

РАБОЧЕЕ СОВЕЩАНИЕ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ МИКРОТРОНОВ  
В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Пловдив, 22—24 сентября 1992 г.

WORKSHOP ON APPLICATION  
OF MICROTRONS  
IN NUCLEAR PHYSICS

Plovdiv, 22—24 September 1992

# О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
Состояние работ по созданию ядерно-физической лаборатории "МИКРОТРОН" в Пловдивском университете В.Д. Чолаков, А.К. Сренц, Х.Г. Христов, Н.П. Балабанов, А.Г. Белов	6
Микротрон МТ-25 (Конструкция электромагнита, опыт эксплуатации) А.Г. Белов	12
Microtron MT-25 and its areas of use A.G. Belov, G.V. Buklanov, Yu.S. Korotkin, Yu.Ts. Oganessian, G.Ja. Starodub, V.E. Zhuchko	20
Проект лаборатории активационного анализа на базе микротрона МНР Н. Содном, Д. Баатархуу, А.Г. Белов, Ш. Гербиш, В.Е. Жучко, Х. Сиражет, Б. Сэргэлэн, Ю.Г. Тетерев	26
The microtron as injector into an electron synchrotron D. Catana, I. Panaitescu, S. Axinescu, R. Minea	32
The 17-orbit microtron from the Institute of Atomic Physics, Bucharest D. Cantana, S. Axinescu, R. Minea	37
Автоматизированное рабочее место оператора микротрона МТ-25. Концепция и основные функции В.Г. Иванов, Ф. Фернандес Нодарсе, А.Г. Белов, Х. Суньига	40
Состояния и направления развития центра для электрошо-лучевых технологий и полимеров Бургаса Г.К. Костов, П.Д. Катъров	47
О возможности применения микротрона МТ-25 в Пловдивском университете (на основе опыта эксплуатации микротрона ЛЯР ОИЯИ) Н.П. Балабанов, Х.Г.Христов, Ф.Г.Кондев, А.П.Тончев	53
Фотоделение ядер при низких энергиях возбуждения Ю.П. Гаиגרский	63

Сечения фотоделения калифорния-249 Н. И. Тарантин, Ким Су Мен	75
Исследования реакций ( $\gamma, \gamma'$ ) с заселением высокоспиновых изомеров $^{180m}\text{Hg}$ , $^{190m}\text{Os}$ и $^{204m}\text{Pb}$ Ф. Г. Кондев, А. П. Тончев, Ю. П. Гангрский, А. Г. Белов	82
The ( $\gamma, \gamma'$ ) experiment at the injector for the Moscow Racetrack Microtron A. S. Allmov, A. S. Chepurnov, O. V. Chubarov, I. V. Gribov, B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, I. M. Piskarev, E. V. Shirokov, A. V. Shumakov, V. I. Shevdunov	93
Исследования фотоядерных реакций с вылетом альфа-частиц и кластеров в области гигантского дипольного резонанса Н. П. Балабанов, Х. Г. Христов, Ю. П. Гангрский, Ф. Г. Кондев, А. П. Тончев	99
Photoactivation of isomer $^{137}\text{Ce}$ in the region of giant dipole resonance N. P. Balabanov, A. G. Belov, Yu. P. Gangrsky, F. G. Kondev, A. P. Tonchev	106
Применения тормозного гамма-излучения микротрона для исследования распределения тяжелых металлов при сжигании углей О. Д. Маслов, А. Г. Белов	109
Определение содержания водорода в щелочных металлах Ю. Г. Тетерев	112
Радиационный синтез и свойства фторсодержащих катионообменных мембран Г. К. Костов, А. Н. Атанасов	114

22-24 сентября 1992 г. в Пловдиве (Республика Болгария) состоялось Международное рабочее совещание по использованию микротронов в ядерной физике. Организаторами совещания были Университет им. П. Хилендарского (Пловдив) и Объединенный институт ядерных исследований (Дубна). На совещании присутствовало более 50 ученых из стран-участниц ОИЯИ.

В последние годы использование микротронов в различных областях ядерной физике существенно расширялось. Этому способствовали высокие параметры его пучка электронов (интенсивность, монохроматичность, возможность плавного изменения энергии), а также простота эксплуатации. В настоящее время различные исследования на микротронах, как фундаментальные, так и прикладные, ведутся во многих научных центрах.

В представленных на совещание докладах нашел отражение целый ряд направлений: фотоядерные реакции, деление ядер, активационный анализ. Подробно обсуждались также вопросы развития микротронной техники и сооружения микротронов в научных центрах стран-участниц ОИЯИ.

Оргкомитет совещания:

Балабанов Н.П. - председатель

Гангрский Ю.П. - член оргкомитета

Кондев Ф.Г. - член оргкомитета

Тончев А.П. - член оргкомитета

Ответственный за выпуск сборника - Гангрский Ю.П.

СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ  
ЛАБОРАТОРИИ "МИКРОТРОН" В ПЛОВДИВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

В.Д.Чолаков, А.К.Сренц, Х.Г.Христов, Н.П.Балабанов  
Университет им. П. Хилендарского, Пловдив, Болгария  
А.Г.Белов  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ

В Пловдивском университете принято решение о создании ядерно-физической лаборатории на базе ускорителя электронов Микротрон МТ-25. Такое решение обусловлено широким использованием пучков микротрона в фундаментальных и прикладных исследованиях [1-5].

До настоящего времени в Болгарии не сооружались ускорительные установки с энергией больше 1 MeV. Практически все направления исследований, связанные с использованием электронных пучков, представляют интерес для болгарских специалистов. Микротрон является многоцелевым ускорителем для проведения исследований в области ядерной физики и физики твердого тела, для элементарного анализа, производства радиоизотопов и проведения других прикладных работ. Ядерные лаборатории, созданные на базе таких установок, успешно эксплуатируются во многих странах.

Поэтому, в качестве ускорителя электронов нами был выбран микротрон. Основные достоинства этого ускорителя - простота конструкции, малые габариты, надежность и простота эксплуатации, относительно низкая стоимость и достаточно мощные интегральные потоки тормозных фотонов и нейтронов.

Проектирование лаборатории и разработка узлов микротрона проводится специалистами кафедры атомной физики Пловдивского университета совместно со специалистами Лаборатории ядерных реакций, ОИЯИ.

1. КОМПОНОВКА УСКОРИТЕЛЯ

При выборе варианта компоновки Микротрона в процессе разработки идейного проекта принимались во внимание результаты анализа конструкции и эксплуатации аналогичных ускорителей в Политехническом институте в Праге, в Институте физических проблем РАН и в ЛЯР, ОИЯИ, Дубна, Россия.

СВЧ-СИСТЕМА Основу СВЧ -системы составляет генератор магнетронного типа с мощностью в импульсе 2 МВ, длительностью импульса

2,3  $\mu$ s и рабочей частотой около 3 GHz. В этом генераторе используется магнетрон с перестраиваемой частотой, который упрощает конструкцию некоторых узлов микротрона и его эксплуатацию. Блок питания генератора с рабочей частотой 400 Hz, скомплектованный нами, будет находиться вне зала Микротрона.

Резонаторы изготовлены в ЛЯР ОИЯИ из целого куска бескислородной меди. В качестве эмиттера электронов будет использоваться термокатод прямого накала из гексаборида лантана.

ЭЛЕКТРОМАГНИТ И КАМЕРА МИКРОТРОНА Электромагнит и камера микротрона сконструированы и изготовлены в ЛЯР, ОИЯИ. Размеры магнита приводятся ниже :

диаметр магнита /наружный/	1440 mm
диаметр полюсов	900 mm
расстояние между полюсами	100 mm
вес магнита /с обмотками/	2000 kg
количество витков в обмотках	56 /2x28/
ток в обмотке магнита	250 A
мощность питания магнита	3 kW

Камера микротрона изготовлена из стали марки X18H9T и имеет форму кольца. Она имеет 6 отверстий для фланцевых соединений соответствующих узлов ускорителя.

ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА Вакуумный объем микротрона вместе с участком волновода и электроноводами составляет  $0,1 \text{ м}^3$ . Для получения в камере высокого вакуума  $/10^{-6} \text{ Торр}/$  предусмотрено использовать два магниторазрядных или турбомолекулярных насоса : один из них будет подключен непосредственно к камере, другой будет служить для откачки вакуумной части волновода. Предварительный вакуум  $/10^{-2} \text{ Торр}/$  будет создаваться форвакуумным насосом через ловушку, охлаждаемую жидким азотом .

ВЫВОД УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ Ускоренные электроны выводятся с определенной орбиты за пределы ускорителя с помощью магнитного канала конической формы. Для увеличения эффективности вывода электронов будет применено устройство точного перемещения по орбитам.

Электроны после вывода из ускорителя направляются в камеру поворотного магнита, имеющего круглые полюса диаметром 220 mm с зазором 40 mm. В зависимости от требований эксперимента пучок электронов может быть направлен поворотным магнитом по одному из трех электроноводов

/рис. 1/, на каждом из них будут установлены по паре квадрупольных линз. Апертура всех линз—50 мм; длина—120мм. Фокусированный пучок электронов через выпускное окно из алюминия направляется на тормозную мишень. Перед тормозными мишенями на электроноводах будут установлены корректирующие магниты для смещения пучка в вертикальной плоскости.

Программа работ на Микротроне в основном рассчитана на использование мощного тормозного и нейтронного излучений.

Максимальный выход тормозного излучения достигается при бомбардировке электронами мишеней определенной толщины /около 0,3 радиационной длины/ с наибольшими Z /вольфрам, тантал и др./. По проекту будут использоваться мишени сложной конструкции типа "сэндвич" из вольфрама и алюминия, позволяющие получить наибольший выход тормозного гамма-излучения и отфильтровать электроны [6].

Получение нейтронов на Микротроне с помощью уран-бериллиевого конвертора и графитового замедлителя описано в работе [6]. Аналогичная конструкция будет применена и на данном Микротроне. При использовании в качестве замедлителя графита можно принять, как близкую к оптимальной, сборку в форме куба со стороной 110см. После монтажа и успешного запуска Микротрона мы надеемся на совпадения рабочих параметров с расчетными, которые приводятся ниже:

максимальное число орбит	25
максимальная энергия	25 MeV
диапазон изменения энергии	8-25 MeV
импульсный ток ускоренных электронов	20 mA
средний ток ускоренных электронов	20 $\mu$ A
поток гамма-квантов	$10^{14} \text{ s}^{-1}$
поток быстрых нейтронов	$10^{12} \text{ s}^{-1}$
плотность потока тепловых нейтронов	$10^9 \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$
потребляемая мощность	20 kW

## 2. ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ

Радиационная обстановка на Микротроне изучалась в [7,8]. Авторами было установлено, что:

1. Тормозное излучение является определяющим радиационную обстановку за бетонной защитой в любых направлениях по отношению к падающему пучку электронов;

2. Наведенная активность Микротрона не требует принятия

специальных мер при обслуживании, профилактике и ремонте;

3. Содержание радиоактивных газов в помещении при работе Микротрона не превышает предела допустимых концентраций.

На основе этих результатов и выводов выбор проектных значений радиационно-защитных свойств материалов в нашем случае сделан по следующей методике:

1. Радиационная обстановка за бетонными стенами оценивалась по мощности дозы тормозного излучения, проходящего через них.

2. Излучения т.н. "распределенных" источников /резонатор, электроноводы и др./ не принимались во внимание.

3. Выбор проектных значений предельно допустимой мощности дозы  $D$  определялся принятыми нормами радиационной безопасности. При этом при проектировании брался коэффициент запаса 2 по отношению к предельно допустимым значениям доз, т.е. можно считать, что защита обеспечена, если мощность эквивалентной дозы не превышает:

а/ в местах, допустимых для обслуживающего персонала,  $12,5 \mu\text{Sv/h}$ ;

б/ в местах, допустимых для других лиц,  $1,3 \mu\text{Sv/h}$ .

4. Оценки проектных значений мощности дозы сделаны на основе следующих выходных данных:

а/ мощность дозы  $D$  на расстоянии  $1\text{ м}$  от источника в направлении электронного пучка составляет  $4000 \text{ Gy} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{ч}^{-1}$ ;

б/ мощность дозы тормозного излучения под углом  $90^\circ$  к направлению пучка электронов  $-D = 60 \text{ Gy} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{ч}^{-1}$ .

в/ длина слоя десятикратного ослабления /ДСДО/ для используемых материалов:

бетон	$1150 \text{ kg/м}^2$
грунт	$1070 \text{ kg/м}^2$
свинец	$670 \text{ kg/м}^2$

5. На основе указанных выходных данных и сделанных допущений были получены следующие значения толщины защитных материалов:

- толщина защитных бетонных стен  $-2,5 \text{ м} = 5,07 \text{ ДСДО}$  ;

- толщина потолка -  $-1,5 \text{ м} = 3,01 \text{ ДСДО}$ .

Для дополнительного ослабления мощности дозы /до предельно допустимой/ предусмотрено наложение грунта и защитный забор около зала Микротрона. В таблице 1 указаны ожидаемые мощности дозы  $D$  за бетонной завойтой, толщина дополнительного слоя грунта /земли/ и расстояние от защитного забора  $R$  до соответствующей стены.



Таблица 1

С Т Е Н А	D, $\mu$ Gy/h	Толщина грунта, м	R, м
А - север	946	1,23	17
В - восток	14,2	0,04	13
С - юг	5,7	--	11
Д - запад	20,4	--	15
потолок	3660	1,55	--

### 3. ЛАБОРАТОРНЫЙ КОМПЛЕКС

Для рационального использования возможностей Микротрона спроектирован лабораторный корпус общей площадью около 1000 м<sup>2</sup>.

Корпус имеет три этажа. Физическое оборудование лабораторного комплекса включает в себя, кроме собственно Микротрона, лабораторную систему, обеспечивающую:

- проведение исследования фотоядерных реакций, а также исследования по физике твердого тела, радиационной физике и химии;

- применение ускорителя для фотоядерного и нейтроноактивационного анализа;

- получение, сохранение и применение изотопов-индикаторов;

- организация учебных курсов и междисциплинарных исследований.

Зал Микротрона находится вне здания лабораторного корпуса. Как видно из рис. 1, все узлы микротрона расположены вдоль большой оси помещения. При таком расположении имеется свободный доступ к любому узлу Микротрона и к аппаратуре для физических экспериментов. При проектировании расположения отдельных систем Микр. зона /СВЧ, питания, охлаждения/ нашей целью были достижение удобства при монтаже и эксплуатации, безопасная работа при проведении ремонтных операций, радиационная безопасность при работающем ускорителе.

С целью значительного снижения уровня гамма-фона командный зал и комната для измерительной аппаратуры по проекту размещены на достаточном расстоянии от зала ускорителя на первом этаже. В командном зале будет расположен пульт управления и блок низковольтного питания. Рядом с ней находится измерительная комната. В ней будут размещены детекторы и спектрометрические тракты, а также пульт управления: пневмопочты для транспортировки образцов от устройства для облучения на Микротроне.

На партерном этаже будут сооружены два изотопных хранилища, снабженных сейфами, колодцами, манипуляционной камерой. Одно из них будет использоваться для открытых источников, а другое для закрытых. Рядом расположены две радиохимические лаборатории - второго и третьего класса. Связь между ними будет осуществляться шлюзом. В радиохимических лабораториях будет налажено производство "микротронных" изотопов.

В цокольном этаже будут расположены помещения для вспомогательного оборудования (насосная станция, система охлаждения и др.), мастерские, склады и т.д.

На втором этаже предусмотрено оборудовать радиохимическую лабораторию третьего класса, оснащенную специализированным оборудованием для проведения радиохимических и радиобиологических исследований. Рядом с ней находится учебная лаборатория по ядерной физике. Необходимые для работы изотопы будут транспортироваться между этажами лифтом.

Все лаборатории и помещения комплекса будут обеспечены по отношению к радиационной безопасности не только своим взаимным расположением, а также введением дополнительной защиты, системой контроля радиационной безопасности, звуковой, световой и визуальной сигнализацией.

Общая компоновка здания обеспечивает удобство в эксплуатации оборудования и в проведении научных исследований.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность директору ЛЯР ОИЯИ профессору Ю.Ц.Оганесяну за внимание к работе и ценные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов А.Д. и др. ЯФ, 1990, т.51, с.305
2. Gangrsky Yu. P. et al. Acta Phys. Pol., 1990, v.B21, p.1041
3. Эрнандес А., Замятин Ю.С. Препринт ОИЯИ, 18-83-138, Дубна, 1983.
4. Содном Н. и др. Препринт ОИЯИ, 18-87-406, Дубна, 1987
5. Оганесян Ю.Ц. и др. АЭ, т.68, вып.4, 1990, с.271.
6. Белов А.Г. и др. Препринт ОИЯИ, P9-82-301, Дубна, 1982
7. Белов А.Г. и др. Препринт ОИЯИ, 16-82-170, Дубна, 1982
8. Тетерев Ю.Г. Препринт ОИЯИ, 16-85-23, Дубна, 1985

## МИКРОТРОН МТ-25

(Конструкция электромагнита, опыт эксплуатации)

А. Г. Белов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

При разработке технологии по получению на микротроне МТ-22 радиоактивных изотопов ( $^{123}\text{I}$ ,  $^{11}\text{C}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ) в необходимых количествах и проведению многоэлементного анализа веществ возникла необходимость поднять энергию ускоренных электронов до 25-26 МэВ. Повысить энергию на работающем микротроне МТ-22, как это видно из выражения<sup>1/2/</sup>:  $E_n = (n + m - 1)\Omega E_0$ , где  $E_n$  - полная энергия электронов на  $n$  орбите;  $n$  - количество орбит;  $\Omega$  - параметр, характеризующий режим ускорения;  $E_0$  - энергия покоя электрона;  $m$  - постоянный коэффициент, определяемый режимом ускорения, можно двумя способами. Один из них - перейти на режим ускорения с  $\Omega > 2$ , т. е. получить приращение энергии на каждом обороте электрона больше 1 МэВ. Теоретически такие режимы рассчитаны, но практически не реализованы. Другой путь - увеличение числа орбит. Для этого можно использовать генератор с длиной волны меньше 10 см, тем самым увеличив количество орбит микротрона. Однако отсутствие генераторов с необходимыми параметрами не позволяет решить поставленную задачу. Поэтому для реализации этой задачи был принят вариант, который предусматривает увеличение числа орбит до 26 за счет расширения области однородного магнитного поля, что может быть достигнуто путем увеличения диаметра полюсов электромагнита. Как правило, увеличение диаметра полюсов приводит к увеличению размеров ускорительного блока в целом. В данном конкретном случае значительные отклонения в размерах были нежелательны, поскольку новый электромагнит должен был заменить работающий (МТ-22) и его необходимо было состыковать с эксплуатируемым оборудованием без существенных переделок.

### Электромагнит

Предполагая возможность изготовления микротрона в будущем не в единственном экземпляре, предприняли попытку значительно упростить конструкцию, технологию изготовления ускорительного блока (электромагнит + вакуумная камера), тем самым снизить затраты по его изготовлению.

При изготовлении микротрона, его эксплуатации много хлопот доставляет вакуумная камера. Изготовление вакуумной камеры по трудозатратам сравнимо с изготовлением электромагнита. Из-за высоких требований, предъявляемых к камере: быть достаточно прочной, жесткой, обладать немагнитными свойствами, обеспечивать высокий вакуум, технологический процесс изготовления требует высококвалифицированного труда. В качестве материалов используют чаще всего

нержавеющую сталь<sup>/1,3,4/</sup> или латунь<sup>/5,6/</sup>. Использование алюминиевых сплавов для камеры требует особых приемов при ее изготовлении. Ошибка при выборе материала, особенно из нержавеющей стали, или отсутствие нужной марки стали может сильно усложнить процесс формирования магнитного поля на краях полюсов из-за влияния камеры<sup>/3/</sup>. Эффект влияния вакуумной камеры на магнитное поле и, соответственно, на последнюю орбиту ускоренных электронов при длительной эксплуатации наблюдался и на микротроне МТ-22<sup>/1/</sup>. Учитывая все вышеизложенное, было принято решение отказаться от использования вакуумной камеры, а ее функции по обеспечению вакуума перенести на магнитопровод. При этом возникает необходимость обратить особое внимание на конструкцию катушек электромагнита и деформацию магнитопровода под действием вакуума. Наиболее простой является конструкция, когда катушки находятся в вакууме и размещены на верхнем и нижнем полюсах магнита. Но в этом варианте катушки не должны оказывать заметного влияния на вакуум в сторону его ухудшения, особенно при работе ускорителя, когда может иметь место некоторый разогрев катушек. Один из вариантов рассмотрен в конструкции бескамерного микротрона<sup>/11/</sup>. Но было найдено более простое решение, где в качестве материала для катушек был предложен коаксиальный кабель прямоугольного сечения, имеющий прочный медный экран и внутренний проводник с каналом для охлаждающей воды. Расчет магнитопровода и катушек проведен по известной методике<sup>/12/</sup>. Учитывая условия работы крышек (прогиб) и наличие отверстий в магнитопроводе для присоединения внешнего оборудования, сечение магнитопровода и крышек увеличили на 15%. Была сделана оценка суммарного прогиба крышек (уменьшения расстояния между крышками - полюсами в центре). Расчет, проведенный по методике<sup>/8/</sup>, показал, что суммарный прогиб может достигать 0,64 мм.

Конструкция электромагнита (в разрезе) показана на рис. 1, а его основные параметры в таблице 1. Крышки 1, магнитопровод 2, съемные кольцевые шиммы 3, выполнены из стали 10, катушки 4 - двухрядные, выполнены коаксиальным кабелем, стянуты хомутами; концы катушек выведены наружу через отверстия с вакуумными уплотнениями во фланце магнитопровода. Вакуумные уплотнения выполнены из резины круглого или прямоугольного сечения.

В большинстве микротронов шиммы на краю полюсов выполнены как единое целое с полюсом. При формировании магнитного поля возникает необходимость дополнительной обработки шимм для придания им профиля, позволяющего получить нужное магнитное поле. Технологические операции с крышкой - полюсом, достигающей массы в сотни килограмм, для дополнительной обработки достаточно трудоемки. Поэтому шиммы сделаны съемными в виде колец, что значительно упростило операцию по их обработке.

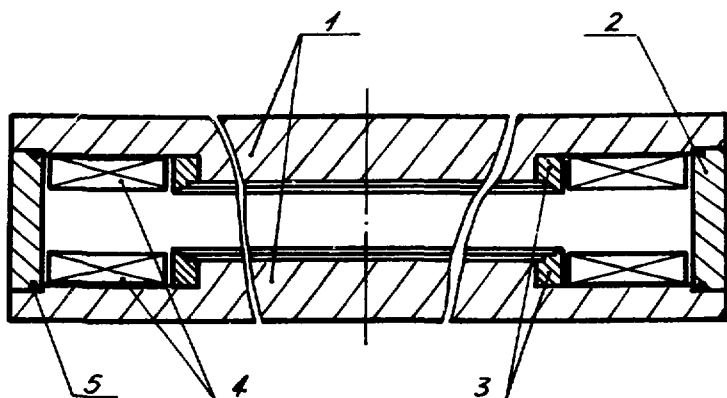


Рис. 1 Конструкция электромагнита микротрона.

1 - крышки - полюса; 2 - магнитопровод; 3 - кольцевые шиммы; 4 - катушки; 5 - вакуумное уплотнение.

Таблица 1

Параметры электромагнита

Диаметр электромагнита, мм	-	1520
Высота, мм	-	260
Диаметр полюсов, мм	-	1022
Межполюсное расстояние, мм	-	100
Количество витков в катушке	-	22
Масса электромагнита, кг	-	2400

Формирование магнитного поля

Ускорение электронов в микротроне возможно в достаточно однородном магнитном поле, создаваемом полюсами электромагнита. Однородность поля определяется несколькими факторами: качеством обработки и сборки магнита, конфигурацией полюсов, качеством материала, из которого изготовлены элементы магнита. В нашем варианте полюса выполнены плоскими до кольцевых шимм. Качество изготовления и сборки проверялось методом измерения изменения расстояния между полюсами (параллельность) по диаметру в нескольких направлениях. Результаты измерений приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, изменение расстояния между полюсами имеет плавный характер в направлении от края полюса к центру с увеличением этого расстояния до 0,3 мм. Основной причиной этого эффекта, повторенного и на других изделиях, является износ обрабатывающего оборудования.

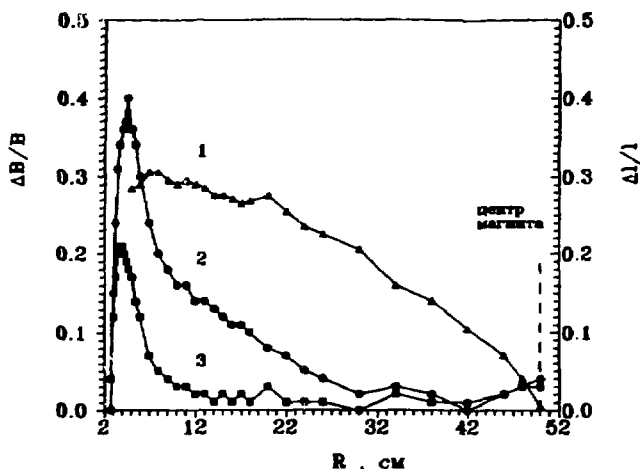


Рис. 2 Распределение магнитного поля электромагнита.

1 - параллельность полюсов, %; 2 - магнитное поле при атмосферном давлении; 3 - магнитное поле в вакууме.

Первые измерения магнитного поля показали большую неоднородность, достигающую 0,8 %. После дополнительной обработки шимм и шлифовки поверхности полюсов распределение магнитного поля приняло вид, приведенный на рис 2, кривая 2. Неоднородность, в основном за счет подъема поля на краю полюса, уменьшилась до 0,4 %. Измерение проводилось при атмосферном давлении внутри электромагнита. Как уже отмечалось ранее, при наличии вакуума внутри электромагнита произойдет некоторая деформация крышек и изменение расстояния между полюсами, что должно привести к деформации магнитного поля. Проведенные измерения показали, что при наличии вакуума суммарный прогиб крышек - полюсов составил 0,42 мм, а распределение магнитного поля приняло вид, приведенный на кривой 3, рис. 2. Как видно, магнитное поле стало более однородным, а подъем поля на краю полюсов до 0,2 % находится в допустимых пределах.

#### Устройство вывода ускоренных электронов

Характер планировавшихся экспериментов на микротроне предполагал наличие выведенного пучка ускоренных электронов в широком диапазоне энергий. Для выполнения этого условия было сконструировано и изготовлено, применительно к бескамерному микротрону, устройство вывода пучка электронов, конструкция которого схематично показана на рис. 3.

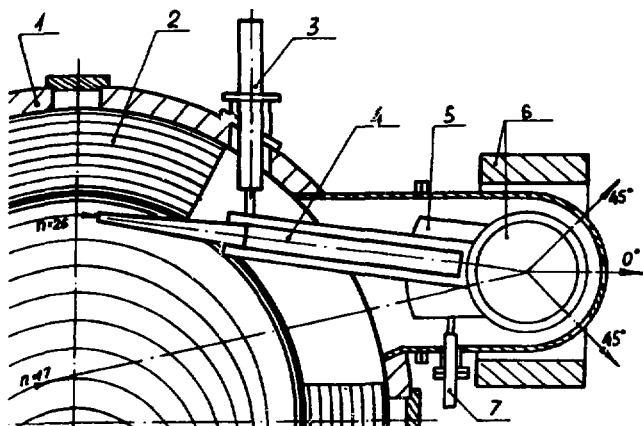


Рис. 3 Вывод пучка ускоренных электронов.

1 - магнитопровод; 2 - катушка; 3 - привод механизма перемещения канала по орбитам; 4 - канал вывода пучка электронов; 5 - механизм перемещения канала вдоль оси; 6 - электромагнит поворотный; 7 - привод механизма 5; n - номер орбиты.

Вывод электронов с орбиты осуществляется конической стальной трубкой, переходящей в канал 4 прямоугольного сечения. Для изменения энергии электронов канал перемещается с одной орбиты на другую механизмом 3, совершая при этом вращательное движение вокруг полюса поворотного магнита 6, играющего роль центра вращения. Механизм 5 преобразует вращательное движение канала вокруг полюса в поступательное движение вдоль своей оси. За счет этого канал одновременно с переходом на другую орбиту смещается вдоль оси и попадает в точку касания с орбитой. В случае несовпадения точки касания с входом в канал имеется возможность подстраивать канал в пределах  $\pm 15$  мм с помощью механизма 7. Конструкция устройства вывода позволяет перемещать канал и выводить пучок электронов с десяти последних орбит. Выведенные электроны с помощью поворотного магнита могут быть направлены по одному из трех электроноводов к физическим установкам.

#### Опыт эксплуатации микротрона МТ-25

Новым в микротроне МТ-25 является электромагнит и изготовленное под него устройство вывода пучка ускоренных электронов. Поэтому при эксплуатации ускорителя особое внимание обращалось на работу именно этих двух узлов.

1. Наибольшие опасения при конструировании и изготовлении электромагнита

были связаны с получением однородного магнитного поля в рабочей области межполюсного зазора и вакуума на уровне  $1 \cdot 10^{-4}$  Па. Как уже было показано, получить нужное магнитное поле удалось сравнительно легко, а имеющая место неоднородность поля не оказала заметного влияния на интенсивность ускоряемых электронов. Исключение составляет только 26 орбита, проходящая в области максимальной неоднородности, на которой интенсивность падает в два раза по отношению к предыдущей орбите.

Можно было ожидать, что из-за усталости материала будет происходить постепенная деформация крышек и изменение магнитного поля. Однако за несколько лет эксплуатации микротрона этот эффект не был замечен.

2. Вакуумный объем бескамерного микротрона превышает  $0,2 \text{ м}^3$ , что в два раза больше объема МТ-22, а поверхность деталей вакуумного объема больше в несколько раз. Поэтому время получения рабочего вакуума ( $\approx 5 \cdot 10^{-4}$  Па) заметно увеличилось и составило 6–8 часов при сохранении прежней системы откачки. На скорость получения вакуума сильно влияет время нахождения вакуумного объема в открытом состоянии, например при ремонтных работах. Для сокращения времени получения вакуума дополнительно был использован турбомолекулярный насос, работающий в диапазоне давлений от одного до  $10^{-2}$  Па, а затем к нему подключается магниторазрядный насос. В случае применения прогрева катушек (электрическим способом или горячей водой) рабочий вакуум достигается за время не более 3 часов. При повторной откачке объема, без вскрытия и напуска воздуха, вакуум достигается за 15–20 минут.

Положительным моментом в бескамерном микротроне является увеличение срока службы в несколько раз вакуумных уплотнений крышек. В микротроне МТ-22 (или другом с камерой) часть резинового уплотнения расположена близко к резонатору и подвергается тепловому и радиационному воздействию от него. Срок службы уплотнений был менее тысячи часов. В бескамерном варианте уплотнения находятся далеко от резонатора, защищены катушками от прямого излучения, поэтому и через три тысячи часов эксплуатации не теряют своих свойств.

Следует отметить большое удобство работы с электромагнитом при первичной наладке и доводке до рабочего режима, а также при ремонтных работах. Все подсоединяемое оборудование, электрические разъемы, вакуумные соединения, вводы имеют свободный доступ для обслуживания и при выходе из строя одного из элементов вакуумных уплотнений неисправность легко находится и устраняется.

3. Необходимость иметь на микротроне выведенный пучок электронов в широком диапазоне энергий определяется характером проводимых экспериментов. Так, при изучении фотоядерных реакций требовались электроны с энергиями от 5 до 25 МэВ, при гамма-активационном анализе использовались 3–4 фиксированные энергии в зависимости от изучаемого материала, а при нейтронно-активационном анализе -



максимальная энергия при максимальной интенсивности пучка. Некоторые эксперименты требовали многократной перестройки по энергии в течение одной рабочей смены. Практически все пожелания заказчиков удовлетворялись и они имели возможность работать с электронами нужной им энергии.

Изменение энергии электронов осуществлялось тремя способами:

- ускорение электронов в двух режимах с  $\Omega = 1,2$  и  $\Omega = 1,8$ ;
- использование устройства вывода электронов, описанного выше;
- смещение резонатора вдоль общего диаметра орбит<sup>9/</sup>, (уменьшение орбит микротрона).

Использование двух первых способов дает возможность изменять энергию электронов в диапазоне 10-15 МэВ при  $\Omega = 1,2$  и 15-25 МэВ при  $\Omega = 1,8$ . В небольших пределах, около 10%, без снижения интенсивности ускоренных электронов можно менять параметр  $\Omega$  за счет изменения величины ведущего магнитного поля, что равнозначно плавному изменению энергии в этом диапазоне. Для работы в области энергий 5-10 МэВ резонатор микротрона смещался с помощью волноводной вставки на 10 орбит, а вывод пучка осуществлялся описанным уже способом. На рис. 4 приведена номограмма для определения энергии ускоренных электронов.

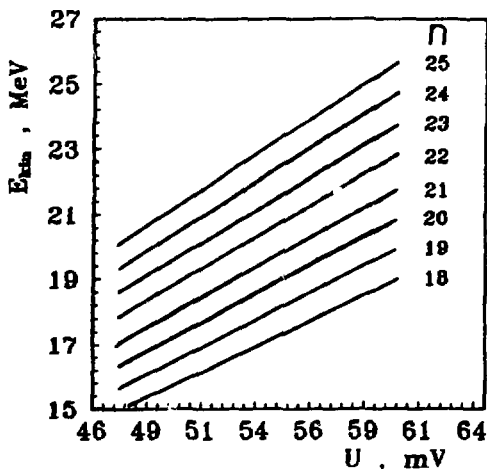


Рис. 4 Номограмма для определения энергии ускоренных электронов.

Длительная эксплуатация устройства вывода электронов показала высокую эффективность, удобство и простоту в работе, подтвердила необходимость и целесообразность установки его на микротроне. Следует отметить некоторые недостатки, обнаруженные в процессе эксплуатации. Вывод пучка с последних 5-6 орбит осуществляется практически без потерь. Однако при смещении канала ближе к центру полюсов возрастают потери на выводном канале до 10-15% от полной

интенсивности на данной орбите. Несколько ухудшается фокусировка пучка на тормозную мишень при выводе с внутренних орбит и повороте его магнитом 6 (рис. 3) на большой угол. При некачественной обработке поверхности элементов механизма 3, имеющего телескопическую конструкцию, срок службы вакуумного уплотнения из фторопласта значительно сокращается.

Микротрон МТ-25 проработал около пяти тысяч часов. Все проблемы по его эксплуатации сводились в основном к замене магнетрона, электронных ламп СВЧ-генератора, отработавших свой ресурс, к смене резонатора из-за износа катода или сильного загрязнения внутренней поверхности при длительной работе, некоторых вакуумных уплотнений. Следует отметить, что не все экспериментальные работы на микротроне удалось провести с высокой эффективностью, а некоторые пришлось отложить по причине недостаточной средней интенсивности пучка ускоренных электронов. Повышение интенсивности в несколько раз позволило бы значительно расширить диапазон использования этого ускорителя.

В таблице 2 приведены основные параметры микротрона МТ-25.

Таблица 2

Основные параметры микротрона МТ-25

Максимальная энергия ускоренных электронов, МэВ	-25
Диапазон изменения энергии, МэВ	-10-25
Интенсивность пучка электронов, мА	-20
Поток быстрых нейтронов, 1/с	- $10^{12}$
Плотность потока тепловых нейтронов, 1/с·см <sup>2</sup>	- $10^9$
Плотность потока резонансных нейтронов, 1/с·см <sup>2</sup>	- $8 \cdot 10^7$
Рабочий вакуум, Па	- $10^{-4}$
Потребляемая мощность, кВт	-20
Охлаждение	водяное, воздушное.

Литература

1. Белов А. Г., Бондаренко П. Г., Шимане Ч., Вогнар М. Сообщения ОИЯИ, Р9-82-301, Дубна, 1982, с. 10.
2. Капица С. П., Мелехин В. Н. Микротрон, М., Наука, 1969.
3. Апаньев В. Д. и др. АЭ, т. 20, в. 2, 1966, с. 106.
4. Абрамов А. И. и др. Препринт ФЭИ, 211, Обнинск, 1970.
5. Капица С. П. и др. ПТЭ, № 1, 1969, с. 13.
6. Беловинцев К. А. и др. АЭ, т. 14, 1963, с. 359.
7. А. С. 239494 ЧСФР, Н 05 б 3/00. Электромагнит для ускорителя электронов.
8. Канторович З. Б. Основы расчета химических машин и аппаратов. М., Машгиз, 1960, с. 375.
9. Абрамов А. И. и др. ПТЭ, № 6, 1974, с. 35.

# MICROTRON MT-25 AND ITS AREAS OF USE

Belov A.G., Buklanov G.V., Korotkin Yu.S., Oganessian Yu.Ts., Starodub G.Ja., Zhuchko V.E.

*Joint Institute for Nuclear Research,  
Laboratory of Nuclear Reactions, Dubna, Russia*

The search for superheavy nuclei in nature has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions of the Joint Institute for Nuclear Research by academician Flerov G.N. during last 30 years. For this reason we had to determine of the concentration of the wide range of the microelements in nature objects. We had to have the sensitivity up to 10-8 g/g for Th, U, Pb and so on. There are universal methods of determination of all elements, but the nuclear-physical methods permit one to solve a wide range of problems. However, each of them has a specific area of application in which it can be used most effectively. Therefore, the choice of the method and means of its realization play an important role for the success of analyses. Neutron-activation and gamma-activation analyses using high-resolution gamma-spectrometers and long-range primary and secondary radiation are of the widest use. The correct choice of radiation sources for analysis is also of great importance. The maximum sensitivity, as a rule requires the use of the most complicated and expensive sources such as nuclear reactors or powerful ion and electron accelerators. The main purpose of the development of nuclear physical methods of analysis for the purposes of national economy is possible only if simple and accessible means of analysis are employed. As we needed an instrument for irradiation for our specimens, the microtron was built in 1972 at our laboratory with the help of the Institute for Physical Problems. Up to now we have built a number of microtrons with the different energies of the electron beam. Now we have the MT-25 microtron with the next parameters:

Energy range	10 to 25 MeV
Pulsed beam current	20 ma
Gamma-ray flux	$10^{14}$ pps
Thermal neutron flux	$5 \cdot 10^9$ pps
Power consumption	20 kW
Personnel	3 men

During 20 years of the microtron's use some changes in construction have been made, and now we have the stability and easy service. By the technical support of the FLNR the microtrons were built in a number of countries - members of the JINR [1].

For the successful use of the electron accelerator the microtron's laboratory has been equipped with pneumotransport channels, gamma-ray detectors, personal computers and programs for express analysis of matter.

In the future we are going to increase the average beam current up to 100  $\mu$ a by means of substitution of the UHF generator for the more powerful one.

The technique developed was tested in the analysis of specific samples, associated with the research program of the Laboratory and with the solution of the practical problems of the national economies of the JINR country-members.

The neutron and  $\gamma$ -ray sources investigated at the JINR Laboratory of Nuclear Reactions were employed to develop and test the techniques of determination of a number of elements on

different samples. The table of the chemical elements analyzed by using the MT-25 microtron was presented in the Table 1. The detection limits are given in g/g.

**THE CHEMICAL ELEMENTS ANALYSED BY USING  
THE ELECTRON ACCELERATOR - THE MICROTRON MT-25.  
THE DETECTION LIMIT IS GIVEN IN g/g.**

H 10 <sup>-4</sup>							H 10 <sup>-4</sup>	He						
Li	Be	B	C	N 10 <sup>-7</sup>	O 10 <sup>-6</sup>		F	Ne						
Na 2·10 <sup>-4</sup>	Mg 2·10 <sup>-4</sup>	Al	Si	P	S		Cl 5·10 <sup>-6</sup>	Ar						
H	Ca 2·10 <sup>-4</sup>	Sc 8·10 <sup>-7</sup>	Ti 10 <sup>-4</sup>	V	Cr 5·10 <sup>-6</sup>	Mn 4·10 <sup>-7</sup>	Fe 10 <sup>-3</sup>	Co 10 <sup>-6</sup>	Ni 10 <sup>-6</sup>					
Cu 10 <sup>-5</sup>	Zn 5·10 <sup>-6</sup>	Ga 10 <sup>-5</sup>	Ge	As 5·10 <sup>-7</sup>	Se	Br	Hr							
Rb 2·10 <sup>-6</sup>	Sr 2·10 <sup>-7</sup>	Y 2·10 <sup>-6</sup>	Zr 6·10 <sup>-7</sup>	Nb 10 <sup>-6</sup>	Mo 10 <sup>-6</sup>	Tc	Ru	Rh	Pd					
Ag 10 <sup>-6</sup>	Cd 5·10 <sup>-6</sup>	In 10 <sup>-7</sup>	Sn 10 <sup>-5</sup>	Sb 5·10 <sup>-7</sup>	Te	I	Xe							
Cs 5·10 <sup>-7</sup>	Ba 5·10 <sup>-6</sup>	La	Hf	Ta 5·10 <sup>-8</sup>	W 10 <sup>-7</sup>	Re 7·10 <sup>-7</sup>	Os	Ir	Pt					
Au 2·10 <sup>-3</sup>	Mg 5·10 <sup>-7</sup>	Tl 7·10 <sup>-7</sup>	Pb 2·10 <sup>-6</sup>	Bi	Po	At	Rn							
Fr	Ra	Ac	Hu	Ns	106	107	108	109	110					
Ce 10 <sup>-6</sup>	Pr	Nd 2·10 <sup>-6</sup>	Pm	Sm 5·10 <sup>-6</sup>	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er 10 <sup>-7</sup>	Tm	Yb	Lu	
Th 5·10 <sup>-6</sup>	Pa	U 5·10 <sup>-6</sup>	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	103	

We'll touch upon two methods, developed at our laboratory. One of the main techniques which has found practical use is the technique of determining the gold content in geological and technological samples by activating gold by resonance neutrons from the microtron[2]. The use of the resonance neutron activation allowed one to decrease by one order of magnitude the background effects due to the thermal neutron activation of concomitant elements (sodium, manganese, etc), thus decreasing the sensitivity threshold of the analysis. To enhance the efficiency of detecting the induced activity of gold ( $E_{\gamma}=411.8$  KeV) use was made of twinned Ge(Li)  $\gamma$ -ray spectrometer consisting of two Ge(Li) detectors each 50 cm<sup>3</sup>. This provided the detection efficiency equal to 13%. This technique furnishes the threshold of gold determination of about 0.03 ppm for an irradiation time of 10 hours and for 10 min measuring time for each sample. These characteristics of the method fully satisfy the requirements imposed by the most of practical problems. As a large number of samples can be irradiated simultaneously the

techniques productivity is rather high reaching 250 samples per day.

The content of many elements can be determined rather effectively by the  $\gamma$ -activation method using the microtron bremsstrahlung[3, 4]. Although the effective cross sections of  $(\gamma, n)$  reactions, as a rule, are somewhat lower than the neutron capture cross section, they change smoothly from element to element and even exceed the neutron cross section for some elements which are poorly activated by neutrons. In addition, the  $\gamma$ -ray flux density on the microtron is several orders of magnitude higher than the neutron flux density. All this makes the use of  $\gamma$ -activation analysis successful. For example, the  $\gamma$ -activation method of nitrogen determination in organic substance can be effectively used for the activation of bremsstrahlung[5, 6]. This method is based on the formation, under the action of microtron bremsstrahlung, of the radioactive isotope  $N^{13}(T_{1/2}=511 \text{ keV})$ . With the optimal choice of the maximum energy of bremsstrahlung (about 20 MeV) the remaining elements entering into the composition of organic compounds (carbon, oxygen) practically make no contribution into the activity being measured since they have the higher thresholds of the  $(\gamma, n)$  reactions. To measure the  $N^{13}$  activity two scintillation coincidence counters on NaI(Tl) crystals having 80 mm in diameter are used. This allows one to reduce the background due to single  $\gamma$ -rays and achieve the nitrogen detection threshold of the order of several micrograms. The latter value is approximately two orders of magnitude lower than the amount of nitrogen contained in albumin of separate grains of cultured cereals (wheat, rice, etc). However it is more appropriate to use this method to determine the average nitrogen content in gram amount of corn since in this case the possibilities of the method, associated with the penetrability of both primary and secondary radiations, are fully realized, resulting in a substantial increase in the measuring accuracy. The fidelity of measurements, tested on standard wheat samples weighting 2g each is equal to 2-3%. The method productivity reaches 50 analysis per hour. The automatic installation has been created for this purpose.

The microtron has also the important area of application, the production of radioactive isotopes for various purposes. One of this purposes is medicine. The microtron can be used for the production of Iodine-123 for medical biological investigations[7]. The radioactive specimens contained Iodine-131 are being used now, for the medical tests of liver, thyroid gland and so on. However it has a long of half-life of 8 days and emits  $\beta$ -particles. As a result it the great irradiation dose will be given to patient. For example if we scan the thyroid gland by means of Iodine-131 with 0.5 mCi activity, it will get the common dose of  $\sim 100$  rad. This is very dangerous, especially for babies.

Since the middle of seventieth it is being developed the production of another radioactive isotope -  $I^{123}$ , that has to substitute Iodine-131 in medicine. The  $I^{123}$  has a half-life of 13.3 hours, the electron-capture decay and it has only the  $\gamma$  and X-ray emission. Therefore the irradiation dose during the medicine procedure will be  $\sim 100$  times lesser, and, as a rule the more qualitative image of the tested object it will be gotten. These circumstances will increase the area use of this isotope.

For the  $I^{123}$  production the nuclear reactions with protons, alpha particles and deuterons with the energies from ten to hundreds MeV and the electrons with the energies up to 50 MeV have been used. The accelerators with these beams have been set at the great scientific centers, and they are very expensive. The radionuclidic purity has also the great importance, but during the irradiation in the above mentioned reactions the secondary isotopes have been produced. The higher is the beam energy, the greater is their deposit. For this reason the problem of the  $I^{123}$  separation will be more complicated and we must have a high purity target for the irradiation. We must have also the rapid technological processes for  $I^{123}$ , because of their short

half-life. If the photo nuclear reaction  $Xe^{124}(\gamma,n)Xe^{123}$  on electron beam with energy 22-25 MeV is used for producing of the isotope  $I^{123}$ , the above mentioned problems would be avoided. The isotope  $Xe^{123}(T_{1/2}=2.08\text{ h})$  will decay to  $I^{123}$ . The  $Xe^{123}(\gamma,n)$  reaction threshold is 10.5 MeV, the cross-section will reach the maximum value of 0.5 barn at energy  $E_{\gamma}=15\text{ MeV}$ . The decrease of the electron beam energy will lead to reduction of the  $I^{123}$  productivity. The reason of it is the decrease of the hard bremsstrahlung component. If the maximum  $\gamma$ -quanta energy is 25 MeV, it will exclude the other reaction channels. Thus, it allows one to obtain  $I^{123}$  with the high radionuclidic purity without use of the complicated procedure of the radiochemical separation.

In 1984-1985 the number of experiments on the determination of possibilities of this method was carried out. The  $I^{123}$  yield dependence on the electron energy has been measured. It has been shown that with the electron energy  $E_e=22\text{ MeV}$  and with the  $Xe^{124}$  abundance in the target the yield of  $I^{123}$  about  $0.1\text{ mCi}/\mu\text{a.h.g.}$  would be achieved. Then the productivity of the  $I^{123}$  about  $0.2\text{ Ci}$  for 10 hours irradiation on the 25 MeV microtron MT-25 would be also achieved.

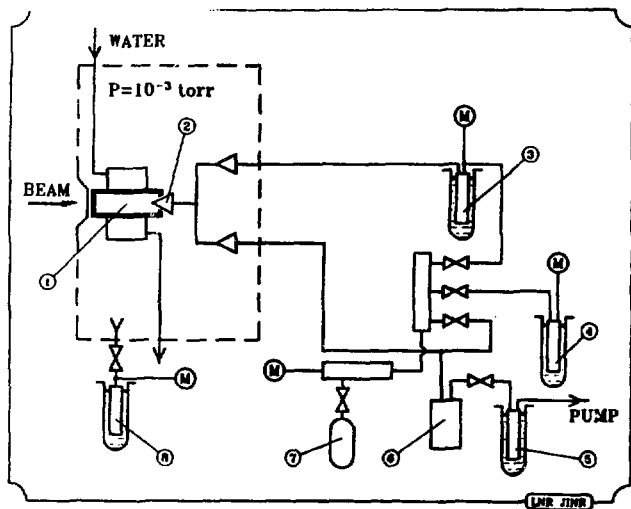


Fig. 1. Schematic view of the experiment. 1- target vessel; 2- vent; 3- intermediary volume; 4- initial volume; 5- liquid nitrogen-trap; 6- ceolite-trap; 7- transport balloon; 8- collection gas.

Fig.1 presents the scheme of our installation. The 25 MeV electron beam produced on the MT-25 microtron has been focused on the target at the 5 meters from the accelerator. The tantalum cylindrical volume with the 2.5 mm walls and  $5\text{ cm}^3$  has been used as a target. The electron beam has been interacted with the volume's bottom, which served as a bremsstrahlung converter. The cylinder has been cooled by water. The target center has been joined via needle tap to the communication system, made up of the copper tubes of 2 mm in diameter. The system consisted of the container with enriched Xenon with pressure about 1 at, the intermediate 0.25 liter volume and the bathes filled in the mixture of the liquid nitrogen, alcohol and some glycerin

(4%). If the correlation of the nitrogen, spirit and glycerin is changed, the temperature would be varied from 83 up to 173 K in the bath. Previously the system had been evacuated up to  $10^{-3}$  torr and then was filled with xenon with the pressure of 3 at. The gaseous xenon had been frozen in the intermediate vessel, then gas has been pumped to the target by means of the successive dip of the target center into the liquid nitrogen and alcohol bath. For this method the density up to  $2.3 \text{ g/cm}^3$  could be achieved (the total amount of the matter in the target is about 10-15 g). After the target filling it is heated up to the room temperature, this will lead to the increase in the pressure up to 200 at.

The high pressure target enriched by  $\text{Xe}^{124}$  has being irradiated for 10 hours by the electron beam with the intensity of  $13 \mu\text{a}$ . To control the leakage of xenon during the irradiation, the target center was placed in the evacuated volume, supplied by the liquid nitrogen trap. The radioactivity of the trap will give us the presence of the xenon leakage. After the end of the irradiation the target was being cooled down for 2 hours to decay of  $\text{Xe}^{123}$  in  $\text{I}^{123}$ , then the gas was pumped to intermediate volume at the temperature 170 K. Then the target was disconnected from the communication system and carried out to a special room. One should note that the target activity after the completed irradiation and two hours cooling was due to the  $\gamma$ -radiation of  $\text{I}^{123}$  ( $E_\gamma = 159 \text{ keV}$ ), it was relaxing up to  $10^4$  times by the tantalum walls of the target. Therefore the target disconnection could be made with the light defense and the transfer could be accomplished behind the thin-walls lead container.

The efficiency of this  $\text{I}^{123}$  production method is about 30%. In the next figure the characteristics of the preparation have been presented. The proposed method allows one to produce the  $\text{I}^{123}$  preparation on the MT-25 microtron with the following characteristics:

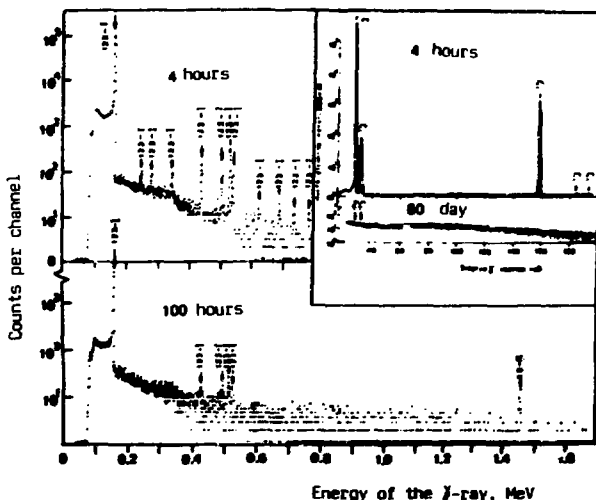


Fig. 2. The  $\gamma$ -ray spectrum of the sample iodine-123 (Line with energy 1.46 MeV background).

Productivity (mCi/hour)	~20
Iodine concentration in a solution (mCi/ml)	~200
Radionuclidic purity (contaminations)	<10 <sup>-6</sup>
Chemical form (iodide)	>95%
Solution value (pH)	7-10
Content of natrium ions (Mole/l)	10 <sup>-5</sup>
Contamination by heavy metals (μg)	<0.005

As a result of this work it follows that  $I^{123}$  of total activity about 20-40 Ci for a year could be produced on the MT-25 microtron by irradiating of the enriched by  $Xe^{124}$  target. After each irradiation the medical preparation can be made for 1 hour, meeting the case of the pharmacopoeia for the direct use in the hospitals. Taking into account that the microtron is a small accelerator (power consumption is 20 kW, the personnel is 3 persons) and the method of the  $I^{123}$  preparation can be fulfilled by the relative simple means, it would be supposed that this one is the cheapest and accessible. Due to the individual diagnostic doses from 0.1 mCi (the thyroid gland) to 1 mCi (the heart, the liver et so on) and taking into account some losses on the preparation activity before its use, it can be admitted that this amount of  $I^{123}$  is sufficient for the diagnostic of about a hundred patients per day during the year. The production of  $I^{123}$  can be arranged in a short time in many regions of a country. This method has also some reserves, the specific activity will be increase up to 5-6 times, if the electron beam intensity is grown up to 100-150  $\mu$ a, it is a real problem for the present-day accelerator technique.

## References

- [1] Sodnom N. et al. A project of the Laboratory of Activation Analysis Using a Microtron for Mongolia. JINR, 18-89-798, Dubna 1989.
- [2] Belov A.G. et al. Method of Gold Content Determination in Geological Samples with the use of Resonance Neutron from a Microtron. JINR, 18-80-841, Dubna 1980.
- [3] Hernandez A., Zamyatin Yu.S. Utilization of Microtron for Multielemental Photon Activation Analysis. JINR, 18-83-138, Dubna 1983.
- [4] Belov A.G. et al. Development of the Nuclear-Physical Methods at the Laboratory of Nuclear Reactions of the JINR.
- [5] Flerov G.N. et al. The Nitrogen Content Determination in the Farm Production Using the Microtron Bremsstrahlung. JINR, 18-83-699, Dubna 1983.
- [6] Zen Chan Uk, Zemyatin Yu.S., Zhuchko V.E., Optimization of Measurement Conditions at Determining the Nitrogen Content in a Grain using the Gamma-Activation Method., JINR, 18-83-915, Dubna 1983.
- [7] Yu.Ts.Oganessian et al. Production of Iodine-123 Radiobiological Specimen on 25 MeV Electron Beam. Atom. Energy, 68 (1990) v.4, p.271-275.



## ПРОЕКТ ЛАБОРАТОРИИ АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА НА БАЗЕ МИКРОТРОНА МНР

Д.Баатархуу, А.Г.Белов, Ш.Гэрбил, В.Е.Жучко, Б.Сэргэлэн, Ю.Г.Тетерев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н.Содном

Президиум АН МНР, Улан-Батор

Х.Сиражет

ИФТ АН МНР, Улан-Батор

Задача расширения сырьевой базы горнодобывающей и горноперерабатывающей промышленности МНР выдвигает новые требования к качеству работы аналитических лабораторий. Это – повышение экспрессности, представительности, чувствительности (до  $10^{-5}$  –  $10^{-6}$ ) и точности анализов, а также увеличение количества ежегодно проводимых анализов и снижение их стоимости. Экономический курс на комплексное использование минерального сырья и безотходную технологию диктует необходимость определения содержания большого числа элементов. Объем аналитических работ Центральной лаборатории геологической службы МНР за 30 лет возрос в 15 раз. В этой лаборатории химическими и спектральными методами выполняются анализы для определения содержания более 69 элементов (или их соединений) в 600 тысячах проб в год [1].

Однако состояние аналитических работ из-за возросшего объема анализов не удовлетворяет сегодняшним потребностям страны. Возникают трудности, связанные с необходимостью автоматизации проведения анализов и обработки аналитической информации. Наилучшим образом этому требованию удовлетворяют ядерно-физические методы анализа. Задача их внедрения в аналитическую службу МНР становится первоочередной и перспективной.

Из ядерно-физических методов наибольшее распространение получил нейтронный активационный анализ (НАА) с использованием реакторов. Но в условиях Монголии широкое использование реактора пока недоступно. Строительство собственного реактора при существующем объеме потребностей в анализах не является рентабельным. Вместе с тем в условиях Монголии успешно могут осуществляться ядерно-физические методы с использованием существенно более дешевых и доступных источников излучения, например, таких как ускорители электронов на энергию 10-30 МэВ. С их помощью может производиться не только НАА, но и гамма-активационный анализ (ГАА), который является наилучшим дополнением НАА.

При использовании электронных ускорителей был разработан большой набор активационных методов анализа. Разработаны методики анализа полиметаллических [2], бериллий-вольфрам-молибденовых [3], титан-циркониевых [4], золотосодержащих [5] и ряда других типов руд на основные полезные компоненты.

Учитывая наличие разработанных и опробованных методик, а также имеющийся опыт изготовления и эксплуатации, авторы остановились на микротроне МТ-22 [6-8], который прошел многолетние испытания в Лаборатории ядерных реакций

ОИЯИ. Основные рабочие параметры микротрона приведены в таблице 1.

Таблица 1

Основные рабочие параметры микротрона МТ-22

Параметры	Показатели
Максимальное число орбит	24
Энергия ускоренных электронов с плавной регулировкой	от 14 до 22 МэВ
Импульсный ток ускоренных электронов	20 мА
Средний ток	20 мкА
Длительность импульса тока	2,3 мкс
Интегральный выход быстрых нейтронов	$6 \cdot 10^{11}$ 1/сек
Плотность потока тепловых нейтронов	$6 \cdot 10^8$ н/см <sup>2</sup> с
Потребляемая мощность	около 20 кВт

#### Компоновка лаборатории

Общий вид лабораторного здания, расположенного на территории институтов АН МНР, схематически показан на рис. 1.

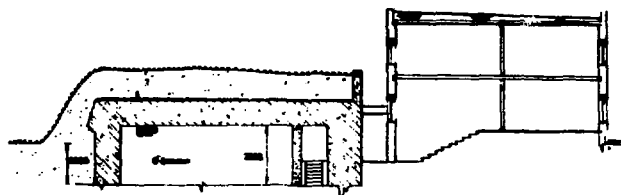


Рис. 1. Схематический вид здания микротронной лаборатории.

$e^-$  – уровень и направление ускоренного электронного пучка, выведенного из ускорителя.

Лабораторное здание кроме микротронного помещения имеет двухэтажный корпус с общей площадью около 400 м<sup>2</sup>. В этом корпусе предполагается проведение научно-исследовательских и пробоподготовительных работ, а также химическая обработка проб. Там же предусмотрены помещения для обслуживания микротрона и электронной аппаратуры. Помещение (рис. 2) микротрона с полезной площадью 70 м<sup>2</sup> имеет бетонные стены и потолок толщиной 1,5–2 м. Здание микротрона имеет сверху грунтовую обваловку. Радиационная защита обеспечивает безопасность за пределами территории при работающем ускорителе [9].

Для расширения возможностей микротрона (использования первичных и конвертируемых излучений) предусмотрена возможность транспортировки пучка ускоренных электронов в другое помещение.

Нейтронный канал микротрона, общий вид и конструкция которого приведены на рис. 3, в принципе не отличается от устройства, описанного в работах [6, 10]. Общий вид пространственного распределения потока эпитепловых нейтронов в

каналах графитового куба показан на рис. 4. Ожидаемая максимальная величина плотности потока тепловых нейтронов в центре двух ближайших к конвертору каналов графитового куба -  $6 \cdot 10^8$  нейтр. см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>.

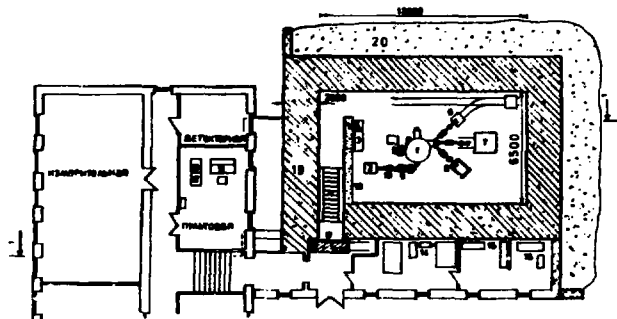


Рис. 2. Схема размещения микротрона МТ-22. 1 - электромагнит микротрона; 2 - СВЧ-генератор; 3, 4 - модулятор; 5 - высоковакуумный насос; 6 - сборка для формирования смешанного гамма- и нейтронного поля; 7 - графитовый замедлитель; 8 - установка для облучения гамма-квантами; 9 - ферритовый вентиль; 10 - фазовращатель; 11 - пульт управления; 12 - шкаф питания; 13 - шкаф автоматики; 14 - система охлаждения; 15 - система калориферного отопления, вентиляция; 16 - электромашинный агрегат; 17 - защитная дверь; 18 - разборная бетонная стена; 19 - защитная бетонная стена; 20 - грунт.

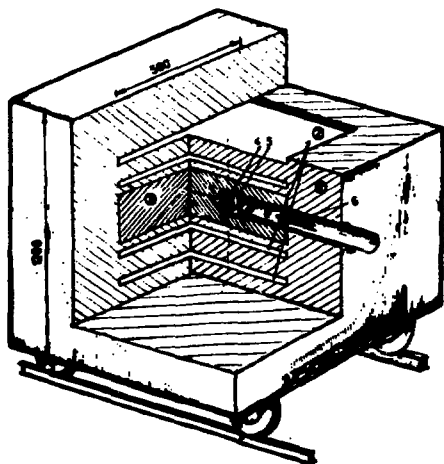


Рис. 3. Установка для массового нейтронно-активационного анализа.

1 - графитовый замедлитель, 2 - каналы для размещения образцов, 3 - бериллий, 4 - урановый конвертор нейтронов, 5 - диафрагма, 6 - электроновод.

Предусмотрен специальный канал, который состоит из свинцового цилиндра, окруженного полиэтиленовыми блоками. В такой сборке, показанной на рис. 5,

проба облучается как гамма-квантами, так и нейтронами. Это увеличивает число одновременно определяемых элементов в исследуемой пробе за счет смешанной гамма- и нейтронной активации.

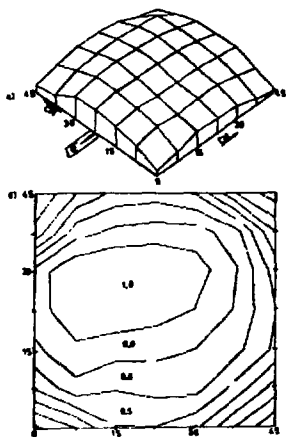


Рис. 4. Пространственное распределение резонансных нейтронов в каналах для облучения образцов (в графитовом кубе). а - изометрическое, б - топографическое изображение распределения.

В микротронном помещении имеется возможность размещения установки, предназначенной для получения радионуклида иод-123, используемого в медицинской диагностике.

С целью получения короткоживущих радионуклидов для элементного анализа вещества предполагается использовать пневмотранспортное устройство с автоматической системой управления от ЭВМ.

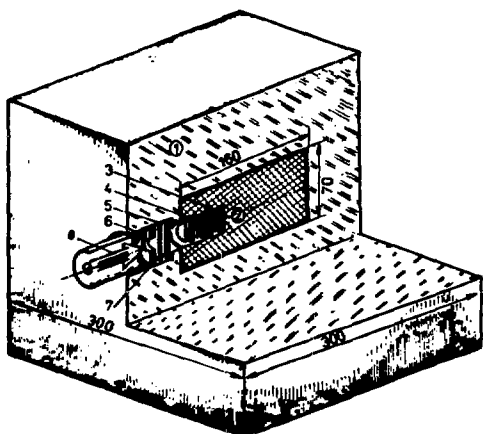


Рис. 5. Сборка для формирования смешанного гамма- и нейтронного поля.

1 - полиэтиленовые блоки; 2 - свинцовый цилиндр; 3 - образцы; 4 - мониторы; 5 - поглотитель электронов; 6 - диафрагма; 7 - тормозная мишень; 8 - электронный пучок.

Измерительно-вычислительный комплекс будет построен на базе микро-ЭВМ МИК-1, созданной в результате совместной работы с ОНМО ОИЯИ, и персонального компьютера ИВМ ХТ с жестким диском на 20 Мбайт, изготавливаемого серийно Центром

электронной техники АН МНР. Детектирующая система состоит из полупроводниковых коксиальных Ge(Li) -детекторов большого объема ( $70 \text{ см}^3$ ) и тонкого Ge(Li)-детектора для измерения мягких гамма-квантов. Кроме того, в комплекс входит гамма-спектрометрическая система фирмы ORTEC, состоящая из коксиального и планарного HP Ge -детекторов и двух персональных компьютеров. Персональные компьютеры обладают высокими функциональными возможностями и потребительскими характеристиками. Применение персональных ЭВМ позволяет подключать дополнительные модули, такие, как блоки памяти, коммуникационные интерфейсы, сетевые адаптеры и др. Для накопления и обработки спектрометрической информации нами выбраны персональные ЭВМ расширенной конфигурации с оперативной памятью 512-640 кбайт и арифметическим процессором 8087/80287, а также с 20 Мбайт жестким диском типа "Винчестер" и 1-2 дисководами.

В ОИЯЧ разработаны программы SPM и АСТIV для обработки спектрометрической информации на персональных компьютерах [11, 12]. В настоящее время эти программы широко используются в гамма-спектроскопических исследованиях и активационном анализе.

#### Технико-экономическая оценка

Основными технико-экономическими показателями эффективности использования лаборатории активационного анализа являются капитальные вложения, производительность, годовой экономический эффект и срок окупаемости капитальных вложений. Проведенные расчеты показывают, что активационный анализ с применением микротронного комплекса будет рентабельным в случае выполнения 30-50 тысяч анализов в год. Рентабельность микротронной лаборатории в данном конкретном случае будет определяться проведением многоэлементного анализа основных и сопутствующих элементов в полиметаллических, в золото- и серебросодержащих рудах. В настоящее время анализ этих руд является необходимым для МНР. В перспективе стоит задача анализа редкоземельных элементов.

Правильность выбора компоновки лаборатории реально подтверждается разработанными и разрабатываемыми методиками по активационному анализу (определение золота с другими сопутствующими элементами в более чем 500 рудных образцах [5], многоэлементная инструментальная гамма-активационная методика определения 36-40 элементов в углях при одновременном облучении 10-12 проб [13]).

Микротронная лаборатория также будет использована для анализа биологических проб и образцов окружающей среды, получения радионуклидов, определения абсолютного возраста некоторых минералов, разработки других ядерно-физических методов для решения ряда народнохозяйственных задач. В лаборатории будет происходить обучение студентов по специальностям ядерной физики, ядерной электроники, ускорительной и радиационной техники.

Проект лаборатории активационного анализа на основе микротрона для МНР разработан совместно сотрудниками ЛЯР ОИЯИ и МНР по предложению Комиссии

ядерной энергии правительства МНР. Оборудование микрофона изготовлено в Лаборатории ядерных реакций и Опытном производстве ОИЯИ.

#### Литература

1. Ж.Шагжаа, Д.Эрдэнцэцэг, Л.Мягмар. Тезисы докладов научно-практической конференции, посвященной 30-летию Центральной геологической лаборатории, Улан-Батор, 1987, с.1-3.
2. В.В.Сулин. Ядерно-физические методы анализа вещества. М., Атомиздат, 1971, с.206.
3. Ю.Н.Бурмистенко, Г.И.Витоженец, В.В.Сулин и др.Недеструктивные активационные методы анализа некоторых видов минерального сырья и применения аппаратуры. - М. ВНИИЯГГ, 1972, с.64.
4. А.К.Берзин и др. Недеструктивные активационные методы анализа некоторых видов минерального сырья и применения аппаратуры. - М. ВНИИЯГГ, 1972, с.33.
5. А.Г.Белов, Е.Борча, В.Е.Жучко и др. Сообщение ОИЯИ, 18-80-841, Дубна, 1989, 9 с.
6. А.Г.Белов, Ю.Г.Тетерев. Сообщение ОИЯИ, 18-84-8, Дубна, 1984,
7. А.Г.Белов, П.Г.Бондаренко, Ч.Шимане, М.Вогнар. Сообщение ОИЯИ, 9-82-301. Дубна, 1982, 10 с.
8. А.Г.Белов, П.Г.Бондаренко, А.Н.Кузнецов. Сообщение ОИЯИ, 18-82-424, Дубна, 1982, 13 с.
9. Ю.Г.Тетерев. Препринт ОИЯИ, 16-85-23, Дубна, 10 с.
10. Г.Н.Флеров, Ю.Н.Бурмистенко и др. Атомная энергия, т.53, вып.4, 1982, с.255.
11. В.Е.Жучко, В.Б.Злоказов. Активационный анализ на ядерных реакторах. ОИЯИ, Д14-88-833, Дубна, 1988, с.187-190.
12. В.Е.Жучко. Активационный анализ на ядерных реакторах. ОИЯИ, Д14-88-833, Дубна, 1988, с.191-196.
13. Н.Содном, Ш.Гэрбиш, В.Е.Жучко и др. Препринт ОИЯИ, 18-87-406, Дубна, 1987.

# THE MICROTRON AS INJECTOR INTO AN ELECTRON SYNCHROTRON

D. Catană, I. Panaitescu, S. Axinescu, R. Minea  
Institute of Atomic Physics, Electron Accelerator  
Laboratory, Bucharest, Romania

The microtron accelerator seems to be very suitable as injector into a synchrotron. A preliminary proposal to build a synchrotron radiation source at the Institute of Atomic, Bucharest, Romania is considered. The electron energy is about 200-300 MeV, corresponding to a cut-off wavelength of several hundred angstroms. A comparison with other radiation sources in the same wavelength range is presented. The 17-orbit microtron, now in operation, will be used as injector. The microtron parameters are presented.

## 1. INTRODUCTION

In the last time, more and more facilities generating synchrotron radiation are developed in different countries from all over the world. It is not the purpose of this work to review these synchrotron radiation sources now in operation. As a matter of fact, there are many excellent papers published on this subject.

This work presents some preliminary, short information on a potential project to build a synchrotron radiation source in Romania, using the existent 17-orbit microtron as injector. Synchrotron radiation represents a very up-to-date, "en vogue" problem. A synchrotron radiation source for different applications is a very useful tool, especially for small countries. One should take into account the not-so-high cost of a source, when electron energy is several hundred MeV. In Romania case, it is also important that after very difficult years, we intend to perform research in new fields for us, as it is synchrotron radiation.

In our country we have a good experience in electron accelerators (betatrons, linacs, microtron) with energies of several tens of MeV. It is to be mentioned that our experience in the microtron field is quite old -15 years- and that this type of accelerator seems very suitable for use as injector into a synchrotron.

## 2. MAIN ADVANTAGES OF SYNCHROTRON RADIATION

In the VUV range, the synchrotron radiation is the most intense in comparison with other sources available<sup>1/</sup>. The natural collimation is very good. In bending magnets, a vertical half-angle of about 1/

could be obtained, where  $\gamma$  is the electron energy relative to the rest energy. This means 1...2mrad for electrons with energy of up to 500 MeV <sup>/1/</sup>. The complete polarization in the orbit plan of the synchrotron is also an advantage. Outside the orbit plane, synchrotron radiation is elliptically polarized with a degree depending on the visualization angle.

Due to the small cross-section of the electron beam generating synchrotron radiation and also to the high natural collimation, the synchrotron radiation beam has a very high brilliance <sup>/1/</sup>. The fine time structure with durations from several tens of picoseconds to 1 nanosecond could be also an important one. From a microtron injector with about 3000 Mc/s microwave frequency, working in the fundamental accelerating mode, end with a 32° region of phase stability, one could expect bunches with about 30 ps length.

The clean vacuum of 10<sup>-9</sup> torr inside the synchrotron accelerating chamber has to be taken as an advantage in some experiments, e.g. windowless monochromators for surface physics studies. Unfortunately, synchrotron radiation generated in bending magnets is not coherent in time if the magnet wavelength is smaller than the length of an electron bunch.

### 3. PROPOSAL FOR A SYNCHROTRON RADIATION SOURCE

The stage of this project is a very preliminary one at this moment. Only a few basic parameters have been taken into consideration. For the beginning, we do not intend to use wigglers and undulators; this problem belongs to the future. Anyway, some place has to be available for these insertion devices.

The basic list of parameters is the following <sup>/2/</sup> :

- Electron energy.....200-300MeV
- Magnetic field in bending magnets.....1T
- Radius of bending magnets.....1m
- Radiofrequency power.....20-50kW
- Frequency.....100Mc/s .

From the above list, using the formula <sup>/3/</sup>:

$$\lambda = \frac{18.6}{B \cdot E^2},$$

where the wavelength  $\lambda$  is in angstroms, the magnetic field B in T, and the electron energy E in GeV, we obtain the cut-off wavelength of about 450 angstroms for 200 MeV energy and 200 angstroms for 300 MeV, which are very good values in the VUV range.



#### 4. DISCUSSION OF THE PROPOSED PARAMETERS OF THE SYNCHROTRON

The 200-300 MeV energy range is not very high, but it seems that for our particular conditions, this is an optimum. In fact, we do not hope to obtain large funds for this subject. The immediate task of this project is to demonstrate experimentally the possibility of obtaining a synchrotron radiation beam in our laboratory. After that, it will be possible to optimize the parameters and, in a further development, to increase the electron energy.

For a 200-300 MeV electron energy with a corresponding cut-off wavelength of several hundred angstroms, there are possible many applications such as: photo-chemistry, electron spectroscopy for chemical analysis, studies of electronic structure, studies of metals and semiconductors, and other experiments in atomic and molecular physics.

The  $\lambda$  of about 400 angstroms corresponds to a photo energy of about 30 eV. This is an intermediate value between the VUV range and soft X-rays. In this range of photon energy<sup>3/</sup>, other competitors are only rare-gases continua. For instance, a resonance lamp with helium delivers about 300 angstroms, corresponding to 40 eV photon energy. In the case of synchrotron radiation, using the formula:

$$N=4.5 \cdot 10^{12} \cdot j \cdot R^{1/3} \cdot E^{-2/3}$$

where N is in photons/s.eV.mA.mrad, j is in mA, R in mrad, and E in eV, one could easily obtain about  $4 \cdot 10^{11}$  photons/s.eV.mrad, if the bending magnet radius is 1m and photon energy is 40 eV. The helium resonance lamp produces about  $5 \cdot 10^{10}$  photons/eV. Moreover, the synchrotron radiation is clean, vacuum being  $10^{-9}$  torr, and the helium resonance lamp is not tunable. Its emitted radiation is not polarized.

Other serious competitors in this range of photon energy could be only X-rays generated by hot plasmas, heated with laser or electron beams.

#### 5. SOME CONSIDERATIONS CONCERNING ELECTRON INJECTION INTO THE SYNCHROTRON USING THE MICROTRON

The electron beam injection into the synchrotron during the period of only one revolution is very difficult. The one-turn time is about several tens of nanoseconds and the beam deflection system, either electrostatic or magnetic, have to be fed with a current pulse of a few nanoseconds<sup>4/</sup>. During the whole injection time, several tens of nanoseconds, the microtron accelerated current should be several hundred nA, the same value as the stored current in the synchrotron-



- Indirect heating current.....30-50 mA
- Indirect heating voltage.....600-800 V
- Working vacuum.....better than  $10^{-6}$  torr

In order to match synchrotron admittance to the microtron emittance, one has to mount the microtron in vertical position, such as the microtron orbit plane is perpendicular to the synchrotron plane, supposed horizontal<sup>/4/</sup>. Also, the focusing of the beam inside the microtron is not good enough for injection, so additional systems of quadrupoles are necessary. An estimation of the injection efficiency<sup>/4/</sup> gives a value of about 10%.

#### REFERENCES

1. H.Winnick, Synchrotron Radiation, AIP Conf. Proc, 184, Amer.Inst. of Phys., N.Y., 1989.
2. D.Catană, S.Axinescu, R.Minea, E.Iliescu, Studies concerning the generation of synchrotron radiation. Inst. of Atomic Phys., Bucharest, Nov.1991, internal report.
3. Handbook of Synchrotron Radiation
4. O.Wernholm, Ark.Phys., 26, 527, 1964.

**THE 17-ORBIT MICROTRON FROM THE INSTITUTE OF  
ATOMIC PHYSICS-BUCHAREST**

D. Catana, S. Axinescu and R. Minea

Institute of Atomic Physics, Electron Accelerator Laboratory,  
Bucharest, Romania

**1. INTRODUCTION**

At the Institute of Atomic Physics is in operation from 1977 an electron accelerator type microtron. It was designed and constructed at the Institute of Atomic Physics with the help of our colleagues from the Kapitza Institute for Physical Problems, Moscow. This help was mainly in the possibility to purchase most microwave components and in the commissioning of the machine.

Our microtron uses the internal cathode injection system and it was operated in both acceleration modes with  $\omega=1.2$  and  $\omega=1.8$  respectively.

**2. DESCRIPTION OF THE MICROTRON**

The microtron has a D.C. electromagnet and a stainless steel vacuum chamber which were designed and built at our institute.

The resonator was designed and constructed at the Accelerators Laboratory, too.

The microwave power generator has a pulse magnetron type MI-202. Both the generator and its power modulator were purchased from Russia, under a U.N.D.P. and I.A.E.A. - Vienna technical assistance program.

The microwave system is composed from:

- microwave mode transformer
- phase shifter
- vacuum window
- ferrite-isolator

With the exception of the vacuum window, all other parts of the microwave system were obtained from Russia under the above-mentioned program.

The vacuum installation has a mechanical pump of 30 l/s type Edwards and two Russian-made type ERA-300 vacuum plants each composed from 2 sorption pumps and an ionic pump with a speed of 250 l/s.

During the operation of the microtron, it became evident that only one of the ERA-300 vacuum plants is sufficient for a normal vacuum.

All the power supplies, control and measurement circuits and the control desk were realized in the Accelerator Laboratory.

Finally, there is a power frequency converter type VPL-30

delivering a 30 kW power at 400 c/s. The modulator and the magnet power supply are fed from this converted.

### 3. MAIN PARAMETERS

- Final energy.....11 MeV and depending  
on the accelerating mode
- Number of orbits.....17
- Bremsstrahlung absorbed dose rate...20 Gy/min at 1 m from  
the target, in the first  
accelerating mode
- Target.....tungsten, 2-mm thickness
- Pulse beam power.....400 kW
- Average beam power.....400 W
- Pulse length.....3  $\mu$ s
- Repetition frequency.....400 c/s
- Parameter omega.....1.2 and 1.8 depending on  
the accelerating mode
- Magnetic field.....1.2 kGs and 1.3 kGs
- Coils current.....150 A and 225 A depending  
on the accelerating mode
- Coils voltage.....7 V and 11 V respectively
- Copper conductor selection.....11x11 mm with a cooling  
circular hole diameter  
6 mm
- Microwave frequency.....2.300 Mc/s ( $\lambda=10.71$ cm)
- Pulse power of the magnetron.....2 MW
- Polar piece diameter.....800 mm
- Last orbit diameter.....615 mm
- Gap.....1000 mm
- Measured magnetic field uniformity..better than 0.75% at  
720-mm diameter  
better than 0.45% at  
650-mm diameter
- Electromagnet weight.....2 t
- Heating current of the auxiliary  
tungsten spiral.....6 A (for a 0.25-mm  
diameter)  
8 A (for a .35-mm  
diameter)
- Indirect heating current.....30...50 mA
- Indirect heating voltage.....600...300 V
- Working vacuum.....better than  $10^{-6}$  torr

#### 4. RESEARCH WORK PERFORMED

The microtron parameters were continuously improved from the commissioning, up to the above mentioned values. New control and supply circuits were built. Also, in the beginning there were developed methods to measure the magnetic field homogeneity using a nuclear-magnetic resonance probe.

The microtron may be operated:

a) with internal target, obtaining a bremsstrahlung beam with maximal energy 11 MeV and 16 MeV respectively;

b) extracting the electron beam from the machine with an external focalization using two quadrupole lenses with the energies 11 MeV or 16 MeV;

c) with 5 MeV energy, using a supplementary to move the resonator towards the center of the vacuum chamber, decreasing the number of orbits.

Using the 17-orbit microtron, the following research works and applications were performed:

a) study of uranium and thorium nuclei photo-fission;

b) measuring the efficiency of inelastic scattering ( $\gamma, \gamma$ );

c) photo-nuclear reactions;

d) activation analysis;

e) non-destructive testing of castings with thickness of more than 200-mm steel;

f) irradiation of power diodes and thyristors to improve their characteristics (turning-on and turning-off times, power losses during conduction).

Микротрон – это циклический ускоритель электронов, позволяющий получать высокоинтенсивные пучки  $\gamma$ -квантов и нейтронов, которые широко используются для научных и прикладных исследований<sup>/1,2/</sup>.

Поскольку микротрон является достаточно сложным инженерным сооружением, подготовка квалифицированного эксплуатационного персонала занимает в зависимости от квалификации специалиста от нескольких месяцев до года.

Для сокращения сроков обучения и повышения эффективности работы эксплуатационного персонала было решено на базе микрокомпьютера, совместимого с IBM PC XT/AT с 640 Кбайт RAM, графическим дисплеем среднего разрешения, диском типа "Винчестер" и операционной системой DOS 3.3 или выше, разработать автоматизированное рабочее место (АРМ) оператора микротрона МТ-25, созданного в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Концепция разрабатываемого АРМ и его основные функции рассматриваются в данном сообщении. Практическое применение АРМ при управлении микротроном рассмотрено в работе<sup>/3/</sup>.

#### Назначение и функции Автоматизированного Рабочего Места (АРМ) микротрона

Основное назначение АРМ – обеспечение работы оператора микротрона на уровне высококвалифицированного специалиста. Для этого в основу разработки были положены следующие принципы:

1. Управляет работой АРМ и его связями с внешним миром микро-ЭВМ, которая, в принципе, может также использоваться и для решения других задач.
2. Возможности, которые АРМ предоставляет оператору, определяются характеристиками микро-ЭВМ, уровнем автоматизации процессов управления микротрона, интерфейсами между ними и могут расширяться по мере их совершенствования.
3. АРМ должен обеспечивать три режима работы оператора:
  - под управлением программного помощника;
  - при использовании программного помощника в качестве консультанта;
  - без программного помощника.
4. Основу прикладного программного обеспечения составляют интеллектуальные программные помощники, обеспечивающие выполнение указанных

выше функций на высоком профессиональном уровне.

5. Общение оператора с АРМ должно в основном производиться с помощью "меню" и системы распределенных окон.

6. Пользователь с помощью системного программного обеспечения должен иметь возможность комплектовать нужное ему программное обеспечение АРМ.

7. В соответствии с режимами работ и назначением АРМ его пользователи делятся на следующие три группы: разработчик, редактор и оператор. Каждый тип пользователя имеет свои атрибуты доступа к системе, не позволяющие ему выйти за заданные пределы действий.

Структура прикладного программного обеспечения АРМ оператора микротрона, позволяющего реализовать указанные принципы, показана на рис. 1.

Программное обеспечение АРМ оператора состоит из следующих основных элементов:

- интеллектуальный компьютерный помощник (ИКП-АРМ МТ-25);
- .. обучающей и проверяющей системы оператора микротрона (ОПСОМ);
- интеллектуального компьютерного помощника оператора микротрона (ИКПОМ);
- диагностической экспертной системы (ДЭСМ);
- базы эксплуатационных данных, включая программу планирования профилактических работ (БЭДМ);
- обслуживающих и вспомогательных программ общего назначения, связей и процедурной помощи.

ИКП-АРМ (АРМ МТ-25 Computer Aided Assistant) обеспечивает взаимодействие пользователя с системой. Сначала он проверяет пароль и атрибуты доступа, затем с помощью главного графа уровня оператора, экран которого показан на рис. 2 (получен, например, на основе использования системы NETSYS<sup>1/4/</sup>), позволяет пользователю задать режим работы и генерирует последовательность действий (план), которые нужно выполнить для достижения поставленной цели, и обеспечивает их выполнение, организуя в случае необходимости вызов потребовавшихся элементов системы, например, ДЭСМ.

• ОПСОМ (Computer Aided Instruction) предназначена для обучения оператора работе с микротроном (подготовка, запуск, настройка на заданный режим работы, поиск и устранение неисправностей, эксплуатация, выключение и проведение профилактических работ). Поскольку в качестве операторов в основном работают люди с образованием не ниже среднетехнического, в системе имеется специальный раздел, предназначенный для ознакомления с принципом работы микротрона, его конструкцией, назначением основных элементов. Подсистема проверки предназначена для оценки знаний оператора о микротроне и возможности его доступа к самостоятельной работе.





Рис. 1

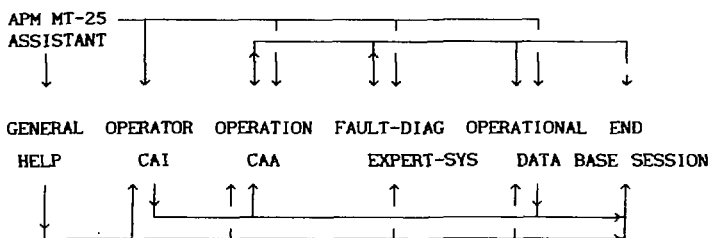


Рис. 2

ИКПОМ (Computer Aided Assistant) предназначен для оказания помощи оператору при работе с микропроцессором: нахождения требуемой информации в базе эксплуатационных данных, вызова при необходимости диагностической системы; получения консультаций или последовательности действий, необходимых для выполнения текущих работ на всех или отдельных этапах процесса подготовки, запуска, настройки, эксплуатации и выключения микропроцессора.

ДЭСМ (Fault-Diagnostic expert system) диалога с пользователем выясняет состояние установки на момент появления каких-либо неполадок и подсказывает ему наиболее вероятные причины неисправностей и пути их устранения.

БЭДМ (Operational database) предназначена для хранения значений

параметров: установки для каждого сеанса работы, включая энергию ускоренных электронов, тип излучения, номер орбиты и время экспозиции. В ее состав также входит программа планирования профилактических работ и необходимая для ее работы информация о времени замены элементов установки и сроках их службы.

Указанные элементы АРМ обеспечивают ему выполнение следующих функций:

- обучающе-тестирующая;
- распорядительная, когда оператор только выполняет подсказываемые ему системой действия;
- помогающая, когда оператор использует АРМ в качестве консультанта при появлении сложных ситуаций;
- диагностическая;
- информационная.

#### Примерный сценарий действий оператора микротрона с помощью АРМ

Предположим для конкретности, что оператору, прошедшему курс обучения и получившему допуск к работе, требуется запустить микротрон и настроить его на заданный режим работы под управлением АРМ.

Сначала он вводит в ЭВМ пароль и атрибуты доступа. В ответ на экране появляется граф действий (рис. 2). Задача оператора - указать название нужного узла. В нашем случае это - Operation SAA.

После этого система запрашивает требования эксперимента (энергию ускоряемых электронов, тип излучения, время экспозиции) и, получив ответ, обращается к базе эксплуатационных данных за поиском нужной информации.

Если таковая имеется, то на экране последовательно, шаг за шагом, выдаются команды оператору с указанием действий, которые он должен совершить на данном этапе. В случае необходимости оператор может запросить у системы необходимые пояснения, которые выдаются на экран в виде текстов, графа выполняемых операций, рисунков, снабженных необходимыми для их понимания комментариями. Оператор имеет возможность просматривать эти экраны в прямом и обратном направлениях. При появлении каких-либо неисправностей система вызывает диагностическую экспертную систему, которая помогает оператору локализовать, найти и устранить причину неисправности.

Переход к следующему этапу производится только после проверки системой действий оператора на текущем этапе.

После разработки интерфейса между узлами микротрона и микрокомпьютера АРМ контроль работы оператора планируется производить автоматически. В настоящее время система запрашивает результат у оператора, действия которого таким

образом как бы имитирует отсутствующий интерфейс.

Рассмотренный пример демонстрирует принципиальную схему работы оператора в относительно простом случае, когда практически нет альтернативных вариантов пути.

В том же случае, когда эксперимент проводится впервые и система не находит в базе экспериментальных данных требуемой информации, она производит экспертные оценки искомых величин на основе имеющихся экспериментальных данных, которые затем используются оператором в качестве начальных значений параметров при настройке соответствующих узлов установки.

Использование АРМ в качестве консультанта позволяет оператору самому выбирать последовательность операций, частично отключать систему контроля и, вообще говоря, выходить за рамки регламентируемых системой действий. Это необходимо для проведения методических и поисковых исследований, проведения профилактических работ, когда нужно получить информацию об одном или нескольких элементах установки. К проведению такого рода работ система допускает либо "операторов" высокой квалификации, либо эксплуатационный персонал при наличии специального атрибута доступа.

Общая структура экспертных систем, на базе которых  
разрабатываются компьютерные помощники

Интеллектуальные компьютерные помощники разрабатываются в основном на базе пустой экспертной системы с правилами IF-THEN-ELSE и графической подсистемы.

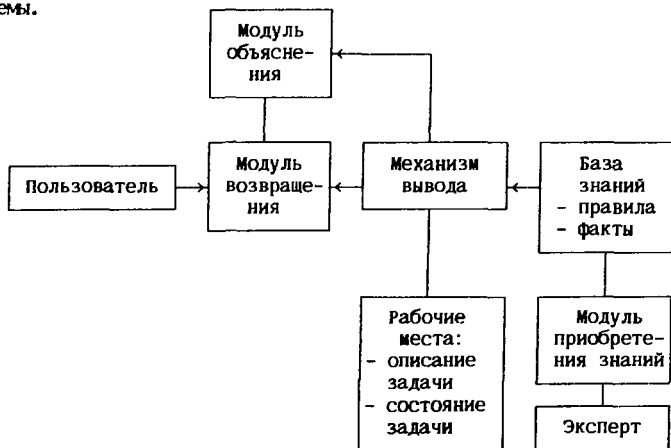


Рис. 3

Общая структура экспертных систем, на базе которых разрабатывается прикладное программное объяснение АРМ оператора микротрона, показана на рис. 3.

Экспертная система – это компьютерная программа, использующая экспертные знания для обеспечения высокоэффективного решения задач в узкой предметной области. Такие программы, как правило, представляют знания в символьном виде, исследуют и объясняют логику своих рассуждений и предназначены для тех предметных областей, в которых людям для достижения мастерства необходимы годы специального обучения и практики<sup>/5/</sup>.

База знаний состоит из правил типа IF-THEN-ELSE с или без коэффициентов уверенности или вероятности.

Механизм вывода (inference engine) – та часть экспертной системы, в которой содержатся общие знания о схеме управления процессом решения задач.

Модуль объяснения (explanation facility) объясняет, каким образом были получены решения и обосновывает действия, предпринятые для их получения. Благодаря этому во время эксплуатации экспертной системы пользователь может познакомиться с правилами, связанными с вопросами системы, какие правила были выполнены.

Модуль приобретения знаний позволяет разработчику экспертной системы изменять, включать или исключать правила из базы знаний, а также менять их порядок.

Следует отметить, что, когда необходимо в процессе выполнения некоторых правил, экспертная система вызывает связанные вычислительные программы, СУБД или графические системы, а затем использует полученные ими результаты.

Модуль возвращения предназначен для обеспечения интерфейса экспертной системы с пользователем.

Разработка экспертной системы состоит из пяти сильно взаимодействующих и перекрывающихся этапов: идентификации, концептуализации, формализации, реализации и тестирования.

В настоящее время прикладное программное обеспечение АРМ оператора микротрона находится в основном на этапе тестирования.

#### Заключение

Компьютерный помощник, проектируемый на основе рассмотренной концепции АРМ микротрона МТ-25, характеризуется в первую очередь работой с символическими процессами, эвристическим поиском, простотой обновления, изменения и расширения. Его использование позволит получать, вероятно, обычно правильные ответы, а система будет полезным вспомогательным или консультативным средством

пользователей АРМ микротрона МТ-25.

Использование компьютерного помощника, который интегрирует или объединяет системы, основанные на знаниях, СУБД, графический редактор и другие вспомогательные средства, позволяет создать дружелюбный интерфейс с пользователем. АРМ микротрона МТ-25 сокращает время подготовки персонала, облегчает работу и значительно уменьшает вероятность ошибок оператора в процессе эксплуатации.

#### Литература

1. Капица С. П., Мелехин В. Н. Микротрон. М., Наука, 1969.
2. Белов А. Г. и др. ОИЯИ, Р9-82-301, Дубна, 1982.
3. Иванов В. Г. и др. ОИЯИ, Р10-91-302, Дубна, 1991.
4. F. Fernandez Nodarse. NETSYS, an AI system building Tool, Сообщение ОИЯИ, Е10-90-474.
5. Уотермен Д. Руководство по экспертным системам. Пер. с англ. М., Мир, 1989, ISBN 5-03-001119-6.

СОСТОЯНИЕ И НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ ЦЕНТРА  
ДЛЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ПОЛИМЕРОВ БУРГАСА

Г. К. Костов, П. Д. Катъров

Центр электронно-лучевых технологий и полимеров,  
ВХТИ, Бургас, Болгария

Представлен обзор состояния и возможностей для научного и промышленного развития радиационно-химических технологий в Центре электронно-лучевых технологий и полимеров при ВХТИ - Бургас.

Ускоритель электронов будет применяться преимущественно в пилотных установках для развития радиационных технологий в промышленности, например термоусаживающиеся пленки и трубы, сооружения для сливания кабельных изоляций, отверждение лаковых покрытий, в текстильной промышленности, при очистке сточных вод и т.д. Ряд исследовательских задач, связанных с радиационной химией, дают обещающие результаты в области полимерных технологий, экологии, биотехнологии и др.

ВВЕДЕНИЕ

Радиационные технологии на основе источников ионизирующих излучений широко применяются в многих областях науки, промышленности, медицины и др. [1-4].

Будучи высоконадежными, точными и быстродействующими, радиационные методы являются универсальным средством для комплексных исследований и оптимизации разных технологических процессов, анализа материалов, безразрушающего контроля промышленных продуктов, создания новых технологий и материалов и т. д.

Радиационные технологии с успехом применяются в области сельского хозяйства для повышения урожаев и продуктивности животных, а также и для увеличения сроков сохранения продукции [5-10]. Они находят широкое применение и при обработки разных промышленных, сельскохозяйственных и бытовых отходов [5,7,9], диагностике и лечении разных болезней, стерилизации лекарств и медицинских средств [5].

Исследования в области радиационной физики, химии и технологии развиваются в Болгарии более чем 20 лет. Радиационные технологии применяются главным образом в сельском хозяйстве, медицине, безразрушающем контроле некоторых промышленных продуктов и т.д. В последнее время радиационные технологии внедряются в области стерилизации фармацевтических материалов.

Целью настоящего доклада является обзор состояния исследовательской и прикладной деятельности на ЦЭЛТП и некоторых перспектив развития радиационных процессов.

## ЦЕНТР ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ПОЛИМЕРОВ

### ПРИ ВХТИ БУРГАСА

Центр электронно-лучевых технологий и полимеров (ЦЭЛТП) при ВХТИ-Бургас создан с технической помощью Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ), и его строительство началось в 1989г. В нем проводится научно-исследовательская и инженерно-техническая работа, а также обучение студентов, аспирантов и специалистов в области радиационных технологий. Деятельность ЦЭЛТП находится в тесной связи с промышленной инфраструктурой Бургасского региона, в котором развивается производство и обработка полимерных материалов, пищевая промышленность, производство кабелей и проводников, обработка сточных вод и другие виды деятельности с экологической направленностью.

В состав ЦЭЛТП входят машинный зал с ускорителем электронов и транспортирующими системами, лабораторный корпус с лекционными и семинарскими залами, лаборатории по физической электронике, дозиметрии, компьютерный зал и полимерная, аналитическая, химическая и другие лаборатории. Ускоритель электронов - высоковольтный. Он изготовлен в НИИЭФА им. Д. В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия; его основные параметры приведены в таблице 1.

ТАБЛИЦА 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО УСКОРИТЕЛЯ  
УВ-45-0.75-2000-1 в ЦЭЛТП

Энергия электронов	500-750 keV
Максимальный ток	60 mA
Потребляемая мощность	45 kW
Ширина выпускного окна	2000 mm
Индивидуальная защита.	

Монтаж ускорителя начался в третьем квартале 1992г. и закончится в первом квартале 1993г.

ЦЭЛТП при ВХТИ-Бургас будет развивать деятельность в следующих основных направлениях:

### 1. Сшивание полиолефиновых пленок для термоусаживающихся материалов и продуктов

В качестве исходных материалов будут применяться полиэтиленовые и этилен-пропиленовые сополимеры, поливинилхлорид и другие многотоннажные полимеры, выпускаемые в нашей стране. Сшивание при радиационной обработке придает более высокую механическую прочность и более высокую термическую и химическую стабильность произвольным пленкам, часть которых используется в оранжевой промышленности. Преимуществами этих процессов в промышленном масштабе являются непрерывность процесса, автоматизированный контроль и сниженные затраты на единицу продукции. Технологии, связанные с производством термоусаживающихся материалов, таких, как пленки, трубы, рукава и т.д., увеличат экспортные возможности пищевой промышленности и кабельного производства. Сотрудничество с некоторыми фирмами приведет к созданию малотоннажных эффективных производств.

### 2. Производство кабелей и проводников с радиационно-модифицированной изоляцией

Полимерные кабельные изоляции обладают хорошими диэлектрическими характеристиками, но имеют сравнительно низкую механическую прочность, низкую химическую и термическую стабильность и быстро стареют. Эти качества могут быть резко улучшены путем радиационно-индуцированного сшивания.

Разработаны оптимальные рецептуры полимерных смесей на основе выпускаемых в нашей стране полимеров (полиэтилен, полиэтилен-акрилатный полипропилен и др.) с подходящими добавками для радиационной обработки и определены их основные свойства. Создание радиационно сшитых изоляций является важным направлением в исследовательской и прикладной деятельности ЦЭЛТИ. Сотрудничество с такими фирмами, как "Елкабел" - Бургас, позволит выпускать кабели и проводники с меньшей толщиной, в том числе плоские кабели для электроники.

### 3. Радиационное отверждение лаковых покрытий

Наличие двух крупных деревоперерабатывающих фирм в Бургасе предполагает широкие исследования по замене традиционных технологий отверждения лаковых покрытий радиационными методами. Последние связаны с более высокой производительностью, более низкими энергозатратами, меньшими технологическими линиями, улучшением экологической обстановки и лучшим качеством продукции. Высоковольтный ускоритель, установленный в Центре, считается одним из самых подходящих для использования в подобных технологических процессах.



#### 4. Радиационное сшивание каучуковых изделий

В полимерных производствах ВХТИ-Бургас создан ряд каучуковых изделий: прокладки для автомобильной промышленности, мембраны, диафрагмы и др. Эти изделия имеют хороший рынок, и радиационное сшивание оптимизированных каучуковых композиций, созданных для этой цели, может в значительной степени расширить их эксплуатационные характеристики и области применения. Хорошей возможностью в этом отношении является создание изоляционных каучуковых листов для строительных изоляций на основе отходов вулканизаторов.

#### 5. Радиационная деструкция полимеров

Целью исследований в этой области является использование некоторых промышленных отходов, например из политетрафторэтилена и др., а также приготовление полимерных смесей с подходящим молекулярно-массовым распределением и улучшенной перерабатываемостью. Следовательно, исследованию будет подвергаться и влияние ионизирующих излучений на свойства некоторых полимеров, применяемых в разных областях промышленности и сельского хозяйства.

Одну возможность в этом отношении обещает облучение специально компаундированных полимерных пленок, при котором получают ультра- и микрофльтрационные мембраны, имеющие приложение в пищевой промышленности - осветлении соков, вина и др.

#### 6. Модификация текстильных материалов

Радиационной модификацией можно улучшить некоторые свойства текстильных материалов. Она включает гидрофилизацию синтетических волокон и гидрофобизацию натуральных волокон, придание им алтимикробных и антистатических свойств. Другой возможностью является локальная обработка текстиля таким образом, чтобы модификация охватила только часть поверхности. Получаются этим способом рельефные ткани с фиксированной окраской.

#### 7. Радиационная присадочная сополимеризация

Этот метод развивается с целью модификации поверхностных свойств полимерных материалов в форме порошка, волокна или пленок. Исследования ведутся в следующих областях:

- Радиационная прививка акриловых мономеров к полиолефинам, как полиэтилен, полипропилен и поливинилхлорид. Этим методом изготавливаются термостойкие волокна, ионообменные мембраны. Точное контролирование степени прививки дает возможность проводить иммобилизацию энзимов и протеинов на поверхностях функциональных групп с целью

биотехнологического применения.

– Радиационная прививка функциональных мономеров (в том числе перфторированных) к фторополимерам. Этим способом изготавливаются катионообменные мембраны с высокой тармической, химической и механической стойкостью для хлорщелочного электролиза.

#### 8. Радиационная обработка сточных вод и газов

Ускорители электронов могут решать две главные задачи, связанные с обработкой сточных вод и производством сверхчистой воды для электроники.

Радиационная обработка применяется для дезинфекции коммунальных и промышленных сточных вод. Эта обработка обычно совмещается с биологическими ступенями соответствующих очистных сооружений. В результате радиационной обработки мономерные загрязнения полимеризуют, одновременно сорбируя и другие загрязнения, что облегчает в значительной степени их механическое удаление. Если вода не содержит полимеризующих соединений, тогда добавляются небольшие количества таких мономеров (например, метилметакрилат) с целью повышения эффективности процесса. Радиационная обработка этого типа является весьма подходящей в некоторых полимерных технологиях и, разумеется, была бы в большой мере полезной для ДФ "Нефтохим"–Бургас.

Вещества высокой чистоты, в частности и сверхочищенная вода, часто применяются в производстве электронных элементов. Во время радиационной обработки протекают разные процессы радиолиза воды и содержащихся в ней загрязнений, в результате чего получаются нерастворимые соединения. Иногда в реакционную среду добавляют разные катализаторы и другие реагенты для улучшения эффективности процесса.

На кафедре "Технология воды" при ВХТИ–Бургас долгие годы проводятся углубленные исследования в области химической и биологической очистки. Тесное сотрудничество этой кафедры с Центром приведет к созданию комбинированных методов получения сверхчистой воды, обработки сточных вод и др.

#### 9. Радиационная обработка с целью стерилизации, дезинфекции и сохранения пищевых продуктов

В ЦЭЛТИ могут быть разработаны методы для радиационной обработки семян, стерилизации медицинских материалов и сохранения пищевых продуктов в подходящих упаковках в соответствии с требованиями потребителей. Эти исследования будут проводиться в сотрудничестве с другими исследовательскими группами в Болгарии, работающими в этом направлении.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданный Центр для электронно-лучевых технологий и полимеров при ВХТИ БУРГАСА является хорошей базой для обучения, исследований и применения радиационных процессов в различных областях науки и техники. Он установил координационные связи с рядом институтов за границей (НИИЭФА - Санкт-Петербург, Ядерный институт "Борис Кидрич" - Белград, Университет в Лидсе-Англия, Японский Исследовательский институт по атомной энергии - Такасаки) и в нашей стране (Институт полимеров и Институт физической химии - БАН, Кафедра "Технология пластмасс" при ВХТИ - София, Кафедра "Общая физика" в Пловдивском университете, Научно-производственный центр "Радиационная техника и технология" - София и др.). Многоплановая деятельность Центра раскрывает и другие возможности для кооперирования и совместных исследовательских проектов, включая промышленную реализацию с другими институтами в нашей стране и за границей.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Advances in Radiation Chemistry (ed. M. Burton, J.L. Magee), Wiley, N.Y. (1969).
2. Chapiro A., Radiation Chemistry of Polymeric Systems, Wiley, N.Y. (1962).
3. Pikaev A.K., Modern Radiation Chemistry, vol. 3, Nauka, Moscow, (1987) (Russ.)
4. Harmer D.T., J.S. Beale, C.T. Pumpelly, B.W. Wilkinson, Indust. Uses of Large Radiation Sources, vol. 2, IAEA, Vienna (1963).
5. Transactions of the 1st Int. Meeting on Rad. Process., Rad. Phys. and Chem., vol. 9 No 1-3 (1977).
6. Transactions of the 1st Int. Meeting on Rad. Process., Rad. Phys. and Chem., vol. 9, No 4-6 (1977).
7. Transactions of the II Int. Meeting on Rad. Process., Rad. Phys. and Chem., vol. 14, No 1-2 (1979).
8. Transactions of the II Int. Meeting on Rad. Process., Rad. Phys. and Chem., vol. 14, No 3-6 (1979).
9. Transactions of the III Int. Meeting on Rad. Process., Rad. Phys. and Chem., vol. 12, No 1-2 (1981).
10. Transactions of the Ist III Int. Meeting on Rad. Process., Rad. Phys. and Chem., vol. 18, No 3-6 (1981).
11. Kaushanskii D.A. and A.M. Kausin, Radiation Biological Technology, Energoatomizdat, Moscow, 1984.
12. Diel J.F. Radiat. Phys. and Chem., 22, 233 (1984).

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МИКРОТРОНА МТ-25  
В ПЛОВДИВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ  
(на основе опыта эксплуатации микротрона ЛЯР ОИЯИ)

Н.П.Балабанов, Х.Г.Христов  
Университет им.П.Хилендарского, Пловдив, Болгария  
Ф.Г.Кондев, А.П.Тончев  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Создаваемый в Пловдивском университете ускоритель Микротрон МТ-25 разработан как часть единого ядерно-физического комплекса и предназначен для проведения исследовательских и прикладных работ. Микротрон с энергией 25 МэВ является универсальным источником излучений: первичного - электронов и вторичного - тормозных гамма-квантов и нейтронов. В комплекс вошли: радиохимические, ядерно-спектрометрические, радиобиологические и учебные лаборатории, которые будут обеспечивать новый уровень фундаментальных и прикладных исследований в области ядерной физики, физики твердого тела, физикохимии, биологии, медицины и др. в Пловдивском регионе.

В настоящей работе на примере аналогичного ускорителя, действующего в ЛЯР ОИЯИ [1], рассмотрена возможность использования микротрона МТ-25 для решения научно-технических задач.

### 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФОТОЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ

Одним из эффективных методов изучения структуры ядер и механизмов ядерных реакций является исследование электромагнитных взаимодействий ядер. Известно большое количество типов фотоядерных реакций, различаемых по виду испускаемых в ходе реакции частиц:  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, f)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ ,  $(\gamma, 2p)$  и т.д.

Уже в первых экспериментах, в которых исследовались фотоядерные реакции, было обнаружено, что их эффективные сечения имеют гигантский резонанс шириной от 4 до 8 МэВ с максимумом в области энергии 14-22 МэВ, в зависимости от заряда ядра.

Для реакций, приводящих к вылету нейтронов, значение сечения возрастает с увеличением атомного номера, а для реакций, сопровождающихся вылетом заряженных частиц, эта зависимость имеет форму асимметрического пика с максимумом в области Z от 20 до 30.

На рис.1 приведены типичные зависимости выхода фотоядерных реакций (число реакций в секунду на одно ядро) от максимальной энергии

## РЕАКЦИЯ $(\gamma, n)^m$

В последние годы резко возрос интерес к исследованиям ядерных реакций с измерением изомерных отношений, т.е. отношений сечений образования изомера к сечениям образования основного состояния того же ядра.

На пучке тормозных гамма-квантов Микротрона МТ-25 ОИЯИ методом наведенной активности измерены изомерные отношения выходов реакций  $(\gamma, n)^m$  на ядрах в области  $70 < A < 125$  в диапазоне энергий 10-25 МэВ.

Полученные результаты и некоторые характеристики исследованных ядер приведены в таблице 1.

Полученные изомерные отношения выходов представляют как самостоятельный интерес, так и могут быть применены для активационного анализа.

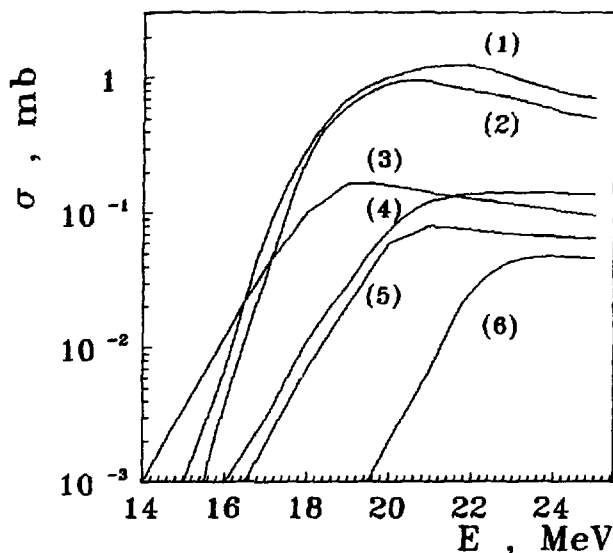


Рис. 2

Функции возбуждения реакций: (1)  $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)$ , (2)  $^{51}\text{V}(\gamma, \alpha)$ ,  
(3)  $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha)$ , (4)  $^{76}\text{Ge}(\gamma, \alpha)$ , (5)  $^{96}\text{Zr}(\gamma, \alpha)$ , (6)  $^{170}\text{Er}(\gamma, \alpha)$

гамма-квантов  $E_{\gamma m}$  /рис. 1а/ и от атомного номера нуклида  $Z$  /рис. 1б/ при облучении ядер тормозным излучением электронов [2].

Указанные свойства фотоядерных реакций легли в основу всех наших предыдущих исследований и определяют область будущих разработок.

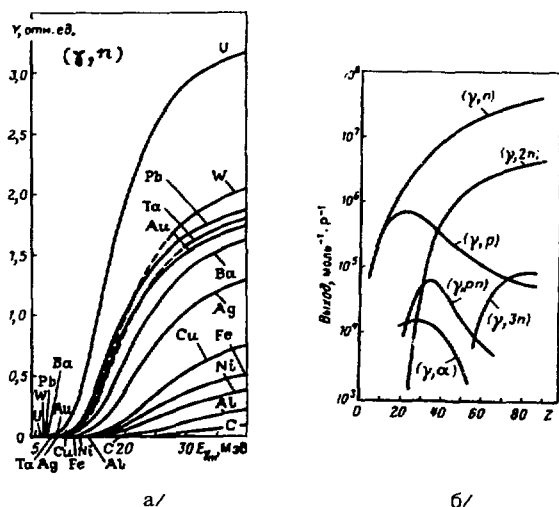


Рис. 1

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

### РЕАКЦИЯ $(\gamma, \alpha)$

Тормозной пучок гамма-квантов микротропа МТ-25 ОИЯИ был использован для измерения выходов и интегральных сечений реакции  $(\gamma, \alpha)$  в области гигантского дипольного резонанса для ядер в широком диапазоне  $Z$  и  $A$ . Идентификация продуктов реакций осуществлялась активационным методом. Спектры гамма-излучения измерялись Ge(Li)-детектором объемом  $60 \text{ см}^3$ , с разрешением 3 кэВ для гамма-линии  $E_{\gamma} = 1332$  кэВ изотопа  $^{60}\text{Co}$  и регистрировались многоканальным анализатором.

Некоторые из полученных нами функций возбуждения для исследуемых реакций  $(\gamma, \alpha)$  представлены на рис. 2.

В проведенных нами исследованиях [3-5] было показано, что доминирующий вклад в выходы реакций  $(\gamma, \alpha)$  дают  $\alpha$ -частицы, испускаемые ядром на стадии статистического равновесия.

Целью будущих исследований является получение и анализ экспериментальной информации о возбуждении изомерных состояний ядер в фотоядерных реакциях на ядрах в широкой области массового числа. Объектом исследований будут характерные ядра из разных областей периодической системы — легкие, средние, тяжелые, магические, сферические, деформированные и т. д.

Особый интерес представляет исследование изомерных отношений реакции  $(\gamma, n)$  в случаях:

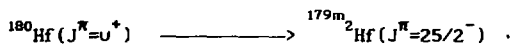


Таблица 1

РЕАКЦИЯ	ИЗОМЕРНОЕ ОТНОШЕНИЕ	СПИН И ЧЕТНОСТЬ		
		мишень	осн. сост.	изомер
$^{74}\text{Se}(\gamma, n)$ $^{73m}\text{Se}$	$6,25^{+0,04}$	$0^+$	$9/2^+$	$3/2^+$
$^{82}\text{Se}(\gamma, n)$ $^{81m}\text{Se}$	$0,42^{+0,04}$	$0^+$	$1/2^-$	$7/2^+$
$^{85}\text{Rb}(\gamma, n)$ $^{84m}\text{Rb}$	$0,28^{+0,03}$	$5/2^-$	$2^-$	$6^+$
$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)$ $^{89m}\text{Zr}$	$1,46^{+0,05}$	$0^+$	$9/2^+$	$1/2^-$
$^{113}\text{In}(\gamma, n)$ $^{112m}\text{In}$	$2,81^{+0,09}$	$9/2^+$	$1^+$	$4^+$
$^{116}\text{Cd}(\gamma, n)$ $^{115m}\text{Cd}$	$0,10^{+0,01}$	$0^+$	$1/2^+$	$11/2^-$
$^{121}\text{Sb}(\gamma, n)$ $^{120m}\text{Sb}$	$0,42^{+0,05}$	$5/2^+$	$1^+$	$8^-$

РЕАКЦИЯ  $(\gamma, \gamma')^m$

Дополнительный интерес представляет сравнительный анализ изомерных отношений для разных фотоядерных реакций. Для этой цели нами планируются эксперименты по изучению изомерных отношений выходов в реакциях неупругого рассеяния фотонов на ядрах- $(\gamma, \gamma')^m$ .

В таблице 2 перечислены некоторые интересные фотоядерные реакции с высокоспиновыми изомерами. В рамках оболочечной модели указанные изомеры интерпретируются как двухквaziчастичные конфигурации.

Таблица 2

РЕАКЦИЯ	СПИН И ЧЕТНОСТЬ		ЭНЕРГИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ MeV
	ОСН. СОСТ.	ИЗОМЕР	
$^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180\text{m}}\text{Hf}$	$0^+$	$8^-$	1,141
$^{190}\text{Os}(\gamma, \gamma')^{190\text{m}}\text{Os}$	$0^+$	$10^-$	1,705
$^{204}\text{Pb}(\gamma, \gamma')^{204\text{m}}\text{Pb}$	$0^+$	$9^-$	2,185

РЕАКЦИЯ  $(\gamma, f)$

В связи с тем, что интерес к систематике выходов редкоземельных элементов (РЗЭ) как продуктов при фотоделении не ослабевает, было исследовано массовое распределение РЗЭ при фотоделении  $^{238}\text{U}$  с максимальной энергией тормозного излучения 25 МэВ. На рис. 3 показаны выходы идентифицированных РЗЭ, продуктов фотоделения, (относительно осколка  $^{143}\text{Ce}$ ) в зависимости от массового числа.

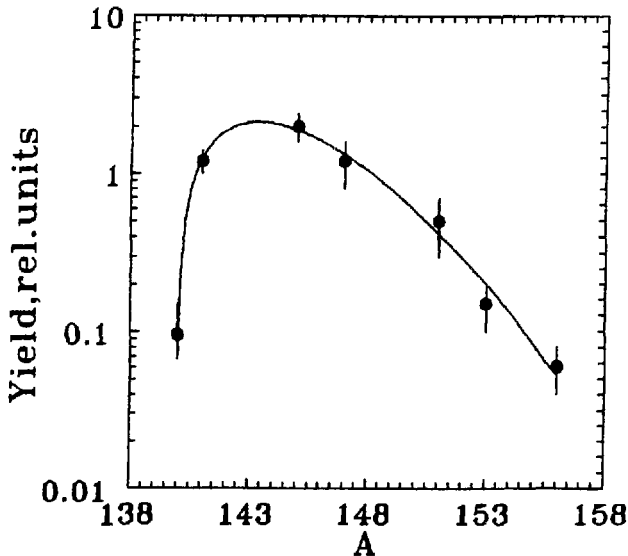


Рис. 3



В экспериментах по фотоделению было исследовано влияние ядерной структуры изомерных продуктов с околomagическими  $Z$  и  $N$  на угловые моменты этих продуктов. На рис.4 показана зависимость среднего углового момента  $J_{\text{rms}}$  осколка  $^{134}\text{I}$  от числа нейтронов  $N_c$  сопровождающего его фрагмента [6]. Наблюдается корреляция между угловым моментом продукта деления и его ядерной структурой. Относительно реакции  $(n, f)$  этот вывод подтверждается в работе [7].

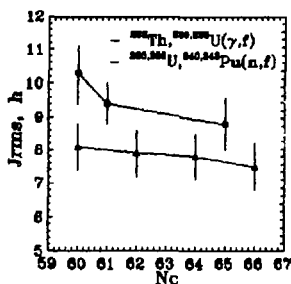


Рис. 4

Представляет интерес исследование изомерных отношений для таких ядерных фрагментов, как  $^{128,130,132}\text{Sb}$  ( $N_c=77, 79, 81$ ), при фотоделении ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ .

### 3. ГАММА-АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

Одной из важнейших областей применения микротрона является гамма-активационный анализ. Как известно, для фотоядерных методов анализа применяют линейные ускорители электронов (ЛУЭ), бетатроны, радиоизотопные источники и др. Сравним микротрон с источниками других типов для проведения активационного анализа. Благодаря высокой плотности фотонов (порядка  $10^{14}$   $\gamma$ -кв.  $\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$ ) и использованию всего коллимированного пучка, можно ожидать большего выхода радиоактивных ядер у микротрона (на два-три порядка), чем у стандартных бетатронов.

Серьезным конкурентом микротрона является ЛУЭ, средний ток электронов которого достигает на один-два порядка больших значений. В таблице 3 приведены основные характеристики ЛУЭ, предназначенные для фотоядерного анализа [21]. Для сравнения в той же таблице приведены характеристики Микротрона МТ-25.

Таблица 3

ПАРАМЕТР	ТИП УСКОРИТЕЛЯ			
	ЛУЭЗ8-5А	ЛУЭ-15А	ЛУЭ-22А	МТ-25
Номинальная энергия, МэВ	8	15	22	25
Предел регулировки энергии, МэВ	6-12	8-18	10-22	8-25
Колебания энергии ускоренных электронов, %	±2,5	±2,5	±2,5	±0,3
Мощность в пучке электронов в номинальном режиме, кВт	5,6	3,5	2,2	0,5
Средний ток электронов, мкА	700	250	100	20
Частота следования импульсов, с <sup>-1</sup>	500	500	500	400
Длительность импульса тока ускоренных электронов, мкс	2,8	2,8	2,8	2,3
Габариты излучателя, м	4,2	4,2	4,2	1,5
Масса излучателя, т	2,5	2,6	2,6	2,5
Потребляемая мощность, кВт	75	75	75	20
Расход воды для охлаждения, м <sup>3</sup> /ч	5	5	5	1,8
Время ввода в режим, мин	30	30	30	20

Сравнительная оценка показывает, что характеристики Микротрона МТ-25 близки к характеристикам ЛУЭ и что он является удобным источником  $\gamma$ -излучения для осуществления гамма-активационного анализа.

Благодаря использованию Микротрона МТ-25 были созданы методики для решения разнообразных задач прикладного характера:

- определения элементного состава в геологических образцах [8];
- определения макро- и микроэлементов в углях и в технологических фракциях, полученных после сжигания углей [9];
- определения содержания азота (белка) в различных сельскохозяйственных зерновых культурах [10] и др.

Гамма-активационный анализ может быть с успехом использован в систематическом изучении состояний внешней среды на всех уровнях, в том числе и в системе мониторинга. Отметим также, что активационный анализ может сыграть существенную роль и в картировании

распространенности химических элементов в почвах, растениях и организмах. Потребность в таких картосхемах можно считать чрезвычайно актуальной.

#### 4. ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОТОПОВ-ИНДИКАТОРОВ

Известно, что при решениях о строительстве многих ускорителей положительную роль сыграли и соображения о возможности получения радионуклидов. Оказывается, что возможности микротрона по скорости накопления радионуклидов приближаются к показателям циклотрона [11]. Это видно из сравнения их параметров в таблице 4

Таблица 4

Ускоритель	Интенсивность пучка, $c^{-1}$	Эфф.сечение реакции, б	Рабочая толщина мишени, $cm^{-2}$	Произведение параметров
	/1/	/2/	/3/	/1x2x3/
Циклотрон У-200 (p; He)	$10^{14}$	0,1-1	$10^{21}$	$10^{10}-10^{11}$
Циклотрон У-400 ( $^{12}C$ )	$10^{14}$	0,01-0,1	$10^{20}$	$10^8 - 10^9$
Микротрон МТ-25	$10^{14} (\gamma)$	$10^{-3}-10^{-2}$	$10^{22}$	$10^9-10^{10}$

Особо следует подчеркнуть возможность получения на микротроне идеального для медицины радионуклида  $^{123}I$  [12].

#### 5. УЧЕБНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ МИКРОТРОНА

Первостепенной задачей Университета является обучение студентов различных естественных и инженерных специальностей. Для этой цели мы должны излагать им принципы, лежащие в основе свойств атомов, молекул, твердых тел и ядер и обеспечивать широкое знакомство с многочисленными приложениями современной физики.

Эти проблемы, имеющих в своем распоряжении широкий арсенал методов исследований. Ядерно-физическая лаборатория "Микротрон", создаваемая в Пловдивском университете, предоставляет возможности широкого применения ядерно-физических методов в учебном процессе всех естественных специальностей Университета, а также при обучении

студентов Сельскохазайственного, Технического, Медицинского и Инженерного институтов.

На основе Микротрона возможно создание учебных лабораторий, предназначенных для:

- проведения работ по ядерным реакциям под действием электронов, гамма-квантов и нейтронов;
- освоения методов детектирования частиц, активационного анализа и радиохимии;
- изучения процессов взаимодействий ядерных излучений с веществом и эффектов радиационной физики, дефектоскопии и др.;
- получения "удобных" для учебной работы радиоизотопов и использования их в качестве радиоактивных индикаторов при изучении физических, химических, биологических, физиологических, технологических и др. процессов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящий обзор показывает, что спектр научных исследований и практических применений, проводимых на микротронах, удивительно широк и разнообразен. Приведенные примеры указывают на целесообразность ускоренного сооружения и запуска ядерно-физического комплекса "Микротрон" в Пловдивском университете.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белов А.Г. и др., Сообщение ОИЯИ, Р9-82-301, Дубна, 1982.
2. Бурмистенко Ю.Н., Фотоядерный анализ состава вещества, М., Энергоатомиздат, 1986.
3. Антонов А.Д. и др., Яф, 1990, т.51, с.305.
4. Gangrsky Yu.P. et al., Acta Phys. Pol., 1990, v.B21, p.1041
5. Антонов А.Д. и др., Яф, 1991, т.53, с.14.
6. Tonchev A.P. et al., J. Radioanal. Nucl. Chem., Letters, 1991, 155(5), p.299.
7. Naik H. et al., Z. Phys. A, 1988, 331, p.335.
8. Белов А.Г. и др., В сб.: Втори симпозиум по приложение на ядрено-физичните методи в промишлеността, Пловдив, 1983, с.39.
9. Христов Х.Г., Балабанов Н.П., В сб.: Трети симпозиум по приложение на ядрено-физичните методи в промишлеността, Пловдив, 1988, с.27.
10. Христов Х.Г. и др., Научни трудове на Пловдивски

университет, т.26, кн.4, 1988, с.31.

11. Звара И., В сб.: IV совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач, ОИЯИ, Р18-82-117, Дубна, 1982, с.112.

12. Оганесян Ю.П. и др., ЛЭ. т.68, вып.4, 1990, с.271.

## ФОТОДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Ю. П. Гангрский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В докладе представлен обзор экспериментальных данных по делению тяжелых ядер (с  $Z \geq 88$ )  $\gamma$ -квантами низких энергий (3–20 МэВ). Известно, что фотоделение ядер, в особенности при малых энергиях возбуждения, сыграло важную роль в развитии современных представлений о процессе деления и, в первую очередь, в понимании сложной структуры потенциального барьера. Эта область исследований ядерного деления - сечения деления, угловые распределения осколков, спонтанно делящиеся изомеры - и составляет основное содержание доклада.

Значительная часть экспериментов по фотоделению ядер выполняется на микротронах. Это обусловлено высокой интенсивностью и монохроматичностью, возможностью плавного изменения энергии пучка электронов. С развитием микротронной техники, повышением энергии электронов, сооружением микротронов непрерывного действия область исследования ядерного деления будет, безусловно, еще более расширяться так же, как и другие направления фотоядерных реакций.

### Особенности фотоделения ядер

Одной из особенностей фотоядерных реакций является отсутствие для  $\gamma$ -квантов энергии связи и кулоновского барьера. Поэтому энергия возбуждения ядра соответствует энергии  $\gamma$ -кванта, и это открывает уникальные возможности исследования фотоделения при малой энергии возбуждения, в глубокоподбарьерной области. В этом преимущество  $\gamma$ -квантов по сравнению с нейтронами или заряженными частицами. Хотя в реакциях срыва, подхвата или неупругого рассеяния ( $d, pf, {}^3\text{He}, \alpha, p, p', f$  и т.д.) также можно получать ядра с низкой энергией возбуждения, для этого нужно регистрировать совпадения осколков с легкой частицей выделенной энергии. Это ограничивает предельную интенсивность бомбардирующих частиц и, следовательно, не позволяет проводить измерения при очень низких вероятностях деления.

Другая особенность фотоядерных реакций заключается в том, что  $\gamma$ -кванты, независимо от своей энергии, вносят в ядро преимущественно моменты  $1\hbar$  или  $2\hbar$  (соответственно дипольное и квадрупольное поглощение). Более высокими моментами в указанном выше диапазоне энергий можно практически пренебречь.

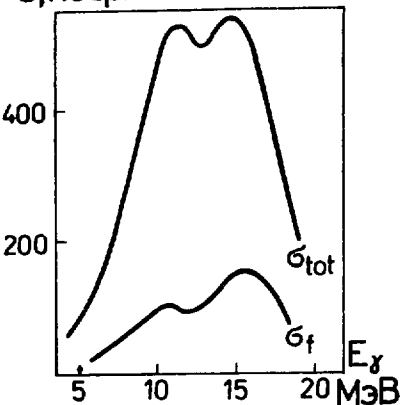
Поэтому возбужденное ядро испытывает деление из состояний с небольшим набором спинов (например, четно-четное ядро лишь из состояний со спинами  $1^-$  и  $2^+$ ), и интерпретация полученных данных существенно упрощается.

Основная трудность в исследовании фотоделения связана с тем, что обычно приходится использовать тормозное излучение, имеющее непрерывный спектр, с верхней границей, близкой к энергии электронов, и интенсивностью излучения, меняющейся как  $1/E_\gamma$ . Хотя в настоящее время имеется ряд способов получения монохроматических пучков  $\gamma$ -квантов (меченые фотоны, аннигиляция позитронов на лете, обратное комптоновское рассеяние лазерного излучения), интенсивность их невелика (менее  $10^8$  1/с), и они могут использоваться лишь в тех случаях, когда сечение деления достаточно большое. Описание спектров тормозного излучения и способы получения монохроматического  $\gamma$ -излучения можно найти в монографиях<sup>/1-2/</sup>, подробный расчет тормозного спектра содержится в работе<sup>/3/</sup>.

### Деление ядер в области гигантского дипольного резонанса

Зависимость сечений фотопоглощения от энергии  $\gamma$ -квантов имеет характерный максимум (гигантский дипольный резонанс) в районе 10-15 МэВ. В деформированных ядрах, а к ним относятся все делящиеся ядра с  $Z \geq 88$ , этот резонанс расщеплен на две компоненты. Гигантский резонанс также проявляется и в зависимости от энергии сечений деления и испарения нейтронов. Примеры таких зависимостей для ядра  $^{238}\text{U}$  приведены на рис.1<sup>/4/</sup>. Из сравнения сечения деления  $\sigma_f$  и полного  $\sigma_{tot}$  определяется вероятность деления при данной энергии возбуждения  $E$ :

$\sigma$ , ббарн



$$P_f = \frac{\sigma_f}{\sigma_{tot}}$$

а также отношение нейтронной и делительной ширины:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{1}{P_f} - 1.$$

Рис.1. Зависимость от энергии  $E_\gamma$  сечений деления  $\sigma_f$  и полного  $\sigma_{tot}$  для ядра  $^{238}\text{U}$ .

Зависимость вероятности деления  $P$  для ядра  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$  от энергии

возбуждения, полученная из исследования реакций  $(\gamma, f)$  и  $(\gamma, n)$ <sup>/5/</sup>, представлена на рис.2. Для всех исследованных ядер наблюдается плато в интервале энергий 9-12 МэВ, затем рост значений  $P_f$  и новое плато при  $E > 13$  МэВ. Такое поведение вероятности деления означает его слабую зависимость от энергии возбуждения до того момента, пока ядро не может делиться вновь после испарения нейтрона, т.е. до порога реакции  $(\gamma, nf)$ .

К настоящему времени измерения сечений фотоделения в области гигантского

дипольного резонанса проведены для широкого круга ядер - от Ra до Cf. Полученная из этих измерений зависимость отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для энергии возбуждения  $\sim 11$  МэВ (ниже порога реакции  $\gamma, nf$ ) от параметра делимости  $Z^2/A$  приведена на рис. 3. Использованы сечения фотоделения ядер  $^{232}\text{Th}/4, 5/$ ,  $^{233}\text{U}/6, 7/$ ,  $^{234}\text{U}/6/$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}/4/$ ,  $^{237}\text{Np}/5, 8/$ ,  $^{239}\text{Pu}/6, 8/$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}/8/$ ,  $^{249}\text{Cf}/9/$ . Видно резкое

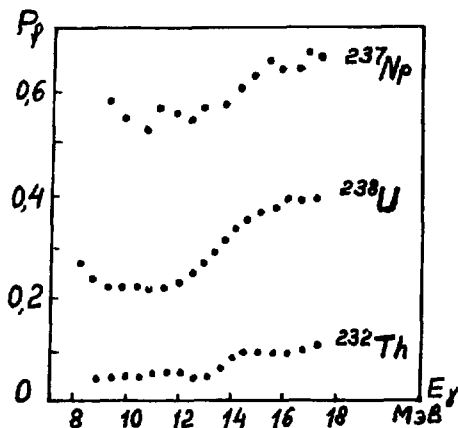


Рис. 2. Зависимость вероятности фотоделения ядер  $P_f$  от энергии возбуждения  $E$ .

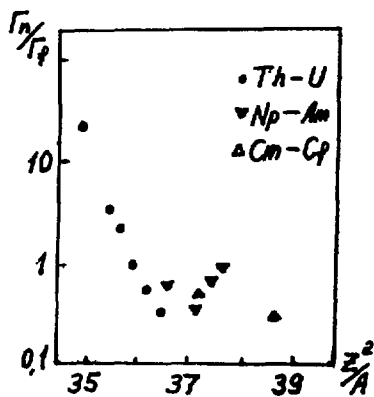


Рис. 3. Зависимость отношения нейтронной и делительной ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от параметра делимости  $Z^2/A$ .

падение отношений  $\Gamma_n/\Gamma_f$  в интервале  $Z^2/A = 35-36,5$  (зависимость близка к линейной), а затем очень слабое изменение вплоть до  $Z^2/A = 38,5$ . Такое поведение отношений нейтронной и делительной ширин объясняется, по-видимому, структурой барьера деления, которая обсуждается ниже.

#### Угловое распределение осколков фотоделения

Измерения углового распределения осколков деления позволяют судить о величине спина  $I$  и его проекции на ось симметрии ядра  $K$  в седловой точке. При делении вблизи барьера большая часть энергии возбуждения расходуется на деформацию ядра, и в седловой точке оказывается простой спектр уровней (каналов деления), куда входят ротационные полосы с  $K^\pi=0^+$ ,  $0^-$  и  $1^-$  (рис. 4). При фотоделении происходит возбуждение уровней с  $I^\pi=1^-$  ( $K=0$  и  $K=1$ ) при дипольном поглощении  $\gamma$ -квантов и с  $I^\pi=2^+$  ( $K=0$ ) при квадрупольном поглощении. Если энергия  $\gamma$ -квантов составляет 5-7 МэВ, то сечение дипольного поглощения в 10-20 раз больше квадрупольного.

Угловое распределение осколков фотоделения описывается выражением

$$W(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta + c \sin^2 2\vartheta, \quad (3)$$

где коэффициенты  $a, b, c$  определяют вклады разных компонент - изотропной и с максимумами под углами  $90^\circ$  и  $45^\circ$ . Коэффициент  $a$  связан с дипольным возбуждением



уровней с  $I^\pi = 1^-$  и  $K = 1$ , коэффициент  $B$  - с дипольным возбуждением уровней с  $I^\pi = 1^-$  и  $K = 0$  и коэффициент  $C$  - с квадрупольным возбуждением уровней с  $I^\pi = 2^+$ ,  $K = 0$ .

Измерения углового распределения осколков фотоделения при энергиях возбуждения, близких к барьеру деления (5-10 МэВ), были проведены для ряда четно-четных ядер Th, U, Pu и нечетного ядра  $^{239}\text{Pu}^{10-12/}$ . Один из примеров этих измерений (для ядра  $^{238}\text{U}$  при различных граничных энергиях тормозного излучения) представлен на рис. 5.

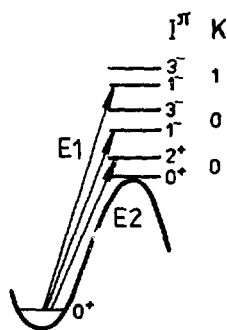


Рис. 4. Спектр уровней на барьере деления.

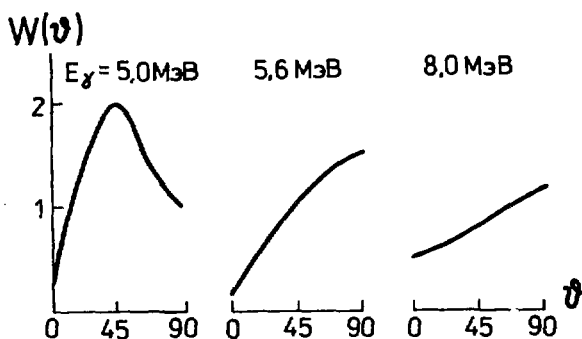


Рис. 5. Угловое распределение осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  при различных энергиях  $\gamma$ -квантов.

Из рисунка 5 можно видеть, что в измеренных угловых распределениях осколков можно четко выделить все три компонента. Соотношение между ними существенно зависит от энергии  $\gamma$ -излучения. При больших энергиях преобладает изотропная компонента, т.е. деление через уровни с  $I^\pi = 1^-$ ,  $K = 1$ , лежащие наиболее высоко. С понижением энергии (до барьера деления) все более становится заметной компонента, связанная с делением через уровни с  $I^\pi = 1^-$ ,  $K = 0$ , и, наконец, ниже барьера начинает проявляться квадрупольная компонента ( $I^\pi = 2^+$ ,  $K = 0$ ). На рис. 6 представлены зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов отношений компонент ( $B/A$  и  $C/B$ ), а также сечения фотоделения для ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$ .

Появление квадрупольной компоненты в подбарьерной области и быстрый рост ее вклада с уменьшением энергии возбуждения объясняется тем, что барьер деления для состояний  $2^+$  ниже, чем для  $1^-$ . Поэтому более высокая проникаемость барьера при квадрупольном делении компенсирует меньшую вероятность поглощения квадрупольного излучения по сравнению с дипольным. Сравнение зависимостей от энергии отношений для разных ядер показывает, что разница барьеров для состояний  $1^-$  и  $2^+$  увеличивается с ростом  $Z$  (она близка к 0 для  $^{232}\text{Th}$  и достигает  $\sim 1$  МэВ для изотопов Pu). Такая разница барьеров означает устойчивость формы ядра к зеркально асимметричной деформации.

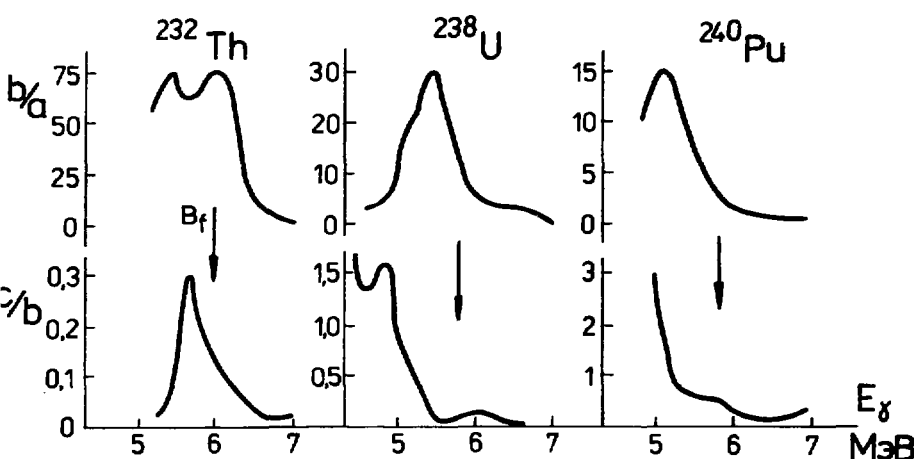


Рис. 6. Зависимость от энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  сечения деления  $\sigma_f$  и отношения компонент углового распределения  $\sigma_f/a$  и  $\sigma_f/b$  для ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$ . Стрелками показаны положения барьеров деления.

Отношение анизотропной и изотропной дипольных компонент (отношение  $\sigma_f/a$ ) определяется высотами барьеров двух дипольных каналов деления с  $K=0$  и  $K=1$ . Ожидалось, что максимум отношения  $\sigma_f/a$  будет расположен выше барьера деления, т.к. полоса уровней с  $K=1$  находится выше полосы с  $K=0$  (рис. 4). Однако, как видно из рис. 6, наблюдается обратная зависимость - максимум отношения лежит ниже барьера (в изотопах Pu на 0,8-0,9 МэВ, в изотопах U на 0,3-0,5 МэВ и лишь для  $^{232}\text{Th}$  они совпадают). Такое поведение дипольных компонент с  $K=0$  и  $K=1$  не находит объяснения, если оставаться в рамках прежних представлений о барьере деления.

Правильное понимание этой аномалии, а также целого ряда других явлений, таких, как подбарьерные резонансы в сечении деления, спонтанно делящиеся изомеры, связало с новыми представлениями о барьере деления - с его сложной формой (двугорбый барьер деления). Эти новые представления основаны на учете оболочечных эффектов в модели жидкой капли, которая использовалась для описания процесса деления ядер. Корректный метод учета оболочечных поправок при расчетах потенциальных барьеров был развит В.М. Струтинским<sup>/13/</sup>. Осциллирующий характер оболочечной поправки приводит к двугорбой форме потенциального барьера (рис. 7). Основной его особенностью является наличие двух барьеров (горбов) - внутреннего  $E_A$  и внешнего  $E_B$  - и достаточно глубокого минимума между горбами при  $\beta=0,6$ . Нижнее состояние этого минимума является изомерным (спонтанно делящиеся изомеры, свойства которых обсуждаются ниже). При такой форме потенциального барьера процесс деления является двухступенчатым: преодоление внутреннего барьера, задержка во втором минимуме и переход через внешний барьер. Наличие двух, разных по высоте, барьеров и объясняет отмеченную выше особенность

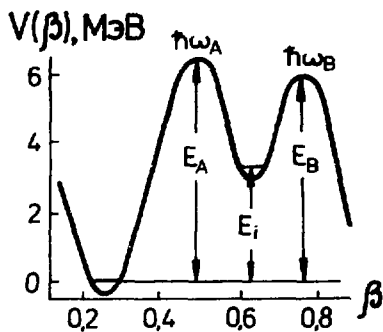


Рис. 7. Двугорбый барьер деления ядра  $^{240}\text{Pu}$ . Пунктир - капельный барьер.

В последние годы с развитием экспериментальной техники стало возможным измерять угловые распределения осколков с выделенными массовыми числами. На рис. 8 представлены результаты таких измерений - угловые распределения осколков фотodelения ядра  $^{236}\text{U}$  в выделенных диапазонах массовых чисел: 105-130 (симметричная компонента) и 68-80, 156-173 (сильно асимметричная компонента)<sup>14/</sup>. Граничная энергия тормозного излучения составляла 6 МэВ при измерениях симметричной компоненты и 16 МэВ для асимметричной. Видно, что угловое распределение существенно различно для обеих компонент. Это означает, что при симметричном массовом разделении преобладает дипольное фотodelение

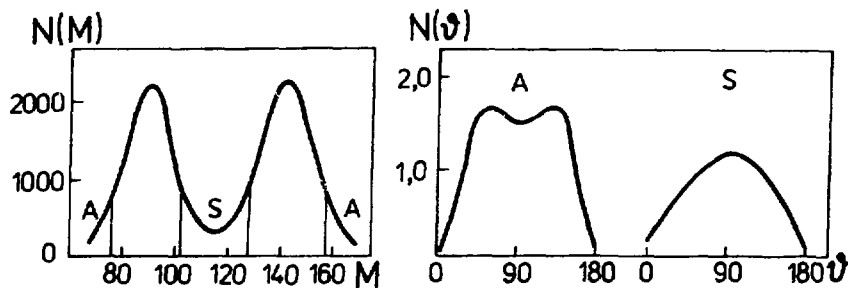


Рис. 8. Массовое распределение осколков фотodelения ядра  $^{236}\text{U}$  (слева) и угловые распределения осколков в областях А (в центре) и В (справа).

через канал с  $I^{\pi}=1^{-}$ , а при асимметричном возрастает вклад квадрупольного фотodelения (через канал с  $I^{\pi}=2^{+}$ ).

#### Подбарьерное фотodelение ядер

Сложная форма барьера деления наиболее четко проявляется при энергиях возбуждения ниже вершины барьера (менее 6 МэВ для актинидных ядер). В этом

случае сильное влияние на вероятность деления оказывают квазистационарные состояния во второй потенциальной яме. Особая роль среди таких состояний принадлежит колебаниям вдоль оси симметрии ядра ( $\beta$ -колебаниям). Тесная связь  $\beta$ -колебаний с делительной степенью свободы позволяет выделить их в реакциях деления и наблюдать в широком диапазоне возбуждения (вплоть до нескольких МэВ). Из-за того, что дно второй ямы находится на 2-3 МэВ выше основного состояния, в четно-четных ядрах затухание  $\beta$ -колебаний оказывается часто неполным даже вблизи вершины барьера. При энергиях возбуждения, соответствующих  $\beta$ -колебательным уровням второй ямы, проникаемость барьера растет, и это приводит к появлению резонансов в сечениях деления.

Измерения сечений деления в подбарьерной области показали, что их зависимость от энергии  $\gamma$ -квантов не является монотонной. На рис. 9 представлены результаты таких измерений для ряда четно-четных ядер -  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}/10, 11, 12/$ . Четко видны нерегулярности в энергетической зависимости вероятности фотоделения - изломы и пики, которые и интерпретируются как подбарьерные резонансы. Подобные резонансы наблюдались и в других реакциях -  $(n, f)$ ,  $(d, pf)$ ,  $(t, pf)$  в целом ряде ядер от Th до Cf<sup>/16, 17/</sup>. Наличие резонансов в столь широком диапазоне Z и A, их ширина, тонкая структура, возможно, связаны с более сложной, чем двугорбая, структурой потенциального барьера (расщеплением одного из горбов).

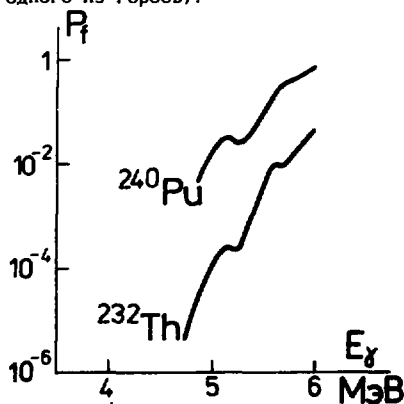


Рис. 9. Зависимость вероятности деления  $P_f$  от энергии возбуждения  $E_\gamma$  в реакциях  $(\gamma, f)$ .

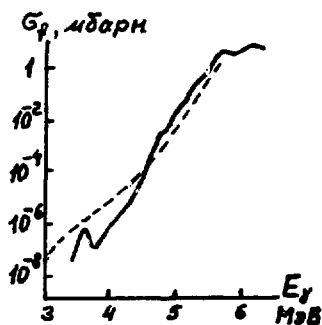


Рис. 10. Изомерный шельф в энергетической зависимости вероятности фотоделения  $^{238}\text{U}$ . — |20| — — — |19|.

В подбарьерной области энергий наблюдается еще одно интересное явление, связанное со второй ямой - так называемый "изомерный шельф", когда при уменьшении энергии  $\gamma$ -квантов резкое падение вероятности деления сменяется более плавным, а затем еще более резким<sup>/18/</sup>. Это явление обнаружено и исследовано при фотоделении ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  (рис. 10)<sup>/19-21/</sup>. Получены также указания на его существование в ядрах  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ <sup>/19, 22/</sup>.

Появление изомерного шелфа объясняется тем, что, начиная с определенной энергии возбуждения, преимущественным оказывается деление через изомерное состояние на дне второй ямы. При указанном выше двухступенчатом характере процесса деления сечения мгновенного деления  $\sigma_{pp}$  и задержанного (через изомерное состояние)  $\sigma_{df}$  определяются выражениями:

$$\sigma_{pp} = \sigma_0 \frac{\bar{\Gamma}_1}{\bar{\Gamma}_1 + \Gamma_{1g}} \cdot \frac{\bar{\Gamma}_2}{\bar{\Gamma}_2 + \bar{\Gamma}_2 + \Gamma_{2g}}, \quad (4)$$

$$\sigma_0 \frac{\bar{\Gamma}_1}{\bar{\Gamma}_1 + \Gamma_{1g}} \cdot \frac{\varepsilon \Gamma_{2g}}{\bar{\Gamma}_2 + \bar{\Gamma}_2 + \Gamma_{2g}}, \quad (5)$$

где  $\sigma_0$  - сечение фотопоглощения,  $\bar{\Gamma}_1$  и  $\bar{\Gamma}_2$  - приведенные ширины для перехода через внутренний барьер из первой ямы во вторую и обратно,  $\bar{\Gamma}_2$  - приведенная ширина для перехода через внешний барьер (делительная ширина уровней во второй яме),  $\Gamma_{1g}$  и  $\Gamma_{2g}$  - приведенные ширины для испускания  $\gamma$ -квантов с уровней первой и второй ямы (рассматривается область ниже энергии связи нейтрона, поэтому  $\Gamma_n = 0$ ),  $\varepsilon$  - вероятность деления при распаде спонтанно делящегося изомера. Выражения для приведенных ширины во второй яме имеют тот же вид, что и для обычных состояний ядра, только энергия возбуждения отсчитывается от дна второй ямы.

Из сравнения выражений (4) и (5) видно, что с уменьшением энергии возбуждения  $\sigma_{pp}$  падает быстрее, чем  $\sigma_{df}$ , т.к. делительная ширина характеризуется более резкой зависимостью от энергии, чем радиационная  $\Gamma_{2g}$ . Поэтому, начиная с некоторой энергии возбуждения, из-за малой проницаемости внешнего барьера делительная ширина становится меньше радиационной ( $\bar{\Gamma}_2 < \Gamma_{2g}$ ), и деление протекает преимущественно через изомерное состояние. Это и есть начало изомерного шелфа, который простирается до дна второй ямы. Ниже него снова начинается область с малой проницаемостью барьера, которая быстро падает с уменьшением энергии возбуждения.

Такое объяснение наблюдаемого поведения сечения подтверждается и другими экспериментами. Угловое распределение осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$ , сильно анизотропное в подбарьерной области, становится изотропным при достижении изомерного шелфа (при  $E_\gamma < 4,15$  МэВ)<sup>/23/</sup>. Действительно, деление из изомерного состояния и должно быть изотропным, т.к. если спин изомера равен 0, то нет выделенного направления, если же  $I \neq 0$ , то из-за сравнительно большого времени жизни изомера ( $\sim 300$  нс) взаимодействие его магнитного момента с электромагнитным полем атома приводит к сильному сглаживанию углового распределения осколков. Прямые измерения временного распределения осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  показали, что в интервале энергий  $\gamma$ -квантов 3,9-4,3 МэВ задержанное деление со временем жизни, соответствующим спонтанно делящемуся изомеру  $^{238m}\text{U}$ , становится преобладающим<sup>/24/</sup>.

Детальные исследования изомерного шелфа у ядер  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  показали, что в

его районе также имеют место нерегулярности в зависимости сечения деления от энергии  $\gamma$ -квантов<sup>/25/</sup>. Эти резонансы при  $E_\gamma \sim 3,6$  МэВ (рис.10) соответствуют самым низким  $\beta$ -вибрационным уровням во второй яме.

### Исследования спонтанно делящихся изомеров

Как уже указывалось выше, спонтанно делящиеся изомеры являются нижними состояниями второй потенциальной ямы на барьере деления. Поэтому исследование их свойств, реакций их образования позволяет получать наиболее детальные сведения о структуре потенциального барьера.

Спонтанно делящиеся изомеры были открыты в 1962 г. в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в ходе работ по синтезу новых трансурановых элементов<sup>/26/</sup>. К настоящему времени известно уже более 40 изомеров в ядрах от U до Bk с периодами полураспада от  $10^{-11}$  с до  $10^{-2}$  с<sup>/27/</sup>. Фотоядерные реакции (типа  $\gamma, n$  или  $\gamma, \gamma'$ ), приводящие к образованию спонтанно делящихся изомеров, являются наиболее простыми, и их анализ позволяет определить указанные выше параметры двугорбого барьера деления. На рис.11 представлены зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов сечений реакций  $\gamma, n$  и  $\gamma, \gamma'$ , а также отношений реакций образования изомера при неупругом рассеянии  $\gamma$ -квантов и мгновенного деления. Стрелками отмечены характерные точки на этих зависимостях, которые определяют параметры барьера - высоты внутреннего  $E_i$  и внешнего  $E_B$  горбов и дно второй ямы  $E_1$ . По наклону этих зависимостей и времени жизни изомера можно судить о параметрах кривизны обоих горбов  $\hbar\omega_A$  и  $\hbar\omega_B$ .

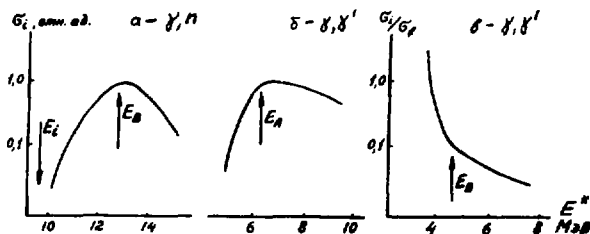


Рис.11. Функции возбуждения реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, \gamma')$ , приводящие к образованию спонтанно делящихся изомеров (расчет).

Измерения функций возбуждения реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, \gamma')$  были проведены для изомеров U, Pu и Am. Результаты этих измерений приведены в обзорах<sup>/28,29/</sup>. Полученные из анализа функций возбуждения реакций, приводящих к изомерным и основным состояниям, и реакций деления позволили определить отношения нейтронных и делительных ширин во второй потенциальной яме  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , а также значения

параметров барьера деления. Отношения  $\Gamma_n/\Gamma_p$  в первой и второй ямах для изотопов Pu и Am представлены на рис.12, а параметры барьера - в таблице.

Из рисунка 12 видно, что отношения  $\Gamma_n/\Gamma_p$  во второй яме почти на 4 порядка меньше, чем в первой. Это объясняется более низким барьером деления для состояний во второй яме (он отсчитывается от дна второй ямы). Значения  $\Gamma_n/\Gamma_p$  во второй яме, как и в первой, растут с увеличением числа нейтронов в ядре, но обнаруживают более резкие четно-нечетные различия ( $\Gamma_n/\Gamma_p$  больше для ядер с четным N).

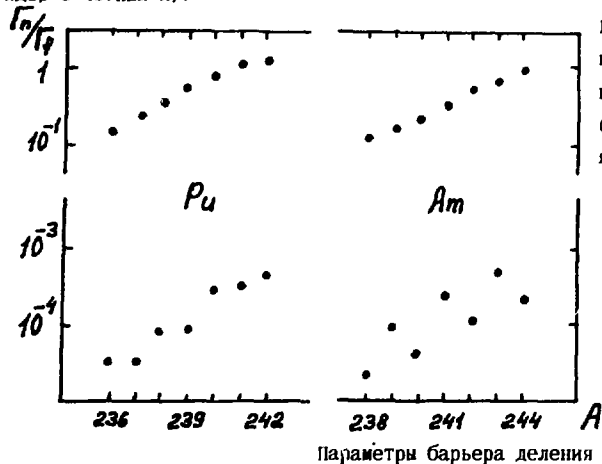


Рис.12. Зависимость от массового числа A отношений  $\Gamma_n/\Gamma_p$  в первой (вверху) и второй (внизу) ямах.

Ядро	Реакция	Параметры барьера, МэВ				
		$E_A$	$E_B$	$E_I$	$\hbar\omega_A$	$\hbar\omega_B$
$^{238}\text{U}$	$^{238}\text{U}(\gamma, \gamma')$	6,0(3)	6,0(3)	3,0(4)	1,2(2)	0,7(2)
$^{239}\text{Pu}$	$^{239}\text{Pu}(\gamma, \gamma')$	6,3(5)	5,5(3)		1,0(3)	0,5(2)
	$^{240}\text{Pu}(\gamma, n)$		5,8(2)	3,3(3)		
$^{241}\text{Pu}$	$^{242}\text{Pu}(\gamma, n)$	6,1(3)	5,1(2)	2,7(3)	1,1(3)	0,6(2)
$^{240}\text{Am}$	$^{241}\text{Am}(\gamma, n)$	6,4(2)	5,2(2)	3,0(3)	0,7(3)	0,4(1)
$^{242}\text{Am}$	$^{243}\text{Am}(\gamma, n)$	6,4(2)	5,1(2)	2,4(3)	0,6(2)	0,4(1)
$^{243}\text{Am}$	$^{243}\text{Am}(\gamma, \gamma')$	6,0(3)	5,5(3)		0,7(2)	0,5(2)

Из этой таблицы, а также из анализа реакций с нейтронами и заряженными частицами, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров<sup>/30/</sup>, можно судить о том, как меняется форма барьера деления с изменением Z и A.

1. Высота внутреннего горба  $E_A$  и энергия второго минимума  $E_I$  меняются сравнительно мало во всем диапазоне исследованных ядер (от U до Bk).
2. Высота внешнего горба уменьшается от 6,5 МэВ для изотопов th до 4,0-4,5 МэВ для Bk.

3. Высоты обоих горбов практически одинаковы для ядер с четными и нечетными  $Z$  и  $N$ . В то же время параметры кривизны обоих горбов  $\hbar\omega_A$  и  $\hbar\omega_B$  ( $a$ , следовательно, и их проницаемости) ниже для нечетных ядер.

#### Перспективы исследования фотоделения ядер

В данном обзоре, естественно, нашли отражение далеко не все исследования ядерного деления на пучках  $\gamma$ -квантов низких энергий. Вне поля зрения оказались измерения массовых, зарядовых и энергетических распределений осколков, а также получающее все большее развитие деление ядер электронами. Информацию об этих исследованиях, а также более подробную об изложенных можно почерпнуть из обзоров /31-34/.

Хотя исследования фотоделения ядер позволили получить обширную информацию об этом процессе, возможности его еще далеко не исчерпаны. Эти исследования, в том числе и на микротронах, безусловно, будут расширяться по мере развития ускорительной техники и совершенствования методики регистрации и спектрометрии осколков деления. Среди новых направлений исследований фотоделения ядер можно отметить:

1. Измерения сечений и угловых распределений тяжелых актинидов ( $Bk$ ,  $Cf$ ,  $Es$ ). Особенно интересны эти измерения в подбарьерной области энергии, т.к. они позволили бы судить об изменении структуры барьера при переходе к большим  $Z$  и в окрестностях замкнутой оболочки из 152 нейтронов.
2. Измерения массовых зарядовых и энергетических распределений осколков, выходов и спектров нейтронов в подбарьерных резонансах. Это позволило бы установить влияние на эти характеристики деления энергии колебаний.
3. Деление ядер в гигантских мультипольных резонансах (монопольном, квадрупольном, октупольном) при неупругом рассеянии электронов.
4. Тройное деление ядер в подбарьерной области энергий.

#### Литература

1. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами, Москва Изд. МГУ, 1979.
2. В. Г. Недорезов, Ю. Н. Данюк. Фотоделение ядер за гигантским резонансом, Киев, Наукова думка, 1989.
3. Ph. Kondev, Kh. Khristov, A. Tonchev, V. E. Zhuchko. NIM, 1992, v. B71, p. 126.
4. J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman e. a. Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1215.
5. A. Veysiere, H. Bell, R. Bergere e. a. Nucl. Phys., 1973, v. A199, p. 45.
6. B. L. Berman, J. T. Caldwell, E. J. Dowdy e. a. Phys. Rev. C, 1986, v. 34, p. 2201.
7. А. С. Солдатов, В. Е. Рудников, Г. Н. Смиренкин, Н. З. Тараско. АЭ, 1990, т. 68, с. 257.
8. Б. М. Александров, А. С. Кривохатский, Л. Е. Лазарева и др. ЯФ, 1986, т. 43, с. 290.
9. Н. И. Тарантин, Ким Су Мен. Настоящий сборник, с. 75.
10. Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов и др. ЯФ, 1970, т. 11, с. 508.



11. А. В. Игнатюк, Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин и др. ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1284.
12. В. Е. Рудников, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов, Ш. Юхас. ЯФ, 1988, т. 48, с. 646.
13. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A, 1967, v. 95, p. 420.
14. W. Wilke, R. D. Heil, U. Kneissl e. a., Phys. Lett. 1988, v. 207B, p. 385.
15. В. Е. Жучко, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренкин и др. ЯФ, 1978, т. 28, с. 1170.
16. P. D. Goldstone, F. Hopkins, R. E. Malmin, P. Paul. Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 1706.
17. H. C. Britt, A. Gavron, P. D. Goldstone e. a. Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1010.
18. C. D. Bowman. Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 856.
19. C. D. Bowman, I. G. Schroder, C. E. Dick, H. E. Jackson. Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 863.
20. В. Е. Жучко, А. В. Игнатюк, Ю. Б. Остапенко и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 255.
21. G. Bellia, A. Del Zoppo, E. Migneco e. a. Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 1059.
22. C. D. Bowman, I. G. Schroder, K. C. Duvall, C. E. Dick. Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1086.
23. В. Е. Жучко, А. В. Игнатюк, Ю. Б. Остапенко и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 309.
24. J. Drexler, R. Heil, K. Huber e. a. Nucl. Phys. A, 1985, v. 437, p. 253.
25. В. Е. Жучко, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренкин и др. ЯФ, 1978, т. 28, с. 1185.
26. С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнаузов и др. ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1464.
27. H. C. Britt. Atom. Data and Nucl Data Tabl., 1973, v. 12, p. 407.
28. Yu. P. Gangrsky, B. N. Markov, Yu. M. Tsipenjuk. Fortsch. Phys., 1974, v. 22, p. 199.
29. U. Kneissl, W. Gunter, K. Huber e. a. Fortsch. Phys., 1982, v. 30, p. 311.
30. H. C. Britt, M. Bolsterly, J. R. Nix, J. L. Norton. Phys. Rev. C, 1973, v. 7, p. 805.
31. Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов, Ю. М. Ципенюк, ЭЧАЯ, 1981, т. 12, с. 1364.
32. Ю. М. Ципенюк, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов. УФН, 1984, т. 144, с. 3.
33. В. Г. Недорезов, Ю. Н. Ранюж. ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 379.
34. В. В. Варламов, В. В. Сургутанов, Ю. М. Ципенюк, А. П. Черняев. Фотоядерное деление, Изд. МГУ, 1983, с. 5.

# СЕЧЕНИЕ ФОТОДЕЛЕНИЯ КАЛИФОРНИЯ-249

Н.И.Тарантич, Ким Су Мен

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Измерения сечений фотоделения позволяют получить информацию о делимости тяжелых ядер из возбужденных состояний с низким моментом количества движения. Этим фотоделение отличается, с одной стороны, от спонтанного деления трансураниевых элементов, где деление происходит из основного невозбужденного или слабо возбужденного метастабильного состояния, и, с другой стороны, от деления под действием энергетиче-ских тяжелых ионов, где делящееся ядро имеет большое возбуждение и высокий момент количества движения.

В настоящей работе было предпринято измерение выходов фотоделения ядер  $^{249}\text{Cf}$ , о делении которого в литературе сведений не имеется, наряду с повторением уже известных измерений выходов фотоделения ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ , предпринятом в качестве контрольного.

Для деления использовались тормозные лучи широкого сплошного спектра, возникающие при торможении электронов.

Источником тормозного излучения служил микротрон МТ-22 Лаборатории ядерных реакций с наибольшей энергией 22 МэВ [1]. Ускоренные электроны после завершения заданного числа оборотов выводились из микротрона и направлялись на тормозную мишень, которая представляла собой охлаждаемый водой вольфрамовый диск толщиной 2 мм.

Ток электронов на тормозную мишень измерялся с помощью интегратора электрического заряда с неопределенностью  $\sim 5\%$  и обычно составлял  $\sim 10$  мкА. Энергия электронов определялась путем измерения магнитного поля в межполюсном промежутке микротрона методом ядерного магнитного резонанса и измерения частоты ускоряющего электрического поля. Нестабильность энергии электронов в процессе эксперимента не превышала 50 кэВ ( $\leq 0,25\%$ ).

Мишени для облучения тормозными фотонами были изготовлены из природных тория ( $^{232}\text{Th}$  - 100%) и урана ( $^{238}\text{U}$  - 99,275%) и из техногенного калифорния с содержанием  $^{249}\text{Cf}$  98,50% [2]. Вещество мишени было нанесено на алюминиевую фольгу путем выпаривания определенного объема раствора известной концентрации. Мишень из делящегося вещества располагалась на некотором расстоянии от тормозной мишени целиком в пучке направленного вперед тормозного излучения. Угловой акцептанс мишени из делящегося вещества составлял 0,5 - 0,8 мср по отношению к источнику тормозных лучей.

Регистрация актов вынужденного деления осуществлялась лавсановым детектором осколков деления. Эффективность регистрации равнялась 0,82 при непосредственном контакте пленки с веществом мишени (торием, ураном) и 0,75 при размещении пленки на некотором расстоянии от вещества (калifornия). Значения эффективности были определены в калибровочных опытах с использованием осколков спонтанного деления  $^{244}\text{Cm}$  [2]. Для предотвращения разрушения лавсанового детектора электронами, прошедшими через тормозную вольфрамовую мишень, за тормозной мишенью располагался алюминиевый поглотитель электронов толщиной 30 мм.

В экспериментах измерялся выход фотоделения — полное число делений всем широким спектром тормозных лучей, вызываемых электронами заданной энергии. Этот выход определяется формулой

$$Y(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma(E_{ph}) \frac{d^2 N(E_e, E_{ph})}{dE_{ph} d\omega} dE_{ph}, \quad (1)$$

где  $Y(E_e)$  — интегральный выход фотоделения под действием электронов с энергией  $E_e$ ,  $\sigma(E_{ph})$  — сечение деления ядер фотонами с энергией  $E_{ph}$ ,  $\frac{d^2 N(E_e, E_{ph})}{dE_{ph} d\omega}$  — функция распределения числа фотонов с энергией  $E_{ph}$  в единичном интервале энергии, испущенных в единичный телесный угол. С величинами, измеряемыми и задаваемыми в эксперименте, этот выход связан следующим соотношением

$$Y(E_e) = N(E_e) / nit\omega e, \quad (2)$$

где  $N(E_e)$  — число зарегистрированных лавсановым детектором осколков фотоделения,  $n$  — число ядер делящегося вещества на единице площади мишени,  $i$  — число электронов, поступающих на тормозную мишень в единицу времени,  $t$  — продолжительность облучения,  $\omega$  — угловой аксептанс делящейся мишени по отношению к тормозной,  $e$  — эффективность регистрации лавсановым детектором осколков деления. Формула (2) правомерна при условии, что конус направленных вперед тормозных лучей охватывает полностью мишень из делящегося вещества и, следовательно, обратная зависимость  $N(E_e)$  от квадрата расстояния, представленная в формуле телесным углом аксептанса  $\omega$ , выполняется. Из формул (1) и (2) видно, что выход фотоделения  $Y(E_e)$ , имеющий размерность площади, деленной на телесный угол, представляет собой дифференциальное сечение деления ядер первичными бомбардирующими частицами — электронами, и отнесенное к единичному телесному углу конуса направленности вторичных частиц — тормозных лучей, вызывающих третичные частицы — осколки деления.

Полученные в экспериментах значения выходов фотоделения  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{249}\text{Cf}$  в зависимости от энергии электронов представлены на рис. 1 и 2. Представленные на рисунках экспериментальные ошибки отражают статистические флуктуации числа подсчитанных в детекторе треков осколков деления, неточности измерения тока электронов, толщины мишени, углового аксептанса мишени, эффективности регистрации осколков деления.

Сечение фотоделения определялось из уравнения (1), которое является интегральным уравнением Фредгольма первого рода с ядром  $d^2 N/dE_{ph} d\omega$  и искомым решением  $\sigma(E_{ph})$ . Рассматриваемая задача некорректна по отношению к искомой функции  $\sigma(E_{ph})$ , поскольку малые экспериментальные ошибки в определении выхода фотоделения приводят к достаточно большим изменениям решения. Однако при использовании некоторых допущений о характере решения, вытекающих из физической сущности задачи, уравнение (1) решается.

Из нескольких известных способов решения уравнения Фредгольма первого рода был выбран способ [3], состоящий в коррекции методом последовательных приближений первоначально выбранного ориентировочного решения к экспериментальным результатам. В качестве начального выражения решения была взята функция

$$\sigma_1(E_{ph}) = \text{Sin}(\pi E_{ph}/25),$$

где энергия  $E_{ph}$  выражена в МэВ,  $0 \leq E_{ph} \leq 25$ . Для коррекции введенного решения вычислялся суммарный выход фотоделения по формуле, вытекающей из формулы (1),

$$Y_c(E_{ei}) = \sum_{j=1}^{17} \sigma_1(E_{phj}) \frac{d^2 N(E_{ei}, E_{phj})}{dE_{ph} d\omega} \Delta E_{ph}, \quad (3)$$

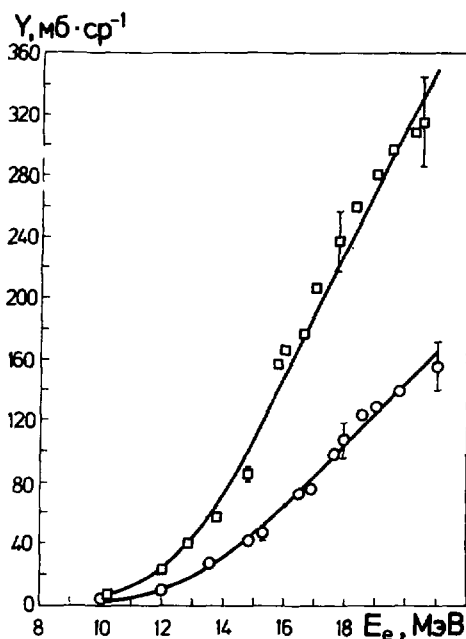


Рис. 1. Экспериментальные значения выходов фотоделения  $^{232}\text{Th}$  (кружки) и  $^{238}\text{U}$  (квадраты) в зависимости от энергии электронов, бомбардирующих тормозную мишень. Сплошная кривая — аппроксимация экспериментальных результатов формулой (4).

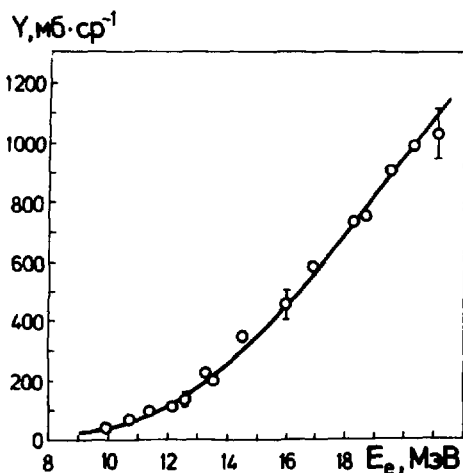


Рис. 2. Экспериментальные значения выхода фотоделения  $^{249}\text{Cf}$  (кружки) в зависимости от энергии электронов, бомбардирующих тормозную мишень. Сплошная кривая — аппроксимация экспериментальных результатов формулой (4).

где  $E_c$  и  $E_{ph}$  принимали целочисленные значения в интервалах  $10(i=1) \leq E_c \leq 22(i=13)$  и  $4(j=1) \leq E_{ph} \leq 21(j=17)$ ,  $\Delta E_{ph} = 1$ . В качестве функции распределения числа фотонов тормозного спектра  $d^2N(E_{ci}, E_{phj})/dE_{ph}d\omega$  в формуле (3) было взято полиномиальное представление, найденное в работе [4] для тормозного излучения из фольфрамовой мишени толщиной 2 мм с учетом рассеяния электронов и других факторов, определяющих реальный спектр тормозного излучения. Вычисленные по формуле (3) значения выхода фотоделения сравнивались с значениями, найденными в настоящих экспериментах. Для регуляризации сопоставления расчетных и экспериментальных данных было проведено сглаживание экспериментальных значений выхода путем их аппроксимации степенными функциями в виде

$$Y_a(E_c) = a_0 + a_1 E_c + a_2 E_c^2 + a_3 E_c^3. \quad (4)$$

Такая аппроксимация предполагает только монотонность изменения самого выхода с ростом энергии электронов без каких-либо требований к изменениям производных. Коэффициенты  $a_0, a_1, a_2$  и  $a_3$  в формуле (5) определялись по принципу наибольшего правдоподобия путем поиска минимума функции

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^n \left[ Y(E_{ck}) - Y_a(E_{ck}) \right]^2 / \Delta Y^2(E_{ck}), \quad (5)$$

где  $n$  – число измерений выхода фотоделения в экспериментах,  $E_{ck}$  – экспериментальное значение энергии электронов,  $\Delta Y(E_{ck})$  – экспериментальная ошибка измерения выхода фотоделения. Полученные минимальные значения функции  $\chi^2$  оказались достаточно близкими к средним значениям этой функции, каждое из которых равно разности между числом измерений  $n$  и числом связей (в рассматриваемом случае это число равно числу коэффициента  $a$  в формуле (4)). Это показывает, что введенная аппроксимация (4) интегрального выхода и используемые в (5) экспериментальные погрешности  $\Delta Y(E_{ck})$  адекватны действительности. Полученные значения коэффициентов  $a_0, a_1, a_2$  и  $a_3$  даны в таблице 1. Найденные аппроксимирующие кривые представлены на рис. 1 и 2.

Таблица 1. Значения коэффициентов в формуле (4) для аппроксимации экспериментальных выходов (выход выражен в мб/ср, энергия  $E_c$  – в МэВ)

Ядро	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$
$^{232}\text{Th}$	395,8	-84,74	5,538	-0,0963
$^{238}\text{U}$	984,4	-218,81	14,948	-0,2840
$^{249}\text{Cf}$	1108,9	-266,30	18,863	-0,2982

В качестве меры несогласованности вычисленных значений  $Y_c(E_c)$  с аппроксимированными значениями экспериментальных результатов  $Y_a(E_c)$  использовалось относительное квадратичное отклонение аппроксимированных значений от расчетных

$$Q = \frac{1}{13} \sum_{i=1}^{13} \left\{ \left[ Y_a(E_{ci}) - Y_c(E_{ci}) \right] / Y_a(E_{ci}) \right\}^2.$$

Полагалось, что решение интегрального уравнения (1)  $\sigma(E_{ph})$  приемлемо, если  $Q < 0,005$ . Это неравенство обеспечивает относительную погрешность  $\sqrt{Q} = 7\%$  определения сечения фотоделения  $\sigma(E_{ph})$ , усредненного по двум максимумам в силу недостаточного энергетического разрешения.

Для коррекции решения  $\sigma(E_{ph})$  в случае  $Q \geq 0,005$  определялось отношение  $R(E_c) = Y_a(E_c)/Y_c(E_c)$ . Далее вычислялся статистический вес парциального выхода фотоделения под действием фотонов с энергией  $E_{ph}$

$$W(E_{ci}, E_{phj}) = \sigma(E_{ph}) \frac{d^2 N(E_{ci}, E_{phj})}{dE_{ph} d\omega} \Delta E_{ph} / Y_c(E_{ci})$$

и с использованием этого статистического фактора вычислялось среднее геометрическое значение отношения аппроксимированного выхода фотоделения к расчетному по известной из статистики формуле

$$\bar{R}(E_{ph}) = \left\{ \prod_{i=1}^{13} [Y_a(E_{ci})/Y_c(E_{ci})]^{W(E_{ci}, E_{ph})} \right\}^{1/\sum_{i=1}^{13} W(E_{ci}, E_{ph})}$$

Поиск искомого решения  $\sigma(E_{ph})$  проводился с использованием итерационной формулы

$$\sigma_{l+1}(E_{ph}) = \sigma_l(E_{ph}) \bar{R}(E_{ph}), \ell = 1, 2, 3 \dots$$

Вычисления по приведенному выше алгоритму проводились на ЭВМ СДС-6500. Для выполнения условия  $Q < 0,005$  потребовалось 45, 22 и 18 итераций при обработке экспериментальных данных соответственно для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{249}\text{Cf}$ .

Восстановленные сечения фотоделения в зависимости от энергии тормозных фотонов  $\sigma(E_{ph})$  для  $E_c \geq 10$  МэВ представлены на рис. 3.

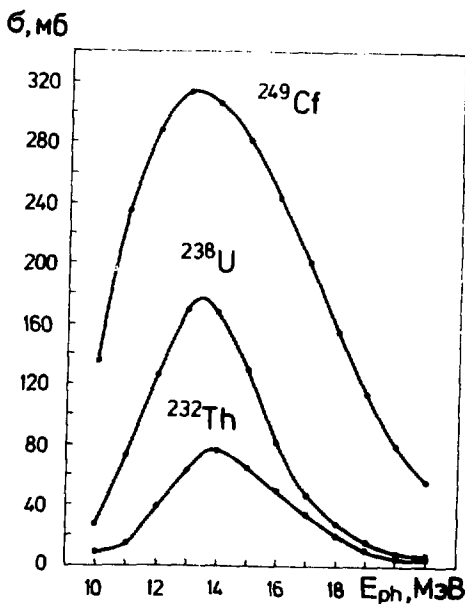


Рис. 3. Восстановленные сечения фотоделения в зависимости от энергии тормозных фотонов. Точками представлены значения, полученные в результате решения интегрального уравнения (1).

Сечения фотоделения в области гигантского дипольного резонанса (ГДР) описываются кривыми с одним широким максимумом, как и в других известных экспериментах с применением тормозных лучей широкого спектра (см., например, работу [5]). Максимумы сечений лежат при энергиях  $13,8 \pm 0,1$ ,  $13,5 \pm 0,1$  и  $13,0 \pm 0,1$  МэВ, соответственно для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{249}\text{Cf}$ . Положение максимума ГДР на шкале энергий для более, чем шести десятков ядер, хорошо описывается эмпирической формулой [6]

$$E_m = 77,9A^{-1/3} \left[ 1 - \exp(-A/238) \right] + 34,5A^{-1/6} \exp(-A/238), \quad (6)$$

где  $E_m$  — энергия фотонов, отвечающая максимуму сечения фотопоглощения и выраженная в МэВ.

Согласно формуле (6) энергия максимума ГДР для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{249}\text{Cf}$  равна соответственно 13,15, 13,05 и 12,85 МэВ. Уменьшение  $E_m$  при переходе от  $^{232}\text{Th}$  к  $^{249}\text{Cf}$  отражает ослабление коэффициента жесткости дипольных колебаний ядра по мере увеличения числа протонов и нейтронов в ядре и составляет для рассматриваемого ряда ядер 0,3 МэВ по формуле (6) и 0,8 МэВ в эксперименте.

Значения сечений фотоделения в максимумах составляют 75 и 175 мб соответственно для  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ , что достаточно хорошо согласуется с результатами аналогичной работы [5]. Максимальное сечение фотоделения  $^{249}\text{Cf}$ , измеренное впервые в настоящей работе, равняется 310 мб. Полученное значение отвечает известной тенденции повышения роли деления ядра в процессе его девозбуждения по мере увеличения параметра  $Z^2/A$ .

Как следует из [7], максимум полного сечения фотопоглощения, равного при рассматриваемой энергии тормозного излучения сумме сечения фотоделения и сечения испарения только одного нейтрона, равняется для  $^{232}\text{Th}$  и изотопов урана 480 мб. Можно с большой вероятностью принять, что полное сечение фотопоглощения для  $^{249}\text{Cf}$  будет не меньше этого значения. Тогда отношение вероятности испарения нейтрона к вероятности деления для  $^{249}\text{Cf}$  при энергии возбуждения 13 МэВ и спине ядра от  $7/2$  до  $(11/2)\hbar$ , характеризуемое отношением  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , составит 0,55. Это значение в два раза выше аналогичного отношения для  $^{249}\text{Cf}$  — промежуточного ядра в цепочке девозбуждения компаунд-ядра реакции  $^{238}\text{U}(^{13}\text{C}, 5n)^{246}\text{Cf}$  [8]. Большее значение  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для  $^{249}\text{Cf}$  при девозбуждении в реакции под действием тормозных лучей по сравнению с реакцией под действием ионов  $^{13}\text{C}$  с энергией 80 МэВ, по-видимому, можно объяснить тем, что во втором случае в ядро-мишень вносится угловой момент, равный  $45\hbar$ .

Авторы благодарят Хан Ки Тхе за помощь в составлении программы обработки экспериментальных результатов на ЭВМ, А.Г.Белова за обеспечение облучений на микротроне, Г.В.Букланова и Ю.С.Короткина за изготовление мишеней, Л.В.Джолос за помощь в травлении трековых детекторов.

## Литература

1. Белов А.Г. и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-82-301, Дубна, 1982.
2. Тарантин Н.И. и др. АЭ, 1987, т.62, с.350.
3. Mc Elroy W. et al. Nucl. Sci. and Eng. 1967, v.27, p.533.
4. Жучко В.Е., Зен Чан Ук. АЭ, 1985, т.59, с.65.
5. Katz L. et al. In: Proc. Second United Nat. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy. 1958, v.15, p.188, Geneva.
6. Bergman B.L., Fultz S.C. Rev. Mod. Phys. 1975, v.47, p.713.
7. Caldwell J.T. et al. Phys. Rev. 1980, C21, p.1215.
8. Тарантин Н.И. ЖЭТФ, 1960, т.38, с.250.



# ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ ( $\gamma, \gamma'$ ) С ЗАСЕЛЕНИЕМ ВЫСОКОСПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ $^{180m}\text{Hf}$ , $^{190m}\text{Os}$ и $^{204m}\text{Pb}$

Ф. Г. Кондев, А. П. Тончев, Ю. П. Гангрский, А. Г. Белов  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

## I. Введение

В ряде тяжелых четно-четных ядер наблюдаются высокоспиновые изомеры со спинами от  $8\hbar$  до  $30\hbar$  и периодами полураспада от 1 нс до несколько лет [1], образование которых осуществляется за счет выстраивания моментов нуклонов вокруг оси симметрии (ираст-ловушки). Обычно исследования этих изомеров проводились в реакциях с заряженными частицами и тяжелыми ионами, однако большой интерес представляет их исследование в реакциях ( $\gamma, \gamma'$ ). Во-первых, из-за отсутствия кулоновского барьера и энергии связи для  $\gamma$ -квантов, можно получить возбужденные ядра как в области выше нуклонного порога, так и ниже него. Во-вторых, из-за малого вносимого углового момента спин и четность начальных компаунд-состояний ядра однозначно определены. В-третьих, исследования высокоспиновых состояний в реакциях ( $\gamma, \gamma'$ ) могут служить своеобразным тестом проверки роли каскада  $\gamma$ -квантов при заселении изомеров, поскольку они могут заселяться только в каскадном процессе. В-четвертых, импульсные источники  $\gamma$ -квантов (микротроны, линейные ускорители) имеют, как правило, высокую интенсивность, что позволяет регистрировать процессы с малыми сечениями при довольно хорошей чувствительности.

В настоящей работе проведены исследования реакций ( $\gamma, \gamma'$ ), приводящих к образованию высокоспиновых изомеров  $^{180m}\text{Hf}$ ,  $^{190m}\text{Os}$  и  $^{204m}\text{Pb}$ , которые относятся к области деформированных и сферических ядер. Проведены сравнения экспериментальных значений изомерных отношений с расчетом по статистической модели и получены параметры, описывающие  $\gamma$ -каскады.

## II. Методика эксперимента

Настоящие исследования проведены на пучке тормозных гамма-квантов микротрона МТ-25 ЛЯР ОИЯИ в области энергий 6–15 МэВ. Электронный пучок выводился из ускорительной камеры микротрона и посредством системы из квадрупольных линз направлялся на вольфрамовую тормозную мишень. Толщина мишени составляла 2 мм и непосредственно за ней располагалось 30 мм алюминийевого поглотителя. Число попавших на мишень электронов регистрировалось непрерывно во время экспериментов посредством специальной измерительной системы. Ток падающего на тормозную мишень пучка составлял 8–10 мкА. Точность нахождения максимальной энергии тормозного спектра  $E_{\gamma_{\text{max}}}$  определялась измерением магнитной индукции ведущего магнитного поля микротрона методом ядерного магнитного резонанса.

Мишени из обогащенных изотопов  $^{180}\text{Hf}$  (99.3%),  $^{190}\text{Os}$  (78.5%) и  $^{204}\text{Pb}$  (99.7%), запрессованные в контейнеры из алюминиевой фольги, в процессе облучения располагались непосредственно за алюминиевым поглотителем. Время облучения  $t_{\text{обл}}$  варьировалось для разных мишеней с учетом периода полураспада  $T_{1/2}$  изомеров ( $t_{\text{обл}} \leq 3T_{1/2}$ ). Вместе с исследуемыми мишенями в качестве мониторов облучались образцы из  $\text{In}$  натурального изотопного состава толщиной 50 мкм, которые во время облучения располагались непосредственно перед мишенями.

Идентификация заселенности изомерных состояний осуществлялась по соответствующим гамма-линиям каскадных  $\gamma$ -квантов (фиг.1) с помощью спектрометрического тракта, состоящего из полупроводникового  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора объемом 60 см<sup>3</sup>, автономной анализаторной системы "МИКАМ" и связанного с ней персонального компьютера PC/AT, который управлял режимом накопления информации и осуществлял обработку полученных спектров с помощью программы SPМ [2]. Энергетическое разрешение детектора составляло  $\Delta E = 3.5$  кэВ для  $E_{\gamma} = 1332$  кэВ  $^{60}\text{Co}$ , а эффективность определялась экспериментально с помощью стандартного набора ОСГИ [3]. Спектрометрическая информация об изомерных состояниях и схема их распада [4,5,6], а также регистрируемые гамма-спектры показаны на рис.1.

### III. Экспериментальные результаты

Прямим результатом измерений были кривые выходов  $Y(E_{\gamma_{\text{max}}})$  реакций  $(\gamma, \gamma')$ , которые определялись относительным методом путем сравнения площадей пиков  $\gamma$ -лучей ядер продуктов и  $\gamma$ -линии  $E_{\gamma} = 336$  кэВ ядра  $^{115\text{m}}\text{In}$  формулой

$$Y(E_{\gamma_{\text{max}}}) = \kappa Y^m(E_{\gamma_{\text{max}}}) \quad (1)$$

$$\kappa = \frac{n^m \lambda S \epsilon_{\text{д}}^m I_{\gamma}^m f^m(t_{\text{обл}}, t_{\text{охл}}, t_{\text{изм}})}{n \lambda^m S^m \epsilon_{\text{д}} I_{\gamma} f(t_{\text{обл}}, t_{\text{охл}}, t_{\text{изм}})}, \quad (2)$$

где  $n$ -число ядер в мишени;  $S$ -площадь фотопика;  $\epsilon_{\text{д}}$ -эффективность детектора;  $I_{\gamma}$ -интенсивность  $\gamma$ -линии;  $f(t_{\text{обл}}, t_{\text{охл}}, t_{\text{изм}}) = (1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})$ ;  $t_{\text{обл}}, t_{\text{охл}}, t_{\text{изм}}$ -время облучения, охлаждения и измерения;  $\lambda$ -константа распада. Индекс  $m$  относится к мониторинговой реакции  $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')$ , выход которой определялся путем интегрирования ее функции возбуждения формулой

$$Y^m(E_{\gamma_{\text{max}}}) = \int_0^{E_{\gamma_{\text{max}}}} \sigma^m(E_{\gamma}) F(E_{\gamma}, E_{\gamma_{\text{max}}}) dE_{\gamma} \quad (3)$$

где  $\sigma^m(E_{\gamma})$ -функция возбуждения [7];  $F(E_{\gamma}, E_{\gamma_{\text{max}}})$ - энергетическая зависимость спектра тормозного излучения при граничной энергии  $E_{\gamma_{\text{max}}}$  [8].

Поскольку во время облучения на образцы кроме тормозных  $\gamma$ -квантов

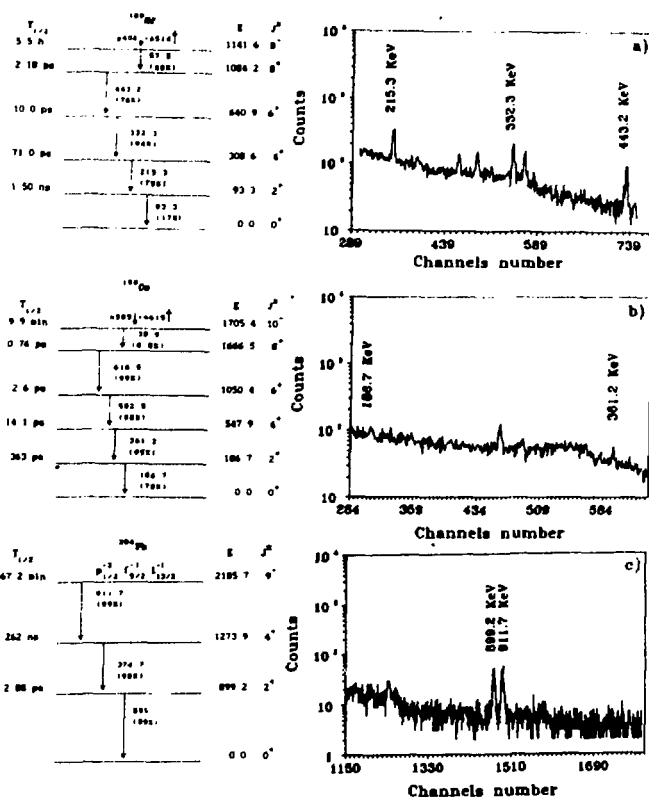


Рис.1. Схема распада и измеряемые спектры  $\gamma$ -квантов исследуемых изомеров: а)  $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180\text{m}}\text{Hf}$ ; б)  $^{190}\text{Os}(\gamma, \gamma')^{190\text{m}}\text{Os}$ ; в)  $^{204}\text{Pb}(\gamma, \gamma')^{204\text{m}}\text{Pb}$ .

падают и нейтроны. (получаемые из тормозной мишени и из свинцовой защиты вокруг нее), то большое внимание было уделено учету вклада нейтронных реакций ( $n, \gamma$ ) и ( $n, n'$ ) в заселения исследуемых изомеров. Реакция ( $n, \gamma$ ) приводит к образованию изомеров  $^{180\text{m}}\text{Hf}$  из ядер  $^{179}\text{Hf}$  ( $J_0^\pi = 9/2^+$ , с процентным содержанием в мишени 3.1% и сечением  $\sigma_{(n, \gamma)}^m = 0.34 \pm 0.03$  б [9]) и  $^{190\text{m}}\text{Os}$  из ядер  $^{189}\text{Os}$  ( $J_0^\pi = 3/2^-$ , с процентным содержанием в мишени 7% и сечением  $(2.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$  б [9]). При измерении потока тепловых нейтронов с помощью реакции  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$  вклад реакции ( $n, \gamma$ )- $S^{(n, \gamma)}$  в (2) при заселении  $^{180\text{m}}\text{Hf}$  составлял не более 5% от общей активности изомера, а для  $^{190\text{m}}\text{Os}$  менее 1%.

Влияние быстрых нейтронов в (2) учитывалось выражением

$$S^{(n,n')} = n \epsilon_{\text{д}} I_{\gamma} f(t_{\text{обл}}, t_{\text{охл}}, t_{\text{изм}}) \Omega I_{\text{о}} Y_{\text{n}} \int_0^{E_{\text{nmax}}} \sigma^{(n,n')}(E_{\text{n}}) \Phi(E_{\text{n}}, E_{\text{nmax}}) dE_{\text{n}}, \quad (4)$$

где  $I_{\text{о}}$  - число попавших на тормозную мишень электронов;  $Y_{\text{n}}$  - выход нейтронов на один электрон [10];  $\sigma^{(n,n')}(E_{\text{n}})$  - сечение реакции  $(n, n')$  [11, 12, 13];  $\Phi(E_{\text{n}}, E_{\text{nmax}})$  - нормированное распределение спектра нейтронов [14];  $E_{\text{nmax}}$  - максимальная энергия нейтронов;  $\Omega$  - геометрический фактор. Проведенные нами расчеты показывают, что при энергии электронов ниже 9 МэВ, влияние быстрых нейтронов в (2) меньше 1% для всех исследуемых ядер. Однако с увеличением энергии до 15 МэВ оно становится заметным - порядка 15-20% от измеряемой активности изомеров.

Точность определения выходов определялась точностью измерения фотопиков соответствующих  $\gamma$ -линий. Для исследуемых ядер она в основном зависит от количества ядер в мишени; от условий облучения, охлаждения и измерения, от граничной энергии тормозного спектра, от вклада нейтронов в заселение изомеров и составляла порядка 5-30% для  $^{180\text{m}}\text{Hg}$  и  $^{204\text{m}}\text{Pb}$  и 15-60% для  $^{190\text{m}}\text{Os}$ . Из полученных выходов реакций  $(\gamma, \gamma')$  восстанавливали сечения методом минимизации направленной расходимости [15]. На рис. 2. и рис. 3. показаны полученные зависимости сечений и изомерных отношений  $\eta = \sigma^{\text{m}} / \sigma^{\text{tot.}}$  ( $\sigma^{\text{tot.}}$  - полное сечения фотопоглощения) от энергии  $\gamma$ -квантов. Погрешности значений сечений определялись путем получения коридора ошибок после многократного восстановления сечений со случайной вариации исходных данных, распределенных по пуассоновскому закону. Погрешности изомерных отношений складываются из ошибок сечений  $\sigma^{\text{m}}$  и  $\sigma^{\text{tot.}}$ .

Функции возбуждения исследуемых реакций имеют резонансную форму и их максимумы в пределах точности измерения совпадают с порогом реакций  $(\gamma, n)$ - $V_{\text{n}}$ . Положения максимумов  $E_{\text{max}}^{\circ}$ , значения сечений в максимуме  $\sigma_{\text{max}}^{\circ}$  и их полуширины  $\Gamma$  представлены в таблице 1. Крутой спад сечений при энергии выше  $V_{\text{n}}$  связан, по-видимому, с конкуренцией нейтронного канала, которая при  $E_{\gamma} \geq 9$  МэВ остается заметной ( $\Gamma_{\text{n}} \gg \Gamma_{\gamma}$ ) и приводит к значительному уменьшению полного сечения реакций  $(\gamma, \gamma')$ .

#### IV. Теоретические вычисления и обсуждение результатов

Нами проведены вычисления сечений исследуемых реакций на основе результатов статистической модели в энергетичном интервале 6-9 МэВ. При этом схема расчета содержала следующие предположения:

1) При поглощения  $(\gamma, \gamma)$  ядром  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_{\gamma}$  и мультипольностью  $XL=E1, M1$  и  $E2$  образуются начальные компаунд-состояния с точно определенными

характеристиками:  $E^{\circ} = E_{\gamma}$ ,  $J^{\pi} = 1^{-}, 1^{+}$  и  $2^{+}$ .

2) Снятие возбуждения компаунд-ядра осуществляется каскадом  $\gamma$ -квантов мультипольности E1, M1 и E2.

3) Заселение нижних уровней ядра (в том числе и изомерных) зависит от энергии  $\gamma$ -кванта, от свойств начальных и конечных состояний, а также спиновой и энергетической зависимости плотности уровней.

Сечения фотопоглощения  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_{\gamma}$  ядром мишени со спином  $J_0$  и четностью  $\pi_0$  с образованием компаунд-состояния с энергией  $E^{\circ}$ , спином  $J$  и четностью  $\pi$  описывали формулой [16]:

$$\sigma(E^{\circ}, J^{\pi}) = (\pi \lambda^2) g_J \frac{\Gamma_{J_0 J}^{XL}}{D_J} \omega_{\pi} \quad (5)$$

где  $\lambda$  - длина волны  $\gamma$ -кванта,  $g_J$  - статистический множитель,  $D_J$  - расстояния между уровнями компаунд-ядра,  $\Gamma_{J_0 J}^{XL}$  - парциальная ширина перехода между уровнями с  $J_0$

(основное) и  $J$  (компаунд),  $\omega_{\pi} = \frac{1 - (-1)^L \pi \pi_0}{2}$ , XL-тип и мультипольность  $\gamma$ -кванта.

Каскад  $\gamma$ -квантов и заселенность нижних уровней ( $E_f^{\circ}, J_f, \pi_f$ ) рассчитывались с помощью алгоритма [17]. Вероятность радиационного перехода из состояния ядра  $i$  ( $E_i^{\circ}, J_i, \pi_i$ ) в состояние  $f$  определялась выражением

$$dW_{if} = \frac{\Gamma_{if}}{\Gamma_{tot}^i} \rho(E_f^{\circ}, J_f^{\pi_f}) dE_f \quad (6)$$

где  $\Gamma_{if}$  и  $\Gamma_{tot}^i = \sum_f \Gamma_{if}$  - парциальная и полная ширина уровня  $i$ ,  $\rho(E_f^{\circ}, J_f^{\pi_f})$  - плотность уровней состояния  $f$ .

В самой низкой по энергии возбуждения области  $E^{\circ} \leq E_{Гр}^{\circ}$  ( $E_{Гр}^{\circ}$  - энергия возбуждения последнего известного низколежащего уровня), уровни ядра задаются на основе спектроскопических данных [4, 5, 6]:

$$\rho(E^{\circ}, J^{\pi}) = \sum_{f=1}^N \delta(E^{\circ} - E_f^{\circ}) \delta_{JJ_f} \delta_{\pi\pi_f} \quad (7)$$

где  $N$  - число известных низколежащих уровней.

Табл. 1. Параметры функций возбуждения исследуемых реакций

РЕАКЦИЯ	$E_{max}^{\circ}$ MeV	$\sigma_{max}^{\circ}$ nb	$\Gamma$ MeV
$^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')$	$7.5 \pm 0.4$	$95 \pm 20$	$1.4 \pm 0.2$
$^{190}\text{Os}(\gamma, \gamma')$	$7.9 \pm 0.5$	$7 \pm 3$	$1.2 \pm 0.4$
$^{204}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$	$8.2 \pm 0.4$	$77 \pm 18$	$1.8 \pm 0.4$

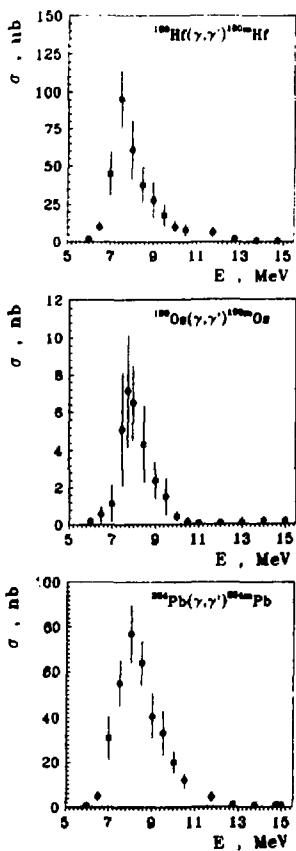


Рис.2. Функции возбуждения исследуемых реакций.

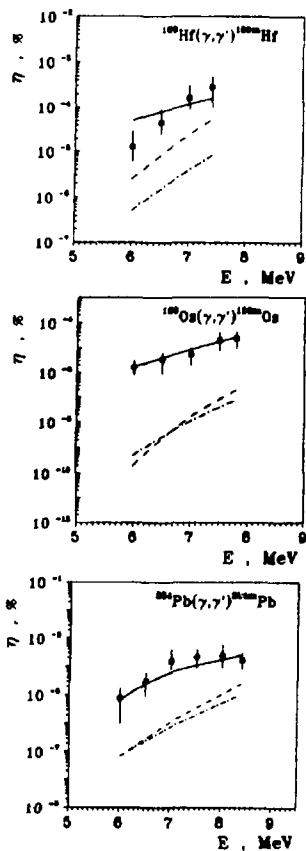


Рис.3. Изомерные отношения  $\eta$  исследуемых реакций как функции энергии  $\gamma$ -квантов.

$\phi$  — экспериментальные данные; — — — расчет с учетом различной природы начальных и конечных состояний; - - - расчет с РСФ по модели гигантского резонанса; - · - · расчет с постоянной РСФ.

Плотность уровней исследуемых ядер при энергии возбуждения  $E^* > E_x^*$  описывалась моделью ферми-газа [18]:

$$\rho_H(E^*, J^\pi) = f(J) \frac{\exp\left[2\sqrt{a(E^* - \Delta)}\right]}{12\sqrt{2} \sigma a^{1/4} (E^* - \Delta)^{5/4}}, \quad (8)$$

где  $E_x^*$  - граничная энергия;  $a$  - параметр плотности уровней;  $\Delta$  - энергия спаривания [19];

$$\sigma^2 = (6/\pi^2) 0.146 A^{2/3} \sqrt{a(E^* - \Delta)} \quad - \quad (9)$$

параметр обрезания по спину;

$$f(J) = \frac{(2J+1)}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right] \quad - \quad (10)$$

спиновая зависимость плотности уровней.

При энергии возбуждения  $E_{\Gamma p}^* \leq E_x^*$ , плотность уровней описывалась моделью с постоянной температурой [18]:

$$\rho_L(E^*, J^\pi) = f(J) \frac{1}{T} \exp\left[(E^* - E_0)/T\right], \quad (11)$$

где  $E_0$  - подгоночный параметр;  $T$  - ядерная температура. В этой области параметр обрезания по спину  $\sigma$  определялся путем интерполяции между значениями  $\sigma_D^2$ , которое вычислено для  $N$ -известных низколежащих уровней ядра со спинами  $J_i$ :

$$\sigma_D^2 = \frac{1}{2N} \sum_{i=1}^N (J_i + 1/2)^2, \quad (12)$$

и значением  $\sigma^2$  из (9) при  $E^* = E_x^*$ :

$$\sigma^2(E^*) = \left\{ \frac{\sigma^2(E_x^*) - \sigma_D^2}{E_x^* - E_{\Gamma p}^*} \right\} (E^* - E_{\Gamma p}^*) + \sigma_D^2. \quad (13)$$

Параметр плотности уровней определялся из известных экспериментальных данных по расстоянию между нейтронными резонансами [20]. Параметры  $E_x^*$ ,  $T$  и  $E_0$  подбираются при условии, что при  $E^* = E_{\Gamma p}^*$  найденная по формуле (11)  $\rho_L(E^*, J^\pi)$  равна  $\rho_L(E_{\Gamma p}^*, J^\pi)$  (средняя в области энергий возбуждения  $E_{\Gamma p}^*$  плотность уровней, известная из спектроскопии) и непрерывности  $\rho(E)$  и  $d\rho(E)/dE$  при переходе от выражения (8) к выражению (11).

Полученные нами параметры плотности уровней представлены в табл. 2.

Если плотность уровней фиксировать феноменологически согласно параметризации (7-13), то возможность количественного описания зачленности

уровней полностью определяется адекватностью принятых отношений между радиационными переходами. Согласно принятой схеме расчета,  $\gamma$ -переходы в ядре можно разделить на три класса:  $CC'$ ,  $CS'$  и  $SS'$  (где  $C$  и  $C'$  условно обозначают соответственно начальное и конечное высоковозбужденное компаунд-состояние, а  $S$  и  $S'$  - начальное и конечное относительно простое низковозбужденное состояние (см. рис.4). Вероятность  $\gamma$ -переходов типа  $SS'$  для всех ядер бралась из спектроскопических данных [4,5,6], а для описания переходов  $CC'$  и  $CS'$  вводится радиационные силовые функции (РСФ):

$$S_{if}^{XL} = \frac{\Gamma_{if}^{XL}}{D_i E_\gamma^{2L+1}} \quad (14)$$

Табл.2. Параметры плотности уровней, полученные из анализа экспериментальных данных

ЯДРО	a	$E_x^0$	$\Delta$	$E_0$	T
	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ
$^{180}\text{Hf}$	20.32	4.62	1.37	-0.1414	0.5148
$^{190}\text{Os}$	20.36	5.39	1.16	0.0056	0.5220
$^{204}\text{Pb}$	12.91	3.52	1.54	0.2440	0.6430

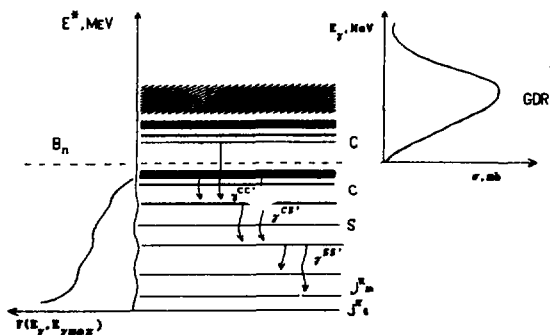


Рис.4. Схема расчета каскада  $\gamma$ -квантов

В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал о РСФ типа  $CS'$ , получаемых из измерений парциальных и полных ширин нейтронных резонансов [21], из измерения непрерывных  $\gamma$ -спектров захвата тепловых и резонансных нейтронов [22], а также спектров  $\gamma$ -лучей реакций  $(d, p\gamma)$  [22] и  $(n, \alpha\gamma)$  [23]. На основе их анализа РСФ описывают моделью постоянной силовой функции (модель 1) [18,21,24]:  $S_{CS'}^{E1} = 4 \cdot 10^{-9} A^{2/3} \text{CE1} \text{ MeV}^{-3}$ ;  $S_{CS'}^{M1} = 2 \cdot 10^{-6} \text{CM1 MeV}^{-3}$  и  $S_{CS'}^{E2} = 3.5410^{-14}$



$A^{4/3} CE_2 \text{ MeV}^{-5}$ , где  $CE_1$ ,  $CM_1$  и  $CE_2$  - нормировочные константы, или моделью гигантских резонансов (модель 2) [16, 18, 25]:  $S_{CS'}^{E1} = \frac{\sigma_{tot}^D(E_\gamma)}{3(\pi\hbar c)^2 E_\gamma}$ ,  $\text{MeV}^{-3}$ , (15)

$$S_{CS'}^{E2} = \frac{1}{5(\pi\hbar c)^2 E_\gamma^3} \left[ \sigma_{T=0}^Q(E_\gamma) + 1.8\sigma_{T=1}^Q(E_\gamma) \right], \text{ MeV}^{-5}, \quad (16)$$

где  $\sigma_{tot}^D(E_\gamma) = \sum_{j=1}^N \sigma_{mj} / \left[ 1 + \left( \frac{E_\gamma^2 - E_{mj}^2}{E_\gamma \Gamma_j} \right)^2 \right]$ ,  $N=1$  для сферических и  $N=2$  для деформированных ядер;  $\sigma_{mj}$ ,  $E_{mj}$  и  $\Gamma_j$  - параметры гигантского дипольного резонанса [26], а  $\sigma_{T=0}^Q(E_\gamma)$  и  $\sigma_{T=1}^Q(E_\gamma)$  - полные сечения изоскалярного ( $T=0$ ) и изовекторного ( $T=1$ ) гигантского квадрупольного резонанса [25].

Проведенные нами расчеты заселения исследуемых изомеров с использованием обеих моделей для РСФ и предположение о независимости начальных и конечных состояний  $S_{CC'}(E_\gamma) = S_{CS'}(E_\gamma)$  [17] показаны на рис.3. Как видно из рисунка, теоретические вычисления плохо согласуются с экспериментальными значениями и в большинстве случаев фактор расхождения составляет порядок. Даже после разумного варьирования параметра плотности уровней-а (8) и параметра обрезания по спину- $\sigma$  (9) удалось воспроизвести экспериментальные результаты только качественно, а в то же время количественные значения заметно различаются. Используя существующие в литературе экспериментальные данные о функции возбуждения реакций  $(\gamma, \gamma')$  для ядер  $^{111}\text{Cd}$ ,  $^{113}\text{In}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{167}\text{Er}$ ,  $^{179}\text{Hg}$ ,  $^{183}\text{W}$  и  $^{199}\text{Hg}$  [27, 28, 29, 30], для которых разница спинов основного и изомерного состояния сравнительно небольшая ( $\Delta J=3-6$ ), мы провели вычисления сечений этих реакций, используя обе модели для РСФ. Полученные результаты указывают на то, что изомерные отношения оказываются менее чувствительными к различным типам РСФ, и обе модели довольно хорошо воспроизводят экспериментальные результаты. Поскольку плотность уровней экспоненциально растет с увеличением энергии возбуждения, то вероятность заселения уровней со спином на много отличающегося от спина основного состояния в основном определяется РСФ компаунд-компаунд (C-C')  $\gamma$ -переходов ( $E_\gamma \leq 2 \text{ MeV}$ ). С одной стороны, использование для РСФ модели ГР, как показано на рис.5 приводит к уменьшению парциальных радиационных шири  $\Gamma_{if}^{E1}$  и  $\Gamma_{if}^{E2}$ , поскольку  $S_{CC'}^{E1(E2)} \sim E_\gamma^3$ . С другой стороны, использование для РСФ постоянных значений, нормированных на экспериментальные данные C-S переходов, приводит к увеличению доли E1 и уменьшению доли E2-переходов, хотя хорошо известно, что между состояниями одной оболочки ( $E_\gamma < 2 \text{ MeV}$ ) возможны M1- и E2-переходы и в принципе невозможны E1-переходы, так как из оболочечной модели энергии E1-переходов  $E_\gamma \geq 7 \text{ MeV}$  ( $\approx \hbar\omega$ ). Однако, как показывают теоретические оценки [31, 32] и известные экспериментальные данные [23], РСФ типа  $S_{CC'}^{E1}$

практически не зависят от энергии  $\gamma$ -квантов и примерно  $S_{cc}^{E1} \approx S_{cc}^{M1}$ , а отношения парциальных ширин M1- и E2-переходов  $\Gamma_{if}^{M1}/\Gamma_{if}^{E2} \approx 10$ . Имея в виду это, мы провели вычисления заселения изомеров с учетом различной природы начальных и конечных состояний ( $S_{cc}^{E1(E2)} \neq S_{cs}^{E1(E2)}$ ). Для РСФ  $S_{cc}^{M1}$  использовали систематику экспериментальных данных [21], при этом  $S_{cc}^{M1} = S_{cs}^{M1}$ . Для РСФ C-S переходов  $S_{cc}^{E1(E2)}$  использовали модель гигантских резонансов. РСФ E1-компаунд-компаунд переходов ( $E_\gamma \leq 2$  MeV) мы определяли из соотношения [26]:  $S_{cc}^{E1} = S_{cc}^{M1}$ , а РСФ  $S_{cc}^{E2}$  из условия  $\Gamma_{if}^{M1}/\Gamma_{if}^{E2} \approx 10$ . Полученные нами результаты указывают на удовлетворительное согласие между расчетом и экспериментальными результатами, причем для этого не потребовалось ввести какие-либо свободные параметры.

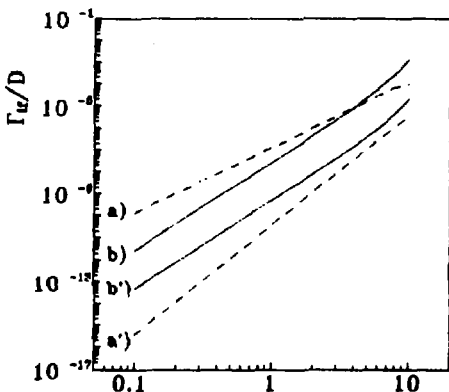


Рис.5. Зависимость РСФ ( $\Gamma_{if}/D$ ) от энергии  $\gamma$ -кванта: а) и а')-модель с постоянными значениями РСФ для E1- и E2-переходов; б) и б')-модель гигантского E1- и E2-резонанса.

#### Литература

1. Беленький В.М., Григорьев Е.П. "Структура четных ядер", М. Энергоатомиздат, 1987.
2. Жучко В.Е., Рабочее совещание "Современные направления в активационном анализе в ОИЯИ", Д14-88-833, ОИЯИ, Дубна, 1988.
3. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-9073, 1975, Дубна.
4. Browne E., Nuclear Data Sheets 1987.v.52.p.127.
5. Singh B., Nuclear Data Sheets 1990.v.61.p.243.
6. Schmorak M., Nuclear Data Sheets 1987.v.50.p.719.
7. Джилаван Л. и др., Препринт П-0473 ИЯИ АН СССР, 1986.
8. Kondev Ph. et. al., Nucl. Instr. and Meth. B71, p.126, 1992.
9. Grintakis E et. al., in Handbook on Nuclear Activation Data, IAEA, Vienna, 1987.

10. Ковалев В., Вторичные излучения ускорителей электронов, М., Атомиздат, 1979.
11. Воротников П. и др., в кн. Нейтронная физика, М., 1984., т. 3., с. 208.
12. Decowski P. et al., Nucl. Phys. 1973.v.A204.p.121.
13. Hergman M. et al., Nucl. Phys., 1978.v.A297.p.335.
14. Ставинский В., Шубин Ю., Ядерные константы вып.26, М. ЦНИИАтом-информ, 1977.с.52.
15. Жучко В.Е., ЯФ, 1977.т.25.с.299.
16. Axel P., Phys. Rev., v.126, p.671, 1962.
17. Points W.P., Z. Phys., v.197, p. 262, 1966.
18. Игнатюк А., Статистические свойства возбужденных ядер, Энергоатомиздат, М., 1983.
19. Truran J., Cameron A., in Proc. Intern. Conf. Properties of nuclei far from the region of beta-stability, Leysin, CERN 70-30.1970.v.1.p.275.
20. Соколов Ю.В. "Плотность уровней атомных ядер", М., Энергоатомиздат, 1990.
21. McCullagh C.M. et al., Phys. Rev. C23, p.1394, 1981.
22. Bartholomew G.A. et al., Adv. Nucl. Phys. v.7, p.229, 1972
23. Попов Ю.П., ЭЧАЯ, т.13(2), с:1165, 1982
24. Endt P.M., ADNDT, v.26, p.47, 1981.
25. Prestwich W.V. et al., Z. Phys. A315, p.103, 1984.
26. Detrich R. and Berman B., ADNDT, v.38, p.193, 1988.
27. Биган Э.М. и др., Препринт КИЯИ-84-13, Киев, 1984.
28. Мазур В.М. и Таке А.А., Препринт КИЯИ-81-40, Киев, 1981.
29. Биган Э.М. и др., Препринт КИЯИ-88-13, Киев, 1988.
30. Джилаван Л. и др., Препринт ОИЯИ Р4-89-320, Дубна, 1989.
31. Кадменский С.Г. и др., ЯФ, т.31(5), с.1175, 1980.
32. Вязянкин О.Н., Уриш М.Г., ЯФ, т.54(6), с.1508, 1991.

## THE $(\gamma, \gamma')$ - EXPERIMENT AT THE INJECTOR

### FOR THE MOSCOW RACETRACK MICROTRON

A. S. Alimov, A. S. Chepurnov, O. V. Chubarov, I. V. Gribov

B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, I. M. Piskarev,

E. V. Shirokov, A. V. Shumakov, V. I. Shvedunov

Institute of Nuclear Physics, Moscow State University

Moscow, Russia

The study of the atomic nuclei with electromagnetic probes is very important source of the information about nuclear structure. These investigations are commonly carried out at electron accelerators.

After creation of the continuous wave electron accelerators we have new very exciting possibilities for the research of atomic nuclei. These accelerators have a huge advantage over pulsed ones - 100% duty factor. Duty factor D is the ratio of "on" to "off" time of the electron beam.

The counting rate in the experiment is proportional to the beam current I. At the same time the possibilities of the particle recording depend on loading of detector  $N=I/D$ . For the same N the average beam current of the continuous wave accelerators may be higher by 2-3 orders than one for pulsed accelerator (conventional pulsed electron linacs have low duty cycle-on the order of 0.1%). Therefore, when we use the continuous wave accelerators we can increase precision of experimental data by 1-2 orders and study processes with very small cross-sections. Another virtue of this type of accelerators is high beam monochromatics ( $10^{-3}$  -  $10^{-4}$ ).

At the Department of Electromagnetic Processes and Interactions of Atomic Nuclei (Institute of Nuclear Physics of Moscow State University) it has been finished the construction of injector for new racetrack microtron. This accelerator has 100% duty factor and has no superconducting structures<sup>1/</sup>.

The injector for the racetrack microtron consists of 100 keV electron gun, line for formation of beam emittance, few linear accelerator sections and system for beam output.

The main design parameters of the injector are summarized in Table 1.

A schematic layout of the injector is provided in Fig.1.

The injector for the racetrack microtron may be used for studying of bound nuclear states in nuclear resonance fluorescence experiments.

The study of these states gives us deep insight into properties of low-lying nuclear excitations. Below the particle emission

threshold the nuclear energy levels are discrete and well-defined which simplify very much the interpretation of the experimental data. For discrete levels of even-even nuclei, we can determine unambiguously multiplicities and parities of  $\gamma$ -transition.

At excitation energies above the nucleon threshold, nuclear levels are overlapped and the determination of multipolarity and parity is much more difficult problem.

The energy region below nucleon threshold is very appropriate to the experiments with bremsstrahlung photon beams.

The paper presents the results of first nuclear resonance fluorescence experiment ( $\gamma, \gamma'$ ) made with the help of the racetrack microtron injector. The bremsstrahlung beam has been used in this experiment.

The experimental installation is shown in Fig.2.

The electron beam with energy of 6.2 MeV and a current of 2-3  $\mu\text{A}$  was focused on a bremsstrahlung converter consisting of a 0.17  $\text{g}/\text{cm}^2$  tantalum followed by a 11  $\text{g}/\text{cm}^2$  carbon beam stop. After collimation bremsstrahlung photons fell on target and were absorbed by photon dump (Fig.1). The radiation doses were 100-200 mC. Photons scattered by target were observed with 60  $\text{cm}^3$  Ge(Li) detector at  $127^\circ$  relative to the incident beam. Signals from the detector were accumulated in multichannel amplitude analyzer.

The nuclei and  $\gamma$ -transitions observed are summarized in Table 2.

In present day reactions ( $\gamma, \gamma'$ ), ( $e, e'$ ) and ( $p, p'$ ) are commonly used for studying of the nuclear levels below the nucleon emission threshold. These methods supplement each other.

The ( $\gamma, \gamma'$ ) experiment with real photons give us an information about form factors of states for 4-momentum transfer  $q_m^2=0$ . The excitation of nucleus with virtual photons (( $e, e'$ ) experiment) give us an information about form factors of states for 4-momentum transfer  $q_m^2 < 0$ .

Besides, the ( $\gamma, \gamma'$ ) experiments have a much higher energy resolution as compared one for ( $e, e'$ ) experiments, because Ge(Li) detectors with energy resolution 2-7 keV can be used for determination of outgoing photon energy. For comparison, typical energy resolution of 30-50 keV can be achieved at electron spectrometers.

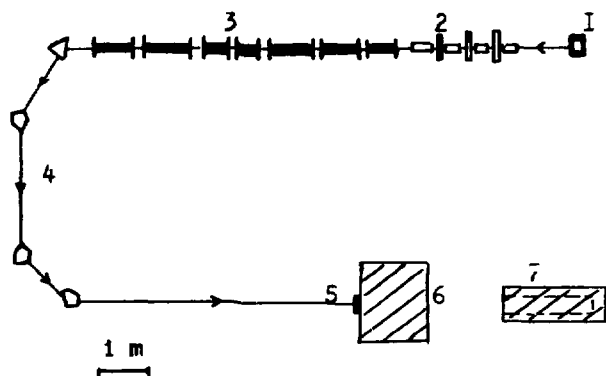
Moreover, in ( $\gamma, \gamma'$ ) experiment we can observe the population of excited levels of the final nucleus and we can obtain information about inelastic channels of  $\gamma$ -decay of investigated state <sup>12/</sup>. For example, in the nucleus <sup>23</sup>Na we observed transitions from level 2.98 MeV to level 0.44 MeV, in the nucleus <sup>19</sup>F we observed transitions from levels 1.55 MeV, 3.91 MeV and 3.96 MeV to levels 0.2 MeV, 1.55 MeV and 1.02 MeV, respectively.

Table 1. The parameters of the injector for the racetrack microtron

Energy of electrons, $E_0$	up to 6.5 MeV
En. resolution, $\Delta E_0/E_0$	$3 \cdot 10^{-3}$
Beam current, I	100 $\mu$ A
Duty factor, D	1

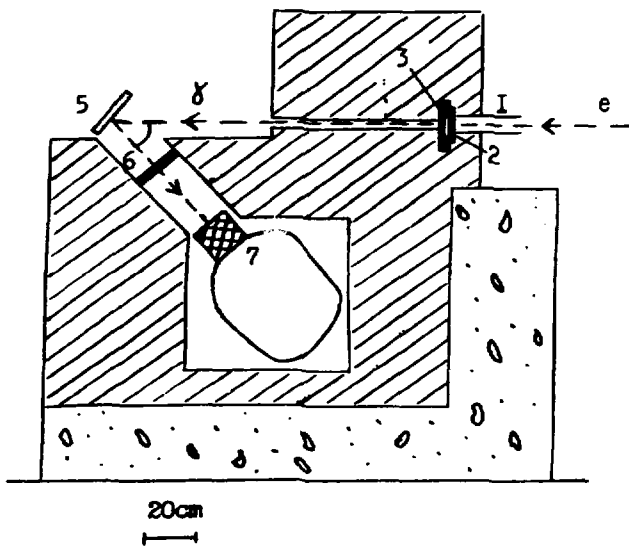
Table 2. The atomic nuclei and  $\gamma$ -transitions which have been investigated at the injector for the racetrack microtron

Nucleus	Transition or level energy ( MeV )	Nucleus	Transition or level energy ( MeV )
$^{11}\text{B}$	4.44 $\rightarrow$ 0	$^{32}\text{S}$	5.55 $\rightarrow$ 0
	5.01 $\rightarrow$ 0		5.82 $\rightarrow$ 0
$^{19}\text{F}$	1.55 $\rightarrow$ 0.2	$^{39}\text{K}$	3.88 $\rightarrow$ 0
	3.91 $\rightarrow$ 1.55		4.44 $\rightarrow$ 0
	3.96 $\rightarrow$ 1.02		5.25 $\rightarrow$ 0
	4.44 $\rightarrow$ 0		5.31 $\rightarrow$ 0
	4.56 $\rightarrow$ 0		5.6 $\rightarrow$ 0
$^{23}\text{Na}$	2.98 $\rightarrow$ 0.44	$^{63}\text{Cu}$	3.41
	2.98 $\rightarrow$ 0		4.12
	4.43 $\rightarrow$ 0		4.34
	5.38 $\rightarrow$ 0.44	$^{208}\text{Pb}$	4.84 $\rightarrow$ 0
	5.75 $\rightarrow$ 0		5.29 $\rightarrow$ 0
$^{28}\text{Si}$	3.38		5.49 $\rightarrow$ 0
	3.72		
	3.84		
	4.04		
	5.02		



- 1-electron gun
- 2-line of formation of beam emittance
- 3-sections of accelerator
- 4-system for beam turn
- 5-converter
- 6-shielding of detector
- 7-photon beam dump

Fig.1 The injector for the racetrack microtron.



- 1-tube for beam output
- 2-converter
- 3-electron absorber
- 4-collimator
- 5-target
- 6-hardener
- 7-Ge(Li) detector

the shielding

- lead
- concrete

Fig.2 The installation for NRF experiments at the injector.

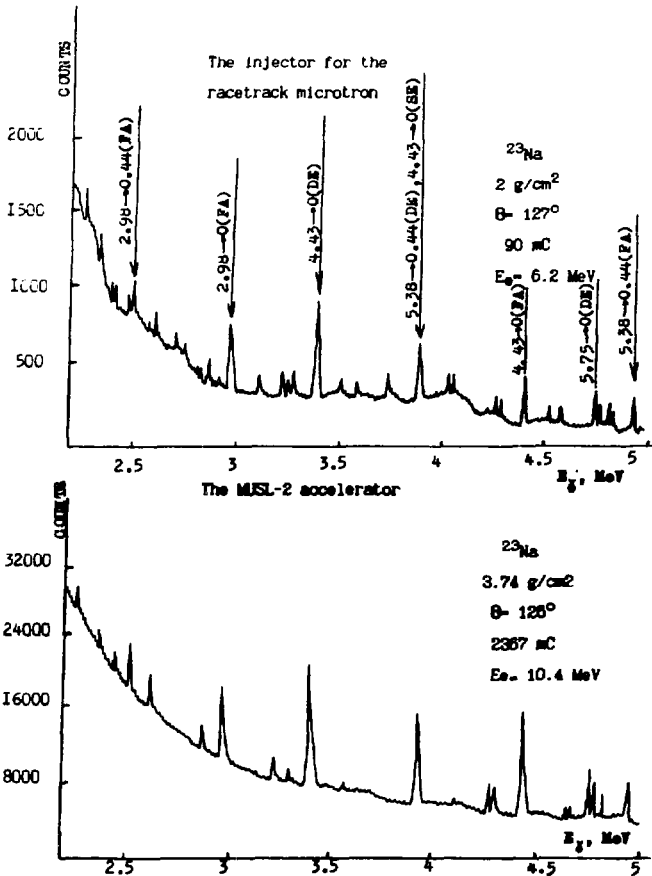


Fig.3 The spectra, obtained at the injector for the Moscow racetrack microtron and at MJSL-2 accelerator (31).



The results obtained were compared with the results from another works. Fig.3 shows the spectra for  $^{23}\text{Na}$  obtained at MUSL-2 accelerator (USA)<sup>/3/</sup> and at the injector for the racetrack microtron. These experiments have yielded similar results. The strong transitions quite correspond each other. In these spectra we observe peaks of full energy absorption (FA), single escape (SE) and double escape (DE) of annihilation photons. The background conditions allow to observe states with decay widths up to 0.1 eV.

So the injector for new racetrack microtron is a very useful machine for study of the low-energy nuclear resonance fluorescence.

#### REFERENCES

1. A.S.Alimov et al., The continuous-wave Race-Track Microtron of the Institute of Nuclear Physics of Moscow State University. Preprint NIIYaF MGU (1990) (in Russian).
2. B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov, V.I.Mokeev, The perspectives of investigation of the nuclear states below the nucleon emission threshold at electron continuous wave accelerators. Preprint NIIYaF MGU (1989) (in Russian).
3. R.Vodhanel et al., Phys.Rev.C29 409 (1984).

# ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ И КЛАСТЕРОВ В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Н.П.Балабанов, Х.Г.Христов

Университет им.П.Хилендарского, Пловдив, Болгария

Ю.П.Гангрский, Ф.Г.Кондев, А.П.Тончев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение фотоядерных реакций /ФЯР/ позволяет получить важные сведения о структуре и свойствах атомных ядер. Успехи, достигнутые в описании электромагнитных взаимодействий, стимулируют эксперименты по изучению процессов испускания различных частиц из возбужденных ядер в этих реакциях. Одним из таких направлений исследований являются фяР типа  $(\gamma, \alpha)$ , которые представляют уникальную возможность изучения процесса формирования  $\gamma$ -частиц в возбужденном ядре. Сравнение реакций  $(\gamma, \alpha)$  и других реакций позволило бы судить о роли предравновесных процессов, влиянии входного канала и т.д.

Однако реакции  $(\gamma, \alpha)$  исследованы сравнительно слабо, особенно это касается детальных измерений функций возбуждения. Одной из причин этого являются малые значения сечений /порядка долей миллибарна/ и связанные с этим трудности выделения реакций  $(\gamma, \alpha)$  на фоне других, более интенсивных процессов.

Целью данной работы является измерение сечений и функций возбуждения реакций  $(\gamma, \alpha)$  для ядер в широком диапазоне  $Z$  и  $A$  при энергиях  $\gamma$ -квантов в области гигантского дипольного резонанса /ГДР/ /18-25 МэВ/, сравнение с другими аналогичными реакциями и с теоретическими расчетами.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования были проведены на пучке тормозного излучения Микротрона МТ-25 ЛЯР ОИЯИ. Основным преимуществом применения Микротрона является высокая монохроматичность / $\Delta E = 30-40$  кэВ/ и сравнительно высокая мощность /до 500 Вт/ электронного пучка, что устраняет ряд трудностей, связанных с обработкой экспериментальных результатов.

Образцы, содержащие обогащенные изотопы исследуемых ядер, облучались при энергиях ускоренных электронов в диапазоне 18-25 МэВ при среднем токе пучка 15 мкА. Мониторирование потока  $\gamma$ -квантов осуществлялось с помощью пластинок из меди, которые облучались вместе с образцами. Для определения выхода реакции  $(\gamma, \alpha)$  на исследуемых ядрах

применен метод наведенной активности [1]. Он позволяет разнести во времени операции облучения и измерения, что устраняет трудности, связанные с наличием сильного фонового излучения вокруг ускорителя во время его работы. Измерения  $\gamma$ -излучения ядер-продуктов, накапливаемых в облученных образцах из реакции  $(\gamma, \alpha)$ , проводились с помощью  $\gamma$ -спектрометра, состоящего из полупроводникового детектора и многоканального анализатора.

### ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ $(\gamma, \alpha)$

Интегральное сечение реакции можно определить, зная выход реакции при одной граничной энергии тормозного излучения [2]. Выход реакции  $(\gamma, \alpha)$  на исследуемых ядрах при граничной энергии тормозного спектра  $E_{\gamma} = 23$  МэВ определялся относительным методом путем сравнения площадей пиков  $\gamma$ -излучения ядер продуктов и аннигиляционного излучения ( $E_{\gamma} = 511$  кэВ) ядра  $^{64}\text{Cu}$  ( $T_{1/2} = 12,8$  ч), образующегося в реакции  $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ .

Исследованные нами реакции  $(\gamma, \alpha)$ , выходы реакции  $Y$  и интегральные сечения  $\sigma^{int}$  представлены в таблице 1.

Таблица 1

РЕАКЦИЯ	$Y$ $10^3 (\text{моль} \cdot \text{P})^{-1}$	$\sigma^{int}$ МэВ. мкб
$^{51}\text{V}(\gamma, \alpha)^{47}\text{Sc}$	$8,9 \pm 0,8$	$3200 \pm 900$
$^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)^{61}\text{Co}$	$19,0 \pm 2,0$	$6500 \pm 1000$
$^{71}\text{Ga}(\gamma, \alpha)^{67}\text{Cu}$	$2,2 \pm 0,2$	$900 \pm 200$
$^{76}\text{Ge}(\gamma, \alpha)^{72}\text{Zn}$	$2,8 \pm 0,1$	$550 \pm 100$
$^{96}\text{Zr}(\gamma, \alpha)^{92}\text{Sr}$	$2,1 \pm 0,2$	$470 \pm 100$
$^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha)^{89}\text{mY}$	$1,8 \pm 0,2$	$710 \pm 200$
$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$	$1,6 \pm 0,2$	$430 \pm 100$
$^{115}\text{In}(\gamma, \alpha)^{111}\text{Ag}$	$0,27 \pm 0,05$	$64 \pm 20$
$^{143}\text{Nd}(\gamma, \alpha)^{139}\text{Ce}$	$0,38 \pm 0,05$	$74 \pm 21$
$^{145}\text{Nd}(\gamma, \alpha)^{141}\text{Ce}$	$0,24 \pm 0,04$	$46 \pm 15$
$^{148}\text{Nd}(\gamma, \alpha)^{144}\text{Ce}$	$0,64 \pm 0,06$	$100 \pm 30$
$^{170}\text{Er}(\gamma, \alpha)^{166}\text{Dy}$	$0,94 \pm 0,20$	$180 \pm 80$
$^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$	$0,18 \pm 0,05$	$40 \pm 15$
$^{207}\text{Pb}(\gamma, \alpha)^{203}\text{Hg}$	$0,082 \pm 0,016$	$26 \pm 12$

Измеренные интегральные сечения реакции  $(\gamma, \alpha)$  относятся к диапазону энергий возбуждения 18-23 МэВ. При этих энергиях, соответствующих области ГДР, расстояния между уровнями возбужденного ядра становятся гораздо меньше, чем их ширины, и основные

характеристики реакции  $(\gamma, \alpha)$  можно описать, используя статистический подход.

Поэтому представляет интерес провести сравнение измеренных интегральных сечений реакции  $(\gamma, \alpha)$  в широком диапазоне  $Z$  и  $A$  с расчетами, основанными на этом подходе [3].

Полученные нами экспериментальные значения  $\sigma^{int}(\gamma, \alpha)$ , нормированные для граничной энергии 23 МэВ, данные из работ [4, 5], а также расчеты по статистической модели показаны на рис. 1. Рассчитанные значения  $\sigma^{int}(\gamma, \alpha)$  были сглажены методом наименьших квадратов, чтобы исключить разброс энергий связи  $\alpha$ -частиц.

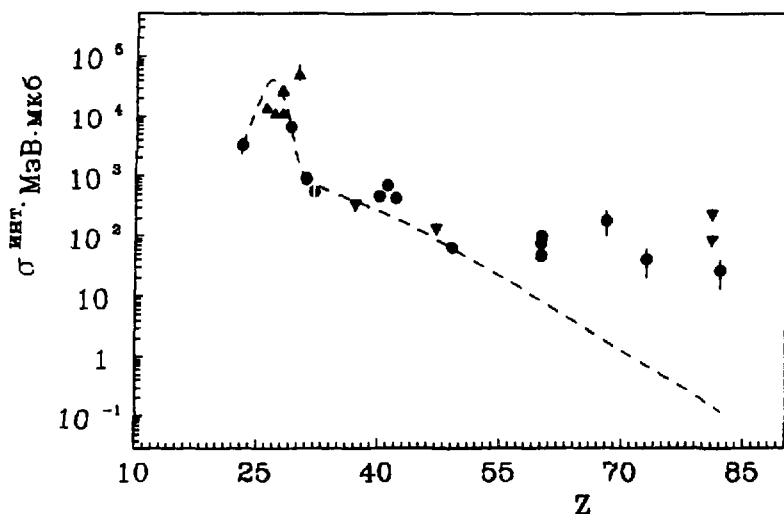


Рис. 1.

Зависимость интегральных сечений реакций  $(\gamma, \alpha)$  от атомного номера ( $Z$ ) при граничной энергии 23 МэВ: наши данные - ●, работа [4] - ▽, работа [5] - ▲, штриховая линия - расчет по статистической модели.

Из зависимости  $\sigma_{\text{эксп}}^{int}$  от  $Z$  видно, что для среднетяжелых ядер ( $30 \leq Z \leq 50$ ) интегральные сечения реакции  $(\gamma, \alpha)$  резко уменьшаются с увеличением  $Z$ . В этом диапазоне статистическая модель хорошо описывает характеристики реакции  $(\gamma, \alpha)$ , поэтому можно предполагать, что уменьшение  $\sigma^{int}(\gamma, \alpha)$  связано в основном с увеличением кулоновского барьера, который препятствует испарению  $\alpha$ -частиц из возбужденных ядер.

Качественно иная картина наблюдается для тяжелых ядер ( $Z > 50$ ), где с увеличением  $Z$  интегральные сечения реакции ( $\gamma, \alpha$ ) почти постоянные, а рассчитанные - в  $10^2 - 10^3$  раз меньше, чем экспериментальные. По-видимому, в этом диапазоне ядер заметную роль начинают играть прямые и предравновесные процессы в механизме реакции ( $\gamma, \alpha$ ).

Аналогичная зависимость имеет место и для реакций ( $\gamma, p$ ), где в области ГДР отмечен заметный выход протонов, связанный с прямыми процессами при  $Z > 50$  [6].

Заметный разброс в значениях  $\sigma^{int}(\gamma, \alpha)$  (например, для  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ ) связан, по-видимому, с наличием оболочечных эффектов и наиболее сильно проявляется при приближении конечных ядер к замкнутым оболочкам. Сравнение имеющихся экспериментальных данных по ( $n, \alpha$ )-реакциям на тепловых нейтронах [7], где наблюдается сильный разброс экспериментальных приведенных  $\alpha$ -ширин, с нашими результатами показывает, что при энергии возбуждения в области ГДР влияние оболочечных начинает значительно уменьшаться, но еще остается заметным.

#### ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ ( $\gamma, \alpha$ )

Измеряя выходы реакции ( $\gamma, \alpha$ ) при нескольких граничных энергиях тормозного излучения, методом "минимизации направленной расходимости" разработанным в [8] можно определить сечения при различных энергиях и построить функцию возбуждения реакции ( $\gamma, \alpha$ ).

Полученные таким методом функции возбуждения для некоторых из исследуемых ядер представлены на рис. 2.

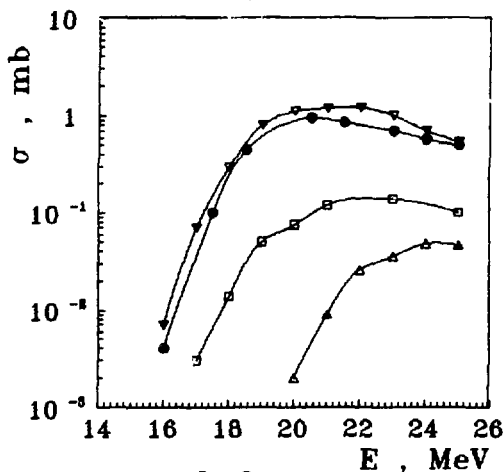


Рис. 2

$\nabla$  -  $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)$ ,  $\bullet$  -  $^{51}\text{V}(\gamma, \alpha)$ ,  $\square$  -  $^{76}\text{Ge}(\gamma, \alpha)$ ,  $\Delta$  -  $^{170}\text{Er}(\gamma, \alpha)$

Для всех них характерен быстрый рост с увеличением энергии тормозного  $\gamma$ -излучения и наличие максимума в районе 20-23 МэВ. При этом область максимума сдвигается в сторону больших энергий с ростом атомного номера ядра.

#### ЭМИССИЯ КЛАСТЕРОВ В РЕАКЦИЯХ С $\gamma$ -КВАНТАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

В реакциях с частицами высоких энергий с заметной вероятностью наблюдается эмиссия тяжелых кластеров /ядер, тяжелее, чем  $\alpha$ -частица/. Кинетическая энергия этих ядер оказывается близкой к высоте кулоновского барьера остаточного ядра [9]. Например, при эмиссии ядер  $^{24}\text{Na}$  и  $^{28}\text{Mg}$  из  $^{238}\text{U}$  она составляет 60-70 МэВ. Считалось, что кластеры образуются в результате фрагментации на ядрах мишени. Дальнейшие исследования показали, что имеет место и испарение кластеров из высоковозбужденных ядер [10] /с энергией возбуждения выше 100 МэВ/.

Со значительно меньшей вероятностью эмиссия тяжелых кластеров наблюдается при более низких энергиях возбуждения. В этом случае кинетическая энергия кластеров была несколько ниже, чем в реакциях с частицами высоких энергий. Например, при эмиссии  $^{28}\text{Mg}$  из  $^{232}\text{U}$  или  $^{238}\text{U}$  она составляла 40-50 МэВ. В таких реакциях эмиссия тяжелых кластеров рассматривалась как результат сильно асимметричного бинарного или тройного деления.

Теоретические расчеты показали, что может иметь место и спонтанная эмиссия тяжелых кластеров из основных состояний ядер.

Это явление было обнаружено в последние годы для целого ряда ядер /например, эмиссия  $^{14}\text{C}$  из  $^{222-224}\text{Ra}$ ,  $^{24}\text{Ne}$  из  $^{231}\text{Pa}$  и др. [11]/. Вероятность спонтанной эмиссии таких кластеров составляет  $10^{-10}$ - $10^{-12}$  от вероятности  $\alpha$ -распада и в ядрах легче урана превосходит вероятность спонтанного деления.

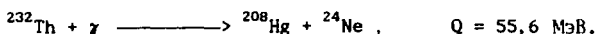
Представляет большой интерес проведения исследований эмиссии тяжелых кластеров из ядер с низкой энергией возбуждения. Это позволило бы более детально судить о механизме данного явления, т.к. явилось бы источником сведений о вероятности формирования кластеров внутри ядра, о величине деформации ядра при испускании кластеров и т. д.

Однако исследования с возбужденными ядрами связаны с дополнительными трудностями, обусловленными фоном от бомбардирующих частиц. Большие перспективы в этом направлении открывает использование тормозного  $\gamma$ -излучения электронных ускорителей. Большая проникающая способность  $\gamma$ -квантов и высокая интенсивность дают возможность достигнуть высокой чувствительности измерений.

Нашей целью было определение вероятности испускания тяжелых

кластеров и их кинетической энергии при сравнительно низких энергиях возбуждения /до 30 МэВ/ в реакциях с  $\gamma$ -квантами.

Для исследования была выбрана реакция :



Испускаемый в этой реакции кластер  ${}^{24}\text{Ne}$  переходит в результате  $\beta$ -распада  $T_{1/2} = 3,4$  мин/ в удобный для измерения изотоп  ${}^{24}\text{Na}$   $T_{1/2} = 15$  ч/ с характерной  $\gamma$ -линией с энергией 2,754 МэВ.

Методика эксперимента описана в [12]. Слой  ${}^{232}\text{Th}$  облучался пучком тормозного излучения микротрона. Пленки из поликарбоната служили сборниками для испускаемых из возбужденных ядер кластеров  ${}^{24}\text{Ne}$  и осколков деления. После облучения на Ge(Li)- детекторе измерялся спектр  $\gamma$ -излучения каждого из сборников. По интенсивности соответствующих  $\gamma$ -линий можно судить о выходах кластеров  ${}^{24}\text{Ne}$  и осколков деления.

В результате измерений было определено сечение образования тяжелого кластера  ${}^{24}\text{Ne}$  в фотоядерных реакциях. При энергии  $\gamma$ -излучения около 28 МэВ оно оказывается около  $10^{-32} \text{ см}^2$ . Отсюда следует, что отношение сечения реакции с вылетом кластера  ${}^{24}\text{Ne}$  к сечению деления  $\sigma_{\text{кл}}/\sigma_{\text{д}} = 5 \cdot 10^{-7}$ , а к полному сечению реакции  $\sigma_{\text{кл}}/\sigma_{\text{р}} = 5 \cdot 10^{-8}$ . Эти отношения того же порядка, что и в реакциях легких заряженных частиц с ядрами Th и U.

Распределение активности  ${}^{24}\text{Na}$  по отдельным сборникам позволяет судить о пробеге и энергии кластеров. При  $E_{\gamma} = 28$  МэВ пробег оказался  $2,5 \pm 0,3 \text{ мг/см}^2$ . Этот пробег соответствует кинетической энергии кластеров  $40 \pm 8$  МэВ.

Такая энергия существенно меньше ожидаемой /около 80 МэВ/, которая включает энергию реакции /55 МэВ/ и вносимую в ядро  $\gamma$ -квантом энергию возбуждения /до 28 МэВ/. Кинетическая энергия кластеров такова, что они уносят лишь часть энергии возбуждения ядра. Для объяснения эмиссии кластеров с такой низкой кинетической энергией необходимо предполагать, что ядро в момент разрыва характеризуется большими значениями параметра деформации /отношение большой и малой полуоси около 3/. Другим возможным объяснением является деление ядра на три осколка. При таком способе деления наиболее легкий осколок может иметь сравнительно низкую кинетическую энергию.

## ЛИТЕРАТУРА

---

1. Гангрский Ю.П. и др., Научни трудове на Пловдивски университет, том 26, кн. 4, 1988, с.15.
2. Антонов А.Д. и др., ЯФ, т. 51, вып. 2, 1990, с.305.
3. Антонов А.Д. и др., ЯФ, т.51, вып. 1, 1991, с.14.
4. Erdos P. et al., Nev. Phys. Acta, 1957, v.30, p.639.
5. Dodge W. et al., Phys. Rev., 1981, v.C24, p.1952.
6. Shevchenko V.G., Yurev B.A., Nucl. Phys., 1962, v.37, p.495.
7. Балабанов Н.П. и др. ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.317.
8. Тараско М.Э., Препринт ФЭИ N 156, Сбниск, 1969.
9. Jagund A., Forkman B., Z.Phys.A, 1977, v.291, p.47.
10. Scotka L.G. et al., Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.2187.
11. Замятин Ю.С. и др., ЭЧАЯ, 1990, т.21, вып. 2, с.537.
12. Гангрский Ю.П. и др., ЯФ, т.44, вып.2(8), 1986, с.294.



PHOTOACTIVATION OF ISOMER  $^{137}\text{Ce}$  IN THE REGION OF  
GIANT DIPOLE RESONANCE

A.G.Belov, Yu.P.Gangrsky, F.G.Kondev, A.P.Tonchev  
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna  
N.P.Balabanov  
Department of Nuclear Physics, Plovdiv University

I. Introduction

In the present paper the isomeric ratio (IR) of  $^{137}\text{Ce}$  versus  $\gamma$ -quanta energy in the area of the giant dipole resonance (GDR) has been studied. The investigation of isomer yields for  $\Delta I \geq 4$  is of particular interest because such a difference in angular momenta may lead to a considerable influence of the quadrupole component in the population of these states.

II. Experimental

The experiment was carried out on the MT-25 microtron<sup>1/1</sup> at the Laboratory of Nuclear Reactions, Dubna. The electron beam was directed towards a tungsten target (2 mm thick) behind which there was an aluminium electron absorber (3 cm). For each irradiation the number of electrons, incident on the bremsstrahlung target, were registered by a current integrator. Samples of natural abundance in the form of oxides were packed in lavan packets were located at a distance of 1 cm from the absorber along the electron beam axis. After each irradiation the residual activity of isomeric and ground states was measured. The IR was determined from the transition intensities ratio of 254.3 keV ( $^{137m}\text{Ce}$ ,  $J^\pi=11/2^-$ ,  $T_{1/2}=34.4$  h) and 447.2 keV ( $^{137g}\text{Ce}$ ,  $J^\pi=3/2^+$ ,  $T_{1/2}=9.0$  h)  $\gamma$ -lines. The results obtained at maximum  $\gamma$ -quanta energy of 15, 20 and 25 MeV are given in the table.

Reaction	$E_{\gamma_{\max}}$ , MeV	IR
$^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m,g}\text{Ce}$	15	$0.15 \pm 0.02$
	20	$0.19 \pm 0.02$
	25	$0.20 \pm 0.02$

The measurements have been performed for several days in order to determine experimentally the half-lives. Spectra (4096 channels) were accumulated by IBM PC/AT computer with the help of the SPM program<sup>[2]</sup>. The absolute photoefficiency of the germanium detector ( $V = 60 \text{ cm}^3$ , resolution of 3 keV on the line of 1333 keV) was obtained with the help of a calibration source, the measurement being carried out in the same geometry as that for the investigated samples.

### III. Results

The IR for the a given maximum  $\gamma$ -quanta energy was obtained from the photopeak areas. Measurement procedure and experimental data processing are described more in detail in the paper<sup>[3]</sup>. Energy and spin distributions of the final nuclear excited states are determined by energy, number and type of outgoing particle and also by spin and energy of a compound nucleus which are practically well known for E1 photoexcitation in the region of GDR.

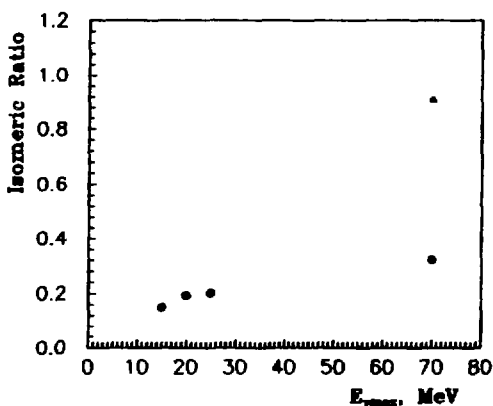


Fig.1 Dependence of the IR for  $(\gamma, n)$  and  $(\gamma, 3n)$  reactions on the excitation energy

For instance, in Fig.1 the IR for  $^{137}\text{Ce}$  as a function of  $\gamma$ -quanta energy is shown. The ratio increases by a factor of two within increasing of incident  $\gamma$ -quanta energy almost 7 times. At the same time

this IR increases almost 3 times after emission not of one but three neutrons at the same maximum  $\gamma$ -quanta energy <sup>44</sup>. One can see that IR is more sensitive to the number of emitted neutrons, than to excitation energy. One can explain by means of the fact that after  $\gamma$ -quanta irradiation of an even-even nucleus, a compound nucleus with exactly defined spin and evenness  $J^{\pi}=1^{-}$  is formed. This nucleus decays with a high probability to a state of low angular momentum and after 3 neutron emission the distribution becomes broader.

#### References

1. Kapitsa S.P, Melekhin B.N., M., "Nauka", 1969
2. International Workshop "Modern trends in activation analysis in JINR" Dubna, 26-28 June 1988 p.191
3. Vanska R. and Rieppo R., Nucl. Instr. and Methods 179 p.525(1981)
4. Hausteijn P.E. and Voigt A.F., J. Inorg. Nucl. Chem. v.33, No. 2 1971

ПРИМЕНЕНИЕ ТОРМОЗНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОТРОНА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ СЖИГАНИИ УГЛЕЙ

О. Д. Маслов, А. Г. Белов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Многоэлементный анализ углей и продуктов их сжигания представляет определенную трудность при применении традиционных химических и оптических методов анализа. Гамма-активационный анализ, обеспечивающий чувствительность определения элементов до  $10^{-1} \cdot 10^{-2}$  г/т, может быть наиболее перспективным в оценке элементного состава углей и продуктов их сжигания.

При энергетическом сжигании углей микроэлементы в зависимости от их физико-химических свойств распределяются между шлаком, зольными уносами и газовой фазой. Серьезную угрозу для окружающей среды могут представлять газовые выбросы соединений тяжелых металлов, которые находятся в угле. Сжигание углей приводит к уменьшению массы образца. Это может быть использовано для повышения аналитической чувствительности определения некоторых элементов в углях. А для правильного анализа исходного образца необходимо знать поведение элементов в процессе сжигания. Поэтому изучение распределения редких и токсичных металлов между твердой и газовой фазами в различных частях технологических установок, где существенно различаются температуры, имеет практическое значение.

В настоящем докладе представлено применение тормозного гамма-излучения микротрона для изучения распределения тяжелых металлов по технологическим фракциям при сжигании бурых углей. Кроме того, анализировали распределение ряда элементов на промышленных технологических установках.

Сжигание углей производили на установке, созданной на базе бытового аппарата, снабженной приспособлениями для улавливания зольных уносов. Схема установки представлена на рисунке. Температуру в зоне горения угля была около  $1160^{\circ}\text{C}$ . Температуру на сборниках зольных уносов поддерживали равной  $120^{\circ}\text{C}$ , а перед волокнистым фильтром - не более  $80-90^{\circ}\text{C}$ . После сжигания каждой пробы угля установку разбирали, очищали поверхность всех частей газового тракта от осажденных зольных уносов и их образцы анализировали. Содержание микроэлементов в образцах определяли с помощью инструментального гамма-активационного анализа (ИГГАА)<sup>1/</sup>. Облучение проводили тормозным излучением микротрона ЛЯР ОИЯИ в течение 4 часов. Энергия ускоренных электронов равнялась 18 МэВ, что позволило исключить реакцию  $(\gamma, n)$  на углероде и устранить вклад от фотоядерных реакций  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  и др., средний ток - 15 мкА.

Порошкообразные образцы массой 1-2,5 г помещали в полиэтиленовые кассеты  $\varnothing$  40 мм и высотой 5 мм. Кассеты закрывали лавсановой пленкой толщиной 6-10 мкм, чтобы обеспечить при измерениях минимальное поглощение рентгеновских и

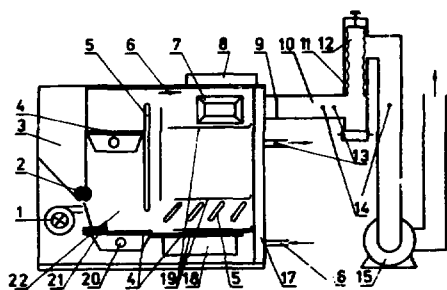


Рис. Схема установки для сжигания углей. 1-15 - вентиляторы, 2 - питатель, 3 - бункер, 4 - колосниковая решетка, 5 - радиатор, 6-шибер, 7, 8 - пламегаситель, 9 - задвижка, 10 - труба, 11 - фильтродержатель, 12 - фильтр, 13 - термопара, 14 - измерение расхода газа, 16 - подача воды для охлаждения, 17 - котел, 18 - зольник, 19 - сборники зольных уносов, 20 - коллектор для подачи воздуха, 21 - шурующая планка, 22 - топочное пространство.

определения нуклидов с различными периодами полураспада. Время измерения равнялось 10, 30 и 60 минутам.

Содержание элементов в угле, шлаке и зольных уносах представлено в таблице. Эти результаты являются усредненными значениями по ряду опытов.

Из таблицы видно, что в зольных уносах концентрируются мышьяк, иод, сурьма и свинец, а в шлаке - хром, цирконий и барий.

В исходном угле содержание молибдена, иода, сурьмы и свинца ниже предела обнаружения, а в зольных уносах их содержание значительно выше. Зная выход технологической фракции, можно оценить содержание элемент в сжигаемом угле. При этом предел обнаружения для исходного образца угля понижается в 10-100 раз.

Предел обнаружения рассчитывали по формуле<sup>12/</sup>:

$$L = C \cdot \frac{(2,71 + 4,67 \sqrt{I_{\phi}})}{I} \Phi_{\phi},$$

где L - предел обнаружения, I - площадь пика,  $I_{\phi}$  - площадь фона под пиком, C - концентрация, % или г/т.

низкоэнергетических гамма-квантов. Пакет для облучения представлял собой цилиндр, состоящий из 7 кассет с анализируемыми образцами и одного стандартного образца. Изменение потока тормозных гамма-квантов вдоль оси цилиндрического пакета определяли с помощью помещенных между образцами мониторов, представляющих собой сетку из позолоченной вольфрамовой проволоки, запаянную в полиэтиленовую пленку.

В качестве стандартов использовали эталонные образцы почв СССР СП-1 ( № 901 - 76 ), СП-2 ( № 902 - 76 ).

Гамма-спектры облученных образцов измеряли с помощью детектора из сверхчистого германия объемом 2,1 см<sup>3</sup> с разрешением 0,6 кэВ на линии <sup>57</sup>Со с энергией 122 кэВ и коаксиального Ge(Li) - детектора с чувствительным объемом 70 см<sup>3</sup> и разрешением 3,5-4 кэВ на линии <sup>60</sup>Со с энергией 1332 кэВ. Перед измерением образцы выдерживали в течение 2 часов, 1, 7, 20 суток с целью

Таблица  
Содержание элементов в угле, шлаке и зольных уносах, г/т

Элементы	Уголь	Шлак	Труба	Фильтр	Предел обнаружения, г/т
Хром	300	1000	1000	700	5
Мышьяк	3,5	5	30	600	0,5
Цирконий	270	700	400	300	1
Ниобий	5	15	8	< 1	1
Молибден	5	27	58	16	1
Молибден *	1	5		3,5	
Сурьма	0,5	0,5	< 0,5	80	0,5
Иод	< 5	20	13	80	5
Барий	85	250	200	170	5
Свинец	< 2	< 2	80	980	2
Свинец *	< 3	< 1		40	

\* Распределение элемента на промышленной установке.

Из таблицы также видно, что при нарушении технологического процесса улавливания зольных уносов возможно загрязнение окружающего пространства, например сурьмой и свинцом.

Таким образом, из приведенных выше результатов следует, что при 4-часовом облучении гамма-квантами микротрона проб углей и продуктов их сжигания можно определять содержание ряда тяжелых элементов. Пределы обнаружения элементов (As, Mo, Nb, Sb, Zr) достигают  $1 \cdot 10^{-6}$  -  $1 \cdot 10^{-7}$  г/г. При анализе продуктов сжигания аналитическая чувствительность определения некоторых элементов повышается, так, предел обнаружения в угле, например, мышьяка достигает  $1 \cdot 10^{-8}$  г/г, а для свинца -  $1 \cdot 10^{-9}$  г/г.

Применение микротрона для ИГАА позволяет определять до 40 - 50 элементов в углях и продуктах их сжигания.

#### Литература

1. Содном Н. и др. - Химия тв. топлива, 1989, 1, с. 11.
2. Currie L. A. - Anal.Chem., 1968, 40, p. 586.

Ю. Г. Тетерев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Щелочные металлы, входящие в состав различных сплавов, могут привносить с собой водород, который влияет на хрупкость этих сплавов. Определение же содержания водорода в щелочных металлах затруднено из-за их высокой химической активности. Здесь вниманию предлагается ядерно-физическая методика, для которой химические свойства объекта не являются определяющими. В основу методики положен предложенный в [1] способ. Способ состоит в том, что исследуемый образец облучают эпитепловыми нейтронами, предварительно пропущенными через резонансный фильтр. Рассеянные на ядрах исследуемого вещества нейтроны регистрируются резонансным детектором. Активация резонансного детектора будет тем выше, чем больше потери энергии при рассеянии и больше сечение рассеяния, как было установлено, наиболее чувствителен этот способ к присутствию в исследуемом образце водорода.

Предел обнаружения, который был достигнут в работе [1], составил 0,015 г. В данной работе задача состояла в том, чтобы снизить предел обнаружения на два порядка. Кроме того, вес образца не мог быть более 1-2 г. Для такого снижения предела обнаружения необходимо по крайней мере существенно улучшить статистику и принять дополнительные меры к снижению различного рода ошибок.

В качестве существенно более мощного, чем в работе [1], был использован источник нейтронов на основе уранового конвертора, который облучался электронами, ускоренными на микротроне МТ-25 ДЯР ОИЯИ [2] до энергии 22-25 МэВ. Быстрые нейтроны, вылетающие из конвертора, замедлялись в графитовом кубе размером 1,2 м. В качестве резонансного фильтра служил цилиндр из металлического индия с толщиной стенки 4 мм. Резонансный детектор представлял собой широкое (высотой 12 мм) кольцо (диаметром 12 мм) из алюминиевой фольги, внутренняя поверхность которого была покрыта индием толщиной 40 мкм. Так как при использовании микротрона трудно обеспечить высокую стабильность поля нейтронов во времени, были использованы активационные мониторы также из индия. Причем каждому детектору соответствовал свой монитор. Все нестабильности поля нейтронов в точности одинаково сказывались на активации детектора и монитора. Вся сборка из резонансного фильтра, детектора и монитора помещалась в герметичный контейнер. При проведении анализов в этот же контейнер в инертной атмосфере помещался и исследуемый образец. Для создания инертной атмосферы служил специальный перчаточный бокс со шлюзом, через которые продувался, чистый аргон. В этом же боксе и изготовлялись образцы из того материала, который в герметичных упаковках доставлялся для исследования. С помощью приспособлений изготавливались образцы диаметром и высотой 11 мм. Облучение в

поле эпитепловых нейтронов с плотностью потока  $10^6$  нейтр/см<sup>2</sup>с проводилось в течение 4 мин. После облучения контейнер с образцом доставлялся опять в бокс, где из него в инертной атмосфере извлекался детектор и монитор. Детектор и монитор через шлюз извлекались из бокса и их активность одновременно измерялась с помощью двух газоразрядных бета-счетчиков. Для достижения необходимой величины статистики (более, чем  $10^5$  импульсов) измерения продолжались 20 мин. Были выбраны однотипные бета-счетчики, чтобы изменения окружающей температуры и атмосферного давления одинаково сказывалось на их характеристиках. Результат измерения выражался через отношение счетов импульсов, зарегистрированных счетчиками. При пятикратном повторении облучения и измерения, проведенных без образцов, было найдено среднее значение этого отношения и определена дисперсия, которая составила 0,5%. При проведении градуировочных измерений было установлено, что изменение содержания водорода на  $10^{-4}$  г приводит к изменению отношения счетов на 1%.

хотя способ и обладает высокой избирательностью, его избирательность ухудшается с уменьшением атомной массы исследуемого образца. Из щелочных металлов наименьшим атомным весом обладает литий. Прямыми измерениями было установлено, что чувствительность к присутствию лития составляет 1% изменения отношения счетов на 0,05 г Li. Чувствительности к присутствию натрия и других щелочных металлов при весе образца вплоть до 3 г замечено не было. Таким образом, только при определении содержания водорода в литии необходимо вводить поправку на рассеяние нейтронов в матрице. Поправку легко рассчитать, зная вес лития в образце и измеренную чувствительность.

Основные практические измерения были проведены нами для определения содержания водорода в литии и его сплавах. Предел обнаружения, который был достигнут в этих измерениях, составил  $2 \cdot 10^{-4}$  г/г. Предел обнаружения может быть снижен еще, если увеличить статистику измерений. В данной работе этому мешало низкое быстроедействие газоразрядных счетчиков. Активация детекторов и мониторов может быть увеличена на два порядка увеличением времени активации и выбором более близкого к конвертору места для облучения в графитовом кубе. Достоинством методики можно считать то, что она является неразрушающей и позволяет проводить многократные повторения анализа для одного и того же образца.

#### Литература.

1. Тетерев Ю. Г. Атомная энергия, т. 67, вып. 4, с. 271-274.
2. Белов А. Г., Бондаренко П. Г., Шимане Ч., Вогнар М.  
Сособщение ОИЯИ, 18-84-8, Дубна, 1982, 13 с.



# РАДИАЦИОННЫЙ СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ФТОРСОДЕРЖАЩИХ КАТИОНОБМЕННЫХ МЕМБРАН

Г. К. Костов, А. Н. Атанасов

Высший химико-технологический институт им. проф. д-ра А. Златарова,  
Бургас, Болгария

## Р Е З Ю М Е

Синтезированы гидрофильные карбоксилсодержащие фторполимеры путем радиационной прививки акриловой кислоты к тетрафтор-этилен-этиленовым сополимерам различного состава. С использованием прямого метода прививки установки с  $^{60}\text{Co}$  и пострадиационного в воздушной среде (ускоритель электронов "Cockroft-Walton") исследовано влияние условий прививки акриловой кислоты (мономерная концентрация, мощность дозы, доза толщина пленки и др.) на степень прививки разных типов лабораторно полученных и фирменных тетрафторэтилен-этиленовых сополимеров.

Исследованы основные характеристики синтезированных катионообменных мембран - влагосодержание, электрическое сопротивление, число переноса, термо- и химическая стойкость, физико-механические свойства и др.

## В В Е Д Е Н И Е

В последние годы многие опубликованные работы посвящены изучению радиационно-инициированной прививке акриловой кислоты (АК) на фторполимеры с целью получения катионообменных мембран (КОМ), имеющих разнообразное применение. Путем использования разных методов прививки [1-9] была исследована главным образом прививка АК к политетрафторэтилену (ПТФЭ). В литературе существует очень мало публикаций о прививке гидрофильных мономеров, в том числе и АК, к тетрафторэтилен-этиленовым (ТФЭ-Э) сополимером [10, 11], несмотря на то, что эти сополимеры имеют ряд преимуществ при переработке по сравнению с ПТФЭ [12-14], более высокую радиационную стойкость и могут быть облучены без значительной деструкции [12, 15].

Целью настоящего сообщения является исследование условий радиационно-инициированной сополимеризации АК на пленки из ТФЭ-Э сополимеров разного состава и характеристики полученных на этой основе катионообменных мембран.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

С помощью высокоэнергетических излучений ( $\gamma$ -лучей и ускоренных электронов) была проведена радиационно-прививочная сополимеризация АК на пленки из ТФЭ-Э сополимеров разного состава. Используются полученные в лаборатории сополимеры с содержанием ТФЭ 52.8; 46.5 и

49.3 mol%, обозначенные соответственно ТФЭ-Э-I, ТФЭ-Э-II и ТФЭ-Э-III, и фирменные сополимеры.

Было установлено значительное повышение степени прививки с увеличением содержания С-Ф связей в сополимерах. Для сравнительных исследований использован тетрафторэтилен-гексафторпропиленовый сополимер TEFLON FEP-100.

Результаты радиационной прививки АК на пленки из фторсодержащих сополимеров обобщены в табл.1.

Таблица 1.

Обобщенные результаты радиационной прививки АК к разным фторсодержащим сополимерам при температуре 298К по прямому и при 338К по пострадиационному методу

№ СОПОЛИМЕРЫ	УСЛОВИЯ ПРИВИВКИ					Степень	
	Облучение	Мощность дозы, Gy/h	Доза, kGy	[АК], mass%	[Соль Мора], mass%	Толщина фильма, $\mu\text{m}$	прививки, %
1. ТФЭ-Э-I	$^{60}\text{Co}(\text{H})^*$	3.6	0.60	40	1.5	75	13.1
	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	3.6	0.60	70	1.5	75	16.3
	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	3.6	0.70	40	1.5	75	16.3(50h)
	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	3.6	0.60	40	1.5	40	13.7
	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	3.6	0.60	40	0.8	40	10.3
	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	500	15.00	40	1.5	95	5.0
	$^{60}\text{Co}(\text{H})^{**}$	500	15.00	40	1.5	95	30.5
	Эл. уск. <sup>***</sup>	$6.5 \times 10^6$	18.00	20	-	55	42.5(10')
2. ТФЭ-Э-II	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	3.6	0.60	40	1.5	75	8.7
	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	3.6	0.70	40	1.5	75	10.1(50h)
	Эл. уск.	$6.5 \times 10^6$	18.00	20	-	55	9.1(10')
3. ТФЭ-Э-III	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	3.6	0.60	40	1.5	75	10.8
4. Hostafion ET-VP 6235	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	500	15.00	40	1.5	95	5.0
	$^{60}\text{Co}(\text{Л})$	500	15.00	40	1.5	95	12.3
	Эл. уск.	$6.5 \times 10^6$	18.00	20	-	95	42.4(10')
	$^{60}\text{Co}(\text{H})$	500	15.00	40	1.5	95	27.5
5. Teflon FEP-100	$^{60}\text{Co}(\text{Л})$	500	15.00	40	1.5	95	51.8
	Эл. уск.	$6.5 \times 10^6$	18.00	20	-	55	16.0(10')

\*  $^{60}\text{Co}(\text{H})$  - непрерывное облучение на  $^{60}\text{Co}$  - облучателе;

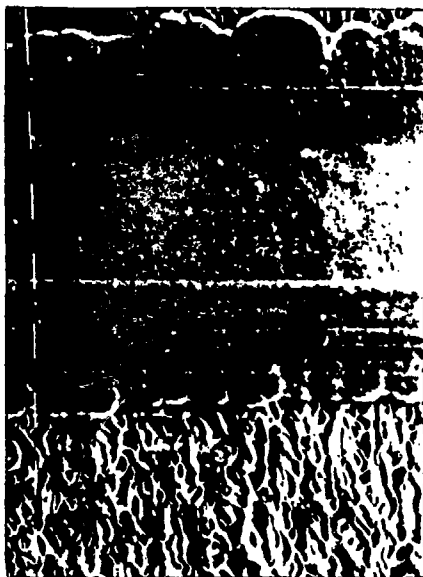
\*\*  $^{60}\text{Co}(\text{Л})$  - дискретное облучение на  $^{60}\text{Co}$  - облучателе;

\*\*\* Эл. уск. - облучение на ускорителе электронов типа

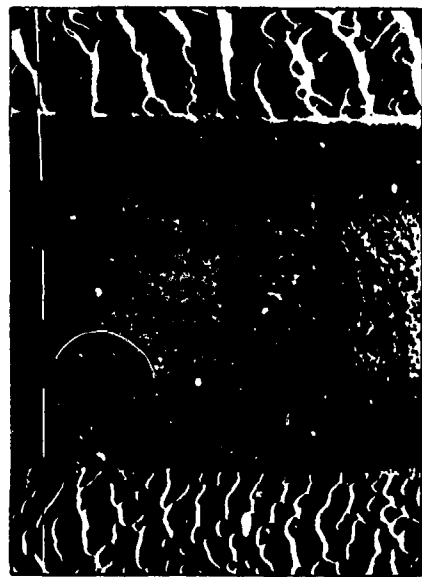
"Cockcroft-Walton" в воздушной среде при 298К; 50h-время постполимеризации.



а



с



б

Рис.1. Электронно-микроскопические фотографии КОМ, полученные пострadiационным (а и с, соответственно  $\times 1250$  и  $\times 640$ ) и прямым (в,  $\times 1250$ ) методами.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что самым подходящим является прямой метод многократной (дискретной, с перерывами) прививки на  $^{60}\text{Co}$  установке. Он дает возможность достичь более равномерного распределения привитой полиакриловой кислоты (ПАК) в глубине полимерной подложки благодаря большей возможности диффузии мономера к активным центрам. Сополимер с более высоким содержанием фтора, толщина пленки от 50 до 120  $\mu\text{m}$ , концентрация соли Мора до 1.5–2.0 mass%, сравнительно невысокие мощности дозы (0.4–0.8 kGy/h) и температура прививки 298 K являются подходящими для получения КОМ со степенью прививки от 15 до 60 %.

При применении пострадиационного метода прививки и облучения полимерной подложки в воздушной среде получается сравнительно неравномерная и поверхностная прививка ПАК, что определяется природой электронного пучка и использованными высокими мощностями дозы.

Сканирующей электронной микроскопией (СЭМ) установлено, что прививочная сополимеризация является диффузно-лимитированной, протекает преимущественно на поверхности пленки при низких степенях прививки по прямому методу и в особенности по пострадиационному методу и увеличивается по глубине полимерной матрицы с повышением диффузии АК через привитый слой. Постполимеризационный эффект значительно повышает степень прививки.

Метод многократной (дискретной) прививки  $\gamma$ -облучением дает наиболее равномерное распределение привитой ПАК по глубине полимерной пленки по сравнению с другими использованными радиационными методами.

Распределение привитой ПАК в глубине КОМ исследовано с помощью СЭМ (фиг. 1). На ней видно, что при пострадиационном методе получения КОМ толщина привитого слоя ПАК увеличивается от 21.4 до 36.4 % при росте степени прививки от 23.8 до 31.8 % (а, с). В КОМ, полученной прямым методом, привитый слой ПАК имеет концентрацию 30.0 % при степени прививки 10.7 % (в).

Эти результаты предполагают также, что непривитый слой остается в средней области полимерной матрицы при низких степенях прививки по прямому и в особенности по пострадиационному методу. Этот слой определяет и высокое электрическое сопротивление КОМ.

Были исследованы также и основные характеристики полученных КОМ. Синтезированные карбоксилсодержащие мембраны, полученные прямым методом радиационной прививки, имеют хорошие электро- химические и физико-механические характеристики (прочность при разрыве от 18 до 27 МПа, удельное удлинение от 120 до 380 %, в зависимости от степени прививки) в сочетании с высокой термо- и химической стойкостью, в том числе и в системе  $\text{H}_2\text{O}_2/\text{Fe}^{2+}$ , при степени прививки от 30 до 50 %

(табл.2). Карбоксилсодержащие мембраны, полученные на основе ТФЭ-Э пористых микрофильтров, обладают гораздо лучшими электрохимическими свойствами.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиационно-привитые карбоксилсодержащие мембраны, полученные на основе привитой на пленку из тетрафторэтилен-этиленовых сополимеров полиакриловой кислоты, имеют регулируемые электрохимические, физико-механические и другие характеристики и могут быть использованы на практике в электролизных процессах.

Таблица 2. Свойства радиационно-привитых фторсодержащих КОМ\*

No Сополимеры	Вид об-лучения, прививки, %	С В О Й С Т В А			Число переноса
		Степень прививки, %	уд. электр. сопр., ohm. см	Н-форма	
1. ТФЭ-Э-И	<sup>60</sup> Со(Л)	20.0	$1.5 \times 10^6$	$2.1 \times 10^4$	0.83
		35.0	$9.8 \times 10^4$	$6.1 \times 10^2$	0.82
		7.8	$2.0 \times 10^6$	$2.2 \times 10^5$	0.67
	Эл. уск.	30.6	$2.0 \times 10^6$	$3.4 \times 10^4$	0.78
		53.8	$1.7 \times 10^5$	$5.7 \times 10^3$	0.83
2. Hostafion ET-VP 6235	<sup>60</sup> Со(Л)	20.0	$4.9 \times 10^6$	$7.8 \times 10^4$	0.78
		35.0	$7.5 \times 10^4$	$7.4 \times 10^3$	0.86
		8.8	$1.5 \times 10^6$	$2.2 \times 10^5$	0.63
	Эл. уск.	27.4	$2.3 \times 10^6$	-	-
		44.1	$1.2 \times 10^6$	$1.9 \times 10^4$	0.77
3. Teflon FEP-100	<sup>60</sup> Со(Л)	20.0	$4.9 \times 10^5$	$3.3 \times 10^3$	0.86
		35.0	$2.1 \times 10^4$	$6.8 \times 10^1$	0.85
		3.8	$1.6 \times 10^6$	$2.2 \times 10^5$	0.60
	Эл. уск.	13.0	$1.4 \times 10^6$	-	-
		22.9	$1.3 \times 10^6$	$6.9 \times 10^3$	0.74
4. Пористая пленка из Hostafion ET-VP 6235 с размером пор (μm):					
от 0.9 до 2.0	<sup>60</sup> Со(Л)	58.7	$1.0 \times 10^3$	7	0.74
от 0.5 до 1.0		48.6	$2.2 \times 10^3$	7	0.77

\* Толщина КОМ: 75 μm для ТФЭ-Э-И сополимера и Hostafion ET-VP 6235 и 110 μm для Teflon FEP-100.

1. A. Chapiro et al., *Eur. Polym. J.*, 7, 1595 (1971).
2. S. Munari et al., *J. Appl. Polym. Sci.*, 20, 243 (1976).
3. A. Chapiro and P. Seidler, *Eur. Polym. J.*, 1, 189 (1965).
4. A. Chapiro et al., *Adv. Chem. Ser.*, 91, 560 (1969).
5. I. Ishigaki et al., *Polym. J.* 10, 513 (1978).
6. E. A. Hehazy et al., *J. Appl. Polym. Sci.*, 26, 3117 (1981).
7. A.-M. Jendrychowska-Bonamour and J. Millequant, *Eur. Polym. J.*, 16, 39 (1980).
8. E. A. Hegazy et al., *J. Appl. Polym. Sci.*, 26, 3871 (1981).
9. A. Chapiro and A.-M. Jendrychowska-Bonamour, *J. Polym. Eng. Sci.*, 20, 202 (1980).
10. G. Ellinghorst et al., *Radiat. Phys. Chem.*, 18, 889 (1981).
11. G. Ellinghorst et al., *Radiat. Phys. Chem.*, 22, 635 (1983).
12. Ю. А. Пашины и др., *Фторопласты, Л., Химия*, 1978.
13. M. Gorlitz et al., *Angew. Makromol. Chem.*, 29/30, 137 (1973).
14. H. Fitz, *Kunststoffe*, 62, 647 (1972).
15. W. E. Skiens, *Radiat. Phys. Chem.*, 15, 47 (1980).