

# ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИССЛЕДОВАНИЯ С МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

*А. Хрынкевич, Р. Брода, Я. Вильчински*  
Институт ядерной физики, Краков

Рассмотрено применение пучков многозарядных ионов, полученных на ускорителях, для изучения структуры атомных ядер, главным образом, на основе работ, выполненных в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

The paper concerns the application of accelerator multicharged ion beams to investigations in nuclear physics. The progress is illustrated mainly with the works carried out at the Laboratory of Nuclear Reactions JINR.

## ВВЕДЕНИЕ

Пучки многозарядных ионов имеют сегодня широкое и разнообразное применение в различных отраслях науки, а также используются при решении ряда проблем, существенных для народного хозяйства.

Здесь речь пойдет о применении многозарядных ионов только в ядерной физике. Ускорение многозарядных ионов в широком диапазоне масс до больших энергий позволило не только расширить исследования, проводимые ранее с легкими частицами, но также создать совсем новые направления исследований и обнаружить ряд новых явлений в ядерной физике.

Это связано с особыми свойствами взаимодействий многозарядных ионов: 1) большой заряд иона, действующий на ядро мишени; 2) возможность передачи или обмена большого числа нуклонов; 3) большие моменты количества движения, передаваемые в столкновениях; 4) большие импульсы, передаваемые продуктам реакций.

Цель обзора — проиллюстрировать, как эти уникальные свойства можно использовать для изучения атомных ядер, а также показать достижения в этой области Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, которая является пионерской лабораторией в мире,

занимающейся физикой многозарядных ионов. Эта лаборатория в течение многих лет располагала уникальными, в смысле диапазона масс и интенсивностей, пучками тяжелых ионов, что позволило сделать фундаментальные открытия в области ядерной физики. Перечисленные выше особенности взаимодействия многозарядных ионов будут основой дальнейшего изложения.

### 1. БОЛЬШОЙ ЗАРЯД, ВНОСИМЫЙ В ОКРЕСТНОСТЬ ЯДРА МИШЕНИ

**Многократное кулоновское возбуждение.** При энергии, налетающей частицы ниже кулоновского барьера взаимодействие имеет чисто электромагнитный характер и может быть описано теоретически независимо от ядерных моделей. Вероятность кулоновского возбуждения растет с увеличением заряда бомбардирующего иона, что позволяет использовать многократное кулоновское возбуждение для исследования свойств ротационных полос.

Вероятность возбуждения ротационных состояний с разными спинами в ядре  ${}_{68}^{166}\text{Er}$  при помощи многозарядных ионов с энергиями, близкими кулоновскому барьеру, приведена на рис. 1. Из рисунка видно преимущество тяжелых ионов в возбуждении высокоспиновых состояний. Определение эффективных сечений для возбуждения конкретных состояний приводит к необходимости изучения электромагнитных свойств ядер в этих состояниях. Полученные параметры, описывающие эти свойства, являются чувствительным пробником для проверки существующих моделей ядра. Большая селективность возбуждения коллективных состояний ядер совместно с хорошо известной кинематикой реакций позволяют применять процесс многократного кулоновского возбуждения для измерений времен жизни, а также магнитных и квадрупольных моментов ядер, находящихся в состояниях с большой степенью коллективности.

**Эффект реориентации при кулоновском возбуждении.** Налетающий многозарядный ион создает на ядре мишени очень большой градиент электрического поля (ГЭП): на  $10^{10}$  порядков больше, чем ГЭП, действующий на ядра в кристаллических решетках. Взаимодействие этого ГЭП со статическим электрическим квадрупольным моментом ядра сказывается на вероятности кулоновского возбуждения. Поправка, названная эффектом реориентации, вычисляется в рамках теории возмущения второго порядка. Вероятность возбуждения можно записать как:

$$P_{i \rightarrow j} = P_{i \rightarrow j}^{(1)} + P_{i \rightarrow j}^{(1, 2)},$$

где  $P_{i \rightarrow j}^{(1)}$  — вероятность кулоновского возбуждения в приближении первого порядка;  $P_{i \rightarrow j}^{(1, 2)}$  — вклад от интерференции между процессами первого и второго порядка. Реориентационный член является одним из них. В случае возбуждения состояния  $2^+$  в чет-

но-четном ядре он имеет вид:

$$P_{i \rightarrow j}^{(1, 2)} = P_{i \rightarrow j}^{(1)} 1,32 \frac{A_1 A_2 \Delta E}{(A_1 + A_2) Z_2} Q_2 K,$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — массовые числа бомбардирующей частицы и ядра мишени;  $Z_2$  — атомный номер ядра мишени;  $\Delta E$  — энергия перехода;  $Q_2$  — электрический квадрупольный момент состояния  $2^+$ .

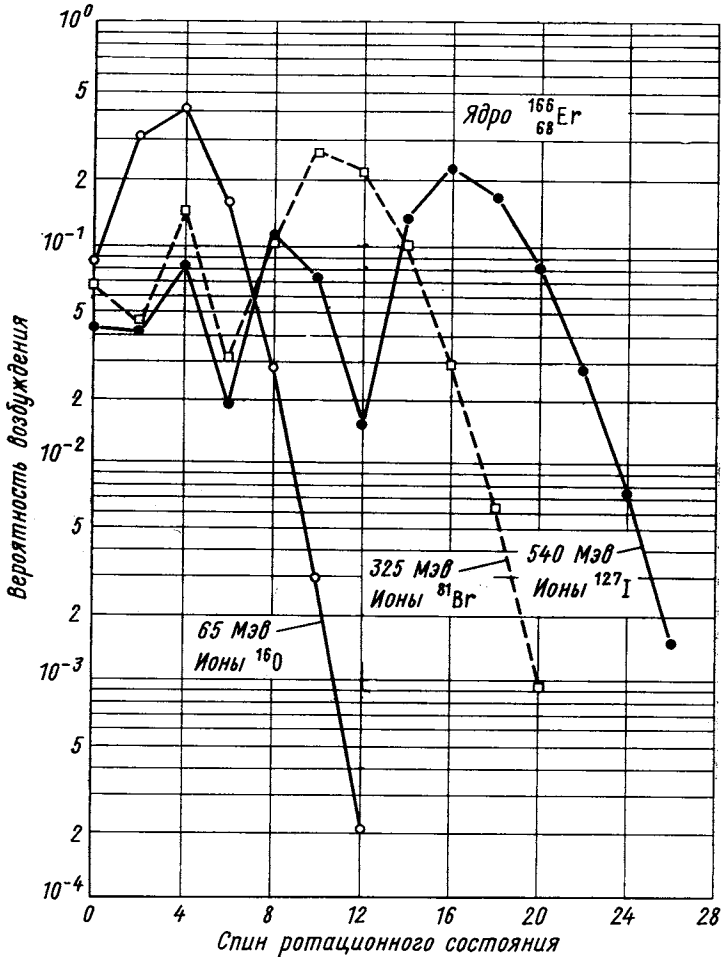


Рис. 1. Вероятность многократного кулоновского возбуждения ротационных состояний ядра  $^{166}\text{Er}$  при помощи разных многозарядных ионов

Параметр  $K$  близок к единице при рассеянии на большие углы. Для получения квадрупольного момента из значений эффективного сечения кулоновского возбуждения измерения следует про-

водить для двух разных экспериментальных условий, изменяя массу, энергию или угол рассеяния бомбардирующей частицы. При интерпретации результатов необходимо учитывать другие

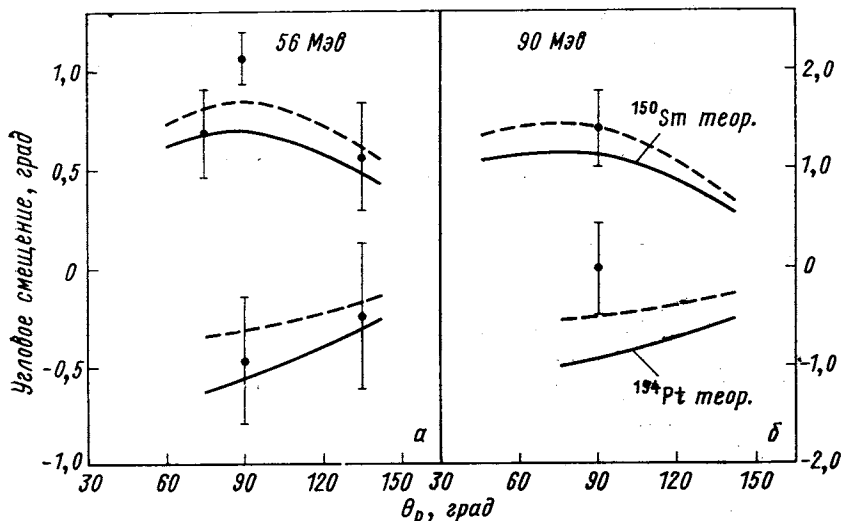


Рис. 2. Измеренные углы прецессии  $\Delta$  углового распределения при кулоновском возбуждении ионами  $^{16}\text{O}$  (а) и  $^{32}\text{S}$  (б) первых  $2^+$ -состояний на ядрах  $^{150}\text{Sm}$  и  $^{194}\text{Pt}$ :

— — — и — теоретические расчеты, в которые включены  $Q$ , полученные в традиционных экспериментах реориентации, и вытекающие из  $B(E2)$  на основании ротационной модели. Противоположные знаки угла прецессии для ядер  $^{150}\text{Sm}$  и  $^{194}\text{Pt}$  обозначают разные знаки квадрупольных моментов этих ядер [1]; на рис. а: —  $Q = Q$  (ротац. эксп.); — — — —  $Q = Q$  (предыдущие эксп.).

вклады второго порядка и вероятность кулоновского возбуждения, что часто является довольно сложной задачей.

Эффект реориентации не только меняет вероятность кулоновского возбуждения, но также вызывает вращение углового распределения  $\gamma$ -квантов, испускаемых с возбужденного уровня. Оценка угла этой реориентационной прецессии дает

$$\Delta_{rp} \approx Z_1 P Q / (5D^2\beta),$$

где  $Z_1$  и  $\beta$  — атомный номер и скорость налетающей частицы;  $D$  — расстояние максимального сближения;  $P$  и  $Q$  — поляризация и квадрупольный момент ядра мишени в возбужденном состоянии.

Реориентационные прецессии, полученные при рассеянии ионов  $^{16}\text{O}$  и  $^{32}\text{S}$  на ядрах  $^{150}\text{Sm}$  и  $^{194}\text{Pt}$ , приведены на рис. 2 [1].

Угол  $\Delta_{rp}$  довольно мал, но в отличие от обыкновенного метода реориентации, где определяется небольшая поправка к значению эффективного сечения, при реориентационной прецессии измеряет-

ся эффект первого порядка и полученные результаты более достоверны.

**Деление, вызванное кулоновским полем.** Изучение деления, вызванного кулоновским возбуждением в поле налетающего тяжелого сферического ядра (например,  $^{208}\text{Pb}$ ), по всей вероятности позволит получить сведения о ходе деформации делящегося ядра мишени. Схематически стробоскопическая картина деления в поле бомбардирующего многозарядного иона показана на рис. 3.

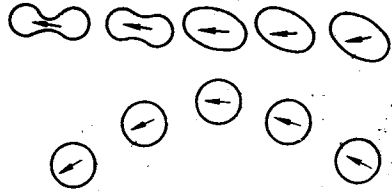


Рис. 3. Схема деления в электромагнитном поле бомбардирующего многозарядного иона

**2. ВОЗМОЖНОСТЬ ПЕРЕДАЧИ ИЛИ ОБМЕНА БОЛЬШОГО ЧИСЛА НУКЛОНОВ**

**Механизм реакции с многозарядными ионами.** Одним из источников информации о потенциале взаимодействия легких

частиц с ядрами является изучение упругого рассеяния. В случае взаимодействия двух тяжелых ядер упругое или квазиупругое рассеяние можно наблюдать только при периферийных соударениях, когда перекрытие распределений плотности не превышает 5%. Из этого следует, что на основе квазиупругого рассеяния можно судить лишь об узкой внешней части потенциала взаимодействия. Анализ данных по упругому рассеянию в рамках оптической модели дает неоднозначные результаты для действительной части потенциала.

На рис. 4 в качестве примера приведен ряд разных действительных потенциалов, которые удовлетворительно описывают угловое распределение упругого рассеяния  $^{16}\text{O} + ^{96}\text{Zr}$  при энергии 60 Мэв. Кривые пересекаются в одной точке, и следовательно, только в этой области действительная часть потенциала взаимодействия определена однозначно. Другим источником сведений о потенциале взаимодействия являются измерения энергетической зависимости эффективного сечения слияния сталкивающихся ядер. Для не слишком высоких энергий это эффективное сечение пропорционально  $(1 - B/E)$ , где  $B$  — кулоновский барьер для данной системы.

Как видно из рис. 5 [2], экстраполяция функции возбуждения позволяет определить высоту кулоновского барьера  $B$  и таким образом получить информацию о значении ядерного потенциала взаимодействия на расстоянии, соответствующем вершине барьера.

Особый интерес представляет вопрос об условиях слияния сталкивающихся ядер. Оказывается, что этот процесс обусловлен формой потенциала во входном канале реакции [3], а именно суще-

ствованием ямы в полном потенциале взаимодействия:

$$V(r) = V_c + V_N + V_l,$$

состоящем из трех компонентов — кулоновского, ядерного и центробежного. Как видно на рис. 6, при соударениях, для которых

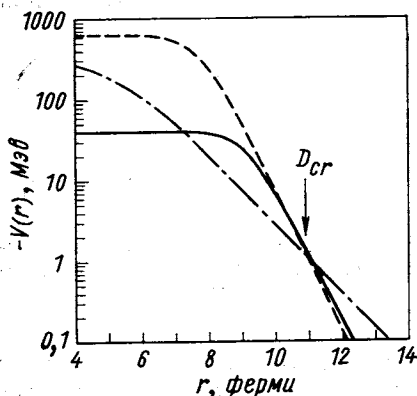


Рис. 4. Радиальная зависимость трех разных действительных потенциалов, которые удовлетворительно воспроизводят угловое распределение упругого рассеяния  $^{16}\text{O} + ^{96}\text{Zr}$  при энергии 60 Мэв [26]:

—  $V_0 = 40$  Мэв;  $R_0 = 9,23$  ферми,  $a = 0,5$  ферми; — — —  $V_0 = 620$  Мэв;  $R_0 = 7,81$  ферми,  $a = 0,5$  ферми; — · — ·  $V_0 = 360$  Мэв,  $R_0 = 5,27$  ферми,  $a = 1,0$  ферми

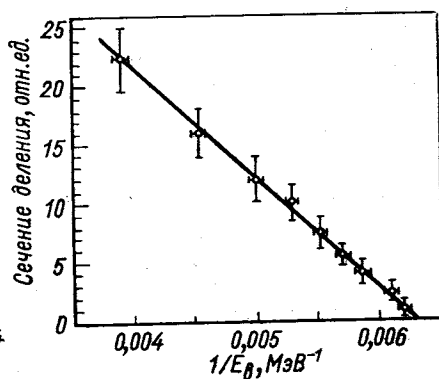


Рис. 5. Зависимость эффективного сечения слияния от  $B/E$  в реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$  [3]

относительный орбитальный момент количества движения превышает критическое значение  $l_{cr}$ , слияние невозможно, так как потенциал взаимодействия отталкивающий для всех расстояний между ядрами.

В процессе слияния наступает полная диссипация энергии и момента количества движения сталкивающихся ядер, приводящая к образованию составного ядра. Но уникальные возможности изучения динамических процессов в ядерной материи представляет исследование соударений, в которых не происходит полное слияние, т. е. когда реакция имеет двухтельный характер с большой степенью неупругости.

Такие глубоконеупругие реакции были обнаружены и всесторонне исследованы в Дубне группой В. В. Волкова [4—6]. Особенностью этих реакций является сочетание признаков реакций, идущих через составное ядро, и реакций прямого взаимодействия, что следует из промежуточного характера этих реакций, разыгрывающихся в условиях, когда число вступающих в игру степеней

свободы значительно, но из-за динамических ограничений составное ядро не может образоваться. Время ядерного взаимодействия в глубоконеупругих реакциях приблизительно на порядок больше по сравнению с прямыми, одноступенчатыми процессами. Столь короткое время ( $\sim 10^{-21}$  сек) не позволяет системе сталкивающихся ядер достичь полного статистического равновесия, но, с другой стороны, этот промежуток времени достаточен для достижения частичного статистического равновесия, следствием чего является обнаруженная в Дубне [7] экспоненциальная зависимость сечений реакций многонуклонных передач от энергетического порога реакции  $Q_{gg}$  (рис. 7).

Характерная черта глубоконеупругих реакций — огромные потери кинетической энергии в процессе столкновения, что свидетельствует о большом значении коэффициента вязкости для ядерной материи. Анализ экспериментальных данных по глубоконеупругим реакциям (в рамках феноменологических моделей) позволяет определить значение коэффициента вязкости (или коэффициента трения); а

также степень деформации ядер, которые появляются в выходном канале реакции [8]. Кроме того, детальный анализ глубоконеупругих реакций позволяет изучить потенциал взаимодействия на малых расстояниях, где он имеет явно неконсервативный характер. На малых расстояниях проявляются эффекты, связанные с антисимметризацией волновой функции нуклонов и насыщением ядерных сил. Это приводит к образованию отталкивающего остова в потенциале взаимодействия. Исследование этих эффектов может иметь непосредственную связь с проблемой сжимаемости ядерной материи, возникновением ударных волн и с гипотезой об изомерии плотности, т. е. возможном существовании сверхплотных ядер.

Ядра, удаленные от линии  $\beta$ -стабильности. Трансурановые и сверхтяжелые элементы. Нейтронодефицитные ядра можно получить в реакциях слияния. Например,  $^{80}_{40}\text{Zr}$ , образующийся при слиянии двух ядер  $^{40}_{20}\text{Ca}$ , имеет дефицит 12 нейтронов по сравнению с  $^{82}_{40}\text{Zr}$ , лежащим на линии  $\beta$ -стабильности. Дефицит нейтронов конечного продукта реакции слияния увеличивается еще

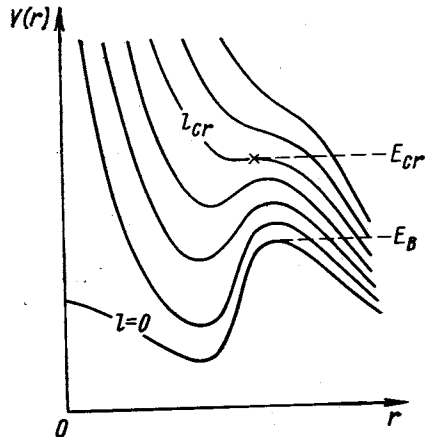


Рис. 6. Радиальная зависимость полного потенциала взаимодействия  $V(r) = V_c + V_N + V_l$  для разных значений углового момента относительного движения

больше за счет испускания нейтронов в каскаде девозбуждения составного ядра. Таким образом, реакции столкновения с мишенью (тяжелый ион,  $xn$ ) позволяют удалиться от линии  $\beta$ -стабильности на 15—20 единиц в сторону дефицита нейтронов.

Изучение свойств нейтронодефицитных ядер в Дубне привело В. А. Карнаухова и сотр. [9] к открытию запаздывающей протонной радиоактивности. Она впервые была обнаружена для ядра

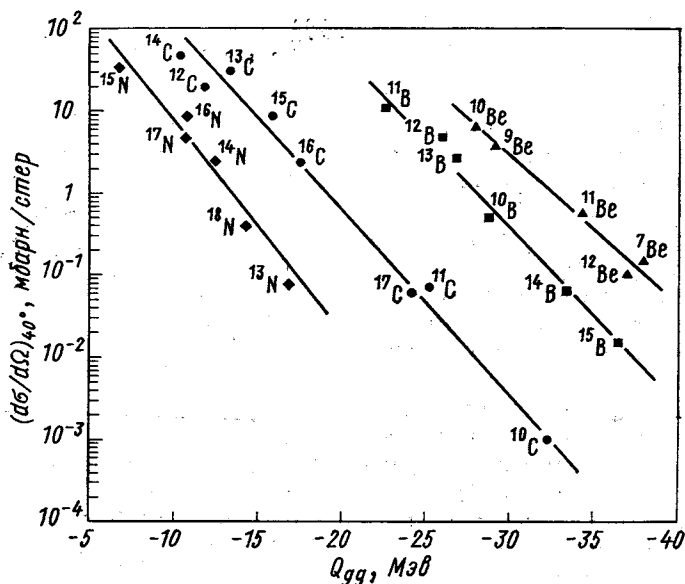


Рис. 7. Зависимость дифференциального сечения образования изотопов Be, B, C и N в реакции  $^{232}Th + ^{16}O$  ( $E = 137$  Мэв) от энергетического порога реакции  $Q_{gg}$  [7]

$^{17}Ne$  ( $T_{1/2} = 0,1$  сек), получаемого в реакции срыва трех нейтронов:  $^{20}Ne \rightarrow ^{17}Ne$ . Сегодня известно несколько десятков излучателей запаздывающих протонов. Продолжаются поиски протонного распада с основного состояния, а также двухпротонной радиоактивности, предсказанной В. И. Гольданским [10]. Главный источник нейтроноизбыточных ядер — процесс деления. Вследствие того что тяжелые ионы вносят в составное ядро большие угловые моменты, процесс деления компаунд-ядер становится конкурирующим (с другими видами распада) практически во всем диапазоне атомных масс, а не только в области тяжелых ядер, как это имеет место при делении, вызванном легкими частицами.

Очень эффективным способом получения легких нейтроноизбыточных ядер оказались реакции многоуклонных передач, а именно



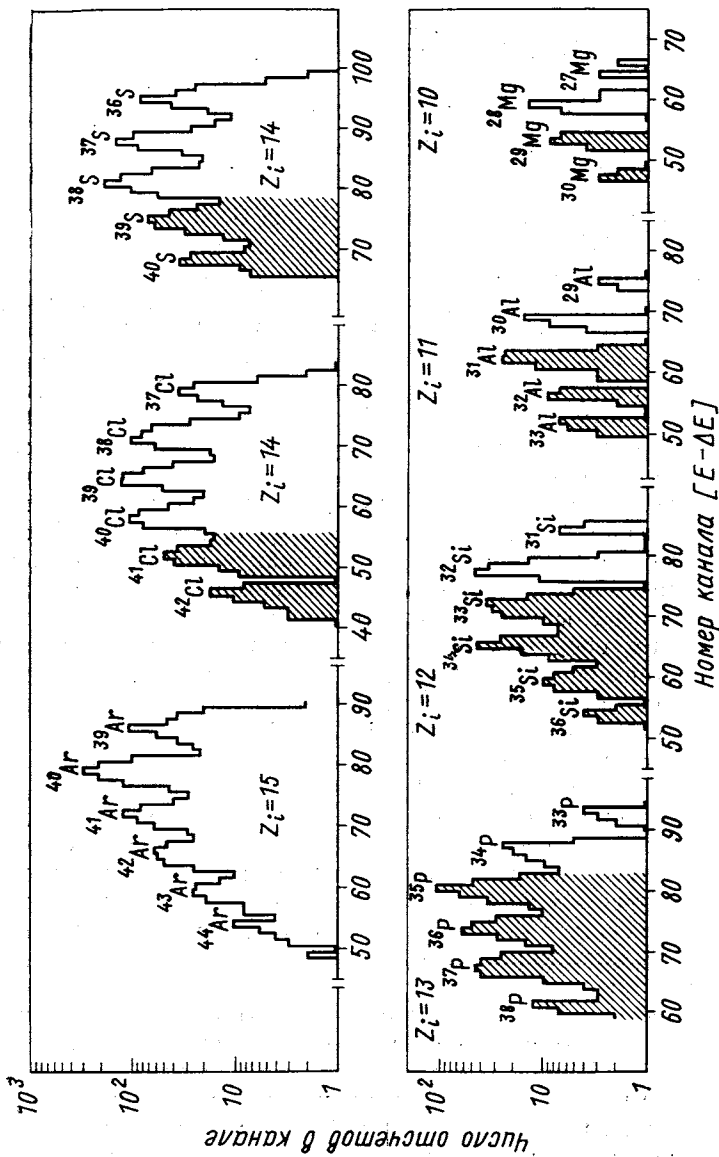
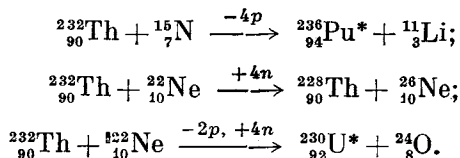


Рис. 8. Выход разных изотопов Ar, Cl, S, P, Si, Al и Mg, полученных в различных реакциях передачи нуклонов при взаимодействии ионов  $^{40}\text{Ar}$  (290 Мэв) с  $^{232}\text{Th}$ . Изотопы  $^{38}\text{Mg}$ ,  $^{31}\text{Mg}$ ,  $^{33}\text{Al}$ ,  $^{33-36}\text{Si}$ ,  $^{35-38}\text{P}$ ,  $^{38-40}\text{S}$  и  $^{41}$ ,  $^{42}\text{Cl}$  были впервые обнаружены в этом эксперименте [12]

реакции многопротонного срыва, подхвата нескольких нейтронов и реакции обменного типа:



В Лаборатории ядерных реакций в Дубне В. В. Волков и сотр. (см., например, [11] и ссылки на другие работы в этом обзоре) получили таким методом около 30 новых нейтроноизбыточных легких ядер. Среди них такие далеко удаленные от линии  $\beta$ -стабильности, как  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$ ,  ${}^{15}\text{B}$ ,  ${}^{20}\text{C}$ ,  ${}^{21}\text{N}$ ,  ${}^{24}\text{O}$ ,  ${}^{25}\text{F}$  и  ${}^{26}\text{Ne}$ .

Результат облучения  ${}^{40}\text{Ar}$  мишени  ${}^{232}\text{Th}$  приведен на рис. 8. Разнообразные реакции обмена привели в этом эксперименте к образованию 17 новых нейтроноизбыточных изотопов.

Реакции передачи, так же как и деление ядер, позволяют получать нейтроноизбыточные ядра только в первой половине периодической системы. При столкновении двух ядер с разными массами энергетически выгодной является передача протонов более тяжелому ядру. Тогда возникает вопрос: как можно получать тяжелые нейтроноизбыточные ядра. Один из методов, предложенный Ю. Ц. Оганесяном, основан на использовании в качестве снаряда ядра с большим избытком нейтронов при замкнутой протонной оболочке, например,  ${}_{20}^{48}\text{Ca}$ . Другой способ — это использование многонуклонной передачи при столкновении двух тяжелых ядер с одинаковыми массами, например  ${}^{238}\text{U} + {}^{238}\text{U}$ .

Важной проблемой является определение энергии связи новых нуклидов, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности, и проверка существующих полуэмпирических формул для вычисления масс ядер. Можно перечислить несколько методов, позволяющих определять разницы масс: измерение энергии  $\beta$ - и  $\alpha$ -распада; измерение энергии в совпадениях  $\beta^+ - p$  при протонном распаде; измерение порогового значения  $Q$  — реакции в двухтельных реакциях передачи нуклонов; применение масс-спектрометров *on line* (на пучке ускорителя).

Масс-сепаратор на пучке позволяет идентифицировать новые короткоживущие изотопы, получаемые в реакциях. Результаты, полученные В. А. Карнауховым и сотр. при использовании масс-сепаратора БЭМС-2 *on line* с циклотроном тяжелых ионов У-300, приведены на рис. 9. При помощи этой системы было открыто 22 новых изотопа для элементов от Cs до Eu с массовыми числами от 116 до 138.

**Трансурановые элементы.** Самый тяжелый изотоп, который можно получить в реакторах или при подземных атомных взрывах

путем многократного захвата нейтронов, — это  ${}_{100}^{257}\text{Fm}$ . Элементы с более высокими атомными номерами могут образоваться в реакциях слияния при столкновении с мишенью (тяжелый ион,  $zn$ ). Главной трудностью на пути к образованию далеких трансурановых элементов в их основных состояниях является мгновенное деление возбужденного составного ядра в процессе девозбуждения. Вероятность того, что составное ядро достигнет основного

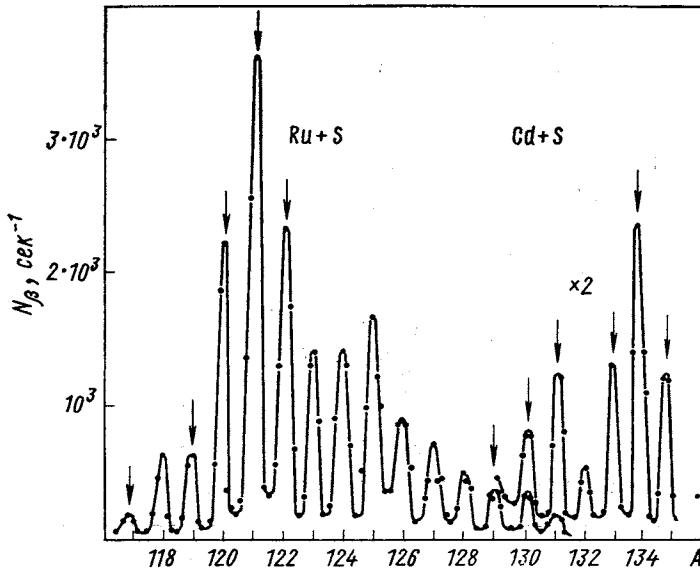


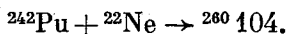
Рис. 9. Зависимость скорости счета  $\beta$ -активности в фокальной плоскости от массового числа изотопа: при облучении  ${}^{96}\text{Ru}$  ( $\sim 90\%$ ) +  ${}^{32}\text{S}$  и  ${}^{106}\text{Cd}$  ( $\sim 90\%$ ) +  ${}^{32}\text{S}$ , стрелками показаны изобары, для которых были открыты новые изотопы

состояния испусканием нейтронов (и таким образом избежит мгновенного деления), чрезвычайно мала, порядка  $10^{-8} - 10^{-10}$ . Поэтому необходимо располагать интенсивными пучками тяжелых ионов и разработать чрезвычайно чувствительные методы детектирования и идентификации получаемых нуклидов на фоне огромного числа других продуктов реакции.

В качестве таких методов используются спонтанное деление,  $\alpha$ -распад в сочетании с распадом дочернего ядра, а также совпадения  $\alpha$ -распада с характерным излучением. В некоторых случаях можно применить химические методы идентификации.

Ведущие лаборатории, в которых проводятся эксперименты по синтезу трансурановых элементов, находятся в Дубне и Беркли. В Дубне Г. Н. Флёрв и др. [13] получили в 1964 г. первый

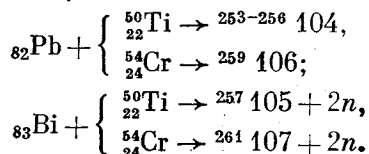
изотоп элемента 104 в реакции



Он был обнаружен методом детектирования спонтанного деления с временем жизни 0,3 сек. Предложено назвать новооткрытый 104 элемент — курчатовий.

Последующие эксперименты показали, что время жизни  ${}^{260}\text{Ku}$  порядка 0,1 сек. В 1975 г. этот изотоп был получен в реакции  ${}^{246}\text{Cm} ({}^{18}\text{O}, 4n){}^{260}\text{Ku}$  с эффективным сечением 1,5 нбарн [14]. Установлено, что время жизни на спонтанное деление  $T_{1/2} = 80 \pm \pm 20$  мсек. Результаты, полученные дубненской группой, подвергаются критике группой, работающей в Беркли. Проведенный там эксперимент  ${}^{249}\text{Bk} ({}^{15}\text{N}, 4n){}^{260}104$  не дал положительного результата, но не исключается существование долгоживущего компонента в наблюдаемой 20-мсек активности продуктов этой реакции.

В течение последних лет в ОИЯИ был синтезирован ряд других изотопов элемента 104, а также получены изотопы 105-го, 106-го и 107-го элементов. Они были получены в реакциях:



Их время жизни имеют следующие значения:

Элемент	104				105	106	107
	253	254	255	256	259	259	261
Масса изотопа	253	254	255	256	259	259	261
Время жизни, сек	1,5	$0,51 \cdot 10^{-3}$	2	$5 \cdot 10^{-3}$	5	$7 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

Работы в Дубне по синтезу трансурановых элементов привели к двум открытиям большого значения для ядерной физики. В 1962 г. С. М. Поликанов и сотр. обнаружили явление спонтанноделящихся изомеров формы. Первым открытым изомером [15] был  ${}^{242}\text{Am}$  с временем жизни 14 мсек. Это означает, что вероятность спонтанного деления из этого изомерного состояния более чем в  $10^{10}$  раз превышает вероятность спонтанного деления из основного состояния этого ядра (рис. 10). Сегодня известно около 30 таких изомеров с временем жизни  $T \geq 50$  псек.

В 1965—1971 гг. Г. Н. Флеров и сотр. открыли явление запаздывающего деления ядер после электронного захвата. Примерами

такого вида радиоактивности являются распады  $^{228}\text{Np}$  и  $^{230}, ^{232}\text{Am}$  с временем жизни порядка 1 мин.

**Сверхтяжелые элементы.** Теоретически предсказанный остров стабильности около  $Z = 114$  и  $N = 184$  (рис. 11) в течение последних 10 лет привлекает внимание и возбуждает фантазию многих физиков. Оценки времени жизни в этой области, представленные на рис. 11, дают для элемента  $^{298}114$   $T_{1/2} = 10^{5 \pm 4}$  лет. На основе этих оценок поиски сверхтяжелых элементов, с одной стороны,

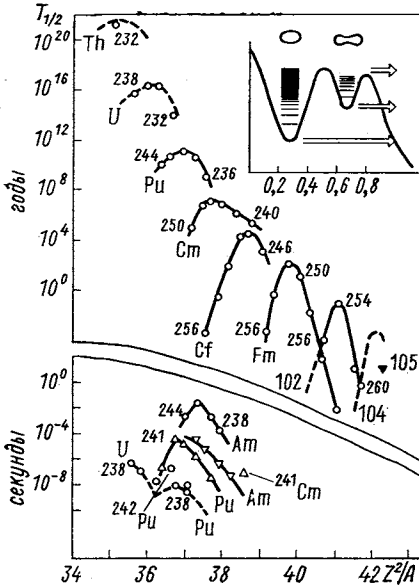


Рис. 10. Систематика времени жизни для спонтанного деления основного (вверху) и изомерического (внизу) состояния [15]

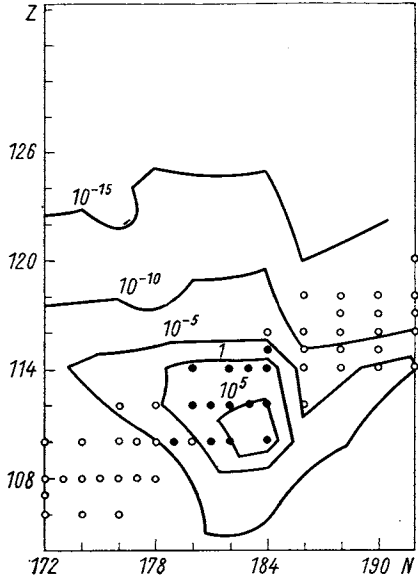
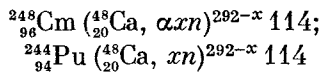
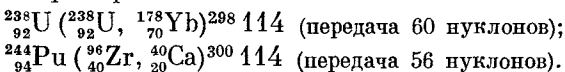


Рис. 11. Время жизни (годы) сверхтяжелых элементов [16]

проводятся в космическом излучении и в природных образцах, с другой, делаются попытки синтезировать сверхтяжелые элементы в реакциях с многозарядными ионами. В этом направлении перспективным кажется использование реакций слияния с применением пучка  $^{48}\text{Ca}$ :



или многонуклонных реакций передачи при столкновении тяжелых ядер, например:



Серьезной проблемой является высокая энергия возбуждения продуктов многонуклонной передачи. Для избежания мгновенного деления возбуждение ядра  $Z = 114$  не должно превышать  $\sim 15$  Мэв, что, по всей вероятности, будет иметь место лишь для незначительного числа случаев.

### 3. БОЛЬШИЕ МОМЕНТЫ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ, ПЕРЕДАВАЕМЫЕ В СТОЛКНОВЕНИЯХ

**Возбуждение] высокоспиновых ядерных состояний.** В столкновении с тяжелыми ионами составное ядро может образоваться с очень высокими моментами количества движения. В случае  $\alpha$ -частиц с энергией 40 Мэв (10 Мэв/нуклон), бомбардирующих

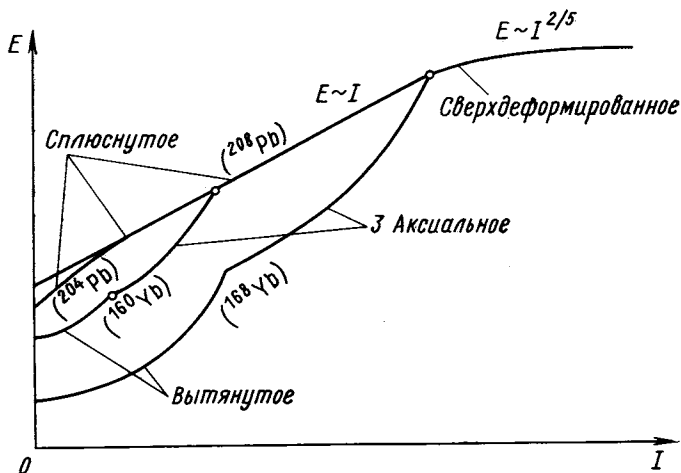


Рис. 12. Схема теоретически рассчитанной зависимости энергии ираст и формы ядра от его спина [17]

ядра  $^{160}\text{Gd}$ , максимальный передаваемый момент количества движения  $17\hbar$ , в случае ионов  $^{40}\text{Ag}$  с энергией 100 Мэв (также 10 Мэв/нуклон) он достигает  $180\hbar$ . Изучение высокоспиновых состояний ядер и влияния момента количества движения на ядерную структуру — это одна из наиболее интересных проблем ядерной физики.

Результаты последних теоретических работ по свойствам «бешено» вращающихся ядер приведены на рис. 12. На этом рисунке показана для разных типов ядер зависимость минимальной энергии возбуждения от спина, описываемая так называемой линией ираст (*yrast*). Для деформированных ядер и низких значений спина линия ираст соединяет состояния ротационной полосы, построенной на основном состоянии данного ядра. Зависимость энергии

от спина для этих состояний описывается следующей формулой:

$$E(I) \approx (\hbar^2/2J) I(I+1),$$

где  $J$  — момент инерции ядра.

Резкое отклонение от этой формулы в области спинов 12—16, проявляющееся экспериментально в виде аномального поведения

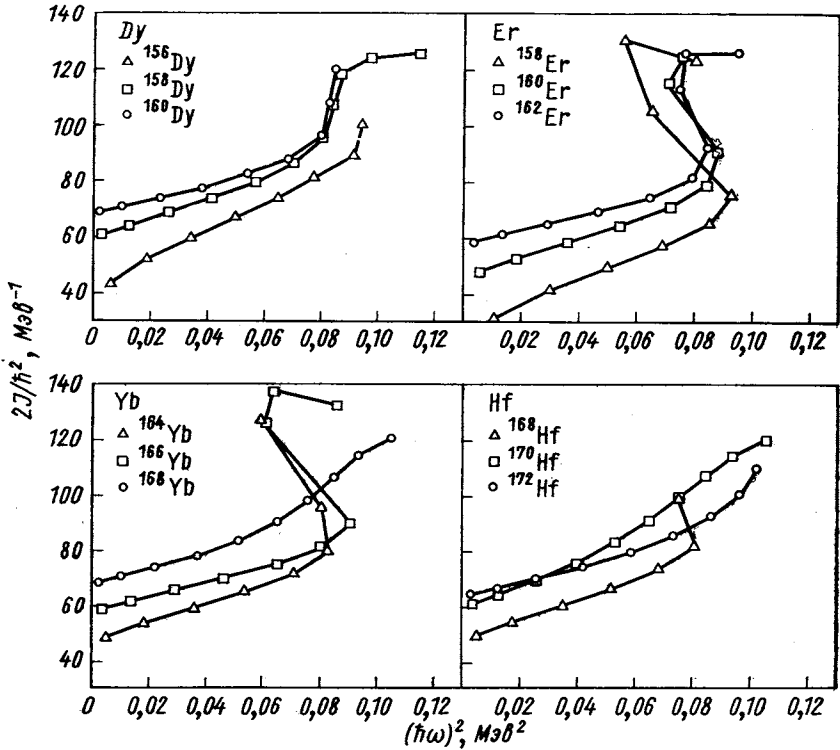


Рис. 13. Зависимость  $J = J(\text{CO}^2)$  для экспериментально наблюдаемых ротационных полос для изотопов редкоземельных элементов

частоты вращения ядра (рис. 13), свидетельствует о внезапном изменении момента инерции ядра. Явление это, по всей вероятности, вызвано корiolисовым взаимодействием, которое ослабляет действие сил спаривания и приводит к разрыву нуклонных пар. В теоретическом подходе, основанном на эффекте Моттельсона—Валатина [19], предполагается, что в области проявления эффекта аномального поведения частоты вращения ядра (back bending) наступает разрыв всех нуклонных пар, что обозначает фазовый переход от сверхжидкого в нормальное состояние.

Стифенс и Саймон [20] утверждают, что наблюдаемый эффект соответствует разрыву только одной пары нуклонов, спины которых ориентируются вдоль оси ротации, формируя высокоспиновое квазичастичное состояние. На этом состоянии построена ротационная полоса, пересекающая ротационную полосу основного состояния. Так как предсказания обеих моделей очень сходны, вопрос о настоящей природе аномального поведения частоты вращения ядра пока не нашел еще ответа. Исследование линии ираст расширяется на область высших спинов. Хотя во многих лабораториях мира формируются ядерные системы со спинами больше чем  $50\hbar$ , в спектрах  $\gamma$ -излучения не наблюдается дискретных линий, которые можно идентифицировать как переходы из состояний со спинами выше чем  $22\hbar$ . Факт этот связан с природой  $\gamma$ -распада возбужденных состояний, сформированных в реакциях с передачей большой энергии и большого момента количества движения.

Образующиеся в реакции с многозарядными ионами высоковозбужденные ядра в высокоспиновых состояниях избавляются от энергии возбуждения последовательной эмиссией ряда частиц, приближаясь к линии ираст. Испускание нуклонов невозможно, когда расстояние от линии ираст меньше энергии сепарации нуклона. С этого момента единственным каналом распада является испускание  $\gamma$ -квантов, по всей вероятности, вдоль полос, параллельных линии ираст. Переходы между этими полосами задержаны, а вдоль полос — ускорены, поэтому существует очень много путей, которыми происходит  $\gamma$ -распад. Только когда ротационная полоса основного состояния значительно снижается по энергии, распад начинает концентрироваться вдоль нее. В среднем это происходит около значения спина  $I = 16\hbar$ , и до этого момента  $\gamma$ -распад дает вклад в сплошную часть  $\gamma$ -спектра, что является причиной трудностей в исследованиях линии ираст при высоких спинах.

Эффективным методом изучения  $\gamma$ -каскадов, идущих из высокоспиновых состояний ядер, оказался метод «множественности  $\gamma$ -квантов» (*gamma-multiplicity*) [22], заключающийся в измерениях многократных совпадений  $\gamma$ -переходов. Он позволяет определять не только среднее число  $\gamma$ -переходов в каскаде, но также ширину и асимметрию распределения длин каскадов. Отсюда можно извлечь сведения о распределении спинов, с которыми образуются ядра в реакциях с тяжелыми ионами.

Интересной проблемой является предсказанное Бором и Моттельсоном [23] существование нерегулярностей хода линии ираст.

Такие нерегулярности могут быть причиной появления высокоспиновых изомерных состояний (ловушки ираст), поиски которых проводятся во многих лабораториях мира.



4. БОЛЬШИЕ ИМПУЛЬСЫ, ПЕРЕДАВАЕМЫЕ ПРОДУКТАМИ РЕАКЦИЙ

Измерение времен жизни короткоживущих ядерных состояний. Эффект Доплера, связанный со скоростью отдачи продукта реакции с тяжелыми ионами, можно использовать для измерения времени жизни возбужденных ядерных состояний. В приближении

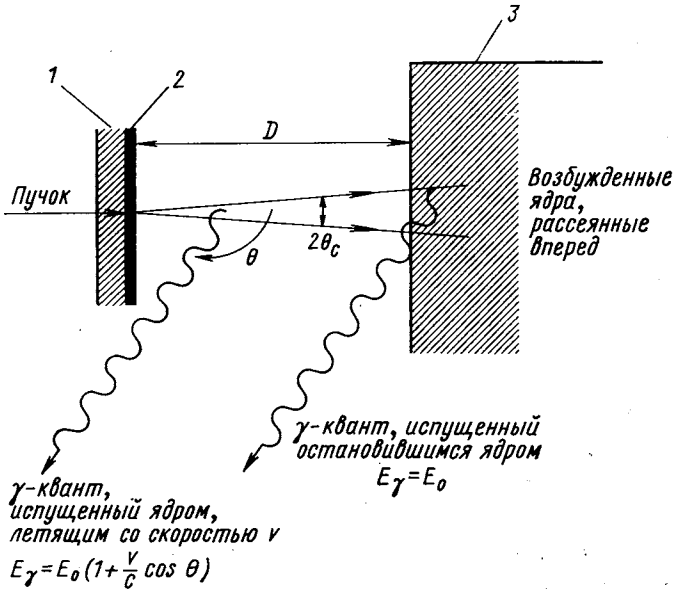


Рис. 14. Принцип измерения времени жизни методом доплеровского смещения:

1 — тонкая никелевая фольга; 2 — тонкая мишень; 3 — толстый стопер

первого порядка энергетический сдвиг  $\gamma$ -линии движущегося ядра

$$\Delta E = E_0 \beta \cos \theta,$$

где  $\beta = v/c$ ;  $\theta$  — угол между направлениями эмиссии  $\gamma$ -излучения и скорости ядра отдачи.

В основном применяются два метода измерения времени жизни, основанные на эффекте Доплера: метод переменного расстояния отдачи (ПРО), позволяющий проводить измерения в пределах  $10^{-8} \text{ сек} \leq \tau \leq 10^{-12} \text{ сек}$ , и метод ослабления доплеровского смещения (ОДС), применяемый в диапазоне времени жизни  $10^{-12} \text{ сек} \leq \tau \leq 10^{-14} \text{ сек}$ .

Принцип первого метода показан на рис. 14. В эксперименте наблюдаются две  $\gamma$ -линии: одна, происходящая от летящих ядер, вторая — от ядер, остановившихся в стопере. Соотношение их

интенсивностей зависит от времени жизни  $\tau$  и от расстояния  $D$  между мишенью и стопером. Меняя расстояние  $D$ , можно найти время жизни распадающегося состояния. Пример измерения показан на рис. 15. В методе ОДС измеряется форма  $\gamma$ -линии для ядер, движущихся в тормозящей среде и эмиттирующих  $\gamma$ -излучение в полном диапазоне скоростей: от начальной скорости до остановки. Из формы наблюдаемой  $\gamma$ -линии можно получить время жизни данного распада, сравнивая ее с формами, теоретически рассчитанными для разного времени жизни. Чтобы провести расчеты,

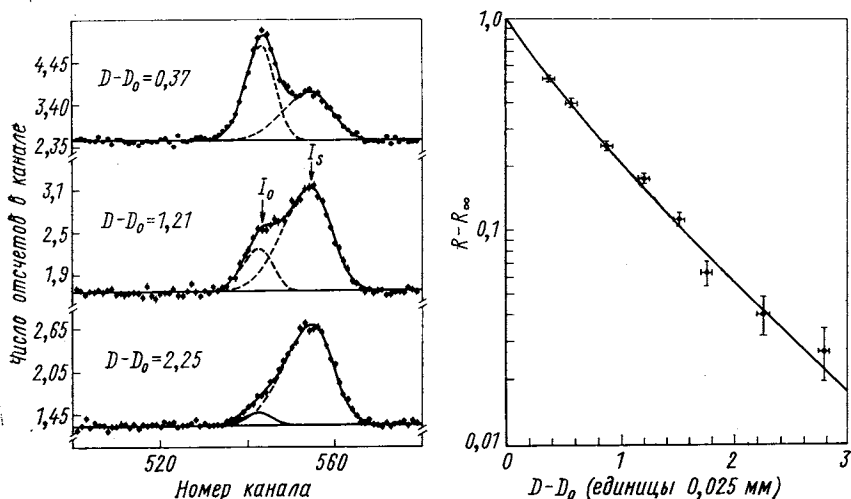


Рис. 15. Пример измерения времени жизни методом ПРО: две наблюдаемые  $\gamma$ -линии соответствуют распадам на лету ( $I_s$ ) и после остановки ( $I_0$ ); расстояние стопера от мишени обозначено  $D - D_0$

необходимо знать свойства процесса торможения ядер отдачи в используемой мишени, с чем связана главная трудность применения метода ОДС. Пример измерения, проведенного этим методом, показан на рис. 16.

**Измерения электромагнитных моментов возбужденных ядерных состояний.** Измерения магнитных дипольных моментов короткоживущих состояний ядер методом возмущенных угловых корреляций  $\gamma$ -излучения [23] требуют применения магнитных полей большой интенсивности. Магнитные поля порядка сотен килоэрстед или даже мегаэрстед действуют на ядра, имплантированные в ферромагнетики. Большой импульс, передаваемый в столкновении с тяжелым ионом, позволяет имплантировать продукты реакции в ферромагнитную подложку тонкой облучаемой мишени. В случае времени жизни возбужденных состояний меньшего вре-

мени торможения ядра отдачи в ферромагнитной фольге, т. е. порядка 1 псек, можно использовать переходные магнитные поля, действующие на ядра, движущиеся в намагниченном ферромагнетике. Линдхард и Винтер [24] объясняют появление больших

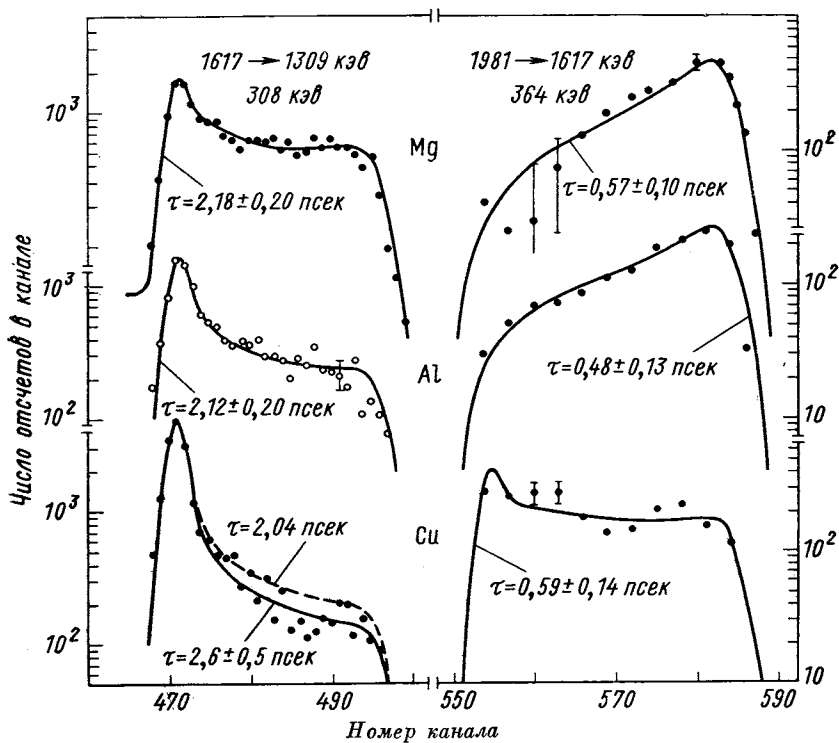


Рис. 16. Пример измерения времени жизни методом ОДС для двух состояний ядра  $^{38}\text{Cl}$ , возбуждаемых в реакции  $^2\text{H}$  ( $^{37}\text{Cl}$ ,  $p\gamma$ ): три разные формы  $\gamma$ -линии соответствуют торможению ионов  $^{38}\text{Cl}$  в металлических средах Mg, Al и Cu

переходных полей, порядка мегаэвстед, и их зависимость от скорости ядра рассеянием на движущемся ядре поляризованных электронов ферромагнетика.

Отдача продуктов реакции в вакуум позволяет использовать огромные магнитные поля, действующие на ядро в свободном сильноионизованном атоме и создаваемые неспаренными электронами.

Величины внутриатомных магнитных полей для нескольких электронных конфигураций имеют следующий вид:

Электронная конфигурация	$H(0), \text{кэ}$
$1s, 1^2S_{1/2}$	$167Z^3$
$1s^2s, 2^2S_{1/2}$	$15Z^3$
$1s^2s^2p, 2^2P_{1/2}$	$3Z^3$

По сравнению с изучением магнитного дипольного взаимодействия проблема электрического квадрупольного взаимодействия является более сложной. Сверхтонкое  $E2$ -взаимодействие можно исследовать только в кристаллах, где существуют достаточно большие градиенты электрических полей. Для упорядоченных ядер подуровни  $+m$  и  $-m$  заселены одинаково и эффект прецессии не имеет места. Можно наблюдать только ослабление углового распределения  $\gamma$ -излучения, зависящее от  $(\omega\tau)^2$ , что не позволяет определить знака взаимодействия. В отличие от магнитного дипольного взаимодействия, для которого определённому значению магнитного поля соответствует только одна частота прецессии, в случае квадрупольного взаимодействия необходимо учитывать целый ряд частот, зависящих от  $m$ .

Поляризация ядер, возникающая при кулоновском возбуждении или в ядерных реакциях, и использование ориентированных монокристаллов, в которые имплантируются ядра отдачи, позволяют наблюдать прецессию, вызванную сверхтонким  $E2$ -взаимодействием, и тем самым определить не только его значение, но и знак. Применение этого метода является еще одним примером непосредственного использования импульса отдачи в реакциях с многозарядными ионами.

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в настоящее время строится изохронный циклотрон с диаметром наконечников электромагнита 4 м. Новый циклотрон У-400 позволит ускорять ионы с отношением массы к заряду  $A/Z = 3,5 \div 25$ . Область ускоряемых ионов значительно расширится при одновременном обеспечении плавного регулирования энергии в диапазоне (500—625)  $Z^2/A$  Мэв. Запуск этого циклотрона откроет новый этап работ Лаборатории в области физики многозарядных ионов и несомненно приведет к получению важных для ядерной физики результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grodzins L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 10.
2. Оганесян Ю. Ц. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 239.
3. Wilczynski J. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 216, p. 386.
4. Вильчински Я., Волков В. В., Децовски П. «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 942.

5. Gridnev G. F., Volkov V. V., Wilczyński J. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 142, p. 385.
6. Artukh A. T. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 215, p. 91.
7. Artukh A. T. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 160, p. 511.
8. Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J. «Nucl. Phys.» (в печати).
9. Karnaukhov V. A., Ter-Akopian G. M., Subbotin V. G. In: Proc. Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei., Asilomar, 1963, p. 434.
10. Goldanskij V. I. «Nucl. Phys», 1960, v. 19, p. 482.
11. Artukh A. T. e.a. In: «Proc. International Conf. on Heavy Ion Physics. Dubna, 1971». JINR D7-5769, Dubna, 1971, p. 193.
12. Artukh A. T. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 176, p. 284.
13. Flerov G. N. e.a. «Phys. Lett.», 1964, v. 13, p. 73.
14. Druin V. A. e.a. Preprint JINR E7-9546, Dubna, 1976.
15. Поликанов С. М. и др. «ЖЭТФ», 1962, т. 42, с. 1464.
16. Fiset E. O., Nix J. R. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 193, p. 647.
17. Шимански З. В кн.: «Материалы Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976». ОИЯИ, Дубна, 1976.
18. Johnson A., Szymanski Z. «Phys. Reports» (Section C of «Phys. Lett»), 1973, v. 7, N 4, p. 8.
19. Mottelson B. R., Valatin J. G. «Phys. Rev. Lett.», 1960, v. 5, p. 511.
20. Stephens F. S., Simon R. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 183, p. 257.
21. Hagemann G. B. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 243, p. 166.
22. Bohr A., Mottelson B. R. «Phys. Scripta A», 1974, v. 10, p. 13.
23. Хрынкевич А. З. В кн.: Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра. Т. 2, вып. 2. М., Атомиздат, 1971, с. 355.
24. Lindhard J., Winter A. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 166, p. 413.
25. Becchetti F. D. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 203, p. 1.