

# ПОЛУЧЕНИЕ ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ОБЛАСТИ СТАБИЛЬНОСТИ, В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В обзоре рассмотрено получение ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами низких, релятивистских и промежуточных энергий. Для каждой области энергий обсуждаются экспериментальные методики, применяемые для выделения и идентификации новых ядер.

Показано, что реакции полного слияния ядер с образованием составного ядра дают возможность получать изотопы легких и средних элементов с большим недостатком нейтронов. В этих изотопах были обнаружены новые виды радиоактивного распада: эмиссия запаздывающих протонов, вылет протона из основного состояния ядра, запаздывающее деление.

Реакции многонуклонных передач, протекающие при краевых столкновениях ядер, с успехом использовались для производства нейтроноизбыточных изотопов легких и средних элементов. В экспериментах было выделено и идентифицировано несколько десятков новых нейтроноизбыточных изотопов, установлена закономерность в сечениях их образования, продемонстрирована ядерная неустойчивость  $^{10}\text{He}$ .

В реакциях с тяжелыми ионами релятивистских энергий вклад в образование ядер, удаленных от области стабильности, дают реакции фрагментации налетающего ядра. Использование мишеней толщиной в сотни миллиграмм на  $1\text{ см}^2$  и кинематическая фокусировка продуктов фрагментации позволили получить большое число нейтроноизбыточных изотопов легких элементов даже при невысокой интенсивности пучка ионов. Самый тяжелый изотоп фтора  $^{19}\text{F}$  впервые был получен именно в реакциях фрагментации релятивистских ионов.

Ввод в строй ускорителей тяжелых ионов промежуточных энергий открыл новые возможности для получения ядер, удаленных от области стабильности. Наибольший выход этих ядер был получен именно в реакциях фрагментации тяжелых ионов промежуточных энергий.

Автор выражает благодарность известному американскому физику, профессору Йельского университета Алану Д. Бромли — организатору и редактору 8-томного «Трактата по физике тяжелых ионов» за предложение написать обзор, посвященный получению ядер, удаленных от области стабильности, и полезные советы по его содержанию. Обзор был опубликован на английском языке в США в 8-м томе «Трактата» в 1989 г.

Автор выражает свою благодарность ученым, на работы которых он опирался при написании обзора.

Автор благодарит О. А. Булову, Е. Н. Водоватову, М. М. Иванову, А. В. Исаева, Е. В. Калининкову и З. П. Хлопину за помощь при подготовке рукописи настоящего обзора к печати.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

### 1.1. Немного истории

В ядерной физике, как и в других сферах научной деятельности человека, исследователи осваивали вначале объекты, которые представила в их распоряжение природа — стабильные и естественно радиоактивные ядра. Первый шаг за пределы мира существующих ядер был сделан Ирен и Фредериком Жолио-Кюри. В 1934 г. они получили первые искусственные радиоактивные ядра. Открытие Ганом и Штрассманом деления ядер урана и создание на этой основе атомных реакторов дало в руки физиков широкий набор нейтроноизбыточных изотопов средних и тяжелых элементов. Введение в строй в конце 1940-х гг. первых ускорителей частиц высоких энергий позволило использовать еще один мощный источник ядер, удаленных от области стабильности, — реакции расщепления.

Теоретические оценки показали, что в границах нуклонной стабильности ядер может находиться до 6000 нуклидов. Перед физиками открылось широкое поле деятельности с множеством волнующих научных проблем: где проходят границы нуклонной устойчивости ядер, возможны ли новые виды радиоактивного распада, как изменяются свойства ядер по мере увеличения в них избытка нейтронов или протонов? Увлекательной задачей был синтез новых трансурановых элементов, а несколько позже — сверхтяжелых ядер. Все более определенно складывалось убеждение, что наши представления о мире атомных ядер не могут быть полными, если они основываются только на изучении свойств стабильных и естественно радиоактивных изотопов. Получение и изучение свойств ядер, удаленных от области стабильности, начало складываться как самостоятельное научное направление.

Официальным актом оформления этого направления можно считать первую международную конференцию, посвященную ядрам, удаленным от области стабильности, которая состоялась в августе 1966 г.

в небольшом шведском городе Лезекиль. На конференции были сформулированы два фундаментальных вопроса: «зачем» и «каким образом». Зачем следует заниматься ядрами, удаленными от области стабильности? Что даст их изучение науке и технике? Смысл второго вопроса состоял в том, каким путем получать эти ядра, какие ядерные реакции можно для этого использовать, какими методами выделять и идентифицировать новые ядра и изучать их свойства. В обзорных докладах, представленных на конференции, были предприняты попытки дать ответы на оба поставленных вопроса, естественно, на уровне знаний тех лет.

Со времени конференции в Лезекиле изучение ядер, удаленных от области стабильности, выросло в динамично развивающееся научное направление. Оно вовлекло в свою орбиту сотни экспериментаторов и теоретиков, работающих во многих странах мира. После Лезекиля состоялись еще три специализированных международных конференции: в Лезене (Швейцария), Карджезе (Корсика, Франция), Хельсингере (Дания). Материалы этих конференций дают представление о непрерывно расширяющемся фронте исследований ядер, удаленных от области стабильности, демонстрируя впечатляющие достижения этого научного направления.

## 1.2. Условия, необходимые для изучения ядер, удаленных от области стабильности

Для изучения ядер, удаленных от области стабильности, необходим прежде всего источник их производства. Таким источником может быть ускоритель или атомный реактор. Далее необходима эффективная система отбора нужных ядер. Дело в том, что в ядерных реакциях с ускоренными частицами или при делении урана-235 тепловыми нейтронами образуется множество различных нуклидов. Ядра, удаленные от области стабильности, получают в количествах, на порядки величин меньших, чем ядра вблизи области стабильности. Без специальных устройств — селекторов невозможно надежно отделять нужные продукты реакции от множества остальных. Наконец, необходимы детекторные системы, которые дают возможность идентифицировать новые изотопы, а затем и изучать их ядерные свойства. Речь идет о типе радиоактивного распада, массе, спине и форме ядер, спектрах возбужденных состояний.

Прогресс в изучении ядер, удаленных от области стабильности, определился, с одной стороны, развитием ускорительной техники, с другой — совершенствованием методов селекции изотопов и методов их детектирования. Повышение энергии и интенсивности пучков ускоренных частиц, применение бомбардирующих частиц нового вида неизменно давало мощный толчок развитию исследований ядер, удаленных от области стабильности. Открывались новые возможности

в продвижении к границе нуклонной стабильности ядер, создавались условия для более детального изучения их ядерных свойств.

Исходным материалом для получения ядер, удаленных от области стабильности, обычно служат стабильные и естественно радиоактивные изотопы. Как правило, производство ядер, удаленных от области стабильности, требует затрат энергии. Реакции, в которых они получаются, эндонергетичны.  $Q$  реакции может достигать десятков МэВ, и тем больше, чем дальше удален нуклид от области стабильности. Поэтому энергия бомбардирующих частиц играет важную, во многих случаях решающую роль в получении ядер, удаленных от области стабильности. Так, например, сечение реакции фрагментации в интервале энергии от 0,1 до 2 ГэВ возрастает на 3 порядка. Экзотическая реакция ( $^4\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ ), используемая для получения нейтронодефицитных изотопов легких ядер, может быть реализована с заметным сечением лишь при энергии ионов  $^4\text{He}$  порядка сотни МэВ. Исключение из этого правила составляет деление урана-235 тепловыми нейтронами. Как известно, сечение деления превышает 500 б, и в результате деления со значительным выходом получается множество изотопов, сильно перегруженных нейтронами. Нельзя не признать, что эта реакция — подарок природы для тех, кто занимается ядрами, удаленными от области стабильности.

Важную роль в продвижении к границам нуклонной стабильности ядер играет интенсивность пучков. Выход ядер в ядерных реакциях быстро падает по мере удаления их от области стабильности, и наиболее экзотические нуклиды образуются с очень низким сечением.

### 1.3. Роль тяжелых ионов в исследовании ядер, удаленных от области стабильности

Создание ускорителей тяжелых ионов открыло новые горизонты в исследованиях ядер, удаленных от области стабильности. С самого начала было ясно, что тяжелые ионы являются уникальными частицами для синтеза ядер новых трансурановых элементов. Более того, можно сказать, что именно эта цель была одним из главных стимулов развития техники ускорения тяжелых ионов. И действительно, все новые трансурановые элементы с атомными номерами от 102 до 109 были синтезированы в реакциях с тяжелыми ионами.

Довольно быстро было также осознано, что реакции полного слияния двух сложных ядер являются эффективным средством получения нейтронодефицитных изотопов многих элементов. Тем самым открывалась возможность продвижения к границе протонной устойчивости ядер. Именно в реакциях полного слияния были открыты новые виды радиоактивного распада: эмиссия запаздывающих протонов, запаздывающее деление, протонный распад из основного состояния.

Несколько позже выяснилось, что реакции многонуклонных передач, реализующиеся в касательных столкновениях двух сложных ядер, могут быть использованы для получения ядер, удаленных от области стабильности. Особенно успешным оказалось их применение для получения ядер легких элементов с очень большим избытком нейтронов. С помощью многонуклонных передач были получены десятки новых изотопов.

С вводом в строй ускорителей тяжелых ионов промежуточных (десятки МэВ) и релятивистских (сотни МэВ) энергий исследования с использованием тяжелых ионов получили новый импульс. Для этих энергий характерным типом реакций являются фрагментации налетающего ядра при краевом столкновении с ядром-мишенью. Сильная направленность вперед продуктов фрагментации налетающего ядра, близость их скоростей к скорости налетающего ядра создают благоприятные условия для выделения ядер, удаленных от области стабильности, и их эффективного сбора на детекторную систему. При промежуточных энергиях толщина мишени может достигать многих десятков, а для релятивистских энергий сотен и даже тысяч миллиграмм на  $1 \text{ см}^2$ . Именно в реакциях фрагментации были получены в последние годы наиболее экзотические изотопы легких элементов и осуществлено дальнейшее продвижение к границам нуклонной устойчивости ядер.

Сильная концентрация выхода под малыми углами и сравнительно небольшой относительный разброс по скоростям продуктов реакций фрагментации налетающего ядра при релятивистских энергиях открыли новые возможности в исследовании ядер, удаленных от области стабильности. Речь идет об использовании пучков вторичных частиц. В экспериментах по ядерному рассеянию продуктов фрагментации налетающего ядра была получена ценная информация о размерах нейтронизбыточных изотопов легчайших элементов.

## 1.4. Краткое содержание обзора

Обзор посвящен получению ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами низких, промежуточных и релятивистских энергий. Дано описание методов селекции и идентификации продуктов реакций с тяжелыми ионами, приводятся наиболее важные научные результаты. Обзор состоит из введения, трех разделов и заключения.

Первый раздел посвящен реакциям полного слияния двух сложных ядер как способу получения ядер, удаленных от области стабильности. Приводятся методы отбора и идентификации продуктов распада составного ядра и наиболее важные научные результаты.

В следующем разделе дано описание реакций многонуклонных передач с тяжелыми ионами как источника получения ядер, удаленных от области стабильности. Приведены наиболее существенные с этой точки зрения характеристики этих реакций, обсуждаются методы се-

лекции и идентификации продуктов многонуклонных передач, а также достигнутые результаты.

Последний раздел посвящен описанию реакций фрагментации как эффективного метода получения новых ядер, удаленных от области стабильности, и изучения их свойств. Рассматриваются методы выделения и идентификации продуктов фрагментации налетающего ядра и полученные с их помощью научные результаты.

В заключении подводятся краткие итоги получения ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами, обсуждаются возможные пути дальнейшего развития этих исследований.

## 2. ПОЛУЧЕНИЕ ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ОБЛАСТИ СТАБИЛЬНОСТИ, В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

### 2.1. Нейтронодефицитные ядра

#### 2.1.1. Нейтронный дефицит как результат слияния двух ядер.

В стабильных и естественно радиоактивных изотопах отношение числа нейтронов к числу протонов  $N/Z$  возрастает вместе с атомным номером и массовым числом ядра. В наиболее распространенных изотопах легких элементов  $N/Z = 1$ , в то время как в изотопах тяжелых элементов это отношение превосходит 1,5, приближаясь к 1,6. Эта особенность нуклонного состава естественных ядер открывает принципиальную возможность получения нейтронодефицитных изотопов средних и тяжелых элементов за счет полного слияния более легких ядер.

Действительно, при слиянии двух ядер  $^{58}\text{Ni}$  образуется ядро  $^{116}\text{Ba}$ , в котором нейтронный дефицит достигает 14 единиц. Слияние двух ядер  $^{90}\text{Zr}$  ведет к формированию составного ядра  $^{180}\text{Hg}$ , которое содержит на 16 нейтронов меньше, чем самый легкий изотоп ртути  $^{196}\text{Hg}$ . На рис. 1 штриховой линией отмечены легчайшие составные ядра (LCN) элементов от олова до свинца, которые могут быть получены при полном слиянии двух стабильных ядер. Наибольший дефицит достигается при слиянии близких по  $Z$  и  $A$  ядер и использовании в облучении легчайших стабильных изотопов.

Современные ускорители тяжелых ионов позволяют получать пучки ионов практически всех элементов Периодической таблицы Менделеева. Экспериментаторы имеют возможность реализовать в эксперименте любую комбинацию налетающего ядра и ядра-мишени и использовать тем самым реакции полного слияния для получения ядер с большим нейтронным дефицитом.

**2.1.2. Факторы, ограничивающие полное слияние ядер.** При широких возможностях выбора комбинаций сталкивающихся ядер естественно возникает вопрос: всегда ли можно осуществить полное

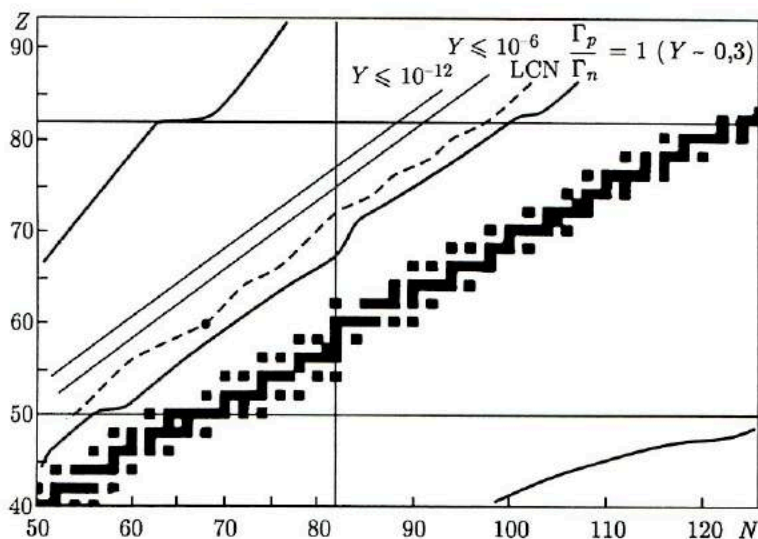


Рис. 1. Часть карты нуклидов для  $Z$  от 40 до 82. Темными квадратами указаны стабильные изотопы, штриховой линией — LCN — наиболее нейтронодефицитные изотопы, получаемые за счет полного слияния стабильных ядер, жирной линией — изотопы, для которых вероятности вылета нейтрона и протона равны, тонкими линиями — изотопы, для которых выход составляет  $10^{-6}$  и  $10^{-12}$  от сечения образования составного ядра. Указаны также границы стабильности нуклидов по отношению испускания нейтрона и протона [1]

слияние ядер, нет ли каких-либо ограничений на процесс формирования составного ядра. При этом предполагается, что энергия тяжелых ионов достаточна для преодоления входного кулоновского барьера. Действительно, такие ограничения существуют. Некоторые из них были выявлены на заре ядерно-физических исследований с тяжелыми ионами, другие были установлены лишь в последние годы.

Одно из ограничений на полное слияние ядер связано с большими угловыми моментами, реализующимися в реакциях с тяжелыми ионами. Данные экспериментов показывают, что для каждой пары ядра-мишени и налетающего ядра и выбранной энергии столкновения существует критический угловой момент  $I_{cr}$ , выше которого не происходит захвата налетающего ядра ядром-мишенью — необходимое условие для формирования составного ядра.

Теоретический анализ устойчивости быстро вращающейся ядерной капли (Плазил [2]) определил предельные спины  $I_{lim}$ , которые может выдержать ядро, не разрушаясь мгновенно. Соответствующие данные представлены на рис. 2, где  $I_{lim}$  дается в зависимости от массового числа ядра.

Критический угловой момент  $I_{cr}$  может быть и меньше, и больше предельного спина  $I_{lim}$ . В первом случае ограничение на полное

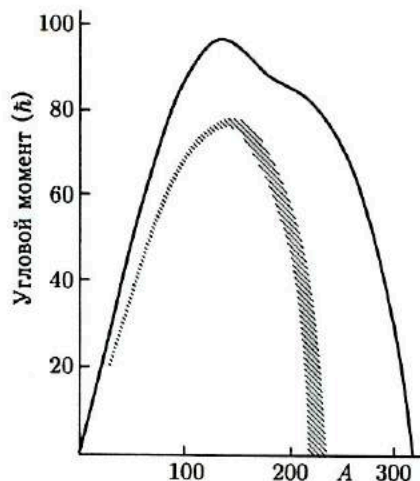


Рис. 2. Предсказания модели жидкой капли для величины углового момента ядра, при которой барьер деления исчезает (сплошная кривая). В заштрихованной области высота барьера равна энергии отделения нейтрона. Данные относятся к  $\beta$ -стабильным ядрам,  $A$  — массовое число [2]

слияние определяется входным каналом реакции  $l < l_{cr}$ . Во втором случае — предельным спином. Вклад в образование составного ядра во втором случае дают только те парциальные волны, для которых барьер деления составного ядра не обращается в ноль:

$$l < l_{Bf}, \quad l_{Bf} = I_{lim}.$$

Обратимся теперь к лобовым столкновениям ядер, в которых центробежные силы уже не играют определяющей роли в захвате ядром-мишенью налетающего ядра. Еще не так давно считалось, что возможно полное слияние любых двух ядер, даже ядер урана, если они сталкиваются с достаточно высокой кинетической энергией. С ускорением очень тяжелых ионов стало возможным проверить это предположение экспериментально.

На рис. 3 представлены данные о наблюдении полного слияния ядер. По осям отложены атомные номера сталкивающихся ядер  $Z_1$  и  $Z_2$ . Темные значки указывают комбинации налетающего ядра и ядра-мишени, для которых наблюдалось формирование составного ядра, крестиками — комбинации, в которых наблюдать его не удалось. Из рисунка видно, что слияние ядер легче реализуется для асимметричных комбинаций ядра-мишени и налетающего ядра. В асимметричных комбинациях удалось продвинуться до 109-го элемента, тогда как в симметричных — не далее урана.

Проведенный Святецким анализ взаимодействия ядер в рамках макроскопического динамического подхода [4] выявил возникновение динамического барьера на пути к полному слиянию для тяжелых ядер-мишеней и достаточно тяжелых налетающих ядер. В этих случаях для слияния налетающего ядра с ядром-мишенью необходима дополнительная кинетическая энергия сверх входного потенциального барьера — экстра-пуш. Для формирования составного ядра требуется



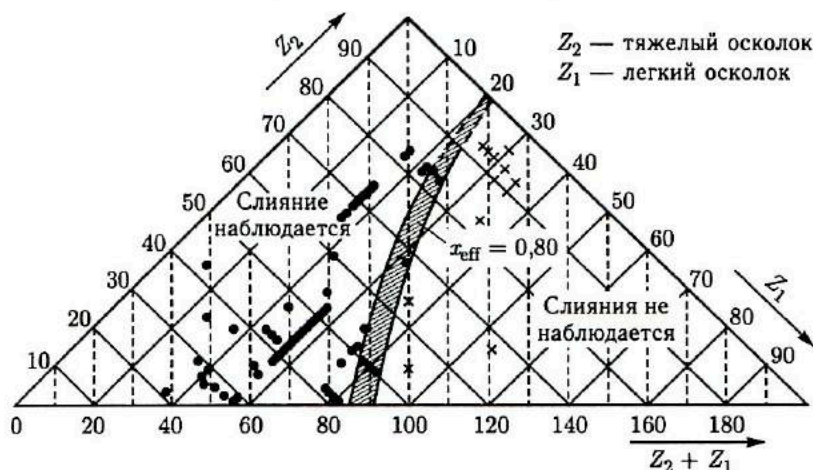


Рис. 3. Результаты изучения полного слияния ядер. Темные кружки обозначают комбинации ядер, для которых наблюдались испарительные остатки (в GSI); кресты — комбинации, для которых не наблюдалось полного слияния (различные лаборатории). Заштрихованная область соответствует параметру  $x_{\text{eff}} = 0,80$ , который характеризует отношение притягивающих ядерных сил к кулоновскому отталкиванию для конфигурации двух касающихся сфер [3]

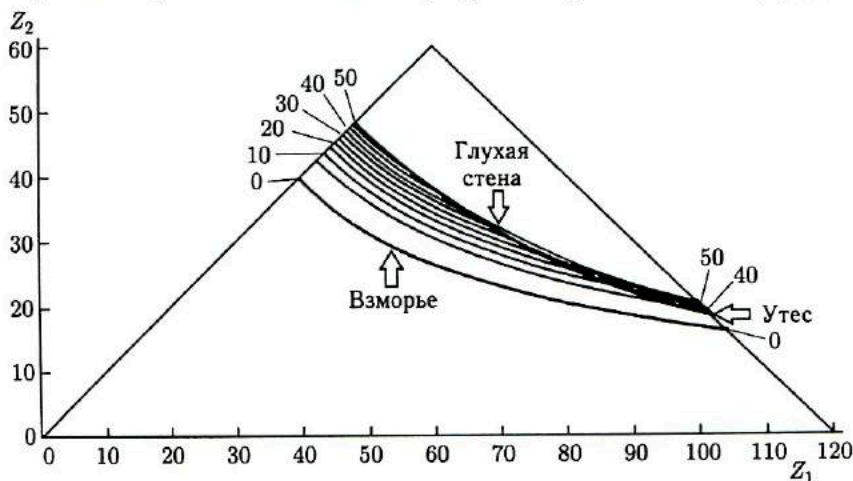


Рис. 4. Расчетные данные для экстра-экстра-пуша.  $Z_1$  и  $Z_2$  — атомные номера сталкивающихся ядер. В районе «глухая стена» экстра-экстра-пуш достигает очень больших значений [5]

еще большая дополнительная энергия, которая получила название экстра-экстра-пуш [5].

На рис. 4 представлены расчетные данные для величины экстра-экстра-пуша в зависимости от атомных номеров сталкивающихся ядер.

Видно, что при фиксированном  $Z$  составного ядра максимального значения экстра-экстра-пуш достигает при  $Z_1 = Z_2$ . Но ведь именно симметричные комбинации налетающего ядра и ядра-мишени обеспечивают получение наибольшего нейтронного дефицита в составном ядре.

Из рисунка видно также, что экстра-экстра-пуш стремительно возрастает в интервале  $40 \leq Z_1$ ,  $50 \leq Z_2$ . Именно по этой причине сотый элемент — фермий не удалось получить в симметричной комбинации сталкивающихся ядер.

Существование динамического барьера для полного слияния достаточно тяжелых ядер имеет принципиальное значение для синтеза новых трансурановых элементов и сверхтяжелых ядер. Однако если ограничить область рассмотрения ядер, удаленных от области стабильности, ядрами с  $Z \leq 92$ , то можно использовать любые комбинации налетающего ядра и ядра-мишени с уверенностью в реализации полного слияния и формирования составного ядра.

**2.1.3. Выход нейтронодефицитных ядер.** Выход нейтронодефицитных ядер — продуктов распада составного ядра определяется двумя факторами: сечением формирования составного ядра и конкуренцией между различными каналами его распада. Рассмотрим кратко каждый из них.

*Сечение образования составного ядра* определяется следующим соотношением, которое выражает суммарный вклад парциальных волн с различным значением углового момента, от  $l = 0$  до  $l = l_{cr}$ :

$$\sigma_{CN} = \pi \lambda^2 l_{cr}(l_{cr} + 1). \quad (2.1)$$

В случае  $l_{Bf} < l_{cr}$  в соотношении (2.1) вместо  $l_{cr}$  входит  $l_{Bf}$  — угловой момент, при котором барьер деления составного ядра обращается в ноль.

Характерная форма зависимости  $\sigma_{CN}$  от энергии столкновения представлена на рис. 5. Сечение быстро возрастает в окрестностях кулоновского барьера, достигает при некоторой энергии максимального значения, затем начинает уменьшаться. Подъем сечения связан с увеличением числа парциальных волн, дающих вклад в  $\sigma_{CN}$ , спад — с более быстрым уменьшением  $\lambda$  по сравнению с медленным ростом  $l_{cr}$ .

С увеличением масс налетающего ядра  $l_{cr}$  вначале возрастает примерно до  $A \sim 50$ , затем начинает медленно уменьшаться.  $\lambda$  уменьшается обратно пропорционально приведенной массе налетающего ядра. В целом, если сравнить сечения полного слияния для различных тяжелых ионов при одной и той же энергии на нуклон, они оказываются меньше для более тяжелых ионов. Рис. 6 иллюстрирует эту зависимость.

Для получения составных ядер с максимальным нейтронным дефицитом выгодно использовать достаточно тяжелые ионы. В связи

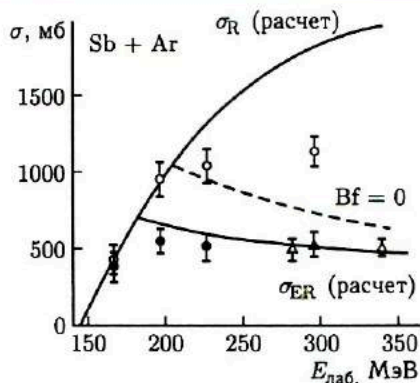


Рис. 5. Функции возбуждения для системы  $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ . Темные кружки из [6] и светлые треугольники из [7] — сечение образования испарительных остатков. Светлые кружки — результат добавления сечения деления составного ядра [8]. Сплошные линии — расчетные значения полного сечения реакции (верхняя кривая) и сечения образования испарительных остатков (нижняя кривая). Штриховая кривая — расчетные данные для сечения образования испарительных остатков в предположении, что в сечение образования дают вклад все угловые моменты, для которых рассчитанный барьер деления больше нуля [6]

с этим отметим, что уменьшение сечения слияния с ростом массы налетающего ядра не носит драматического характера.

*Конкуренция между каналами распада составного ядра.* В реакциях с тяжелыми ионами энергия возбуждения составного ядра может достигать многих десятков МэВ. Девозбуждение составного ядра осуществляется путем эмиссии нейтронов, легких заряженных частиц,  $\gamma$ -квантов. Конкуренция между многочисленными каналами его распада приводит к образованию значительного числа различающихся между собой дочерних ядер.

Эмиссия нейтронов увеличивает нейтронный дефицит, удаляя ядро от области стабильности. Эмиссия протонов и  $\alpha$ -частиц действует в противоположном направлении. Легким заряженным частицам приходится преодолевать кулоновский барьер составного ядра, для нейтронов он не существует. Поэтому эмиссия нейтронов оказывается, вообще говоря, предпочтительнее. Повышая энергию тяжелых ионов, а вместе с ней и энергию возбуждения составного ядра, можно добиться эмиссии довольно значительного числа нейтронов. Рис. 7 иллюстрирует вид функций возбуждения реакций  $(\text{HI}, xn)$ , измеренных при облучении  $^{130}\text{Te}$  ионами  $^{12}\text{C}$ . В интервале энергий ионов от 30 до 160 МэВ наблюдался вылет от трех до двенадцати нейтронов (Оганесян и др. [9]). Напрашивается вывод о том, что производство нейтрондефицитных ядер требует увеличения энергии бомбардирующих частиц с целью

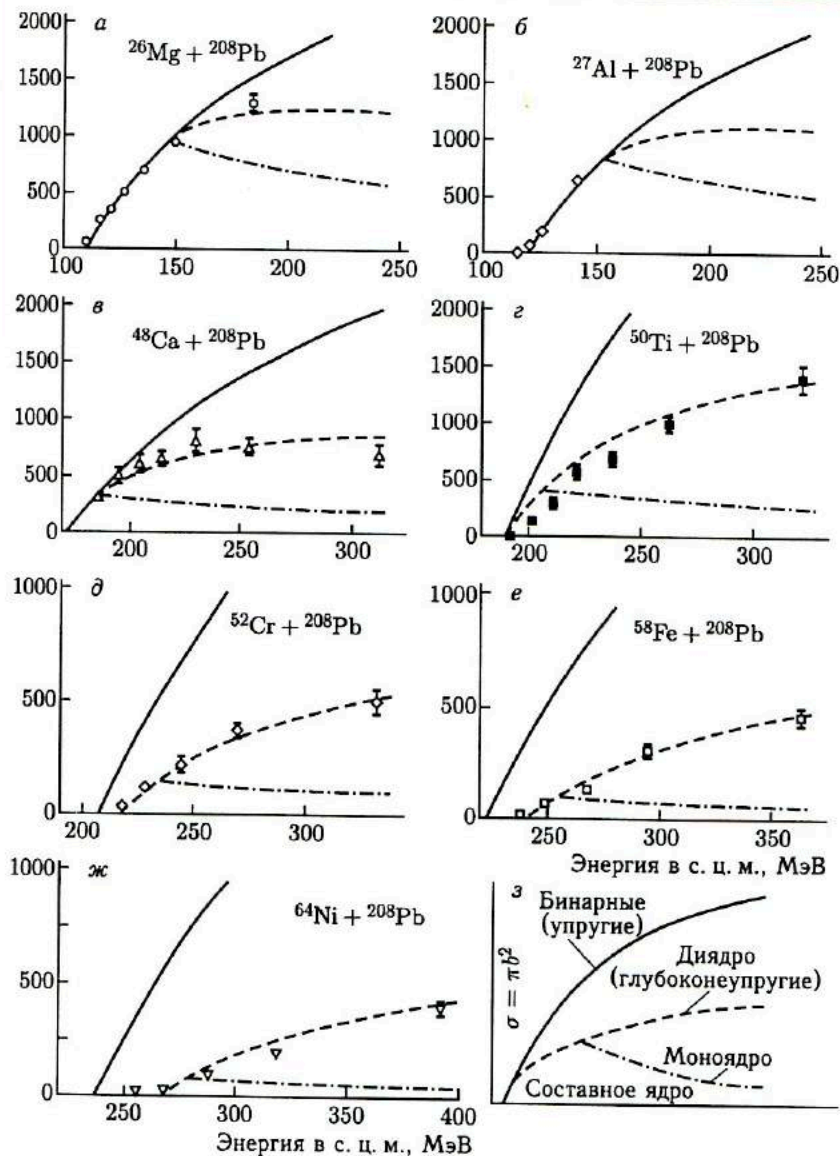


Рис. 6. Функции возбуждения различного типа реакций для ряда комбинаций сталкивающихся ядер. Сплошной линией указаны сечения реакций, штриховой — сечение слияния, штрихпунктирной — сечение квазиделения, точки — сечение полного слияния. Рис. з иллюстрирует качественное различие между бинарными реакциями (упругое и квазиупругое рассеяние), реакциями с образованием диядра (глубокоупругие столкновения), реакциями с образованием моноядра (квазиделение) и реакциями с образованием составного ядра [5]

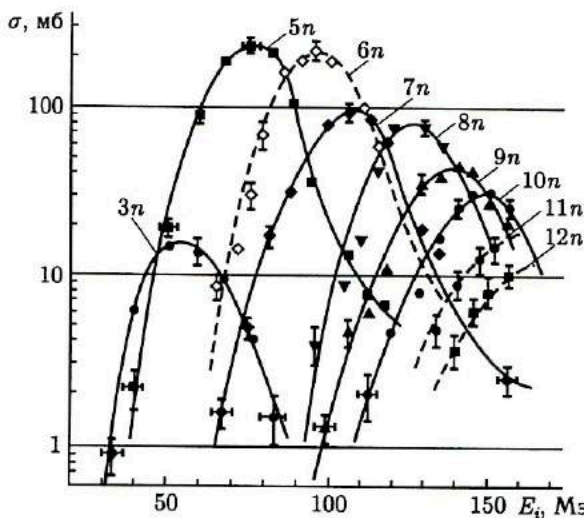


Рис. 7. Функции возбуждения реакций ( $^{12}\text{C}, xn$ ) для  $x$  от 3 до 12, полученные при облучении  $^{130}\text{Te}$  ионами  $^{12}\text{C}$  с энергией от 30 до 160 МэВ [9]

получения высоковозбужденных составных ядер, снимающих свое возбуждение преимущественно путем эмиссии нейтронов.

Следует, однако, отметить, что в работе [9] использовалась сильно асимметричная комбинация налетающего ядра и ядра-мишени. Мишенью был тяжелый изотоп теллура  $^{130}\text{Te}$ . А как будут конкурировать между собой различные каналы распада составного ядра в случае симметричных комбинаций сталкивающихся ядер при использовании в качестве ядра-мишени и налетающего ядра легких естественных изотопов?

В начале 1970-х гг. были выполнены работы Стефанса и др. и Вина и др. [1, 10], в которых анализировалась возможность получения максимального нейтронного дефицита в реакциях полного слияния. Анализ относился к составным ядрам, лежащим в области от циркония до астатина. В работе [1] выбирались такие комбинации сталкивающихся ядер, которые с самого начала создавали в составном ядре максимальный нейтронный дефицит. Это были симметричные или близкие к симметричным комбинации ядер с наиболее легкими естественными изотопами.

В работе [10] зарядовая асимметрия входного канала варьировалась. Тем самым удалось выявить ее влияние на распад составного ядра. Энергия возбуждения составного ядра менялась в широких пределах. Находились те ее значения, при которых выход данного изотопа максимален.

Сечение образования составного ядра в обеих работах отождествлялось с сечением реакций  $\sigma_R$ . Распад возбужденного составного яд-

ра рассчитывался в рамках статистической модели. Конкурирующими каналами распада были эмиссия нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц. Вклад деления не учитывался, так же как и конкуренция с вылетом  $\gamma$ -квантов. В работе [10] учитывалась доля энергии возбуждения, идущая на вращение ядра. Момент инерции составного ядра при этом полагался твердотельным. Деформация составного ядра, вызванная вращением, не принималась во внимание.

В работе [1] полагалось, что на протяжении всего каскада эмиссии легких частиц температура составного ядра остается постоянной, равной 1,5 МэВ. Несмотря на все эти упрощающие предположения, основные выводы, полученные в этих работах, относительно особенностей девозбуждения составного ядра при нарастании в нем нейтронного дефицита не вызывают сомнений.

Рис. 8 демонстрирует изменение путей распада возбужденного составного ядра при изменении зарядовой (массовой) асимметрии входного канала реакции.

При слиянии ядра  $^{128}\text{Te}$  с ядром  $^{12}\text{C}$  получается составное ядро  $^{140}\text{Ce}$ . Это ядро наиболее распространенного естественного изотопа церия. В этой реакции составное ядро оказывается на самом дне долины  $\beta$ -стабильности. Это не случайно, поскольку  $^{128}\text{Te}$  — один из двух тяжелых стабильных изотопов теллура. Из рис. 8, а видно, что с наибольшим выходом, превышающим 100 мб, образуются изотопы, соответствующие эмиссии от трех до шести нейтронов, протона и четырех или пяти нейтронов, или  $\alpha$ -частицы и четырех нейтронов.

В реакции  $^{92}\text{Mo} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{150}\text{Yb}$  зарядовая и массовая асимметрии невелики. Используются наиболее легкие из стабильных изотопов и никеля, и молибдена. В результате нейтронный дефицит составного ядра  $^{150}\text{Yb}$  достигает 18 нейтронов. Самый легкий из стабильных изотопов иттербия имеет массовое число  $A = 168$ . Как видим, картина наиболее вероятных каналов распада возбужденного составного ядра изменилась радикально. С сечением более 100 мб образуются изотопы, соответствующие эмиссии от трех до пяти протонов. Сечение эмиссии одного и двух нейтронов меньше 1 мкб. Сечение эмиссии еще большего числа нейтронов исчезающе мало (рис. 8, б).

В симметричной комбинации сталкивающихся ядер  $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo} \rightarrow ^{184}\text{Po}$  исходное составное ядро  $^{184}\text{Po}$  имеет на 26 нейтронов меньше, чем наиболее стабильный из полониевых изотопов  $^{210}\text{Po}$ . Из рис. 8, в видно, что опять-таки наиболее интенсивными каналами распада ядра  $^{184}\text{Po}$  являются каналы с эмиссией от одного до трех протонов и  $\alpha$ -частицы и одного-двух протонов. Сечение каналов реакций с эмиссией одного-двух нейтронов на несколько порядков величины ниже 1 мкб.

Рис. 9, на котором изображены пороги эмиссии нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц для различных изотопов осмия и церия, дает представление о причинах подавления эмиссии нейтронов из составных ядер с большим нейтронным дефицитом. Для нейтронов порог эмиссии совпадает

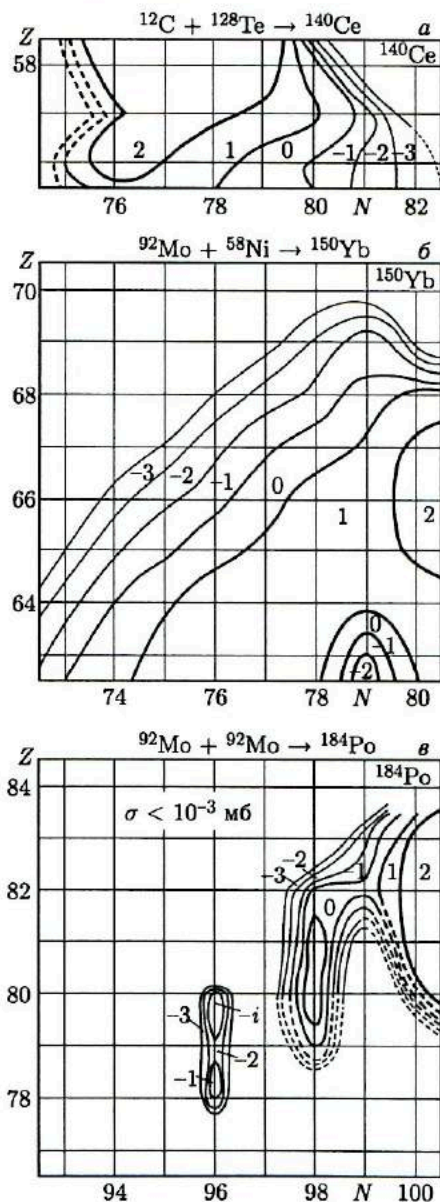


Рис. 8. а) Контурная диаграмма для максимального выхода продуктов распада составного ядра  $^{140}\text{Ce}$ , образующегося в реакции  $^{12}\text{C} + ^{128}\text{Te}$ . Числа указывают логарифмы с основанием 10 максимального выхода в миллибарнах. Так, например, 2 означает 100 мб [10]. б) То же для реакции  $^{92}\text{Mo} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{150}\text{Yb}$  [10]. в) То же для реакции  $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo} \rightarrow ^{184}\text{Po}$  [10]

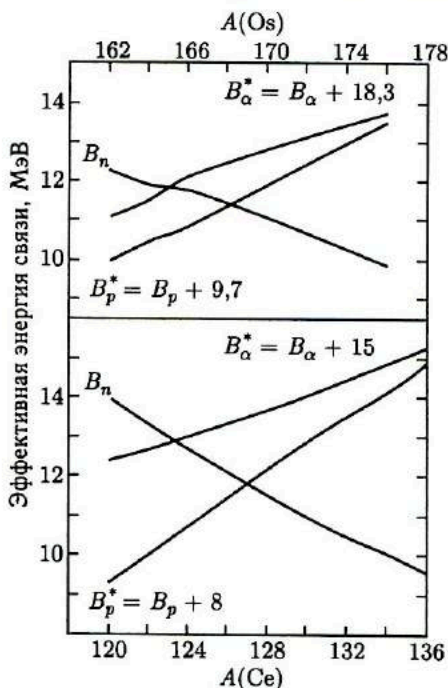


Рис. 9. Эффективные энергии связи нейтрона  $B_n$ , протона  $B_p^*$  и  $\alpha$ -частицы  $B_\alpha^*$  в зависимости от массового числа изотопов Os и Ce [1]

с энергией связи нейтрона —  $B_n$ , для протонов и  $\alpha$ -частиц он включает также выходные кулоновские барьеры. Для церия кулоновские барьеры равны соответственно 8 и 15 МэВ, для осмия — 9,7 и 18,3 МэВ. Видно, что с нарастанием нейтронного дефицита в ядре порог эмиссии протонов снижается, тогда как порог эмиссии нейтронов растет. В выражение для отношения вероятностей вылета нейтрона и протона  $P_n/P_p$  пороги входят под знаком экспоненты:

$$P_n/P_p \sim \exp[-(B_n - B_p^*)/T], \quad (2.2)$$

где  $T$  — температура составного ядра. Различие в порогах величиной в несколько МэВ уже вызывает сильное подавление каналов распада составного ядра с эмиссией одних нейтронов.

Рис. 1, взятый из работы [1], демонстрирует возможности продвижения в сторону границы нуклонной стабильности для ядер с большим нейтронным дефицитом. Сплошной жирной линией отмечены ядра, для которых вероятности эмиссии нейтрона и протона равны  $\Gamma_p/\Gamma_n = 1$ . Для этих ядер сечение образования соответствующего нейтрондефицитного ядра составляет около 30% от сечения образования составного ядра. Продвижение в сторону большего нейтронного дефицита



от линии LCN путем эмиссии нейтронов связано с резким падением выходов соответствующих продуктов реакций. При эмиссии 4–6 нейтронов сечение падает примерно в миллион и более раз, при эмиссии следующих 3–2 нейтронов — еще в миллион раз. Две тонкие линии левее штриховой кривой отмечают ядра, для которых выход составляет соответственно  $\sim 10^{-6}$  и  $10^{-12}$  от выхода составных ядер, лежащих на линии LCN. На рисунке обозначены также границы нуклонной стабильности ядер для этой области значения  $Z$ .

Проведенный в работах [1, 10] анализ позволяет сделать следующие выводы.

а) Наиболее эффективный способ получения ядер с большим нейтронным дефицитом в реакциях полного слияния состоит в выборе симметричных комбинаций налетающего ядра и ядра-мишени и использовании наиболее легких стабильных изотопов.

б) Возможность дальнейшего повышения нейтронного дефицита за счет эмиссии нейтронов из составного ядра ограничена.

в) Можно использовать реакции с эмиссией не только нейтронов, но и протонов, и  $\alpha$ -частиц. При этом следует выбирать комбинации сталкивающихся ядер такие, чтобы  $Z$  составного ядра было больше, чем  $Z$  изотопов, которыми мы интересуемся. Энергия тяжелых ионов должна лежать в окрестностях кулоновского барьера.

г) Для ядер с  $Z > 50$  трудно достигнуть границы протонной, двухпротонной устойчивости с помощью реакций полного слияния.

д) Реакции полного слияния открывают возможность изучения ядерных свойств большого числа еще неизвестных нейтронодефицитных изотопов.

## 2.2. Выделение и идентификация продуктов полного слияния ядер

**2.2.1. Метод ядер отдачи.** В реакциях полного слияния составное ядро получает весь импульс налетающего ядра. Его кинетическая энергия  $E_{CN}$  определяется соотношением

$$E_{CN} = M_p / (M_p + M_t) \cdot E_p, \quad (2.3)$$

где  $M_p$  и  $M_t$  — массы налетающего ядра и ядра-мишени,  $E_p$  — кинетическая энергия налетающего ядра. В реакциях с тяжелыми ионами  $E_{CN}$  может достигать многих десятков и даже сотен МэВ. Испаряющиеся из возбужденного составного ядра нуклоны уносят лишь незначительную часть импульса и кинетической энергии. Ядра — испарительные остатки, с которыми имеют дело экспериментаторы, также обладают высокой кинетической энергией, а их средний импульс близок к импульсу составного ядра.

Эта особенность кинематики реакций полного слияния с тяжелыми ионами открывает возможность быстрого и эффективного отделения ядер — испарительных остатков от вещества мишени. При толщине

мишени  $1-2 \text{ мг/см}^2$  все испарительные остатки могут быть выбиты из мишени. Этот метод выделения испарительных остатков получил название метода ядер отдачи. Впервые он был использован в экспериментах по синтезу новых трансурановых элементов, а в дальнейшем стал широко использоваться в экспериментах по получению ядер, удаленных от области стабильности.

Применению метода ядер отдачи благоприятствует и форма функций возбуждения реакций, используемых для получения изотопов с большим нейтронным дефицитом. Как можно видеть из рис. 7, функции возбуждения реакций с испарением различного числа нейтронов ( $\text{Hf}$ ,  $\text{Hl}$ ) захватывают сравнительно узкие энергетические интервалы. Полуширины функций возбуждения (FWHM) лежат в пределах  $15-20 \text{ МэВ}$ . Сходную форму имеют и функции возбуждения реакций, в которых наряду с нейтронами испаряются протоны ( $\text{Hf}$ ,  $\text{Hl}$ ,  $\text{Hr}$ ). Можно сказать, что различные каналы распада возбужденного составного ядра обладают энергетической селективностью. В образование определенного изотопа вклад дает лишь тот слой мишени, в котором энергия тяжелых ионов остается в пределах определенного энергетического интервала. Для достаточно тяжелых ионов эффективно «работающая» толщина мишени сравнима с пробегами ядер отдачи. Правильный выбор энергии бомбардирующих ионов обеспечивает выбивание из мишени всех или большей части представляющих интерес ядер отдачи.

Соотношение между пробегами ядер отдачи и «работающей» толщиной мишени зависит от массы и энергии налетающего ядра. Пробеги ядер отдачи возрастают с увеличением массы и энергии тяжелого иона, эффективно работающая толщина мишени, напротив, уменьшается благодаря возрастанию удельной ионизации тяжелого иона.

В предыдущем параграфе отмечалось, что симметричные комбинации налетающего ядра и ядра-мишени обеспечивают получение наибольшего нейтронного дефицита. Для метода ядер отдачи такие комбинации также выгодны, поскольку составное ядро получает половину кинетической энергии тяжелого иона.

Итак, одна из наиболее трудных экспериментальных задач, которая возникает при получении ядер, удаленных от области стабильности, — выделение продуктов ядерных реакций из вещества мишени — успешно решается в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами методом ядер отдачи.

**2.2.2. Разделение ядер отдачи и бомбардирующих тяжелых ионов.** В реакциях расщепления высокоэнергетичными протонами или при делении урана тепловыми нейтронами не возникает особых проблем с разделением продуктов реакции и бомбардирующих частиц. Быстрые протоны, прострелив мишень, тормозятся в удаленном от мишени стоппере. Мощная радиационная защита предохраняет детекторы продуктов деления урана от попадания прямых пучков нейтронов. Значительно сложнее обстоит дело при регистрации продуктов распада

составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами. Ядра — испарительные остатки движутся в интенсивном потоке тяжелых ионов, обладая близкими к ним импульсами. Разделение ядер отдачи и бомбардирующих частиц — одна из основных методических задач в экспериментах с тяжелыми ионами.

Существует два основных подхода к решению этой задачи. В одном из них ядра отдачи тормозятся до полной остановки в газообразной или твердой среде. Затем они извлекаются тем или иным способом из зоны торможения и транспортируются к детекторной системе. После потери кинетической энергии тяжелые ионы, движущиеся с тепловой энергией, уже не в состоянии воздействовать на детекторы радиоактивного излучения. Ядра отдачи могут переноситься к детекторам газовой струей. Они могут также вновь ионизоваться, ускоряться электрическим полем, а затем транспортироваться в виде ионов к детекторам радиоактивного излучения.

Во втором подходе выделение ядер отдачи из пучка тяжелых ионов производится с помощью комбинации магнитных и электрических полей без их предварительной остановки. При этом используется значительное различие в скоростях тяжелых ионов и ядер отдачи. Этот метод получил название кинематическое сепарирование. Отделенные от пучка ионы ядра отдачи вбиваются в твердотельный детектор, с помощью которого происходит их идентификация, а также изучение свойств радиоактивного распада.

**2.2.3. Метод газовой струи.** В начале 1960-х гг. Фридманом и Макферланом был предложен простой и эффективный метод выделения ядер отдачи и их транспортировки к детекторам радиоактивного излучения с помощью газовой струи [11, 12].

На рис. 10 показана схема одной из первых установок, в которой был реализован метод газовой струи. Установка использовалась для получения нейтронодефицитных изотопов-излучателей запаздывающих протонов в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами (Карнаухов, Петров [13]).

Ядра отдачи, выбитые из тонкой мишени, тормозились в гелии, который под давлением  $\sim 1$  атм подавался в камеру торможения. Тяжелые ионы простреливали газовый объем и попадали в коллектор пучка бомбардирующих частиц.

В камере торможения имелось небольшое отверстие диаметром 0,4 мм, через которое струя гелия выходила во вторую камеру, которая непрерывно откачивалась. Вместе с потоком гелия выходили и заторможенные в нем продукты реакций. Попадая на сборник активности, продукты реакций прилипали к его поверхности, а рассеянный гелий откачивался насосом. Сборник периодически поворачивался, и «пятно» с продуктами реакции устанавливалось против детектора.

В методе газовой струи газ выполняет две функции: торможение ядер отдачи и транспортировку их к детекторам. В дальнейшем

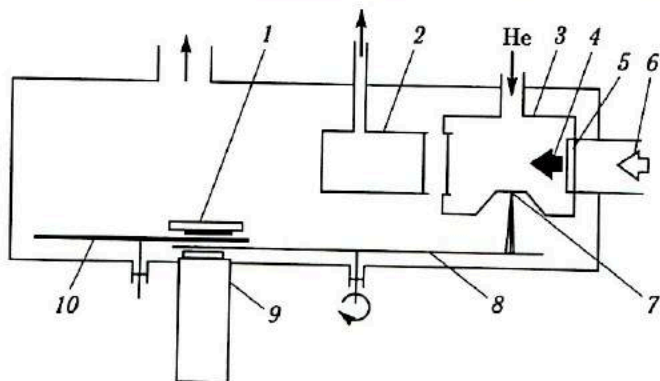


Рис. 10. Схема установки, в которой для выноса активности используется метод газовой струи, вытекающей из отверстия малого диаметра. 1 — поверхностно-барьерный детектор; 2 — коллектор пучка ионов; 3 — камера торможения; 4 — ядра отдачи; 5 — мишень; 6 — пучок; 7 — газовая струя; 8 — сборник активности; 9 — сцинтилляционный  $\beta$ -счетчик; 10 — держатель градуировочного  $\alpha$ -источника [13]

функция транспортировки была расширена путем замены отверстия в камере торможения капиллярной трубкой. Оказалось, что по такой трубке ядра отдачи с потоком гелия можно транспортировать на значительные расстояния (десятки метров) без существенных потерь в эффективности и без заметного замедления во времени доставки продуктов к детекторам. Для этих целей использовались трубки из нержавеющей стали, тефлона, полиэтилена с внутренним диаметром 0,5–1 мм. Капиллярные трубки с гелиевым потоком позволили удачно решить задачу переноса ядер отдачи в зону с низким уровнем фона.

Эффективность выноса ядер отдачи из зоны торможения и транспортировка их без потерь по капиллярам оказались тесно связанными с физико-химическими процессами, протекающими в зоне торможения. Эти процессы вызываются мощной ионизацией, создаваемой пучком тяжелых ионов в тормозном объеме газа. Выяснилось, например, что ультрачистый гелий дает намного более низкую эффективность, чем загрязненный. Добавка в гелий паров воды, бензола, этилена и паров других углеводородов резко повышает выход активности. Исследования показали, что решающим фактором высокой эффективности метода газовой струи является формирование в зоне торможения макромолекул с атомным весом  $10^6$ – $10^8$  а. е. м. (Юнгласс и др. [14]). Именно эти макромолекулы служат переносчиками ядер отдачи, которые сами по себе легко прилипают к стенкам камеры торможения и внутренним стенкам капилляров. Средняя эффективность метода газовой струи составляет 30–50%. Длина капилляра не оказывает существенного влияния на эффективность.

Время переноса в методе газовой струи определяется в основном временем, необходимым для попадания ядра отдачи из камеры торможения в ее выходное отверстие или во вход капилляра. Транспортировка по самому капилляру занимает незначительную часть общего времени доставки. В благоприятных условиях методом газовой струи удавалось выделять ядра отдачи и измерять периоды их радиоактивного распада за времена порядка нескольких миллисекунд.

Метод газовой струи сыграл важную роль на первом этапе изучения нейтронодефицитных изотопов — продуктов полного слияния двух сложных ядер. С его помощью были выделены и изучены первые излучатели запаздывающих протонов, наблюдался самый легкий излучатель  $\alpha$ -частиц из нейтронодефицитного изотопа теллура (Макферлан и др. [15]).

Отдавая должное простоте и эффективности метода газовой струи, нельзя не видеть и его ограничений. Они связаны прежде всего с отсутствием селективности в отборе ядер отдачи. Гелиевая струя выносит из тормозного объема все продукты распада составного ядра. Попадая на детекторы, они создают мощный фон, из которого трудно выделить нужную активность. Эти трудности усугубляются по мере удаления от области стабильности. Увеличение нейтронного дефицита в ядре-продукте полного слияния неизбежно связано с падением его выхода. Необходима установка, которая позволяла бы отбирать из всего множества продуктов распада составного ядра именно те продукты, которые нас больше всего интересуют, — ядра с максимальным нейтронным дефицитом. Такой установкой является масс-сепаратор, работающий в линию с ускорителем тяжелых ионов.

**2.2.4. Изотоп-сепаратор на пучке тяжелых ионов.** Изотоп-сепаратор, работающий «в линию» с ускорителем или реактором, — Isotop Separator on Line (ISOL) — один из основных экспериментальных методов, используемых для выделения и изучения ядер, удаленных от области стабильности. Впервые «в линию» с ускорителем тяжелых ионов изотоп-сепаратор был запущен в Дубне, в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ Тарантиным и др. [16–18]. Он был использован для выделения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов, получаемых в реакциях передачи [19–21].

Подробное описание метода ISOL дано Х. Л. Равном и Б. В. Аллардайсом [18, б]. Мы ограничимся лишь краткой характеристикой метода ISOL на пучках тяжелых ионов, с тем чтобы читатель мог получить представление о месте этого метода среди других методов выделения и изучения ядер, удаленных от области стабильности, — продуктов реакций полного слияния.

Основные блоки изотоп-сепаратора, работающего в линию с ускорителем тяжелых ионов, представлены на рис. 11, а. Они включают: объединенный блок мишени и ионного источника, электростатическую систему ускорения ионов и формирования ионного пучка, сепариру-

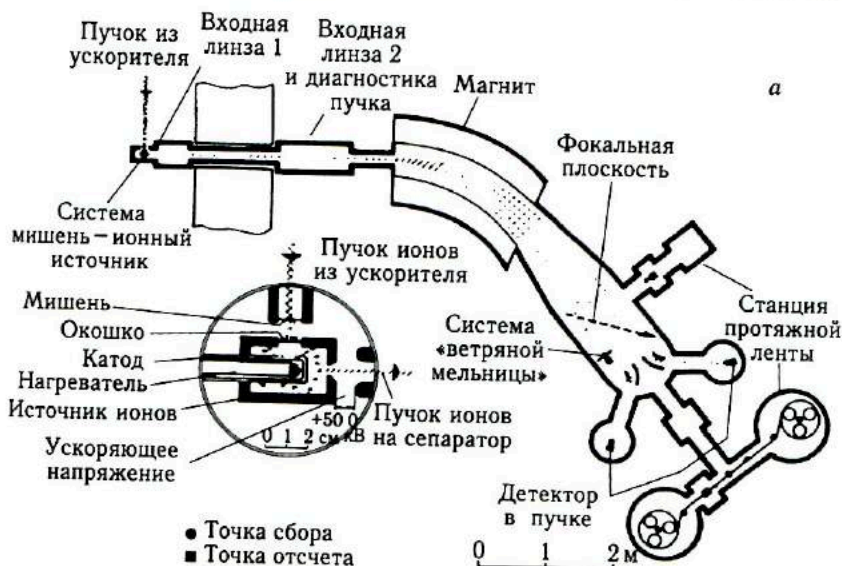


Рис. 11. а) Схема масс-сепаратора GSI [22]. б) Схема ионного источника БЭМС-2 с поверхностной ионизацией: 1 — титановая прокладка, 2 — вытягивающий электрод, 3 — многослойный тепловой экран, 4 — опорные танталовые кольца, 5 — вольфрамовая спираль для разогрева ионизатора, 6 — вольфрамовый ионизатор, 7 — танталовый стоппер ядер отдачи, 8 — тонкая вольфрамовая фольга, 9 — тонкостенный танталовый цилиндр для прижима фольги, 10 — кассета с двумя мишенями, 11 — охлаждаемый медный держатель [13]

ющий магнит, электростатическую систему разводки ионных пучков с различным значением  $A$ , системы транспортировки сепарированных продуктов реакций к детекторам и сами детекторы.

Тонкая мишень, установленная в непосредственной близости от ионного источника, непрерывно облучается тяжелыми ионами (рис. 11, б). Ядра отдачи, вылетевшие из мишени, попадают внутрь ионного источника и тормозятся в стоппере. Тонкая вольфрамовая фольга играет роль входного окошка для продуктов реакций. Вторая тонкая углеродная фольга, помещаемая перед окошком, служит тепловым экраном для мишени. Благодаря высокой температуре, поддерживаемой внутри ионного источника, продукты реакции, вбитые в стоппер, диффундируют к его поверхности и, испаряясь с нее, оказываются в камере ионного источника. Здесь они ионизируются в плазме газового разряда или подвергаются термической ионизации на горячей поверхности камеры.

Из ионного источника через небольшое отверстие ионы выходят наружу, где они попадают в электрическое поле, формируемое вытягивающим электродом. Ионы ускоряются до энергии в несколько десятков килоэлектронвольт и направляются в магнитный сепаратор.

Энергия теплового движения ионов даже при температуре 2500–3000 К составляет несколько десятых электронвольта, поэтому пучок ускоренных ионов обладает высокой моноэнергетичностью. Малое выходное отверстие ионного источника и геометрия ускоряющего электрического поля создают хороший эмиттанс ионного пучка.

Магнитное поле масс-сепаратора разделяет ионы по отношению  $q/A$ , где  $q$  — заряд иона, а  $A$  — его массовое число. Подавляющая часть ионов — однозарядные, поэтому ионы разделяются по массовому числу  $A$ . Конфигурация границ магнита и специальные магнитные экраны обеспечивают фокусировку в горизонтальном и вертикальном направлениях, дают возможность получать изображение малых размеров. Для фокусировки используются также электростатические линзы, помещаемые перед сепарирующим магнитом.

На выходе магнита устанавливаются электростатические дефлекторы. Их назначение — увеличить угол между центральной траекторией и примыкающими к ней траекториями соседних изотопов с большим и меньшим значением  $A$ . Тем самым создаются условия для проведения исследований одновременно на нескольких ионных пучках.

Сепарированные продукты реакций с определенным значением  $A$  попадают на сборники, которые транспортируют их к детекторам радиоактивного излучения. Для транспортировки широко используются лентопротяжные механизмы типа магнитофона, работающие в пульсирующем режиме. Таким образом удастся избежать накопления на сборнике долгоживущей активности, связанной с распадом изобаров, менее удаленных от области стабильности и обладающих поэтому большим выходом.

Для изучения радиоактивного распада сепарированных продуктов реакций используются детекторы  $\alpha$ -частиц, протонов, электронов, позитронов, запаздывающих нейтронов и осколков запаздывающего деления,  $\gamma$ -квантов,  $X$ -лучей. Важную роль играют корреляционные измерения, поскольку для ядер, значительно удаленных от области стабильности, типичны цепочки радиоактивных распадов, заканчивающиеся известными радиоактивными изотопами.

Основными параметрами изотоп-сепаратора, работающего «в линию» с ускорителем тяжелых ионов, являются: разрешающая способность, эффективность, быстродействие и химическая селективность.

Разрешающая способность по массе  $M/\delta M$  может достигать величины в несколько тысяч, так что пространственное разделение соседних изотопов, включая изотопы тяжелых элементов, не представляет проблемы.

Эффективность ISOL на пучке тяжелых ионов изменяется в широких пределах: от десятков процентов до десятых и сотых долей процента. Эффективность зависит от физико-химических свойств сепарируемого элемента: температуры плавления, летучести при рабочей температуре ионного источника, потенциала ионизации атомов. С высокой эффективностью сепарируются, например, изотопы щелочных элементов. Атомы этих элементов легко теряют электрон, приобретая электронную конфигурацию благородных газов, обладающих высокой летучестью. Напротив, разделение изотопов тугоплавких элементов с низкой летучестью (W, Ta, Re) представляет для масс-сепаратора трудноразрешимую проблему.

Быстродействие ISOL определяется средним временем, необходимым для сепарирования изотопов данного элемента. Время движения иона от выходного отверстия ионного источника до сборника занимает доли миллисекунды. Поэтому быстродействие зависит прежде всего от времени нахождения иона в ионном источнике. Это время складывается из времени диффузии к поверхности стоппера, времени удержания атома на его поверхности, времени, необходимого для его ионизации, наконец, времени движения иона внутри камеры ионного источника до того, как он попадет в выходное отверстие. Столкновение атома или иона со стенками камеры ионного источника может сопровождаться удержанием его в течение некоторого времени на ее поверхности. Температура плавления, летучесть и потенциал ионизации являются главными факторами, определяющими время удержания атомов в ионном источнике. Рис. 12 иллюстрирует температурную зависимость времени удержания в ионном источнике для ряда элементов [13]. В настоящее время созданы ионные источники, работающие при температурах 2700–3000 К (Кирхнер [23]).

Изотоп-сепаратор разделяет продукты реакций только по массовому числу. В одно и то же место фокальной плоскости могут попадать изотопы нескольких элементов. Это создает трудности при изучении свойств ядер, наиболее удаленных от области стабильности. Их выход



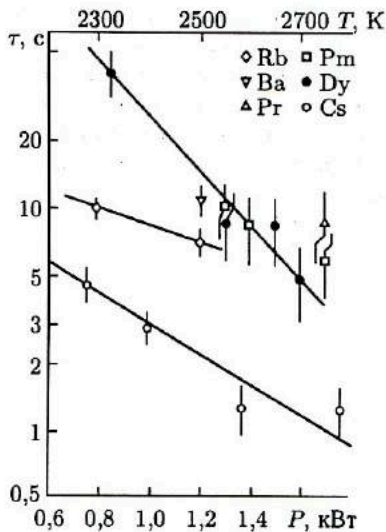


Рис. 12. Зависимость среднего времени удержания ряда элементов в ионном источнике БЭМС-2 от мощности подогрева (температуры) ионизатора [13]

мал, и регистрация распада этих ядер на фоне радиоактивного излучения более стабильных изобаров представляет трудную задачу.

Зависимость эффективности и быстродействия ионного источника от химических свойств элемента позволяет создавать условия для преимущественного выделения изотопов определенных элементов. Снижение температуры ионного источника, работающего в газоразрядном режиме, обеспечивает преимущественный выход элементов с повышенной летучестью: благородных газов, щелочных элементов, ртути, таллия, висмута. Переход от ионизации атомов в газовом разряде к термоионизации на внутренней поверхности ионного источника обеспечивает преимущественный выход щелочных и щелочно-земельных элементов.

С помощью ISOL на пучках тяжелых ионов было выделено и идентифицировано большое число новых изотопов, получена ценная информация о свойствах радиоактивного распада ядер, удаленных от области стабильности.

Вместе с тем у этого метода есть ограничения, обусловленные самим принципом работы установки. Необходимость извлечения за счет диффузии продуктов реакции из твердотельного стоппера, сорбция и десорбция атомов на внутренней поверхности ионного источника, необходимость их ионизации — все это вызывает заметную временную задержку между моментом вылета ядра отдачи из мишени и моментом доставки его к детекторам радиоактивного излучения. При удалении от области стабильности времена жизни нуклидов падают, и временная задержка приобретает принципиальный характер.

Из-за низкого выхода и значительного времени удержания в ионном источнике атомов элементов с высокой температурой плавления и низкой летучестью ISOL мало пригоден для выделения изотопов таких элементов.

### 2.2.5. Комбинация газовой струи и ионного источника в ISOL.

Один из путей уменьшения временной задержки и расширения набора сепарируемых элементов состоит в замене твердотельного стоппера газовым с выносом продуктов реакции из тормозного объема газовой струи. Идея использования метода газовой струи в комбинации с ISOL



Рис. 13. Схема установки, в которой скомбинированы газовая струя и ионный источник (ISOL) [24]

была предложена Ничке и реализована впервые на пучке тяжелых ионов в установке RAMA (Recoil Atom Mass Analyzer) [25].

Схема основных блоков ISOL с газовым стоппером и гелиевой струей представлена на рис. 13. Ядра отдачи, выбитые из мишени, тормозятся в гелии, который непрерывно поступает в камеру мишени. Давление гелия обеспечивает полное торможение и термализацию ядер отдачи. В гелий вводятся специальные добавки — аэрозоли. В зоне ионизации из аэрозолей формируются макромолекулы, которые абсорбируют продукты реакций и переносят их с потоком гелия по капилляру. Разделение атомов гелия и макромолекул происходит на скимере. Вылетая из капилляра, атомы гелия образуют широко расходящийся поток. Их большая часть попадает на стенки скимера, отражается от них и откачивается мощным форвакуумным насосом. К моменту выхода из капилляра макромолекулы с продуктами реакций обладают той же скоростью, что и атомы гелия. Однако угол их разлета благодаря большой массе оказывается очень узким, в пределах  $1-2^\circ$ . Макромолекулы проходят через отверстие скимера и попадают внутрь камеры ионного источника. Промежуток между источником и скимером откачивается диффузионным насосом.

Ионный источник в этой комбинированной системе выполняет две функции: разрушает макромолекулы, освобождая атомы продуктов реакций, и ионизирует их. Высоковольтный электрод вытягивает ионы из источника и сообщает им необходимую для сепарирования скорость.

Быстродействие такой комбинированной ISOL-системы определяется временем вытягивания аэрозолей с продуктами реакций из газового объема, временем движения по капилляру, временем нахождения в ионном источнике и, наконец, временем прохождения ионно-оптической системы сепаратора изотопов. Основная временная задержка связана с временем выноса макромолекул из тормозного объема и временем нахождения продуктов реакции в ионном источнике. Были предприняты усилия для сокращения этих времен: введены несколько вытягивающих капилляров вдоль газового объема, в котором тормозятся ядра отдачи, сокращен размер камеры ионного источника (Мольц

и др. [26]). В результате удалось выделить и идентифицировать изотопы с периодами полураспада вплоть до 0,1 с (Аисто и др. [27, а]).

Представление об эффективности комбинированной системы дает табл. 1, приведенная в [27, а]. Эффективность характеризуется величиной 0,0–0,02%. Повышение температуры ионного источника увеличивает эффективность, особенно при разделении изотопов редкоземельных элементов.

Таблица 1. Эффективность установки RAMA [27, а]

	$^{20}\text{Na}$ , %	$^{111}\text{Te}$ , %	$^{150}\text{Dy}$ , %	$^{211}\text{At}$ , %
Гелиевая струя	20 <sup>а</sup>	60	10 <sup>а</sup>	15 <sup>а</sup>
Скимер	70	60	60	70
Источник ионов	0,23	0,12	~ 0,2	0,2
Магнитный анализ <sup>б</sup>	50	50	50	50
Полная эффективность	0,016	0,02	0,01	0,01

<sup>а</sup> Не оптимизировано.  
<sup>б</sup> Расчеты основаны на измеренном эмиттансе ионного источника.

Комбинация газовой струи с ионным источником в рамках ISOL-системы позволяет заметно сократить время изотопного анализа, расширяет набор анализирующих элементов прежде всего в области редких земель. Вместе с тем нельзя не видеть, что в такой комбинации устраняется лишь один из элементов ISOL-системы, ограничивающий ее быстродействие и универсальность, — твердотельный стоппер. Второй ограничивающий элемент — ионный источник сохраняется в системе практически без изменений.

Назначение ионного источника — реионизация продуктов реакций, которые в процессе термализации превращаются из положительно заряженных ионов в нейтральные атомы. Нельзя ли, однако, использовать свойство ядер отдачи вылетать из мишени в виде положительных ионов, чтобы сразу начать их ускорение в электрическом поле изотоп-сепаратора?

**2.2.6. Сепаратор изотопов с ионопроводом.** Заманчивая идея извлечения с помощью газовой струи термализованных ядер отдачи в виде положительных ионов для последующего изотопического анализа была реализована Яре и др. (Университет Ювяскюля) вначале для продуктов  $\alpha$ -распада тяжелых элементов [27, б]. Определенный успех был затем получен при применении этого метода для выделения продуктов реакций с легкими бомбардирующими частицами — протонами и  $\alpha$ -частицами (Яре и др. [24]). В последние годы активно ведутся работы по использованию этого метода и в реакциях с тяжелыми ионами. Установки, в которых используется этот метод, получили название Ion Guide Isotope Separator On-Line, сокращенно IGISOL [24].

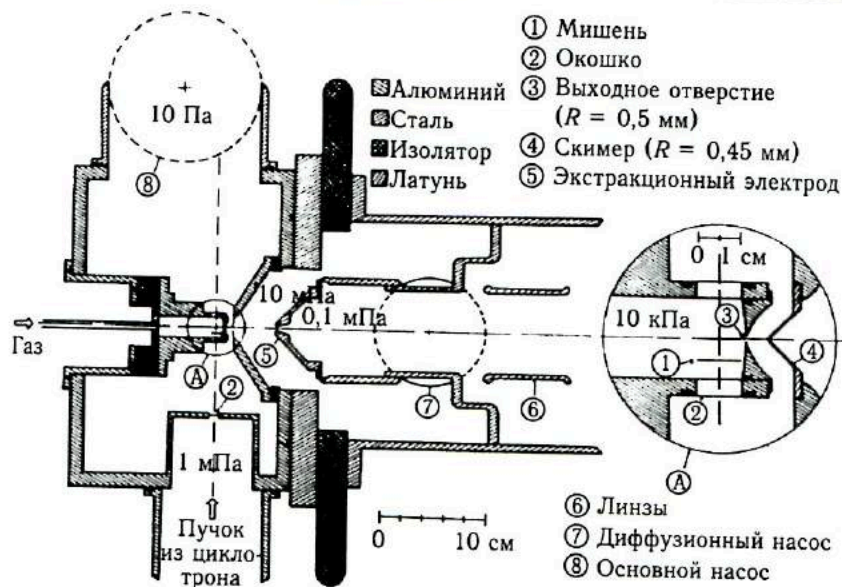


Рис. 14. Разрез головной части установки IGISOL [24]

Разрез головной части установки IGISOL, предназначенной для работы с легкими бомбардирующими частицами, представлен на рис. 14. Тонкая мишень располагается внутри небольшой по размерам камеры, в которую под давлением в несколько атмосфер подается гелий. Гелий обеспечивает полное торможение ядер отдачи и их термализацию. Ядра отдачи вылетают из мишени в виде положительных ионов, заряд которых зависит от их скорости. После торможения и термализации они испытывают многократные столкновения с атомами гелия, подавляющее большинство которых не ионизовано. Поскольку потенциал ионизации атомов гелия высок (26 эВ), изменение зарядности ядер отдачи прекращается при достижении ими однозарядного состояния. Захват однозарядным ионом электрона из атома гелия потребовал бы затрат энергии, весьма значительной для теплового движения.

В мишениной камере имеется небольшое отверстие, через которое гелий интенсивно вытекает в область низкого давления, увлекая за собой однозарядные ионы ядер отдачи. Перед отверстием в мишениной камере находится скимер. На него подается небольшой потенциал, способствующий вытягиванию положительных ионов. Нейтральные атомы гелия попадают в основном на стенки скимера, отражаются от них и откачиваются мощным форвакуумным насосом. Ионы продуктов реакций, направляемые электрическим полем, попадают в отверстие скимера и далее оказываются в сфере действия ускоряющего электрического поля высоковольтного электрода. Скимер и высоковольтный электрод

образуют электростатическую линзу, на оси которой находятся центры отверстий камеры источника, скимера и высоковольтного электрода. Ускоренные ионы направляются в магнитный сепаратор и разделяются в соответствии с их массой.

Быстродействие системы IGISOL и ее эффективность для выделения продуктов реакций с легкими бомбардирующими частицами оказались весьма обнадеживающими.

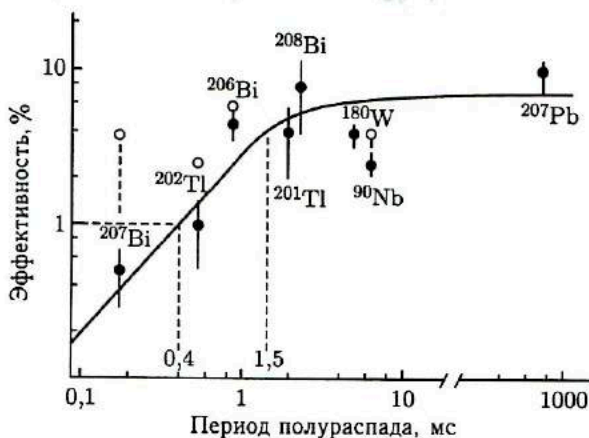


Рис. 15. Полная эффективность установки IGISOL для некоторых тяжелых нуклидов, получаемых в изомерных состояниях, в зависимости от периода полураспада. Светлыми кружками отмечены данные, в которые была внесена корректировка с учетом времени эвакуации активности из мишенной камеры. Продукты реакции были получены при облучении ряда мишеней протонами с энергией 16–20 МэВ [24]

На рис. 15 представлены данные о полной эффективности системы IGISOL для ряда нуклидов при их распаде из короткоживущих изомерных состояний. Эффективность дается в зависимости от периода полураспада изомера. Изомерные состояния были возбуждены при облучении мишеней протонами с энергией 1–18 МэВ [24]. Для периодов полураспада более 2 мс эффективность приближается к 10%. Из спада активности для более короткоживущих изомеров можно оценить полное время транспортировки в данной установке IGISOL. Оно составляет  $\sim 1,5$  мс, что близко к расчетному времени эвакуации иона из камеры мишени. Обращает на себя внимание тот факт, что для наиболее тугоплавкого элемента вольфрама получена примерно та же эффективность, что и для летучих элементов Tl, Pb, Bi.

Рис. 16 иллюстрирует влияние давления гелия на эффективность, а также ее изменение при использовании других газов. Выделялся  $^{27}\text{Si}$  — продукт  $(p, n)$ -реакции при облучении  $^{27}\text{Al}$  протонами с энергией 16 МэВ [24]. Применение газов, обладающих более низким, чем

у гелия, потенциалом ионизации, резко снижает эффективность, хотя у этих газов более высокая тормозная способность.

Переходу к тяжелым ионам сопутствуют два неблагоприятных для данного метода обстоятельства. Во-первых, пробеги ядер отдачи на тяжелых ионах много больше, чем на легких частицах. Это требует существенного увеличения размеров мишенной камеры, что неизбежно снижает быстродействие системы и ее эффективность. Во-вторых, более высокая плотность ионизации, создаваемой в мишенной камере пучком тяжелых ионов, может привести к нейтрализации термализованных ионов ядер отдачи.

Однако положительные качества метода IGISOL — быстродействие и возможность разделять изотопы тугоплавких нелетучих элементов, настолько привлекательны, что в ряде лабораторий создаются установки IGISOL для работы на пучках тяжелых ионов. Опыт работы на этих установках даст прямой ответ о возможности широкого применения метода IGISOL для выделения ядер, удаленных от области стабильности, получаемых в реакциях с тяжелыми ионами.

**2.2.7. Кинематический сепаратор.** Рассмотрим системы, в которых выделение ядер отдачи основано на использовании различия кинематических характеристик продуктов реакций и бомбардирующих частиц, — кинематические сепараторы.

В кинематических сепараторах используется свойство продуктов полного слияния вылетать под  $0^\circ$  в очень узком угловом конусе. Это создает благоприятные условия для их сепарации в магнитных и электрических полях и эффективного сбора на детекторы. Время пролета анализирующей системы, даже если ее длина достигает нескольких метров, порядка микросекунды. При прямом направлении ядер отдачи в детекторы устраняется влияние химических свойств элемента на эффективность и скорость его выделения.

Вместе с тем возникает серьезная методическая проблема разделения продуктов реакций и бомбардирующих частиц. Интенсивность пучков тяжелых ионов во многих экспериментах по получению ядер, удаленных от области стабильности, превышает  $10^{12}$  частиц в секунду. Загрузки детекторов на уровне  $10^3$  частиц в секунду близки к предельно допустимым. При выделении продуктов с малым сечением образо-

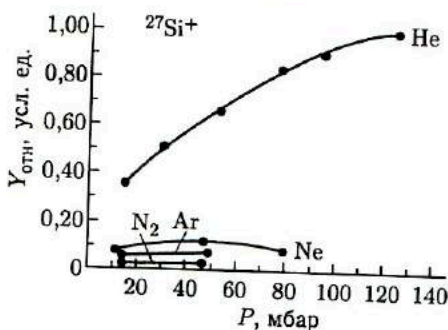


Рис. 16. Относительный выход  $^{27}\text{Si}$ , полученного в реакции  $^{27}\text{Al} + p$  при энергии 16 МэВ, в зависимости от давления и природы тормозящего газа [24]

вания, свойственным для ядер, удаленных от области стабильности, желательны как можно более низкие загрузки.

Наиболее эффективный способ очистки продуктов реакций полного слияния от тяжелых ионов — использование скрещенных электрических и магнитных полей — фильтр скорости Вина, позволяющий разделить в пространстве траектории ядер отдачи и бомбардирующих частиц. Наиболее известная установка, в которой используется этот принцип, — SHIP (Selector for Heavy-Ion Reactions Products), установленная на пучке тяжелых ионов ускорителя UNILAC в GSI (Дармштадт, ФРГ) (Мюнценберг, Армбрустер и др. [28]). Его схема представлена на рис. 17.



Рис. 17. Схематический разрез установки SHIP. Продукты реакции (верхний пучок) отделяются от бомбардирующих ядер (нижний пучок) и фокусируются на детектор [29]

Продукты реакций полного слияния, выбитые из мишени, пролетают через тонкую углеродную фольгу и ограничивающую диафрагму. Фольга позволяет унифицировать зарядовое распределение продуктов реакций, диафрагма — ограничить угловой эмиттанс анализируемых частиц. Триплет квадрупольных линз фокусирует частицы.

Первый этап разделения продуктов реакций и бомбардирующих частиц происходит в электрическом поле конденсатора. Продукты реакций обладают большей электрической жесткостью, поэтому они отклоняются на меньший угол, чем тяжелые ионы. Два последующих дипольных магнита увеличивают пространственное разделение бомбардирующих частиц и ядер отдачи. Дисперсия достигает максимального значения в промежутке между первой и второй парой магнитных диполей. В этом месте установлена диафрагма с изменяющейся апертурой. Она разделяет ядра отдачи и тяжелые ионы. Отклоненный пучок тяжелых ионов попадает в коллектор, а продукты реакции — во вторую часть установки. Она, как и первая часть установки, состоит из тех же магнитных и электрических элементов, но только с противоположным направлением магнитного и электрического полей. Таким путем

обеспечивается фокусировка продуктов реакции на детекторы и их дополнительная очистка от тяжелых ионов и рассеянных частиц.

Степень очистки зависит от соотношения между массами бомбардирующей частицы и ядра-мишени и составляет от  $10^{12}$  до  $10^7$ . Первое число относится к реакциям с ионами Ag, второе — к реакциям с ионами Xe.

Эффективность сбора ядер отдачи на детекторы зависит также от соотношения между массой налетающего ядра и ядра-мишени (рис. 18). На нее влияют природа и число легких частиц, испущенных возбужденным составным ядром. Для ионов с большей массой, чем масса ядра-мишени, эффективность сбора ядер отдачи достигает 100%, если испаряются только нейтроны. Испарение  $\alpha$ -частиц снижает эффективность в несколько раз, поскольку испарение  $\alpha$ -частиц резко увеличивает угловую дисперсию траекторий ядер отдачи. Длина пролетной базы в SHIP достигает 11 м, что приводит к временам пролета от 0,5 до 3 мкс в зависимости от масс ядра-мишени и налетающего ядра. Основные характеристики установки SHIP приведены в табл. 2.

Для идентификации продуктов реакций с  $A < 100$  измеряются: время пролета  $t$ , удельная ионизация  $\Delta E$  и полная энергия  $E$ . В качестве

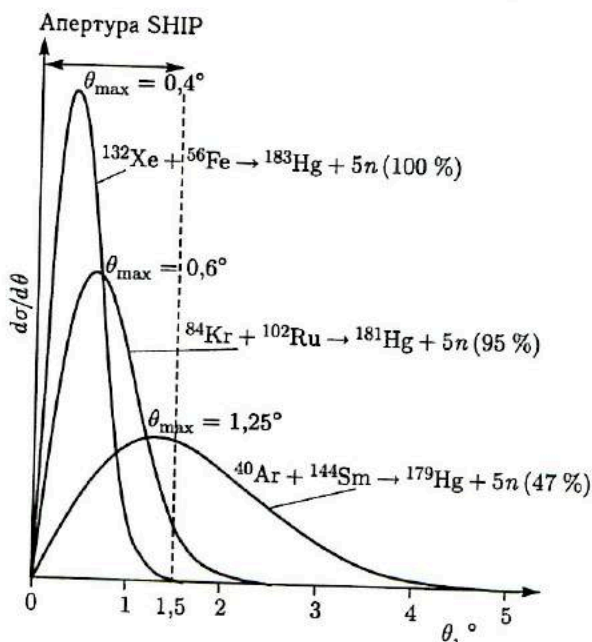


Рис. 18. Угловое распределение испарительных остатков для реакции с различными ионами. Часть испарительных остатков, попадающая в апертуру SHIP, указана в скобках,  $\theta_{\max}$  — позиция максимума  $d\sigma/d\theta$ . Толщина мишени  $0,1 \text{ мг/см}^2$  [29]



Таблица 2. Характеристики установки SHIP [29]

<i>Мишень</i>	
Диаметр, мм	15
Диаметр пучка, мм	3–10
Толщина, мг/см <sup>2</sup>	0,1–1
<i>Акцептанс</i>	
Апертура входа, мрад	52 × 52
Телесный угол, мср	2,7
Относительная ширина заряда, %	20
Относительная ширина скорости, %	10
Общая эффективность фильтра для этих акцептансов, %	>30
<i>Квадруполи</i>	
Радиус апертуры, см	7,5
Длина прохода, см	25
Максимальный градиент поля, Тл/м	9,5
$V_{p\max}$ , Тл·м	1,2
<i>Электрическое поле</i>	
Максимальное напряжение, кВ	600
Длина прохода, см	15
$F_{p\max}$ , МВ	25
<i>Диполи (С-типа)</i>	
Максимальная напряженность поля, Тл	0,75
<i>Другие параметры</i>	
Общий уровень снижения фона	$10^{12}$ – $10^7$
Время разделения, мкс	0,5–3
FWHM пятна пучка, мм	10 × 30
Активная площадь детектора, мм <sup>2</sup>	450–1600
Дисперсия скоростей, мм/%	2,2
Разрешение по скорости, %	< 2

пролетной базы используется 11-метровое расстояние от мишени до детектора. Один из временных сигналов берется от микроимпульсов высокой частоты UNILAC. Второй временной сигнал получается с помощью вторичных электронов, которые выбиваются из тонкой углеродной пленки при прохождении через нее продукта реакции.  $\Delta E$  измеряется тонким детектором, газовым или полупроводниковым,  $E$  — полупроводниковым детектором полного поглощения. Было получено разрешение по  $Z$ :  $Z/\Delta Z \sim 50$  и по  $A$ :  $A/\Delta A \sim 130$ .

Для идентификации нейтронодефицитных тяжелых ядер, получаемых в реакциях полного слияния, использовался  $\alpha$ -распад нуклидов с  $Z > 70$  и  $A > 150$ . Ядра отдачи имплантировались в позиционно-чувствительные полупроводниковые детекторы. Место попадания яд-

ра отдачи фиксировалось, а выделенная энергия служила сигналом для наблюдения  $\alpha$ -частиц. Пространственная и временная корреляции  $\alpha$ -частиц позволяли восстановить генетически связанные цепочки  $\alpha$ -распадов. Такие цепочки начинались с  $\alpha$ -распада ядра, удаленного от области стабильности, и заканчивались  $\alpha$ -распадом известного изотопа. Поднимаясь вверх по цепочке  $\alpha$ -распадов, можно было определить  $Z$  исходного ядра. Энергии  $\alpha$ -частиц в цепочке  $\alpha$ -распадов позволяли оценить его массу (Хофман и др. [30]).

**2.2.8. Газонаполненный масс-сепаратор.** Второй системой, в которой реализуется разделение ядер отдачи и бомбардирующих частиц без их остановки в стоппере, является газонаполненный масс-сепаратор.

Идея газонаполненного масс-сепаратора была предложена в 1958 г. Коэном и Фулмером [31], которые использовали его для изучения зарядового распределения осколков деления. Позднее Армбрустер и др. [32–34] детально исследовали возможности этого метода и создали крупную установку на реакторе в Юлихе (ФРГ) для изучения зарядового распределения осколков деления и ядерной спектроскопии короткоживущих нейтроноизбыточных изотопов — продуктов деления.

Первый газонаполненный масс-сепаратор для работы в линию с ускорителем тяжелых ионов был создан в 1969 г. Карнауховым и др. в Дубне в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [35, 36]. Он использовался для изучения радиоактивного распада нейтронодефицитных изотопов, получаемых в реакциях полного слияния.

Принцип действия газонаполненного масс-сепаратора можно описать следующим образом. Представим себе, что во входном фокусе магнитного анализатора установлена мишень, которая облучается пучком тяжелых ионов. Ядра отдачи — продукты полного слияния обладают довольно широким (десятки процентов) распределением по ионным зарядам и значительным разбросом по скоростям. Последний вызван потерями энергии в мишени конечной толщины. После прохождения обычного магнитного анализатора с вакуумной камерой продукты реакции попадут в различные точки фокальной плоскости в соответствии с их магнитной жесткостью. Из-за значительного разброса ионных зарядов и скоростей ядра отдачи будут рассеяны по фокальной плоскости.

Ситуация радикально изменится, если вакуумную камеру магнитного анализатора заполнить газом при низком давлении. В результате многократных столкновений с атомами или молекулами газа ионный заряд продукта реакции будет непрерывно изменяться. Если потери энергии в газе составляют лишь малую часть кинетической энергии продукта реакции, его скорость на всем протяжении траектории будет оставаться практически постоянной. В этих условиях ионный заряд продукта реакции  $q$  будет флуктуировать вокруг некоторого среднего значения  $\bar{q}$ , величина которого для данного газового наполнения опре-

деляется скоростью  $v$  продукта и его атомным номером  $Z$ . В первом приближении

$$\bar{q} = (v/v_0)Z^{1/3}, \quad (2.4)$$

где  $v_0$  — скорость электрона в атоме водорода,  $v_0 = c/137$ .

Магнитная жесткость продукта реакции  $B\rho$  может быть тогда записана в следующем виде:

$$B\rho (\text{Тл} \cdot \text{м}) = 0,0227 A(v/v_0)\bar{q}^{-1} \sim AZ^{1/3}. \quad (2.5)$$

Из соотношения (2.5) видно, что магнитная жесткость продукта реакции полного слияния не зависит ни от его начального ионного заряда, ни от его начальной скорости. Иными словами, газонаполненный масс-сепаратор обладает весьма ценным свойством фокусировки ядер отдачи по атомному номеру и массовому числу.

Разрешающая способность газонаполненного масс-сепаратора по массе определяется в первую очередь флуктуациями ионного заряда в процессе перезарядки и многократным угловым рассеянием ионов на атомах (молекулах) газа-наполнителя. В действительности связь между  $\bar{q}$  и  $v$  имеет более сложный характер (Гипперт и др. [37]):

$$\bar{q}/Z = 1 - C_1 \exp[-C_2(v/v_0)Z^{-2/3}], \quad (2.6)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — параметры, извлекаемые из экспериментальных данных при их фитировании соотношением (2.6). При  $C_1 = C_2 = 1$  соотношение (2.6) переходит в соотношение (2.5). В этом приближении разброс ядер отдачи по скоростям уже вносит определенный вклад в разрешающую способность газонаполненного масс-сепаратора.

На рис. 19 представлены расчетные и экспериментальные данные для разрешающей способности газонаполненного сепаратора SASSY. (Small Angle Separating System) и вклад в нее различных компонент (Гиорсо и др. [38]). Видно, что при давлении 0,5 торр получается минимальное по размерам изображение источника, которому соответствует разрешение по массам  $A/\Delta A \sim 15$ .

Газонаполненный масс-сепаратор обладает высоким быстродействием: время пролета ядер отдачи расстояния от мишени до детектора  $\sim 1$  мкс. Эффективность его достигает 20%, степень очистки от пучка тяжелых ионов  $\sim 10^{15}$ . Однако разрешающая способность газонаполненного масс-сепаратора недостаточна для однозначной идентификации продуктов реакции, особенно если это ядра тяжелых элементов. Поэтому для определения массового числа продукта реакции используется времяпролетная техника. Атомный номер достаточно тяжелого продукта реакции определяется регистрацией цепочки  $\alpha$ -распадов генетически связанных изотопов. Рис. 20, на котором представлена схема SASSY, дает представление об основных элементах газонаполненного масс-сепаратора [38].

В последние годы интерес к газонаполненному сепаратору возрос благодаря таким его ценным свойствам, как высокая эффективность,

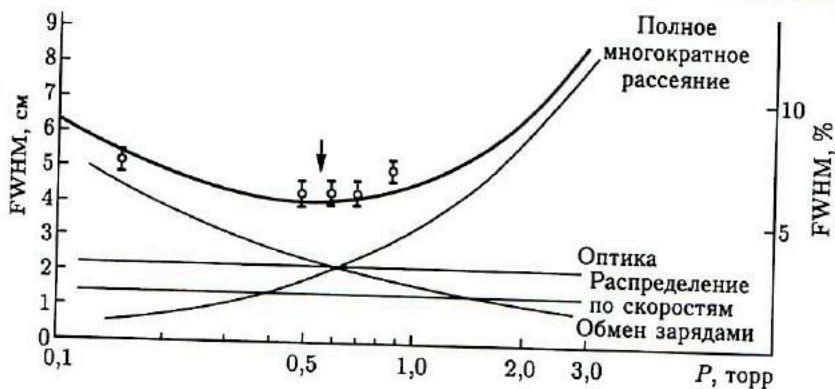


Рис. 19. Рассчитанная (кривые) и экспериментальная (точки) ширина массового распределения испарительных остатков в фокальной плоскости газонаполненного масс-сепаратора. Испарительные остатки с  $Z = 84$  и  $v/v_0 = 2,6$  из реакции  $^{40}\text{Ag} + ^{164}\text{Du}$ . Стрелкой указано минимальное значение ширины массового распределения [38]

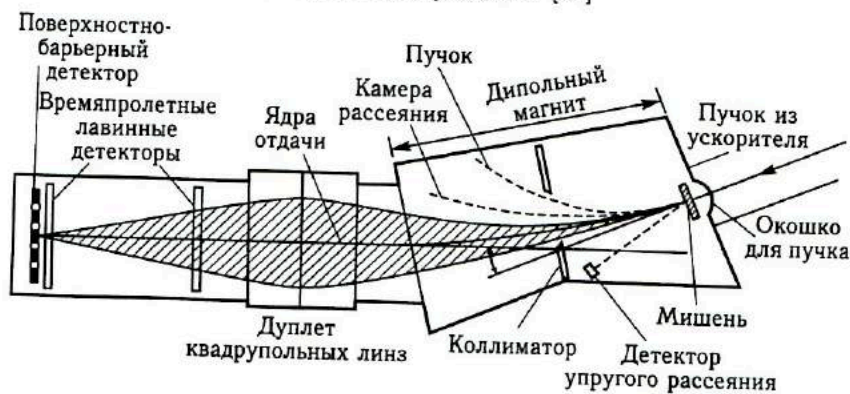


Рис. 20. Схема устройства газонаполненного масс-сепаратора [38]

независимость эффективности от химических свойств продуктов реакции, быстрдействие, высокая степень очистки от пучка тяжелых ионов, относительная простота устройства.

## 2.3. Новые явления и нуклиды в реакциях полного слияния

### 2.3.1. Новые виды радиоактивного распада. Эмиссия запаздывающих протонов.

С ростом нейтронного дефицита в ядре увеличивается различие в энергиях связи нейтрона ( $B_n$ ) и протона ( $B_p$ ). Соответственно возрастает и энергия  $\beta^+$ -распада  $Q_\beta$ . В ядрах, значительно удаленных от области стабильности,  $Q_\beta$  может превосходить  $B_p$ . Это

приводит к ситуации, когда после  $\beta^+$ -распада дочернее ядро может иметь энергию возбуждения больше энергии связи протона. Такие ядра с большой вероятностью испускают протон. Эмиссия протона протекает за очень малые времена. Экспериментатор же будет наблюдать экспоненциально спадающую во времени протонную активность с периодом полураспада предшествующего  $\beta^+$ -излучателя. Это явление получило название эмиссии запаздывающих протонов.

Первый излучатель запаздывающих протонов — ядро  $^{17}\text{Ne}$  — был открыт в 1962 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ Карнауховым, Тер-Акопяном и Субботиным при облучении фольги из естественного никеля ионами  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 130 МэВ [39–42]. В дальнейшем группой Карнаухова было открыто и исследовано значительное число излучателей запаздывающих протонов, которые были получены в реакциях полного слияния [43]. В качестве бомбардирующей частицы использовались ионы  $^{32}\text{S}$  с энергией 180–190 МэВ, мишенями служили обогащенные изотопы  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{102}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Cd}$  и  $^{112}\text{Sn}$ . Для выделения изотопов использовалась ISOL-система с ионным источником, работавшим в режиме поверхностной термической ионизации [44].

Эмиссия запаздывающих протонов — явление типичное для нейтронодефицитных изотопов, значительно удаленных от области стабильности. Изучение этого явления, и прежде всего энергетических спектров запаздывающих протонов, позволяет получать информацию о плотностях уровней возбужденных ядер, силовых функциях  $\beta^+$ -распада, массах ядер, удаленных от области стабильности.

*Запаздывающее деление.* Тяжелое нейтронодефицитное ядро после  $\beta^+$ -распада или  $K$ -захвата может получить энергию возбуждения, сравнимую с барьером деления, и разделиться. Это явление получило название запаздывающего деления по аналогии с эмиссией запаздывающих протонов. Запаздывающее деление было открыто в 1966 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ Кузнецовым, Скобелевым и Флеровым [45, 46]. В реакциях полного слияния с испусканием нейтронов  $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, 3n)$ ,  $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)$  и  $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)$  были получены нейтронодефицитные изотопы нептуния и америция:  $^{228}\text{Np}$ ,  $^{232}\text{Am}$ ,  $^{234}\text{Am}$ , которые после электронного захвата испытывали деление. Периоды полураспада запаздывающего деления определялись периодами электронного захвата материнских ядер. Для указанных изотопов они составили соответственно 1,0, 1,0 и 2,6 мин [45–47].

В последующие годы в реакциях полного слияния с испарением нейтронов было получено еще несколько излучателей запаздывающих осколков [48–50]. Информация о свойствах запаздывающего деления для тяжелых нейтронодефицитных ядер, полученных в реакциях полного слияния, содержится в обзоре Оганесяна и Лазарева [48].

На основании систематик энергий  $\beta^+$ -распада ( $K$ -захвата) и барьеров деления можно сделать вывод, что запаздывающее деление должно быть довольно распространенным явлением среди нейтронодефицит-

ных тяжелых ядер (Берлович и Новиков [51]). Однако получение излучателей запаздывающего деления — непростая задача. Доминирование канала деления при девозбуждении тяжелого составного ядра резко снижает выход излучателей запаздывающих осколков, особенно при эмиссии значительного числа нейтронов. Вероятность запаздывающего деления после  $K$ -захвата характеризуется величиной  $10^{-7}$ – $10^{-4}$ . В целом сечения образования излучателей запаздывающих осколков характеризуются величинами  $\sim 10^{-33}$  см<sup>2</sup> и ниже, что, естественно, затрудняет детальное изучение этого явления. Вместе с тем именно с помощью запаздывающего деления можно получать уникальную информацию о барьерах деления тяжелых ядер, значительно удаленных от области стабильности, недоступную для других методов исследования.

*Эмиссия протонов из основного состояния.* При очень большом нейтронном дефиците энергия связи протона в ядре становится отрицательной, и возможно испускание протона из основного состояния. В таком ядре протон удерживается лишь кулоновским барьером — ситуация, аналогичная  $\alpha$ -распаду. Первые теоретические оценки возможности протонного распада из основного состояния ядра были сделаны в 1950–1960-х гг. Джелеповым [52], Карнауховым и Тарантиным [53], Гольданским [54]. Однако прошло более двух десятков лет, прежде чем удалось обнаружить и надежно идентифицировать этот новый вид радиоактивного распада атомных ядер.

Решающее значение имело получение достаточно интенсивных пучков таких тяжелых ионов, как  $^{58}\text{Ni}$ , и создание быстродействующих, высокочувствительных установок, обеспечивающих надежное выделение и идентификацию продукта реакций с малым сечением образования.

Протонный распад из основного состояния ядра был открыт в 1981 г. в GSI (Дармштадт) двумя группами: группой Хофмана [30, 55] и группой Розкла [56]. В обеих группах использовались реакции полного слияния и ионы  $^{58}\text{Ni}$ . Мишенями служили легчайшие стабильные изотопы рутения и молибдена  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ . Для выделения и идентификации протонных излучателей использовались установка SHIP и масс-сепаратор, работавший «в линию» с ускорителем UNILAC.

Слияние ядер  $^{96}\text{Ru}$  и  $^{58}\text{Ni}$  приводило к образованию составного ядра  $^{156}\text{Hf}$  с энергией возбуждения 49 МэВ. Это ядро содержит на 20 нейтронов меньше, чем самый легкий изотоп гафния  $^{174}\text{Hf}$ , и на 26 нейтронов меньше, чем наиболее распространенный изотоп гафния  $^{180}\text{Hf}$ . Испарение протона и двух нейтронов из  $^{154}\text{Hf}$  приводило к образованию ядра  $^{151}\text{Lu}$ , испускавшего протоны из основного состояния. Энергия протонов составляла  $1231 \pm 3$  кэВ, период полураспада излучателя —  $85 \pm 10$  мс [30, 55] (рис. 21, б).

В реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{92}\text{Mo}$  формировалось составное ядро  $^{150}\text{Yb}$  с энергией возбуждения 51 МэВ. Нейтронный дефицит в этом ядре

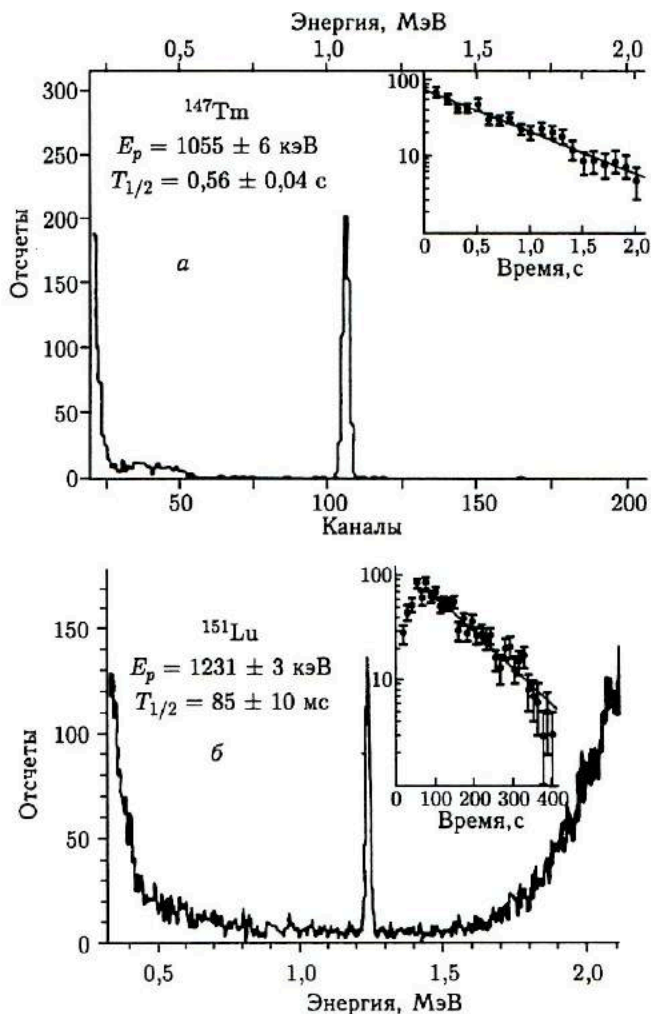


Рис. 21. а) Энергетические спектры, полученные для ядра с массой 147 из реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{92}\text{Mo}$  на масс-сепараторе GSI. Протонная линия с энергией 1055 кэВ идентифицирована как распад из основного состояния с периодом полураспада 0,56 с. б) Энергетический спектр, полученный на фильтре скоростей SHIP. Протонная линия с энергией 1231 кэВ приписана распаду  $^{151}\text{Lu}$  из основного состояния с периодом полураспада 85 мс [58]

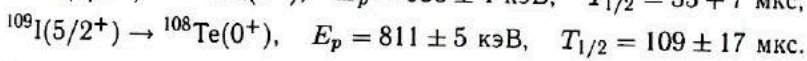
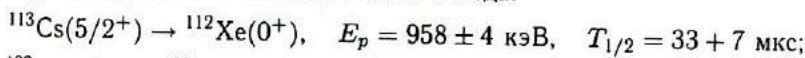
по сравнению с легчайшим стабильным изотопом  $^{168}\text{Yb}$  составлял 18 нейтронов, а по сравнению с наиболее распространенным изотопом  $^{174}\text{Yb}$  — 24 нейтрона. После вылета протона и двух нейтронов оставалось ядро  $^{147}\text{Tm}$ . Оно распадалось из основного состояния с периодом  $0,42 \pm 0,10$  с, испуская протоны с энергией  $1117 \pm 6$  кэВ [56]. Позд-

нее период полураспада был уточнен и принял значение  $560 \pm 40$  мс (рис. 21, а).

Протоны в обеих реакциях идентифицировались с помощью  $\Delta E$ - $E$ -телескопа. Определение массы протонного излучателя в случае масс-сепаратора не представляло проблемы. На селекторе скоростей SHIP для идентификации протонного излучателя использовалось измерение функций возбуждения, углового распределения продуктов реакций и перекрестные реакции. Запоздывающие протоны исключались путем регистрации совпадений протон-позитрон, протон- $X$ -лучи.

Сопоставление расчетных и экспериментально наблюдаемых периодов полураспада указывало на запрет в вылете протона  $\sim 100$ . Он был интерпретирован как результат значительного изменения углового момента при протонном распаде:  $^{151}\text{Lu}(11/2^-) \rightarrow ^{150}\text{Yb}(0^+)$ ,  $^{147}\text{Tm}(11/2^-) \rightarrow ^{146}\text{Er}(0^+)$  (Хофман и др. [57]).

Эмиссия протонов из основного состояния наблюдалась позднее для нейтронодефицитных изотопов цезия и йода:



Среди тяжелых ядер ожидается, что протонным распадчиком с приемлемым для регистрации периодом полураспада может быть нейтронодефицитный изотоп висмута  $^{185}\text{Bi}$  [57]. Изучение распада протонов из основного состояния дает ценную информацию о нуклонных состояниях ядер, значительно удаленных от области стабильности.

**2.3.2.  $\alpha$ -распад нейтронодефицитных изотопов элементов ниже свинца.** Большое число новых нейтронодефицитных изотопов элементов ниже свинца, распадающихся путем эмиссии  $\alpha$ -частицы, было получено в реакциях полного слияния с ионами  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{107}\text{Ag}$  Армбустером, Херманом, Мюнценбергом и др. [30, 59, 60].

В качестве мишеней использовались элементы, лежащие между  $\text{Zr-Sn}$ ,  $\text{Fe-Mo}$ ,  $\text{V-Ni}$ . Эксперименты проводились на ускорителе UNILAC в GSI (Дармштадт). Для выделения продуктов полного слияния использовался фильтр скоростей SHIP. Идентификация новых изотопов осуществлялась путем измерения пространственной и временной корреляций в цепочках генетически связанных  $\alpha$ -распадов [28].

На рис. 22 новые нейтронодефицитные изотопы, испытывающие  $\alpha$ -распад, отмечены темными кружками. Наблюдается хорошее сопряжение энергий  $\alpha$ -распада между вновь полученными и известными ранее изотопами.

В работах [30, 60] были идентифицированы также шесть новых  $\beta^+$ -излучателей и два новых высокоспиновых изомера, распадающихся путем эмиссии  $\alpha$ -частиц.

Наблюдение  $\alpha$ -распада нейтронодефицитных ядер для элементов, лежащих ниже свинца, позволяет с довольно хорошей точностью определить массы ядер, сильно удаленных от области стабильности. При



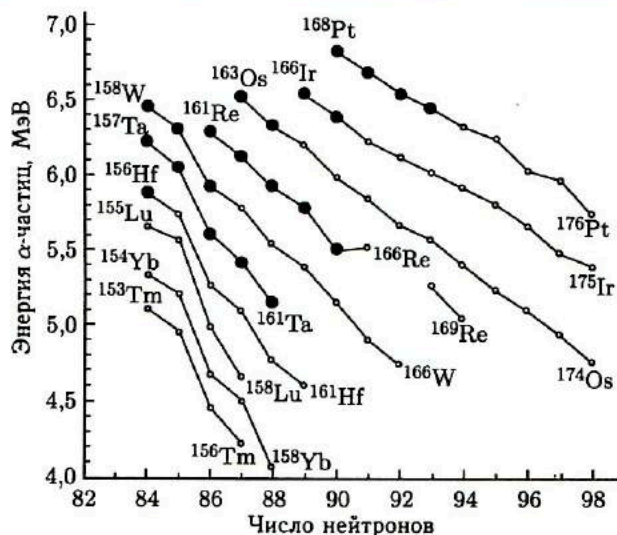


Рис. 22. Систематика  $\alpha$ -распадов нейтрондефицитных изотопов элементов от Tm до Pt. Новые изотопы отмечены более крупными кружками [30]

этом используются энергии  $\alpha$ -частиц в генетически связанной цепочке  $\alpha$ -распадов, заканчивающейся изотопом, масса которого известна. Приведенные ширины  $\alpha$ -распада тесно связаны с оболочечной структурой ядер и несут информацию о влиянии замкнутых оболочек и подоболочек в различных областях  $Z$  и  $N$  ядра (рис. 23).

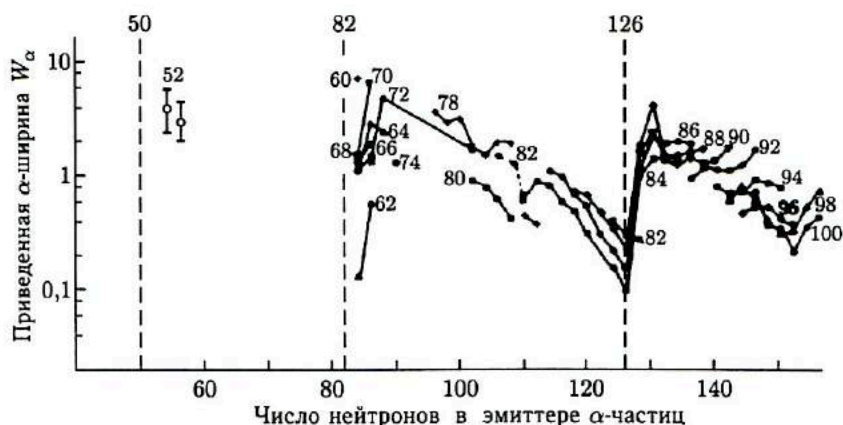


Рис. 23. Приведенные ширины  $W_\alpha$  для  $s$ -волны  $\alpha$ -распада четных ядер в зависимости от числа нейтронов в  $\alpha$ -эмиттере [58]

**2.3.3. На пути к дважды магическому ядру  $^{100}\text{Sn}$ .** Среди стабильных изотопов известно пять дважды магических ядер, в которых полностью заполнены протонная и нейтронная оболочки:  $^4\text{He}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,

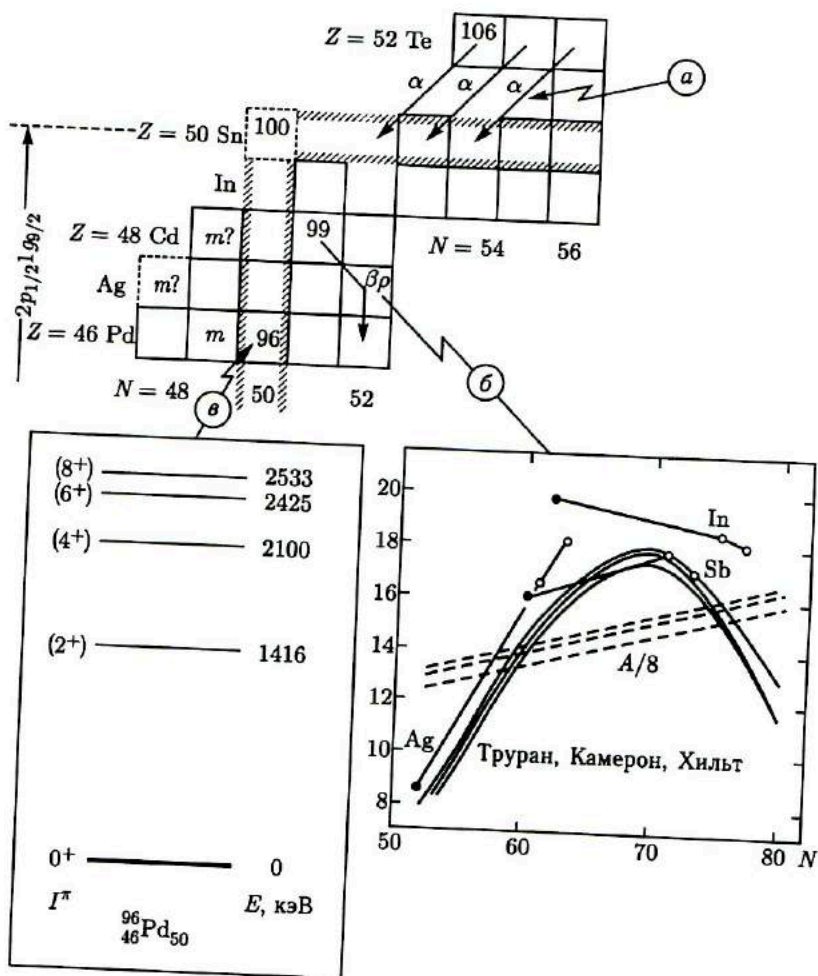


Рис. 24. Приближение к структуре ядра  $^{100}\text{Sn}$  с дважды замкнутыми оболочками: а) данные по  $\alpha$ -распаду, б) флуктуационный анализ энергетического спектра запаздывающих протонов, в) интерпретация состояний с положительной четностью в рамках модели оболочек в четных с  $N = 50$  ядрах. На рисунке б) параметр  $a$  формулы плотностей уровней ферми-газа показан выведенным из флуктуационного анализа смещения (темные кружки), из данных по нейтронным резонансам (светлые кружки) и из данных полуэмпирической модели [58]

$^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Выход за пределы области стабильности позволяет получать новые дважды магические ядра.

В реакциях с легкими бомбардирующими частицами было получено дважды магическое ядро  $^{56}\text{Ni}$  (28 протонов и 28 нейтронов).  $^{56}\text{Ni}$  располагается рядом с областью стабильности, поэтому он был получен еще в начале 1950-х гг. в реакции  $^{54}\text{Fe}(\alpha, 2n)$ .

Дважды магическое ядро олова  $^{132}\text{Sn}$ , содержащее 50 протонов и 82 нейтрона, отстоит на десять нейтронов от наиболее стабильного изотопа олова  $^{122}\text{Sn}$ . Тем не менее при делении урана тепловыми нейтронами в середине 1950-х гг. удалось получить и это ядро. Затем наступил длительный перерыв.

Среди дважды магических ядер особый интерес вызывает ядро  $^{100}\text{Sn}$ . Это наиболее тяжелое дважды магическое ядро с равным числом протонов и нейтронов, которое еще можно надеяться получить экспериментально. Ядро  $^{164}\text{Pb}$  лежит уже за пределами нуклонной устойчивости. Реакции полного слияния с тяжелыми ионами — единственно возможный путь получения  $^{100}\text{Sn}$ . Однако это весьма трудная экспериментальная задача. Сечение образования этого экзотического ядра, обладающего дефицитом в 20 нейтронов по сравнению с наиболее распространенным ядром олова  $^{120}\text{Sn}$ , весьма мало.

Эксперименты, направленные на получение  $^{100}\text{Sn}$ , проводились Ро-эплом и др. [58] на масс-сепараторе GSI (Дармштадте). Пока не удалось получить это заманчивое ядро. Однако экспериментаторы довольно близко подошли к нему, получая в реакциях полного слияния соседние с ним нуклиды (рис. 24). Изучение свойств этих нуклидов определенно указывает на сильное влияние замыкания протонной и нейтронной оболочек при  $Z = N = 50$ . Это проявляется в  $\alpha$ -распаде изотопов теллура с числом нейтронов 54, 55, 56 (см. рис. 24), в снижении величины параметра  $a$  для плотности уровней в ядре  $^{99}\text{Ag}$ , свойствах уровней с положительной четностью в ядре  $^{96}_{46}\text{Pd}_{50}$ . Можно надеяться, что в недалеком будущем дважды магическое ядро  $^{100}\text{Sn}$  будет получено в реакциях полного слияния и экспериментаторы смогут начать его непосредственное изучение.

### 3. ПОЛУЧЕНИЕ ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ОБЛАСТИ СТАБИЛЬНОСТИ, В РЕАКЦИЯХ МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

#### 3.1. Первые шаги

Возможность использования реакций полного слияния для получения ядер, удаленных от области стабильности, была очевидна с начала исследований с тяжелыми ионами. Сложнее обстояло дело с реакциями передачи нуклонов. В 1960-х гг. внимание и теоретиков, и экспериментаторов привлекали малонуклонные передачи, и прежде всего передача

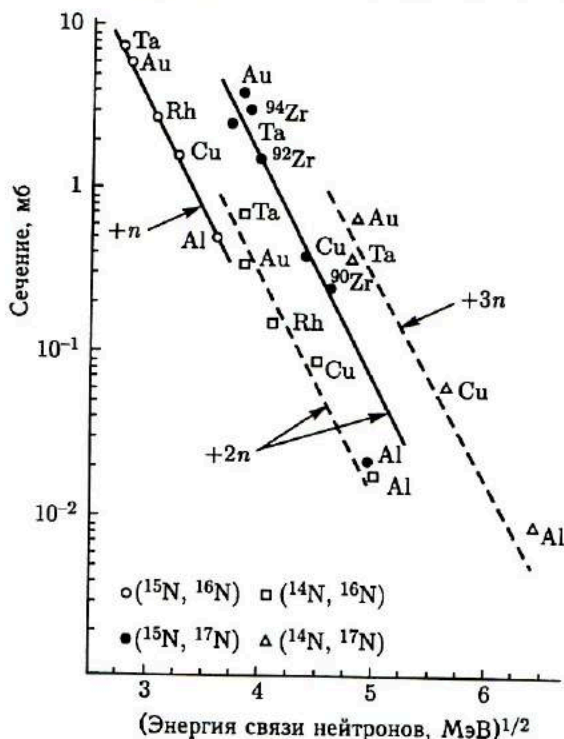


Рис. 25. Систематика сечений реакций подхвата нейтронов. По оси абсцисс отложена энергия связи передаваемых нейтронов в ядре-доноре. Сравнение сечений сделано при энергии ионов на 30 МэВ выше кулоновского барьера [64]

одного нейтрона. С помощью этой реакции надеялись получить информацию о приведенных нейтронных ширинах в ядрах.

Первый эксперимент, в котором наблюдалась передача значительного числа нуклонов, был выполнен в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в 1963 г. Волковым с сотрудниками [61]. В реакциях  $^{181}\text{Ta} + ^{20}\text{Ne}$  (190 МэВ) и  $^{159}\text{Tb} + ^{22}\text{Ne}$  (160 МэВ) методами радиохимии было выделено большое число изотопов редкоземельных элементов, образование которых могло быть обусловлено передачей от ядра к ядру до двух десятков нуклонов. Это открывало путь к использованию реакций многонуклонных передач для получения ядер, удаленных от области стабильности.

В той же лаборатории Волковым с сотрудниками изучались реакции подхвата одного, двух и трех нейтронов ( $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$ ), ( $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{N}$ ), ( $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{N}$ ), ( $^{14}\text{N}$ ,  $^{17}\text{N}$ ) [62, 64–69]. Регистрировались запаздывающие нейтроны от распада  $^{17}\text{N}$  и энергичные  $\gamma$ -кванты от распада  $^{16}\text{N}$ . Было установлено (см. рис. 25), что падение сечений реакций с увеличением числа подхватываемых нейтронов не носит драматического характера.

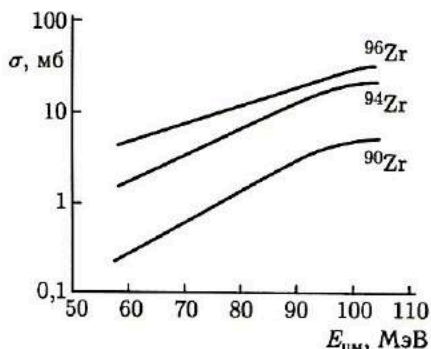


Рис. 26. Эффективные сечения реакций подхвата двух нейтронов ( $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{N}$ ) на мишенях из изотопов циркония:  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Zr}$  [65]

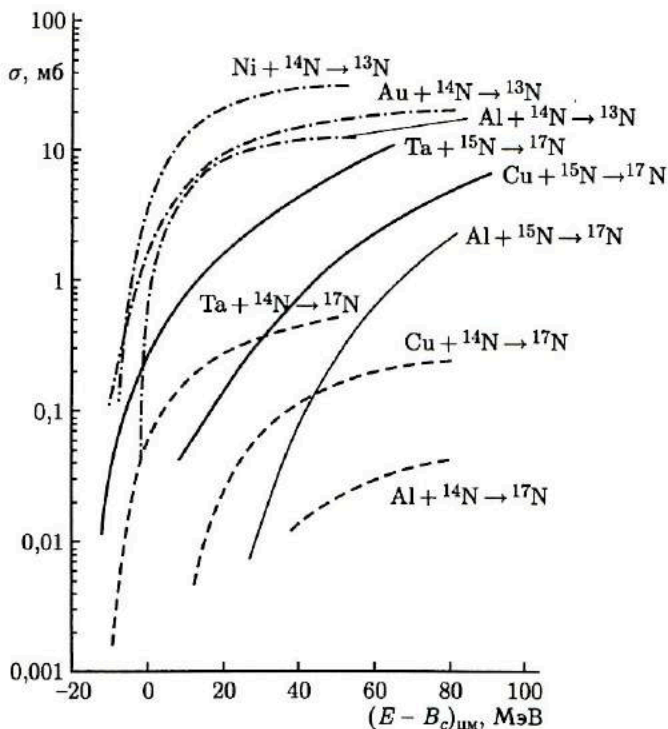


Рис. 27. Эффективные сечения срыва нейтрона и подхвата двух и трех нейтронов в зависимости от избытка энергии ионов над кулоновским барьером в системе центра масс [62]

Сечение подхвата нейтронов возрастает с увеличением атомного номера и массового числа ядра-мишени, что отражало уменьшение энергии связи нейтронов в ядре-доноре. Эта зависимость сечения от энергии связи нейтронов в ядре-доноре четко проявилась и в реакции ( $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{N}$ ) при облучении разделенных изотопов циркония (рис. 26) [65].

Для функций возбуждения реакций подхвата различного числа нейтронов был характерен монотонный рост сечения с увеличением энергии ионов (рис. 27).

Нейтронноизбыточный изотоп азота  $^{17}\text{N}$  образовывался не только в реакции подхвата нейтронов, но и в реакции срыва протонов ( $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{17}\text{N}$ ) и при обмене нейтронами и протонами между ядрами ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{N}$ ). Функции возбуждения этих реакций имели примерно такую же форму, как и в реакциях подхвата нейтронов, близкими были и величины сечений (рис. 28).

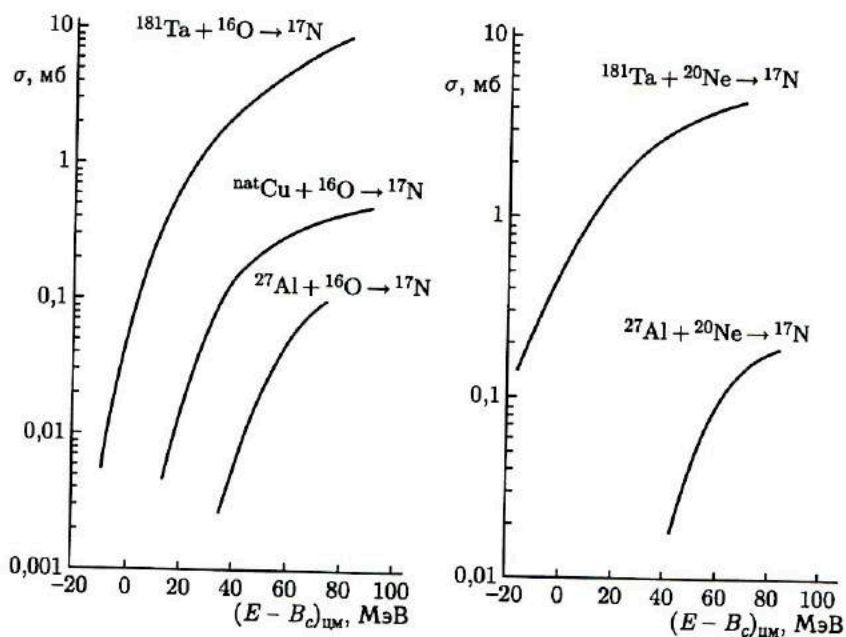


Рис. 28. Функции возбуждения реакций ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{N}$ ) и ( $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{17}\text{N}$ ). Энергия ионов дана над входным кулоновским барьером [62, 65]

Угловые распределения реакций подхвата нейтронов имели форму, характерную для квазиупругих столкновений: максимум дифференциального сечения реакции лежал под углом рассеяния для скользящих столкновений ядер (см. рис. 29).

Экспериментальные данные, полученные при изучении реакции подхвата нейтронов, натолкнули на мысль использовать реакции такого вида для получения нейтронноизбыточных изотопов легких элементов. Они же определили и условия проведения первого эксперимента, направленного специально на получение новых нейтронноизбыточных изотопов легких элементов. Эксперимент был проведен в 1969 г. Артюхом, Волковым, Гридневым, Михеевым [63]. В качестве мишени был выбран  $^{232}\text{Th}$ , в качестве бомбардирующего ядра  $^{18}\text{O}$ . Энергия выведенных

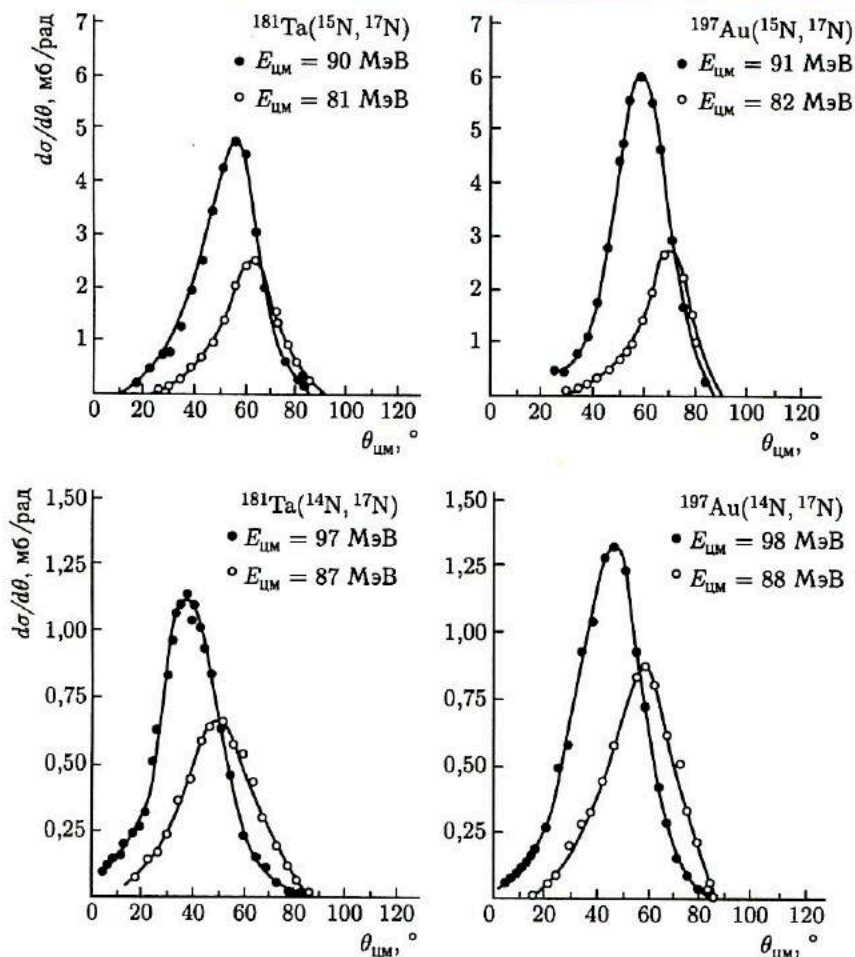


Рис. 29. Дифференциальные сечения реакций подхвата двух и трех нейтронов [64]

ионов  $^{18}\text{O}^{+3}$  на циклотроне У-300 составляла 122 МэВ. Продукты реакций передачи регистрировались под углом  $60^\circ$  к пучку, который был близок к углу Резерфордского рассеяния при касательных столкновениях ядер тория и кислорода. Идентификация новых изотопов осуществлялась с помощью магнитного спектрометра, в фокальную плоскость которого был помещен телескоп  $\Delta E$ - $E$  полупроводниковых детекторов.

На рис. 30 представлены результаты этого первого эксперимента. Наряду с известными в то время изотопами впервые были зарегистрированы новые нейтроноизбыточные изотопы:  $^{18}\text{C}$ ,  $^{20}\text{N}$ ,  $^{22}\text{O}$  [63].

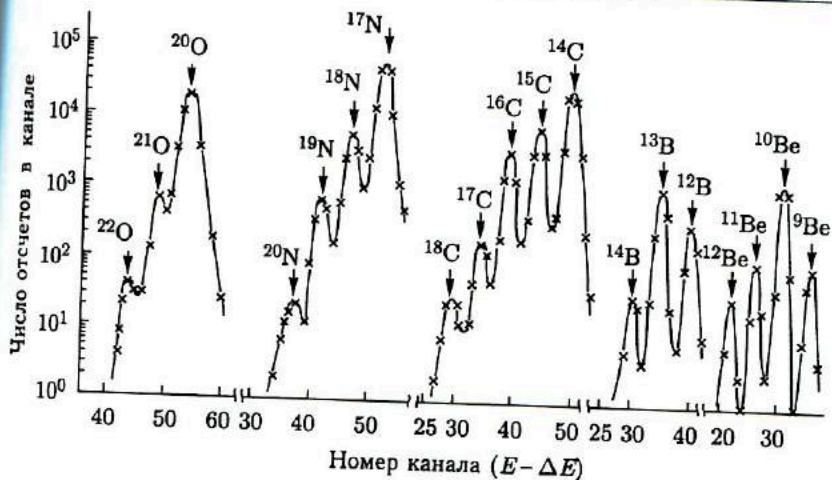


Рис. 30. Выход изотопов кислорода, азота, углерода, бора и бериллия при облучении ионами  $^{18}\text{O}$  с энергией 122 МэВ мишени из  $^{232}\text{Th}$  [63]

### 3.2. Реакции многонуклонных передач и получение ядер, удаленных от области стабильности

Реакции многонуклонных передач детально рассмотрены в обширной статье Шредера и Хайзенги [70]. Здесь мы остановимся лишь на тех аспектах реакций многонуклонных передач, которые существенны для получения ядер, удаленных от области стабильности.

**3.2.1. Взаимодействие ядер в многонуклонных передачах.** Систематика процессов взаимодействия ядер при энергиях выше кулоновского барьера представлена на рис. 31. Нас будут интересовать столкновения с угловым моментом выше критического,  $l > l_{\text{кр}}$ . Именно эти столкновения дают вклад в реакции многонуклонных передач.

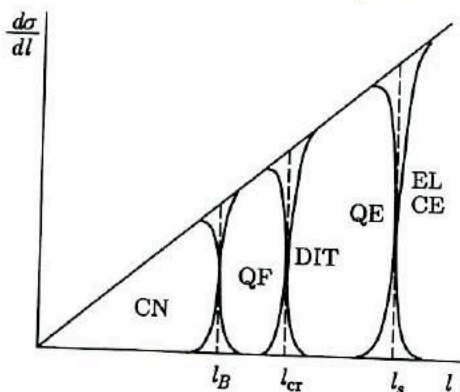


Рис. 31. Систематика механизмов взаимодействия тяжелых ионов с ядрами в зависимости от углового момента столкновения: CN — составное ядро, QF — квазиделение, DIT — глубоконеупругие реакции, QE — квазиупругие реакции, EL — упругое рассеяние, CE — кулоновское возбуждение



С уменьшением углового момента столкновения от  $l_s$  до  $l_{cr}$  происходит качественное изменение в характере взаимодействия между ядрами. При  $l \sim l_s$  ядра лишь слегка касаются своими поверхностями. Потери кинетической энергии малы, время контакта между ядрами составляет несколько единиц на  $10^{-22}$  с. Взаимодействие имеет вид квазиупругого рассеяния и определяется в основном кулоновскими силами, действующими между ядрами. При столкновениях с  $l \sim l_{cr}$  поверхности ядер сильно перекрываются, и ядра интенсивно взаимодействуют друг с другом. Происходит полная диссипация кинетической энергии столкновения, и формируется специфический ядерный комплекс — двойная ядерная система (Волков [71, 72]). Столкновения такого типа получили название глубоконеупругие столкновения (Волков [73]).

В квазиупругих и глубоконеупругих столкновениях реализуются два полярных механизма взаимодействия ядер. В столкновениях с промежуточными значениями углового момента  $l$  механизм взаимодействия ядер может сочетать в себе отдельные свойства как квазиупругих, так и глубоконеупругих столкновений. С уменьшением  $l$  и увеличением диссипации кинетической энергии происходит постепенный переход от квазиупругого к глубоконеупругому процессу взаимодействия. Иногда глубоконеупругие и промежуточные столкновения объединяют в одну группу диссипативных столкновений (Гобби и Нёренберг [74]).

В диссипативных столкновениях между ядрами довольно быстро, за время несколько единиц на  $10^{-22}$  с, устанавливается равновесное распределение тепловой энергии возбуждения. Это свойство диссипативных столкновений благоприятствует образованию в качестве продуктов многонуклонных передач легких ядер с большим избытком нейтронов в реакциях, в которых мишень из тяжелых элементов облучается не очень тяжелыми ионами.

В диссипативных столкновениях система не успевает достигнуть равновесного зарядового и массового распределения. Вместе с тем за время ее существования от ядра к ядру может быть передано весьма значительное число нуклонов. Особенно сильная перестройка ядер возможна в глубоконеупругих столкновениях.

Направление эволюции системы определяется ее потенциальной энергией, рассматриваемой как функция ее зарядовой (массовой) асимметрии и углового момента столкновения. Рис. 32 дает представление о виде потенциальной энергии системы для нескольких комбинаций сталкивающихся ядер (Моретто и Шмидт [75]).

Благодаря статистическому характеру процессов обмена нуклонами между ядрами возможно множество путей эволюции системы в  $Z$ - и  $A$ -пространстве образующих ее ядер. С определенной вероятностью может быть реализована любая конфигурация системы, совместимая с законами сохранения энергии, числа нуклонов и заряда.

В диссипативных столкновениях кулоновские и центробежные силы, действующие между ядрами, превосходят ядерное притяжение,

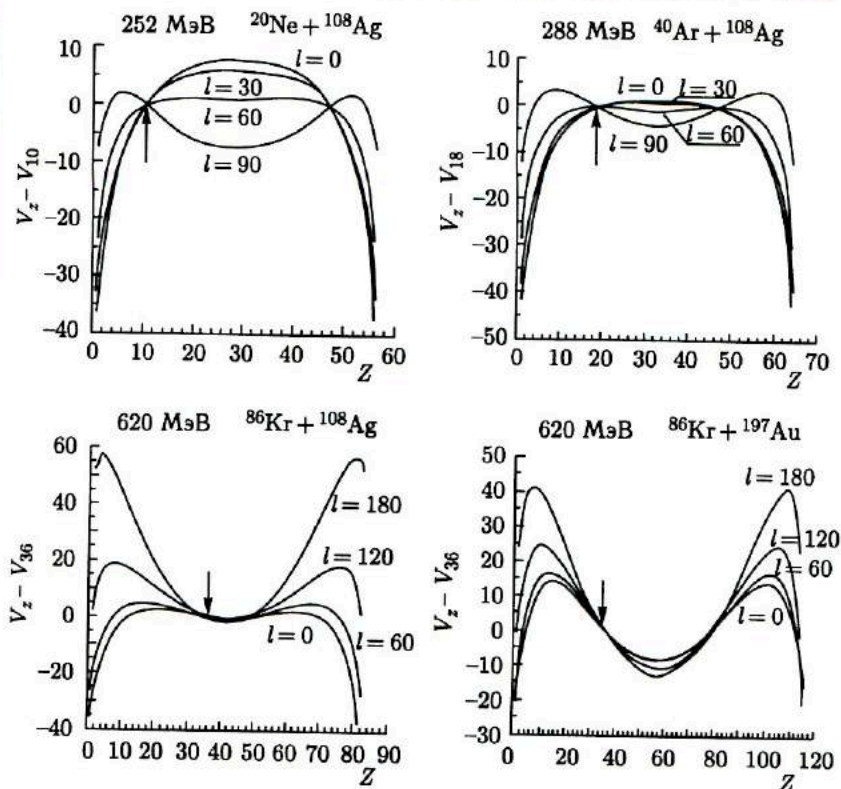


Рис. 32. Потенциальная энергия двойных ядерных систем, формирующихся в различных комбинациях налетающего ядра и ядра-мишени в зависимости от атомного номера одного из фрагментов и углового момента столкновения. Потенциальная энергия исходной системы взята за начало отсчета. Начальная массовая асимметрия указана стрелкой. Расчеты сделаны для жидкокапельных масс ядер [75]

поэтому система распадается, не достигнув равновесной конфигурации. Время жизни системы зависит от углового момента столкновения, оно падает с возрастанием  $l$ .

Возможность распада системы на разных этапах ее эволюции и статистический характер процессов обмена нуклонами между ядрами порождают множество каналов распада системы, в которых образуются многие десятки различных изотопов. Эту особенность реакций многонуклонных передач и используют в целях получения ядер, удаленных от области стабильности.

На рис. 33 в качестве примера представлены дифференциальные сечения образования изотопов элементов от гелия до хлора. Эти изотопы образовались в качестве продуктов многонуклонных передач при

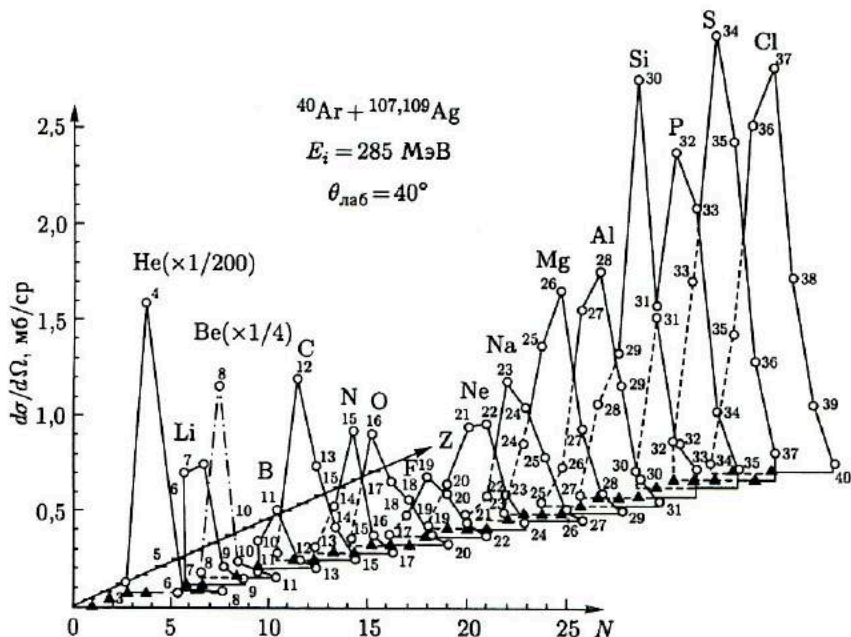


Рис. 33. Дифференциальное сечение образования изотопов элементов от He до Cl — продуктов реакций многоуклонных передач в реакции  $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ), угол эмиссии  $40^\circ$ . По осям отложено число нейтронов и протонов в изотопе [76]

облучении мишени из естественного серебра ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 285 МэВ (Артюх и др. [76]). Спектры были зарегистрированы под углом  $40^\circ$  при угле резерфордского рассеяния для касательных столкновений  $27^\circ$ . Характер энергетических спектров изотопов и угловые распределения элементов, измеренные в этой реакции, свидетельствовали о том, что эти продукты многоуклонных передач образовались в глубоконеупругих столкновениях ядер серебра и аргона. Рис. 33 дает представление о многообразии продуктов многоуклонных передач, образующихся в глубоконеупругих столкновениях ядер.

На рис. 34 показана зависимость зарядовой дисперсии продуктов реакций многоуклонных передач от диссипации кинетической энергии столкновения (Хувер и др. [77]). Исследовалась реакция  $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$  (462 МэВ). Регистрировались продукты реакции, подобные налетающему ядру. Продукты реакций разделялись только по атомному номеру. Как можно видеть из рисунка, при квазиупругих столкновениях образуются нуклиды, близкие по  $Z$  к налетающему ядру. Напротив, в глубоконеупругих столкновениях атомный номер продуктов реакции изменяется в очень широких пределах, и сечения

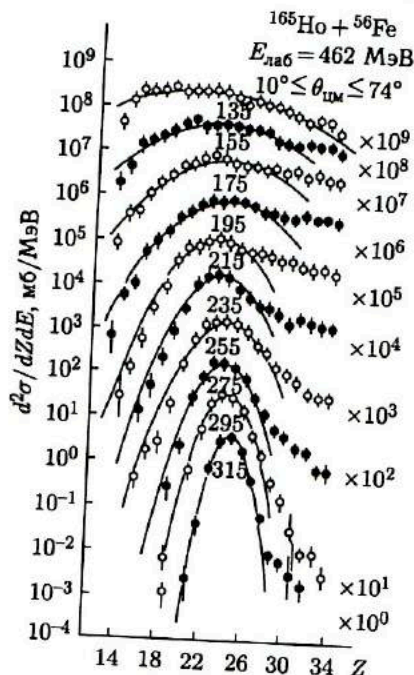


Рис. 34. Зарядовое распределение фрагментов в реакции  $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$  как функция полной кинетической энергии разлета фрагментов. Данные относятся к энергетическим интервалам шириной 20 МэВ. Кривые — результат фитирования экспериментальных данных гауссианами [77]

образования элементов спадают сравнительно медленно при удалении по  $Z$  от налетающего ядра.

На рис. 35 зависимость зарядовой дисперсии продуктов многонуклонных передач от диссипации кинетической энергии столкновения представлена в явном виде (Мигнерей и др. [78]). Данные относятся к реакции  $^{144}\text{Sm} + ^{84}\text{Kr}$  при трех значениях энергии бомбардирующих ионов. Видно быстрое нарастание зарядовой дисперсии при переходе от квазиупругих к диссипативным столкновениям. Максимальное значение зарядовой дисперсии, которое может быть достигнуто в глубоконеупругих столкновениях, возрастает с энергией бомбардирующих ионов.

**3.2.2.  $Q_{\text{гг}}$ -систематика.** При получении ядер, удаленных от области стабильности, важно знать закономерность спада сечений образования нуклидов по мере удаления от области стабильности. Для реакций многонуклонных передач такую закономерность выражает  $Q_{\text{гг}}$ -систематика.

$Q_{\text{гг}}$ -систематика была установлена в 1971 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в экспериментах Волкова и сотрудников [79]. В даль-

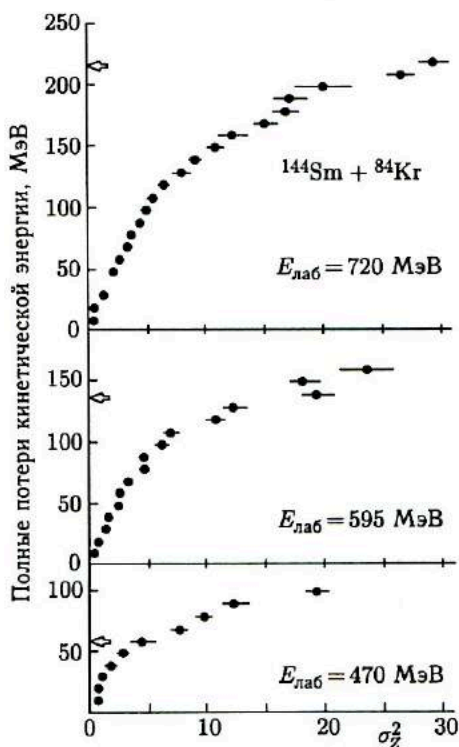


Рис. 35. Дисперсия зарядовых распределений продуктов реакций в зависимости от потерь кинетической энергии столкновения. Измерения сделаны для трех значений энергии столкновения в реакции  $^{144}\text{Sm} + ^{84}\text{Kr}$ . Стрелки указывают начальную кинетическую энергию над входным кулоновским барьером [78]

нейшем, исходя из представлений о формировании двойной ядерной системы в глубоконеупругих столкновениях и установления в ней частичного статистического равновесия, Волков ввел в  $Q_{\text{gg}}$ -систематику парные поправки [71], выявившие физический смысл наклона и сдвига линий элементов.

На рис.36 представлена  $Q_{\text{gg}}$ -систематика сечений образования продуктов многонуклонных передач в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ) [72, 80]. По оси ординат отложено дифференциальное сечение образования продукта реакции для угла вылета  $40^\circ$ , по оси абсцисс — величина  $Q_{\text{gg}}$  с парными поправками  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$ .  $Q_{\text{gg}} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$  — разность масс начальных и конечных ядер, выраженная в энергетических единицах.

Примечательная особенность  $Q_{\text{gg}}$ -систематики состоит в том, что сечения образования изотопов данного элемента — продуктов многонуклонных передач, ложатся на прямые линии, наклон которых сохра-

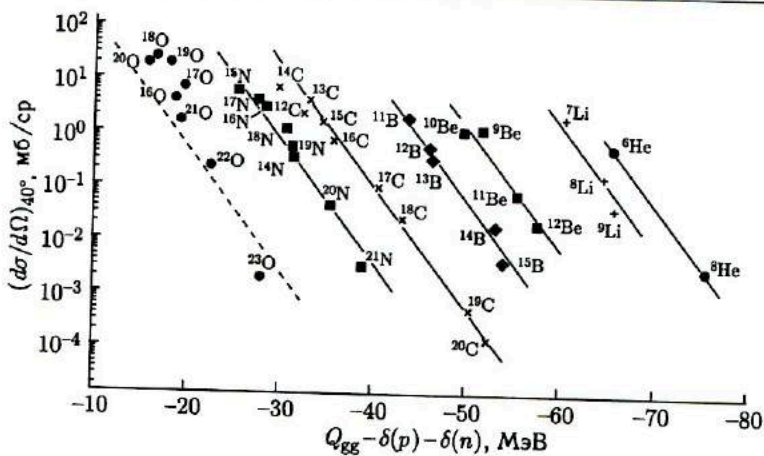


Рис. 36.  $Q_{gg}$ -систематика сечений образования изотопов — продуктов многонуклонных передач в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ). Продукты регистрировались под углом  $40^\circ$  в л.с. [80, 72]

няется от элемента к элементу. Поэтому  $Q_{gg}$ -систематика позволяет оценить сечение образования еще неизвестного изотопа. При этом, правда, приходится опираться на значение массы неизвестного ядра, получаемого с помощью полуэмпирических экстраполяций. Важно подчеркнуть, что из  $Q_{gg}$ -систематики не выпадают сечения образования нуклидов с малой энергией связи нейтрона или двух нейтронов.

Выполнение  $Q_{gg}$ -систематики было проверено для многих комбинаций налетающего ядра и ядра мишени. На рис. 37  $Q_{gg}$ -систематика представлена для продуктов глубоконеупругих передач в реакции  $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) [76]. Видно, что она хорошо выполняется для изотопов наиболее легких элементов до кислорода включительно. Отклонения от  $Q_{gg}$ -систематики для изотопов более тяжелых элементов связаны со вторичными ядерными процессами — главным образом с испарением нейтронов из возбужденных продуктов многонуклонных передач. Учет влияния вторичных процессов позволяет достигнуть хорошего описания в рамках  $Q_{gg}$ -систематики и сечений образования тяжелых продуктов реакций многонуклонных передач. На рис. 38 сделано сопоставление сечений образования нейтроноизбыточных изотопов золота при облучении  $^{181}\text{Ta}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{86}\text{Kr}$  и  $^{136}\text{Xe}$  (Оганесян и др. [81]) с расчетами выхода тех же изотопов по  $Q_{gg}$ -систематике при учете испарения нейтронов из тяжелых продуктов многонуклонных передач (Черепанов и др. [82]).

Применимость  $Q_{gg}$ -систематики к различным ядерным системам обусловлена тем, что в ней нашла отражение такая характерная особенность глубоконеупругих передач, как установление частичного статистического равновесия в двойной ядерной системе.

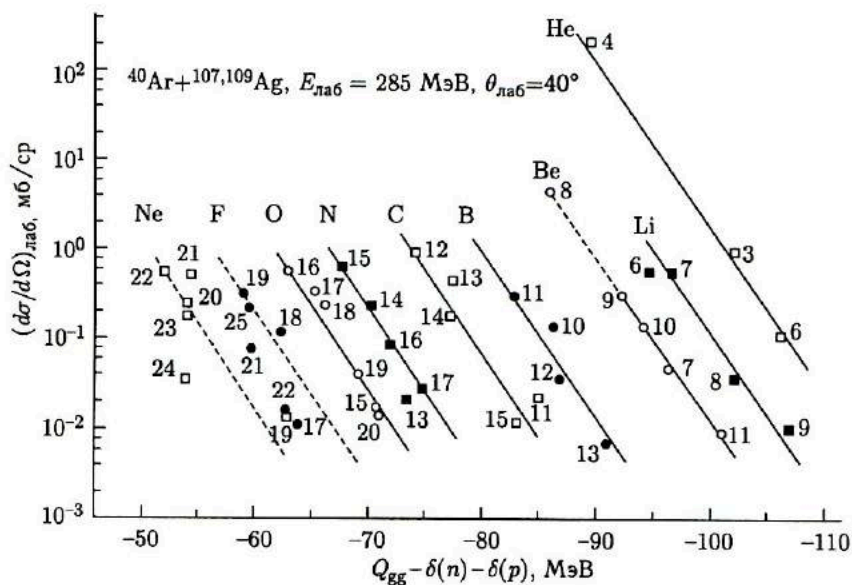


Рис. 37.  $Q_{eg}$ -систематика сечений образования изотопов — продуктов много-нуклонных передач в реакции  $^{nat}Ag + ^{40}Ag$  (285 МэВ). Продукты регистрировались под углом  $40^\circ$  в л.с. [76]

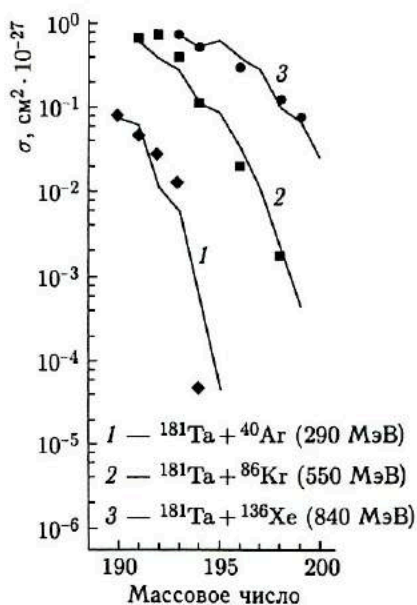


Рис. 38. Сопоставление экспериментально измеренных сечений образования изотопов золота при облучении  $^{181}Ta$  ионами  $^{40}Ag$ ,  $^{86}Kr$  и  $^{136}Xe$  [81] с расчетами по  $Q_{eg}$ -систематике при учете эмиссии нейтронов из возбужденных продуктов реакций. Расчетные данные нормированы по экспериментальным данным для наиболее легких изотопов [82]

В глубоконеупругих передачах нет потенциального барьера, удерживающего двойную ядерную систему от распада, так как кулоновские и центробежные силы превалируют над ядерным притяжением. Распад двойной ядерной системы в тот или иной выходной канал реакции определяют статистические закономерности, и прежде всего объем доступного для распада фазового пространства.

Допустим, что  $U_i$  — энергия теплового возбуждения исходной двойной ядерной системы, сформировавшейся в глубоконеупругом столкновении с угловым моментом  $l > l_{cr}$ . В процессе эволюции к равновесной конфигурации ядра двойной ядерной системы в широких пределах сохраняют свою индивидуальность [72]. Тогда энергия теплового возбуждения некоторой промежуточной конфигурации двойной ядерной системы перед ее распадом  $U_f$  будет определяться соотношением

$$U_f = U_i + Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{rot} - \delta(p) - \delta(n), \quad (3.1)$$

где  $Q_{gg}$  — энергия, затраченная на перестройку ядер,  $\Delta E_c$  — изменение кулоновской энергии системы, связанное прежде всего с перераспределением протонов между ядрами и деформацией системы,  $\Delta E_{rot}$  — изменение вращательной энергии системы, обусловленное изменением ее момента инерции,  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$  — так называемые парные поправки. С их помощью учитывают тот факт, что в глубоконеупругих передачах нуклоны ядра-донора передаются на возбужденные уровни ядра-акцептора и, как правило, оказываются неспаренными [72].  $Q_{gg}$  характеризует затраты энергии на перестройку ядер при условии передачи нуклонов из основного состояния ядра-донора в основное состояние ядра-акцептора.

Если использовать для плотности состояний двойной ядерной системы выражение с постоянной температурой

$$\rho \sim \exp(U_f/T), \quad (3.2)$$

вероятность распада двойной ядерной системы в определенный канал реакции  $W_i$  будет определяться соотношением

$$W_i \sim \exp \frac{Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{rot} - \delta(p) - \delta(n)}{T}. \quad (3.3)$$

Откладывая по оси абсцисс величины  $Q_{gg} - \delta(p) - \delta(n)$ , а по оси ординат — логарифм сечения, получим характерную для  $Q_{gg}$ -систематики регулярность в сечениях образования изотопов — продуктов глубоконеупругих передач.

Наклон прямых в  $Q_{gg}$ -систематике характеризует температуру двойной ядерной системы в условиях частичного статистического равновесия. Смещение линий элементов вдоль оси абсцисс отражает изменение кулоновской энергии двойной ядерной системы при передаче протонов и ее деформацию. Масштаб изменения вращательной энергии системы при передаче нуклонов на тяжелых ядрах-мишенях много меньше, и в первом приближении его можно не учитывать.



$Q_{gg}$ -систематика является результатом установления частичного статистического равновесия в системе из двух взаимодействующих ядер, поэтому наиболее полно  $Q_{gg}$ -систематика реализуется в глубоко-неупругих передачах. Вместе с тем эксперимент показывает, что даже в столкновениях промежуточного характера  $Q_{gg}$ -систематика в известных пределах сохраняет свое значение, указывая на очень быстрое установление равновесного распределения энергии теплового возбуждения между взаимодействующими ядрами (Артюх и др. [80]).

**3.2.3. Угловые распределения продуктов многонуклонных передач.** При регистрации «в пучке» ядер, удаленных от области стабильности, экспериментатору важно знать характер угловых распределений продуктов реакций многонуклонных передач.

Угловые распределения реакций многонуклонных передач отличаются большим разнообразием. Их форма изменяется в широких пределах от изотропных,  $d\sigma/d\theta = \text{const}$ , до сконцентрированных в узком интервале углов. Форма угловых распределений зависит от масс сталкивающихся ядер, кинетической энергии столкновения и степени ее диссипации, от числа передаваемых нуклонов (см. обзор Шредера и Хайзенги [70]).

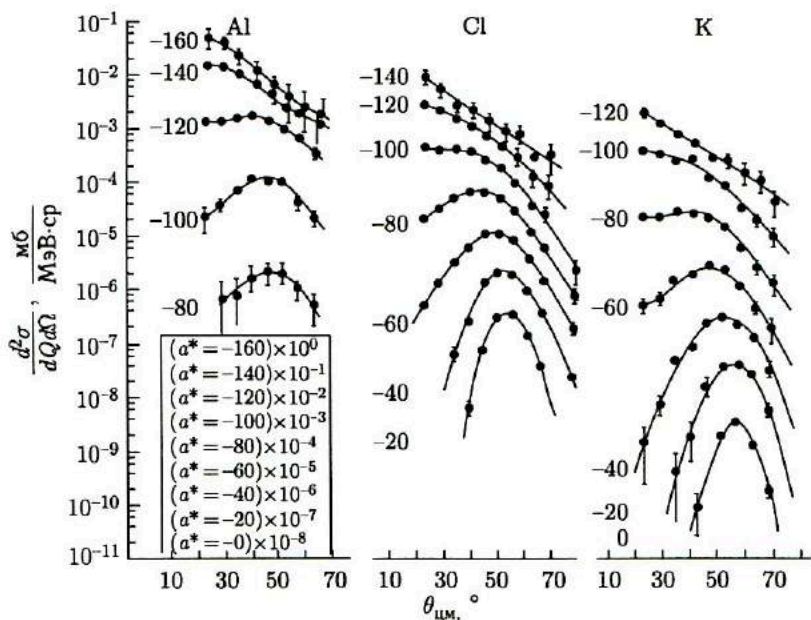


Рис. 39. Парциальные дифференциальные сечения  $d^2\sigma/dQd\Omega$  образования Al, Cl, K в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (288 МэВ). Слева у кривых указаны значения  $Q$  реакции, в таблице приведены коэффициенты, на которые умножены данные для каждого  $Q$  [80]

На рис. 39 представлены парциальные угловые распределения, отвечающие различным потерям кинетической энергии, для продуктов малонуклонных (Cl, K) и многонуклонных передач (Al). Данные получены в работе Артюха и др. [80] при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 297 МэВ.

Глубокоупругие передачи, независимо от числа передаваемых нуклонов, характеризуются примерно экспоненциальным спадом дифференциального сечения с возрастанием угла вылета продукта реакции. Угловое распределение квазиупругих малонуклонных передач имеет четко выраженный максимум под углом, соответствующим резерфордскому рассеянию при касательном столкновении ядер. С ростом

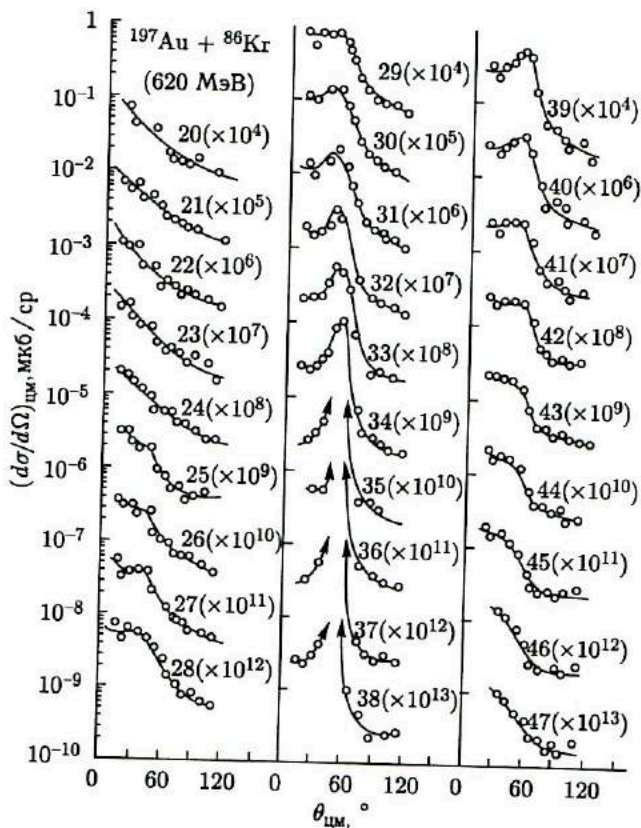


Рис. 40. Зависимость угловых распределений продуктов глубокоупругих передач от атомного номера легкого фрагмента в реакции  $^{197}\text{Au} + ^{86}\text{Kr}$  (620 МэВ). Указаны атомный номер фрагмента и коэффициент, на который следует умножить изображенные данные, чтобы получить абсолютные значения дифференциальных сечений [83]

неупругости ширина максимума возрастает, а сам он смещается в сторону меньших углов.

При использовании ионов тяжелее  $^{40}\text{Ar}$  в угловых распределениях глубоконеупругих передач все более четко выявляется максимум под углом скользящего столкновения даже при довольно значительном числе передаваемых нуклонов, рис. 40 (Руссо и др. [83]).

Особый интерес представляют вариации угловых распределений для различных изотопов — продуктов многонуклонных передач. На рис. 41 сделано сопоставление сечений образования изотопов элементов от F до Be для углов вылета  $12^\circ$  и  $40^\circ$ . Сечения измерены в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ) (Артюх и др. [84]). Обращают на себя внимание более высокие сечения образования нейтроноизбыточных изотопов элементов от фтора до бора для угла вылета  $40^\circ$ . В данной

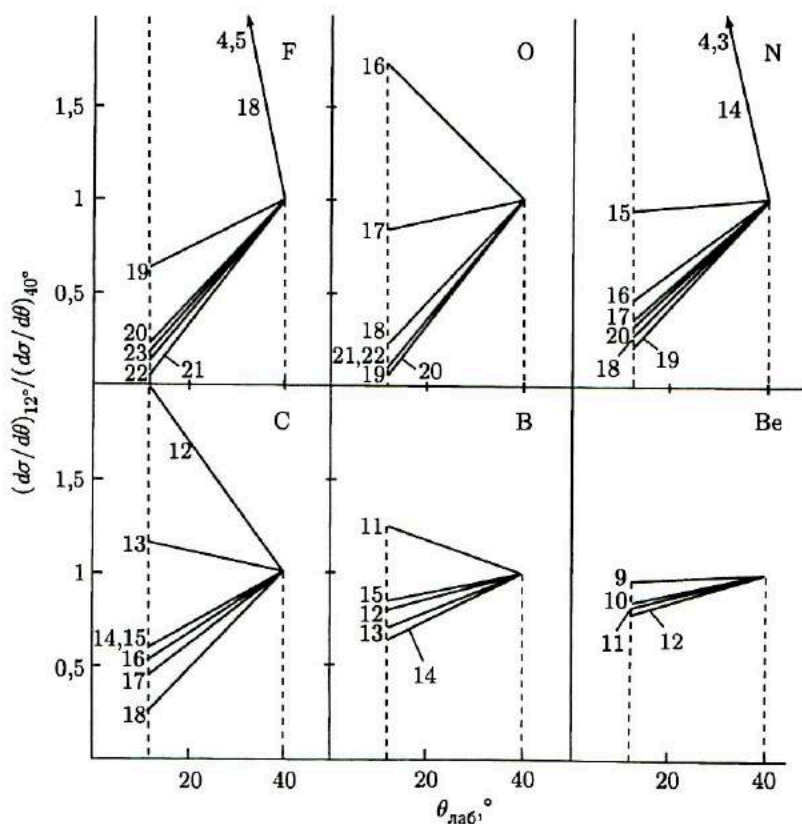


Рис. 41. Отношение дифференциальных сечений  $d\sigma/d\theta$  образования изотопов элементов от Be до F, полученных в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ) для углов вылета  $12^\circ$  и  $40^\circ$  в л.с. [84]

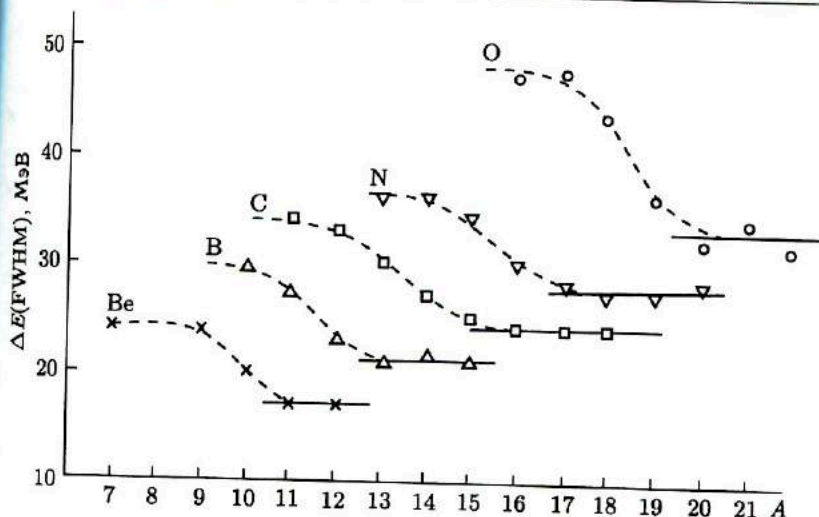


Рис. 42. Ширины энергетических спектров (FWHM) различных изотопов элементов от Be до O, полученных в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ) для угла вылета  $12^\circ$  в л.с. [84]

реакции этот угол лежит вблизи угла резерфордовского рассеяния для скользящего столкновения. Только для изотопов бериллия сечения практически одинаковы для обоих углов. Ширины энергетических распределений существенно различаются уже в случае нейтроноизбыточных изотопов (рис. 42), что также указывает на более периферийный характер столкновений, приводящих к образованию нейтроноизбыточных изотопов.

### 3.3. Выделение и идентификация ядер, удаленных от области стабильности, — продуктов многонуклонных передач

При изучении ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях многонуклонных передач можно выделить два типа экспериментов. В экспериментах первого типа ставится задача получения новых нуклидов и продвижения к границе нуклонной устойчивости ядер. Методика этих экспериментов должна обеспечить надежную идентификацию нового ядра. Сам факт регистрации ядра служит доказательством его устойчивости по отношению к испусканию нуклона. Эксперименты такого типа проводятся «в пучке» без предварительного торможения продуктов реакции.

Цель экспериментов второго типа — изучение свойств нуклидов, удаленных от области стабильности, таких как тип радиоактивного распада, период полураспада, энергии испускаемых частиц и

$\gamma$ -квантов. Как правило, эксперименты второго типа проводятся с помощью ISOL-систем.

Для идентификации нового нуклида достаточна скорость регистрации порядка нескольких ядер в час. Изучение его ядерных свойств требует выхода на уровне сотен и тысяч ядер в секунду.

**3.3.1. Идентификация продуктов многонуклонных передач «в пучке».** *Магнитный анализ (МА) в комбинации с  $\Delta E$ - $E$ -методом.* Еще до первых экспериментов по получению ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях многонуклонных передач уже был накоплен опыт работы «в пучке» при идентификации новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов — продуктов реакций глубокого расщепления высокоэнергетичными протонами. В экспериментах Посканцера, Хайда, Черни, Томаса и др. использовался метод измерения удельной ионизации вместе с измерением времени пролета (ИВП) [85–89]. В нерелятивистском случае и для достаточно легких ядер справедливы соотношения:

$$\Delta E \cdot E \sim mZ^2, \quad (3.4)$$

$$t = d/v, \quad (3.5)$$

где  $d$  — длина пролетной базы,  $v$  — скорость продукта реакции,  $m$  — масса,  $Z$  — атомный номер. Соотношения (3.4) и (3.5) позволяют однозначно идентифицировать новый изотоп. С помощью такой комбинированной методики были впервые зарегистрированы многие нейтроноизбыточные изотопы легких элементов.

Однако уже в реакциях расщепления выявилась ограниченность метода ( $\Delta E$ - $E$ ) + ИВП. Статистический разброс в  $\Delta E$ -детекторе и невозможность увеличения пролетной базы без значительных потерь чувствительности ограничили область применения метода ( $\Delta E$ - $E$ ) + ИВП элементами до кислорода и изотопами с массовым числом до 20.

При использовании метода ( $\Delta E$ - $E$ ) + ИВП для идентификации продуктов многонуклонных передач в реакциях с тяжелыми ионами возникали дополнительные серьезные трудности, связанные с упругим и неупругим рассеянием налетающих ядер. Сечения упругого и неупругого рассеяния на много порядков выше сечений многонуклонных передач, ведущих к образованию ядер, удаленных от области стабильности. Загрузка  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторов рассеянными налетающими ядрами требует снижения интенсивности пучка тяжелых ионов, а это, в свою очередь, уменьшает выход нуклидов, сильно удаленных от области стабильности, ниже уровня регистрации.

Решающее значение для разделения продуктов многонуклонных передач и рассеянных тяжелых ионов имело введение магнитного анализа. Впервые это было сделано в ИЯФ (Орсэ, Франция) Жакмаром с сотрудниками [90]. В фокальную плоскость магнитного анализатора был помещен полупроводниковый детектор небольших размеров, поз-

волявший измерять энергию продуктов реакции. Уравнение магнитного анализатора в этом случае имеет вид

$$E = \text{const} (B\rho)^2 q^2 / m, \quad (3.6)$$

где  $B$  — магнитная индукция,  $\rho$  — радиус траектории продукта,  $q$  — его ионный заряд,  $m$  — масса.

Магнитные жесткости  $B\rho$  упруго и неупруго рассеянных налетающих ядер и легких ядер с большим избытком нейтронов — продуктов многонуклонных передач различаются значительно. Можно настроить систему на регистрацию именно ядер, удаленных от области стабильности, соответствующим выбором магнитного поля.

Точность измерения энергии полупроводниковым детектором лежит в пределах 1%. Это означает, что параметр идентификации продукта реакции  $q^2/m$  определяется с высокой точностью.

Однако магнитный анализатор с  $E$ -детектором в фокальной плоскости не может быть использован для идентификации новых нейтронизбыточных изотопов легких элементов. Дело в том, что продукты реакций многонуклонных передач вылетают из мишени в различных зарядовых состояниях. Детекторная система типа  $MA + E$  принципиально не может разделить ядра-изобары, находящиеся в одном и том же зарядовом состоянии, например, ядра  $^{22}\text{O}^{+8}$ ,  $^{22}\text{F}^{+8}$ ,  $^{22}\text{Ne}^{+8}$ . Наибольший же вклад в выход продуктов реакции передачи с данным массовым числом дают изобары, расположенные ближе к области стабильности. Далее, среди множества продуктов реакций многонуклонных передач всегда могут найтись пары нуклидов с близким значением параметра идентификации, например  $^4\text{He}^{+2}$  и  $^9\text{Li}^{+3}$ ,  $^{14}\text{B}^{+5}$  и  $^9\text{Be}^{+4}$ . Детекторная система типа  $MA + E$  разделить их не может.

Выход был найден в Дубне в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, где Волков с сотрудниками впервые объединили магнитный анализ и метод  $\Delta E-E$  [91], что позволило преодолеть ограничение детекторной системы  $MA + E$ . В фокальную плоскость магнитного анализатора был помещен телескоп из тонкого полупроводникового детектора  $\Delta E$  и детектора полного поглощения  $E$ . Импульсы с  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторов подавались на многоканальный анализатор, работавший в двумерном режиме. Вырождение по изобарам с одинаковым ионным зарядом снималось, так как удельная ионизация в  $\Delta E$ -детекторе определялась атомным номером  $Z$  продукта реакции.

На рис. 43 сделано сравнение видов регистрируемой информации в методах  $\Delta E-E$ ,  $MA + E$  и  $MA + (\Delta E-E)$ . Непрерывные гиперболы, характерные для метода  $\Delta E-E$ , в комбинации  $MA + (\Delta E-E)$  разбиваются на отдельные точки, каждая из которых соответствует определенному изотопу в определенном зарядовом состоянии (рис. 44).

При  $\Delta E \gg E$  и  $q = Z$  из (3.4) и (3.5) можно получить:

$$\Delta E \approx \text{const} A^2. \quad (3.7)$$

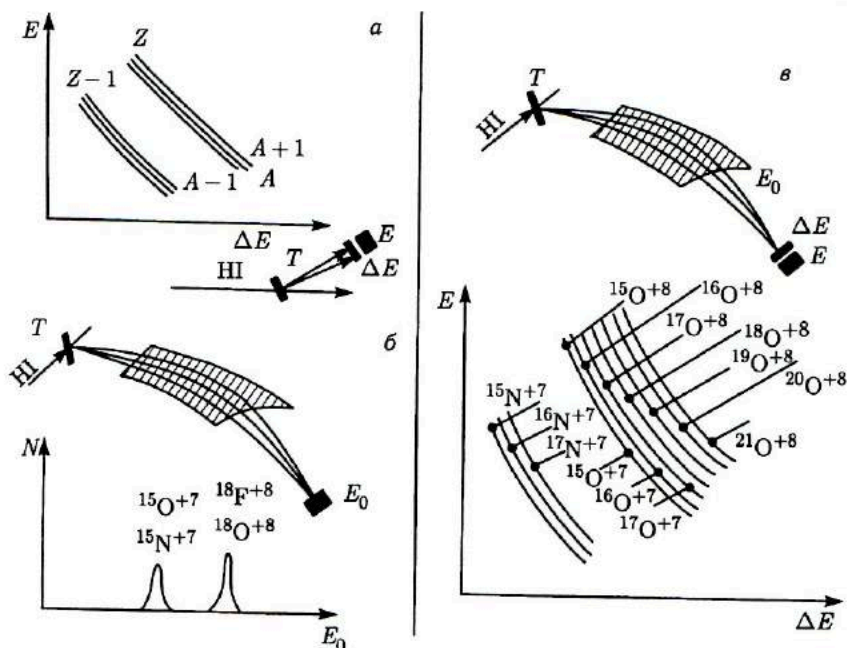


Рис. 43. Сравнение экспериментальной информации, получаемой при использовании методов: а)  $\Delta E$ - $E$ , б) магнитного анализа с измерением энергии  $E$ , в) комбинации магнитного анализа и метода  $\Delta E$ - $E$  [91]

Сравнение (3.4) и (3.7) показывает, что в комбинации методов  $MA + (\Delta E-E)$  различие в удельной ионизации, создаваемой двумя соседними изотопами элемента  $Z$  в  $\Delta E$ -детекторе, в два раза больше, чем в методе  $\Delta E-E$ . Это различие может возрасти до четырех, если изотопы выделяют в  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторах сравнимые энергии [91]. Рис. 45 демонстрирует изотопное разрешение при свертке двумерных спектров по  $E-\Delta E$  и по  $\Delta E$ . Свертка проводилась к максимумам выходов данного изотопа по линиям  $\Delta E = \text{const}$  или  $E - \Delta E = \text{const}$ .

Комбинация методов  $MA + (\Delta E-E)$  оказалась весьма эффективной при идентификации ядер, удаленных от области стабильности. С ее помощью Волковым с сотрудниками удалось идентифицировать 28 новых нейтроноизбыточных изотопов элементов от углерода до хлора, установить  $Q_{\text{БГ}}$ -систематику сечений образования изотопов в реакции многонуклонных передач [72, 92-94].

*Магнитный анализ в комбинации с методами  $\Delta E-E + ИВП$ .* Детекторная система  $MA + (\Delta E-E)$  обеспечивает в большинстве случаев надежное разделение и идентификацию продуктов реакций многонуклонных передач, однако она не позволяет избежать полностью наложения импульсов с  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторов от двух различных нуклидов.

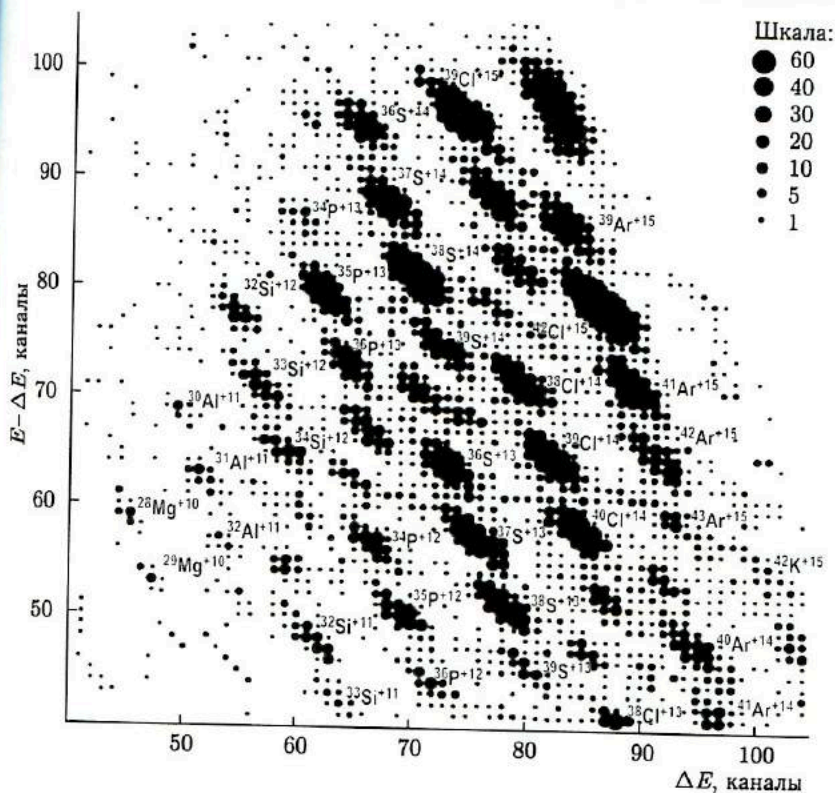


Рис. 44. Картина двумерного спектра с осями  $\Delta E$  и  $E - \Delta E$ , полученная в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ) при использовании комбинации магнитного анализа и метода  $\Delta E - E$  [95]

Опасность такого наложения возникает при регистрации изотопов легких элементов с очень большим избытком нейтронов и малым сечением образования. При множественности продуктов реакций многонуклонных передач и значительной ширине их энергетических спектров может возникнуть ситуация, когда произведение  $Z_{ef}^2 m$  ( $Z_{ef}$  — эффективное значение  $Z$  продукта при прохождении через  $\Delta E$ -детектор) у нейтроноизбыточного изотопа элемента  $Z$  и нейтронодефицитного изотопа элемента  $Z + 1$  окажется одинаковым, а их энергетические спектры частично перекроются. Среди зарядовых состояний изотопа элемента  $Z + 1$  почти всегда имеются компоненты с меньшей на одну-две единицы величиной  $q$ , чем зарядовое состояние, в котором регистрируется нейтроноизбыточный изотоп элемента  $Z$ . В этом случае отношение  $q^2/m$  для обоих изотопов может оказаться близким и оба изотопа попадут в  $\Delta E - E$ -телескоп при одинаковых значениях магнитного поля. Так, например, при регистрации  $^{19}\text{C}$  и  $^{20}\text{C}$  опасность представляют



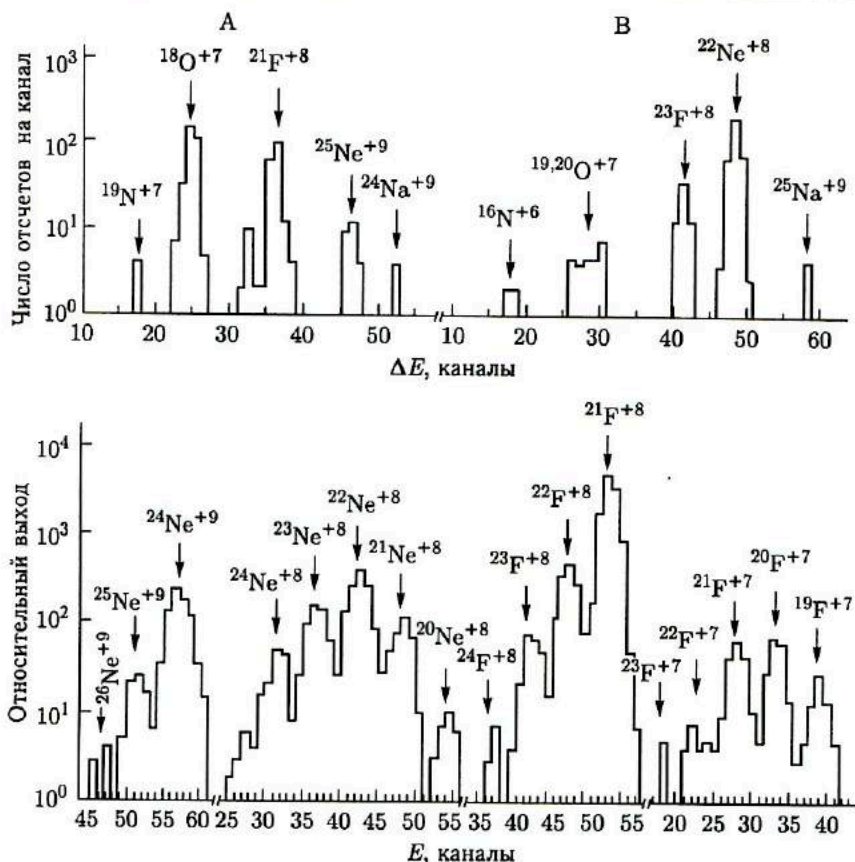


Рис. 45. Спектр с  $\Delta E$ -детектора, полученный сверткой двумерного спектра в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ). Свертка сделана в максимуме выхода  $^{25}\text{Ne}^{9+}$  (А) и в максимуме  $^{23}\text{F}^{8+}$  (В). Выход изотопов Ne и F, полученный из двумерного спектра, показан внизу [91]

изотопы азота  $^{13,14}\text{N}$ , при регистрации  $^{14}\text{Be}$  — изотоп  $^8\text{B}$ . Мешающие изотопы располагаются ближе к области стабильности и обладают много большим выходом. В этих условиях выделить нейтроноизбыточный изотоп с малым сечением образования с помощью системы  $\text{MA} + (\Delta E - E)$  невозможно.

Значительная разница масс нейтроноизбыточных и мешающих изотопов подсказала способ их разделения — использование различия во временах пролета ими расстояния от мишени до  $\Delta E - E$ -телескопа. Фокусировка траекторий частиц магнитным полем позволяет использовать пролетную базу длиной в несколько метров. В этом случае удается получить приемлемое разрешение по массе даже при временном разрешении в несколько наносекунд.

Детекторная система, включающая магнитный анализ, метод  $\Delta E-E$  и измерение времени пролета, впервые была создана и применена для идентификации нейтроноизбыточных изотопов легких элементов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (Артюх и др. [96]). Именно эта детекторная система обеспечила надежную идентификацию таких экзотических ядер, как  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{C}$ ,  $^{20}\text{C}$ , которые образовывались в реакциях передачи при облучении мишени из  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{15}\text{N}$  и  $^{22}\text{Ne}$  [96, 97].

Для формирования стартового сигнала использовалось высокочастотное напряжение на дуантах циклотрона У-300. Временная ширина сгустка ускоренных ионов лежала в пределах 2–3 нс при интервале между сгустками 200 нс. Стоп-сигнал снимался с  $\Delta E$ -детектора. Среднее время пролета продуктов реакции от мишени до детектора составляло около 150 нс. На рис. 46 представлены выходы нейтроноизбыточных изотопов бериллия, лития и гелия из реакции

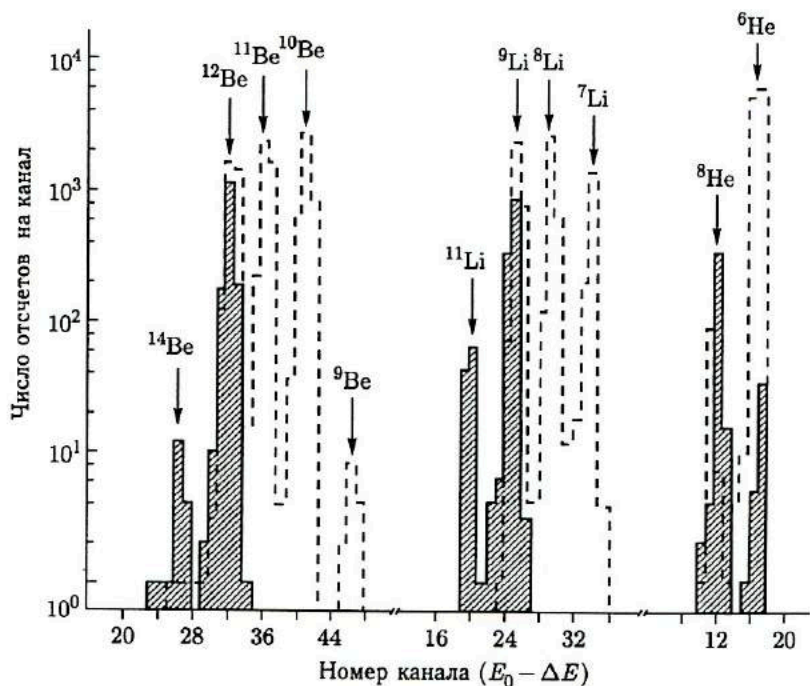


Рис. 46. Выход изотопов Be, Li, He в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (145 МэВ) для угла регистрации  $40^\circ$  и магнитной жесткости  $B\rho = 10,5$  кГс·м. Штриховыми линиями даны калибровочные измерения без дискриминации по времени пролета. Заштрихованные области данных получены с дискриминацией по времени пролета. Поток ионов через мишень во втором случае был в 30 раз больше [96]

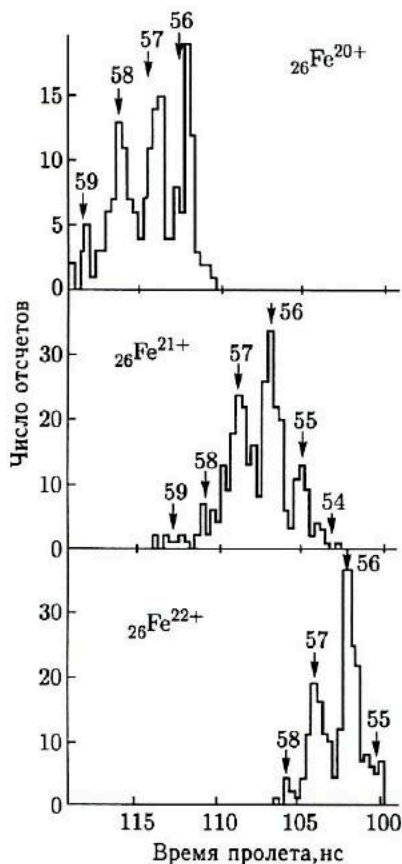


Рис. 47. Разделение изотопов железа при использовании детекторной системы МА + ( $\Delta E-E$ ) + ИВП. Реакция  $^{65}\text{Cu} + ^{124}\text{Sn}$  [98]

$^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (145 МэВ). Видна решающая роль отбора продуктов реакции по времени пролета для надежной идентификации  $^{14}\text{Be}$ .

Детекторная система такого же типа МА + ( $\Delta E-E$ ) + ИВП была создана в ИЯФ (Орсэ) Жакмаром с сотрудниками [98]. Для получения стартового сигнала использовали тонкую сцинтилляционную пленку. Стоп-сигнал снимался с полупроводникового  $\Delta E$ -детектора. Сцинтилляционную пленку устанавливали под некоторым углом к средней траектории. Таким путем удавалось скомпенсировать разброс длин траекторий в магнитном анализаторе. Пролетная база равнялась 309 см. При входном телесном угле  $1,8 \cdot 10^{-3}$  ср было получено временное разрешение 0,7 нс. На рис. 47 представлено разделение изотопов железа, полученное в этой системе. Более подробное описание детекторных систем, используемых для выделения и идентификации продуктов многонуклонных передач, дано в обзоре Волкова [99].

*Однозначность идентификации продукта многонуклонных передач детекторной системы типа МА + ( $\Delta E-E$ ) + ИВП.* Продукт реакций многонуклонных пе-

редач, вылетающий из мишени под некоторым углом  $\theta$ , обладает определенными значениями  $Z$ ,  $A$ ,  $q$  и  $E$ . Эти характеристики продукта реакции определяют его траекторию в магнитном поле анализатора, количество выделенной энергии в тонком  $\Delta E$ -детекторе и детекторе полного поглощения  $E$ , время пролета определенной базы. Измеряемые значения  $E$ ,  $\Delta E$ ,  $\rho$  и  $t$  и искомые характеристики продукта  $Z$ ,  $A$ ,  $q$  и  $E$  связаны между собой уравнениями (3.4)–(3.6).

Массу продукта реакции определяют, измеряя его кинетическую энергию  $E$  и время пролета  $t$  некоторой базы  $d$ . Сложнее идентифици-

ровать атомный номер  $Z$ , поскольку он не входит непосредственно ни в одно из перечисленных уравнений.

$Z_{эф}$ , проявляющееся при прохождении продукта через  $\Delta E$ -детектор, может существенно отличаться от его атомного номера  $Z$ , и это различие возрастает с  $Z$  и  $A$  продукта реакции. Поэтому необходимо еще одно уравнение, в которое атомный номер продукта реакции входил бы явно. Для этих целей используют экспериментальные и расчетные данные о пробегах заряженных частиц в веществе. Пробег  $R$  зависит от атомного номера, массы и кинетической энергии продукта реакции  $R = R(Z, A, E)$ . Он может быть представлен в виде графиков или таблиц. По этим данным можно всегда рассчитать потери энергии в тонком  $\Delta E$ -детекторе для любого изотопа и данной энергии и тем самым установить функциональную связь между ионизационными потерями в  $\Delta E$ -детекторе и характеристиками продукта реакции:

$$\Delta E = f(Z, A, E). \quad (3.8)$$

Это соотношение и следует рассматривать как четвертое уравнение идентификации детекторной МА + ( $\Delta E$ - $E$ ) + ИВП системы. Массу продукта реакции определяют из уравнения (3.5) независимо от атомного номера. Напротив, чтобы определить  $Z$ , необходимо знать массу продукта реакции.

Детекторная система, включающая магнитный анализ, метод  $\Delta E$ - $E$  и измерение времени пролета, обеспечивает надежную идентификацию «в пучке» нейтроноизбыточных изотопов легких элементов — продуктов многонуклонных передач.

**3.3.2. Использование ISOL-систем для выделения продуктов многонуклонных передач.** Устройство и основные характеристики ISOL-систем, используемых для выделения продуктов полного слияния двух сложных ядер, были рассмотрены в п.2.2.4. Эти же системы используются и для выделения продуктов многонуклонных передач. Небольшие изменения вносят лишь в мишенную часть блока ионного источника. Это связано с тем, что продукты многонуклонных передач обладают много большим пробегом, чем продукты полного слияния. Резко различаются и функции возбуждения реакций полного слияния и многонуклонных передач. Первые имеют вид кривых с максимумом шириной около 10 МэВ, вторые характеризуются монотонным ростом сечения с увеличением энергии тяжелых ионов. Ядра отдачи — продукты полного слияния вылетают в очень узком интервале углов около  $0^\circ$ . Угловое распределение многонуклонных передач, приводящих к образованию нейтроноизбыточных изотопов, имеет максимум выхода под углом, близким к углу резерфордовского рассеяния для касательных столкновений ядер. Величина угла возрастает с уменьшением энергии ионов.

Желание получить наибольший выход ядер, удаленных от области стабильности, привело к значительному, в десятки раз, увеличению

толщины мишени, а также к распространению функций мишени на стоппер. В экспериментах на масс-сепараторе GSI (Дармштадт), в которых нейтроноизбыточные изотопы Mn, Co, Fe, Ni, Cu получались при облучении вольфрама ионами  $^{82}\text{Se}$  с энергией 11,5 МэВ/нуклон, толщина вольфрамовой мишени достигала 46,5 мг/см<sup>2</sup> (Рунте и др. [100]). Танталовый стоппер внутри ионного источника также использовался в качестве мишени, поскольку ионы  $^{82}\text{Se}$  после прохождения вольфрамовой мишени имели еще достаточную энергию для реализации многонуклонных передач.

Значительные пробеги продуктов многонуклонных передач делают проблематичной возможность использования для их выделения и идентификации системы IGISOL.

### 3.4. Новые нуклиды, полученные в реакциях многонуклонных передач, изучение их свойств

#### 3.4.1. Продвижение к границе нуклонной стабильности ядер.

Среди ядер, удаленных от области стабильности, ядра легких элементов с большим избытком нейтронов вызывают особый интерес. Эти ядра обладают наибольшим относительным избытком нейтронов. Так, в ядре  $^8\text{He}$  число нейтронов в три раза превосходит число протонов. Именно для этих нуклидов можно получить экспериментальным путем ответ на принципиальный вопрос о границе нуклонной устойчивости ядер. Изучение их ядерных свойств позволяет подвергнуть экспериментальной проверке справедливость различных теоретических моделей ядра в экстремальных условиях.

До конца 1960-х гг. основным источником получения легких ядер с большим избытком нейтронов были реакции глубокого расщепления тяжелых ядер высокоэнергичными протонами. В работах Посканцера, Хайда, Черни и др. [85, 86] впервые были идентифицированы ядра  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{B}$ ,  $^{15}\text{B}$ ,  $^{17}\text{C}$ , Томасу и др. [87] удалось впервые наблюдать ядра  $^{19}\text{N}$ ,  $^{20}\text{O}$ , Рейсбеку и др. [88] —  $^{19}\text{C}$ .

В конце 1960-х гг. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в Дубне были начаты эксперименты, которые продемонстрировали высокую эффективность многонуклонных передач как способа получения легких ядер с очень большим избытком нейтронов. При облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{18}\text{O}$  с энергией 122 МэВ были получены все известные нейтроноизбыточные изотопы элементов от бериллия до кислорода и впервые зарегистрированы новые нуклиды  $^{18}\text{C}$ ,  $^{20}\text{N}$ ,  $^{22}\text{O}$ . За 6 часов облучения был зарегистрирован в сотни раз больший выход изотопов  $^{17}\text{O}$ ,  $^{19}\text{N}$ ,  $^{21}\text{O}$ , чем наблюдалось в экспериментах на высокоэнергичных протонах [63].

В дальнейшем Волковым с сотрудниками [92, 96, 97, 101–105] была проведена серия экспериментов, в которых мишень из  $^{232}\text{Th}$  толщиной в несколько миллиграмм на 1 см<sup>2</sup> облучалась ионами  $^{11}\text{B}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  с энергией от 7 до 9,7 МэВ/нуклон. Легкие ядра с большим

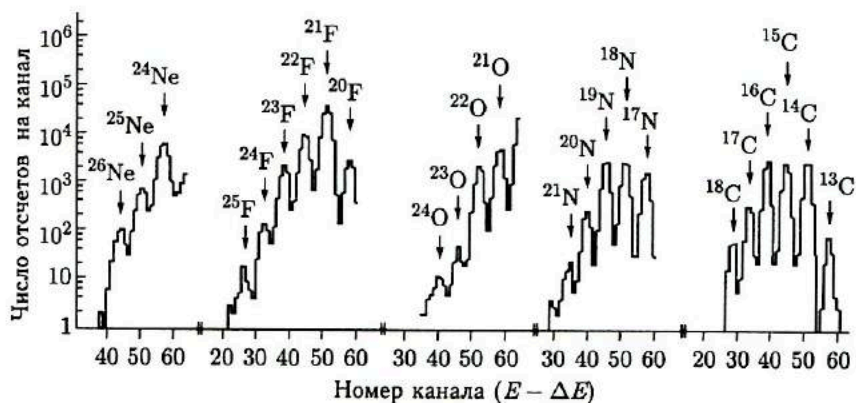


Рис. 48. Выход нейтроноизбыточных изотопов Ne, F, O, N и C, полученный в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ). Угол регистрации  $40^\circ$ , магнитная жесткость  $B\rho = 10,4$  кГс·м. Интегральный поток ионов  $^{22}\text{Ne}$  на мишень составлял  $5,1 \cdot 10^{16}$  частиц [102]

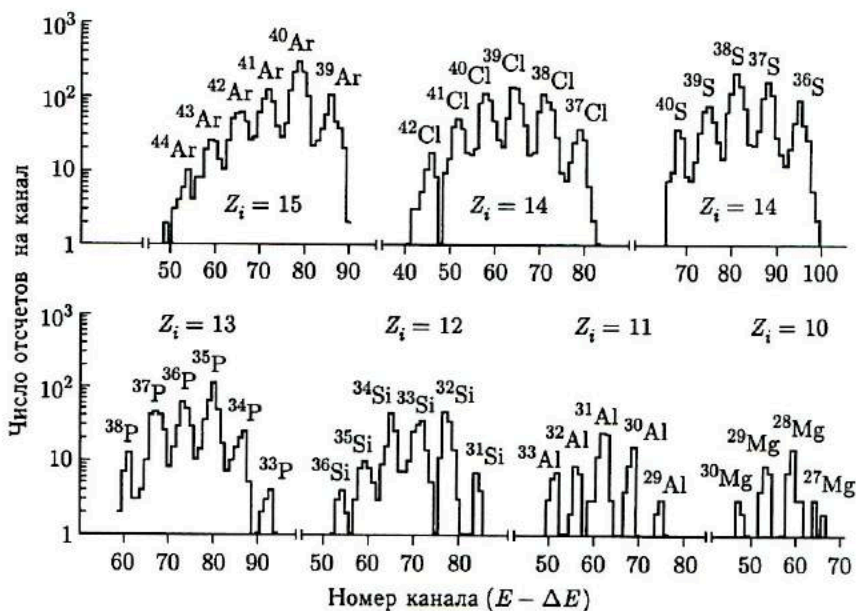


Рис. 49. Выход нейтроноизбыточных изотопов Mg, Al, Si, P, S, Cl и Ar, полученный в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ). Угол регистрации  $40^\circ$ . Указаны зарядовые состояния изотопов [95]

избытком нейтронов — продукты многонуклонных передач, регистрировались детекторной системой типа МА + ( $\Delta E-E$ ). При идентификации  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{C}$  и  $^{20}\text{C}$  была дополнительно введена техника измерения времени пролета. На рис. 48, 49 представлены результаты некоторых из этих экспериментов. Были получены все известные в то время самые тяжелые изотопы элементов от He до Ne, от Mg до Ag и впервые идентифицировано 29 новых изотопов элементов C, N, O, F, Ne, Mg, Al, Si, P, S и Cl (см. табл. 3). Продвижение в сторону нейтронного избытка для некоторых из этих элементов составило 3–4 нейтрона. Обзор этих работ дан в [92–94].

Таблица 3. Изотопы легких элементов с большим избытком нейтронов, полученные в реакциях многонуклонных передач

Известные изотопы	$^8\text{He}$ , $^{11}\text{Li}$ , $^{14}\text{Be}$ , $^{15}\text{Be}$ , $^{17}\text{C}$ , $^{19}\text{N}$ , $^{21}\text{O}$ , $^{22}\text{F}$ , $^{24}\text{Ne}$ , $^{28}\text{Mg}$ , $^{30}\text{Al}$ , $^{32}\text{Si}$ , $^{34}\text{P}$ , $^{38}\text{S}$ , $^{40}\text{Cl}$
Новые изотопы	$^{18}\text{C}$ , $^{20}\text{N}$ , $^{22}\text{O}$ , $^{23}\text{F}$ , $^{25}\text{Ne}$ , $^{29}\text{Mg}$ , $^{31}\text{Al}$ , $^{33}\text{Si}$ , $^{35}\text{P}$ , $^{39}\text{S}$ , $^{41}\text{Cl}$ $^{20}\text{C}$ , $^{21}\text{N}$ , $^{23}\text{O}$ , $^{24}\text{F}$ , $^{26}\text{Ne}$ , $^{30}\text{Mg}$ , $^{32}\text{Al}$ , $^{34}\text{Si}$ , $^{36}\text{P}$ , $^{40}\text{S}$ , $^{42}\text{Cl}$ $^{24}\text{O}$ , $^{25}\text{F}$ , $^{33}\text{Al}$ , $^{35}\text{Si}$ , $^{37}\text{P}$ $^{36}\text{Si}$ , $^{38}\text{P}$

В табл. 4 указаны виды реакций передачи нуклонов, которые давали существенный вклад в образование нейтроноизбыточных изотопов легких элементов. Это прежде всего реакции подхвата нейтронов налетающим ядром, реакции срыва протонов с налетающего ядра и, наконец, реакции обменного типа. В последнем случае налетающее ядро отдавало ядру-мишени протоны и получало от него нейтроны.

Эксперименты по получению нейтроноизбыточных изотопов легких элементов в реакциях многонуклонных передач были проведены также в ИЯФ (Орскэ). Оже и др. [106] зарегистрировали в реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$  (263 МэВ) новые изотопы:  $^{37}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{P}$ ,  $^{41,42}\text{S}$ . Было отмечено, что при энергии, лишь немного превосходящей кулоновский барьер, в основном получают нейтроноизбыточные изотопы элементов, близких по  $Z$  к налетающему ядру.

При повышении энергии ионов  $^{40}\text{Ar}$  до 340 МэВ Геро и др. [107] удалось получить семь новых нейтроноизбыточных изотопов элементов с атомным номером заметно большим, чем у налетающего ядра:  $^{54}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{V}$ ,  $^{58,59}\text{Cr}$ ,  $^{61}\text{Mn}$ ,  $^{63,64}\text{Fe}$  (рис. 51). В Беркли в LBL Бройер и др. [108], используя для облучения  $^{238}\text{U}$  ионы  $^{56}\text{Fe}$  с энергией 8,3 МэВ/нуклон, зарегистрировали новые изотопы  $^{52,53}\text{Sc}$ ,  $^{54,55}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{V}$ ,  $^{58,59}\text{Cr}$ . Идентификация новых изотопов в этих работах осуществлялась с помощью детекторной системы ( $\Delta E-E$ ) + ИВП. Значительный выход продуктов многонуклонных передач позволил использовать пролетную базу длиной до 100 см.

Как видим, реакции многонуклонных передач оказались эффективным средством получения новых нейтроноизбыточных изотопов легких

Таблица 4. Ядерные реакции, использованные для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов [94]

1. Подхват нейтронов	
$^{18}\text{O} (+1n) \rightarrow ^{19}\text{O}$	$^{22}\text{Ne} (+1n) \rightarrow ^{23}\text{Ne}$
$^{18}\text{O} (+2n) \rightarrow ^{20}\text{O}$	$^{22}\text{Ne} (+2n) \rightarrow ^{24}\text{Ne}$
$^{18}\text{O} (+3n) \rightarrow ^{21}\text{O}$	$^{22}\text{Ne} (+3n) \rightarrow ^{25}\text{Ne}$
$^{18}\text{O} (+4n) \rightarrow ^{22}\text{O}$	$^{22}\text{Ne} (+4n) \rightarrow ^{26}\text{Ne}$
2. Срыв протонов	
$^{11}\text{B} (-3p) \rightarrow ^8\text{He}$	$^{15}\text{N} (-3p) \rightarrow ^{12}\text{Be}$
$^{15}\text{N} (-4p) \rightarrow ^{11}\text{Li}$	$^{16}\text{O} (-4p) \rightarrow ^{12}\text{Be}$
	$^{16}\text{O} (-5p) \rightarrow ^{11}\text{Li}$
3. Обмен нуклонами	
$^{15}\text{N} (-2p, +2n) \rightarrow ^{15}\text{B}$	$^{22}\text{Ne} (-4p, +2n) \rightarrow ^{20}\text{C}$
$^{16}\text{O} (-3p, +2n) \rightarrow ^{15}\text{B}$	$^{22}\text{Ne} (-3p, +2n) \rightarrow ^{21}\text{N}$
$^{18}\text{O} (-2p, +2n) \rightarrow ^{18}\text{C}$	$^{22}\text{Ne} (-2p, +3n) \rightarrow ^{23}\text{O}$
$^{18}\text{O} (-1p, +3n) \rightarrow ^{20}\text{N}$	$^{22}\text{Ne} (-2p, +4n) \rightarrow ^{24}\text{O}$
	$^{22}\text{Ne} (-1p, +4n) \rightarrow ^{25}\text{F}$

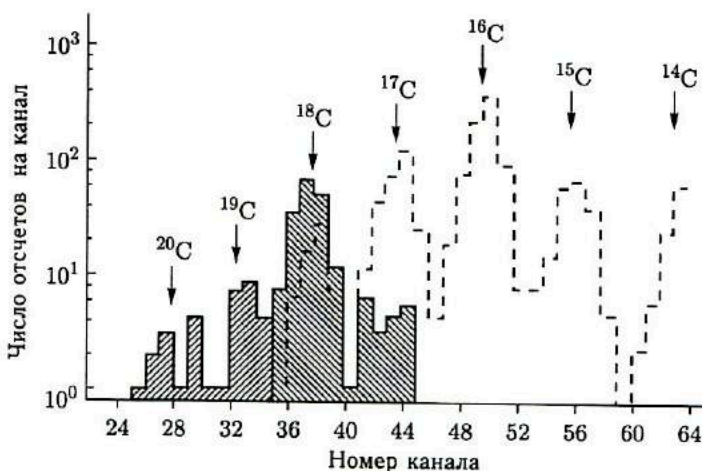


Рис. 50. Выходы изотопов углерода, полученные при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 МэВ. Угол регистрации  $40^\circ$ , магнитная жесткость  $B\rho = 9,26$  кГс·м. Штриховой линией показаны результаты калибровочных измерений без дискриминации по времени пролета. Заштрихованные пики получены в основных измерениях с дискриминацией по времени пролета. Поток ионов, прошедших через мишень в основных измерениях, в 60 раз больше, чем в калибровочных [97]



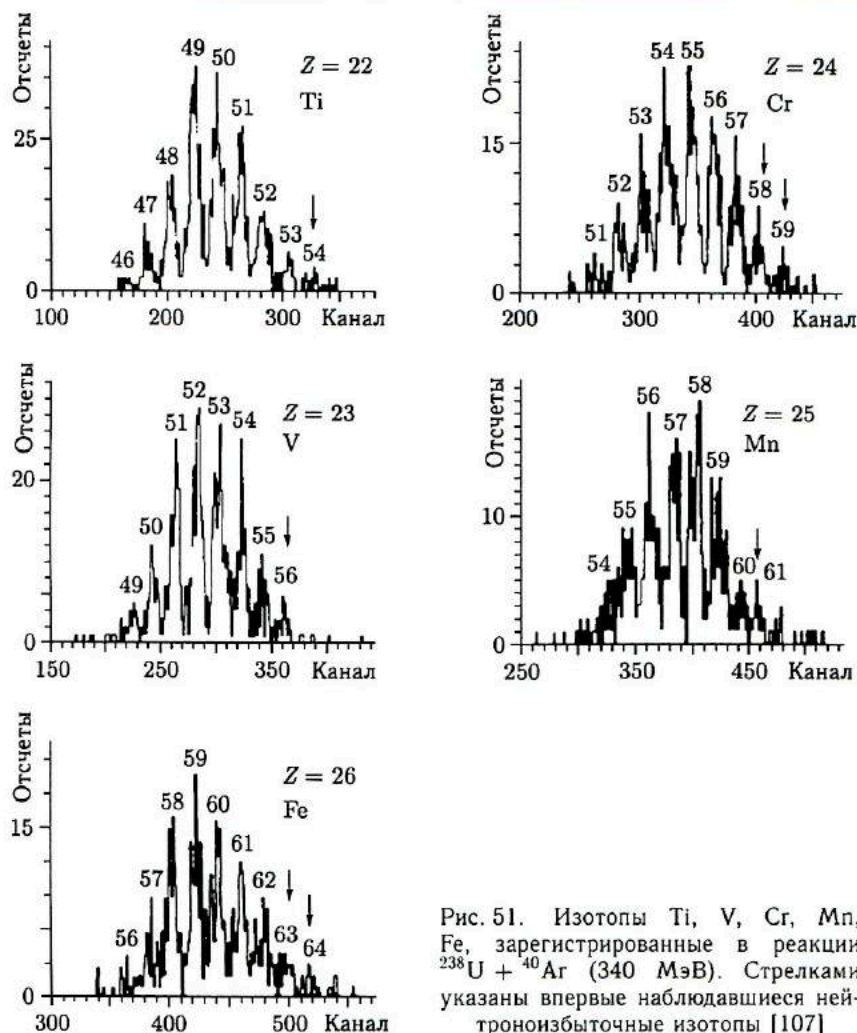


Рис. 51. Изотопы Ti, V, Cr, Mn, Fe, зарегистрированные в реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$  (340 МэВ). Стрелками указаны впервые наблюдавшиеся нейтроноизбыточные изотопы [107]

и средних элементов, обеспечивая тем самым дальнейшее продвижение к границе нуклонной устойчивости ядер.

**3.4.2. Через границу нуклонной устойчивости ядер.** Одна из главных проблем для легких ядер с большим избытком нейтронов — положение границы нуклонной устойчивости. Кулоновское отталкивание довольно быстро ставит предел продвижению в сторону большого избытка протонов в ядре, поэтому существование границы нуклонной устойчивости для нейтронодефицитных изотопов легких элементов не вызывает сомнений.

Вопрос о существовании и положении границы нуклонной устойчивости для легких ядер с большим избытком нейтронов не столь очевиден и нуждается в экспериментальной проверке. Нуклонная устойчивость таких ядер, как  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ , показывает, что относительный нейтронный избыток в легких ядрах может достигать значительной величины. Как же далеко можно продвинуться по  $N$ , добавляя к ядру с фиксированным  $Z$  все большее число нейтронов? Нельзя ли получить ядра, почти целиком построенные из нейтронов, своего рода нейтронные капли?

Оболочечная модель ядра отрицает такую возможность. В силу принципа Паули для размещения в ядре одних нейтронов требуется значительно больше уровней, чем для размещения того же числа нейтронов и протонов. На каждом уровне могут находиться две пары различных нуклонов и лишь одна пара одинаковых. Теоретические расчеты положения различных уровней в ядре с фиксированным числом нуклонов, выполненные в рамках модели оболочек (Виноградов и Немировский [109]), показали, что для легких ядер с очень большим числом нейтронов верхние уровни, заполняемые только нейтронами, лежат уже за пределами потенциальной ямы, т. е. оказываются несвязанными. Совершенно очевидно, что такие ядра будут неустойчивыми по отношению к испусканию нейтрона или пары нейтронов.

Однако к этим выводам модели оболочек следовало отнестись с осторожностью, поскольку речь шла о ядрах, находящихся в предельных условиях. Предупредительным сигналом могла служить нуклонная стабильность ядра  ${}^{11}\text{Li}$ . В трех вариантах расчетов, выполненных в конце 1960-х гг. и базировавшихся на оболочечной модели, предсказывалась нуклонная неустойчивость ядра  ${}^{11}\text{Li}$  [109–111]. Однако трем экспериментальным группам в ядерных реакциях различного типа [85, 103, 112] удалось идентифицировать этот нуклид, измерить его массу, определить вид радиоактивного распада и время жизни.

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в 1971 г. предприняли попытку заглянуть за границу нуклонной устойчивости ядер, попытавшись получить  ${}^{10}\text{He}$  в реакциях многонуклонных передач. Ядро  ${}^{10}\text{He}$  представляет особый интерес, поскольку является дважды магическим. Протоны в  ${}^{10}\text{He}$  заполняют  $1s$ -оболочку, нейтроны  $1s$ - и  $1p$ -оболочки. Оболочечная модель предсказывала нуклонную неустойчивость ядра  ${}^{10}\text{He}$  [109], тогда как первые расчеты по методу  $K$ -гармоник не исключали возможности его существования (Базь и др. [114]).

Эксперименты по получению  ${}^{10}\text{He}$  были проведены Волковым с сотрудниками [104]. Для получения  ${}^{10}\text{He}$  была выбрана реакция срыва пяти протонов с ядра  ${}^{15}\text{N}$  при его взаимодействии с  ${}^{232}\text{Th}$ . Энергия ионов  ${}^{15}\text{N}$  на циклотроне У-300 достигла 145 МэВ, что обеспечивало реализацию большого отрицательного  $Q$  этой реакции. В предшествующих экспериментах было установлено, что налетающее легкое ядро охотно передает свои протоны тяжелому ядру мишени. В реакции  ${}^{232}\text{Th} + {}^{15}\text{N}$  (145 МэВ) наблюдалось образование продуктов реакций,

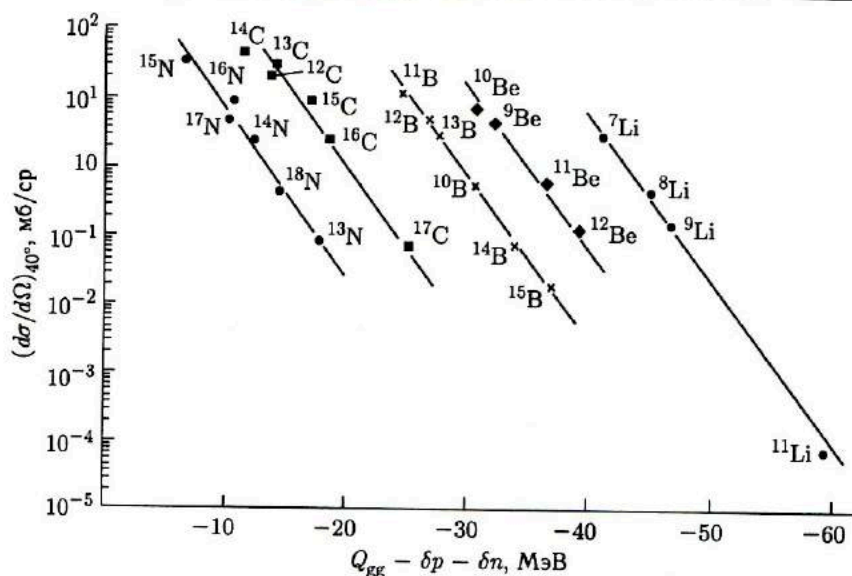


Рис. 52.  $Q_{\text{egg}}$ -систематика для сечений образования продуктов многонуклонных передач в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ). Угол регистрации  $40^\circ$  [113]

соответствующих срыву с ядра  $^{15}\text{N}$  от одного до четырех протонов. В реакции  $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ) было зарегистрировано образование  $^{11}\text{Li}$  за счет реакции срыва пяти протонов. Сечение образования  $^{11}\text{Li}$  подчинялось  $Q_{\text{egg}}$ -систематике (рис. 52) [113].

$^{10}\text{He}$  и другие продукты реакций передач регистрировались под углом  $40^\circ$  детекторной системой типа МА +  $(\Delta E - E)$ . Выбор оптимальной магнитной жесткости для регистрации  $^{10}\text{He}$  был сделан на основании анализа энергетических спектров продуктов реакций срыва от одного до четырех протонов и реакций, в которых кроме протонов с налетающего ядра срывались еще два нейтрона (рис. 53).

Облучение мишени проводилось в течение 20 ч при средней интенсивности пучка  $\sim 2$  мкА. Если бы  $^{10}\text{He}$  был нуклоноустойчив, то в соответствии с  $Q_{\text{egg}}$ -систематикой (см. рис. 54) можно было ожидать регистрации около 80 импульсов в том месте двумерной матрицы  $\Delta E$ ,  $E - E$ , куда должны были попадать импульсы от  $^{10}\text{He}$ . Однако в этой области не было зарегистрировано ни одного импульса. Регистрация одного события соответствует сечению  $3,5 \cdot 10^{-33}$  см<sup>2</sup>. Позднее Пеннионжквичем и др., использовавшими реакцию  $^{232}\text{Th}$  ( $^{11}\text{B}$ ,  $^{10}\text{He}$ ), граница ненаблюдения  $^{10}\text{He}$  была снижена еще на один порядок величины [115].

Поскольку сечения образования нуклидов с малой энергией связи нейтрона или пары нейтронов, например,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{B}$  или  $^{19}\text{C}$  подчинялись  $Q_{\text{egg}}$ -систематике, ненаблюдение  $^{10}\text{He}$  можно рассматривать как

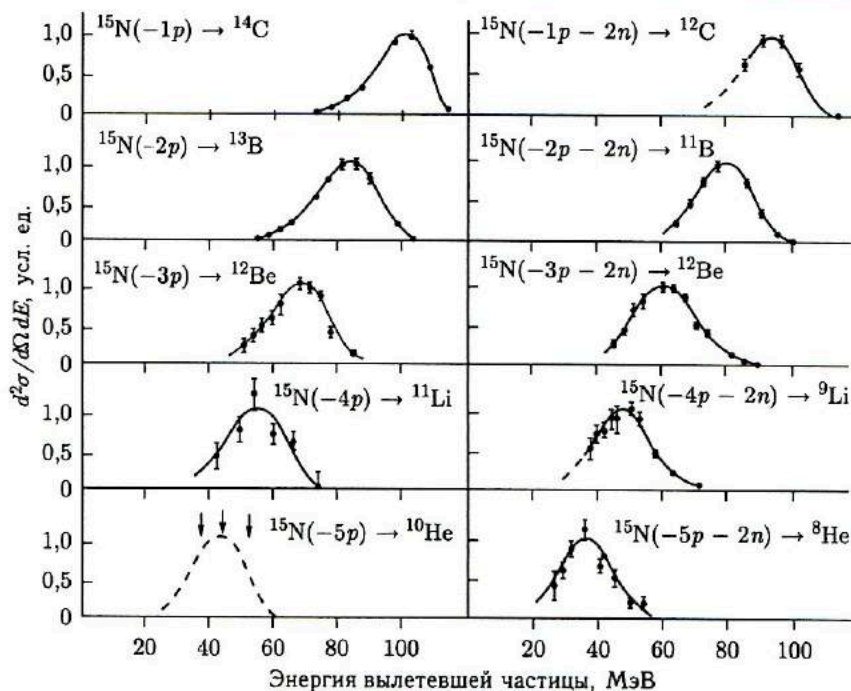


Рис. 53. Энергетические спектры легких продуктов срыва протонов ( $-xp$ ) и протонов и двух нейтронов ( $-xp, -2n$ ) в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (145 МэВ). Угол регистрации  $40^\circ$ . Ожидаемый энергетический спектр реакции ( $-5p$ ) показан штриховой линией. Стрелками указаны энергии, при которых искался  $^{10}\text{He}$  [104]

определенное указание на его нуклонную неустойчивость. Отметим, что  $^{10}\text{He}$  не удалось зарегистрировать ни в реакциях глубокого расщепления ядер высокоэнергичными протонами (Посканцер и др. [85]), ни при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами (Воробьев и др. [116]), ни при спонтанном делении  $^{254}\text{Cf}$  (Коспер и др. [117]). Таким образом, можно утверждать, что ядро  $^8\text{He}$  является последним нуклоноустойчивым нейтроноизбыточным ядром для  $Z = 2$ .

### 3.4.3. Изучение свойств ядер с большим избытком нейтронов.

Для средних по массе ядер граница нуклонной устойчивости по отношению к испусканию нейтрона лежит довольно далеко от линии стабильных ядер. Достигнуть ее с помощью известных нам ядерных реакций в настоящее время не представляется возможным. Вместе с тем изучение ядерных свойств нейтроноизбыточных изотопов, лежащих в этой области  $Z$ , представляет значительный интерес.

Периоды полураспада нейтроноизбыточных изотопов элементов в окрестностях железа используются в теориях нуклеосинтеза при рас-

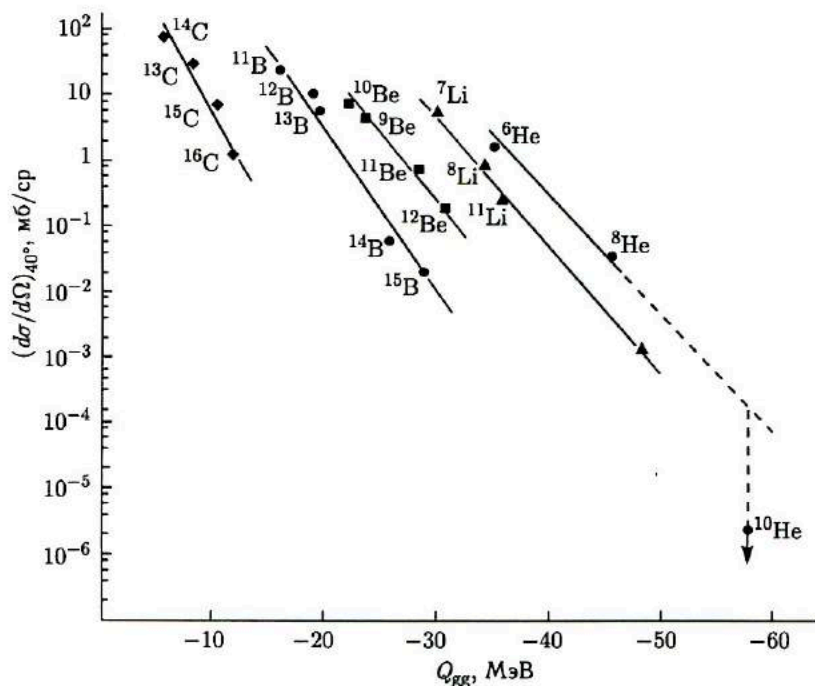


Рис. 54. Поиск  $^{10}\text{He}$ .  $Q_{\text{egg}}$ -систематика для сечений образования изотопов He, Be, Li, B, C в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (145 МэВ),  $\theta = 40^\circ$ . Для  $^{10}\text{He}$   $Q_{\text{gg}}$  соответствует порогу стабильности  $E(2n) = 0$ . Точкой со стрелкой указана величина сечения образования  $^{10}\text{He}$  при регистрации одного импульса. В эксперименте не было зарегистрировано ни одного импульса [104]

четах распространенности элементов во Вселенной. В этой области находятся полумагическое ядро  $^{68}\text{Ni}$  и ядро  $^{67}\text{Fe}$ , для которого предсказывается эмиссия нейтронов из изомерного состояния.

Для традиционного источника нейтроноизбыточных изотопов — деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами — эта область практически недоступна из-за малого выхода представляющих интерес элементов. Эффективным методом получения нейтроноизбыточных изотопов этих элементов оказались реакции многонуклонных передач с использованием ионов тяжелее аргона.

Необходимость получения информации о таких свойствах нуклидов, как вид радиоактивного распада, период полураспада, энергия распада вместе с секундными временами их жизни, определила способ их выделения и изучения — ISOL-метод.

Большая часть экспериментальной информации была получена в GSI (Дармштадт) Розклом с сотрудниками, использовавшими масс-сепаратор в линию с ускорителем UNILAC [58].

Мишень из вольфрамовой фольги, интегрированная с ионным источником, облучалась ионами  $^{76}\text{Ge}$  с энергией 9 МэВ/нуклон и ионами  $^{82}\text{Se}$  с энергией 11,5 МэВ/нуклон. Использовался ионный источник с поверхностной термической ионизацией, работавший при температуре 2500 °С. Стоппером служила танталовая фольга. Детекторная часть масс-сепаратора обеспечивала регистрацию в совпадении электронов,  $\gamma$ -квантов и  $X$ -лучей.

В этих экспериментах [118, 100] впервые были идентифицированы изотопы  $^{62}\text{Mn}$ ,  $^{63}\text{Fe}$ ,  $^{71}\text{Cu}$ ,  $^{72}\text{Cu}$ ,  $^{73}\text{Cu}$ . Были измерены периоды  $\beta$ -распада, энергии  $\beta$ -переходов, энергии  $\gamma$ -квантов, сопровождающие  $\beta$ -распад. Впервые были получены также данные о периодах полураспада изотопов  $^{61}\text{Mn}$ ,  $^{64}\text{Fe}$ ,  $^{65}\text{Co}$ ,  $^{67}\text{Ni}$ ,  $^{69}\text{Ni}$  (Пунте и др. [100]). На рис. 55 представлен выход нейтроноизбыточных изотопов элементов от Cr до As — продуктов многонуклонных передач. Выход регистрировался в фокальной плоскости масс-сепаратора GSI и был получен при облучении мишени из естественного вольфрама ионами  $^{82}\text{Se}$  с энергией 11,5 МэВ/нуклон. Выход нормализован на интенсивность пучка ионов  $^{82}\text{Se}$  — 10 частиц · нА.

Многонуклонные передачи при использовании таких ионов, как ксенон, оказались эффективным средством получения нейтроноизбыточных изотопов тяжелых редких земель. Эта область нуклидов оказалась также труднодоступной для продуктов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. В экспериментах Роэкла и сотрудников мишень из естественного вольфрама облучалась ионами  $^{136}\text{Xe}$  с энергией 9 МэВ/нуклон. Ионный источник работал в режиме термической иони-

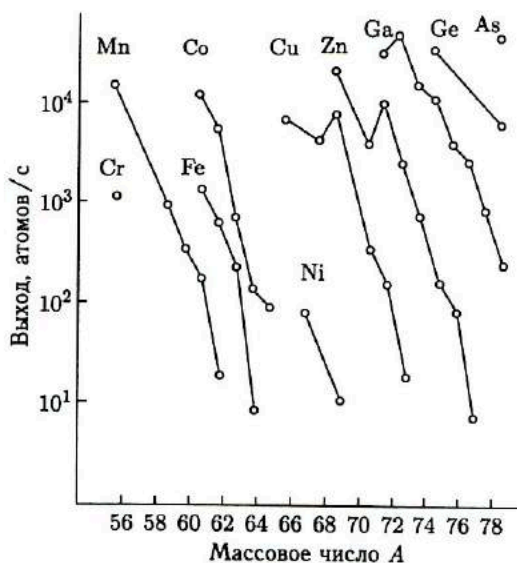


Рис. 55. Выход нейтроноизбыточных изотопов элементов от Cr до As, полученный при облучении вольфрама ионами  $^{82}\text{Se}$  с энергией 11,5 МэВ/нуклон. Выход нормирован на интенсивность пучка  $^{82}\text{Se}$  10 частиц · нА [100]

зации. В качестве продуктов многонуклонных передач впервые были идентифицированы нейтроноизбыточные изотопы иттербия и лютеция:  $^{179}\text{Yb}$ ,  $^{181}\text{Lu}$ ,  $^{182}\text{Lu}$  [119]. Были измерены их периоды полураспада, энергии  $\beta$ -переходов, энергии сопутствующих  $\gamma$ -квантов. В экспериментах той же группы при использовании ионов  $^{136}\text{Xe}$  более высокой энергии — 11,7 МэВ/нуклон удалось идентифицировать еще один изотоп лютеция —  $^{183}\text{Lu}$  и определить период его полураспада [120].

Рис. 56 демонстрирует выход изотопов элементов от франция до нептуния, полученный при облучении мишеней из вольфрама и тантала наиболее тяжелыми ионами, ускоряемыми на UNILAC, — ионами  $^{238}\text{U}$  с энергией 11,4 МэВ/нуклон (Гипперт и др. [37]). Среди продуктов многонуклонных передач, выделенных на масс-сепараторе GSI, впервые были идентифицированы изотоп радия  $^{232}\text{Ra}$  и три изотопа актиния:  $^{232}\text{Ac}$ ,  $^{233}\text{Ac}$ ,  $^{234}\text{Ac}$ . На рисунке изображены также линии потенциальной энергии двойной ядерной системы, дающие представление о связи между изменением потенциальной энергии системы и направлением передачи нуклонов. Как и в предыдущих экспериментах, для новых изотопов были измерены периоды  $\beta$ -распадов, энергии  $\beta$ -переходов, энергии  $\gamma$ -квантов.

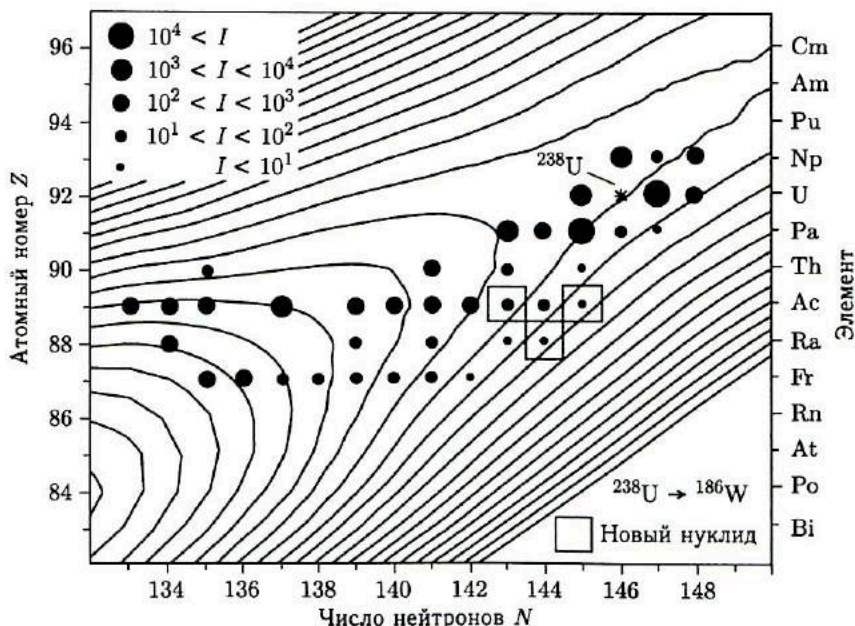
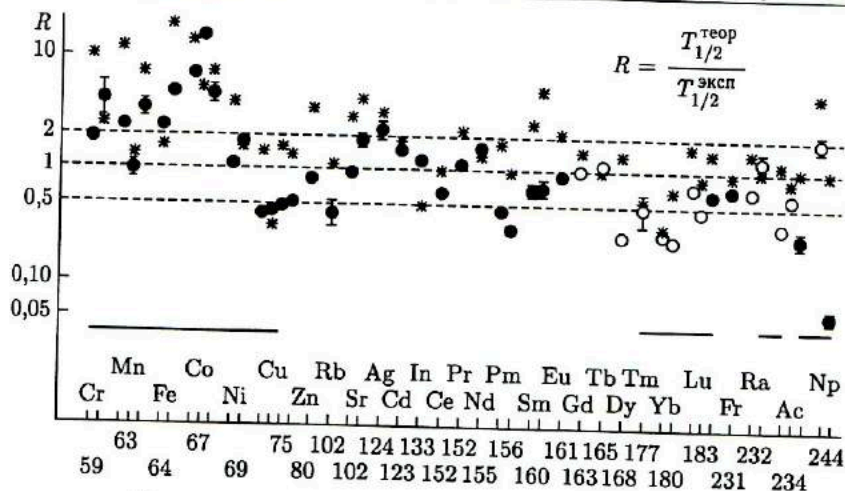


Рис. 56. Выход изотопов элементов от Fr до Np, полученный при облучении  $^{186}\text{W}$  ионами  $^{238}\text{U}$  с энергией 11,4 МэВ/нуклон. Линиями показана потенциальная энергия двойной ядерной системы [37]



Массовое число наиболее тяжелого из измеряемых изотопов

Рис. 57. Сопоставление теоретических предсказаний периодов  $\beta$ -распада с экспериментальными данными. Горизонтальными линиями показаны области, где были получены новые нейтроноизбыточные изотопы в реакциях многонуклонных передач [121]

Экспериментальные данные по периодам  $\beta$ -распадов нейтроноизбыточных изотопов в широкой области  $Z$  и  $A$  были сопоставлены с расчетными значениями периодов  $\beta$ -распада по микроскопической модели (Клапдор и др. [122]) и гросс-теории (Такахаши и др. [123])  $\beta$ -распада, использовавшего энергию распада из массовой формулы работы [124]. Результаты такого сопоставления представлены на рис. 57 (Розкл [121]). Вплоть до  $Cu$  имеет место удовлетворительное согласие между экспериментальными и теоретическими данными. Однако для изотопов  $Cr$ ,  $Mn$ ,  $Fe$ ,  $Co$  эксперимент систематически дает более короткие периоды полураспада, чем предсказывает теория. Это расхождение должно отразиться на результатах расчетов процесса быстрого захвата нейтронов ( $r$ -процесса), рассматриваемого в астрофизике (Бош и др. [125]).

## 4. ФРАГМЕНТАЦИЯ НАЛЕТАЮЩЕГО ЯДРА КАК СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ОБЛАСТИ СТАБИЛЬНОСТИ

### 4.1. Релятивистские энергии

4.1.1. От низких энергий к релятивистским. История развития исследований с тяжелыми ионами сложилась так, что прорыв в область высоких энергий был совершен вначале для релятивистских энергий.



Лишь спустя десятилетие появились ускорители промежуточных энергий, на которых тяжелые ионы были ускорены до энергий десятки МэВ/нуклон. Скачок в энергии ионов почти на три порядка был обязан удачному использованию для ускорения тяжелых ионов существовавших протонных ускорителей на энергии от одного до десяти ГэВ.

В течение 1960-х гг. в Брукхейвене, Аргоне (США), ЦЕРНе, Серпухове (СССР) были введены в строй ускорители протонов на энергии в несколько десятков ГэВ. Центр тяжести исследований в области элементарных частиц переместился на эти ускорители. Ускорители на энергии до десяти ГэВ, казалось, исчерпали себя. Некоторые из них были закрыты: РРА в США и Нимрод в Великобритании. Однако научные коллективы в Беркли, Дубне и Сакле нашли ускорителям-ветеранам новое применение, превратив их в ускорители ядер легких элементов.

Теоретический анализ релятивистских столкновений двух сложных ядер показал возможность принципиально новых физических явлений, которые могут быть реализованы в этих столкновениях (Балдин [126–129]).

Особенно благоприятные условия для получения тяжелых ионов релятивистских энергий сложились в Беркли, в LBL. Здесь в непосредственной близости друг от друга находились линейный ускоритель тяжелых ионов — Суперхайлак и протонный ускоритель на 8,4 ГэВ — Беватрон. Они были объединены в единую ускорительную систему. Суперхайлак использовался в качестве инжектора полностью ионизованных легких ядер в Беватрон. Объединенная система получила название Бевалак. Уже в 1971 г. на Бевалаке были ускорены ядра углерода, азота и кислорода до энергии 2,1 ГэВ/нуклон. Позднее в камере Беватрона была установлена специальная система для получения высокого вакуума ( $10^{-9}$ – $10^{-10}$  торр), были усовершенствованы ионные источники. В результате стало возможным ускорять до релятивистских энергий ионы многих элементов, включая ионы урана (Грундер [130]).

В Дубне, в ОИЯИ был создан оригинальный ионный источник, который позволил получать полностью ионизованные ионы легких элементов с последующим их ускорением в синхрофазотроне. В ЛВЭ были получены пучки ионов гелия, углерода, а в 1977 г. ионы легких ядер до Ne включительно, с энергией 4,2 ГэВ/нуклон (Кузнецов [131]). Это была рекордная энергия для релятивистских тяжелых ионов. Именно благодаря такой высокой энергии открылась возможность интенсивного изучения проявлений кварковой структуры нуклонов в ядрах [129]. В настоящее время на синхрофазотроне ускоряются полностью ионизованные ионы элементов вплоть до  $^{28}\text{Si}$  с энергией 4,2 ГэВ/нуклон.

На ускорителе Сатурн в Сакле с 1984 г. ускоряются ядра  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 1,1 ГэВ/нуклон (Радвани [132]). Ускорители-ветераны, став ускорителями тяжелых ионов, обрели вторую молодость.

**4.1.2. Фрагментация налетающего ядра и получение ядер, удаленных от области стабильности.** Уже первые инклюзивные эксперименты, в которых мишени облучались ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{Ne}$  и  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 1–2 ГэВ/нуклон, показали, что в релятивистских столкновениях двух ядер образуются изотопы, удаленные от области стабильности (Грайнер и др. [133], Линдстром и др. [134]). На рис. 58 представлен спектр магнитных жесткостей различных изотопов углерода под углом  $0^\circ$ , полученный при облучении мишени  $\text{CH}_2$  ионами  $^{16}\text{O}$  с энергией 2,1 ГэВ/нуклон. Набор зарегистрированных изотопов простирается от самого легкого из нуклоноустойчивых изотопов углерода —  $^9\text{C}$  до нейтроноизбыточного изотопа  $^{15}\text{C}$ .

Обращают на себя внимание две особенности этих спектров. Первая — скорости изотопов для наиболее вероятных значений импульсов практически совпадают со скоростью налетающего ядра кислорода. Стрелки на рисунке указывают соответствующее значение импульсов. Вторая — импульсные распределения всех изотопов имеют близкие полуширины, а их величина много меньше величины самого импульса. Подобный характер импульсных распределений указывает на то, что все изотопы образовались при краевых столкновениях налетающего ядра с ядром-мишенью. Энергии продуктов реакций в системе налета-

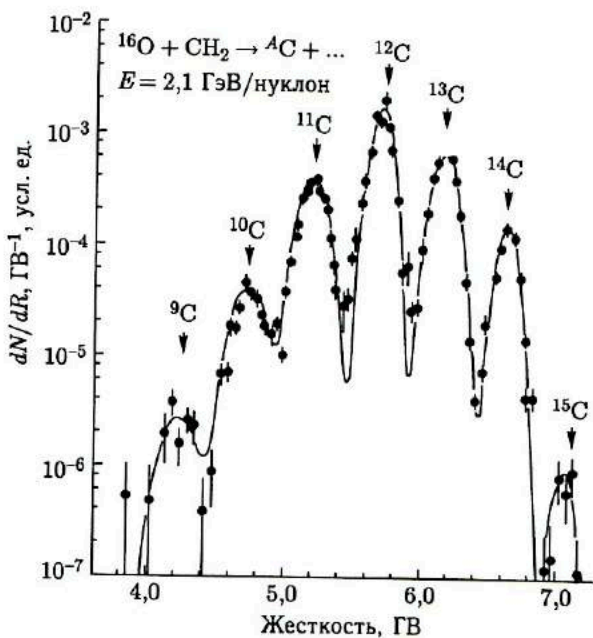


Рис. 58. Спектр магнитной жесткости изотопов углерода — продуктов фрагментации ядра  $^{16}\text{O}$  при энергии 2,1 ГэВ/нуклон. Стрелками указана жесткость каждого изотопа при скорости налетающего ядра [133]

тающего ядра оказались небольшими. Такой процесс взаимодействия двух ядер в столкновениях с релятивистской энергией получил название фрагментации налетающего ядра.

Фрагментация налетающего ядра (ФНЯ) в релятивистских столкновениях изучалась многими экспериментаторами. Менялись мишени, налетающие ионы, кинетическая энергия столкновения. Был создан также ряд теоретических моделей для количественного описания процесса фрагментации. Подробно об экспериментальных работах рассказывается в статье Фридландера и Хекмана [135], а о теоретических подходах к описанию ФНЯ — в статье Маруна и Грайнера [136].

Нас будут интересовать те характеристики процесса ФНЯ, которые существенны для получения ядер, удаленных от области стабильности. Принципиальное значение имеет сохранение продуктами ФНЯ скорости и направления движения налетающего ядра. ФНЯ реализуется в периферийных столкновениях, в которых потери энергии на ядерное трение невелики, и ядра-продукты получают относительно небольшую энергию возбуждения. Дисперсии по импульсам вдоль пучка и перпендикулярно к нему в системе налетающего ядра близки,  $\sigma_{\parallel} \approx \sigma_{\perp}$ , что указывает на изотропность углового распределения продуктов ФНЯ в системе налетающего ядра. Абсолютные величины  $\sigma_{\parallel}$  и  $\sigma_{\perp}$  много меньше средних импульсов продуктов ФНЯ. В силу этих особенностей процесс ФНЯ для продуктов реакций осуществляется сильная кинематическая фокусировка в лабораторной системе координат. Подавляющая часть продуктов вылетает под углом  $0^\circ$  в узком конусе полушириной  $\sim 1^\circ$ . Скорости продуктов также хорошо сгруппированы вокруг среднего значения, которое близко к скорости налетающего ядра.

Кинематическая фокусировка обеспечивает высокую эффективность сбора продуктов ФНЯ на детектор анализирующей системы, позволяет получить высокое разрешение по  $Z$  и  $A$ . В магнитный анализатор с углом акцептанса всего в 1 мрад удастся ввести значительную часть (несколько десятков процентов) от полного числа образовавшихся продуктов ФНЯ.

Близость скоростей продуктов ФНЯ способствует пространственному разделению продуктов по отношению  $A/Z$  с помощью магнитного анализатора. Высокая скорость приводит к потере продуктами ФНЯ всех своих электронов в процессе взаимодействия с веществом мишени. Наличие лишь одной зарядности и большая величина пробега в веществе детекторов существенно облегчают идентификацию отдельных изотопов. Высокая кинетическая энергия продуктов ФНЯ позволяет использовать мишени толщиной до нескольких грамм на квадратный сантиметр. Все это дает выигрыш в эффективности сбора и регистрации продуктов ФНЯ по сравнению с продуктами реакций передачи при низких энергиях примерно в миллион раз. Именно этот фактор и обеспечивает конкурентную способность пучков релятивистских тяжелых ионов при получении ядер, удаленных от области ста-

бильности, несмотря на то, что интенсивность этих пучков на много порядков ниже интенсивности пучков тяжелых ионов низких энергий.

Важной характеристикой ядерных реакций, используемых для получения экзотических ядер, является скорость падения сечения образования изотопов по мере их удаления от области стабильности. Теоретический расчет этой характеристики реакций ФНЯ представляет довольно трудную задачу. Скорость падения сечений отражает не только закономерность образования продуктов ФНЯ, но и влияние последующих процессов испарения нуклонов из возбужденных ядер. Малая связь нуклонов в экзотических ядрах делает их особенно чувствительными к энергии возбуждения, последняя же плохо поддается теоретическому расчету. Поэтому решающая роль в раскрытии этой характеристики реакций ФНЯ принадлежит эксперименту. Мы вернемся к ней позднее при обсуждении результатов экспериментов по получению ядер, удаленных от области стабильности.

**4.1.3. Выбор тяжелого иона и мишени, роль бомбардирующей энергии.** При получении ядер, удаленных от области стабильности, перед экспериментатором встает задача выбора тяжелого иона и ядра-мишени. В реакциях ФНЯ образуется широкий спектр продуктов с различными значениями  $Z$  и  $A$ . Из-за большого различия импульсов нуклонов в ядре-мишени и налетающем ядре подхват нуклонов налетающим ядром не реализуется. Вместе с тем за счет однократной и двукратной перезарядки возможно получение ядер с атомным номером на единицу и две единицы больше, чем  $Z$  налетающего ядра. Однако, как показывает эксперимент, сечения процессов перезарядки нуклонов малы, поэтому для получения экзотических изотопов данного элемента используют налетающие ядра с заметно большим значением  $Z$ .

Граница нуклонной устойчивости нейтронодефицитных ядер располагается ближе к области стабильности, чем граница нейтроноизбыточных ядер. Ко времени, когда были начаты эксперименты по получению экзотических ядер в реакциях ФНЯ, положение границы нуклонной устойчивости было установлено для многих нейтронодефицитных изотопов легких ядер. Для нейтроноизбыточных изотопов границу удалось достигнуть лишь для  $Z \leq 4$ . Именно поэтому первые эксперименты по получению экзотических ядер в реакциях ФНЯ были направлены на получение нейтроноизбыточных изотопов легких элементов.

Данные экспериментов, теоретические модели реакций ФНЯ указывали на то, что при фрагментации ядра с атомным номером  $Z$  и массовым числом  $A$  может образоваться любое ядро, атомный номер которого  $Z_f$  и массовое число  $A_f$  удовлетворяют условиям:  $Z_f \leq Z$  и  $A_f \leq A$ . Естественно было ожидать, что налетающее ядро с большим избытком нейтронов даст при фрагментации и более высокий выход нейтроноизбыточных изотопов. Действительно, выход нейтроноизбыточных изотопов натрия при облучении бериллия ионами  $^{48}\text{Ca}$  с энер-

гией 215 МэВ/нуклон оказался на порядок выше, чем при облучении ионами  $^{40}\text{Ag}$  с энергией 205 МэВ/нуклон (Вестфаль и др. [137]).

Нейтронный избыток в стабильных ядрах растет вместе с  $Z$ . У ядра  $^{76}_{32}\text{Ge}$  он достигает 12 нейтронов, что на 4 нейтрона больше, чем у  $^{48}_{20}\text{Ca}$ . Не позволит ли фрагментация такого ядра, как  $^{76}\text{Ge}$ , продвинуться еще дальше в сторону границы нуклонной устойчивости? Проведенный в работе Харвея [138] анализ показал, что степень перекрытия поверхностей ядер в реакциях ФНЯ возрастает с увеличением числа нуклонов, теряемых налетающим ядром. Возрастание перекрытия поверхностей ядер ведет, в свою очередь, к увеличению энергии возбуждения продуктов ФНЯ, а это может пагубно отразиться на выживании экзотических ядер. Таким образом, последнее слово в вопросе о перспективности использования ионов тяжелее кальция для получения новых нейтроноизбыточных изотопов принадлежит эксперименту.

Анализ энергетической зависимости сечений образования продуктов ФНЯ показал, что после достижения энергии  $\sim 1$  ГэВ/нуклон сечения могут быть факторизованы:

$$\sigma_F = \sigma_T \gamma_{\text{pf}}. \quad (4.1)$$

Здесь  $\sigma_T$  — фактор, который зависит только от мишени. На него не влияет ни характеристика налетающего ядра, ни энергия столкновения. Оказалось, что  $\sigma_T \sim A^{1/4}$ . Эта зависимость отражает поверхностный характер реакций ФНЯ. Фактор  $\gamma_{\text{pf}}$  определяется свойствами налетающего ядра и ядра-фрагмента, но не зависит от свойств ядра-мишени. В формуле (4.1) отражены специфические свойства реакций ФНЯ при достаточно высоких энергиях. Ядро-мишень геометрией своей поверхности инициирует фрагментацию налетающего ядра, вызывая его возбуждение и распад. Однако соотношение между различными каналами фрагментации налетающего ядра определяется свойствами самого ядра — «приведенными ширинами» его виртуальной фрагментации на различные пары ядер (Фридман [141]).

Довольно вялая зависимость  $\sigma_T$  от  $A$  и определяет выбор мишени для получения ядер, удаленных от области стабильности. Потери энергии в мишени на ионизацию растут с увеличением атомного номера  $Z$  вещества мишени. Средний угол отклонения частицы при однократном и многократном кулоновском рассеянии также возрастает с  $Z$ . Мишени из наиболее легких элементов позволяют использовать большие толщины при меньшем угловом разбросе продуктов ФНЯ. Удобной с экспериментальной точки зрения оказалась мишень из бериллия. Практически все эксперименты по получению ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях ФНЯ при релятивистских энергиях были сделаны с использованием бериллиевых мишеней.

Энергия бомбардирующих ионов релятивистских энергий определяется возможностями самого ускорителя. Исследования энергетической зависимости фрагментации ядер от  $^{12}\text{C}$  до  $^{40}\text{Ag}$  показали, что сечения образования различных изотопов выходят на плато, начиная

с энергии  $\sim 1$  ГэВ/нуклон (Линдстром и др. [134]). Это явление получило название предельной фрагментации. Дальнейшее повышение энергии не ведет к увеличению сечений образования продуктов ФНЯ, однако оно дает возможность использовать мишени большей толщины. Далее, дисперсия по импульсам  $\sigma_{\parallel}$  и  $\sigma_{\perp}$  продуктов ФНЯ в системе налетающего ядра не зависит от энергии тяжелого иона в условиях предельной фрагментации. Повышение энергии тяжелых ионов ведет к уменьшению угловой дисперсии продуктов ФНЯ. Пучок продуктов ФНЯ становится подобным пучку налетающих ядер, что улучшает условия идентификации экзотических ядер, открывает путь к постановке экспериментов с использованием вторичных пучков.

**4.1.4. Идентификация продуктов фрагментации налетающего ядра.** На рис. 59 представлена схема экспериментальной установки, которая была использована для идентификации ядер — продуктов ФНЯ (Симонс [139]). Центральный элемент установки — магнитный анализатор, разделяющий пространственно пучки изотопов с различным отношением  $A/Z$ . Пара квадрупольных линз фокусировала пучки продуктов ФНЯ на детекторную систему. Последняя была расположена в воздухе за пределами  $7 \times 3$  м<sup>2</sup> вакуумного бака, снабженного окошками для выхода продуктов реакций.

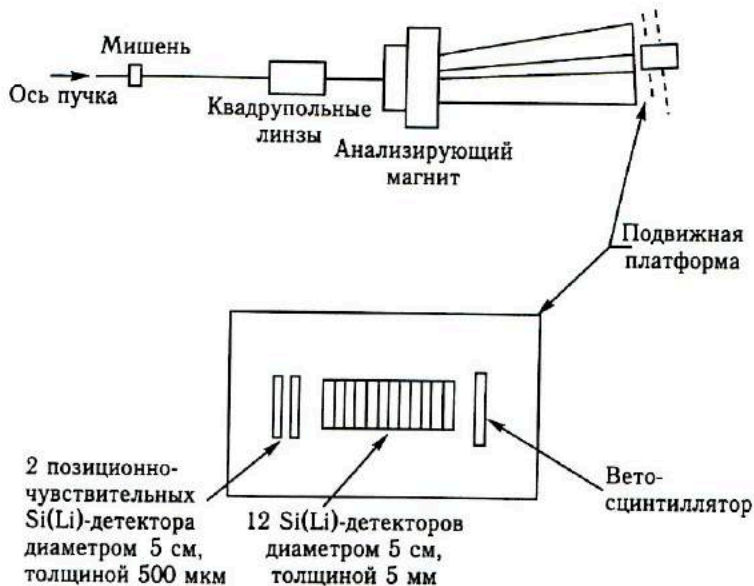


Рис. 59. Схема экспериментальной установки для регистрации продуктов фрагментации ядер  $^{48}\text{Ca}$  при энергии 212 МэВ/нуклон [139]

Детекторная система включала в себя: два позиционно-чувствительных детектора для измерения горизонтального и вертикального отклонения пучка, 12  $\Delta E$ -детекторов для измерения удельной ионизации частицы, ее энергии и пробега, а также вето-детектор для тех частиц, которые простреливали все 12  $\Delta E$ -детекторов. Позиционно-чувствительные Si(Li)-детекторы имели диаметр 6 см, толщину 500 мкм, Si(Li)  $\Delta E$ -детекторы — диаметр 5 см, толщину 5 мм. Вето-детектор был изготовлен из пластикового сцинтиллятора.

Для каждого  $\Delta E$ -детектора первый сигнал идентификации продукта определялся по формуле

$$PI_i = [(E_i + \Delta E_i)^n - E_i^n] / S_i \propto M^{n-1} Z^2, \quad (4.2)$$

где  $\Delta E_i$  — потери энергии в  $i$ -м  $\Delta E$ -детекторе;  $E_i$  — полная энергия, выделенная продуктом в стопке  $\Delta E$ -детекторов, включая детектор, в котором произошла его остановка;  $S_i$  — толщина  $i$ -го детектора;  $n$  — параметр, величина которого несколько варьировалась от элемента к элементу ( $n \sim 1,78$ );  $M$  и  $Z$  — масса и заряд продукта.  $I_i$ -сигналы со всех  $\Delta E$ -детекторов комбинировались, чтобы получить взвешенное среднее значение  $\bar{I}$  и функцию  $\chi^2$ , определявшуюся соотношением

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{s-1} \left( \frac{I_i - \bar{I}}{\varepsilon_i^2} \right), \quad (4.3)$$

где  $\varepsilon^2$  — площадь каждого из сигналов. Разделение по массам существенно улучшилось при отбрасывании частиц с большим значением  $\chi^2$ .

Второй сигнал идентификации формировался на основе измерений кинетической энергии частицы  $T$  и линейного отклонения  $D$  в плоскости детектора, вызванного воздействием магнитного поля:

$$PI = k/TD^2 - T/2Z^2 \propto M/Z^2, \quad (4.4)$$

где  $k$  — константа спектрометра, определявшаяся калибровкой частицами с известными значениями  $Z$ ,  $A$  и  $T$ . Разрешение по  $Z$  составляло 0,2 е, разрешение по  $A$  — 0,2–0,3 а. е. м.

В описанной установке использовались и другие варианты детекторов. Так, у Стивенсона и Прайса [140] продукты ФНЯ тормозились в стопке пластиковых фольг из лексана. Толщина стопки фольг была достаточной, чтобы затормозить все продукты ФНЯ с  $Z > 5$ . Зафиксированные в пластике следы продуктов подвергались химической обработке, после которой с помощью микроскопа определялась длина трека и его диаметр вблизи конца пробега. По этим данным можно было определить атомный номер продукта и его кинетическую энергию. Знание этих двух величин позволяло определить массу продукта по линейному отклонению траектории под воздействием магнитного поля. Разрешение с детектором такого типа составило по заряду  $\sigma_Z \approx 0,2$  е, по массе  $\sigma \approx 0,2$  а. е. м.

Массер и Стивенсон [142, 143] использовали детектор, представлявший собой телескоп, который включал в себя годоскоп из многоконтурных пропорциональных камер, два сцинтилляционных счетчика — передний и задний, группу пороговых черенковских счетчиков. Заряд продукта определялся сигналами от сцинтилляторов и черенковских счетчиков. Последние служили также для определения скорости продукта. Зная заряд и скорость продукта и измерив его магнитную жесткость, можно было определить и массу продукта. Достигнутое с таким детектором разрешение при регистрации продуктов фрагментации ядер  $^{56}\text{Fe}$  с энергией 670 МэВ/нуклон составило:  $\sigma_Z = 0,1$  е,  $\sigma_A = 0,25$  а. е. м.

#### 4.1.5. Новые нейтроноизбыточные изотопы легких элементов.

Пионерской работой по получению новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов в реакциях фрагментации налетающего ядра при релятивистских энергиях была работа Симонса и др. [144]. Мишень из Ве толщиной 860 мг/см<sup>2</sup> облучалась ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 205 МэВ/нуклон. Для регистрации продуктов ФНЯ и идентификации отдельных изотопов использовалась экспериментальная установка, описанная в п. 4.1.4. Однако для измерения отклонения продуктов под действием магнитного поля была применена 3-плоскостная многопроводочная пропорциональная камера, которая располагалась перед стопкой  $\Delta E$ -детекторов. Интенсивность потока ионов  $^{40}\text{Ar}$  на мишень составляла  $\sim 5 \cdot 10^6$  частиц в секунду. Экспозиции длились от 20 минут до 8 часов. На рис. 60 представлен выход различных изотопов неона и алюминия. Наряду с известными изотопами в этом эксперименте были впервые зарегистрированы новые нейтроноизбыточные изотопы  $^{28}\text{Ne}$  и  $^{35}\text{Al}$ . Отношение выходов изотопов на рис. 60 не соответствует точно сечениям их образования, поскольку для различных магнитных жесткостей продолжительность экспозиции была неодинаковой.

Особенно богатый «улов» новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов был получен в работе Вестфала и др. [137]. Вместо  $^{40}\text{Ar}$  в качестве бомбардирующих частиц использовался  $^{48}\text{Ca}$ , обладающий в два раза большим избытком нейтронов. Ядра  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 212 МэВ/нуклон облучали бериллиевую мишень толщиной 890 мг/см<sup>2</sup>. Для измерения горизонтального и вертикального отклонения пучка продуктов ФНЯ использовалась пара позиционно-чувствительных Si(Li)-детекторов. В этом эксперименте впервые удалось наблюдать 14 новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов:  $^{22}\text{N}$ ,  $^{26}\text{F}$ ,  $^{33,34}\text{Mg}$ ,  $^{36,37}\text{Al}$ ,  $^{38,39}\text{Si}$ ,  $^{41,42}\text{P}$ ,  $^{43,44}\text{S}$ ,  $^{44,45}\text{Cl}$ . Существующие теоретические модели предсказывали для всех этих изотопов устойчивость по отношению испускания нейтрона (пары нейтронов).

Измерения сечений образования большого числа изотопов легких элементов в работе Вестфала и др. [137] позволили построить зависимость сечения образования от числа нейтронов в изотопе для элементов от С до Cl (рис. 61). В среднем сечение образования изотопа



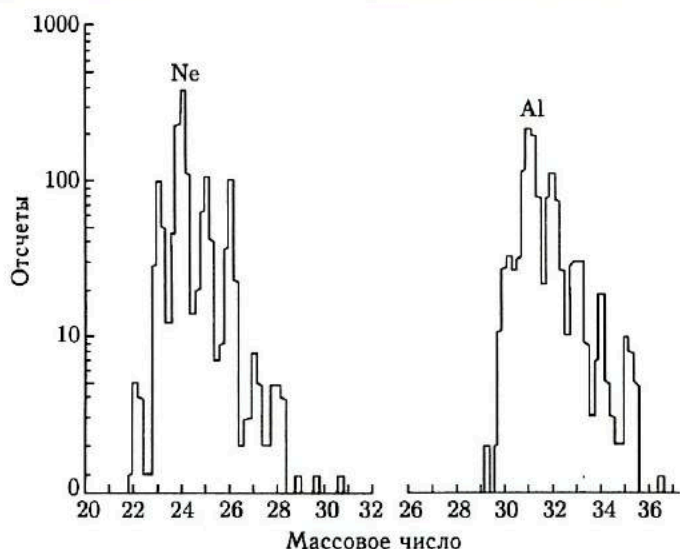


Рис. 60. Изотопы неона и алюминия, зарегистрированные при фрагментации  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 205 МэВ/нуклон [144]

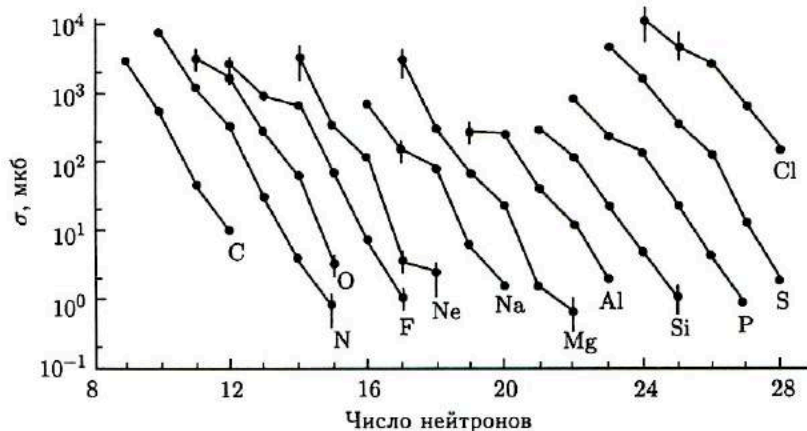


Рис. 61. Сечение образования изотопов элементов от С до Cl, образовавшихся в процессе фрагментации ядер  $^{48}\text{Ca}$  с энергией 212 МэВ/нуклон. Линии соединяют сечения образования изотопов данного элемента [137]

падает на порядок при увеличении числа нейтронов в изотопе на единицу. Авторы [137] отмечают влияние ядерной структуры изотопа на его выход. Изотопы с четным числом нейтронов обладают несколько большим выходом. Сечение образования кислорода более резко падает с увеличением нейтронного избытка по сравнению с изотопами сосед-

них, нечетных по  $Z$  элементов. Авторы [137] объясняют этот эффект меньшим числом связанных возбужденных уровней в нейтроноизбыточных изотопах кислорода.

Использование для детектирования продуктов ФНЯ стопки пластиковых детекторов в работе Стивенсона и Прайса [140] позволило увеличить чувствительность экспериментальной установки и продвинуться дальше к границе нуклонной устойчивости ядер легких элементов с большим избытком нейтронов. При облучении бериллиевой мишени толщиной  $890 \text{ мг/см}^2$  ядрами  $^{48}\text{Ca}$  с энергией  $213 \text{ МэВ/нуклон}$  удалось зарегистрировать ядра  $^{20}\text{C}$  и  $^{27}\text{F}$  (рис. 62).  $^{27}\text{F}$  был зарегистрирован впервые,  $^{20}\text{C}$  ранее наблюдался в Дубне [97].

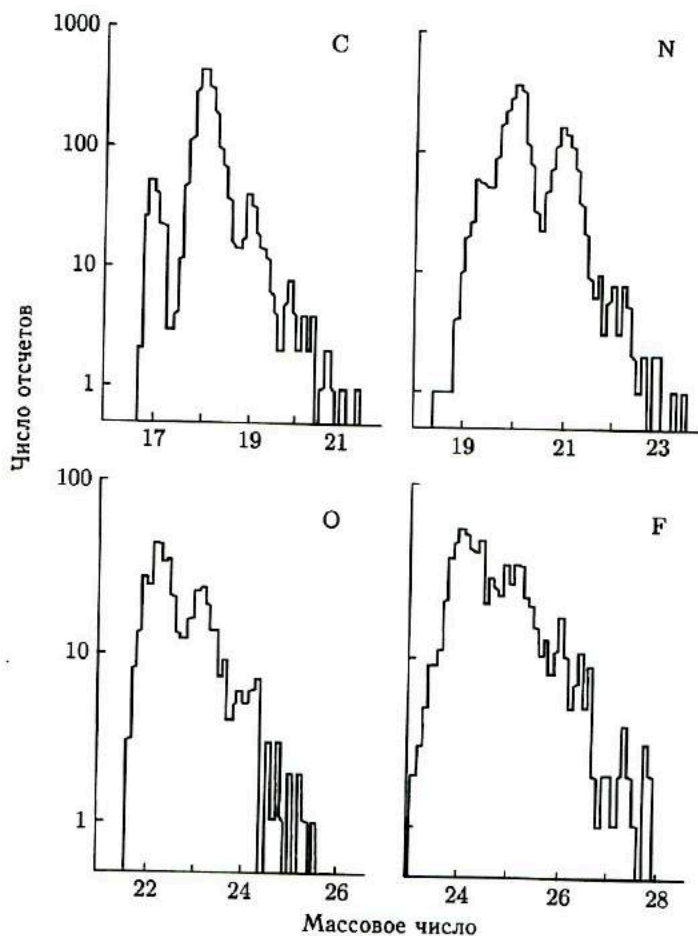


Рис. 62. Масс-гистограмма нейтроноизбыточных изотопов C, N, O и F — продуктов фрагментации ядер  $^{48}\text{Ca}$  с энергией  $212 \text{ МэВ/нуклон}$  [140]

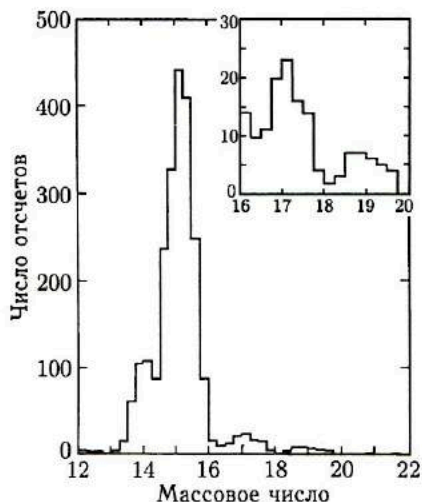


Рис. 63. Гистограмма для изотопов бора, полученных при фрагментации ядер  $^{56}\text{Fe}$  с энергией 670 МэВ/нуклон. Вставка дана в более укрупненном масштабе [143]

налетающих ядер, обладающих значительным избытком нейтронов.

Реакции ФНЯ при релятивистских энергиях оказались эффективным методом получения ядер, удаленных от области стабильности. За сравнительно короткий срок было получено 19 новых нейтронизбыточных изотопов легких ядер, достигнута граница нуклонной устойчивости для  $Z = 5$ , начаты эксперименты по изучению свойств радиоактивного распада экзотических ядер [139].

**4.1.6. Вторичные пучки.** С ростом энергии налетающего ядра пучки продуктов ФНЯ все больше приобретают свойства первичного пучка. Это открывает возможность использования продуктов ФНЯ — в виде вторичных пучков, для проведения ядерно-физических исследований. Первые работы в этом направлении были выполнены в Беркли на Бевалаке LBL Танихатой и др. [145]. Пучки ионов  $^{11}\text{B}$  и  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 800 МэВ/нуклон бомбардировали бериллиевую мишень толщиной 4,7 г/см<sup>2</sup>. Продукты ФНЯ — изотопы гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$  и лития  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$  — разделялись по магнитной жесткости магнитным анализатором. Пучок определенного изотопа направлялся вновь на мишень. В качестве мишени использовались Be, C и Al. Методом выбивания частиц из пучка измерялось сечение взаимодействия продуктов ФНЯ с ядрами мишени —  $\sigma_I$ :

$$\sigma_I = \frac{1}{N_T} \log(\gamma_0/\gamma). \quad (4.5)$$

Самый тяжелый из изотопов бора, нуклонная устойчивость которого предсказывалась теорией, —  $^{19}\text{B}$  был впервые получен как продукт ФНЯ при облучении бериллиевой мишени ионами  $^{56}\text{Fe}$  с энергией 670 МэВ (рис. 63). Повышение энергии на нуклон по сравнению с предыдущими экспериментами позволило почти на порядок увеличить толщину бериллиевой мишени. Она достигла 7,9 г/см<sup>2</sup>. В этом облучении была осуществлена очень глубокая фрагментация налетающего ядра. Для образования  $^{19}\text{B}$  было необходимо «сколоть» с ядра 21 протон и 16 нейтронов. Этот результат указывает на возможность использования для продвижения к границе нуклонной устойчивости довольно тяжелых

Здесь  $\gamma$  — отношение числа непрореагировавших налетающих ядер к числу всех ядер, попавших на мишень,  $\gamma_0$  — то же самое отношение, но при отсутствии мишени. Во всех измерениях  $\gamma_0$  было более 0,95. Толщины мишеней для вторичных пучков подбирались с таким расчетом, чтобы величина  $\gamma$  лежала в пределах 0,4–0,8. Были определены сечения взаимодействия для всех нуклоноустойчивых изотопов гелия и лития. На основании полученных данных были рассчитаны радиусы изотопов по формуле

$$\sigma_I(p, t) = \pi[R(p) + R(t)]^2, \quad (4.6)$$

где  $R(t)$  и  $R(p)$  — радиусы ядра-мишени и налетающего ядра. Справедливость формулы (4.6) была проверена путем сопоставления данных, полученных на различных мишенях. На рис. 64 представлены полученные результаты. Обращает на себя внимание значительная величина радиуса ядра  $^{11}\text{Li}$ . Она существенно превосходит радиус ядра  $^{12}\text{C}$ , отражая слабую связанность ядра  $^{11}\text{Li}$ . Видно также, что ядра  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$  имеют большие размеры, чем соответствующие изотопы лития. Наличие в ядре слабосвязанного нейтрона или пары нейтронов приводит к «распуханию» ядра. Подробнее с результатами и перспективами использования вторичных пучков можно познакомиться в статье Такахаши в 8-м томе «Treatise on Heavy-Ion Science» (N. Y.; London, 1989).

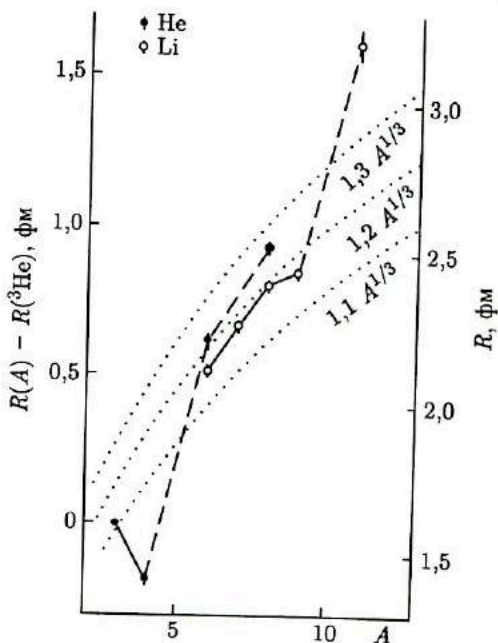


Рис. 64. Радиусы изотопов гелия и лития, полученных методом рассеяния вторичных пучков [145]

## 4.2. Промежуточные энергии

**4.2.1. Ускорение тяжелых ионов промежуточных энергий.** Тяжелые ионы промежуточных энергий, как и тяжелые ионы релятивистских энергий, впервые были получены путем использования существовавших ускорителей легких частиц. В 1978 г. на 600-МэВ-ном протонном синхротроне ЦЕРНа были ускорены ионы  $^{12}\text{C}^{+4}$  и  $^{18}\text{O}^{6+}$  до энергии 86 МэВ/нуклон (Аллардис [146]). Интенсивность пучков  $^{12}\text{C}$  достигала нескольких единиц на  $10^{11}$  частиц/с. На пучках этих ионов были проведены первые эксперименты по изучению взаимодействия ядер в столкновениях промежуточной энергии (Гуэт [147] и Линнен и др. [148]). Вместе с тем уже в начале 1970-х гг. стало очевидно, что для развития исследований в области промежуточных энергий необходимо создавать специальные ускорители тяжелых ионов.

Ускорение до энергий в несколько десятков МэВ/нуклон возможно лишь при высокой зарядности тяжелых ионов. В противном случае размеры ускорителя и его стоимость возрастают до неприемлемой величины. Значение высокой зарядности тяжелого иона отчетливо видно из соотношения, определяющего энергию на нуклон тяжелого иона, ускоренного в циклотроне:

$$E/A = Kq^2/A^2. \quad (4.7)$$

Здесь  $q$  — заряд иона в единицах элементарного заряда  $e$ ,  $A$  — его массовое число,  $K$  — энергетический параметр циклотрона,  $K \approx 0,5B_f^2R_f^2$ , где  $B_f$  — индукция среднего магнитного поля в гауссах,  $R_f$  — конечный радиус ускорения в сантиметрах. Величина  $K$  в зависимости от размеров циклотрона и величины магнитного поля меняется от нескольких десятков до нескольких сотен единиц.

Получение ионов высокой зарядности непосредственно в ионном источнике ускорителя — весьма трудная задача. Выход ионов стремительно падает с увеличением их зарядности. Для того чтобы преодолеть эту трудность, пошли по пути каскадного ускорения тяжелых ионов. Начали создавать тандемы из двух ускорителей. В первом ускорителе тандема ионы низкой зарядности ускоряются до энергий 0,1–1 МэВ/нуклон. Затем они пропускаются через очень тонкую углеродную фольгу. На ней ионы теряют все или большую часть своих электронов и в высокозарядных состояниях ускоряются вторым ускорителем.

Следует сказать, что двухкаскадный метод ускорения тяжелых ионов широко использовался в ускорителях низких энергий. Известны различные варианты ускорительных тандемов на энергии до 10 МэВ/нуклон: два циклотрона, два линейных ускорителя, линейный ускоритель и циклотрон, тандемный электростатический генератор и циклотрон.

Тандем из двух циклотронов, классического 3-метрового и 2-метрового изохронного, впервые был создан в Дубне в 1971 г. (Шела-

ев и др. [149]). На нем были ускорены ионы ксенона до энергий 6,5 МэВ/нуклон, использовавшиеся для синтеза сверхтяжелых элементов (Флеров [150]). Опыт эксплуатации тандема из двух циклотронов показал, что такой комплекс обеспечивает ускорение большого набора тяжелых ионов при высокой интенсивности пучков. Именно этот вариант тандемов был положен в основу ряда ускорительных комплексов тяжелых ионов промежуточных энергий.

Первый тандем из двух циклотронов для получения тяжелых ионов промежуточных энергий — SARA (Système Accélérateur Rhone/Alpes) был запущен в начале 1982 г. в Гренобле (Франция) (Лойзеукс и Фруноу [151]). Тандем представлял собой комбинацию классического циклотрона (диаметр полюсов магнита  $D = 2,12$  м,  $K = 88$ ) и четырехсекторного изохронного циклотрона ( $D = 2,28$  м,  $K = 160$ ). На тандеме SARA были ускорены ионы  $^{12}\text{C}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ag}$  с энергиями 30–40 МэВ/нуклон при интенсивности  $2 \cdot 10^{11}$  частиц/с для  $^{12}\text{C}$  и  $\sim 10^9$  для  $^{40}\text{Ag}$ .

На рис. 65 представлена схема одного из наиболее крупных ускорительных комплексов тяжелых ионов промежуточных энергий — GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) (Кан, Франция) (Ферме, Гутерфангс [152]). Введенный в эксплуатацию в начале 1983 г. GANIL представляет собой тандем из двух идентичных четырехсекторных циклотронов. Внешний диаметр каждого магнита циклотрона — 8 м, радиус вывода пучка 300 см, вес 1700 т. Коэффициент  $K$  для обоих магнитов равен 400. В качестве инжектора тяжелых ионов используются два небольших классических циклотрона ( $K = 30$ ), один с ионным источником типа PIG, второй — с ионным источником типа ECR. Зарядность тяжелых ионов, ускоряемых в первом циклотроне, составляет +4 для  $^{40}\text{Ag}$  и +3 для  $^{16}\text{O}$ , интенсивность выведенного пучка  $10^{13} - 6 \cdot 10^{12}$  частиц/с, энергия на нуклон  $\sim 0,5-0,7$  МэВ. После прохождения обдирающей углеродной фольги ионы  $^{16}\text{O}$  ока-

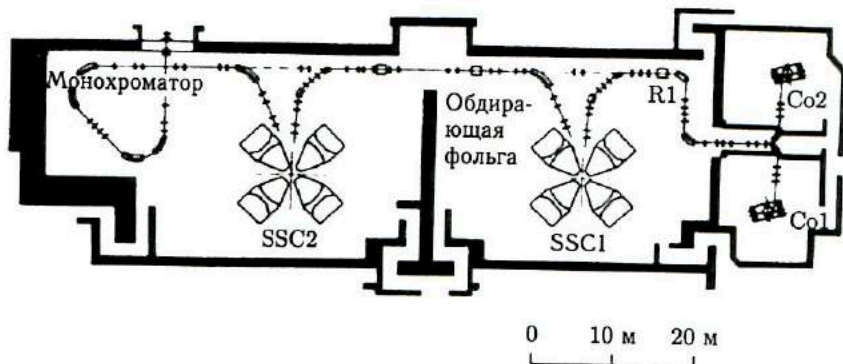


Рис. 65. Схема ускорителя GANIL [152]

зываются полностью ионизованными, ионы  $^{40}\text{Ar}$  имеют основную зарядность  $+16$ , ионы  $^{86}\text{Kr}$  —  $+26$ . Энергия ионов  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{86}\text{Kr}$ , выведенных из второго циклотрона, составляет соответственно 94, 44 и 35 МэВ/нуклон, интенсивности соответственно  $\sim 10^{12}$ ;  $\sim 4 \cdot 10^{11}$ ;  $\sim 2 \cdot 10^{10}$  частиц/с.

На пучках ионов ускорителя GANIL была получена в последние годы ценная информация о взаимодействии ядер в столкновениях промежуточной энергии, впервые зарегистрировано два десятка новых изотопов легких элементов с большим избытком или недостатком нейтронов.

Тандем из двух сверхпроводящих циклотронов с  $K_1 = 500$  и  $K_2 = 800$  планировалось соорудить в Мичиганском государственном университете (США) (Миллер [153]). Предполагалось, что он позволит ускорять ионы легких элементов до энергии  $\sim 200$  МэВ/нуклон, ионы урана — до энергии  $\sim 20$  МэВ/нуклон, при интенсивности  $\sim 10^{11}$  частиц/с. Первый сверхпроводящий циклотрон этого тандема ( $K_1 = 500$ ) работает на эксперимент с конца 1982 г., ускоряя ионы легких элементов до энергии 35 МэВ/нуклон.

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (Дубна) сооружается тандем из двух 4-метровых изохронных циклотронов с повышенной величиной магнитного поля У-400–У-400М (Флеров [154]). Первый циклотрон У-400 с изохронным магнитным полем в диапазоне 19–21,4 кГс ( $K = 700$ ) был введен в строй в 1978 г. Он позволяет ускорять ионы с массовым числом в интервале  $4 \leq A \leq 250$  до энергий от 35 до 1,7 МэВ/нуклон соответственно. На У-400 были получены наиболее интенсивные пучки тяжелых ионов с  $A < 90$  среди ускорителей на энергии до 20 МэВ/нуклон (Оганесян и др. [155]). В качестве второй ступени ускорительного тандема будет использован изохронный циклотрон У-400М. Его электромагнит создается на основе электромагнита классического циклотрона У-300, много лет эксплуатировавшегося в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Тандем циклотронов У-400–У-400М позволит ускорять ионы элементов от кислорода до урана с энергией, соответственно, 120–20 МэВ/нуклон при наиболее высокой для ускорителей промежуточных энергий интенсивности ионных пучков.

В Китае (Ланьчжоу) сооружается ускорительный комплекс, включающий в себя классический циклотрон ( $K = 69$ ) и циклотрон с разделенными полюсами ( $K = 450$ ) (Вей [156]).

Для получения ионов промежуточных энергий используются и другие варианты ускорительных тандемов. В Институте физических и химических исследований (RIKEN, Япония) сооружается комплекс из линейного ускорителя и четырехсекторного циклотрона ( $D = 12,6$  м,  $K = 450$ ) (Камицубо [157]). В Национальном институте ядерной физики в Милане (Италия) ускорительный комплекс включает трехсекторный сверхпроводящий циклотрон ( $K = 800$ ) и 15-МВ тандем (Ацербини и др. [158]). Аналогичная комбинация из четырехсекторного сверхпро-

водящего циклотрона ( $K = 520$ ) и 13-МВ тандема введена в эксплуатацию в Чок-Ривере (Канада) (Ормрод и др. [159]).

**4.2.2. Механизмы взаимодействия ядер при промежуточных энергиях.** *От низких и релятивистских энергий к промежуточным энергиям.* Механизмы взаимодействия ядер при малых энергиях и релятивистских энергиях принципиально отличаются друг от друга. При малых энергиях столкновение ядер не ведет к их немедленному разрушению. Ядра взаимодействуют между собой, оставаясь при этом прочно связанными системами из нуклонов. Они не теряют свою индивидуальность во время удара. В квазиупругих столкновениях ядра обмениваются нуклонами, слегка возбуждаются и продолжают движение по траекториям, которые определяются средним полем, создаваемым совокупным действием всех нуклонов каждого ядра. В глубоконеупругих столкновениях после интенсивной диссипации кинетической энергии формируется двойная ядерная система, в рамках которой ядра опять-таки сохраняют свою индивидуальность. Важно последствие глубоконеупругих столкновений — эволюция двойной ядерной системы во времени. Она протекает много медленнее, чем диссипация кинетической энергии столкновения. Эволюция завершается либо формированием составного ядра, либо распадом системы на два ядра-фрагмента.

Для релятивистских энергий, напротив, характерно разрушение ядер в момент столкновения, полное или частичное. Результат столкновения определяется геометрией столкновения — степенью перекрытия объемов ядер. Интенсивно взаимодействуют между собой лишь те нуклоны, которые в момент столкновения оказались в зоне перекрытия. Это нуклоны-участники. Остальные нуклоны играют роль как бы пассивных наблюдателей. Столкновение протекает очень быстро, за время  $\sim 10^{-22}$  с. При касательных столкновениях с налетающего ядра «срезается» часть, попавшая в зону перекрытия. Остальная часть продолжает движение с исходной скоростью и в исходном направлении. Число нейтронов и протонов каждого ядра в зоне перекрытия может меняться по закону случая. Соответственно будет изменяться и нуклонный состав ядер-остатков. В лобовых столкновениях во взаимодействии участвует большая часть нуклонов обоих ядер, выделяется большая энергия и ядра буквально взрываются. Продуктами такого микровзрыва являются нуклоны,  $\alpha$ -частицы, ядра легких элементов.

При низких энергиях для получения ядер, удаленных от области стабильности, можно использовать почти все виды ядерных реакций: полное слияние, глубоконеупругие передачи, квазиупругие передачи. При релятивистских энергиях используются лишь реакции фрагментации налетающего ядра, поскольку только для продуктов этих реакций имеет место кинематическая фокусировка.

Как же протекает взаимодействие ядер в столкновениях промежуточной энергии? Какие из механизмов, присущие низким и релятивистским энергиям, сохраняются в этой переходной области? Возникают ли



новые ядерные процессы, специфические именно для промежуточных энергий? Какие ядерные процессы можно использовать для продвижения к границам нуклонной стабильности ядер? Ответы на все эти вопросы могут быть даны прежде всего экспериментальными исследованиями, проводимыми на ускорителях тяжелых ионов промежуточных энергий.

К настоящему времени уже накоплена значительная экспериментальная информация. Она получила отражение в обзорных докладах на международных конференциях последних лет. Интенсивно разрабатываются теоретические модели для интерпретации и количественного описания наблюдаемых закономерностей. Однако в целом эта область ядерно-физических исследований с тяжелыми ионами находится еще в процессе становления. Необходимы значительные усилия экспериментаторов и теоретиков для создания целостной картины процессов взаимодействия ядер при промежуточных энергиях. В рамках нашего обзора можно дать лишь самую общую характеристику ядерных реакций с тяжелыми ионами при промежуточных энергиях. Они будут интересовать нас с точки зрения получения ядер, удаленных от области стабильности.

*Вымирание составного ядра.* В центральных столкновениях при промежуточных энергиях энерговыделение в системе может приближаться и даже превосходить полную энергию связи нуклонов обоих ядер. Теоретический анализ поведения ядра с ростом энергии возбуждения был проведен в работах Бондорфа [160] и Мишустина [161] в предположении установления статистического равновесия. Оказалось, что при энергии возбуждения 5–6 МэВ/нуклон в ядре происходит фазовый переход из жидкокапельного состояния в состояние, которое представляет собой смесь нуклонов и всевозможных кластеров — ядер легких элементов. Такое состояние ядра крайне неустойчиво. Ядро взрывается, распадаясь на нуклоны и легкие ядра-фрагменты. Процесс получил название мультифрагментации. Многолучевые ядерные звезды, наблюдаемые в фотоэмульсиях, облученных тяжелыми ионами промежуточных энергий, могут, по-видимому, рассматриваться как свидетельство процесса мультифрагментации.

Составное ядро в случае его образования воспринимает весь импульс налетающего ядра. Это приводит к тому, что угол разлета осколков деления в лабораторной системе координат меньше угла  $\pi$ . Отклонение от угла  $\pi$  тем больше, чем больший импульс получает составное ядро. Измерение угловых корреляций осколков деления позволяет установить, имеем мы дело с делением составного ядра или ядра, образовавшегося за счет неполного слияния. На рис. 66 представлены данные об угловой корреляции осколков деления при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$  различных энергий (Конджеид и др. [162]). Максимум под углами, близкими к  $\pi$ , соответствует делению при периферийных столкновениях, с передачей ядру-мишени небольшой части импульса

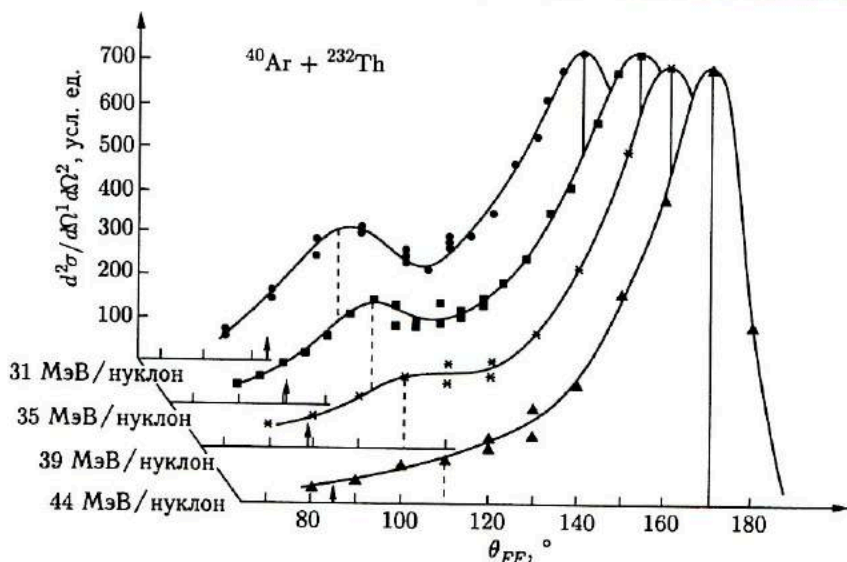


Рис. 66. «Вымирание» процесса полного слияния ядер для ионов  $^{40}\text{Ag}$  в интервале энергии от 31 до 44 МэВ/нуклон [162]

налетающего ядра, максимум под меньшим углом — делению при центральных столкновениях. Стрелки указывают угол разлета осколков при передаче составному ядру всего импульса. Полученные данные указывают на вымирание процесса полного слияния ядер при повышении энергии ионов  $^{40}\text{Ag}$  до 40–50 МэВ/нуклон. Несовпадение положений максимумов и стрелок обусловлено тем, что делению сильно возбужденного составного ядра предшествует эмиссия значительного числа нуклонов, которые уносят часть начального импульса. Энергия на нуклон, при которой прекращается образование составного ядра, зависит от массы налетающего ядра. Как показывает эксперимент, она снижается с возрастанием массы тяжелого иона (Лерей [163]).

*Вымирание глубоконеупругих передач.* А что происходит с реакциями глубоконеупругих передач в столкновениях ядер при промежуточной энергии? Рис. 67 демонстрирует изменение формы энергетического спектра ядер  $^{34}\text{S}$ , образующихся при облучении ионами  $^{40}\text{Ag}$  мишеней из  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{12}\text{C}$ , с увеличением энергии столкновения (Гверреан [164]). При энергии 7 МэВ/нуклон в энергетическом спектре  $^{34}\text{S}$  четко выделяются два максимума. Один из них соответствует передаче нуклонов при квазиупругих, другой — при глубоконеупругих столкновениях. При энергии 26,5 МэВ/нуклон вклад от глубоконеупругих столкновений резко падает, а при энергии 44 МэВ/нуклон исчезает совсем. Форма энергетического спектра при 44 МэВ/нуклон близка к форме, характерной для фрагментации налетающего ядра. Асимметрия энер-

гетического спектра указывает на образование небольшой части  $^{34}\text{S}$  в процессах, связанных с частичной диссипацией кинетической энергии.

Однако основной вклад в выход  $^{34}\text{S}$  дает фрагментация налетающего ядра. Таким образом, вклад глубоконеупругих передач в сечение образования соответствующих продуктов реакции быстро падает с увеличением энергии столкновения. При энергии около 40 МэВ/нуклон этот ядерный процесс также вымирает. Величина энергии, при которой исчезают глубоконеупругие передачи, зависит от массы тяжелого иона (Далили и др. [165]).

*Квазиупругие передачи.* В отличие от релятивистских энергий при промежуточных энергиях наблюдается образование продуктов реакций тяжелее налетающего ядра. Так, например, при облучении Al и Ta ионами  $^{40}\text{Ag}$  с энергией 27 МэВ/нуклон были зарегистрированы ядра  $^{41}\text{K}$ ,  $^{41}\text{Ca}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  (Мермаз и др. [166]). Образование  $^{41}\text{K}$  связано с подхватом протона,  $^{41}\text{Ca}$  и  $^{40}\text{Ca}$  — с подхватом двух протонов и передачей ядру мишени, соответственно, нейтрона и двух нейтронов. Угловые распределения этих продуктов были сконцентрированы около угла  $0^\circ$ , а их скорости близки к скорости налетающего ядра. Фрагментация не может вызвать образование продуктов тяжелее налетающего ядра. Теоретический анализ угловых распределений и энергетических спектров этих продуктов, выполненный в рамках теории прямых поверхностных реакций квазиупругого типа, дал хорошее согласие с экспериментом [166].

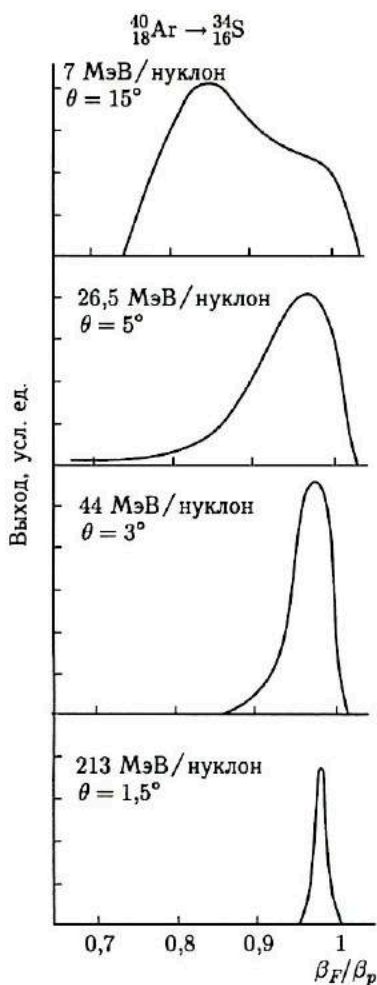


Рис. 67. Эволюция формы спектра скоростей  $^{34}\text{S}$  для угла скользкого столкновения в зависимости от энергии налетающего ядра  $^{40}\text{Ag}$  [164]

*Доминирование фрагментации налетающего ядра.* Характерной особенностью процесса фрагментации налетающего ядра является определенное значение параметра  $\sigma_0$ , входящего в выражение для описания дисперсии энергетических

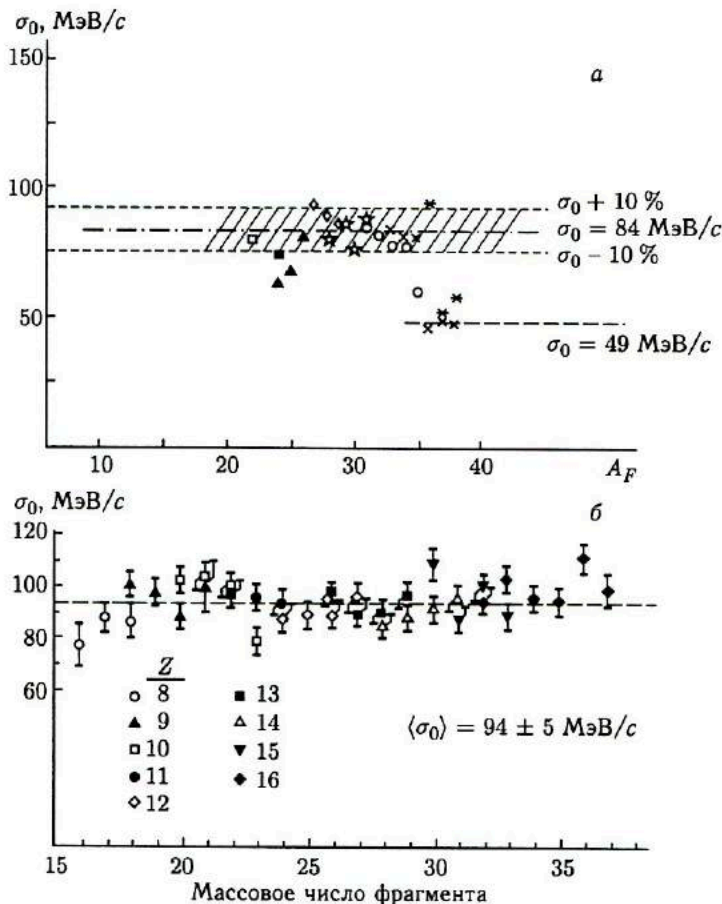


Рис. 68. Эволюция с энергией приведенных ширин энергетических спектров продуктов реакции. а) 27 МэВ/нуклон,  $\text{Ag} + {}^{64}\text{Zn}$ ; б) 213 МэВ/нуклон,  $\text{Ag} + {}^{12}\text{C}$  [164]

распределений продуктов фрагментации. На рис. 68 представлены данные для  $\sigma_0$  большого числа продуктов из двух реакций с ионами  ${}^{40}\text{Ag}$  при релятивистских и промежуточных энергиях [164]. При релятивистских энергиях (рис. 68, б) значение  $\sigma_0$  остается практически одним и тем же для всех продуктов реакций. Его средняя величина  $\langle \sigma_0 \rangle = 94 \pm 5$  МэВ/с близка к величине  $\sigma_0$ , даваемой классическими моделями фрагментации [167–169]. При промежуточной энергии (рис. 68, а) все продукты реакций по величине  $\sigma_0$  можно разбить на две группы. Образование продуктов первой группы связано с потерей налетающим ядром значительного числа нуклонов. Они имеют  $\sigma_0$ , близкое к  $\sigma_0$  продуктов фрагментации налетающего ядра. Продукты

второй группы близки по массе к налетающему ядру. Они имеют более низкое значение  $\sigma_0$ . Различаются эти две группы и по угловому распределению. Продукты с меньшим значением  $\sigma_0$  сконцентрированы в более узком угловом интервале около  $0^\circ$ . Их скорость ближе к скорости налетающего ядра. Эти кинематические особенности продуктов второй группы указывают на то, что они образовались за счет малонуклонных передач в квазиупругих поверхностных столкновениях. Продукты с большим значением  $\sigma_0$  естественно отнести к процессу фрагментации налетающего ядра.

Итак, в столкновениях ядер промежуточных энергий можно выделить два ядерных процесса, для продуктов которых имеет место кинематическая фокусировка: фрагментацию налетающего ядра и квазиупругие передачи нескольких нуклонов. Процесс фрагментации налетающего ядра уже при энергии 30 МэВ/нуклон дает основной вклад в выход изотопов с существенно меньшими значениями  $Z$  и  $A$ , чем у налетающего ядра.

Дисперсия угловых распределений и относительный разброс по скоростям продуктов фрагментации налетающего ядра при промежуточных энергиях существенно больше, чем при релятивистских. Допустимая толщина мишеней, напротив, меньше примерно на порядок величины. Однако эти факторы, снижающие регистрируемый выход продуктов фрагментации налетающего ядра, компенсируются высокой интенсивностью пучков тяжелых ионов промежуточных энергий. Продвижение к границам нуклонной стабильности ядер в последние годы было связано в основном с использованием реакций фрагментации налетающего ядра в столкновениях с промежуточной энергией.

*Квазиупругие передачи и вторичные пучки.* Кинематические характеристики продуктов квазиупругих передач — концентрация выхода около  $0^\circ$ , меньшая, чем при фрагментации, энергетическая дисперсия — делают эти реакции особенно удобными для получения пучков вторичных частиц. Эксперименты, проведенные на ускорителе GANIL с использованием установки LISE, показали, что при облучении бериллиевой мишени толщиной  $567 \text{ мг/см}^2$  ядрами  $^{18}\text{O}$  с энергией 65 МэВ/нуклон удается получать вторичные пучки нейтроноизбыточных изотопов углерода и азота:  $^{14}\text{C}$ ,  $^{16}\text{C}$ ,  $^{17}\text{N}$ ,  $^{18}\text{C}$  с интенсивностями, соответственно,  $10^{-4}$ ,  $2 \cdot 10^{-6}$ ,  $5 \cdot 10^{-5}$  и  $2 \cdot 10^{-6}$  от интенсивности пучка  $^{18}\text{O}$  и энергиями около 50 МэВ/нуклон (Бимбот и др. [170]). При интенсивности пучка  $^{18}\text{O}$  на GANIL  $\sim 10^{12}$  частиц/с, интенсивности вторичных пучков указанных изотопов достаточны для проведения ряда экспериментов. При облучении ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 44 МэВ/нуклон бериллиевой мишени толщиной  $100 \text{ мг/см}^2$  были получены достаточно чистые вторичные пучки ядер  $^{38}\text{S}$ ,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{38}\text{Ar}$ ,  $^{39}\text{Ar}$  с интенсивностями от  $0,6 \cdot 10^{-5}$  ( $^{38}\text{S}$ ) до  $3 \cdot 10^{-4}$  ( $^{39}\text{Ar}$ ) и энергией 32–35 МэВ/нуклон [170]. Однако возможности использования квазиупругих передач для получения экзотических изотопов вблизи границы нуклонной устойчиво-

сти ядер ограничены. Сечение продуктов этих реакций быстро падает с увеличением числа переданных нуклонов (рис. 69).

**Новый вид реакций.** При облучении ионами  $^{84}\text{Kr}$  с энергией 35 МэВ/нуклон мишеней из  $^{197}\text{Au}$  и  $^{93}\text{Nb}$  наблюдались продукты, свойства которых не удалось интерпретировать в рамках известных схем реакций для релятивистских и низких энергий [165]. Речь идет об образовании легких фрагментов с атомными номерами ниже 30. Максимум выхода этих фрагментов лежал под углом  $0^\circ$ . Однако дифференциальные сечения их образования спадали с увеличением угла вылета гораздо медленнее, чем это наблюдается при фрагментации налетающего ядра. Скорости этих продуктов были значительно ниже скорости налетающего ядра. Это означало, что их образование связано со столкновениями, в которых происходит интенсивная диссипация кинетической энергии. Механизм этих реакций пока еще полностью не раскрыт. Возможно, мы имеем здесь дело с новым ядерным процессом, специфическим для столкновений, в которых участвуют достаточно тяжелые ядра. Отсутствие экспериментальной информации о выходе различных изотопов в этих реакциях не позволяет пока высказать определенных суждений о возможности их использования для получения ядер, удаленных от области стабильности.

**4.2.3. Экспериментальные установки.** Кинематические характеристики продуктов фрагментации налетающего ядра и квазиупругих передач при промежуточных энергиях делают магнитооптические системы наиболее подходящими для их анализа, сбора и идентификации. Такие системы включают в себя диспергирующие и фокусирующие

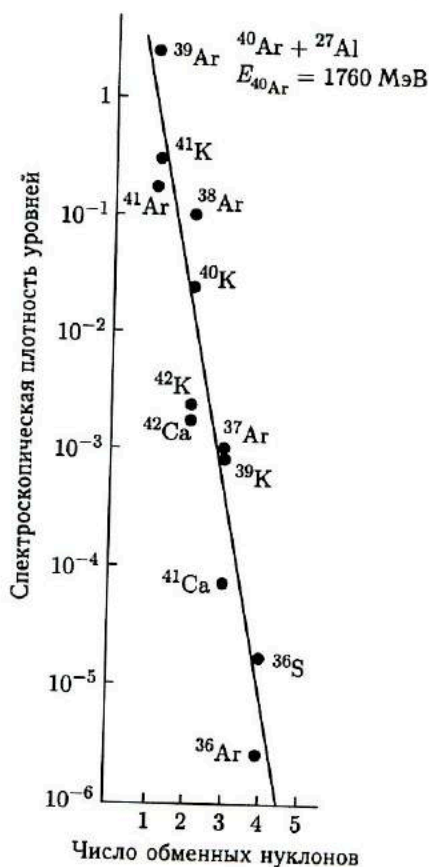


Рис. 69. Спектроскопическая плотность уровней для прямых реакций передачи с вылетом продукта под углом  $2,5^\circ$  в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ , при энергии 1760 МэВ. Прямая линия проведена по экспериментальным данным [166]

элементы. Первые обеспечивают пространственное разделение продуктов по магнитной жесткости, вторые — фокусировку представляющих интерес продуктов на детектор. Идентификация продуктов реакций — определение их атомных номеров  $Z$  и массовых чисел  $A$  осуществляется с помощью детекторов  $\Delta E$ ,  $E$  и измерением времени пролета определенной базы.

Установка LISE. На рис. 70 представлена схема экспериментальной установки LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés). Установка расположена

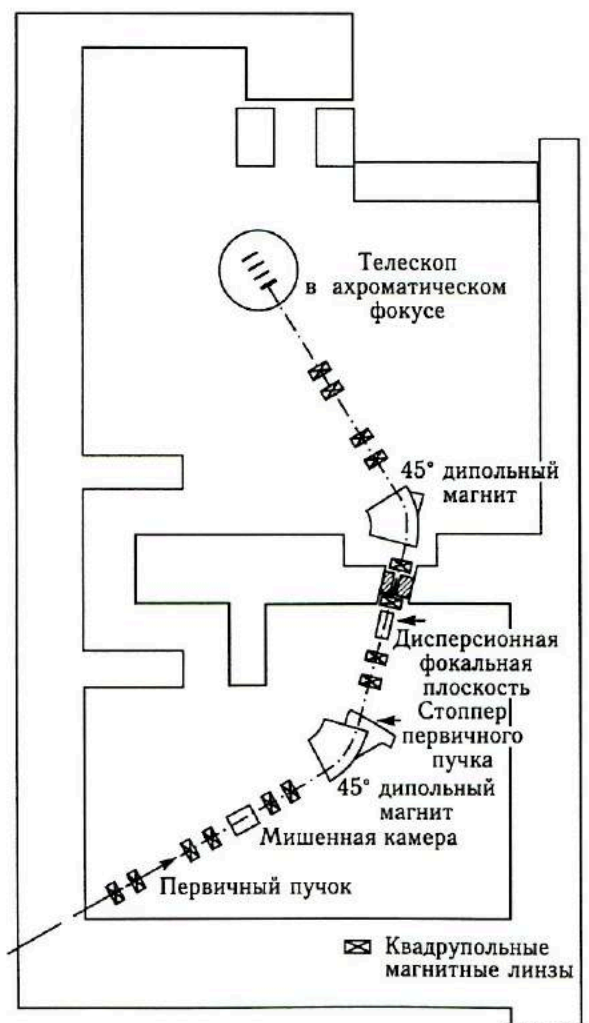


Рис. 70. Схема установки LISE [171]

на одном из каналов пучков ускорителя GANIL (Гуллемаид-Мюллер и др. [171]). Магнитооптическая система LISE включает в себя два  $45^\circ$  дипольных магнита и пять пар квадрупольных линз. Первый диполь является диспергирующим элементом. Он обеспечивает пространственное разделение продуктов реакций по магнитной жесткости. Для продуктов фрагментации налетающего ядра и квазиупругих передач это будет разделение по отношению  $q/A$ . Второй диполь компенсирует дисперсию первого диполя и фокусирует пучок исследуемых продуктов на детектор. Вертикальная щель изменяемой ширины, расположенная в фокальной плоскости первого диполя, используется для выделения нужных продуктов реакции. Комбинация двух диполей обеспечивает двойную ахроматическую фокусировку: по углу и энергии. Угловой аксептанс равен  $1 \text{ мср}$ , максимальный аксептанс по магнитной жесткости  $\Delta H\rho/H\rho = \pm 2,5\%$ .

Магнитооптические характеристики LISE сохраняются и при введении поглотителя энергии между диполями. Энергетические потери в поглотителе пропорциональны  $Z_{\text{ef}}^2$  иона. Продукты реакции, обладающие одинаковой магнитной жесткостью и имеющие одно и то же отношение  $q/A$ , после прохождения поглотителя будут иметь уже различную магнитную жесткость, что, естественно, облегчает их разделение. Эта особенность LISE используется для идентификации экзотических ядер и при получении вторичных пучков тяжелых ионов.

В ахроматическом фокусе установки располагается телескоп из двух  $\Delta E$ -детекторов и двух  $E$ -детекторов. Толщина кремниевых поверхностно-барьерных  $\Delta E$ -детекторов лежит в пределах от 300 до 1000 мкм. Она выбирается в зависимости от энергии,  $Z$  и  $A$  продуктов реакций. Толщина Si(Li)  $E$ -детектора составляет 4000–5000 мкм. Такую же толщину имеет и вето-детектор.

Время пролета продуктов реакций измеряется на базе длиной 18 м — от мишени до  $E$ -детектора. Магнитооптические характеристики LISE таковы, что разброс длин траекторий лежит в пределах  $\pm 1 \text{ мм}$ . Старт- и стоп-сигналы снимаются с  $E$ -детектора и определенной фазы высокой частоты на втором циклотроне. Контроль за временным соотношением между высокой частотой и временем попадания сгустков ускоренных ионов на мишень осуществляется с помощью детектора нейтронов. Детектор располагается вблизи стоппера пучка тяжелых ионов, на выходе первого дипольного магнита. Было получено временное разрешение на уровне 800 пс, что обеспечивает измерение времени пролета с точностью  $\sim 1\%$ . На установке LISE достигнуто разрешение по  $Z$  лучше 1,5% и по  $A$  лучше 1%. Это обеспечивает надежную идентификацию изотопов с  $A$  вплоть до 70.

*Магнитный спектрометр SPEG.* Магнитный спектрометр с высоким энергетическим разрешением SPEG ( $\Delta E/E = 10^{-4}$ ) также установлен на одном из каналов GANIL (Миттач и др. [172]). Он позволяет не только определять  $Z$  и  $A$  продукта реакции, но и выделять пере-



ходы между отдельными состояниями в квазиупругих малонуклонных передачах.

Представляет интерес использование установки SPEG для прямого измерения массы ядер, удаленных от области стабильности, — продуктов фрагментации налетающего ядра. Была удачно найдена протяженная база для измерения времени пролета продуктов фрагментации. Мишень устанавливалась на выведенном пучке около второго циклотрона. Таким образом, пролетная база включала в себя линию монохроматизации нонного пучка и линию транспортировки пучка к установке SPEG. Общая длина пролетной базы достигла 116 м, что позволило с высокой точностью измерять скорость продуктов реакции  $\Delta V/V \sim 5 \cdot 10^{-4}$ . Масса ядер измерялась непосредственно по соотношению

$$B\rho/V = m/Ze. \quad (4.8)$$

Для ряда нейтроноизбыточных изотопов с  $7 \leq Z \leq 9$  были определены избытки массы с точностью  $\sim 500$  кэВ [172].

*Масс-спектрометр ядер отдачи MNU.* Масс-сепаратор продуктов реакции Мичиганского национального университета предназначен для работы с 1-й очередью комплекса сверхпроводящих циклотронов. Он позволяет разделять и идентифицировать продукты фрагментации налетающего ядра и реакций передачи с энергией до 30 МэВ/нуклон (Энге [173]). Диспергирующими элементами установки являются дипольный магнит и фильтр скоростей Вина. Последний представляет собой систему скрещенных электрических и магнитных полей. Такая система обеспечивает разделение по скоростям продуктов реакций и бомбардирующих ионов. Два дуплета квадрупольных линз, установленных перед фильтром Вина и после дипольного магнита, обеспечивают фокусировку пучка продуктов реакции на детекторную систему. Спектрометр позволяет осуществить надежное выделение продуктов реакции с малыми сечениями образования, характерными для изотопов, удаленных от области стабильности. Детектор фокальной плоскости включает в себя двухмерный позиционно-чувствительный газовый пропорциональный счетчик и  $\Delta E$ - $E$ -телескоп из полупроводниковых детекторов. Телескоп состоит из  $300 \text{ мм}^2 \times 100 \text{ мкм}$  поверхностно-барьерного кремниевого  $\Delta E$ -детектора и  $500 \text{ мм}^2$  Si(Li)  $E$ -детектора. Он обеспечивает идентификацию изотопов и служит одновременно детектором  $\beta$ -распада продуктов реакции. На этой установке впервые были получены данные о периодах полураспада  $^{14}\text{B}$  ( $T_{1/2} = 4,2 \pm 0,7$  мс) и  $^{17}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 202 \pm 17$  мс) (Шеррил и др. [174]).

**4.2.4. Новые изотопы легких элементов.** *Нейтроноизбыточные изотопы.* Для получения изотопов легких элементов с большим избытком нейтронов на ускорителе GANIL были использованы ионы  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 44 МэВ/нуклон и ионы  $^{86}\text{Kr}$  с энергией 33 и 44 МэВ/нуклон. Выделение и идентификация изотопов осуществля-

лось на установке LISE. Сравнение результатов облучения мишеней из Ta и Be показало, что выход нейтроноизбыточных изотопов легких элементов много больше на Ta [164]. В отличие от релятивистских энергий, где выход продуктов фрагментации налетающего ядра определялся геометрией столкновения, при промежуточных энергиях существенную роль играет структура ядра-мишени.

На рис. 71 представлены данные по выходу нейтроноизбыточных изотопов элементов от B до Ne, полученные при облучении танталовой мишени ионами  $^{40}\text{Ag}$  с энергией 44 МэВ/нуклон (Ланжевен и др. [175]). Это была пионерская работа, продемонстрировавшая потенциальные возможности тяжелых ионов промежуточных энергией в продвижении к границам нуклонной устойчивости ядер. Впервые было получено четыре новых изотопа углерода, азота и неона:  $^{22}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$ ,  $^{29}\text{Ne}$  и  $^{30}\text{Ne}$ . Была подтверждена нуклонная устойчивость изотопа  $^{19}\text{B}$ , наблюдавшегося ранее в работе [143], и продемонстрирована нуклонная неустойчивость  $^{18}\text{B}$ ,  $^{21}\text{C}$ ,  $^{25}\text{O}$ . Ранее было получено некоторое указание на существование ядер  $^{21}\text{C}$  и  $^{25}\text{O}$  [140].

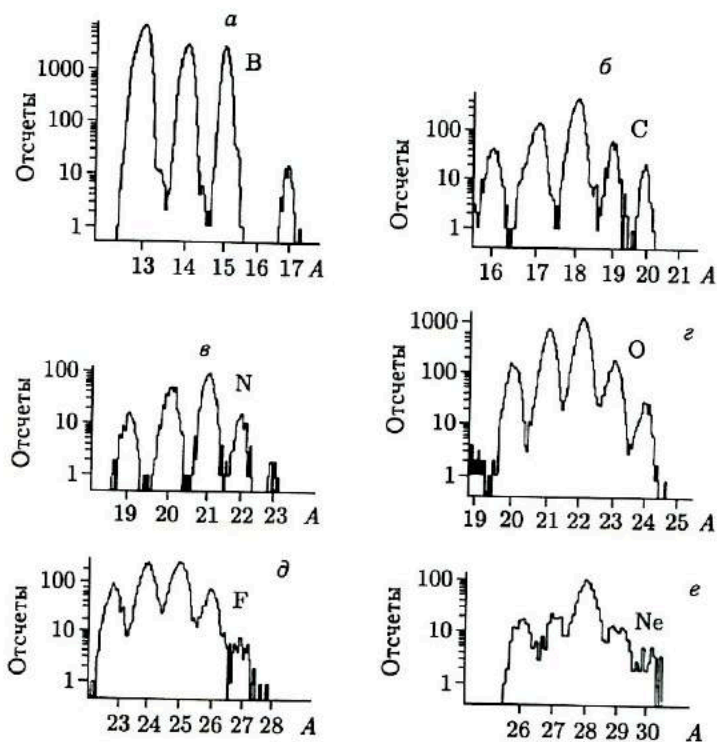


Рис. 71. Масс-гистограмма изотопов B, C, N, O, F и Ne, полученная при фрагментации ядер  $^{40}\text{Ag}$  при энергии 44 МэВ/нуклон [175]

Существующие теоретические модели и экстраполяционные соотношения единодушно предсказывали, что  $^{23}\text{N}$  — последнее нуклоноустойчивое нейтроноизбыточное ядро для  $Z = 7$ . Вслед за  $Z = 5$  экспериментаторы достигли границы нуклонной устойчивости нейтроноизбыточных ядер и для  $Z = 7$ .

Большинство теоретических оценок, за исключением оценок Уно и Ямады [176], предсказывали нуклонную неустойчивость ядра  $^{29}\text{Ne}$ . Однако в работе [175] это ядро было надежно зарегистрировано. Таким образом, даже сам факт регистрации экзотического ядра вблизи границы нуклонной устойчивости несет в себе ценную информацию. Он помогает отобрать теоретические модели, наиболее точно описывающие свойства ядер, удаленных от области стабильности.

В работе [171] для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов были использованы ионы  $^{86}\text{Kг}$  с энергией 33 МэВ/нуклон. Это наиболее тяжелые из использовавшихся для этих целей ионов релятивистских и промежуточных энергий. Как и в предыдущем случае, эксперимент проводился на установке LISE. Использовались мишени — титановая толщиной 63 мг/см<sup>2</sup> и танталовая толщиной 73 мг/см<sup>2</sup>. Средний поток ионов на мишень составлял  $2,5 \cdot 10^{10}$  частиц/с. Фон от рассеянных ионов более низкой зарядности и продуктов реакций с большим сечением образования удалось резко снизить, поместив в промежуточную фокальную плоскость между двумя дипольными магнитами Al-поглотитель толщиной 5,3 мг/см<sup>2</sup>. В этом эксперименте впервые были зарегистрированы 14 новых нейтроноизбыточных изотопов элементов от аргона до кобальта:  $^{47}\text{Ar}$ ,  $^{57}\text{Ti}$ ,  $^{59,62}\text{Cr}$ ,  $^{64,65}\text{Mn}$ ,  $^{68,69,70}\text{Co}$  (рис. 72). Все эти нейтроноизбыточные изотопы удалены от границы нуклонной устойчивости ядер, поэтому их нуклонная устойчивость не вызывает сомнений. Вместе с тем эти изотопы представляют большой интерес для спектроскопических исследований свойств ядер в новой области  $Z$  и  $A$ . С повышением интенсивности пучков и энергии ионов криптона, планируемых на GANIL в ближайшем будущем, возможности таких исследований возрастут.

*Нейтрондефицитные изотопы.* Реакции фрагментации налетающего ядра при промежуточных энергиях оказались также эффективным средством получения нейтрондефицитных изотопов легких ядер и продвижения к границе протонной устойчивости ядер. В работе Ланжевена и др. [177] была зарегистрирована серия изотопов легких ядер с  $T_Z = -5/2$ :  $^{23}\text{Si}$ ,  $^{27}\text{S}$ ,  $^{31}\text{Ar}$ ,  $^{35}\text{Ca}$ . Кроме  $^{23}\text{Si}$  эти ядра наблюдались впервые. По теоретическим оценкам наблюдавшиеся изотопы лежат на границе устойчивости ядер по отношению испускания протона или двух протонов.

В эксперименте мишень из естественного никеля толщиной 92 мг/см<sup>2</sup> облучалась ионами  $^{40}\text{Ca}$  с энергией 77 МэВ/нуклон. В естественном никеле самый легкий из стабильных изотопов  $^{58}\text{Ni}$

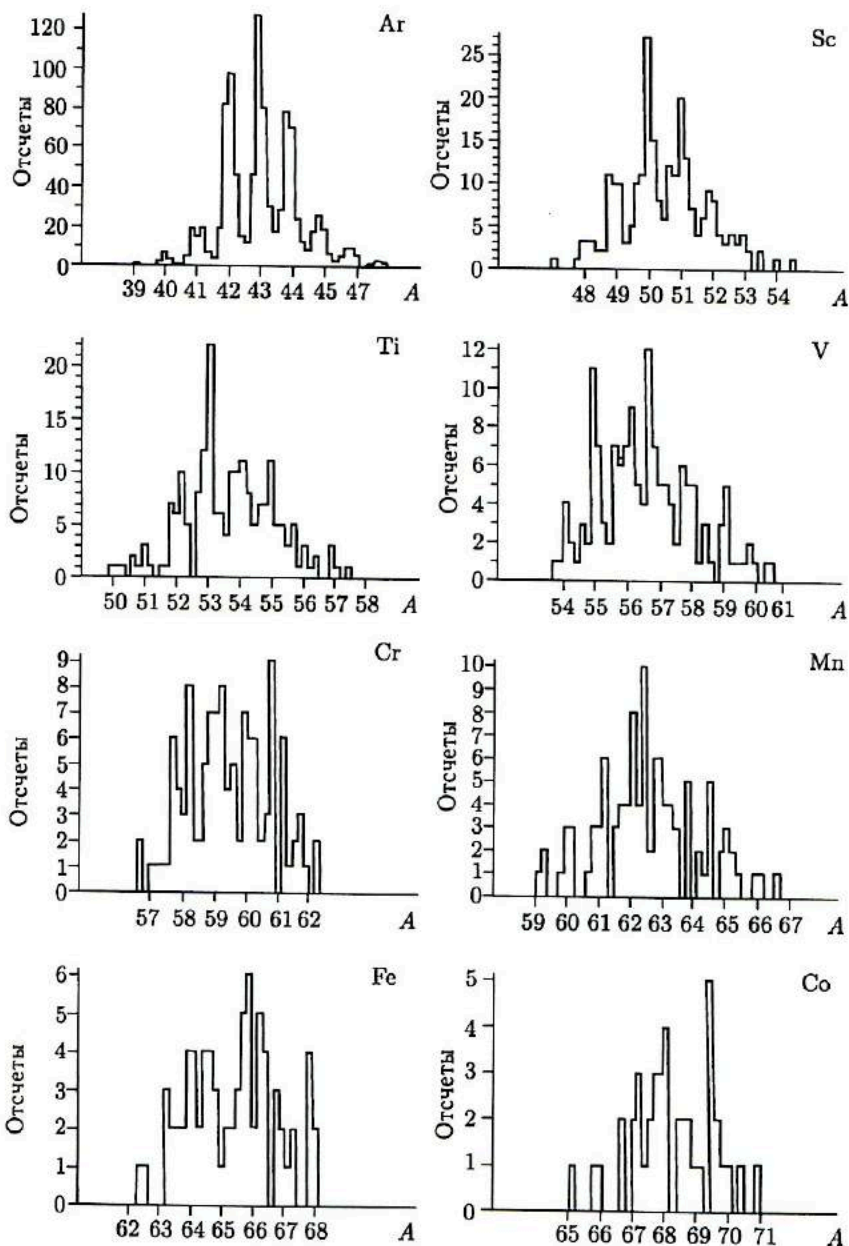


Рис. 72. Масс-гистограмма изотопов элементов от Ag до Co, полученная при взаимодействии ионов  $^{86}\text{Kг}$  с энергией 33 МэВ/нуклон с титановой мишенью [171]

содержится в количестве 67,7%. Это благоприятствовало получению нейтронодефицитных изотопов.

Эксперименты проводились на установке LISE. Интенсивность пучка ионов  $^{40}\text{Ca}$  составляла  $1,5 \cdot 10^{10}$  частиц/с, экспозиция длилась 14 ч. Акцептанс по магнитной жесткости был сокращен до 0,5%, поскольку нейтронодефицитные изотопы по магнитной жесткости располагались ближе к пучку тяжелых ионов, чем нейтроноизбыточные. Для снижения фона в промежуточный фокус первого дипольного магнита был помещен Al-поглотитель толщиной  $5,3 \text{ мг/см}^2$ .

Полученные результаты представлены на рис. 73. Видно, что после изотопов с  $T_Z = -3/2$  наступает резкое падение выходов для изотопов с  $T_Z = -3$ . Теоретические экстраполяции избытка массы и энергии связи протона и двух протонов показывают, что следующие за  $^{31}\text{Ag}$  и  $^{35}\text{Ca}$  изотопы  $^{30}\text{Ag}$  и  $^{34}\text{Ca}$  безусловно неустойчивы по отношению к распаду с испусканием двух протонов.

Энергия связи двух протонов в  $^{22}\text{Si}$ , следующем за  $^{23}\text{Si}$ , составляет по теоретическим оценкам  $16 \pm 95 \text{ кэВ}$ . Это означает, что  $^{23}\text{Si}$  также может быть последним нуклоноустойчивым ядром.

Для  $^{31}\text{Ag}$  экстраполяционные оценки энергии связи двух протонов дают величину  $189 \pm 85 \text{ кэВ}$  [177], т. е. это ядро должно быть неустой-

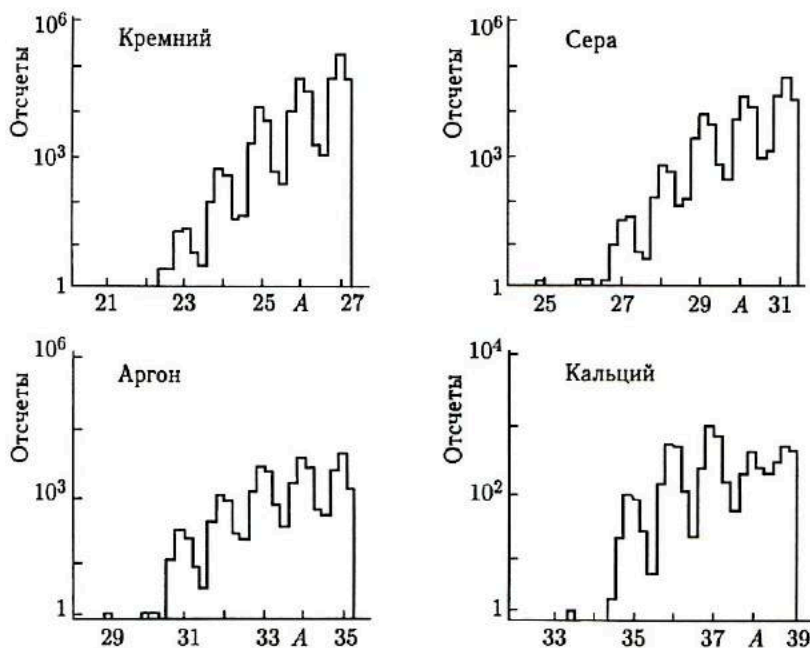


Рис. 73. Масс-гистограмма изотопов Si, S, Ar и Ca, полученная при облучении ионами  $^{40}\text{Ca}$  с энергией 77 МэВ/нуклон мишени из естественного никеля [177]

чиво по отношению испускания двух протонов. Факт его регистрации демонстрирует трудность надежных теоретических оценок масс ядер вблизи границы нуклонной устойчивости и необходимость проведения прямых экспериментов по определению ее положения. Малая энергия связи двух протонов в ядре  $^{31}\text{Ag}$  делает это ядро перспективным для экспериментального наблюдения двухпротонного распада из основного состояния.

Итак, мы видим, что уже первые эксперименты с ионами промежуточных энергий позволили выйти на границу нуклонной устойчивости нейтронодефицитных ядер с  $Z$  в интервале 14–20. С использованием пучков ионов  $^{58}\text{Ni}$  можно надеяться продвинуться к границе протонной устойчивости ядер вплоть до  $Z = 28$  [177].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прошло более двух десятков лет с тех пор, как реакции с тяжелыми ионами впервые были использованы для получения ядер, удаленных от области стабильности. За это время с помощью тяжелых ионов были открыты запаздывающие протоны, запаздывающее деление, эмиссия протонов из основного состояния, получены многие десятки новых нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных изотопов. Реакции с тяжелыми ионами позволили экспериментаторам достигнуть границ нуклонной устойчивости легких ядер по отношению к испусканию протона или нейтрона. Была получена обширная информация о свойствах ядер, удаленных от области стабильности. Она расширила наши представления о структуре ядра, углубила понимание процессов нуклеосинтеза, протекающих во Вселенной. Были проведены первые эксперименты на пучках вторичных частиц. С полным правом можно утверждать, что реакции с тяжелыми ионами стали одним из основных методов получения ядер, удаленных от области стабильности.

В отличие от деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами и реакций глубокого расщепления высокоэнергичными протонами, реакции с тяжелыми ионами предоставляют экспериментаторам гораздо больше возможности выбора налетающего ядра и ядра-мишени. Современные ускорители тяжелых ионов позволяют ускорять ионы практически всех элементов периодической системы Менделеева. Перед экспериментаторами открыта возможность подбора оптимальной комбинации налетающего ядра и ядра-мишени, позволяющей получить максимальный выход представляющего интерес изотопа при наиболее низком уровне фона мешающих продуктов реакции.

Дальнейший прогресс в развитии исследований ядер, удаленных от области стабильности, с использованием тяжелых ионов тесно связан с повышением интенсивностей пучков и энергий ионов промежуточных и релятивистских энергий. Именно на этих ионах было достигнуто

в последние годы впечатляющее продвижение к границам нуклонной устойчивости ядер.

Расчеты и экспериментальные данные показывают особую перспективность использования ионов  $^{48}\text{Ca}$  промежуточных и релятивистских энергий для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов. Можно думать, что именно с помощью реакции фрагментации ядра  $^{48}\text{Ca}$  удастся продвинуться к границе нуклонной устойчивости для нейтроноизбыточных изотопов ряда легких элементов.

С увеличением атомного номера растет нейтронный избыток в стабильных ядрах. Это открывает принципиальную возможность получения новых нейтроноизбыточных изотопов при их фрагментации в столкновениях промежуточной и релятивистской энергий. Самый тяжелый изотоп бора  $^{19}\text{B}$  был получен при фрагментации ядра  $^{56}\text{Fe}$ . Заманчивой с этой точки зрения представляется фрагментация при промежуточных энергиях ядер  $^{238}\text{U}$ , обладающих избытком в 54 нейтрона. Напомним, что два других эффективных метода получения нейтроноизбыточных изотопов — деление  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами и реакции глубокого расщепления урана высокоэнергичными протонами — эксплуатируют именно это свойство ядер урана.

Особенно большой нейтронный избыток возникает в системе из двух столкнувшихся ядер урана. Как будет вести себя такая система в столкновениях промежуточной, а тем более релятивистской энергии? Не откроются ли здесь новые каналы ядерных реакций, специфических для взаимодействия массивных ядерных систем, и не окажутся ли новые реакции эффективным источником получения нейтроноизбыточных изотопов?

Получение интенсивных пучков тяжелых ионов промежуточных и релятивистских энергий даст мощный импульс развитию нового направления в исследовании ядер, удаленных от области стабильности, — использованию вторичных пучков тяжелых ионов. Уже сами ядра, удаленные от области стабильности, используются в качестве бомбардирующих частиц. Первые эксперименты в этом направлении оказались весьма обнадеживающими. Они позволили получить уникальную информацию о размерах ядер нейтроноизбыточных изотопов гелия и лития.

Говоря о перспективности тяжелых ионов промежуточных и релятивистских энергий для получения ядер, удаленных от области стабильности, не следует забывать о больших возможностях реакций с тяжелыми ионами более низких энергий. Слияние ядер, особенно слияние близких по массе ядер, по-прежнему остается наиболее эффективным способом получения ядер с большим нейтронным дефицитом для средних и тяжелых элементов. Представляется, что именно на этом пути удастся получить дважды магическое ядро олова  $^{100}\text{Sn}$ .

Реакции многонуклонных передач с достаточно тяжелыми ионами дают возможность проникнуть в те области карты нуклидов, которые недоступны или труднодоступны для деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтро-

нами и реакций глубокого расщепления высокоэнергичными протонами. Обширную область трансменделеевых элементов, которые также относятся к ядрам, удаленным от области стабильности, можно исследовать только с помощью тяжелых ионов низких энергий.

Трудности выделения и идентификации ядер, удаленных от области стабильности, привели к созданию комплексных детекторных систем, кинематических сепараторов, ISOL-систем. По мере удаления от области стабильности возрастают требования к быстродействию, селективности и чувствительности экспериментальной установки. Повышение интенсивности пучков тяжелых ионов неизбежно будет сопровождаться возрастанием фона мешающих продуктов реакции.

Для кинематических сепараторов и детекторных систем, работающих «в пучке» и поэтому обладающих высоким быстродействием, главное направление развития связано с повышением их селективности и чувствительности. Введение газонаполненного масс-сепаратора на выходе известной установки SHIP представляет один из примеров решения проблемы.

В установках типа ISOL решающее значение имеет повышение быстродействия и химической селективности ионного источника масс-сепаратора. В этом направлении в последние годы был достигнут впечатляющий прогресс. Качественного скачка в сокращении времени сепарирования изотопов можно достигнуть в IGISOL-системах, однако эффективность работы с тяжелыми ионами и химическая селективность такой системы требуют детального исследования.

Для проведения исследований с ионами промежуточных и релятивистских энергий были созданы крупные экспериментальные установки, размеры которых приближаются к размерам установок, используемых в физике элементарных частиц. Изучение процессов фрагментации — источника ядер, удаленных от области стабильности, требует получения возможно более полной информации о результатах столкновения двух ядер. Эта задача решается с помощью установок «глобального» типа, обеспечивающих регистрацию большинства продуктов реакции и излучения, возникающих при столкновении двух ядер. Выделение из множества продуктов реакций, образовавшихся при фрагментации налетающего ядра и ядра-мишени, нуклидов, удаленных от области стабильности, требует, напротив, системы с узким окном пропускания. Такая система имеет высокую эффективность и селективность при регистрации представляющих интерес изотопов на фоне множества других продуктов реакций. Развитие экспериментальных установок для тяжелых ионов промежуточных и релятивистских энергий идет по этому пути.

Подводя итоги научным исследованиям с тяжелыми ионами, можно сказать следующее. Несмотря на то, что официальный возраст исследований ядер, удаленных от области стабильности, прошел двадцатилетний рубеж, перед исследователями по-прежнему открыто широкое поле деятельности с множеством волнующих научных проблем. И можно



не сомневаться, что исследования с использованием тяжелых ионов низких, промежуточных и релятивистских энергий будут вносить все возрастающий вклад в их решение.

### Список литературы

1. *Stephens F. S., Leigh J. R., Diamond R. M.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 170. P. 321.
2. *Plasil F.* // Proc. of the Intern. Conf. on Reactions between Complex Nuclei / Eds.: R. L. Robinson, F. K. McGowan, J. B. Ball, J. H. Hamilton. Amsterdam: North-Holland, 1974. V. 2. P. 107.
3. *Armbruster P.* // The Neutron and Its Applications. 1982. Institute of Physics Conf. Ser. No. 64 / Ed. P. Schofield. Bristol; London, 1983. P. 105.
4. *Swiatecki W. J.* // Phys. Scr. 1981. V. 24. P. 113.
5. *Bjørnholm S., Swiatecki W. J.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 391. P. 471.
6. *Gauvin H., Guerreau D., Le Beyec Y., Lefort M., Plasil F., Tarrago X.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 58. P. 163.
7. *Britt H. C., Erkkila B. H., Stokes R. H., Gutbrod H. H., Plasil F., Ferguson R. L., Blann M.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 1483.
8. *Tamain B., Ngô C., Péter J., Hanappe F.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 252. P. 187.
9. *Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. E., Shamsutdinov A. O.* // Acta Phys. Polon. B. 1975. V. 6. P. 323.
10. *Winn W. G., Gutbrod H. H., Blann M.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 423.
11. *Friedman A. M., Mohr W. C.* // Nucl. Instr. Meth. 1962. V. 17. P. 78.
12. *Macfarlane R. D., Griffioen R. D.* // Nucl. Instr. Meth. 1963. V. 24. P. 461.
13. *Карнаухов В. А., Петров Л. А.* Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981. С. 23.
14. *Junglas H., Macfarlane R. D., Fares Y.* // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 556.
15. *Macfarlane R. D., Ronald D., Siivola A.* // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. P. 114.
16. *Tarantin N. I., Demyanov A. V., Dyachikhin Yu. A., Kabachenko A. P.* // Nucl. Instr. Meth. 1965. V. 38. P. 103.
17. *Тарантин Н. И., Демьянов А. В.* // ПТЭ. 1966. № 1. С. 41.
18. а) *Tarantin N. I., Kabachenko A. P., Kuznetsov I. V., Dyachikhin Yu. A., Juanov N. S., Om Zai Khun* // Proc. of the Intern. Conf. on Electromagnetic Isotope Separators and the Techniques of Their Applications, Marburg, Sept. 7-10, 1970 / Eds.: H. Wagner, W. Walcher. Phys. Inst. Univer. Marburg, Forschungsbericht BMBW-FBK70-28. 1970. P. 59.  
б) *Ravn H. L., Allardye B. W.* // Treatise on Heavy-Ion Science / Ed. D. Allan Bromley. N. Y.; London, 1989. V. 8. P. 363.
19. *Kabachenko A. P., Kuznetsov I. V., Siwek-Wilczynska K., Skakun E. A., Tarantin N. I.* // Proc. Intern. Conf. on Heavy Ion Physics, Dubna, Febr. 1971. P. 204.

20. Guratzsch H., Kabachenko A.P., Kuznetsov I.V., Siwek-Wilczynska K., Tarantin N.I. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 205. P. 574.
21. Гурач Х., Кабаченко А.П., Кузнецов И.В., Тарантин Н.И. // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 1167.
22. Bruske C., Burkard K.H., Hiiller W., Kirchner R., Klepper O., Roeckl E. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 186. P. 61.
23. Kirchner R. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 186. P. 275.
24. Ärje J. // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Sept. 1986. Dubna, 1987. P. 649.
25. Nitschke J.M. // Proc. of the Intern. Conf. on Properties of Nuclei Far From the Region of Beta-Stability, Leysin, Switzerland, Aug. 31 - Sept. 4, 1970. Report CERN 70-30. Geneva, 1970. V. 1. P. 153.
26. Moltz D.M., Gough R.A., Zisman M.S., Vieira D.J., Evans H.C., Cerny J. // Nucl. Instr. Meth. 1980. V. 172. P. 507.
27. a) Äystö J., Cable M.D., Parry R.F., Wouters J.M., Moltz D.M., Cerny J. // Phys. Rev. C. 1981. V. 23. P. 879;  
b) Ärje J., Äystö J., Honkanen J., Valli K., Hautojärvi A. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 186. P. 149.
28. Münzenberg G., Faust W., Heßberger F.P., Hofman S., Reisdorf W., Schmidt K.H., Schneider W.F.W., Schött H., Armbruster P., Güttner K., Thuma B., Ewald H., Vermeulen D. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 186. P. 423.
29. Münzenberg G., Faust W., Hofmann S., Armbruster P., Güttner K., Ewald H. // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 161. P. 65.
30. Hofmann S., Münzenberg G., Faust W., Heßberger F., Reisdorf W., Schneider J.R.H., Armbruster P., Güttner K., Thuma B. // Proc. of the 4th Intern. Conf. on Nuclei Far From Stability, Helsingor, Denmark, June 1981. Report CERN 81-09. Geneva, 1981. P. 190.
31. Cohen L., Fulmer C.B. // Nucl. Phys. 1958. V. 6. P. 547.
32. Armbruster P. // Nucleonica. 1961. V. 3. P. 188.
33. Armbruster P., Eidens J., Grüter J.W., Lawin H., Roeckl E., Sistemich K. // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 91. P. 499.
34. Sistemich K., Grüter J.W., Lawin H., Eidens J., Fabbri R., Khan T.A., Lauppe W.D., Sadler G., Seilé H.A., Shaanan M. // Nucl. Instr. Meth. 1975. V. 130. P. 49.
35. Карнаухов В.А., Рубинская Л.А., Тер-Акопьян Г.М., Тимов В.Н., Чугреев В.А. Сообщение ОИЯИ Р13-4454. Дубна, 1969.
36. Бахо И., Богданов Д.Д., Даротси С., Карнаухов В.А., Петров Л.А. // ПТЭ. 1970. Т. 2. С. 43.
37. Gippert K.L., Runte E., Schmidt-Ott W.D., Tidemand-Petersson P., Kajfrel N., Peuser P., Kirchner R., Klepper O., Kurcewicz W., Larsson P.O., Roeckl E., Schardt D., Rykaczewski K. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 453. P. 1.
38. Ghiorso A., Yashita S., Leino M.E., Frank L., Kalnins J., Armbruster P., Dujour J.P., Lemmert P.K. Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-21975. Berkeley, 1986.
39. Карнаухов В.А., Тер-Акопьян Г.М., Субботин В.Г. Препринт ОИЯИ Р-1022. Дубна, 1962.

40. *Karnaikhov V. A., Ter-Akopian G. M., Subbotin V. G.* // Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, Pacific Grove, California, Apr. 14–18, 1963/Eds.: A. Ghiorso, R. M. Diamond, H. E. Conzett. Berkeley and Los Angeles: Univ. of California Press, 1963. P. 434.
41. *Карнаухов В. А., Тер-Акопян Г. М., Петров Л. А., Субботин В. Г.* // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1280.
42. *Флеров Г. Н., Карнаухов В. А., Тер-Акопян Г. М., Петров Л. А., Субботин В. Г.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 419.
43. *Bogdanov D. D., Demyanov A. V., Karnaikhov V. A., Petrov L. A., Plochicki A., Subbotin V. G., Voboril J.* // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Nuclei Far From Stability, Cargese, Corsica, France, May 1976. Report CERN 76-13. Geneva, 1976. P. 299.
44. *Karnaikhov V. A., Bogdanov D. D., Demyanov A. V., Koval G. I., Petrov L. A.* // Nucl. Instr. Meth. 1974. V. 120. P. 69.
45. *Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.* // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 99.
46. *Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.* // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 279.
47. *Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.* // ЯФ. 1967. Т. 5. С. 271.
48. *Oganessian Yu. Ts., Lazarev Yu.* // Treatise on Heavy-Ion Science. V. 4 / Ed. D. Allan Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1985. P. 40.
49. *Somerville L. P., Ghiorso A., Nurmia M. J., Seaborg G. T.* Berkeley Annual Report (Nuclear Science) LBL-6575. Berkeley, 1977. P. 39.
50. *Гангровский Ю. П., Миллер М. Б., Михайлов Л. В., Кузнецов И. Ф.* // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 306.
51. *Берлович Е. Е., Новиков Ю. Н.* // Докл. АН СССР. 1969. Т. 185. С. 1025.
52. *Джелепов Б. С.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1951. Т. 15. С. 498.
53. *Карнаухов В. А., Тарантин Н. И.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1106.
54. *Гольданский В. И.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 497.
55. *Hofmann S., Münzenberg G., Heßberger F. P., Reisdorf W., Armbruster P., Thuma B.* // Z. Phys. A. 1981. V. 299. P. 281.
56. *Klepper O., Batsch T., Hofmann S., Kirchner R., Kurcewicz W., Reisdorf W., Roeckl E., Schardt D., Nyman G.* // Z. Phys. A. 1982. V. 305. P. 125.
57. *Hofmann S., Armbruster P., Heßberger F. P., Münzenberg G., Schött H. J., Zychor I.* // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Sept. 1986. Dubna, 1987. P. 378.
58. *Roeckl E.* // Proc. of the Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Michigan State Univ., Sept. 26–Oct. 1, 1982. Invited Papers/Eds.: G. F. Bertsch, C. K. Gelbke, D. K. Scott. Amsterdam: North-Holland, 1983. P. 131c.
59. *Hofmann S., Faust W., Münzenberg G., Reisdorf W., Armbruster P., Güttner K., Ewald H.* // Z. Phys. A. 1979. V. 291. P. 53.
60. *Hofmann S., Münzenberg G., Heßberger F. P., Reisdorf W., Armbruster P., Thuma B.* // Z. Phys. A. 1981. V. 299. P. 281.
61. *Grochulski W., Kwieceńska T., Lian Go-chan, Lozyński E., Malý J., Tarasov L. K., Volkov V. V.* // Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, Pacific Grove, California, Apr. 1963/Eds.:

- A. Ghiorso, R. M. Diamond, H. E. Conzett. Berkeley; Los Angeles: Univ. of California Press, 1963. P. 120.
62. Волков В. В., Поморски Л., Тыс Я., Флеров Г. Н. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 635.
  63. Artukh A. G., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Volkov V. V. // Nucl. Phys. A. 1969. V. 137. P. 348.
  64. Артюх А. Г., Волков В. В., Поморски Л., Тыс Я. Сообщение ОИЯИ Р7-5494. Дубна, 1970.
  65. Волков В. В., Поморски Л., Тыс Я., Вильчински Я. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 897.
  66. Флеров Г. Н., Волков В. В., Поморски Л., Тыс Я. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 1365.
  67. Волков В. В., Поморски Л., Тыс Я., Флеров Г. Н. // ЖЭТФ. 1962. Т. 48. С. 865.
  68. Артюх А. Г., Волков В. В., Квецинска Т. // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 1165.
  69. Pomorski L., Tys J., Volkov V. V. // Phys. Lett. 1966. V. 23. P. 369.
  70. Schröder W. U., Huizenga J. R. // Treatise on Heavy-Ion Science. V. 2 / Ed. D. A. Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1984. P. 113.
  71. Volkov V. V. // Proc. of the Intern. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Nashville, Tennessee, June 1974. V. 2 / Eds.: R. L. Robinson, F. K. McGowan, J. B. Ball, J. H. Hamilton. Amsterdam: North-Holland, 1974. P. 363.
  72. Volkov V. V. // Phys. Rep. 1978. V. 44. P. 93.
  73. Volkov V. V. // Lecture Notes in Physics. V. 33. Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions / Eds.: H. L. Harney, P. B. Münzinger, C. K. Gelbke. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1975. P. 253.
  74. Gobbi A., Nörenberg W. // Heavy Ion Collisions. V. 2 / Ed. R. Bock. Amsterdam: North-Holland, 1980. P. 128.
  75. Moretto L. G., Schmitt R. // J. Phys. (Paris). Colloq. C5. 1976. V. 37. P. 109.
  76. Artukh A. G., Gridnev G. F., Gruszecki M., Karcz W., Mezentsev A. N., Mikheev V. L., Pomorski L., Popescu A., Popescu D. G., Volkov V. V. // Z. Phys. A. 1981. V. 303. P. 41.
  77. Hoover A. D., Birkelund J. R., Hilscher D., Schröder W. V., Wilcke W. W., Huizenga J. R., Breuer H., Mignerey A. C., Viola V. E., Jr., Wolf K. L. // Phys. Rev. C. 1982. V. 25. P. 256.
  78. Mignerey A. C., Wolf K. L., Raich D. G., Viola V. E., Jr., Birkelund J. R., Schröder W. U., Huizenga J. R. // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 158.
  79. Artukh A. G., Avdeichikov V. V., Erö J., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Volkov V. V., Wilczynski J. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 160. P. 511.
  80. Artukh A. G., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Volkov V. V., Wilczynski J. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 211. P. 299.
  81. Оганесян Ю. Ц., Пенционжкевич Ю. Э., Нгуен-Так-Анн, Надкарни Д. М., Гаврилов К. А., Ким Де Ен, Юссунуа М. // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 734.
  82. Cherepanov E. A., Lee Gen Soo, Mezentsev A. N., Volkov V. V. JINR Commun. E7-11364. Dubna, 1978.
  83. Russo P., Schmitt R. P., Wozniak G. J., Jared R. C., Glassel P., Cauvin B., Sventek J. S., Moretto L. G. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 281. P. 509.

84. Artukh A. G., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Volkov V. V. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 283. P. 350.
85. Poskanzer A. M., Cospser S. W., Hyde E. K., Cerny J. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 1271.
86. Poskanzer A. M., Butler G. W., Hyde E. K., Cerny J., Landis D. A., Golding F. S. // Phys. Lett. B. 1968. V. 27. P. 414.
87. Thomas T. D., Raisbeck G. M., Boerstling P., Garvey G. T., Lynch R. P. // Phys. Lett. B. 1968. V. 27. P. 504.
88. Raisbeck G. M., Boerstling P., Riesenfeldt P., Thomas T. D., Klapisch R., Garvey G. T. // Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, 1969. N. Y.; London: Plenum Press, 1970. P. 341.
89. Butler G. W., Poskanzer A. M., Landis D. A. // Nucl. Instr. Meth. 1970. V. 89. P. 189.
90. Jackmart J. C., Liu M., Mazloum F., Riou M. // Proc. of the Intern. Conf. on Heavy Ion Physics, Dubna, Oct. 1966, Sec. 3. Nuclear Reactions. Dubna, 1970. P. 137.
91. Artukh A. G., Avdeichikov V. V., Erö J., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Volkov V. V. // Nucl. Instr. Meth. 1970. V. 83. P. 72.
92. Artukh A. G., Avdeichikov V. V., Erö J., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Volkov V. V., Wilczynski J. // Proc. of the Intern. Conf. on the Properties of Nuclei Far From the Region of Beta-Stability, Leysin, Switzerland, Aug. 31 – Sept. 4, 1970. Report CERN 70-30. V. 1. Geneva, 1970. P. 47.
93. Volkov V. V. // Part. Nucl. 1971. V. 2. P. 285.
94. Volkov V. V. // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Physics, Munich, Aug. 27–Sept. 1, 1973. V. 2. Amsterdam: North-Holland, 1973. P. 279.
95. Artukh A. G., Avdeichikov V. V., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Volkov V. V., Wilczynski J. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 176. P. 284.
96. Artukh A. G., Avdeichikov V. V., Gridnev G. F., Mezentsev A. N., Mikheev V. L., Volkov V. V. JINR Preprint E7-8298. Dubna, 1974.
97. Артюх А. Г., Авдейчиков В. В., Волков В. В., Гриднев Г. Ф., Мезенцев А. Н., Михеев В. Л. // Тезисы докл. XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, янв. 1975 г. Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1975. С. 223.
98. Stephan C., Frascaria N., Garron J. P., Jacmart J. C., Poffé N., Tassan-Got L. // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Nuclei Far From Stability, Cargèse, Corsica, May 1976. Report CERN 76-13. Geneva, 1976. P. 46.
99. Volkov V. V. // Detectors in Nuclear Science / Ed. D. A. Bromley. Amsterdam: North-Holland, 1979. P. 623.
100. Runte E., Gippert K. L., Schmidt-Ott W. D., Tidemand-Petersson P., Ziegeler L., Kirchner R., Klepper O., Larsson P. O., Roeckl E., Schardt D., Kaffrell N., Peuser P., Bernas M., Dessagne P., Langevin M., Rykaczewski K. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 441. P. 237.
101. Artukh A. G., Avdeichikov V. V., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Volkov V. V., Wilczynski J. // Phys. Lett. B. 1970. V. 31. P. 129.
102. Artukh A. G., Avdeichikov V. V., Chelnokov L. P., Gridnev G. F., Mikheev V. L., Vakarov V. I., Volkov V. V., Wilczynski J. // Phys. Lett. B. 1970. V. 32. P. 43.

103. Artukh A.G., Avdeichikov V.V., Erö J., Gridnev G.F., Mikheev V.L., Volkov V.V., Wilczynski J. // Phys. Lett. B. 1970. V.33. P.407.
104. Artukh A.G., Avdeichikov V.V., Gridnev G.F., Mikheev V.L., Volkov V.V., Wilczynski J. // Nucl. Phys. A. 1971. V.168. P.321.
105. Artukh A.G., Gridnev G.F., Mikheev V.L., Volkov V.V., Wilczynski J. // Nucl. Phys. A. 1972. V.192. P.170.
106. Auger P., Chiang T.H., Galin J., Gatty B., Guerreau D., Nolte E., Pouthas J., Tarrago X., Girarda J. // Z. Phys. A. 1979. V.289. P.255.
107. Guerreau D., Galin J., Gatty B., Tarrago X., Girard J., Lucas R., Ngô C. // Z. Phys. A. 1980. V.295. P.105.
108. Breuer H., Wolf K.L., Glagola B.G., Kwiatkowski K.K., Mignerey A.C., Viola V.E., Wilcke W.W., Schröder W.V., Huizenga J.R., Hilsher D., Birkelund J. // Phys. Rev. C. 1980. V.22. P.2454.
109. Виноградов Б.Н., Немировский П.Е. // ЯФ. 1969. Т.10. С.505.
110. Cohen S., Kurath D. // Nucl. Phys. 1965. V.73. P.1.
111. Garvey G.T., Kelson I. // Phys. Rev. Lett. 1966. V.16. P.197.
112. Klapisch R., Thibault-Philippe C., Detraz C., Chaumont J., Bernas R., Beck E. // Phys. Rev. Lett. 1969. V.23. P.625.
113. Volkov V.V. // Part. Nucl. 1975. V.6. P.1040.
114. Базь А.И., Демин В.Ф., Жуков М.В. // ЯФ. 1969. Т.9. С.1184.
115. Оганесян Ю.Ц., Пенионжкевич Ю.Э., Калпакчиева Р., Павлат Ф., Борчае Х., Белозеров А.В., Харитонов Ю.П., Третьякова С.П., Субботин В.Г., Лукьянов С.М., Пронин Н.В., Быков А.А. // ЖЭТФ. 1982. Т.36. С.104.
116. Vorobjev A.A., Grachev G.T., Zalite Yu.K., Kondurov I.A., Nikitin A.M., Seliverstov D.M. Commun. Fiz. Technic. Inst. FTI-232. Leningrad, 1969.
117. Cospser S.W., Cerny J., Gatti R.G. // Phys. Rev. 1967. V.154. P.1193.
118. Runte E., Schmidt-Ott W.D., Tidemand-Petersson P., Kirchner R., Klepper O., Kurcewicz W., Roeckl E., Kaffrell N., Peuser P., Rykaczewski K., Bernas M., Dessagne P., Langevin M. // Nucl. Phys. A. 1983. V.399. P.163.
119. Kirchner R., Klepper O., Kurcewicz W., Roeckl E., Zganjar E.F., Runte E., Schmidt-Ott W.D., Tidemand-Petersson P., Kaffrell N., Peuser P., Rykaczewski K. // Nucl. Phys. A. 1982. V.378. P.549.
120. Rykaczewski K., Kirchner R., Kurcewicz W., Schardt D., Kaffrell N., Peuser P., Runte E., Schmidt-Ott W.D., Tidemand-Petersson P., Gippert K.L. // Z. Phys. A. 1983. V.309. P.273.
121. Roeckl E. // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Sept. 1986. Dubna, 1987. P.636.
122. Klapdor H.V., Metzinger J., Oda T. // At. Data Nucl. Data Tables. 1984. V.31. P.81.
123. Takahashi K., Yamada M., Kondoh T. // At. Data Nucl. Data Tables. 1973. V.12. P.101.
124. Möller P., Nix J.R. // Nucl. Phys. A. 1981. V.361. P.117.
125. Bosh U., Schmidt-Ott W.D., Tidemand-Petersson P., Runte E., Hillebrandt W., Lechle M., Thielemann F.K., Kirchner R., Klepper O., Roeckl E., Rykaczewski K., Schardt D., Kaffrell N., Bernas M., Dessagne P., Kurcewicz W. // Phys. Lett. B. 1985. V.164. P.22.

126. *Baldin A. M.* Сообщение ОИЯИ Р7-5808. Дубна, 1971.
127. *Baldin A. M.* // Intern. Conf. on Heavy Ion Physics, Dubna, Febr. 1971. Dubna, 1971. P. 607.
128. *Baldin A. M.* JINR Preprint E2-9138. Dubna, 1975.
129. *Baldin A. M.* JINR Preprint E1-80-174. Dubna, 1980.
130. *Grunder H.* Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-PUB 5014. 1979.
131. *Kuznetsov A. A.* // Nucleus-Nucleus Collisions: Proc. of the Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Michigan State Univ., Sept. 26 – Oct. 1, 1982. Invited Papers / Eds: G. F. Bertsch, C. K. Gelbke, D. K. Scott. Amsterdam: North-Holland, 1983. P. 493c.
132. *Radvani P.* // Nucleus-Nucleus Collisions II: Proc. of the Second Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, June 1985 / Eds.: H. A. Gustafsson, B. Jakobsson, I. Otterlund, K. Aleklett. Amsterdam: North-Holland, 1986. P. 435c.
133. *Greiner D. E., Lindstrom P. J., Heckman H. H., Cork B., Biesser F. S.* // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 152.
134. *Lindstrom P. J., Greiner D. E., Heckman H. H., Cork B., Biesser F. S.* Lawrence Berkeley Laboratory Report LBL-3650. 1975.
135. *Friedlander E. M., Heckman H. H.* // Treatise on Heavy-Ion Science. V. 4 / Ed. D. A. Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1985. P. 403.
136. *Maruhn A., Greiner W.* // Treatise on Heavy-Ion Science. V. 4 / Ed. D. A. Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1985. P. 465.
137. *Westfall G. D., Symons T. J. M., Greiner D. E., Heckman H. H., Lindstrom P. J., Mahoney J., Shotter A. C., Scott D. K., Crawford H. J., McParland C., Awes T. C., Gelbke C. K., Kidd J. M.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1859.
138. *Harvey B. G.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 444. P. 498.
139. *Symons T. J. M.* // Proc. of the 4th Intern. Conf. on Nuclei Far From Stability, Helsingør, Denmark, June 1981. Report CERN 81-09. Geneva, 1981. P. 668.
140. *Stevenson J. D., Price P. B.* // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 2102.
141. *Friedman W. A.* // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 569.
142. *Stevenson J. D., Musser J. A.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 213. P. 285.
143. *Musser J. A., Stevenson J. D.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2544.
144. *Symons T. J. M., Viyogi Y. P., Westfall G. D., Doll P., Greiner D. E., Faraggi H., Lindstrom P. J., Scott D. K., Crawford H. J., McParland C.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 40.
145. *Tanihata I., Yamakawa O., Hamagaki H., Hashimoto O., Nagamiya S., Shida Y., Yoshikawa N., Sugimoto K., Kobayashi T., Greiner D. E., Takahashi N., Nojiri Y.* // Nucleus-Nucleus Collisions II: Second Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, June 10–14, 1985. V. I. Contributed Papers / Eds.: B. Jakobsson, K. Aleklett. Lund and Studsvik, 1985. P. 33.
146. *Allardyce B. W.* // Ninth Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, Sept. 1981, Caen, France / Ed. G. Gendreau. Les Editions de Physique, Les Ulis Cedex, France, 1981. P. 55.
147. *Guet C.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 400. P. 191c.

148. *Lynen U., Ho H., Kühn W., Pelte D., Winkler U., Müller W.F.J., Chu Y.T., Doll P., Gobbi A., Hildenbrand K., Olmi A., Sann H., Stelzer H., Bock R., Löhner H., Glasow R., Santo R.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 387. P. 129C.
149. *Shelaeu I.A. et al.* // Proc. of the Sixth Intern. Cyclotron Conf., N. Y., 1972. P. 232.
150. *Flerov G.N.* // Proc. of the Intern. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Nashville, June 1974. V. II/Eds.: R.L. Robinson, F.K. McGowan, J.B. Ball, J.H. Hamilton. Amsterdam: North-Holland, 1974. P. 459.
151. *Loiseaux J.M., Fruneau M.* // Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, East Lansing, Michigan, USA, Apr. 30 – May 3, 1984/Ed. F. Marti. IEEE. N. Y., 1984.
152. *Fermé J., Gouttefangeas M. (the GANIL group)* // Ninth Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, Caen, France, Sept. 1981/Ed. G. Gendreau. Les Editions de Physique, Les Ulis Cedex, France, 1981. P. 3.
153. *Miller P.S.* // Tenth Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, East Lansing, Michigan, USA, Apr. 30 – May 3, 1984/Ed. F. Marti. IEEE. N. Y., 1984. P. 11.
154. *Флеров Г.Н., Оганесян Ю.Ц., Богомолов С.Л., Гикал Б.Н., Гульбекян Г.Г., Иваненко А.И., Каманин В.В., Клеин Б.А., Козлов С.И., Колесов И.В., Кутнер В.Б., Мельников В.Н., Минин Е.А., Мордуев А.М., Оганесян Р.Ц., Пасюк А.С., Пенционжквич Ю.Э., Семин К.И., Фефилов Б.В., Чугреев В.А.* Циклотронный комплекс тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. ОИЯИ, 9-84-555. Дубна, 1984.
155. *Oganessian Yu. Ts., Gulbekyan G.G., Gikal B.N., Ivanenko A.I., Klein B.N., Kozlov S.I., Kolesov I.V., Kutner V.B., Melnikov V.N., Oganessian R. Ts., Pasyuk A.S., Chugreev V.A.* // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Alushta, USSR, Apr. 1983. Dubna, 1983. P. 55.
156. *Wei B.W.* // Ninth Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, Caen, France, Sept. 1981/Ed. G. Gendreau. Les Editions de Physique, Les Ulis Cedex, France, 1981. P. 23.
157. *Kamitsubo H.* // Tenth Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, East Lansing, Michigan, USA, Apr. 30 – May 3, 1984/Ed. F. Marti. IEEE. N. Y., 1984. P. 257.
158. *Acerbi E., Aghion F., Alessandria F., Baccaglioni G., Bellomo G., Birattari C., De Martinis C., Fabrici E., Giove D., Giussani W., Gualeni G., Michelato P., Milinkovic L., Pagani C., Panzeri E., Resmini F., Rossi L., Salomone A., Serafini L., Varisco G.* // Tenth Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, East Lansing, Michigan, USA, Apr. 30 – May 3, 1984/Ed. F. Marti. IEEE. N. Y., 1984. P. 251.
159. *Ormrod J.H., Bigham C.B., Heighway E.A., Hepburn J.D., Hoffmann C.R., Hilbert J.A., Schneider H.R.* // Tenth Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, East Lansing, Michigan, USA, Apr. 30 – May 3, 1984/Ed. F. Marti. IEEE. N. Y., 1984. P. 245.
160. *Bondorf J.P.* // Proc. of the Intern. Conf. on Heavy Ion Nuclear Collisions in the Fermi Energy Domain, Caen, France, May 1986; J. Phys. (Paris), Colloq. C4. 1986. V. 47. P. 263.



161. *Mishustin I. N.* // Proc. of the Second Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, June 1985; Nucl. Phys. A. 1985. V. 447. P. 67c.
162. *Conjeaud M., Harar S., Mostefaj M., Pollacco E. C., Volant C., Cassagnou Y., Dayras R., Legrain R., Oeschler H., Saint-Laurent F.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 159. P. 244.
163. *Leray S.* // Proc. of the Intern. Conf. on Heavy Ion Nuclear Collisions in the Fermi Energy Domain, Caen, France, May 1986; Phys. (Paris), Colloq. C4. 1986. V. 47. P. 275.
164. *Guerreau D.* // Proc. of the Second Intern. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, June 1985; Nucl. Phys. A. 1985. V. 447. P. 37c.
165. *Dalili D., Lucas R., Ngô C., Cerruti C., Leray S., Mazur C., Ribrad M., Suomijärvi T., Berlinger M., Chiodelli S., Demeyer A., Guinet D.* // Nucl. Phys. A. 1986. V. 454. P. 163.
166. *Mermaz M. C., Dayras R., Barrette J., Berthier B., De Castro Rizzo D. M., Cisse O., Legrain R., Pagano A., Pollacco E., Delagrangé H., Mittag W., Heusch B., Lanzano G., Palmeri A.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 441. P. 129.
167. *Goldhaber A. S.* // Phys. Lett. B. 1974. V. 53. P. 306.
168. *Bertsch G.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 472.
169. *Murphy M. J.* // Phys. Lett. B. 1984. V. 135. P. 25.
170. *Bimbot R., Della-Negra S., Manasijevic M., Aguer P., Bastin G., Anne R., Delagrangé H., Schutz Y., Hubert F., Gono Y., Natanaka K.* // Proc. of the Intern. Conf. on Heavy Ion Nuclear Collisions in the Fermi Energy Domain, Caen, France, May 1986; J. Phys. (Paris), Colloq. C4. 1986. V. 47. P. 241.
171. *Guillemaud-Mueller D., Mueller A. C., Guerreau D., Pougheon F., Anne R., Bernas M., Galin J., Jacmart J. C., Langevin M., Naulin F., Quiniou E., Détraz C.* // Z. Phys. A. 1985. V. 322. P. 415.
172. *Mittag W., Biachi L., Cunsolo A., Fernandez B., Foti A., Gastebois J., Gilbert A., Grégorie C., Schutz Y., Stephan C., Péghaire A.* // XXIV Intern. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, 1985; Preprint CENBGR8601. 1986.
173. *Enge H. A.* // Treatise on Heavy-Ion Science. V. 7 / Ed. D. A. Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1985. P. 403.
174. *Sherrill B., Benenson W., Brown B. A., Curtin M. S., Harwood L., Kashy E., Mikolas D., Nolen J. A., Jr., Stevenson J., Winfield J. S., Xie Q., Sherr R.* // Proc. of Intern. Conf. on Heavy Ion Nuclear Collisions in the Fermi Energy Domain, Caen, France, May 1986; J. Phys. (Paris), Colloq. C4. 1986. V. 47. P. 245.
175. *Langevin M., Quiniou E., Bernas M., Galin J., Jacmart J. C., Naulin F., Pougheon F., Anne R., Détraz C., Guerreau D., Guillemaud-Mueller D., Mueller A. C.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 150. P. 71.
176. *Uno M., Yamada M.* INS Report NUMA 40. 1982.
177. *Langevin M., Mueller A. C., Guillemaud-Mueller D., Saint-Laurent M. G., Anne R., Bernas M., Galin J., Guerreau D., Jacmart J. C., Hoath S. D., Naulin F., Pougheon F., Quiniou E., Détraz C.* // Nucl. Phys. A. 1986. V. 455. P. 149.

## ПОСЛЕСЛОВИЕ

Завершая книгу, автор хотел бы высказать несколько общих соображений о развитии ядерно-физических исследований с тяжелыми ионами.

Сегодня уместно вспомнить, что к первым исследованиям с тяжелыми ионами некоторые видные физики отнеслись довольно скептически. Так, академик Л. А. Арцимович, шутя, сравнивал столкновение двух атомных ядер со столкновением двух мчащихся навстречу друг другу автомобилей: они разлетятся на множество фрагментов, но что полезного для физики ядра можно извлечь из такого рода столкновений, было неясно.

Бурное развитие ядерно-физических исследований с тяжелыми ионами началось после создания специализированных ускорителей. Было осознано, что тяжелые ионы открывают для физики ядра новые области исследований, недоступные для легких бомбардирующих частиц.

Именно в реакциях с тяжелыми ионами удалось синтезировать одиннадцать новых трансурановых элементов и продвинуться по атомному номеру до 112-го элемента.

Теоретический анализ свойств атомных ядер на основе оболочечной модели ядра привел к выводу о возможности существования протонной и нейтронной оболочек при  $Z = 114$  и  $N = 184$ . Ядра этой области  $Z$  и  $N$  должны обладать повышенной устойчивостью к радиоактивному распаду. Они получили название ядер сверхтяжелых элементов. Синтез этих ядер и изучение их радиоактивных свойств имели принципиальное значение. Однако многочисленные попытки их синтеза на протяжении почти трех десятков лет неизменно приводили к отрицательным результатам. Задача была решена лишь в первом десятилетии XXI в. В ЛЯР ОИЯИ под руководством академика Ю. Ц. Оганесяна было синтезировано шесть сверхтяжелых элементов с атомными номерами от 113 до 118 и продемонстрирована их повышенная устойчивость к радиоактивному распаду. Успех был достигнут благодаря высокой интенсивности пучка ионов  $^{48}\text{Ca}$  и использованию мишеней из изотопов  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$ ,  $^{249}\text{Cf}$ .

Реакции с тяжелыми ионами позволили также продвинуться к границам нуклонной устойчивости ядер. Были открыты новые виды радиоактивного распада: эмиссия запаздывающих протонов, запаздывающее

деление, протонный распад из основного состояния, достигнута граница нуклонной устойчивости в нейтроноизбыточных изотопах легких элементов от бериллия до неона.

В реакциях с тяжелыми ионами образуются составные ядра с очень высоким спином, что открывает возможность изучения реакции ядра на быстрое вращение. Оказалось, что составные ядра с высоким спином могут испытывать супердеформацию: большая ось деформации ядра может превосходить малую ось в два раза.

В реакциях с легкими бомбардирующими частицами формируется составное ядро, распад которого определяют статистические закономерности. Динамика вошла в ядерную физику лишь после открытия деления тяжелых ядер, при его интерпретации в рамках жидкокапельной модели ядра. В реакциях с тяжелыми ионами динамика входит в описание ядерных процессов уже на стадии столкновения двух ядер. Оказалось, что два столкнувшихся ядра, после полной диссипации кинетической энергии столкновения, образуют ядерный комплекс — двойную ядерную систему, которая эволюционирует во времени путем передачи нуклонов от одного ядра системы к другому. Характер этой эволюции зависит от масс сталкивающихся ядер и углового момента столкновения.

Как видим, за прошедшие полвека физика тяжелых ионов из экзотики превратилась в главное и наиболее интенсивно развивающееся направление физики ядра.

## СОДЕРЖАНИЕ

От автора .....	3
<b>Ядерные реакции глубоконеупругих передач</b>	
Предисловие .....	7
Введение .....	9
Глава 1. Экспериментальные методы изучения реакций передачи с тяжелыми ионами .....	16
1.1. Особенности регистрации продуктов реакций передачи с тяжелыми ионами .....	16
1.2. Регистрация радиоактивных продуктов реакций передачи .....	18
1.3. Идентификация продуктов реакций передачи измерением их удельной ионизации и энергии, $\Delta E - E$ -метод .....	24
1.4. Комбинация $\Delta E - E$ -метода и измерения времени пролета .....	28
1.5. Идентификация продуктов реакций передачи с помощью магнитного анализатора. Детекторные системы типа $MA + E$ и $MA + \Delta E - E$ .....	33
1.6. Детекторные системы, включающие магнитный анализ, $\Delta E - E$ - и ИВП-методы .....	36
1.7. Уравнения идентификации детекторных систем типа $MA + \Delta E - E + ИВП$ , их разрешение и эффективность .....	44
1.8. Детекторные системы для регистрации двух сопряженных продуктов реакций передачи .....	46
1.9. Регистрация нейтронов, $\alpha$ -частиц и $\gamma$ -квантов в реакциях передачи .....	50
Глава 2. Основные экспериментальные характеристики реакций глубоконеупругих передач .....	53
2.1. Особенности взаимодействия двух сложных ядер .....	53
2.2. Первые экспериментальные наблюдения реакций глубоконеупругих передач .....	55
2.3. Энергетические спектры продуктов глубоконеупругих передач .....	59
2.4. Угловые распределения .....	72
2.5. Корреляции между углом вылета и кинетической энергией продуктов реакций передачи .....	78

2.6. Сечения образования элементов . . . . .	82
2.7. Сечения образования отдельных изотопов . . . . .	85
2.8. Соотношение между числом нейтронов и протонов в продуктах глубоконеупругих передач . . . . .	90
2.9. Двухтельный характер механизма глубоконеупругих передач	93
<b>Глава 3. Формирование, эволюция и распад двойной ядерной систе- мы в глубоконеупругих столкновениях сложных ядер . . . . .</b>	<b>95</b>
3.1. Консервативные силы. Потенциалы взаимодействия . . . . .	95
3.2. Диссипативные силы . . . . .	99
3.3. Формирование двойной ядерной системы в глубоконеупругих столкновениях сложных ядер . . . . .	101
3.4. Эволюция двойной ядерной системы. . . . .	104
3.5. Статистические закономерности в распаде двойной ядерной системы . . . . .	106
3.6. Двойная ядерная система — новый объект ядерного микромира	107
<b>Глава 4. Двойная ядерная система и интерпретация особенностей реакций глубоконеупругих передач . . . . .</b>	<b>108</b>
4.1. Интерпретация формы энергетических спектров реакций пере- дачи . . . . .	108
4.2. Угловые распределения глубоконеупругих передач и вращение двойной ядерной системы. . . . .	111
4.3. Интерпретация закономерностей в сечениях образования эле- ментов и изотопов . . . . .	114
4.4. Эмиссия $\gamma$ -квантов в реакциях глубоконеупругих передач. Диссипация углового момента столкновения . . . . .	122
4.5. Вылет нейтронов в реакциях глубоконеупругих передач. Уста- новление равновесного распределения энергии возбуждения между ядрами системы . . . . .	130
4.6. Эмиссия легких заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами . . . . .	134
<b>Глава 5. Теоретические модели реакций глубоконеупругих передач</b>	<b>145</b>
5.1. Теоретические подходы к описанию глубоконеупругих передач	145
5.2. Классические динамические модели с трением . . . . .	146
5.3. Статистические (диффузионные) модели . . . . .	155
5.4. Объединенные модели . . . . .	161
<b>Глава 6. Перспективы применения глубоконеупругих передач</b>	<b>167</b>
6.1. Глубоконеупругие передачи и синтез сверхтяжелых и транс- урановых элементов . . . . .	169
6.2. Глубоконеупругие передачи — эффективный метод получения легких ядер с большим избытком нейтронов . . . . .	181
6.3. Использование глубоконеупругих передач для получения быстровращающихся ядер . . . . .	189
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>195</b>

## Процесс полного слияния атомных ядер. Слияние ядер в рамках концепции двойной ядерной системы

Предисловие . . . . .	201
Введение . . . . .	202
<b>1. Особенности взаимодействия ядер в реакциях полного слияния</b> . . . . .	205
1.1. Двойственность процесса взаимодействия ядер . . . . .	205
1.2. Силы, действующие между ядрами в процессе их полного слияния . . . . .	206
1.3. Ядро-ядерный потенциал при рассмотрении столкновения ядер в приближении внезапности . . . . .	207
<b>2. Модели полного слияния ядер</b> . . . . .	215
2.1. Модель критического расстояния . . . . .	215
2.2. Классическая динамическая модель, учитывающая трение поверхностей ядер . . . . .	218
2.3. Классическая динамическая модель с трением и учетом вращения ядер . . . . .	220
2.4. Модель с поверхностным трением и динамической деформацией ядер . . . . .	223
2.5. Макроскопическая динамическая модель Святецкого . . . . .	226
2.6. Флуктуационно-диссипативная модель . . . . .	230
2.7. Модель коллективизации нуклонов . . . . .	232
<b>3. Концепция двойной ядерной системы для процесса полного слияния ядер</b> . . . . .	235
3.1. Основы концепции . . . . .	235
3.2. Особенности слияния массивных ядер . . . . .	237
3.3. Сечение образования ядер тяжелых и сверхтяжелых элементов . . . . .	239
3.4. Модель конкуренции каналов полного слияния и квазиделения в симметричных ядерных реакциях . . . . .	241
3.5. Модели конкуренции между полным слиянием и квазиделением для асимметричных ядерных реакций . . . . .	242
<b>4. Анализ реакций синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов в рамках концепции двойной ядерной системы.</b> . . . . .	247
4.1. Реакции горячего и холодного слияния . . . . .	247
4.2. Сечения образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в реакциях холодного слияния . . . . .	248
4.3. Энергия возбуждения составного ядра в реакциях холодного слияния . . . . .	250
4.4. Сечения образования сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами $^{48}\text{Ca}$ . . . . .	251

4.5. О возможности использования симметричных ядерных реакций для синтеза сверхтяжелых элементов . . . . .	252
<b>5. Квазиэмиссия <math>\alpha</math>-частиц в процессе слияния массивных ядер . . . . .</b>	<b>254</b>
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>258</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>260</b>

## **Получение ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами**

<b>Предисловие . . . . .</b>	<b>264</b>
<b>1. Введение . . . . .</b>	<b>265</b>
1.1. Немного истории . . . . .	265
1.2. Условия, необходимые для изучения ядер, удаленных от области стабильности . . . . .	266
1.3. Роль тяжелых ионов в исследовании ядер, удаленных от области стабильности . . . . .	267
1.4. Краткое содержание обзора . . . . .	268
<b>2. Получение ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях полного слияния . . . . .</b>	<b>269</b>
2.1. Нейтронодефицитные ядра . . . . .	269
2.2. Выделение и идентификация продуктов полного слияния ядер . . . . .	280
2.3. Новые явления и нуклиды в реакциях полного слияния . . . . .	299
<b>3. Получение ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях многонуклонных передач . . . . .</b>	<b>306</b>
3.1. Первые шаги . . . . .	306
3.2. Реакции многонуклонных передач и получение ядер, удаленных от области стабильности . . . . .	311
3.3. Выделение и идентификация ядер, удаленных от области стабильности, — продуктов многонуклонных передач . . . . .	323
3.4. Новые нуклиды, полученные в реакциях многонуклонных передач, изучение их свойств . . . . .	332
<b>4. Фрагментация налетающего ядра как способ получения ядер, удаленных от области стабильности . . . . .</b>	<b>343</b>
4.1. Релятивистские энергии . . . . .	343
4.2. Промежуточные энергии . . . . .	356
<b>5. Заключение . . . . .</b>	<b>373</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>376</b>
<b>Послесловие . . . . .</b>	<b>385</b>

Научное издание

Волков Вадим Васильевич

**ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ  
Избранные работы**

2012-21

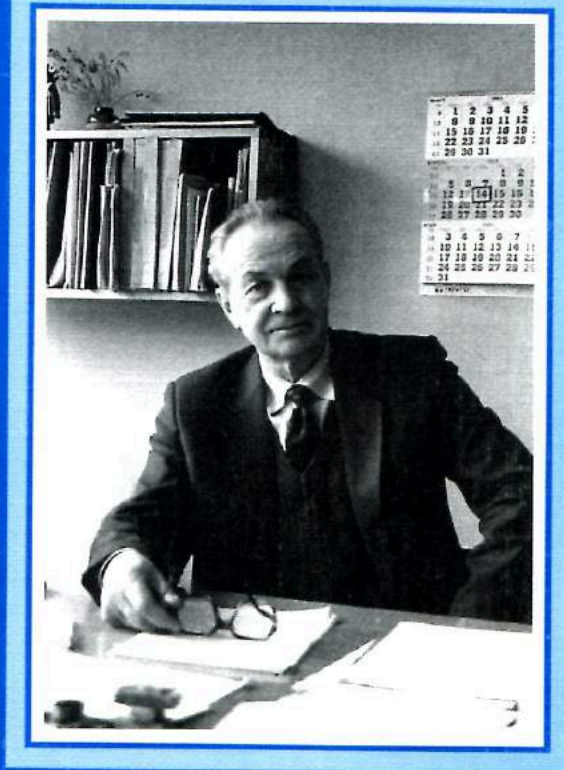
Редакторы *Е. В. Калининкова, А. Н. Шабашова*  
Компьютерная верстка *И. Г. Андреевой, Е. М. Граменицкой*

Подписано в печать 14.06.2012.

Формат 60 × 90/16. Усл. печ. л. 24,5. Уч.-изд. л. 29,5. Тираж 400. Заказ № 57675.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6  
E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)  
[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)





Вадим Васильевич Волков (р. 1923) — профессор, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований (Дубна). Лауреат Государственной премии СССР и Международной премии им. академика Г. Н. Флерова. Более пятидесяти лет занимается исследованием ядерно-физических процессов в реакциях с тяжелыми ионами. Соавтор открытия нового класса ядерных реакций с тяжелыми ионами — глубоконеупругих передач. Впервые с сотрудниками использовал многонуклонные передачи для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов. Предложил оригинальный подход для интерпретации механизма слияния двух атомных ядер в составное ядро. Автор и соавтор более 150 научных публикаций. Автор первой монографии о реакциях глубоконеупругих передач. Два его обзора, посвященные реакциям глубоконеупругих передач и получению ядер, удаленных от области стабильности, опубликованы за рубежом на английском языке. Указом президента Российской Федерации от 23 марта 2006 г. был награжден орденом Почета за большой вклад в развитие науки.