

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ФИЗИКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В. Л. Михеев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор основных методов, применяемых для исследования ядерных реакций и продуктов реакций с тяжелыми ионами при энергиях до ~ 10 Мэв/нуклон. Рассмотрены метод ΔE , E , время-пролетная методика, магнитный анализ, многопараметровые измерения. Дано описание методов сбора атомов отдачи и способов идентификации продуктов слияния. Кратко изложены методы доплеровского смещения и эффекта теней для измерения времени жизни ядерных состояний. Проанализированы некоторые особенности работы полупроводниковых детекторов и возможности фотометода и твердотельных детекторов при регистрации тяжелых ионов.

A review of the main methods for an investigation of heavy ion reactions and their products at energies up to 10 MeV/nucleon is presented. The ΔE , E , time-of-flight, magnetic analysis techniques and multiparameter measurements are described. The methods of collecting recoil atoms and identifying complete fusion products are considered. The use of the Doppler-shift method and using of the shadow (blocking) effect to measure the lifetimes of nuclear states is briefly described. Some features of semiconductor detectors and possibilities of photo-emulsions and solid state track detectors in heavy ion physics are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Физика тяжелых ионов — это изучение механизмов и продуктов ядерных реакций, вызываемых ионами элементов тяжелее гелия. Наиболее хорошо изучены ядерные реакции на тяжелых ионах с энергиями до ~ 10 Мэв/нуклон. Энергия ионов 10 Мэв/нуклон обеспечивает преодоление кулоновского барьера при взаимодействии с ядрами всех элементов Периодической таблицы элементов Д. И. Менделеева вплоть до самых тяжелых. Ввиду трудностей получения пучков тяжелых ионов, исследования ядерных реакций, вызываемых ими, начались существенно позже, чем с более легкими частицами [1, 2].

В настоящее время физика тяжелых ионов представляет собой бурно развивающуюся область науки. В значительной степени это связано с исследованиями, проводимыми в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [3, 4]. Хотелось бы упомянуть лишь основные результаты: синтез трансурановых элементов с атомными номерами Z от 102 до 107, открытие спонтанно-делящихся изомеров,

обнаружение излучателей запаздывающих протонов и эффекта запаздывающего деления ядер, открытие глубоконеупругих реакций передач нуклонов. Реакции с тяжелыми ионами позволяют изучать ядра с предельно большими угловыми моментами и синтезировать сверхтяжелые ядра в гипотетической новой области стабильности ($Z \approx 114$).

В последние годы с вводом в строй новых ускорителей тяжелых ионов стало возможным изучение ядерных реакций под действием ионов практически всех элементов вплоть до взаимодействия урана с ураном [5]. На базе ускорения тяжелых ионов до энергий *Гэв/нуклон* начала развиваться релятивистская ядерная физика [6]. На пучках ионов с энергиями ~ 1 *Мэв/нуклон*, не превышающими кулоновский барьер, существенно новые для атомной физики результаты получены при изучении квазиатомов и квазимолекул [7]. Изучение сверхтяжелых квазиатомов, образующихся при взаимодействии урана с ураном, позволяет проверить принципы квантовой электродинамики в условиях сверхсильных электрических полей.

Экспериментальные методы физики тяжелых ионов развиваются в тесном взаимодействии с методами исследования ядерных реакций на более легких частицах в области малых, и средних, и высоких энергий. Однако они имеют и свою специфику, связанную с большим количеством продуктов в выходных каналах, высокой ионизирующей способностью и, соответственно, малыми пробегами частиц, широким спектром зарядовых состояний ионов.

В настоящем обзоре основное внимание уделено последним методическим разработкам, используемым на пучках тяжелых ионов с энергиями ≤ 10 *Мэв/нуклон*. По некоторым вопросам, в особенности связанным с идентификацией продуктов реакций, существуют отдельные обзоры [8, 9, 10]. Поскольку число исследований в области тяжелых ионов все возрастает, направления исследований все более разветвляются, целесообразно описать здесь, хотя бы кратко, максимально широко уже разработанные методики.

1. ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

Основные виды взаимодействия тяжелых ионов с ядрами схематически приведены на рис. 1. При наибольших прицельных параметрах и, соответственно, наибольших входных орбитальных угловых моментах, происходит преимущественно упругое и неупругое рассеяние. Траектории частиц соответствуют в основном чисто кулоновскому взаимодействию.

При орбитальных моментах, близких к моменту l_0 , который соответствует касательному взаимодействию, наряду с рассеянием происходят квазиупругие реакции передачи небольшого числа

нуклонов. Значение этого момента можно определить из соотношения

$$l_0 = 0,220 R \sqrt{\mu (E_{\text{ц. м}} - B_{\text{ц. м}})},$$

где l_0 — момент, измеряемый в единицах \hbar ; R — сумма радиусов ядер в единицах 10^{-13} см; $E_{\text{ц. м}}$ и $B_{\text{ц. м}}$ — исходная кинетическая

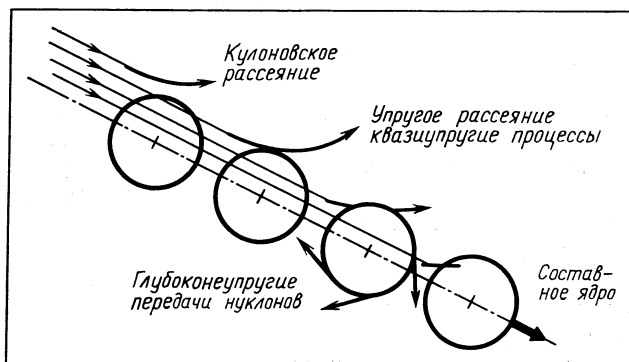


Рис. 1. Схема основных процессов взаимодействия тяжелых ионов с ядрами в зависимости от прицельного параметра.

Толстые стрелки отражают типичные варианты направлений вылета продуктов взаимодействия

энергия и кулоновский барьер в системе центра масс, $M\text{эв}$; μ — приведенная масса, а. е. м.

Угловые распределения продуктов для тяжелых ядер-мишеней характеризуются максимумами в районе угла $\theta_{\text{ц. м}}$, соответствующего кулоновскому рассеянию при касательном столкновении, когда расстояние минимального сближения между ядрами $R_{\text{мин}} = R$. Угол $\theta_{\text{ц. м}}$ можно найти из соотношения

$$R = R_{\text{мин}} = 0,72 \frac{Z_1 Z_2}{E_{\text{ц. м}}} \left(1 + \frac{1}{\sin \theta_{\text{ц. м}}/2} \right),$$

где Z_1 и Z_2 — атомные номера взаимодействующих ядер. Для легких ядер с массовыми числами $A \lesssim 50$, когда относительное значение кулоновского взаимодействия по сравнению с ядерным существенно уменьшается, угловые распределения характеризуются сильно выраженной осцилляторной структурой.

При переходе от l_0 к критическому угловому моменту, ниже которого основным процессом в выходном канале является образование составного ядра, начинает нарастать роль глубоконеупругих передач нуклонов. Этот процесс впервые был четко выявлен в экспериментах, выполненных в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, на относительно легких бомбардирующих частицах ^{14}N ,

^{22}Ne , ^{40}Ar [11, 12]. На более тяжелых частицах ^{84}Kr , ^{136}Xe глубоко-неупругие передачи нуклонов дают основной вклад в полное сечение взаимодействия [13]. Глубоконеупругое взаимодействие характеризуется почти полной диссипацией исходной кинетической энергии, что приводит к образованию в выходном канале двух продуктов с энергиями, соответствующими их выходным кулоновским барьерам. При глубоконеупругих взаимодействиях могут переходить от ядра к ядру десятки нуклонов. Угловые распределения продуктов в зависимости от исходной кинетической энергии и степени перестройки ядер могут меняться от формы с максимумом в районе угла $\theta_{\text{ц.м}}$ до направленных вперед и даже близких к изотропным. Видимо, той же области исходных орбитальных угловых моментов, что и глубоконеупругие передачи нуклонов, соответствуют и многочастичные процессы. Вклад их в полное сечение реакции при энергиях $\lesssim 10$ Мэв/нуклон меньше, чем двухтельных процессов.

При угловых моментах, меньших критического, происходит полное слияние исходных ядер. Без учета процессов девозбуждения угловые распределения составных ядер характеризуются точной направленностью по исходному пучку ионов в соответствии с законом сохранения импульса. Испарение нейтронов, протонов и, в особенности, α -частиц, приводит к тому, что угловое распределение составных ядер, измеренное экспериментально, характеризуется максимумом под углом в несколько градусов к направлению исходного пучка [14, 15].

2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

В общем случае экспериментальные методы исследования механизмов и продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами сводятся к идентификации продуктов в выходном канале по Z , A , определению их энергетических состояний и времен жизни, измерению угловых и энергетических распределений в зависимости от энергии и типа бомбардирующих частиц и мишеней.

Несколько условно методы исследования реакций с тяжелыми ионами можно разделить на методы исследования реакций неполного слияния и исследования реакций полного слияния. Четкой грани между этими методами, конечно, не существует. Некая специфика в исследовании реакций неполного слияния по сравнению с реакциями полного слияния связана с различием в их угловых распределениях (см. рис. 1). Продукты реакций неполного слияния, как правило, отделяются от пучка просто за счет несовпадения направлений их вылета с направлением пучка. Это обстоятельство позволяет наиболее просто реализовать возможности исследования продуктов ядерных реакций на лету после

выхода их из мишени за счет импульса бомбардирующей частицы.

ΔE , E -метод

Начало широкому использованию ΔE , E -метода в физике тяжелых ионов было положено пионерской работой [16]. Уравнение Бете — Блоха для удельных потерь энергии тяжелой заряженной частицы в общем случае имеет следующий вид [8]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi n \frac{e^4 q_{\text{эф}}^2}{mv^2} \left\{ \ln \left[\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right] - \beta^2 - S - D \right\},$$

где n — число электронов на 1 см^3 в поглотителе; e и m — заряд и масса электрона; $q_{\text{эф}}$ — эффективный заряд иона в единицах заряда электрона; v — скорость иона; β — отношение v к скорости света; I — средний ионизационный потенциал поглотителя; S — оболочечная поправка; D — поправка на плотность.

Если пренебречь энергетической зависимостью логарифмического члена, то легко получить $E dE \sim E \Delta E \sim A q_{\text{эф}}^2 \sim AZ^2$, где A — массовое число регистрируемой частицы; переход от dE к ΔE отражает конечное значение потерь энергии в реальном поглотителе, роль которого играет ΔE -детектор. Таким образом, проводя измерения двух параметров E и ΔE , можно получать значения $A q_{\text{эф}}^2$. Величина $q_{\text{эф}} \ll Z$ и зависит от Z , скорости иона и тормозящей среды. В реальных измерениях дискретность Z обеспечивает и дискретность $q_{\text{эф}}$. Учитывая практически всегда имеющуюся возможность калибровки по упругорассеянным исходным частицам с известными значениями Z и A , а также то, что Z и A продуктов представляют собой последовательные целые числа, в двухпараметровых измерениях ΔE , E удается надежно провести идентификацию регистрируемых событий. Часть двумерного спектра ΔE , E , который получен при облучении ^{232}Th ионами ^{22}Ne с энергией 174 Мэв на телескопе из кремниевых детекторов в экспериментах, выполненных в ЛЯР ОИЯИ [11], приведена на рис. 2. Надежность идентификации элементов не вызывает сомнения. Задача выделения отдельных изотопов в этих экспериментах не ставилась.

В качестве параметра идентификации PI используется, как правило, не прямо произведение $E \Delta E$, а некие другие комбинации этих величин, позволяющие исключить зависимость PI от энергии:

1) $PI = \Delta E(E + a\Delta E + b)$, где a и b — экспериментально подбираемые параметры. Примером могут служить данные на рис. 3 из работы [17];

2) $PI = \Delta x/a = [(E + \Delta E)^n - E^n]$. Это выражение получено на основе эмпирической зависимости пробега от энергии $R = aE^n$, где a — константа, зависящая от типа частицы; $n = 1,73$ для широкой области частиц и энергий [18]; Δx — толщина ΔE -детектора. Дальнейшее развитие такого подхода в работе [19] привело

к выражению $PI = \{(E + \Delta E)/K\}^n - (E/K)^n\}^{1/2}$, где $n = b - c\Delta E/(\Delta xE)$, причем b и c — константы, подбираемые эксперимен-

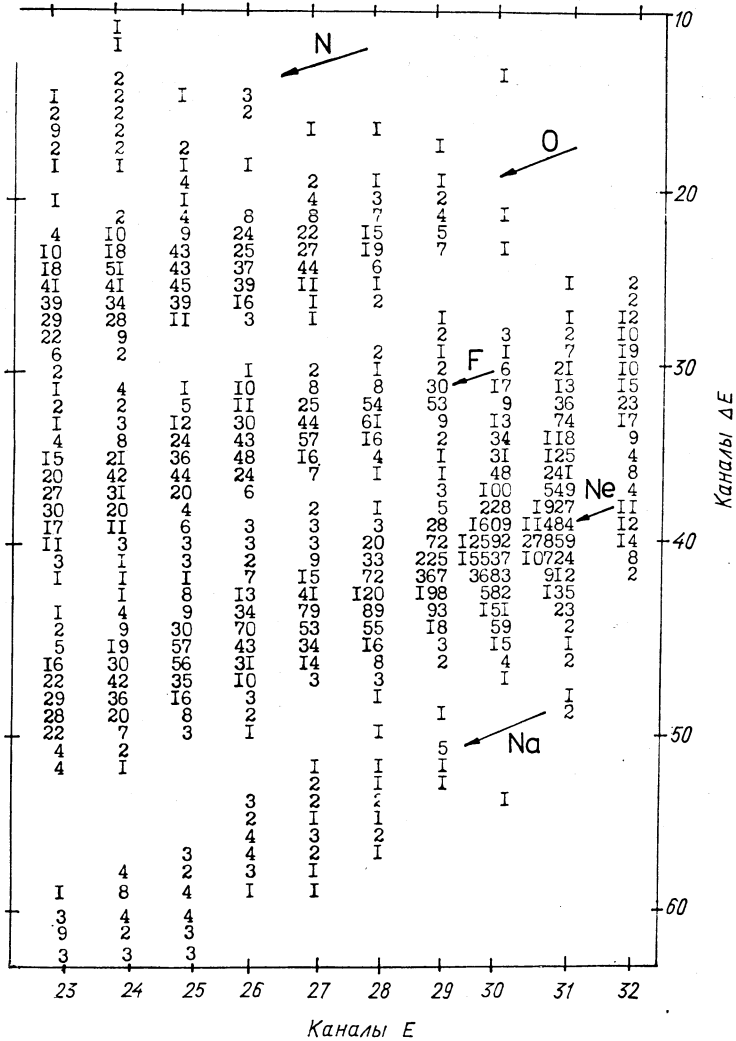


Рис. 2. Часть двумерного спектра, полученного под углом 40° к пучку при облучении ^{232}Th ионами ^{22}Ne с энергией 174 Мэв. Телескоп из кремниевых детекторов. Толщина детектора $\Delta E = 27$ мкм

тально из условий наилучшего исключения зависимости PI от E ; K — нормировочная константа, связанная с числом каналов в регистрирующей электронной системе.

В некоторых работах вместо аппроксимации кривых пробег — энергия аналитическими зависимостями используется экспериментальное соотношение пробег — энергия $R = f(E)$, которое вводится в ЭВМ и используется для идентификации частиц [20];

3) $PI = \Delta E + KE$. Это выражение использовалось, например, в работе [21]. Оно предполагает линейную зависимость типа $\Delta E = E_0 - KE$ в двумерных спектрах, где K — экспериментально подбираемая константа, зависящая от Δx . Это соотношение удобно при регистрации продуктов в относительно нешироких энергетических интервалах. Приведенные выражения далеко не исчерпывают всех возможных вариантов составления выражений для PI , но являются наиболее широко распространенными.

ΔE -Детекторы. Широкое

применение в качестве ΔE -детекторов получили тонкие плоскопараллельные кремниевые поверхностно-барьерные ΔE -детекторы и газовые ионизационные камеры. Типичные толщины детекторов из кремния составляют 10—100 мкм. По опубликованным данным [22] для детекторов с толщиной ~ 60 мкм наибольшая чувствительная поверхность составляет около 3 см². Чувствительная поверхность детекторов с толщиной < 10 мкм, как правило, не превышает нескольких десятков мм². Так, самый тонкий из известных по опубликованным данным [23] ΔE -детектор толщиной 1,7 мкм имеет чувствительную поверхность 7 мм². С уменьшением толщины детекторов резко возрастает их относительная неоднородность по толщине. Это приводит к существенному ухудшению энергетического разрешения. Так, уже упоминавшийся ΔE -детектор толщиной 1,7 мкм имеет неоднородность по толщине ~ 20%. Рекордным результатом для кремниевых детекторов можно считать получение на детекторе толщиной 3,8 мкм с ионами ⁴⁰Ag энергетического разрешения 3%, что практически совпадает с лучшими результатами, определенными на существенно более толстых детекторах [24].

Ускорение все более тяжелых ионов, таких как Kr, Xe, привело к необходимости разработки ΔE -детекторов, удовлетворяющих ряду довольно жестких требований. Эффективная толщина детекторов при работе на наиболее тяжелых ионах не должна превышать ~ 10 мкм кремниевого эквивалента из-за высоких удельных

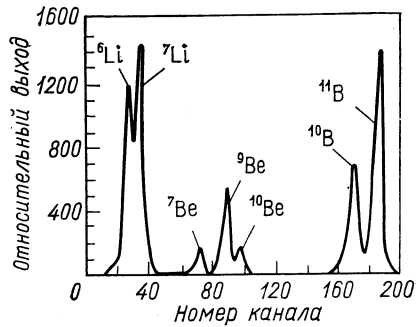


Рис.3. Изотопное распределение продуктов взаимодействия ¹¹B (115,5 Мэв) с ¹²C.

Детектор ΔE — ионизационная камера; параметр идентификации $\Delta E' (E + \alpha \Delta E + b)$

потерь энергии регистрируемых частиц. Энергетическое разрешение должно обеспечивать разделение элементов вплоть до $Z \approx 50$. Требование высокой эффективности регистрации приводит к необходимости иметь чувствительную поверхность $\geq 1 \text{ см}^2$.

Всем этим требованиям в значительной степени удовлетворяют специально разработанные газовые ионизационные камеры. Типичные конструкции ионизационных камер типа ΔE , разработанных в последние годы, описаны в работах [25—28]. Эффективная толщина рабочего газа в них эквивалентна, как правило, нескольким микронам кремния. Входное окно, изолирующее газ от вакуумного объема ускорителя, можно сделать довольно тонким. Так, в работе [26] в качестве входного окна использовалась пленка рагулен С толщиной 16 мкг/см^2 . На поддерживающей сетке с прозрачностью 97% с окном площадью $10 \times 25 \text{ мм}^2$ эта пленка выдерживает давление до 40 тор . Остаточная энергия частиц E измеряется полупроводниковым детектором, находящимся прямо в рабочем газе и образующем заднюю границу объема газа, через который проходит регистрируемая частица.

При разработке ионизационных камер с максимально высоким разрешением по Z оказалось, что вместо наиболее широко используемой газовой смеси 90% аргон + 10% метан лучше использовать чисто метановое наполнение. По данным работы [29] получаемое при этом относительноное улучшение энергетического разрешения составляет около 20%. В этой работе при регистрации ионов ^{129}Xe с энергией 180 Мэв ионизационной камерой типа ΔE с метановым наполнением было получено разрешение по атомному номеру $\Delta Z/Z = 0,9/54$ (FWHM). Частицы теряли в ΔE -детекторе 30% исходной энергии.

Улучшение разрешения при регистрации тяжелых ионов в ионизационных камерах с чисто метановым наполнением, по-видимому, связано с использованием существенно более высоких напряжений на электродах, чем для смеси аргон + метан [30]. Повышение напряженности электрического поля приводит к уменьшению рекомбинации носителей заряда в треке сильноионизирующей частицы.

О предельных возможностях ΔE , E -метода. Все параметры идентификации в ΔE , E -методе так или иначе пропорциональны произведению $P = AZ^2$. Поэтому пределы разрешения по Z оказываются вдвое выше пределов разрешения по A :

$$\frac{dP}{dA} \frac{1}{P} = \frac{1}{A}; \quad \frac{dP}{dZ} \frac{1}{P} = \frac{2}{Z}.$$

В соответствии с этим наилучшие результаты в ΔE , E -методе в настоящее время связаны с разделением по A вплоть до $A = 21$ (изотопы кислорода) и по атомному номеру вплоть до $Z \approx 60$ [31, 32]. Полученные в этих работах результаты представлены на

рис. 4. Уже для разделения изотопов кислорода одного ΔE -детектора оказалось недостаточно и был использован телескоп с двумя ΔE -детекторами. Два детектора позволяют сравнением амплитуд импульсов улучшить соотношение пик — провал в амплитудных спектрах за счет дискриминации событий, дающих в одном из детекторов импульсы заниженной амплитуды из-за каналирования и неполного сбора носителей заряда. Дальнейшее продвижение в идентификации по A более целесообразно осуществлять с помощью время-пролетной техники.

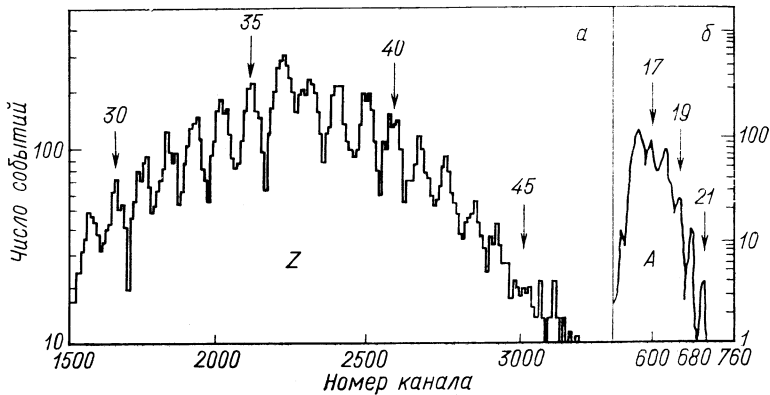


Рис. 4. Разделение по Z продуктов реакции $^{159}\text{Tb} + ^{86}\text{Kr}$ (620 Мэв), полученное под углом 20° с помощью телескопа из ионизационной камеры ΔE и кремниевого детектора [31] (а) и разделение по A изотопов кислорода, полученных при взаимодействии $^{197}\text{Au} + p$ (3 Гэв) [30] (б)

Что же касается идентификации продуктов ядерных реакций по Z , то до настоящего времени ΔE , E -метод в этом отношении остается наиболее универсальным. Однако выделение отдельных элементов в области $Z \gtrsim 50$ требует уже применения специальных математических методов при обработке первичных двумерных спектров [32].

Пределы разрешения по Z , A в ΔE , E -методе определяются энергетическим разрешением ΔE - и E -детекторов. Для наилучшего энергетического разрешения в обоих детекторах толщину ΔE -детектора подбирают так, чтобы в нем выделялась примерно половина энергии регистрируемой частицы. При этом можно ожидать разрешения в ΔE - и E -детекторах с учетом статистики образования носителей зарядов $\sim 1\%$ [33].

Однако определяющим фактором для разрешения ΔE -детекторов является энергетический стрегглинг, связанный с флуктуациями ионного заряда [34]. Флуктуации ионного заряда приводят к ухудшению разрешения примерно в 2,5 раза по сравнению с тем,

что можно ожидать из статистики образования носителей заряда при ионизации.

Соответственно, идентификация элементов с $Z \geq 50$ в ΔE , E -методе требует специальных мер, например, использования нескольких последовательно расположенных ΔE -детекторов, как это уже использовалось для улучшения разделения продуктов по A .

Время-пролетный метод

Измерение массы по времени пролета t определяется выражением $M = 2Et^2/d^2$, где d — пролетная база. Отсюда точность определения массы

$$(\delta M/M)^2 = (\delta E/E)^2 + (2\delta t/t)^2 + (2\delta d/d)^2.$$

При регистрации неперделньо тяжелых ионов $\delta E/E \lesssim 1\%$ значение $\delta d/d$ пренебрежимо мало. Поэтому основным фактором, определяющим $\delta M/M$, является временное разрешение $\delta t/t$.

Скорость тяжелых ионов определяется выражением $v = 1,389 \sqrt{E/M}$ см/нсек при E — в Мэв, а M — в а.е.м. При типичной энергии 5 Мэв/нуклон на пути 100 см получаем время пролета 33 нсек. Соответственно, если хотим разрешить массы $M \approx 50$, необходимо иметь временное разрешение $\sim 0,3$ нсек.

Измерение времени пролета между кремниевыми детекторами. Добавление к ΔE , E -методу измерения времени пролета частиц между детекторами, раздвинутыми на несколько десятков сантиметров представляется вполне естественным.

В работе [23] с ΔE -детекторами толщиной 1,7—17 мкм и E -детекторами толщиной 170 мкм было получено временное разрешение 0,1—0,4 нсек. При этом детекторы охлаждались до -20 — -50°C . Охлаждение детекторов увеличивает подвижность носителей, уменьшает токи утечки, позволяет использовать более высокие напряжения смещения. С ростом напряженности электрического поля в детекторе уменьшается время растягивания плазмы в треке сильноионизирующих частиц, которое обратно пропорционально силе электрического поля [35]. При время-пролетных измерениях E -детектор стремятся брать минимально возможной толщины для того, чтобы получить обедненный слой по всей его толщине и обеспечить возможность работы с повышенной напряженностью электрического поля.

Ограниченные размеры ΔE - и E -детекторов приводят к существенным потерям эффективности при увеличении пролетной базы как за счет уменьшения телесного угла, так и за счет многократного рассеяния в ΔE -детекторе. Среднеквадратичный угол многократного рассеяния можно оценить [8] по соотношению

$$\theta = 1,8 \left\{ \frac{3,922 \cdot 10^{-8} \Delta x Z_1 (Z_1 + 1) q_{\Phi}^2}{A_1 E^2} \ln \left[\frac{208,1 \Delta x}{(Z_1^{2/3} + q_{\Phi}^{2/3})} \frac{Z_1 + 1}{A_1 Z_1} \right] \right\}^{1/2},$$

где A_1 , Z_1 относятся к рассеивающему материалу толщиной Δx мкг/см^2 , E измеряется в Мэв .

По оценкам в работе [23] многократное рассеяние в ΔE -детекторе толщиной $1,7 \text{ мкм}$ и площадью 7 мм^2 приводит к тому, что на E -детектор площадью 200 мм^2 , удаленный на 50 см , не попадает 40% осколков деления ^{252}Cf , которые идут перед ΔE -детектором строго по линии, соединяющей центры ΔE - и E -детекторов.

Ограничения в эффективности регистрации, а также не всегда имеющаяся возможность совмещения в одном детекторе функций измерения амплитуды и времени привели к использованию в качестве датчиков нуля времени не ΔE -детекторов, а специальных устройств.

Тонкие сцинтилляционные пленки. Целый ряд пластмассовых сцинтилляторов с временами высвечивания $\sim 1 \text{ нсек}$ [36] можно получить в виде пленок тоньше 1 мкм , которые тем не менее при регистрации тяжелых ионов дают световой выход, достаточный для получения временного разрешения лучше 1 нсек . Типичные детекторы такого типа описаны в работах [37—39]. Серьезной проблемой здесь является доведение относительно небольшого числа фотонов со сцинтиллятора до фотокатода ФЭУ. Обычно используют или крепление пленки между половинками световода с отверстием для пучка частиц [37], или полусферическое зеркало, собирающее свет на фотокатод [38, 39]. Пленки необходимой толщины довольно просто изготовить прямо в лаборатории [39]. В качестве критерия необходимой толщины пленки может служить вывод работы [39] о том, что оптимальная толщина пленки, выше которой временное разрешение не улучшается, соответствует потерям энергии $\sim 600 \text{ кэв}$.

В реальных системах на телескопах из тонкой пленки, дающей стартовый временной сигнал, и кремниевых детекторов, дающих стоп-сигнал, получено временное разрешение около $0,3 \text{ нсек}$ [38, 39].

Эмиссия электронов из тонких фольг. Эффект эмиссии электронов из тонких фольг при прохождении через них тяжелых ионов получает все более широкое применение во время-пролетных измерениях. Энергетический спектр этих электронов практически весь укладывается в диапазон до 10 эв [40, 41]. По данным [41] наиболее вероятная энергия вторичных электронов из Al -фольги толщиной 25 мкг/см^2 составляет для α -частиц $\sim 1,8 \text{ эв}$, а для осколков деления $\sim 0,3 \text{ эв}$.

Выходы вторичных электронов хорошо коррелируют с удельными ионизационными потерями энергии частиц [42]. При использовании достаточно тонких фольг (углерод 6 мкг/см^2) выход из двух фольг более, чем вдвое превышает выход электронов из одной фольги. Это обусловлено размножением относительно более энергичных электронов.

Экспериментальные данные о числе вторичных электронов, образуемых в углеродных пленках различными ионами, приведены на рис. 5 [42]. Число вторичных электронов, эмиттируемых углеродной фольгой 6 мкг/см^2 , уже при $Z = 16$ составляет около 100. Система из нескольких фольг может служить для определения Z частицы по числу вторичных электронов с точностью, приближающейся к точности ΔE -детекторов.

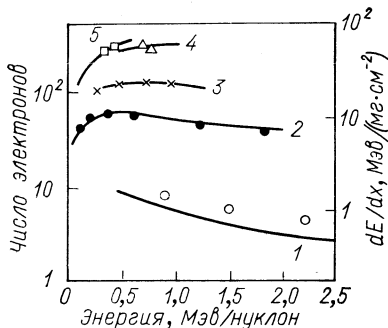


Рис. 5. Зависимость выхода вторичных электронов от атомного номера и энергии тяжелых ионов:

1 — He ($Z = 2$), 2 — O ($Z = 8$), 3 — S ($Z = 16$), 4 — Tc ($Z = 43$), 5 — Cs ($Z = 55$). Цифры выхода получены вычитанием эффекта от одной фольги углерода толщиной 6 мкг/см^2 из эффекта от двух фольг. Кривые представляют собой расчеты удельной ионизации в соответствии с работой [69], отнормированные на выход электронов для серы

При использовании вторичных электронов для временных измерений важно обеспечить изохронность движения электронов от области их образования до области детектирования. Это достигается увеличением скорости электронов путем их ускорения до $1\text{--}10 \text{ кэв}$, а также тщательным подбором геометрии электрических и магнитных полей, в которых движутся электроны. Для регистрации вторичных электронов во временных измерениях используются сцинтилляционные и кремниевые детекторы, открытые электронные умножители, каналовые электронные умножители и микроканальные пластины.

В работе [43] детектор нуля времени представлял собой Al-фольгу толщиной $0,5 \text{ мкм}$ под потенциалом 20 кв . Вторичные электроны из фольги регистрировались двумя сцинтилляционными счетчиками в совпадении. Стоп-сигнал брался от кремниевого детектора. Временное разрешение было реализовано $\sim 2 \text{ нсек}$.

При регистрации кремниевым поверхностно-барьерным детектором вторичных электронов, ускоренных до $18\text{--}24 \text{ кэв}$, было получено временное разрешение $\sim 0,3 \text{ нсек}$ [44]. При использовании приборов, прямо размножающих попадающие в них электроны, оказывается достаточным ускорения электронов из фольги примерно до 1 кэв . При этом с помощью открытого электронного умножителя было реализовано временное разрешение $\sim 1 \text{ нсек}$ [45]. а с помощью каналового электронного умножителя $\sim 0,35 \text{ нсек}$ [46].

Наиболее совершенными устройствами для регистрации вторичных электронов, по-видимому, следует считать микроканальные пластины [47, 48]. С их помощью в работе [49] было получено

временное разрешение 0,08 *нсек* для ионов ^{16}O с энергией 100 *Мэв*. Схема их использования для регистрации вторичных электронов представлена на рис. 6.

Ввиду относительной новизны этих приборов дадим их краткое описание. Микроканальная пластина изготавливается вырезанием пластинки толщиной ~ 1 мм из пакета сваренных между собой стеклянных капилляров с внутренним диаметром 10–50 *мкм*. Диаметр всего пакета при этом может достигать 50 *мм*. Поверхность обычной микроканальной пластины перпендикулярна оси капилляров. Пластина затем экспонируется в химически активной атмосфере для получения проводимости стенок капилляров (10^{10} – 10^{12} *ом/канал*). Слегка проводящая поверхность стенок каналов при подаче напряжения ~ 1 *кв* образует непрерывную усилительную делительно-динодную систему с усилением 10^3 – 10^4 . Непосредственно измеряемый сигнал берется с коаксиального заземленного анода, в который попадают разномноженные электроны, выйдя из каналов.

Усиление, получаемое на одиночной пластине, ограничивается паразитной эмиссией положительных ионов. Эти ионы образуются за счет ионизации электронами остаточного газа на выходном конце канала.

После образования ионы ускоряются ко входному концу канала, где они выбивают электроны из стенок. Электроны ускоряются уже обычным путем. Происходит насыщение пластины. Проблема фона от положительных ионов была решена созданием так называемых шевронных микроканальных пластин.

Шевронные пластины представляют собой сложенную вместе обычную пластину и вырезанную под углом $\sim 15^\circ$ к оси капилляров. Положительные ионы, образованные на выходе обычной пластины, в отличие от электронов движутся по прямой линии и не могут достичь входа пластины, вырезанной под углом. Обе пластины работают с усилением 10^3 – 10^4 . Электроны от положительных ионов усиливаются в одной пластине, а электроны от рабо-

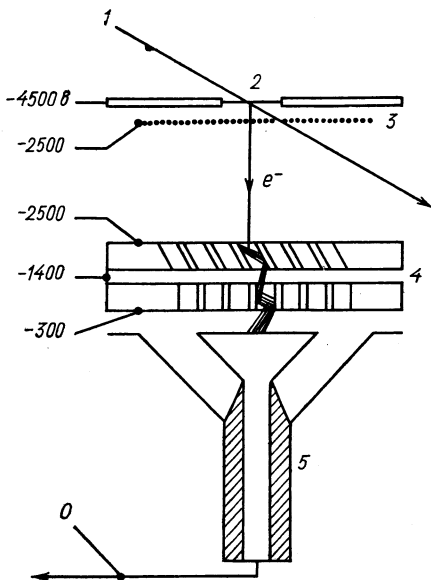


Рис. 6. Схема регистрации вторичных электронов с помощью микроканальных шевронных пластин:

1 — частица; 2 — тонкая фольга; 3 — ускоряющая сетка; 4 — микроканальные пластины; 5 — коаксиальный анод

чего сигнала в обеих пластинах. Этого оказывается достаточно для подавления фона.

Плоскопараллельные лавинные счетчики. В последние годы в физике тяжелых ионов для временных измерений начали применяться плоскопараллельные лавинные счетчики (ППЛС) [50], которые состоят обычно из двух тонких пластиковых металлизированных пленок, закрепленных параллельно одна другой на расстоянии 1—3 мм. На пленки подана разность потенциалов около нескольких сот вольт. Ионизирующие частицы проходят счетчик примерно перпендикулярно поверхности пленок и образуют электрон-ионные пары в объеме рабочего газа между пленками. В имеющемся сильном однородном электрическом поле развивается таунсендовская лавина. При этом число вторичных электронов

$$n(d) = n_0 \exp(\alpha d),$$

где n_0 — число первичных электронов; d — путь дрейфа; α — первый коэффициент Таунсенда. Коэффициент α представляет собой среднюю вероятность ионизации на единицу длины пути и является функцией приведенной напряженности электрического поля

$$\alpha/P = C \exp[-B/(E/P)],$$

где P — давление газа; C и B — константы для данного газа. При $E/P \approx 500$ в/(см·тор) можно получить газовое усиление $\sim 10^4$. В качестве рабочих газов хорошо показали себя метилал, изобутан, изобутилен, пентан, гептан и их смеси. Наиболее оптимальная область давлений лежит в диапазоне 8—15 тор. При более низких давлениях первичная ионизация становится слишком слабой, при более высоких — возникают трудности с пленками, отделяющими объем, где находится ППЛС, от вакуума. Типичная амплитуда сигнала составляет несколько милливольт. Сигнал можно подразделить на две части: быструю электронную компоненту (время нарастания ~ 2 нсек) и медленную компоненту от положительных ионов (время нарастания ~ 1 мксек).

В работе [50] при регистрации ионов ^{16}O с энергией 25 Мэв с помощью ППЛС площадью 50 см² было получено временное разрешение 0,16 нсек (FWHM).

Изготавливаемые промышленностью пленки толщиной 2—3 мкм за счет относительно небольшого поглощения энергии в них позволяют использовать два последовательно расположенных ППЛС для получения как старт-, так и стоп-сигнала во временных измерениях.

Рабочую площадь ППЛС можно довести до 1 м² с разделением на несколько секций, сигнал с каждой из которых регистрируется отдельно [51, 52]. Это позволяет использовать большие телесные углы и исследовать многочастичные процессы.

Двойное измерение времени пролета. Заслуживающее внимания применение время-пролетного метода найдено в работе [53]. Здесь было применено двойное измерение времени пролета: до поглотителя энергии и после него. Это позволило по времени пролета определить потерю энергии в поглотителе и, следовательно, получить данные для определения Z из временных, а не амплитудных измерений.

Магнитный анализ в комбинации с методами ΔE , E и времени пролета

Применение магнитных спектрометров для исследования механизмов и продуктов реакций с тяжелыми ионами дает ряд преимуществ по сравнению с просто телескопами детекторов. Прежде всего, это возможность пространственно разделить пик упругого рассеяния и продукты ядерных реакций, благодаря различию в магнитной жесткости. Фокусирующие свойства магнитных спектрометров позволяют использовать большие телесные углы при пролетных базах, достигающих нескольких метров. Наивысшая точность при измерении энергетических спектров также обеспечивается магнитными спектрометрами.

Первые модели магнитных спектрометров [54, 55], использованные в экспериментах на пучках тяжелых ионов, позволили получить очень ценную научную информацию, хотя их конструкция недостаточно учитывала специфику работы с тяжелыми ионами. В работе [55] применяли магнитный спектрометр с однорядным полем и двойной фокусировкой второго порядка, который является копией спектрометра, сконструированного для изучения рассеяния электронов с импульсами до 400 Мэв/с [56]. Он имеет следующие основные параметры:

радиус центральной траектории	1,26 м
угол отклонения	70°
максимальное поле	1,8 тл
телесный угол	$3 \cdot 10^{-3}$ ср.
дисперсия по импульсу	12,7 мм/1%
разрешающая способность по импульсу с источником диаметром 10 мм	0,3%

С помощью телескопа кремниевых детекторов, установленного в выходном фокусе спектрометра, можно установить атомный номер частиц вплоть до $Z \approx 20$ и массовое число вплоть до $A \approx 50$.

Двумерный спектр ΔE , E , полученный на телескопе в выходном фокусе магнитного спектрометра при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 290 Мэв, показан на рис. 7 [57]. Каждая группа событий, отмеченная скоплением кружков, соответствует отдельному изотопу в определенном зарядовом состоянии.

Существенное расширение возможностей ΔE , E -телескопа связано с тем, что при выделении магнитным спектрометром частиц с определенной магнитной жесткостью относительное изменение

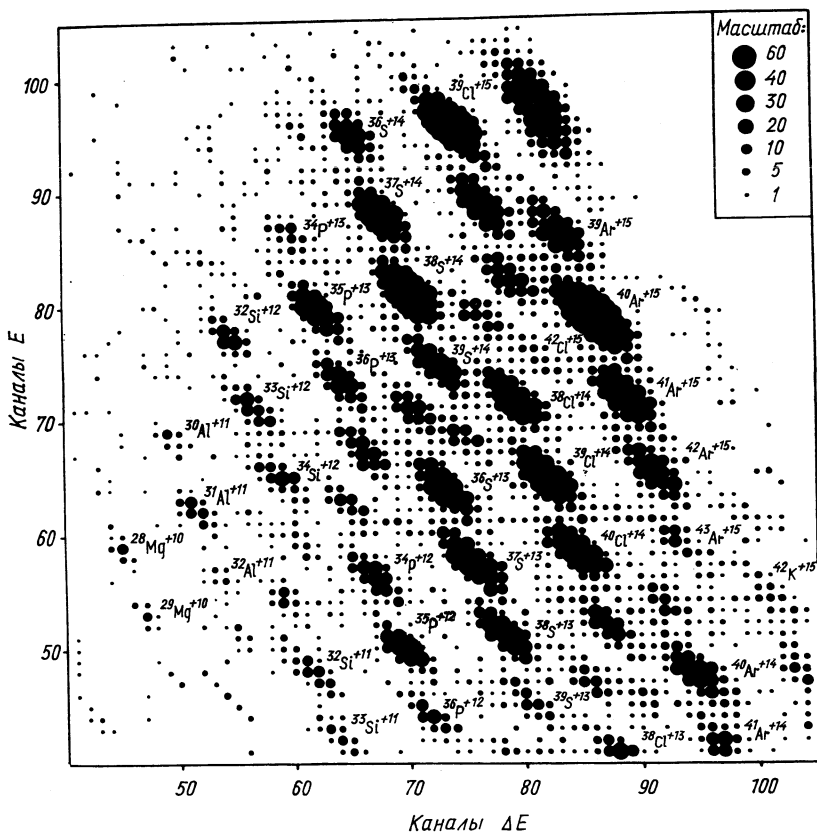


Рис. 7. Двумерный спектр, полученный при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar (290 Мэв).

Телескоп кремниевых детекторов установлен в выходном фокусе магнитного спектрометра. Толщина детектора $\Delta E = 36$ мм.

амплитуд импульсов в ΔE - и E -детекторах при изменении A оказывается существенно большим, чем без предварительного магнитного анализа:

$$d(\Delta E)/\Delta E = 2dA/A; \quad dE/E = -\frac{(E_0/\Delta E) + 2}{(E_0/\Delta E) - 1} \frac{dA}{A},$$

где $E_0 = E + \Delta E$.

В создаваемых в последние годы магнитных спектрометрах учтен ряд особенностей работы с тяжелыми ионами. Прежде всего, учитывается то, что из-за широкого спектра продуктов ядерных реакций по Z , Z_i , A , E необходима сложная конструкция регистрирующего устройства спектрометра. Она должна включать возможность измерения ΔE , E , времени пролета, координат частиц.

В спектрометрах, предназначенных для работы с электронами, протонами зачастую использовался метод регистрации фотопластинками, помещенными в фокальной плоскости. При этом оказывалось удобным иметь фокальную плоскость под углом $\sim 45^\circ$

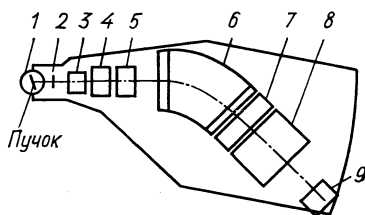
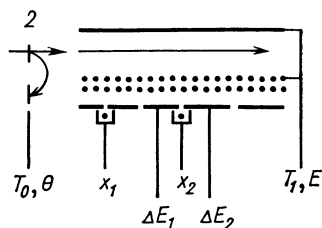


Рис. 8. Схема магнитного спектрометра на ускорителе тяжелых ионов в г. Дармштадте:

1 — мишень; 2 — датчик нуля времени; 3, 7 — секступольные магниты; 4, 5, 8 — квадрупольные магниты; 6 — дипольный магнит; 9 — фокальный газовый детектор, изображенный в нижней части рисунка



к центральной траектории. Для современных приемных многопараметрических устройств значительно удобнее иметь фокальную плоскость перпендикулярную к центральной траектории.

Для время-пролетных измерений необходимо обеспечить максимально возможную изохронность движения частиц в спектрометре. Иначе приходится применять специальные меры по компенсации разброса длин траекторий. Так, в работе [58] компенсация разброса длин была достигнута разработкой детектора нуля времени в виде тонкой сцинтилляционной пленки, расположенной под углом 15° к центральной траектории.

При работе на пучках тяжелых ионов, соизмеримых по массе с массой ядер-мишеней, очень существенна компенсация кинематического изменения энергии продуктов реакций с углом в пределах угла акцептанса. По данным [59] при угле акцептанса $\Delta\theta = 6,5^\circ$ кинематическое изменение энергии составляет $\sim 13\%$ для упругого рассеяния частиц с равной массой на угле 30° , что в сотни раз превышает энергетическое разрешение современных спектрометров. Все эти требования можно выполнить лишь в уже сложной маг-

нитной системе, которая состоит из нескольких элементов, включающей дипольные и квадрупольные магниты и более сложные, обеспечивающие кинематическую компенсацию [59].

По-видимому, наиболее современным типом магнитного спектрометра для тяжелых ионов можно считать спектрометр (рис. 8), разрабатываемый для ускорителя тяжелых ионов в г. Дармштадте (ФРГ) [10, 28]. Основные параметры спектрометра следующие:

магнитная жесткость	3 тл·м.
угол отклонения	45°
общая длина	7,5 м
телесный угол	10 ⁻³ ср.
дисперсия переменная	1,5—6 см/1%
фокальная плоскость	50 см;
	перпендикулярна
	центральной
	траектории
акцептанс по энергии	±33—8,5%
разрешение по энергии	5·10 ⁻⁴
	без кинематической
	компенсации
	10 ⁻³
	с кинематической
	компенсацией
разность длин траектории	6·10 ⁻³
углы регистрации	от -135°
	до +135°
общая масса магнитных систем	30 т
масса платформы	7 т

Система детектирования продуктов реакций в фокальной плоскости является дальнейшим развитием аналогичных систем на магнитных спектрометрах в Беркли [60] и Рочестере [61]. Детектор в фокальной плоскости имеет входное окно 50 × 6 см. Он представляет собой ионизационную камеру с большим количеством электродов, обеспечивающих измерение многих параметров.

Анод камеры разрезан на части, каждую из которых можно использовать для измерения удельной ионизации ΔE . За щелями, разделяющими части анода, расположены пропорциональные счетчики, нити которых обладают высоким сопротивлением. Электроны, образованные тяжелыми частицами, дрейфуют к этим счетчикам по линиям однородного электрического поля и через щели попадают в их чувствительный объем. Методом измерения времени нарастания [62] или деления тока на противоположных концах нити [63] можно определить место прохождения частицы с точностью ~1 мм. Сигналы, соответствующие полной энергии частицы и времени прихода частицы в фокальный детектор, берутся с катода, соединенного с первой сеткой через емкость. Временной стартовый сигнал берется с детектора вторичных электронов, расположенного

на входе спектрометра. Он может быть сконструирован так, чтобы давать информацию о месте прохождения тяжелой частицы и, соответственно, точном значении угла входа в спектрометр в пределах углов акцептанса [64].

Ионизационные детекторы с измерением методами ΔE , E , времени пролета и координат частиц

Последние годы отличаются все более широким применением при изучении ядерных реакций газовых ионизационных детекторов. В физике высоких энергий наиболее характерным прибором такого рода является многопроволочная пропорциональная камера [65]. Эти камеры начинают использоваться и в физике тяжелых ионов. За счет значительно более сильной, чем для элементарных частиц ионизации, создаваемой тяжелыми ионами, в многопроволочных камерах удается наряду с координатами частиц измерять и удельную ионизацию, и полную энергию, и время прихода частиц. Такие детекторы являются своеобразным гибридом многопроволочных и обычных ионизационных камер.

Подробное описание ионизационной камеры, измеряющей полную энергию частиц ΔE , время прихода и две пространственные координаты дано в работе [66]. Полная энергия частиц находится за счет обеспечения полной остановки частицы в рабочем объеме камеры. Энергия ΔE находится с помощью анода, разделенного на несколько частей. Одна из пространственных координат определяется или по амплитуде катодного импульса, или по времени дрейфа электронов от места их образования до сетки Фриша. Другая координата получается с помощью добавочной многопроволочной сетки, помещенной между сеткой Фриша и анодом. Отдельные проволочки добавочной сетки соединены сопротивлениями, что позволяет для определения координаты использовать метод деления заряда. Временной сигнал снимается с катода. Время нарастания сигналов в ионизационной камере велико (~ 1 мксек), но при большом отношении сигнал/шум, что характерно для тяжелых ионов с энергией ~ 100 Мэв, вполне достижимо временное разрешение < 1 нсек.

Наиболее близкий к многопроволочным камерам физики высоких энергий тип детектора использован в спектрометре многочастичных совпадений на ускорителе тяжелых ионов в г. Дармштадте [51, 52]. Спектрометр представляет собой камеру рассеяния диаметром около 3 и высотой около 2,7 м, в которой независимо могут перемещаться по углам два детектора, каждый из которых имеет чувствительную поверхность ~ 1 м². Схема устройства одного из вариантов детекторов приведена на рис. 9. Он представляет собой алюминиевую раму с входным вакуумным окном из хостафана, толщиной 2,5 мм (330 мг/см²), вырезанным из целой ленты шири-

ной 1,5 м. Окно натянуто на поддерживающие проволоки толщиной 200 мкм, идущие через 15 мм. На полной толщине детектора около 5 см расположено пять сеток. Каждая сетка состоит из CuBe проволок толщиной 50 мкм, натянутых через 2 мм. Две из этих сеток с взаимно перпендикулярным расположением проволок используются для определения координат x и y . Проволоки в сетках соединены между собой через сопротивление 100 ом. Съем информации осуществляется методом деления токов с помощью

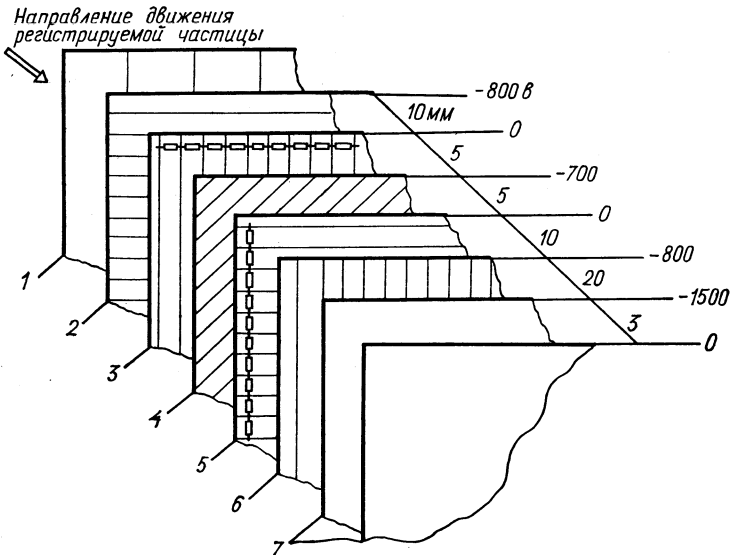


Рис. 9. Схема ионизационного детектора площадью 1 м^2 для измерения двух координат, удельной ионизации и времени пролета:
1 — входное окно, 2, 6 — катоды, 3 — многопроволочный детектор x , 4 — анод, 5 — многопроволочный детектор y , 7 — электроды ППЛС

усилителей, подключенных к проволокам через каждые 80 мм (12 усилителей на 500 проволок в одной плоскости). Полный ток с сигнальных плоскостей служит мерой удельной ионизации частицы ΔE . Две другие сетки используются как катоды, а одна — с диагональным расположением проволок — как анод. Заднюю часть детектора образует ППЛС. Входной электрод представляет собой хорошо натянутую пленку из хостафана толщиной 2,5 мкм, на которую испарением в вакууме нанесен слой золота. Второй электрод — лист плексигласа, на который также напылено золото. Расстояние между электродами ППЛС 3 мм. Ввиду трудностей обеспечения постоянства зазора между электродами ППЛС он выполнен в виде девяти отдельных идентичных детекторов каждый

с рабочей площадью $\sim 0,3 \times 0,3$ м. В свою очередь в каждом из детекторов слой золота на плексигласе напылен полосами шириной несколько сантиметров, электрически изолированными друг от друга. Съем сигнала с каждой из полос осуществляется независимо. Это позволяет увеличить амплитуду и улучшить временные свойства сигналов с ППЛС. Кроме того, такая секционированность ППЛС вместе с секционированным съемом информации на плоскостях x, y позволяет устанавливать факт одновременного образования нескольких частиц в одном акте ядерного взаимодействия. Одним из вариантов рабочего газа является изобутилен при давлении 5—10 тор.

В испытаниях с пучком Кг было получено временное разрешение $\sim 0,5$ нсек и разрешение по измерению удельных потерь энергии 10%. Точность измерения координат составила < 3 мм. В варианте детектора с определением значений координат по методу измерения времени задержки сигнала с отдельных проволок получено пространственное разрешение $\sim 0,5$ мм (FWHM). В существующем варианте детектора полная энергия частиц не измеряется, хотя в принципе это возможно.

3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИЙ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

Как уже отмечалось ранее, особенностью составных ядер, образующихся в реакциях полного слияния, является практическое совпадение направления их вылета из мишени с направлением пучка. При работе с интенсивными пучками остро стоит проблема выделения продуктов взаимодействия из зоны пучка ионов. Здесь и далее имеется в виду изучение продуктов с временами жизни ≤ 1 мин, для которых обычные радиохимические методы выделения из облученных образцов недостаточно быстродействующие.

В экспериментах по изучению реакций и продуктов полного слияния наиболее эффективно используется такая особенность тяжелых ионов, как большой импульс, передаваемый продуктам взаимодействия. Мишень толщиной ~ 1 мг/см², самоподдерживающаяся или нанесенная на подложку, облучается пучком тяжелых ионов. За счет импульса бомбардирующих частиц атомы отдачи выбиваются из мишени. Этим решается проблема отделения практически единичных новых атомов от 10^{18} — 10^{19} атомов мишени. Здесь и далее мы используем термин *атомы отдачи*, но надо иметь в виду, что продукты реакций выбиваются из мишени в виде ионов с довольно высокими зарядами. Проблема выделения атомов отдачи и продуктов их распада из зоны пучка решается различными способами.

Для продуктов с периодами полураспада $\geq 10^{-4}$ сек существуют три основных группы методов переноса радиоактивных атомов из зоны пучка к детекторам радиоактивного распада: 1) чисто меха-

нические. При этом атомы отдачи вбиваются в поверхность вращающегося диска, движущейся ленты, которые и переносят продукты к детекторам излучений; 2) транспортировка атомов отдачи потоками газов; 3) отделение атомов отдачи от пучка ионов с помощью электрических и магнитных полей. Последний метод позволяет изучать ядра с временами жизни до 10^{-7} сек. Распад ядер с временами жизни 10^{-7} — 10^{-12} сек можно зарегистрировать на лету после выхода их из мишени. При этом используется несовпадение углов вылета продуктов распада с направлением пучка.

Время жизни составных ядер в диапазоне 10^{-16} — 10^{-19} сек можно измерить при облучении мишеней в виде монокристаллов, когда распад ядер происходит при пролете межатомных расстояний.

Безотносительно к временам жизни изучение процессов полного слияния может производиться изучением кинематики процессов распада составного ядра.

Механические методы транспортировки атомов отдачи. Достоинством механических методов транспортировки является простота и 100%-ная эффективность сбора выбитых из мишени атомов отдачи. При изучении процессов с предельно малыми для физики тяжелых ионов сечениями (10^{-35} см²) методы механической транспортировки оказываются наиболее эффективными.

Схема эксперимента по синтезу спонтанно-делящегося изотопа 104-го элемента ^{260}Ku с периодом полураспада 0,1 сек при облуче-

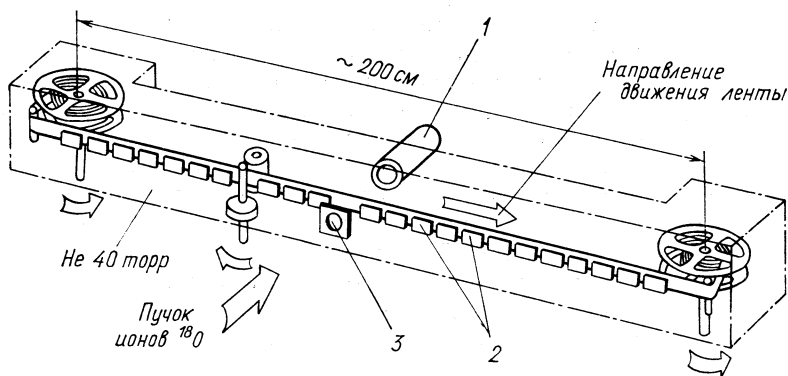


Рис. 10. Схема эксперимента по синтезу спонтанно-делящегося изотопа ^{260}Ku в реакции $^{246}\text{Cm} (^{18}\text{O}, 4n)$. Гелий служит для охлаждения мишени и ленты-сборника:

1 — цилиндр Фарадея; 2 — детекторы осколков деления трансурановых элементов; 3 — мишень

нии ^{246}Cm ионами ^{18}O дана на рис. 10 [67]. Сборником атомов отдачи служит никелевая лента толщиной 10—20 мкм, шириной 25 мм и длиной до 800 м. Со скоростью до 40 см/сек она перематывается с одной кассеты на другую (устройство, подобное магнито-

фону). Схема управления и коммутации обеспечивает автоматическое изменение направления движения ленты при ее полном сматывании с кассеты. Общая длина трековых твердотельных детекторов (стекло, слюда), установленных вдоль ленты, составляет 80 см в каждом из двух направлений движения. Период полураспада определяется из распределения треков на детекторах по направлению движения ленты. Большая длина ленты успешно решает проблему подавления фона от долгоживущих продуктов.

Механические методы переноса позволяют регистрировать распад ядер с периодами полураспада до 0,4 мсек. В работе [68] это было достигнуто при разработке мишени в виде диска диаметром 16 см, вращающегося со скоростью до 24000 об/мин.

Сборником атомов отдачи служит сама мишень. Облучение ее проводится пучком под углом 12° к поверхности. При этом достигается полное торможение атомов отдачи, а эффективная глубина слоя источника излучения для регистрации осколков деления трековыми детекторами, параллельными поверхности мишени, составляет всего 1—2 мг/см². За счет этого высока эффективность регистрации событий спонтанного деления.

Транспортировка атомов отдачи в газовой среде. Существенные трудности при работе с механическими сборниками при прямом вбивании в них атомов отдачи создаются высоким уровнем активации сборника пучком и тепловым нагревом. Пробег атомов отдачи в материале сборника может доходить до нескольких мг/см² [69]. Такая большая эффективная толщина источника излучения не позволяет проводить прецизионную спектрометрию α -активных и спонтанно-делящихся продуктов. Эти обстоятельства привели к широкому применению в физике тяжелых ионов транспортировки продуктов ядерных реакций с помощью газовых сред.

Первый этап всех разновидностей таких методов — торможение в газовой среде атомов отдачи, выбитых из мишени. Дальнейшее выделение атомов отдачи из газовой среды и концентрация их на относительно небольшой поверхности, что необходимо для эффективной регистрации распада, могут быть проведены несколькими способами: а) адсорбцией на стенках объема, в котором находится газ [70]; б) электростатическим собиранием на электродсборник, поскольку термализованные атомы отдачи в значительной доле случаев несут электрические заряды [71, 72]; в) адсорбцией из струи газа (обычно гелия), образующейся при откачке через небольшое отверстие или капилляр [75]. Именно последний способ, называемый *методом гелиевой струи*, наиболее эффективен и удобен при синтезе новых изотопов и элементов [72, 76, 77].

Установка, использованная для синтеза и изучения α -распада трансурановых элементов в ЛЯР ОИЯИ, приведена на рис. 11 [78]. В этой установке газовая струя со скоростью близкой к скорости звука формируется на отверстии диаметром 0,5 мм и глубиной 1 мм.

По одну сторону этого отверстия находится объем с давлением газа ~ 1 атм, где происходило торможение атомов отдачи. По другую сторону за счет интенсивной откачки поддерживалось давление ~ 1 тор. Адсорбция атомов отдачи происходит при столкновении струи с алюминиевым сборником. Полная эффективность

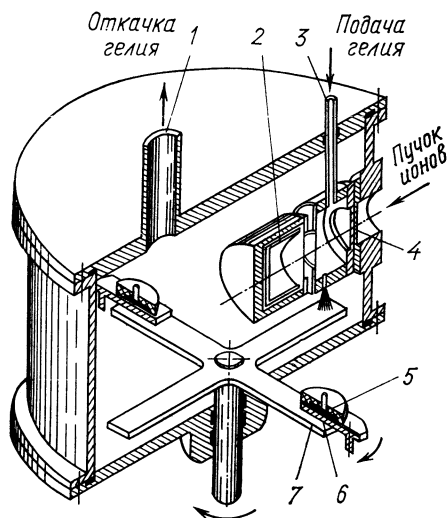


Рис. 11. Схема установки для изучения α -распада трансурановых элементов:

1 — трубовод для откачки гелия, выходящего из отверстия диаметром 0,5 мм в объеме с мишенью; 2 — цилиндр Фарадея; 3 — трубка для подачи гелия; 4 — кассета с мишенью; 5 — кремниевый детектор; 6 — подвижный экран, вводимый дистанционно между сборником и детектором во время регистрации α -распада дочерних ядер; 7 — сборник атомов отдачи, который периодически поворачивается на 90°

сбора около 50% сохранялась в течение многих часов работы при быстродействии < 1 сек.

В дальнейшем вместо отверстия для транспортировки атомов отдачи использовали и капилляры с диаметром внутреннего отверстия ~ 1 мм и длиной до 200 м [76]. В капилляре у конца, где производится откачка, устанавливается ламинарный поток со скоростью, близкой к скорости звука в данном газе. Однако и в начале капилляра скорости потока составляют заметную ($\sim 0,3$) долю скорости звука. Это дает основание при грубых оценках считать время прохождения капилляра равным нескольким мсек/м. В реальных системах удавалось изучать ядра с периодами полураспада до 0,5 мсек [79].

Эффективность сбора атомов отдачи в системах с капиллярами в общем случае несколько меньше, чем при использовании отверстий, но тоже может достигать нескольких десятков процентов. Главным источником потерь атомов отдачи в капилляре является турбулентность. Переход от ламинарного к турбулентному потоку определяется числом Рейнольдса

$$R = 2var/\eta,$$

где v — скорость потока, *см/сек*; a — радиус капилляра, *см*; ρ — плотность газа, г/см^3 ; η — вязкость газа, *пз*. При $R > 1000$ поток становится турбулентным. Типичные системы с гелиевой струей имеют $R \approx 1000$. Поэтому надо избегать сужений в капилляре, его механической тряски, резких изгибов, загрязнений. В качестве материала капилляров наиболее часто используют тефлон и полиэтилен.

В настоящее время общепризнано, что гелиевой струей увлекаются не изолированные атомы отдачи, а довольно большие кластеры типа аэрозолей, на которых адсорбируются атомы отдачи. В работе [80] экспериментально установлено, что масса этих кластеров составляет $\sim 10^8$ а.е.м. Наличие таких кластеров в объеме, где термализуются атомы отдачи, является необходимым условием стабильно высокого коэффициента сбора атомов отдачи. Под пучком тяжелых ионов кластеры могут образовываться из различных примесей к гелию, таких как пары масла, воды, этанола и т. д. [77]. Хорошие результаты дает применение специальных генераторов аэрозолей. Так, в работе [81] с генератором масляных аэрозолей, создающим концентрацию 10^6 см^{-3} в объеме термализации, удалось получить эффективность сбора атомов отдачи 80% с вариациями не более $\pm 1,5\%$ в течение нескольких дней.

При адсорбции атомов отдачи из струи из отверстия и капилляра существенен угол подхода струи к поверхности сборника. При отклонении струи от нормального падения эффективность падает пропорционально квадрату синуса угла [82].

Сепарация продуктов полного слияния в электрических и магнитных полях. Этот метод разрабатывается в ряде лабораторий

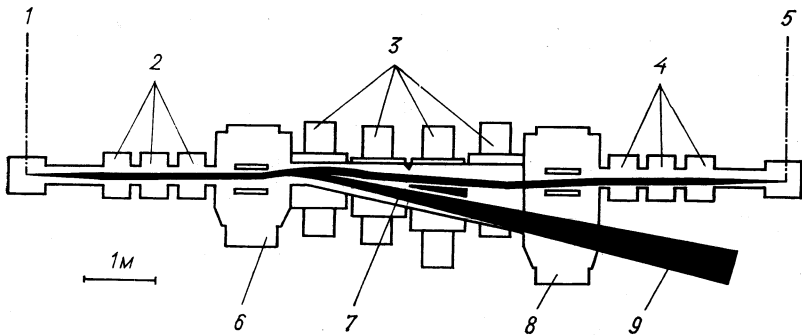


Рис. 12. Схема сепаратора продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами 1 — мишень; 2, 4 — квадрупольные триплеты; 3 — дипольные магниты; 6, 8 — области электрического поля; 7 — щель для разделения продуктов с разными скоростями; 9 — отклоненный пучок ионов

с целью надежного отделения от пучка и дальнейшей идентификации максимально короткоживущих продуктов реакций полного

слияния. В первую очередь эти разработки были связаны с синтезом сверхтяжелых элементов ($Z = 114-126$) при возможности их идентификации для времени жизни примерно до 10^{-7} сек [83].

В 1976 г. на ускорителе тяжелых ионов в г. Дармштадте (ФРГ) вступил в строй сепаратор продуктов реакций с тяжелыми ионами SHIP [9, 84, 85]. Его схема приведена на рис. 12.

Основные параметры следующие:

Размер мишени	$0,3 \times 1 \text{ см}^2$
Аксиальная и радиальная входные апертуры	3°
Выходная щель	$3 \times 3 \text{ см}^2$
Аксиальная выходная апертура	$3,4^\circ$
Радиальная выходная апертура	$2,8^\circ$
Расстояние мишень—выход	11 м
Ширина захвата по заряду	20%
Ширина захвата по скорости	10%
Электрическое поле:	
расстояние между пластинами	15 см
размеры пластин	$50 \times 60 \text{ см}^2$
максимальное напряжение	800 кВ
Дипольные магниты:	
площадь полюса (три магнита)	$40 \times 50 \text{ см}^2$
площадь полюса (один магнит)	$40 \times 65 \text{ см}^2$
ширина зазора	15 см
максимальная напряженность поля	0,7 тл
Квадрупольные магниты:	
радиус апертуры	7,5 см
длина железа	25 см
максимальный градиент	9,5 тл/м

Вся установка представляет собой фильтр скоростей Вина, состоящий из скрещенных однородных электрических и магнитных полей.

Принцип действия фильтра Вина состоит в том, что ионы с зарядом Z_i и скоростью v , входящие в фильтр перпендикулярно электрическому и магнитному полям, могут пройти через него неотклоненными только при условии $Z_i v B = Z_i E$, где B — магнитная индукция; E — напряженность электрического поля. Отсюда получаем, что фильтр отбирает частицы со скоростью $v = E/B$. При этом зарядовое состояние частиц не играет роли.

В обычных фильтрах Вина области электрических и магнитных полей пространственно совпадают. Но продукты реакций с тяжелыми ионами имеют высокие электрические и магнитные жесткости: $BR \approx 1 \text{ тл} \cdot \text{м}$ и $ER \approx 10-20 \text{ Мэ}$, где R — радиус траектории частицы, когда включено лишь одно из полей. Чтобы получить нужную напряженность электрического поля ($\sim 500 \text{ кВ}$ на зазоре $\sim 10 \text{ см}$), необходим большой вакуумный объем для электродов и необходимо получать в обычном варианте фильтра Вина поле

$\sim 0,5$ *мл* в зазоре ~ 50 *см*. В сепараторе SHIP эту проблему удалось решить пространственным разделением областей электрического и магнитного поля.

Испытание SHIP при регистрации продуктов реакции ^{144}Sm (^{40}Ar , $7n$) ^{177}Hg при энергии аргона 240 *Мэв* показали, что очистка от пучка составляет 10^{11} , а эффективность сбора атомов отдачи 5% [84]. Оценки показывают, что для реакций с испарением одного — двух нейтронов эффективность сбора атомов отдачи может составлять десятки процентов.

В экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов с помощью SHIP идентификация проводится измерением массы по времени пролета, а также определением заряда ядер с помощью газовых телескопов ΔE , E .

В тандемной лаборатории университета в Мюнхене вступил в действие фильтр скоростей Вина с постоянным магнитным и ВЧ электрическим полем [86—88]. Проектные параметры этого прибора по эффективности сбора атомов отдачи и степени очистки от исходного пучка близки к тем, что получены на SHIP. Применение ВЧ-поля при очистке от исходного пучка позволяет использовать не только различие в скоростях первичных частиц и продуктов реакций, но и различие во временах прихода частиц от мишени и краев входных коллиматоров пучка. Эффект рассеяния на входных коллиматорах сепаратора дает основной вклад в число частиц пучка, прошедших через фильтр с постоянным электрическим полем. На тандеме в Мюнхене необходимая импульсность псылки пучка обеспечивается ВЧ-напряжением 10 *Мгц* с амплитудой 160 *кв* на самом фильтре. Прохождение прямого пучка при отсутствии напряжения на фильтре исключается геометрией прибора. При ВЧ-отклонении частиц их максимальное разделение обеспечивается при попадании в область поля в противофазе при максимальных значениях поля. Эти условия наиболее просто выполнить при близких массах мишени и бомбардирующей частицы, когда отношение скоростей исходных ионов и атомов отдачи близко к двум.

ВЧ-фильтр в Мюнхене испытывали на реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, x)$ при энергии $38,6$ *Мэв*. Из 10^{15} частиц, бомбардировавших мишень толщиной 145 *мкг/см²*, на регистрирующий детектор прошли 10^3 частиц с энергией, близкой к исходной, 10^6 частиц с энергией около 8 *Мэв* и $5 \cdot 10^5$ частиц, являющихся продуктами полного слияния.

Регистрация распада ядер в диапазоне времен 10^{-7} — 10^{-12} *сек*. В этой временной области открыто существование значительного числа спонтанно-делящихся изомеров [89]. Поэтому рассмотрим варианты методики, относящиеся именно к регистрации их распада.

Методика регистрации осколков деления спонтанно-делящегося изомера с периодом полураспада $4,5 \cdot 10^{-8}$ *сек* (рис. 13, *а*) дана в работе [90]. Коллимированный пучок атомов отдачи проходит

через диафрагму и попадает в вакуумный объем, который окружен с четырех сторон стеклянными детекторами, имеющими форму усеченной пирамиды с осью в центре мишени. Угол раствора пирамиды подбирался таким, чтобы продукты ядерных реакций не попадали на стекло. Стеклянные детекторы регистрировали осколки деления атомов отдачи, распадающихся на лету. Нижний предел времени в этой методике составлял $\sim 10^{-9}$ сек, а верхний — $\sim 10^{-7}$ сек.

Дальнейшим развитием этого метода явился так называемый *проекционный метод* [91], принцип которого представлен на

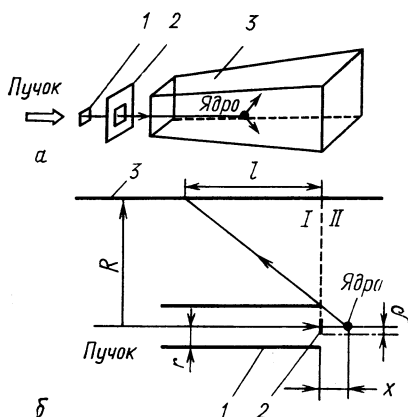


Рис. 13. Схемы регистрации распада спонтанно-делящихся изомеров на лету:

a — для диапазона времен 10^{-7} – 10^{-9} сек; 1 — мишень; 2 — коллиматор; 3 — стеклянные детекторы; *b* — для времен до 10^{-12} сек; I — трубка для крепления мишени; 2 — мишень; 3 — твердотельные детекторы осколков деления, I — зона регистрации осколков запаздывающего деления; II — зона регистрации осколков вынужденного деления

рис. 13, б. Мишень с радиусом $\rho \ll 1$ мм бомбардируется пучком ионов. Трубка, в которой закреплена мишень, имеет радиус r . Детекторы осколков деления смонтированы на цилиндре на расстоянии R от оси пучка. В этом случае атом отдачи, находящийся на расстоянии x от мишени, при распаде испустит осколки, которые будут зарегистрированы на длине детектора $l = (R - r)x/r$. При $R = 100$ мм и $r = 1,15$ мм — 10 мкм по оси x соответствует $l = 0,86$ мм. Оценки показывают, что с помощью проекционного метода можно измерять времена жизни спонтанно-делящихся изомеров вплоть до $5 \cdot 10^{-12}$ сек. Действительно, в работе [92] получен спонтанно-делящийся изотоп ^{240}Cm с периодом полураспада 10^{-11} сек.

Идентификация продуктов полного слияния. Проблема идентификации особенно существенна для синтеза новых трансурановых элементов (ТУЭ), но основные методы идентификации являются общими для изотопов и ТУЭ и более легких элементов. В настоящем обзоре будут рассмотрены лишь методы идентификации отно-

сительно короткоживущих изотопов ($T_{1/2} \lesssim 1$ мин), для которых обычные химические, масс-спектрометрические и другие методы оказываются недостаточно быстродействующими.

Измерение функций возбуждения. Основной метод получения изотопов новых ТУЭ — реакция полного слияния, при которой снятие возбуждения составного ядра производится испусканием нейтронов и γ -квантов. Зависимость выхода таких реакций от энергии бомбардирующих частиц имеет характерный вид максимумов с шириной ~ 10 Мэв (FWHM), положение которых на шкале энергии связано с числом испарившихся нейтронов. Функции возбуждения реакций $^{238}\text{U} (^{18}\text{O}, xn)$ даны как пример на рис. 14 [93].

Реакции с испусканием заряженных частиц или реакции передачи нуклонов, как правило, не имеют таких четких максимумов в функциях возбуждения, хотя зависимость их сечений от энергии бомбардирующих частиц также может быть не монотонной [94, 95]. Связать положение и форму максимумов функций возбуждения с числом испарившихся нейтронов позволяет расчетный метод Джексона, впервые развитый для реакций с протонами и модифицированный затем для анализа реакций на тяжелых ионах [96, 97].

Полезным оказывается и эмпирическое соотношение Александра—Симонова [98], тщательно проанализированное в работе [99]. В этой работе дана эмпирическая формула для средней энергии, уносимой из составного ядра в форме кинетической энергии нейтрона и энергии γ -квантов на каждой ступени каскада испарения нейтронов. Она имеет вид $E = (8,98 - 0,024 A^*)$ Мэв, где A^* — массовое число составного ядра. С помощью этой формулы можно определить положение максимумов функций возбуждения с испарением разного числа нейтронов для данной комбинации мишень + ион и тем самым при сравнении с экспериментальными результатами определить массовые числа полученных изотопов.

Неплохое согласие с экспериментальными данными получено и в статистической модели образования и распада составных ядер

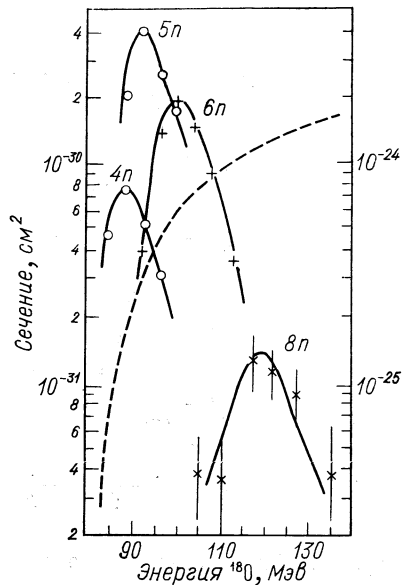


Рис. 14. Функции возбуждения реакций $^{238}\text{U} (^{18}\text{O}, xn)$: пунктир — ход сечения образования составного ядра, шкала для которого приведена справа

с использованием расчетов испарения частиц по методу Монте-Карло [100].

Коллимационный метод. Существование почти двух тысяч радиоактивных изотопов приводит к тому, что радиоактивные свойства новых изотопов, полученных в реакциях полного слияния, могут быть близкими к свойствам распада более легких ядер, которые в тех же самых экспериментах могут получаться в реакциях неполного слияния. Для разделения продуктов полного и неполного слияния можно использовать различие в их угловых распределениях.

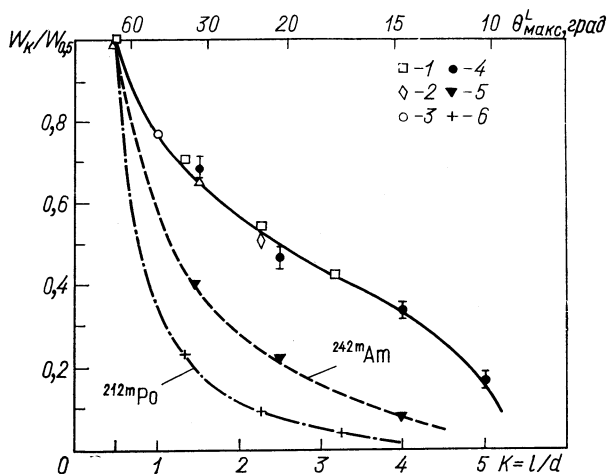


Рис. 15. Интегральные угловые распределения продуктов реакций полного слияния:

1 — $^{197}\text{Au} (^{22}\text{Ne}, 6n, 5n)^{213}, ^{214}\text{Ac}$; 2 — $^{238}\text{U} (^{16}\text{O}, 6n)^{248}\text{Fm}$; 3 — $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}102$; 4 — $^{238}\text{Pu} (^{18}\text{O}, 5n)^{252}102$ и многонуклонных передач; 5 — $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, + p - n)^{242m}\text{Am}$; 6 — $^{208}\text{Pb} (^{22}\text{Ne} + 2p + 2n)^{212m}\text{Po}$

Ввиду малости сечений образования ТУЭ измерить их дифференциальные угловые распределения трудно. Поэтому в работе [101] для дополнительной идентификации изотопов 102-го и 104-го элементов за мишенью со стороны сборника атомов отдачи был помещен коллиматор в виде системы круглых сквозных отверстий в пластинках разной толщины. В зависимости от отношения толщины пластинки к диаметру отверстий прохождение через коллиматор продуктов с разными угловыми распределениями будет различным (рис. 15) [101]. Коллимационный метод, с одной стороны, позволяет подавить фон от реакций передачи нуклонов, а с другой стороны, дает добавочное доказательство образования продукта именно в реакции полного слияния.

Перекрестные реакции. Важной особенностью реакций на тяжелых ионах является возможность, комбинируя мишени и частицы, приходиться к одному и тому же продукту разными путями. Такое перекрестное получение одного и того же продукта резко повышает надежность идентификации. Например, в работе [102] изотоп $^{254}_{102}$ был получен в двух реакциях: $^{243}\text{Am} (^{15}\text{N}, 4n)$ и $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 6n)$, для каждой из которых была измерена функция возбуждения. Метод перекрестных реакций в работе [102] в совокупности с данными работы [78] позволил надежно установить свойства изотопа $^{254}_{102}$.

Тщательно продуманная система перекрестных реакций использована в работе [103] при синтезе изотопов 103, 105 и 107-го элементов. В качестве мишеней брали ^{203}Tl , ^{205}Tl , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb , ^{209}Bi , а бомбардирующих частиц ^{50}Ti , ^{51}V , ^{54}Cr , ^{55}Mn .

Регистрация дочерних продуктов. При синтезе изотопа нового ТУЭ с атомным номером Z , как правило, получающиеся в результате его α -распада, ядра элемента с атомным номером $Z - 2$ обладают уже известными радиоактивными свойствами. Эксперимент можно поставить так, что на сборник вторичных ядер они могут попасть только в случае образования при распаде материнских ядер. Регистрация дочерних ядер с атомным номером Z и массовым числом A служит доказательством синтеза ядер с атомным номером $Z + 2$ и массовым числом $A + 4$. В качестве сборника дочерних ядер можно использовать поверхность кремниевого детектора, применяемого для регистрации α -распада первичных продуктов [78]. Дочерние ядра за счет отдачи при α -распаде первичных ядер в случае, когда α -частица вылетает в противоположную от детектора сторону, вбиваются в поверхность детектора. Убрав сборник первичных ядер, этим же самым детектором можно регистрировать α -распад дочерних ядер. Идентификацию по дочерним ядрам можно провести не только при α -распаде, но при β -распаде и испускании запаздывающих протонов [104].

Для определения массового числа дочерних продуктов, вылетевших из сборника за счет отдачи, можно применить времяпролетную технику [105]. В этих экспериментах очень существенно получение тонких слоев первичных продуктов, что удается реализовать в методике гелиевой струи.

Регистрация рентгеновского излучения. В связи с развитием полупроводниковых детекторов рентгеновского излучения для идентификации ТУЭ в некоторых случаях используется измерение характеристических рентгеновских спектров.

Атомные номера изотопов 102-го и 104-го элементов определялись в работах [106, 107] регистрацией в совпадениях с α -частицами первичных ядер характеристических KX -лучей дочерних ядер. Это возможно в том случае, когда α -распад происходит на возбужденные состояния дочерних ядер, которые девозбуждаются

в процессе внутренней конверсии. KX -лучи являются результатом перестройки атомных оболочек, следующей за внутренней конверсией на K -оболочке. α -Распад на возбужденные уровни в основном характерен для нечетных ядер; измерения проведены с изотопами $^{255}\text{102}$ ($T_{1/2} \approx 3$ мин) и $^{257}\text{104}$ ($T_{1/2} \approx 4,5$ сек). Выход KX -квантов на один α -распад для $^{255}\text{102}$ составил $0,56 \pm 0,04$, а для $^{257}\text{104}$ — $0,16 \pm 0,04$.

Масс-сепаратор, работающий в режиме «on-line» на пучках тяжелых ионов, является мощным средством для исследования продуктов и механизмов реакций с тяжелыми ионами.

Масс-сепараторы на пучках тяжелых ионов отличаются от аналогичных приборов, работающих на ускорителях протонов высоких энергий и реакторах, лишь деталями конструкции узла мишень — ионный источник [83, 108]. О больших возможностях масс-сепараторов для изучения ядер, удаленных от линии β -стабильности, свидетельствует, например, измерение периода полураспада ^{11}Li ($9,0 \pm 0,5$ мсек) и прямое масс-спектрометрическое измерение его массы с погрешностью до 100 кэв [83].

Особенность разработанных в настоящее время ионных источников — высокая избирательность к химико-физическим свойствам элементов. На работающем в ЛЯР ОИЯИ масс-сепараторе ЭМСНАПТИ [109] с различными вариантами газоразрядных ионных источников удается получить высокий выход (до десятков процентов) и быстроедействие примерно до 5 мсек для газов и летучих элементов: радия, франция, астата, полония, свинца, таллия [110, 111]. На работающем также в ЛЯР ОИЯИ масс-сепараторе БЭМС-2 [112, 113] источник с поверхностной ионизацией обеспечивает выход до десятков процентов и быстроедействие до нескольких секунд для цезия, бария и редкоземельных элементов.

Перспективное направление для создания ионных источников, применимых для широкого круга химических элементов и имеющих быстроедействие примерно до 0,01 сек, — разработка на основе прямой транспортировки в объем ионного источника продуктов реакций с помощью гелиевой струи [114]. О возможности разнообразных применений масс-сепараторов в физике тяжелых ионов свидетельствует работа [115]. Ее авторы из изотопных распределений дополнительных осколков деления с хорошей точностью получили значение среднего числа нейтронов при делении составного ядра. Использувавшиеся при этом соотношения имеют вид:



Быстрая химия. Термин быстрый здесь употреблен в смысле обеспечения скорости проведения химических операций за времена порядка секунд — минут.

Наиболее ярким примером такой химии служит химическая идентификация 104-го и 105-го элементов на изотопах с периодами полураспада ~ 1 сек [116, 117]. В этих экспериментах использовали существенное различие в летучести хлоридов актинидов и трансактинидных элементов. Атомы отдачи, выбитые из мишени, термализовались в потоке азота, а затем смешивались с хлорирующим агентом. Поток газа вместе с хлоридами ТУЭ попадает в термохроматографическую колонку, которая представляет собой просто стеклянную трубку длиной до 4 м с градиентом температуры по длине от 300—400 °С до комнатной. В зависимости от летучести соединений их осаждали на участках с разной температурой. Соответствие участков осаждения тому или иному элементу калибровали по хлоридам известных элементов — гафния и тантала, являющихся химическими аналогами 104-го и 105-го элементов. Спонтанное деление ядер, осевших на стенках колонки, регистрировали следящими детекторами, помещенными прямо в колонку.

В химии растворов также достигнут существенный прогресс. В работе [118] при химической идентификации изотопа $^{261}_{104}$ с периодом полураспада 65 сек все химические операции на ионообменной колонке, включая сушку образцов для измерения спектров α -частиц, автоматически проводили за 2—3 мин. Первоначальный сбор атомов отдачи проводится с помощью гелиевой струи. Обзор разнообразных применений сбора атомов отдачи в газовых средах для быстрых химических операций дан в работе [77].

Исследование кинематики продуктов распада составного ядра. Для тяжелых составных ядер с $A \geq 200$ основной процесс их девозбуждения — деление на два осколка соизмеримой массы. Для понимания механизма взаимодействия важно установить факт, что делилось ядро, явившееся результатом слияния ядра — мишени со всей бомбардирующей частицей, а не лишь с ее частью, и что в выходном канале образовались лишь два осколка. Закон сохранения импульса при двухтельном процессе позволяет из измерения угловых корреляций осколков деления определить вклад реакций неполного слияния [119, 120]. Использование кинематических законов сохранения при двухтельных процессах ныне охватывает не только деление составных ядер, но и реакции глубокоэластичных передач нуклонов, проходящие через стадию образования двойной ядерной системы [12].

Развитие техники измерения координат частиц с помощью многопроволочных детекторов и времени пролета с помощью ППЛС позволяет в последние годы создать установки для измерения кинематики двухтельных процессов с большими телесными углами и угловым разрешением 0, 1° [10, 121]. Для повышения точности измерения масс продуктов реакций используют метод измерения разности времен пролета [10, 122]. Измерение разности времен пролета продуктов реакций позволяет исключить погрешность

определения масс обычной времяпролетной техникой из-за неточностей градуировки детекторов, измеряющих энергию частиц.

Принцип метода измерения разности времен пролета сводится к тому, что измеренные экспериментально с высокой точностью разность времен пролета продуктов реакций и их углы вылета сравниваются с расчетными значениями, полученными из кинематических законов сохранения при разных предположениях о значениях масс продуктов реакций.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МЕТОДАМИ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ И ЭФФЕКТА ТЕНЕЙ

Принцип метода доплеровского смещения для измерения времени жизни при радиационных переходах состоит в следующем [123]. Возбужденные ядра, образованные в реакции, получают импульс отдачи, вылетают из тонкой мишени и движутся в вакууме, излучая γ -кванты, смещенные по энергии в результате эффекта Доплера. Это смещение с точностью до второго порядка определяется выражением

$$E = E_0 (1 + \beta \cos \theta - \beta^2/2 + \beta^2 \cos^2 \theta),$$

где $\beta = v/c$ — отношение скорости атома отдачи к скорости света; θ — угол между направлением v и волновым вектором.

Помещая стоппер атомов отдачи на разных расстояниях за мишенью, можно останавливать часть атомов отдачи еще до излучения γ -квантов. Ge(Li)-Детектор, помещенный под углом 0° к пучку, измеряет относительные интенсивности γ -квантов от движущихся и остановившихся ядер. Изменяя расстояние между мишенью и стоппером, можно получить кривую распада возбужденного состояния.

При диапазоне времен жизни 10^{-9} — 10^{-12} сек и скорости атомов отдачи порядка единиц процентов от скорости света диапазон расстояний между мишенью и стоппером лежит в пределах от нескольких микрон до нескольких миллиметров. Спектры γ -квантов для переходов между ротационными уровнями в ^{160}Er при разных расстояниях между мишенью и стоппером даны на рис. 16 [124]. Исследована реакция $^{124}\text{Sn} (^{40}\text{Ar}, 4n)^{160}\text{Er}$. Время жизни для переходов $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$, и $8^+ \rightarrow 6^+$ равны соответственно $(910 \pm 140) \cdot 10^{-12}$ сек, $(37 \pm 6) \cdot 10^{-12}$ сек, $(5,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-12}$ сек и $(2,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-12}$ сек.

Идея метода эффекта теней состоит в следующем [125, 126]. Изучается ядерная реакция на монокристалле. Составное ядро под действием импульса бомбардирующей частицы смещается из узла решетки. К моменту распада составное ядро в среднем находится от узла на расстоянии $S = V\tau$, где V — скорость движения ядра; τ — среднее время жизни ядра.

Заряженные частицы, испущенные ядрами в узлах кристаллической решетки в направлениях кристаллографических осей и плоскостей, испытывают сильное рассеяние уже на ближайших ядрах. Поэтому в угловых распределениях частиц, покинувших кристалл, возникают области с резко пониженной интенсивностью частиц — своеобразные тени, характер расположения которых определяется структурой кристалла. Смещение ядер из узлов приводит к изменениям формы теней в угловых распределениях продуктов распада,

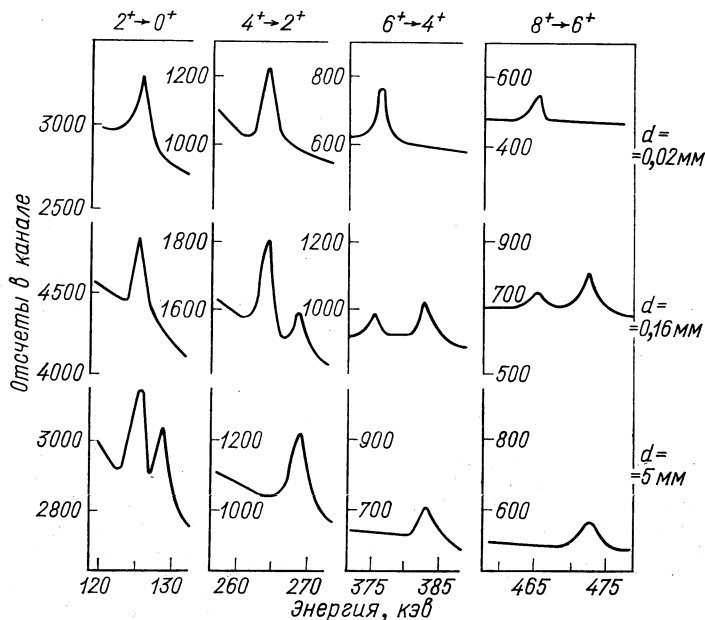


Рис. 16. Спектры γ -квантов для переходов между ротационными уровнями в ^{160}Er при различных расстояниях d между мишенью и стопером

по которым, зная скорость ядра отдачи, можно определить τ . Область времен, измеряемых по эффекту теней в реакциях с тяжелыми ионами охватывает диапазон 10^{-16} — 10^{-19} сек.

Угловые распределения осколков деления W ионами ^{31}P с энергией 195 Мэв вблизи кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$ монокристалла W, ориентированных под углами 90° и 160° к пучку ионов, даны на рис. 17 [127]. Измерения выполнены с помощью стеклянных детекторов осколков деления. Различия в относительных глубинах теней $\Delta\chi$ (интенсивностей частиц в минимумах угловых распределений) для разных ориентаций кристалла является функцией $\nu\tau$. Для небольших смещений ядер из решеток, состав-

ляющих $\sim 0,1$ межатомного расстояния, эта зависимость имеет вид

$$\Delta\chi = 2CN\pi d (\sin^2 90^\circ - \sin^2 160^\circ) (\nu\tau)^2,$$

где C — полуэмпирический параметр, равный 2,5; N — число атомов в 1 см^3 монокристалла; d — межатомное расстояние для

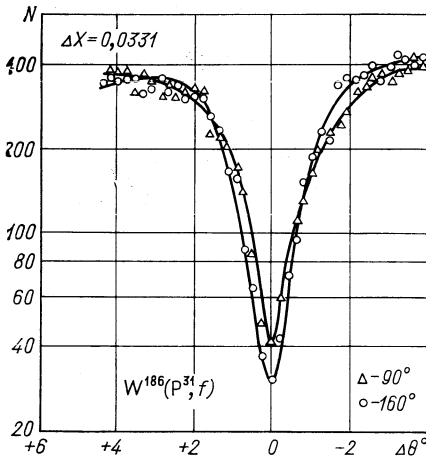


Рис. 17. Угловые распределения осколков деления вблизи кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ монокристалла W , ориентированной под различными углами к пучку ионов ^{31}P с энергией 195 Мэв

выбранной кристаллографической оси. Из рис. 16 можно найти $\tau \approx 10^{-18} \text{ сек.}$ Однако связь формы тени с временем жизни составного ядра исследована недостаточно, что приводит к значительным неопределенностям в значениях τ .

5. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Из многочисленных параметров, связанных с широким применением кремниевых детекторов для регистрации тяжелых ионов, наиболее специфичными представляются следующие: а) предельное энергетическое разрешение; б) ионизационный дефект; в) радиационная устойчивость.

Предельное энергетическое разрешение. Современная электроника позволяет обеспечить вклад шумов в разрешение детектора не более $0,1 \text{ кэв}$. Поэтому вкладом электронных шумов при регистрации тяжелых ионов с энергиями в десятки — сотни Мэв можно пренебречь. Вклад от флуктуаций образования носителей заряда при принятом для кремния факторе Фано $F \approx 0,075$ определяется выражением [35]

$$\delta (\text{FWHM}, \text{кэв}) = [1,5E (\text{Мэв})]^{1/2}.$$

Соответственно, например, для $E = 100 \text{ Мэв}$ получаем $\delta = 12 \text{ кэв}$, т. е. около $0,012\%$.

Принципиальный фактор, определяющий предельное разрешение при регистрации тяжелых ионов, — ядерные столкновения. Флуктуации потерь энергии при ядерных столкновениях приво-

дят к энергетическому разбросу, определяемому для $A \ll 10$ выражением [129]

$$\delta_n (\text{FWHM}, \text{кэВ}) = 0,7Z^{1/2}A^{4/3}.$$

Отсюда уже для ионов бора В получаем $\delta_n = 34 \text{ кэВ}$. Для более тяжелых ионов воспользуемся оценками эффекта ядерных столкновений, приведенными в работе [130]. Из них следует, что для $^{24}\text{Mg} - \delta_n = 90 \text{ кэВ}$; $^{80}\text{Br} - \delta_n = 0,5 \text{ МэВ}$; $^{238}\text{U} - \delta_n = 5 \text{ МэВ}$. Поскольку эффект ядерных столкновений наиболее существен в конце пробега, приведенные выше оценки δ_n можно считать независимыми от энергии ионов в диапазоне энергий $1 \text{ МэВ/нукл.} \lesssim E \lesssim 10 \text{ МэВ/нукл.}$

Для кремниевых ΔE -детекторов, если исключить каналирование, принципиальным фактором, который определяет предельное энергетическое разрешение, являются флуктуации потерь энергии частицы в детекторе как поглотителя. В соответствии с этим для оценок предельного разрешения можно использовать соотношение [8]

$$\delta (\text{FWHM}, \text{кэВ}) = 0,924Z_1 (Z_2 \Delta x / A_2)^{1/2},$$

где $Z_2 A_2$ относятся к веществу поглотителя толщиной $\Delta x \text{ мкг/см}^2$; Z_1 — атомный номер частицы. Для конкретного случая кремния

$$\delta (\text{FWHM}, \text{кэВ}) \approx 10Z_1 [\Delta x (\text{мкм})]^{1/2}.$$

Однако надо отметить, что получаемые на практике разрешения на детекторах не достигают предельно возможных значений. Дело в том, что кроме статистики образования носителей заряда реально существует своеобразная статистика их сбора на электроды детектора. Последняя зависит от качества исходного кремния, технологии изготовления детектора, условий его использования. Так, в работе [131] показано, что при регистрации кремниевыми детекторами ионов ^{136}Xe с энергией 149 МэВ эффективность сбора носителей заряда лежит в среднем в пределах 60—95% в зависимости от экземпляра детектора и приложенного смещения. Причем для каждого детектора эти цифры могут еще заметно изменяться при переходе от одного участка чувствительного объема к другому.

Ионизационный дефект (ИД). Этот эффект вносит существенные ограничения в точность определения энергии наиболее тяжелых ионов с помощью кремниевых детекторов. ИД обычно определяют как различие в энергиях α -частиц и тяжелых ионов, которые в детекторе дают импульсы одинаковой амплитуды. Иначе, это занижение энергии тяжелого иона при ее измерении детектором, проградуированным с помощью α -частиц. В соответствии с данными [132] ИД для ионов серы, алюминия составляет $\sim 0,5$, для

ионов никеля ~ 2 , для ионов серебра ~ 4 и ионов урана ~ 10 *Мэв*. По данным разных исследователей цифры эти несколько колеблются, но порядок величин сохраняется. Обычно в величине ИД выделяют вклад от потерь энергии во входном окне, вклад от потерь энергии в ядерных столкновениях и остаточный дефект, в основном связанный с рекомбинацией носителей в плазме, образованной тяжелой заряженной частицей. Вклад этих величин в полный ионизационный дефект соизмерим. Следует отметить, что толщина эффективного входного слоя детектора для тяжелых ионов оказывается в 5—10 раз больше, чем для α -частиц. Рекомбинационные эффекты особенно существенны именно вблизи поверхности детектора [131, 133]. В соответствии с работой [134] рекомбинационный вклад в ИД

$$\Delta \sim \mathcal{E} S^2 / (t_0 E^2),$$

где \mathcal{E} — энергия частицы; S — удельные потери энергии частицы; t_0 — время жизни неосновных носителей в кремнии; E — напряженность поля в детекторе. Отсюда следует, что для уменьшения ИД следует работать при больших напряженностях электрического поля в детекторе и для изготовления детекторов использовать кремний с высоким значением t_0 .

Значение ИД для каждого конкретного детектора и его зависимость от Z и A для регистрируемых частиц лучше всего определять экспериментально. Соответствующая процедура описана, например, в работе [135], где для градуировки детекторов использовали ионы ^{22}Ne , ^{40}Ar , ^{84}Kr , $^{132,136}\text{Xe}$, ^{208}Pb с разными определенными независимо значениями энергий. Но ввиду практических трудностей проведения таких градуировок можно воспользоваться и эмпирическими соотношениями из работы [136]:

$$\text{ИД} = [6\varepsilon/(\varepsilon + 8) + B/(1 + 525\varepsilon^{-1,407})]/K;$$

$$\varepsilon = K\mathcal{E};$$

$$K = 6,53 \cdot 10^4 / [Z(Z^{2/3} + 5,81)^{1/2}(A + 28,1)].$$

Здесь ИД — ионизационный дефект, *Мэв*; \mathcal{E} — энергия иона, *Мэв*; Z , A — атомный номер и массовое число иона; B — константа, которая при значениях $B = 13$ — 15 позволяет удовлетворительно описать значения ИД для ионов Ni, Cu, Ag, I, Au, U на детекторах из кремния с удельным сопротивлением ~ 500 *ом·см*. Для разных детекторов константа B может быть различной. Так, в работе [137] использовали $B = 18$.

Радиационная устойчивость. Образование дефектов в кристаллической решетке под действием тяжелых ионов — серьезное

ограничение на длительность работы кремниевых детекторов при высоких нагрузках. Изменение свойств поверхностно-барьерного детектора фирмы ORTEC под действием облучения ионами иода с энергией 117 Мэв дано на рис. 18 [53, 138]. Площадь детектора 50 мм², кремний, удельное сопротивление 1 ком·см, смещение 60 в. Ток утечки (соответственно, энергетическое разрешение) и сдвиг временного сигнала заметно изменяется уже при интегральном потоке $1 \cdot 10^8$ см⁻².

В работе [139] при испытании ΔE-детекторов было установлено, что при интегральном потоке 10^9 см⁻² ионов ¹⁰B с энергией 86 Мэв в детекторах возрастает обратный ток, уменьшается амплитуда сигналов, ухудшается энергетическое разрешение. Таким образом, без существенного ухудшения свойств кремниевые детекторы могут работать лишь до интегральных потоков не более 10^8 — 10^9 см⁻².

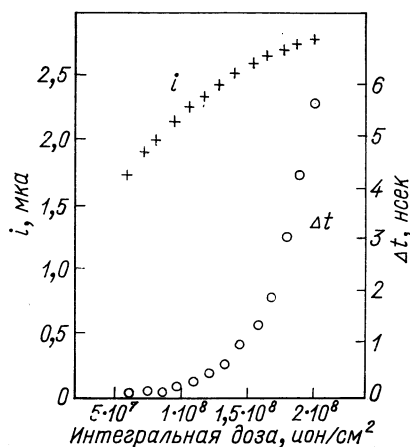


Рис. 18. Изменение свойств кремниевое детектора при облучении ионами иода с энергией 117 Мэв

6. О ВОЗМОЖНОСТЯХ ФОТОМЕТОДА И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ

Большинство экспериментов в физике тяжелых ионов проводится электронными методами. Однако в некоторых случаях ценную информацию можно получить с помощью фотоэмульсий и твердотельных трековых детекторов (стекло, слюда, пластики, минералы). Зарегистрированные в фотоэмульсии многочастичные процессы при взаимодействии ионов ²⁰Ne (энергия 200 Мэв) с ядрами Ag и Вг приведены на рис. 19 [140].

Определение Z тяжелых ионов с энергией < 10 Мэв/нукл., зарегистрированных в фотоэмульсии, является не простой задачей ввиду высокой плотности ионизации, создаваемой такими частицами в фотоэмульсии, и резкой зависимости эффективного заряда от скорости. Однако и в этом направлении достигнут существенный прогресс.

Методика дискриминации треков тяжелых ионов по удельным потерям энергии в мелкозернистой низкочувствительной эмульсии позволяет проводить определение их атомных номеров с точностью

± 2 вплоть до $Z \approx 30$ [141]. Обзор многочисленных до сих пор неисчерпанных возможностей фотометода можно найти в фундаментальной книге [142]. Методика твердотельных трековых детекторов после своей разработки сразу же нашла широкое применение в физике тяжелых ионов [143, 144].

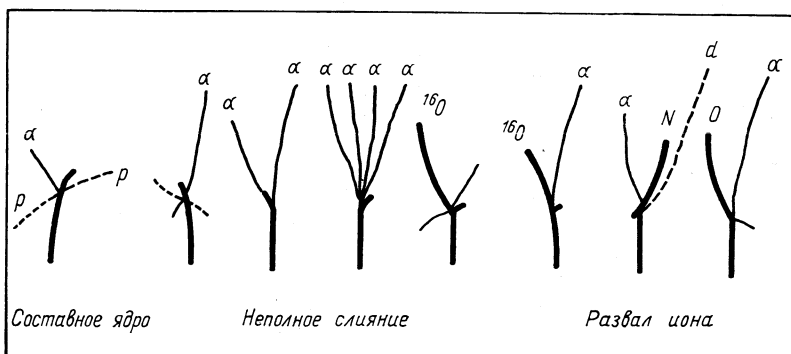


Рис. 19. Схема процессов, зарегистрированных в фотоэмульсии при взаимодействии ионов ^{20}Ne (200 Мэв) с ядрами Вг и Аg

Особенности этих детекторов — пороговая чувствительность к тяжелым заряженным частицам, относительная простота обработки и просмотра, малый собственный фон, высокая эффективность регистрации, возможность использования детекторов самой разной формы и размеров, способность длительно сохранять зарегистрированную информацию.

Широкий выбор твердотельных детекторов, обладающих разными порогами чувствительности при регистрации тяжелых ионов с разными зарядами и энергиями, приведен на рис. 20 [143]. Каждый детектор имеет порог по удельной ионизации, ниже которого треки при травлении не проявляются и выше которого все частицы при травлении дают треки. Диапазон частиц, которые можно зарегистрировать твердотельными детекторами, простирается от протонов до ионов трансурановых элементов. Пороговые свойства детекторов позволили, например, в работе [145] измерить сечения полного слияния ионов ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne с ядрами Cu , Ag , Au , V регистрацией атомов отдачи в слюде, помещенной прямо под пучок ионов.

Избирательное химическое травление твердотельных детекторов позволяет проводить идентификацию зарегистрированных частиц по атомным номерам, поскольку выявляемая длина следа пропорциональна Z частицы, замедляющейся в объеме данного детектора [146].

Твердотельные детекторы позволяют проводить и спектрометрические измерения. Так, в работах [147, 148] показано, что измерением диаметров протравленных треков осколков деления в стекле можно определить их энергию с точностью 1—2 Мэв.

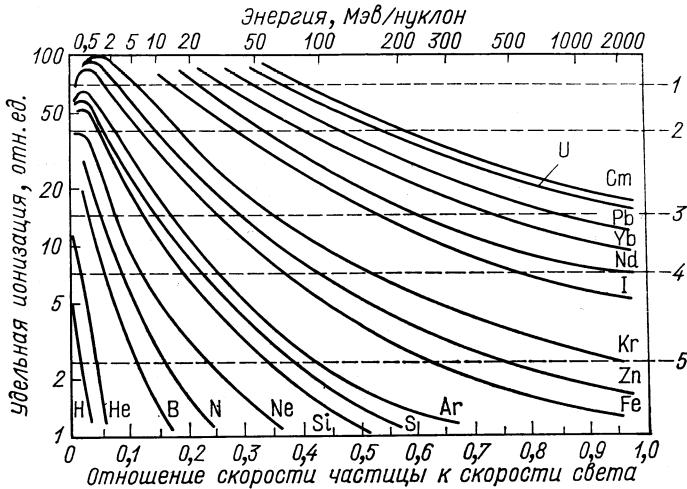


Рис. 20. Пороговые уровни регистрации тяжелых ионов различными твердотельными детекторами:

частица, обладающая начальной удельной ионизацией выше уровня, отмеченного пунктиром, создаст в данном детекторе повреждения, которые при травлении дадут трек; 1 — метеоритные минералы; 2 — стекло, слюда; 3 — лавсан, майлар; 4 — полиакрилат; 5 — нитрат целлюлозы

Измеренные в этих работах с помощью фосфатных стекол энергетические спектры осколков спонтанного деления ^{252}Cf по точности близки к измерениям, выполненным на полупроводниковых детекторах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные в настоящем обзоре методические подходы, конечно, не исчерпывают всего, что разработано и используется физиками, работающими с пучками тяжелых ионов. В частности, практически не затронуты вопросы γ -, β -спектроскопии, которые позволяют получить ценную информацию о возбуждении высокоспиновых состояний, квадрупольных и магнитных моментах возбужденных состояний ядер. Экспериментальная техника в этой области наиболее близка к той, что используется в реакциях с более легкими частицами. По этим вопросам уже существуют фундаментальные труды [149, 150].

Затронутые в настоящем обзоре вопросы представляются наиболее специфичными для физики тяжелых ионов. Компактное их изложение в одной статье, можно надеяться, будет содействовать оптимальной постановке будущих экспериментов.

Автор выражает глубокую признательность В. В. Волкову и Ю. Ц. Оганесяну за ценные замечания при подготовке рукописи к печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Флеров Г. Н. В кн.: Материалы конференции по ядерным реакциям с многозарядными ионами. Дубна, 1958. Сообщение ОИЯИ Р-374, 1959, с. 8.
2. Фремлин Д. В кн.: Ядерные реакции. Пер. с англ. М., Госатомиздат, 1962, с. 89.
3. Флеров Г. Н. В кн.: Труды Пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976.
4. Хрынкевич А., Брода Р., Вильчински Я. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, вып. 2, с. 397.
5. Bock R. e.a. GSI-Bericht P-5-77. Darmstadt, 1977.
6. Балдин А. М. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, вып. 3, с. 429.
7. Каун К. Г., Манфрасс П., Франк В. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, вып. 6, с. 1246.
8. Goulding F. S., Harvey B. G. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1975, v. 25, p. 167.
9. Armbruster P. In: Proc. 3rd Int. Conf. on nuclei far from stability. Cargese, France, 1976.
10. Armbruster P. In: Proc. European conf. on nucl. phys. with heavy ions. Saen, France, 1976.
11. Волков В. В. «ЭЧАЯ», 1975, т. 6, вып. 4, с. 1040.
12. Volkov V. V. «Nucleonika», 1976, v. 21, N 1/15, p. 53.
13. Schroder W. U., Huizenga J. R. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1977, v. 27.
14. Simonoff G. N., Alexander J. M. «Phys. Rev. B», 1964, v. 133, p. 104.
15. Друин В. А., Карамян С. А., Оганесян Ю. Ц. Препринт ОИЯИ-1670, 1964.
16. Anderson C. E., Bromley D. A., Sachs M. W. «Nucl. Instrum. and Methods», 1961, v. 13, p. 238.
17. Sachs M. W., Chasman C., Bromley D. A. «Phys. Rev. B», 1965, v. 139, p. 92; «Nucl. Instrum. and Methods», 1966, v. 41, p. 213.
18. Cerny J. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, v. 45, p. 337.
19. Bowman J. B. e.a. «Phys. Rev. C», 1974, v. 9, p. 836.
20. Bird D., Ollerhead R. W. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 71, p. 231.
21. Lemaire M. C. e.a. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 1103.
22. Artukh e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 168, p. 321.
23. Pleyer H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 96, p. 263.
24. Avdeichikov V. V., Ganzha E. A., Lozhkin O. V. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 131, p. 61.
25. Fowler M. M., Jared R. C. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 341.
26. Barrette J., Braun-Munzinger P., Gelbke C. K. Bericht MPI-H-1975-V2, Heidelberg, 1975.
27. Sistemich K. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1976, v. 133, p. 121.
28. Artukh A. G. e.a. Preprint JINR E7-10464, Dubna, 1977.
29. Pfeffer W. e.a. GSI-Bericht JI-76, Darmstadt, 1976, S. 20.
30. Воробьев А. А., Королев В. А. «ИТЭ», 1961, № 4, с. 42.

31. Thomas T. D. e.a. «Phys. Lett. B», 1968, v. 27, p. 504.
32. Glassel P., Jared R. C., Moretto L. G. «Nucl. Instrum. and Methods», 1977, v. 142, p. 569; Preprint LBL-5064, 1976.
33. Tschalar C. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 61, p. 141.
34. Armbruster P. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1976, v. 132, p. 129.
35. Акимов Ю. К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М., Атомиздат, 1967.
36. Moszynski M., Bengtson B. «Nucl. Instrum. and Methods», 1977, v. 142, p. 417.
37. Muga M. L. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 83, p. 135.
38. Gelbke C. K., Hildebrandt K. D., Bock R. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 95, p. 397.
39. Cormier T. M. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 119, p. 145.
40. Whitehead A. B. «IEEE Trans. on Nucl. Sci.», 1966, v. 13, N 1, p. 747.
41. Агранович В. М. и др. «ЖЭТФ», 1969, т. 57, с. 401.
42. Clerc H. G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 113, p. 325; GSI-Bericht 73-13, Darmstadt, 1973, p. 31.
43. Воробьев А. А. и др. «Атомная энергия», 1969, т. 27, с. 31.
44. Lang W., Clerc H. G. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 126, p. 535.
45. Schneider W. F. W., Kohlmeier B., Bock R. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 87, p. 253.
46. Pfeffer W., Kohlmeier B., Schneider W. F. W. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 107, p. 121.
47. Ruggeri D. J. «IEEE Trans. on Nucl. Sci.», 1972, v. 19, N 3, p. 74.
48. Gabor G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 130, p. 65.
49. Zebelman A. M. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1977, v. 141, p. 439.
50. Stelzer H. «Nucl. Instrum. and Methods», 1976, v. 133, p. 409.
51. Martin V. e.a. GSI-Bericht J-1-77. Darmstadt, 1977, p. 148.
52. Lynen U., Stelzer H. GSI-Bericht J-1-77. Darmstadt, 1977, p. 147.
53. Schneider W. F. W. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 123, p. 93.
54. Jackmart J. C. e.a. In: Proc. Int. Conf. on Heavy Ion Physics. Dubna, 1966. Comm JINR D7-5342, v. 3, 1970, p. 137.
55. Artukh A. G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, v. 82, p. 73.
56. Афанасьев Н. Г. и др. «ИТЭ», 1966, № 5, с. 44.
57. Artukh A. G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 176, p. 284.
58. Stephan C. e.a. In: Proc. 3rd Int. Conf. on Nuclei Far from Stability. Cargese, France, 1976, p. 46.
59. Scheerer H. J. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1976, v. 136, p. 213.
60. Harvey B. G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1972, v. 104, p. 21.
61. Shapira D. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 129, p. 123.
62. Borkovski C. J., Корп М. К. «Rev. Sci. Instrum.», 1968, v. 39, p. 1515.
63. Бирюков В. А., Зинов В. Г., Кокин А. Д. «ЖЭТФ», 1970, т. 58, с. 104.
64. Mutterer M. e.a. GSI-Bericht J1-76, Darmstadt, 1976, S. 8.
65. Charpak G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 62, p. 262.
66. Sann H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 509.
67. Друин В. А. и др. «Ядерная физика», 1976, т. 24, с. 254.
68. Тер-Акопян Г. М. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 255, p. 509.
69. Northcliffe L. C., Shilling R. F. «Nucl. Data A», 1970, v. 7, p. 1.
70. Донец Е. Д., Щеголев В. А., Ермаков В. А. «Атомная энергия», 1964, т. 16, с. 195.
71. Ghiorso A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1958, v. 1, p. 18.
72. Михеев В. Л. «ИТЭ», 1966, № 4, с. 22.
73. Friedman A. M., Mohr W. C. «Nucl. Instrum. and Methods», 1962, v. 17, p. 78.
74. Друин В. А., Скобелев Н. К., Сун Цзин-Ян Г. Я. «Атомная энергия», 1969, т. 26, с. 374.

75. Macfarlane R. D., Griffioen R. D. «Nucl. Instrum. and Methods», 1963, v. 24, p. 461.
76. Macfarlane R. D., McHarris W. C. In: Nuclear spectroscopy and reactions. Ed. J. Cerny. Part A., N.Y. and L. Academic Press, 1974, p. 243.
77. Trautmann N. In: Proc. 3rd Int. Conf. on nuclei far from stability. France, Cargese, 1976, p. 30.
78. Загер Б. А. и др. «Атомная энергия», 1966, т. 20, с. 230.
79. Valli K., Hyde E. K. «Phys. Rev.», 1968, v. 176, p. 1377.
80. Jungclas H., Macfarlane R. D., Fares Y. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 556.
81. Wollnik H. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 127, p. 539.
82. Wieschahn W. J., Bischoff G., D'Auria J. M. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 221.
83. Klapisch R. In: Nuclear spectroscopy and reactions. Ed. J. Cerny. Part A. N.Y. and L. Academic Press, 1974, p. 213.
84. Ewald H. e.a. In: Comm. European Conf. on Nuclear Physics with Heavy Ions. Caen, France, 1976, p. 183.
85. Ewald H. e.a. «Kerntechnik», 1974, v. 16, p. 237.
86. Evers D. e.a. Jahresbericht 1975, Beschleunigerlabor der Universität und Technischen Universität, München, S. 169.
87. Scorka S., Rudolph K., Hertel J. GSI-Bericht 73-3, Darmstadt, 1973, p. 1.
88. Kankeleit E., Krueger F. R., Persson B. I. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 121, p. 321.
89. Britt H. C. «Atomic Data and Nuclear Data Tables», 1973, v. 12, N 5, p. 407.
90. Гангрский Ю. П. и др. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 1968, т. 32, с. 1644.
91. Metag V. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 114, p. 445.
92. Sletten G., Metag V., Liukkonen E. «Phys. Lett. B», 1976, v. 60, p. 153.
93. Донец Е. Д., Щеголев В. А., Ермаков В. А. «Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 1015.
94. Sikkeland T., Shafir N. H., Trautmann N. «Phys. Lett. B», 1972, v. 42, p. 201.
95. Артюх А. Г. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 54.
96. Sikkeland T., Ghiorso A., Nurmia M. J. «Phys. Rev.», 1968, v. 172, p. 1232.
97. Ильинов А. С. Сообщение ОИЯИ Р7-7108, 1973.
98. Alexander J. M., Simonoff G. «Phys. Rev. B», 1964, v. 133, p. 93.
99. Neubert W. «Nuclear Data Tables», 1973, v. 11, p. 531.
100. Барашенков В. С. и др. Сообщение ОИЯИ Р-7-7165, 1973.
101. Оганесян Ю. Ц. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 28, с. 393.
102. Донец Е. Д., Щеголев В. А., Ермаков В. А. «Атомная энергия», 1966, т. 20, с. 223.
103. Oganessian Yu. Ts. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 273, p. 505.
104. Богданов Д. Д. и др. «Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 1113.
105. Wollnik H. «Nucl. Instrum. and Methods», 1976, v. 139, p. 311.
106. Dittner P. F. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 1037.
107. Bemis C. E. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 31, p. 647.
108. Ravn H. L. In: Proc. 3rd Int. Conf. on nuclei far from stability. France. Cargese, 1976, p. 15.
109. Tarantin N. I. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1965, v. 38, p. 103.
110. Иванов Н. С. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 41, с. 352.
111. Кабаченко А. П. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 41, с. 353.
112. Karnaukhov V. A. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 120, p. 69.
113. Bogdanov D. D. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1976, v. 136, p. 433.
114. Schmidt-Ott W. D. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 83.
115. Кляшиш Р. и др. Сообщение ОИЯИ Р7-9994, 1976.
116. Флеров Г. Н., Звара И. Сообщение ОИЯИ Д7-6013, 1971.

117. Звара И. В кн.: Прогнозирование в учении о периодичности. М., Наука, 1976, с. 92.
118. Hulet E. K. e. a. In: Proc. 4-th Int. Transplutonium Element Symp. Baden-Baden, 1975.
119. Sikkeland T., Viola V. E. In: Proc. 3rd Conf. on reactions between complex nuclei. Asilomar, 1963, Univ. of California Press, 1963, p. 232.
120. Карамян С. А. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 715.
121. Bock R. e. a. Report on the 9-th Masurian school in nuclear physics. Poland, Mikolaiki, 1976.
122. Cabot C. e. a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 114, p. 41.
123. Fossan D. B., Warburton E. K. In Nuclear spectroscopy and reactions. Ed. J. Cerny. Part C. N.Y. and L. Academic Press, 1974, p. 307.
124. Бочев Б. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-6229, 1972.
125. Карамян С. А., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, вып. 2, с. 456.
126. Gibson W. M. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1975, v. 25, p. 465.
127. Каманин В. В. и др. «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 447.
128. Melikov Yu. V. e. a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 180, p. 241.
129. Lindhard J., Nielsen V. «Phys. Lett.», 1962, v. 2, p. 209.
130. Haines E. L., Whitehead A. B. «Rev. Sci. Instrum.», 1966, v. 37, p. 190.
131. Кушвирук В. Ф., Харитонов Ю. П. «ПТЭ», 1977, № 4, с. 76.
132. Wilkins B. D. e. a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 92, p. 381.
133. Kassirov S. A. e. a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 119, p. 301.
134. Finch E. C. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 113, p. 41.
135. Зодан Х. и др. Сообщение ОИЯИ Р7-10671, 1977.
136. Kaufman S. B. e. a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 115, p. 47.
137. Schmitt R. P. e. a. «Nucl. Phys. A», 1977, v. 279, p. 141.
138. Pfeffer W. e. a. GSI-Bericht 73-14. Darmstadt, 1973, S. 16.
139. Каранская М. Э., Колодия А. В., Сычков М. А. «ПТЭ», 1973, № 6, с. 55.
140. Pfohl R. Theses. Strasbourg, 1964.
141. Перельгин В. П., Третьякова С. П., Никитин М. Д. Авт. свидетельство СССР 233113. Бюллетень ОИПТЭ, 1969, № 2, с. 63.
142. Пауэли С., Фаулер П. и др. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. литературы, 1962.
143. Fleischer R. L., Price P. B., Walker R. M. Nuclear tracks in solids. Berkeley — Los Angeles — London, 1975. University of California Press.
144. Николаев В. А., Перельгин В. П. «ПТЭ», 1976, № 2, с. 7.
145. Natowitz J. B. «Phys. Rev. C», 1970, v. 1, p. 629.
146. Флеров Г. Н., Отгонсурен О., Перельгин В. П. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 1975, т. 39, с. 388.
147. Николаев В. А. и др. «ПТЭ», 1976, № 4, с. 88.
148. Aschenbach J. e. a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 116, p. 389.
149. Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy. V. 1, 2. Ed. K. Siegbahn, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1965. Русский перевод: Альфа-, бета-и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1969.
150. Nuclear spectroscopy and reactions. Part C. Ed. J. Cerny, N.Y. and L., Academic Press, 1974.