

**МИНИСТЕРСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ**

INDC(CCP)-358/G

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3 - 4

1992

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О. Д. Казачковский

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б. Д. Кузьминов

С. С. Коваленко, В. Е. Колесов, В. Н. Манохин, Г. В. Мурадян, Ю. П. Попов, Г. Н. Смиренкин,
В. А. Толстиков, Г. Я. Труханов, Г. Б. Яньков, В. П. Ярына

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф. Е. Чукреев

В. В. Варламов, Б. Я. Гужовский, П. П. Дмитриев, В. В. Ежела, Б. В. Журавлев, Р. Б. Иванов,
Б. С. Ицханов, В. М. Кулаков, В. Е. Сторижко, Н. П. Чижова

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М. Н. Николаев

А. П. Васильев, А. А. Дубинин, В. А. Дулин, С. М. Зарицкий, А. В. Звонарев, В. Д. Казарицкий,
А. Н. Камышан, В. Д. Марковский, Б. Г. Рязанов, В. П. Семенов, Л. А. Трыков, В. В. Хромов,
А. М. Цибуля, М. С. Юдкевич

Ответственный секретарь В. В. Возяков

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3,4

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Москва

Издается с 1971 г.

1992 г.

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Блохин А.И., Булеева Н.Н., Насырова С.М., Пахомова О.А., Забродская С.В., Цибуля А.М. Формирование и применение библиотеки оцененных фотонейтронных данных БОФОД	3
Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Лунев В.П., Мастеров В.С., Шубин Ю.Н. Библиотека сечений для изучения процесса трансмутации и активации материалов, облучаемых нейтронами и протонами с энергией до 100 МэВ	55
Солдатов А.С., Смиренкин Г.Н. Результаты относительных измерений выхода и сечений фотоделения ядер $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np , $^{239,241}\text{Pu}$, ^{241}Am в области энергии 4-11 МэВ	59
Лукьянов А.А., Высоцкий А.Г., Украинцев В.Ф. Методика аналитического расчета среднегрупповых функционалов нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов	71
Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Лунев В.П., Проняев В.Г., Титаренко Н.Н., Труфанов А.М. Неупругое рассеяние нейтронов в области энергий 5-8,5 МэВ на ядрах ^{59}Co , ^{89}Y , ^{93}Nb , Mo , ^{113}In , ^{115}In , ^{181}Ta и ^{209}Bi	74
Симаков С.П., Андросенко А.А., Андросенко П.А., Девкин Б.В., Кобозев М.Г. Лычагин А.А., Синица В.В., Талалаев В.А., Борисов А.А., Загрядский В.А., Чувилин Д.Ю. Экспериментальная база и исследования с 14 МэВ-нейтронами в ФЭИ	93
Коровин Ю.А., Конобеев А.Ю., Переславцев П.Э. Программа для расчета изотопного состава и наведенной активности облученных материалов	117

УДК 681.3.016:539.17

ФОРМИРОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ БИБЛИОТЕКИ ОЦЕНЕННЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ "БОФОД"

*А.И.Блохин, Н.Н.Булеева, С.М.Насырова,
О.А.Пахомова, С.В.Забродская, А.М.Цибуля
Физико-энергетический институт, Обнинск*

FORMATION AND APPLICATION OF EVALUATED PHOTO-NEUTRON DATA LIBRARY "BOFOD". The activity on the creation of evaluated photo-nuclear data for 27 important elements is described briefly. The photonuclear reaction data library "BOFOD" is constructed using ENDF-6 format. It includes the (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, fiss) , (γ, abs) and (γ, tot) cross-sections up to 20 MeV. On the base of the BOFOD library the group-constant system is created. As example, the role of the photo-neutron processes on the accumulation of the ^{232}U isotope is shown.

Введение

Обоснование нейтронно-физических характеристик и технико-экономических показателей ядерно-энергетических реакторов включает необходимость создания надежной базы ядерных данных. Наряду с необходимостью иметь константное обеспечение, отвечающее за процессы взаимодействия нейтронов с ядрами, также необходимо иметь систему групповых констант, отражающих процессы взаимодействия гамма-квантов с ядрами. Процессы типа (γ, Xn) и (γ, fiss) в определенных энергетических интервалах могут привести к заметным отклонениям от исходного спектра нейтронов деления. Поэтому учет такого рода процессов важен при проведении физического расчета реактора. На первом этапе необходимо иметь константное обеспечение по взаимодействию гамма-квантов с ядрами для следующих материалов и актинидов:

- а) сталь и ее компоненты: Fe, Cr, Ni, Mn, Co, F;
- б) материалы аварийной защиты и добавки к ним: Zr, Mo, Sn, Gd, W, Pb, Bi;
- в) теплоноситель: Na, Pb, Bi;
- г) легкие элементы: H, D, Li, Be, O;
- д) топливные материалы и им сопутствующие актиниды:
Th-232, Pa-231, Pa-232, Pa-233, U-232, U-233, U-234, U-235, U-238, Np-237, Am-241, Am-243.

Для материалов по пп. а-г) необходимо исследовать процессы типа (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, а для материалов по п. д) следует также включить процессы (γ, fiss) в области энергий гамма-квантов до 20 МэВ. В данной работе описана созданная в Центре ядерных данных библиотека оцененных фотоядерных реакций БОФОД-90, и на ее основе подготовлены групповые константы для фотонейтронных процессов. На примере рассмотрения задачи по накоплению U-232 в облученном тории для уран-ториевого цикла за счет фотонейтронных реакций показана важность учета фотонейтронных процессов.

Подготовка библиотеки оцененных фотонейтронных данных БОФОД-90

В Центре ядерных данных (ЦЯД) ФЭИ было проанализировано состояние работ по обеспечению потребностей в фотоядерных данных. В настоящее время в рамках четырехстороннего обмена ядерными данными между Центрами ядерных данных России, США, Франции и МАГАТЭ организована деятельность по сбору и компиляции только экспериментальных фотоядерных данных, которая ведется, в основном, Центром фотоядерных данных и экспериментов при НИИЯФ МГУ, г.Москва. В свободном доступе в настоящее время не имеется библиотек оцененных фотоядерных данных, на основе которых можно было бы получить наборы групповых констант. Поэтому для последующей организации работ по созданию файлов оцененных фотоядерных данных Центром ядерных данных ФЭИ была проделана следующая работа:

1. На основе системы CINDA [1] была проанализирована ситуация с опубликованными в открытой печати экспериментальными работами по исследованию процессов (γ, Xn) и (γ, fiss) .

2. По запросу из ЦЯД была получена библиотека ЭКСФОР [2] экспериментальных фотоядерных данных из НИИЯФ МГУ.

3. Были проанализированы компиляции экспериментальных работ из работы [3].

4. Созданы компиляционные массивы числовых данных, полученные в различных экспериментальных исследованиях, с целью дальнейшего их анализа при подготовке оцененных данных.

5. Разработана программа описания процессов типа (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, fission)$ на основе обобщенной статистической модели.

Проделанная в ЦЯД ФЭИ подготовительная работа по анализу состояния в области фотоядерных исследований создала базу для разработки файлов оцененных фотоядерных данных. Предварительные результаты этой работы были опубликованы в работе [4].

В течение 1989-90 гг. была сформирована начальная версия библиотеки оцененных фотоядерных данных БОФОД, в которую вошли следующие 27 элементов: Be-9, Na-23, Mn-55, Cr-52, Ni-nat, Zr-nat, Mo-92, Mo-94, Mo-96, Mo-98, Mo-100, W-182, W-184, W-186, Pb-nat, Bi-209, Th-232, U-233, U-234, U-235, U-236, U-238, Np-237, Pu-239, Pu-241, Am-241, Am-243. Библиотека БОФОД включает процессы типа (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, fission)$, $(\gamma, total)$ в области энергий гамма-квантов до 20 МэВ.

В табл.1 представлено содержание доступной экспериментальной информации по измерениям различных фотоядерных процессов, на базе которой был выполнен теоретический анализ и подготовлены файлы оцененных данных. В табл. 1 приведена следующая информация:

Yr - год публикации экспериментальных исследований;

Lab - код института, где выполнены измерения. Коды институтов даны в соответствии с системой CINDA [1].

Author - фамилия 1-го автора публикации;

Reference - источник публикации;

Process - код процесса;

Entry/Sub - числовой код экспериментальной работы в библиотеке ЭКСФОР.

Табл. 2 и 3 содержат значения пороговых энергий для реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, взятых из систематики [5]. В табл. 3 значения порогов фотоделения определены согласно [6]. В качестве формата для представления данных был использован формат ENDF/B-5 [7], широко применяемый для представления оцененных нейтронных данных. В последующем мы предполагаем осуществить перевод данных в новую версию формата ENDF-6 [8]. Как и для нейтронных данных, мы использовали следующую схему для представления фотоядерных данных:

MF=1 - файл общего назначения;

MF=3 - файл для представления функций возбуждения различных фотоядерных процессов, представленных с помощью секций MT;

MF=4,5 - файлы данных для представления угловых и энергетических распределений фотонейтронов. Для кодирования процессов взаимодействия гамма-квантов с ядром используются следующие номера MT:

MT=516 - $(\gamma, 2n)$

MT=518 - $(\gamma, Fission)$

MT=532 - (γ, n)

MT=533 - $(\gamma, Total) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, Fission)$.

В табл.4 представлено содержание библиотеки БОФОД-90. Приняты следующие обозначения:

CS - интегральные сечения (MF=3),

DA - угловые распределения фотонейтронов (MF=4),

DE - энергетические распределения фотонейтронов (MF=5),

NUP - энергетическая зависимость числа мгновенных нейтронов фотоделения (MF=1).

В табл.5 в качестве примера представлен файл оцененных данных для элемента Bi-209. На рис.1-49 показана энергетическая зависимость сечений фотонейтронных реакций из библиотеки БОФОД-90 в сравнении с экспериментом. В данной работе мы не ставили своей задачей подробное исследование причин

расхождения различных измерений и оцененных данных - это является отдельной задачей, в которой будет описана в полном объеме методика оценки и анализ экспериментов. Отметим только, что ряд неопределенностей в представленных в библиотеке экспериментальных данных вносят не всегда корректное определение процессов (γ, n) и $(\gamma, 1n)$ и т.п. Также имеется ряд примеров, когда процессы типа эмиссии нейтронов представлены как чисто процессы (γ, n) , как это можно видеть на примере Mo-98 и Mo-100 и т.д. В целом рис. 1-49 дают современное состояние в области фотонейтронных процессов для рассматриваемых элементов.

Подготовка групповых сечений для фотоядерных процессов

Используя комплекс программ <RECENT> [9], были рассчитаны различные интегральные характеристики фотонейтронных реакций и групповые константы. При подготовке групповых констант были выбраны следующие границы групп: каждый интервал в 1 МэВ был разбит на 4 группы с шагом в 250 кэВ. Такое разбиение вполне достаточно при учете фотонейтронных процессов, как будет показано в пп.3-4. В табл.6-7 представлены следующие данные:

<CS> - однокрупное сечение на постоянной весовой функции;

<CS/E> - однокрупное сечение на спектре $1/E$;

CS-мах - максимальное значение сечения на интервале до 20 МэВ;

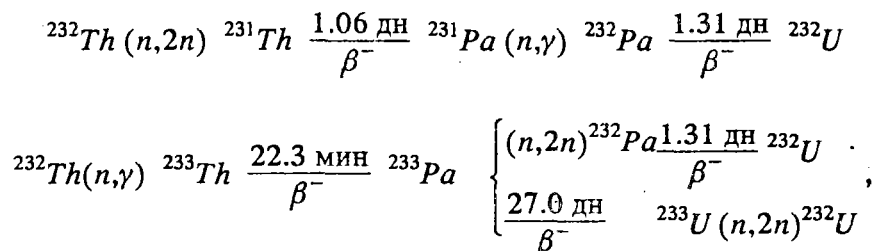
E γ -мах - значение энергии гамма-квантов для CS-мах.

Интегральные данные в табл. 6-7 дают общее представление о величинах фотонейтронных реакций в их сравнении с нейтронными данными. В табл.8-21 приведены среднегрупповые сечения для элементов библиотеки БОФОД-90, которые могут быть использованы при учете фотоядерных данных в нейтронно-физических расчетах реакторов.

О точности расчетной оценки накопления урана-232 в облученном тории за счет фотонейтронных реакций

Перспективным способом получения урана-233 с низким содержанием урана-232 является наработка урана-233 в ториевом экране быстрого реактора. Первым практическим шагом в этом направлении является облучение торисвых пакетов в экране реактора БН-350. К настоящему времени завершено облучение торисвых образцов в капиллярных ампулах, размещенных в урановом экране БН-350 на различных расстояниях от границы с активной зоной. Вскоре станут известны результаты изотопного состава урана, накопленного в этих образцах, что позволит провести проверку расчетных данных. Однако прежде, чем это сделать, следовало убедиться в том, что принимаемые в расчетах приближения не вносят существенных погрешностей в результаты.

Уран-232 обращается в облучаемом материале либо с участием реакций $(n, 2n)$ и (n, γ)



либо с участием фотоядерных реакций, приводящих к тем же результатам, что и реакции $(n, 2n)$, указанные на вышеприведенных схемах. При расчетах быстрых реакторов обычно используется 26- или 28-групповое приближение БНАБ для описания зависимостей от энергии нейтронов и 15-групповое разбиение БНАБ для описания зависимостей от энергии фотонов. Действующий спектр нейтронов в реакторе и, в частности, в экране, при энергиях выше порога реакции $(n, 2n)$ близок к хорошо известному спектру деления, по которому и усреднены сечения в групповой системе БНАБ [10]. Поэтому больших сомнений в методической корректности расчета скоростей реакции $(n, 2n)$ в используемом приближении нет. Если таковые появятся, их можно разрешить путем проведения расчетов в 300-групповом разбиении. Такая возможность имеется, например, в системе СОКРАТОР. Что же касается (γ, n) , то в корректности методики ее 15-груп-

пового расчета есть основания сомневаться. Настоящая работа и была предпринята для того, чтобы выяснить, насколько эти сомнения обоснованы.

Напомним, прежде всего, что роль фотонейтронных реакций в образовании урана-232 возрастает с удалением от границы с активной зоны вглубь экрана от ~5% во внутреннем ряду экранных ТВС до ~20% во внешнем, четвертом ряду. Таким образом, фотонейтронный канал образования урана-232 является при облучении в экране весьма существенным, откуда и возникла необходимость в том, чтобы разрешить сомнения в корректности его расчетной оценки.

Что порождает эти сомнения? Прежде всего грубая разбивка по энергии фотонов. Почти все фотонейтронные реакции в экране происходят в одной фотонной группе, охватывающей область от 7 до 9 МэВ. В этих пределах сечения фотонейтронных реакций сильно изменяются, и вызывает сомнение возможность их адекватного описания единственной среднегрупповой характеристикой. Далее, спектр фотонов, рождаемых при радиационном захвате нейтронов в стали (а именно эти фотоны способны к фотоядерным реакциям на тяжелых изотопах), линейчатый, и если считать, что все эти фотоны имеют одинаковую среднюю для группы энергию (как это сейчас делается), то это может привести к заметным погрешностям в скорости реакций.

Еще один источник сомнений состоит в том, что в большинстве современных источников данных о спектре захватных фотонов не учитывается зависимость спектра этих фотонов от энергии захватываемого нейтрона.

Эти сомнения мы и пытались разрешить.

В настоящей работе не проводились расчеты распространения фотонов в среде. Поскольку речь идет лишь об оценке точности различных приближений, мы считали, что поток фотонов с энергией пропорционален источнику этих фотонов.

Влияние группового разбиения по энергии фотонов

Чтобы выявить масштаб погрешности, обусловленной грубостью 15-группового приближения, было принято более подробное энергетическое разбиение: область от 6,5 до 10 МэВ была разбита на 14 групп шириной 0,25 МэВ. Для этого группового разбиения были рассчитаны сечения (γ, n) - реакции и спектры радиационного захвата нейтронов в железе, никеле, хrome и молибдене. Отметим, что при захвате нейтронов в натрии и в топливных материалах фотонов, способных к фотонейтронным реакциям, не образуется. В нержавеющей стали захваты в Fe, Ni, Cr и Mo составляют в экране БН-350 соответственно 50%, 20%, 20% и 10%. Однако спектр фотонов, образуемых при захвате нейтрона в молибдене, мягок, и источником фотонов, способных к (γ, n) -реакции, является лишь железо, никель и хром. На рис.50а приведен спектр фотонов радиационного захвата в стали и вклады в него железа, никеля и хрома. На рис.50б изображено энергетическое поведение сечения (γ, n) -реакции. На рис.50в приведена энергетическая зависимость реакции (γ, n) . Видно, что определяющий вклад в эту реакцию дают кванты с энергией 7-9 МэВ, т.е. лежащие во 2-й фотонной группе БНАБ. Видно также, что фотоны, имеющие энергию 8,5-9 МэВ, образуемые при захвате нейтронов в никеле и хrome, по числу составляют около трети всех реакционно-способных квантов, а в реакцию дают половину из-за высокого сечения захвата. Еще более усиливается роль самых жестких фотонов радиационного захвата, имеющих энергии 9,5 МэВ. В то же время роль основной фотонной линии железа при 7,7 МэВ в скорости реакции снижается из-за сравнительно низкого сечения (γ, n) -реакции. В среднем по группе 7-9 МэВ оказывается, что погрешности 15-группового приближения в ней компенсируются (средняя сплошная и пунктирная линии, указывающие среднегрупповую скорость реакций во 2-й группе, рассчитанную с подробным и с грубым разбиением по энергии). В 1-й и 3-й группах такой компенсации естественно нет, но и роль этих групп не велика. Таким образом, приходим к заключению, что хотя 15-групповое приближение и является неоправданно грубым для расчета скоростей (γ, n) -реакций в интересующем нас случае экрана быстрого реактора, в котором в качестве конструкционного материала используются стали типа X18H10, погрешности 15-группового приближения компенсируются, и в результате погрешность не превышает 10-15%.

Влияние зависимости спектра фотонов от энергии поглощаемых нейтронов

В большинстве библиотек оцененных ядерных данных спектры захватных фотонов считаются независимыми от энергии поглощаемых нейтронов и совпадают с хорошо известными спектрами при захвате тепловых нейтронов. Между тем наличие зависимости спектра фотонов от энергии поглощаемых нейтронов не вызывает сомнений. Эта зависимость обусловлена следующими причинами:

1. С ростом энергии нейтронов возбуждаются все более высоколежащие уровни составного ядра, обладающие большими возможностями для радиационных переходов, чем относительно низколежащие. Правда, поскольку вероятность радиационного перехода пропорциональна кубу энергии перехода, упомянутое различие в возможностях должно было бы проявляться лишь при энергиях, сравнимых с энергией связи нейтрона, т.е. при энергиях порядка МэВ, при которых радиационный захват маловероятен.

2. С ростом энергии все больший вклад в захват дают резонансы, возбуждаемые р и d-нейтронами. Спины и четности соответствующих состояний составного ядра отличны от таковых для s-резонансов, определяющих, в частности, захват тепловых нейтронов, а потому и схемы распада этих состояний должны различаться. Имеющаяся экспериментальная информация подтверждает это различие, хотя именно для ядер конструкционных материалов она слишком скудна, чтобы можно было выполнить корректную оценку.

3. С изменением энергии нейтронов меняется соотношение вкладов в захват разных изотопов естественной смеси. Этот фактор не может не влиять на суммарный спектр фотонов, поскольку спектры фотонов теплового захвата разных изотопов различаются существенно, причем особенно именно в жесткой своей части.

Для учета зависимости фотонного спектра от энергии поглощаемых фотонов мы воспользовались данными справочника [11], в котором приводятся результаты, основанные на экспериментальных данных.

На рис.51 показано, как зависит от энергии поглощаемых нейтронов выход фотонов с энергиями в диапазоне 7,5-8 МэВ и 9,0-9,5 МэВ. Очень сильная зависимость, которая видна на этом рисунке, обусловлена третьей из указанных причин (в 12-й группе БНАБ основной вклад в захват на железе обусловлен изотопами Fe-54 и Fe-57). Был проведен расчет изменения скорости реакций (γ, n) в экране БН-350 при переходе от спектра фотонов теплового захвата к спектру фотонов, усредненному по всем энергиям поглощаемых нейтронов. Влияние оказалось малосущественным: в 1-м ряду экрана скорость (γ, n) реакции с учетом ужесточения фотонного спектра возросла всего на 5%. В более глубоких слоях экрана различие еще меньше.

Таким образом, при решении рассматриваемой конкретной задачи все сомнения в корректности применяемой широкогрупповой методики расчета оказались, по существу, напрасными. Однако исключить влияние вариации фотонного спектра с изменением энергии поглощаемых нейтронов на результаты расчетов в других ситуациях, конечно, нельзя. Поэтому корректная оценка данных по образованию фотонов в нейтронных реакциях и оценка фотонейтронных реакций для широкого круга реакторных материалов представляется актуальной.

Заключение

В данной работе представлены основные результаты по подготовке библиотеки фотоядерных оцененных данных БОФОД-90, подготовлена система групповых констант, создан атлас фотонейтронных реакций, показана роль фотоядерных процессов при рассмотрении нейтронно-физических расчетов для уран-ториевого цикла. Полученные результаты могут служить основой при создании системы групповых констант для фотоядерных данных.

Перечень экспериментальных работ для рассматриваемых ядер

Yr Lab Author	Reference	Process	Entry/Sub
11-NA-23			
71 LRL ALVAREZ R.A.+	J,PR/C,4,1673,7111	(G,N)	C7022003
71 LRL ALVAREZ R.A.+	J,PR/C,4,1673,7111	(G,2N)	C7022004
24-CR-52			
69 MOS GORYACHEV B.I.+	J,IZV,33,(10),1736,69	(G,N)	M0093003
25-MN-55			
73 LRL ALVAREZ R.A.+	C,73PACIFI,1,545,7303	(G,N)	C7028003
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,N)	C7999010
73 LRL ALVAREZ R.A.+	C,73PACIFI,1,545,7303	(G,2N)	C7028004
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,2N)	C7999011
42-MO-92			
74 SAC BEIL H.+	J,NP/A,227,427,74	(G,N)	L0032002
74 SAC CARLOS P.+	J,NP/A,219,61,7402	(G,2N)	C7032004
42-MO-94			
74 SAC BEIL H.+	J,NP/A,227,427,74	(G,N)	L0032005
74 SAC CARLOS P.+	J,NP/A,219,61,7402	(G,2N)	C7032007
42-MO-96			
74 SAC CARLOS P.+	J,NP/A,219,61,7402	(G,N)	C7032009
74 SAC BEIL H.+	J,NP/A,227,427,74	(G,N)	L0032008
74 SAC CARLOS P.+	J,NP/A,219,61,7402	(G,2N)	C7032010
42-MO-98			
74 SAC BEIL H.+	J,NP/A,227,427,74	(G,N)	L0032012
74 SAC BEIL H.+	J,NP/A,227,427,74	(G,2N)	L0032014
42-MO-100			
74 SAC BEIL H.+	J,NP/A,227,427,74	(G,N)	L0032016
74 SAC BEIL H.+	J,NP/A,227,427,74	(G,2N)	L0032018
74-W-182			
78 SAR GORJACHEV A.M.+	J,IZK,6,8,78	(G,N)	M0025002
81 JIA GUREVICH G.M.	J,NP,257,81	(G,TOT)	M0073010
74-W-184			
78 SAR GORJACHEV A.M.+	J,IZK,6,8,78	(G,N)	M0025003
81 JIA GUREVICH G.M.	J,NP,257,81	(G,TOT)	M0073011
74-W-186			
78 SAR GORJACHEV A.M.+	J,IZK,6,8,78	(G,N)	M0025004
81 JIA GUREVICH G.M.	J,NP,257,81	(G,TOT)	M0073012
83-BI-209			
64 LRL HARVEY R.R.+	J,PR/B,136,126,6410	(G,N)	C7007012
84 SGU BELJAEV S.N.+	J,IZV,48,(10),1940,84	(G,N)	M0127004
85 SGU BELJAEV S.N.+	J,YF,42,1050,85	(G,N)	M0146006
64 LRL HARVEY R.R.+	J,PR/B,136,126,6410	(G,2N)	C7007013
76 JIA GUREVICH G.M.+	J,ZEP,23,411,76	(G,TOT)	M0056008
90-TH-232			
73 SAC VEYSSIERE A.+	J,NP/A,199,45,7301	(G,N)	C7031003
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,N)	C7999037
73 SAC VEYSSIERE A.+	J,NP/A,199,45,7301	(G,2N)	C7031004
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,2N)	C7999038
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,F)	C7999039
92-U-233			
78 IFP OSTAPENKO JU.B.+	P,YK-3(30),3,78	(G,F)	M0004005
92-U-234			
80 IFP LINDGREN L.J.+	J,YF,32,335,80	(G,F)	M0037003
92-U-235			
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,N)	C7999041
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,2N)	C7999042

Таблица 2

Пороговые энергии для (G,N) и (G,2N) реакций

Ядро- -мишень	Распростра- ненность, %	(G,N) (МэВ)	(G,2N) (МэВ)
4-Be-9	100%	1.6651	20.5653
11-Na-23	100%	12.4178	23.489
24-Cr	-	7.9405	17.6607
24-Cr-50	4.345%	12.940	23.583
24-Cr-52	83.789%	12.0407	21.3026
24-Cr-53	9.501%	7.9405	19.9812
24-Cr-54	2.365%	9.7202	17.6607
25-Mn-55	100%	10.224	19.1670
26-Fe	-	7.6462	17.6891
26-Fe-54	5.8%	13.3820	24.062
26-Fe-56	91.72%	11.2027	20.5011
26-Fe-57	2.2%	7.6462	18.8489
26-Fe-58	0.28%	10.0430	17.6891
28-Ni	-	7.8195	16.5008
28-Ni-58	68.27%	12.203	22.470
28-Ni-60	26.10%	11.3883	20.3876
28-Ni-61	1.13%	7.8195	19.2078
28-Ni-62	3.59%	10.5966	18.4161
28-Ni-64	0.91%	9.6596	16.5008
40-Zr	-	7.2026	14.3065
40-Zr-90	51.45%	11.983	21.290
40-Zr-91	11.22%	7.2026	19.185
40-Zr-92	17.15%	8.6351	15.8377
40-Zr-94	17.38%	8.191	14.9495
40-Zr-96	2.80%	7.832	14.3065
42-Mo	-	6.8161	14.2175
42-Mo-92	14.84%	12.692	22.787
42-Mo-94	9.25%	9.6722	17.7449
42-Mo-95	15.92%	7.3751	17.047
42-Mo-96	16.68%	9.1542	16.5293
42-Mo-97	9.55%	6.8161	15.9703
42-Mo-98	24.13%	8.6424	15.4584
42-Mo-100	9.63%	8.301	14.2175
74-W	-	6.1914	12.9518
74-W-182	26.3%	8.054	14.700
74-W-183	14.3%	6.1914	14.246
74-W-184	30.67%	7.4111	13.6025
74-W-186	28.6%	7.2020	12.9518
82-Pb	-	6.7409	14.1091
82-Pb-204	1.4%	8.401	15.189
82-Pb-206	24.1%	8.081	14.8152
82-Pb-207	22.1%	6.7409	14.822
82-Pb-208	52.4%	7.3682	14.1091
83-Bi-209	100%	7.453	14.359

Продолжение таблицы 1

Yr Lab Author	Reference	Process	Entry/Sub
78 IFP ZHUCHKO V.E.+	J,YF,28,1170,78	(G,F)	C7999042
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,F)	C7999043
76 JIA GUREVICH G.M.+ 92-U-236	J,NP/A,275,326,76	(G,TOT)	M0090003
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,N)	C7999045
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,2N)	C7999046
78 IFP ZHUCHKO V.E.+	J,YF,28,1185,78	(G,F)	M0079007
79 LRL BERMAN B.L. 92-U-238	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,F)	C7999047
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,N)	C7999049
73 SAC VEYSSIERE A.+	J,NP/A,199,45,7301	(G,2N)	C7031012
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,2N)	C7999050
79 LRL BERMAN B.L.	P,UCRL-78482,(SUPPL.),7906	(G,F)	C7999051
79 JIA KORECKAJA I.S.+	J,YF,30,910,79	(G,F)	M0017007
76 JIA GUREVICH G.M.+ 93-NP-237	J,NP/A,275,326,76	(G,TOT)	M0090004
73 SAC VEYSSIERE A.+	J,NP/A,199,45,7301	(G,N)	L0031006
83 IPE CESAR M.T.F.+	W,CESAR KHOURI,830524	(G,N)	G0002004
73 SAC VEYSSIERE A.+	J,NP/A,199,45,7301	(G,2N)	C7031008
73 SAC VEYSSIERE A.+	J,NP/A,199,45,7301	(G,F)	C7031009
78 IFP ZHUCHKO V.E.	J,YF,28,1170,78	(G,F)	M0078022
83 IPE CESAR M.T.F.+ 94-PU-239	W,CESAR KHOURI,830524	(G,F)	G0002003
78 IFP ZHUCHKO V.E.+	J,YF,28,1170,78	(G,F)	M0078024
76 JIA GUREVICH G.M.+ 94-PU-241	J,NP/A,275,326,76	(G,TOT)	M0090005
78 IFP ZHUCHKO V.E.+ 95-AM-241	J,YF,28,1170,78	(G,F)	M0078026
78 IFP OSTAPENKO JU.B.+	P,YK-3(30),3,78	(G,F)	M0004019
79 JIA KORETSKAYA I.S.+ 95-AM-243	J,YF,30,910,79	(G,F)	01135005
79 JIA KORETSKAYA I.S.+	J,YF,30,910,79	(G,F)	M0017006

Таблица 3

Пороговые энергии для (G,N), (G,2N) и (G,F) реакций

Ядро-мишень	Распространенность, %	(G,N) (МэВ)	(G,2N) (МэВ)	(G,F) (МэВ)
90-Th-232	100%	6.434	11.563	5.40
92-U-233	1.592E+5 Y	5.743	13.010	5.18
92-U-234	2.45E+5 Y	6.8408	12.583	5.06
92-U-235	0.7200%	5.306	12.1471	5.31
92-U-238	99.2745%	6.1436	11.2682	5.08
93-Np-237	2.14E+6 Y	6.619	12.3106	5.70
94-Pu-239	24119 Y	5.656	12.654	5.31
94-Pu-241	14.35 Y	5.2406	11.7740	5.34
95-Am-241	432.2 Y	6.660	12.598	6.00
95-Am-243	7380 Y	6.377	11.9053	6.03

Таблица 4

Содержание файлов оцененных фотоядерных данных для элементов, включенных в БОФОД-90

Элемент	МАТ	Содержание файла данных
Be-9	409	CS: (g,n) DA: (g,n)
Na-23	1123	-----//-----
CR-52	2452	CS: (g,n) DA: (g,n)
Mn-55	2555	CS,DA,DE: (g,n),(g,2n)
Ni-nat	2800	CS,DA: (g,n)
Zr-nat	4000	-----//-----
Mo-92	4492	-----//-----
Mo-94	4494	CS:(g,n),(g,2n) DA:(g,n),(g,2n)
Mo-96	4496	-----//-----
Mo-98	4498	-----//-----
Mo-100	4410	-----//-----
W -182	7682	-----//-----
W -184	7684	-----//-----
W -186	7686	-----//-----
Pb-nat	8200	-----//-----
Bi-209	8309	CS: (g,n),(g,2n),(g,tot) DA:(g,n)
U -233	9233	NUP
U -234	9234	NUP
Th-232	9032	NUP
U -235	9235	CS: (g,fiss),NUP,DE: (g,fiss)
U -238	9238	-----//-----
U -236	9236	CS:(g,n),(g,2n),(g,fiss),(g,tot) DA:(g,n),(g,2n),NUP
Np-237	9337	-----//-----
Pu-239	9439	-----//-----
Pu-241	9441	-----//-----
Am-241	9541	CS:(g,fiss),NUP,DE: (g,fiss)
Am-243	9543	-----//-----

Таблица 5

Файл оцененных фотоядерных данных для Bi-209

8.32090+04	2.07185+02	-1	0	42	18309	1451
0.00000+00	0.00000+00	0	0	00	08309	1451
0.00000+00	0.00000+00	0	0	14	68309	1451
83-BI-209	CJD	EVAL-OCT90	BLOKHIN A.I. ET AL.		8309	1451
J.,YK.1992,V.3		DIST-FEB92			8309	1451
---BOFOD-90		MATERIAL	8309		8309	1451
----PHOTO-NUCLEAR DATA					8309	1451
-----CONTENT: NEUTRON TRANSPORT					8309	1451
-----ENDF/B-5 FORMAT					8309	1451
-----REFERENCE: J.,YK,1992,V.3 (IN RUSSIAN)					8309	1451
MATERIAL CONVERTED TO ENDF/B-5 FORMAT BY CJD (30-10-90)					8309	1451
AUTHOR OF EVALUATION: BLOKHIN, BULEEVA						
N., NASYROVA S., PAKHOMOVA O.					8309	1451
* * * * *					8309	1451
MT=516 - (G,2N) REACTION					8309	1451
MT=532 - (G,N) REACTION					8309	1451
MT=533 - (G,TOT) REACTION					8309	1451
					8309	1451
		1	451	21	08309	1451
		3	516	8	08309	1451
		3	532	12	08309	1451
		3	533	13	08309	1451
		4	516	2	08309	1451
		4	532	2	08309	1451
					8309	1 0
					8309	0 0
8.32090+04	2.07185+02	0	0	0	08309	3516
0.00000+00	-1.33200+07	0	0	1	158309	3516
15	2				8309	3516
1.33200+07	0.00000+00	1.35000+07	1.00000-03	1.40000+07	2.00000-03	8309 3516
1.45000+07	1.00000-02	1.50000+07	5.00000-02	1.55000+07	7.70000-02	8309 3516
1.60000+07	1.00000-01	1.65000+07	1.02000-01	1.70000+07	9.80000-02	8309 3516
1.75000+07	9.20000-02	1.80000+07	8.20000-02	1.85000+07	7.50000-02	8309 3516
1.90000+07	7.00000-02	1.95000+07	6.50000-02	2.00000+07	6.00000-02	8309 3516
					8309	3 0
8.32090+04	2.07185+02	0	0	0	08309	3532
0.00000+00	-7.45300+06	0	0	1	268309	3532
26	2				8309	3532
7.45300+06	0.00000+00	8.00000+06	4.00000-02	8.50000+06	5.00000-02	8309 3532
9.00000+06	7.00000-02	9.50000+06	9.00000-02	1.00000+07	1.10000-01	8309 3532
1.05000+07	1.40000-01	1.10000+07	1.90000-01	1.15000+07	2.50000-01	8309 3532
1.20000+07	3.00000-01	1.25000+07	3.90000-01	1.30000+07	4.80000-01	8309 3532
1.35000+07	5.40000-01	1.40000+07	5.20000-01	1.45000+07	4.60000-01	8309 3532
1.50000+07	3.20000-01	1.55000+07	1.80000-01	1.60000+07	1.00000-01	8309 3532

Продолжение таблицы 5

1.65000+07	6.50000-02	1.70000+07	5.00000-02	1.75000+07	4.00000-028309 3532
1.80000+07	3.50000-02	1.85000+07	3.00000-02	1.90000+07	2.00000-028309 3532
					8309 3 0
8.32090+ 4	2.07185+ 2	0	0	0	08309 3533
0.0	+ 0-7.41720+ 6	0	0	1	288309 3533
28	2				8309 3533
7.45300+ 6	0.0 + 0	8.00000+ 6	4.00000- 2	8.50000+ 6	5.00000-28309 3533
9.00000+ 6	7.00000- 2	9.50000+ 6	9.00000- 2	1.00000+ 7	1.10000-18309 3533
1.05000+ 7	1.40000- 1	1.10000+ 7	1.90000- 1	1.15000+ 7	2.50000-18309 3533
1.20000+ 7	3.00000- 1	1.25000+ 7	3.90000- 1	1.30000+ 7	4.80000-18309 3533
1.33200+ 7	5.18400- 1	1.33200+ 7	5.18400- 1	1.35000+ 7	5.41000-18309 3533
1.40000+ 7	5.22000- 1	1.45000+ 7	4.70000- 1	1.50000+ 7	3.70000-18309 3533
1.55000+ 7	2.57000- 1	1.60000+ 7	2.00000- 1	1.65000+ 7	1.67000-18309 3533
1.70000+ 7	1.48000- 1	1.75000+ 7	1.32000- 1	1.80000+ 7	1.17000-18309 3533
1.85000+ 7	1.05000- 1	1.90000+ 7	9.00000- 2	1.95000+ 7	8.00000-28309 3533
2.00000+ 7	7.00000- 2				8309 3533
					8309 3 0
					8309 0 0
8.32090+04	2.07185+02	0	0	0	08309 4516
0.00000+00	2.07185+02	1	2	0	08309 4516
					8309 4 0
8.32090+04	2.07185+02	0	0	0	08309 4532
0.00000+00	2.07185+02	1	2	0	08309 4532
					8309 4 0
					8309 0 0
					0 0 0

Таблица 6

Интегральные характеристики (G,N), (G,2N) и (G,Fiss) реакций

Ядро- мишень	(G, N)			(G, 2N)				(G, Fiss)				
	EG-max MeV	CS-max mB	<CS> mB	<CS/E> mB	EG-max MeV	CS-max mB	<CS> mB	<CS/E> mB	EG-max MeV	CS-max mB	<CS> mB	<CS/E> mB
Th-232	11.5	445.0	86.9	50.5	14.3	375.0	90.2	38.1	14.3	56.0	19.2	9.53
U-233	11.3	139.0	30.9	16.1	-	-	-	-	13.8	425.0	139.0	66.8
U-234	8.0	125.0	56.2	30.8	-	-	-	-	14.3	385.0	130.0	62.4
U-235	-	-	-	-	-	-	-	-	13.9	331.0	108.0	51.9
U-236	11.3	290.0	69.8	37.9	14.3	121.0	24.6	10.4	14.5	253.0	81.4	38.8
U-238	-	-	-	-	-	-	-	-	14.4	165.0	59.5	28.0
Np-237	12.3	204.0	60.5	31.2	6.8	42.0	12.1	12.1	4.5	282.0	104.0	49.5
Pu-239	17.5	5.78E-3	5.2E-2	2.6E-2	17.4	6.0E-3	1.1E-3	3.7E-4	-	-	-	-
Pu-241	10.3	0.2	4.6E-2	2.7E-2	-	-	-	-	-	-	-	-
Am-241	-	-	-	-	-	-	-	-	14.0	336.0	123.0	59.0
Am-243	-	-	-	-	-	-	-	13.8	350.0	119.0	59.6	-

Таблица 7

Интегральные характеристики (G,N) и (G,2N) реакций

Ядро- мишень	(G, N)				(G, 2N)			
	EG-max MeV	CS-max mB	<CS> mB	<CS/E> mB	EG-max MeV	CS-max mB	<CS> mB	<CS/E> mB
Be-9	20.0	9.3	2.7	1.35	-	-	-	-
Na-23	20.0	9.6	2.0	0.74	-	-	-	-
Cr-52	18.3	106.0	20.8	7.6	-	-	-	-
Mn-55	19.0	67.5	18.1	6.95	-	-	-	-
Ni	16.6	46.0	11.0	4.24	-	-	-	-
Zr	14.6	161.0	43.4	18.0	17.5	27.5	4.66	1.65
Mo-92	16.5	160.0	35.9	13.5	-	-	-	-
Mo-94	16.0	187.0	48.3	19.5	20.0	48.0	3.5	1.16
Mo-96	16.0	192.0	48.2	20.0	20.0	67.5	8.0	2.72
Mo-98	15.5	189.0	44.6	19.5	18.8	83.0	14.1	4.91
Mo-100	14.5	152.0	36.7	16.7	17.5	102.0	22.9	8.29
W-182	13.5	416.0	108.0	50.5	-	-	-	-
W-184	12.8	411.0	100.0	48.0	-	-	-	-
W-186	12.8	417.0	96.2	46.7	15.5	253.0	53.5	21.0
b	13.5	608.0	151.0	75.7	20.0	133.0	28.1	10.1
Bi-209	13.5	540	118	58.1	16.5	102.0	22.5	8.3

Таблица 8

Групповые сечения для ядер Be-9, Na-23, Cr-52, Mn-55, Ni-00

NO.	GROUP-EV	BE-9(G,N) AVERAGE	CR-52(G,N) AVERAGE	MN-55(G,N) AVERAGE	NA-23(G,N) AVERAGE	NI-00(G,N) AVERAGE
3	1.5000+ 6	2.9922- 5	-	-	-	-
4	1.7500+ 6	2.5762- 4	-	-	-	-
5	2.0000+ 6	2.3750- 4	-	-	-	-
6	2.2500+ 6	2.1250- 4	-	-	-	-
7	2.5000+ 6	2.0500- 4	-	-	-	-
8	2.7500+ 6	2.1500- 4	-	-	-	-
9	3.0000+ 6	2.2750- 4	-	-	-	-
10	3.2500+ 6	2.4250- 4	-	-	-	-
11	3.5000+ 6	3.1250- 4	-	-	-	-
12	3.7500+ 6	4.3750- 4	-	-	-	-
13	4.0000+ 6	5.2500- 4	-	-	-	-
14	4.2500+ 6	5.7500- 4	-	-	-	-
15	4.5000+ 6	5.4833- 4	-	-	-	-
16	4.7500+ 6	3.9167- 4	-	-	-	-
17	5.0000+ 6	4.2833- 4	-	-	-	-
18	5.2500+ 6	7.9167- 4	-	-	-	-
19	5.5000+ 6	1.2500- 3	-	-	-	-
20	5.7500+ 6	1.6700- 3	-	-	-	-
21	6.0000+ 6	1.6640- 3	-	-	-	-
22	7.2500+ 6	1.1000- 3	-	-	-	-
23	7.5000+ 6	8.6667- 4	-	-	-	-
24	7.7500+ 6	6.1333- 4	-	-	-	1.0871- 6
25	8.0000+ 6	5.9000- 4	-	-	-	5.1569- 6
26	8.2500+ 6	8.5000- 4	-	-	-	9.3978- 6
27	8.5000+ 6	1.1000- 3	-	-	-	1.3639- 5
28	8.7500+ 6	1.3000- 3	-	-	-	1.7880- 5
29	9.0000+ 6	1.7333- 3	-	-	-	8.0000- 5
30	9.2500+ 6	2.2667- 3	-	-	-	2.0000- 4
31	9.5000+ 6	2.3742- 3	-	-	-	3.2000- 4
32	9.7500+ 6	2.2958- 3	-	-	-	4.4000- 4
33	1.0000+ 7	2.2125- 3	-	1.6667- 6	-	6.2500- 4
34	1.0250+ 7	2.1375- 3	-	2.5333- 4	-	8.7500- 4
35	1.0500+ 7	2.1957- 3	-	1.7417- 3	-	1.1250- 3
36	1.0750+ 7	3.1523- 3	-	3.9583- 3	-	1.3750- 3
37	1.1000+ 7	3.5250- 3	-	5.2500- 3	-	1.8750- 3
38	1.1250+ 7	3.5750- 3	-	5.7500- 3	-	2.6250- 3
39	1.1500+ 7	3.6375- 3	-	6.5000- 3	-	3.6250- 3
40	1.1750+ 7	3.7125- 3	-	7.5000- 3	-	4.8750- 3
41	1.2000+ 7	3.5875- 3	5.3360- 4	8.5375- 3	-	5.8750- 3
42	1.2250+ 7	3.2625- 3	2.2500- 3	9.6125- 3	4.9800- 6	6.6250- 3
43	1.2500+ 7	2.8667- 3	4.0000- 3	1.1363- 2	7.9500- 5	7.5000- 3
44	1.2750+ 7	2.4533- 3	6.2500- 3	1.3788- 2	3.4250- 4	8.5000- 3
45	1.3000+ 7	2.4975- 3	8.7500- 3	1.5875- 2	6.2500- 4	9.6250- 3
46	1.3250+ 7	3.1625- 3	1.1000- 2	1.7625- 2	8.7500- 4	1.0875- 2
47	1.3500+ 7	3.2300- 3	1.3250- 2	1.9625- 2	1.1750- 3	1.2125- 2
48	1.3750+ 7	2.7700- 3	1.5250- 2	2.1875- 2	1.5250- 3	1.3375- 2
49	1.4000+ 7	2.6770- 3	1.7250- 2	2.4500- 2	1.8500- 3	1.5000- 2
50	1.4250+ 7	2.9070- 3	1.9750- 2	2.7500- 2	2.1500- 3	1.7000- 2
51	1.4500+ 7	2.7531- 3	2.2000- 2	3.1000- 2	2.4750- 3	1.9000- 2
52	1.4750+ 7	1.6469- 3	2.5000- 2	3.5000- 2	2.8250- 3	2.1000- 2
53	1.5000+ 7	9.4500- 4	2.8500- 2	3.9000- 2	3.2125- 3	2.3250- 2
54	1.5250+ 7	2.0362- 3	4.2100- 2	5.0800- 2	4.8475- 3	3.3250- 2
55	1.6500+ 7	5.6000- 3	6.0000- 2	6.0750- 2	6.9625- 3	4.5350- 2
56	1.6750+ 7	6.4000- 3	6.6250- 2	6.2250- 2	7.3875- 3	4.2850- 2
57	1.7000+ 7	6.8375- 3	7.3500- 2	6.1000- 2	7.6250- 3	4.0000- 2
58	1.7250+ 7	6.9125- 3	8.3250- 2	5.7000- 2	7.6750- 3	3.8000- 2
59	1.7500+ 7	6.9875- 3	9.2750- 2	5.3750- 2	7.7250- 3	3.6250- 2
60	1.7750+ 7	7.0625- 3	1.0000- 1	5.1250- 2	7.7750- 3	3.4750- 2
61	1.8000+ 7	7.2125- 3	1.0475- 1	5.3125- 2	7.8500- 3	3.3500- 2
62	1.8250+ 7	7.4375- 3	1.0525- 1	5.9375- 2	7.9500- 3	3.2500- 2
63	1.8500+ 7	7.6625- 3	1.0225- 1	6.3750- 2	8.0375- 3	3.1425- 2
64	1.8750+ 7	7.8875- 3	9.6500- 2	6.6250- 2	8.1125- 3	3.0275- 2
65	1.9000+ 7	8.1625- 3	8.9000- 2	6.4375- 2	8.2375- 3	2.9400- 2
66	1.9250+ 7	8.4875- 3	8.1250- 2	5.8125- 2	8.4125- 3	2.8800- 2
67	1.9500+ 7	8.8125- 3	7.5000- 2	5.3750- 2	8.7750- 3	2.8250- 2
68	1.9750+ 7	9.1375- 3	7.0000- 2	5.1250- 2	9.3250- 3	2.7750- 2

Таблица 9

Групповые сечения для Zr-000

40-ZR-000 NO.	GROUP-EV	(G,TOT) AVERAGE	(G,N) AVERAGE	(G,2N) AVERAGE
21	6.0000+ 6	8.1987- 6	8.1987- 6	-
22	7.2500+ 6	1.1830- 3	1.1830- 3	-
23	7.5000+ 6	2.5000- 3	2.5000- 3	-
24	7.7500+ 6	3.5000- 3	3.5000- 3	-
25	8.0000+ 6	4.5000- 3	4.5000- 3	-
26	8.2500+ 6	5.5000- 3	5.5000- 3	-
27	8.5000+ 6	7.0000- 3	7.0000- 3	-
28	8.7500+ 6	9.0000- 3	9.0000- 3	-
29	9.0000+ 6	1.1000- 2	1.1000- 2	-
30	9.2500+ 6	1.3000- 2	1.3000- 2	-
31	9.5000+ 6	1.4750- 2	1.4750- 2	-
32	9.7500+ 6	1.6250- 2	1.6250- 2	-
33	1.0000+ 7	1.8000- 2	1.8000- 2	-
34	1.0250+ 7	2.0000- 2	2.0000- 2	-
35	1.0500+ 7	2.2250- 2	2.2250- 2	-
36	1.0750+ 7	2.4750- 2	2.4750- 2	-
37	1.1000+ 7	2.7250- 2	2.7250- 2	-
38	1.1250+ 7	2.9750- 2	2.9750- 2	-
39	1.1500+ 7	3.2500- 2	3.2500- 2	-
40	1.1750+ 7	3.5500- 2	3.5500- 2	-
41	1.2000+ 7	3.8750- 2	3.8750- 2	-
42	1.2250+ 7	4.2250- 2	4.2250- 2	-
43	1.2500+ 7	4.6500- 2	4.6500- 2	-
44	1.2750+ 7	5.1500- 2	5.1500- 2	-
45	1.3000+ 7	5.5750- 2	5.5750- 2	-
46	1.3250+ 7	5.9250- 2	5.9250- 2	-
47	1.3500+ 7	6.3750- 2	6.3750- 2	-
48	1.3750+ 7	6.9250- 2	6.9250- 2	-
49	1.4000+ 7	7.6000- 2	7.6000- 2	-
50	1.4250+ 7	8.4078- 2	8.4000- 2	7.8000- 5
51	1.4500+ 7	9.3325- 2	9.3000- 2	3.2500- 4
52	1.4750+ 7	1.0369- 1	1.0300- 1	6.9500- 4
53	1.5000+ 7	1.1738- 1	1.1550- 1	1.8750- 3
54	1.5250+ 7	1.5791- 1	1.4949- 1	8.4250- 3
55	1.6500+ 7	1.7344- 1	1.5605- 1	1.7500- 2
56	1.6750+ 7	1.7030- 1	1.4983- 1	2.0500- 2
57	1.7000+ 7	1.6027- 1	1.3695- 1	2.3375- 2
58	1.7250+ 7	1.4905- 1	1.2293- 1	2.6125- 2
59	1.7500+ 7	1.3997- 1	1.1335- 1	2.6625- 2
60	1.7750+ 7	1.2966- 1	1.0478- 1	2.4875- 2
61	1.8000+ 7	1.1894- 1	9.5563- 2	2.3375- 2
62	1.8250+ 7	1.0891- 1	8.6788- 2	2.2125- 2
63	1.8500+ 7	1.0013- 1	7.9250- 2	2.0875- 2
64	1.8750+ 7	9.2335- 2	7.2710- 2	1.9625- 2
65	1.9000+ 7	8.7400- 2	6.8150- 2	1.9250- 2
66	1.9250+ 7	8.2173- 2	6.2423- 2	1.9750- 2
67	1.9500+ 7	7.5417- 2	5.4167- 2	2.1250- 2
68	1.9750+ 7	7.1250- 2	4.7500- 2	2.3750- 2

Таблица 10

Групповые сечения для ядер Mo-92, Mo-94, Mo-100

NO.	GROUP-EV	42-MO-100(G,N) AVERAGE	MO-100(G,2N) AVERAGE	MO-92(G,N) AVERAGE	MO-94(G,N) AVERAGE	MO-94(G,2N) AVERAGE
26	8.2500+ 6	7.5920- 4				
27	8.5000+ 6	3.5000- 3				
28	8.7500+ 6	6.5000- 3				
29	9.0000+ 6	1.0000- 2				
30	9.2500+ 6	1.4000- 2				
31	9.5000+ 6	1.7500- 2			3.1200- 5	
32	9.7500+ 6	2.0500- 2			1.6000- 3	
33	1.0000+ 7	2.3500- 2			4.5000- 3	
34	1.0250+ 7	2.7000- 2			8.0000- 3	
35	1.0500+ 7	3.1000- 2			1.1500- 2	
36	1.0750+ 7	3.5000- 2			1.4000- 2	
37	1.1000+ 7	3.9500- 2			1.7000- 2	
38	1.1250+ 7	4.5500- 2			2.0500- 2	
39	1.1500+ 7	5.3500- 2			2.4000- 2	
40	1.1750+ 7	6.3500- 2			2.8500- 2	
41	1.2000+ 7	7.2500- 2			3.3000- 2	
42	1.2250+ 7	8.1000- 2			3.9000- 2	
43	1.2500+ 7	9.0500- 2		4.6400- 5	4.6000- 2	
44	1.2750+ 7	9.9500- 2		2.7000- 3	5.2000- 2	
45	1.3000+ 7	1.0850- 1		8.0000- 3	5.8500- 2	
46	1.3250+ 7	1.1700- 1		1.5000- 2	6.5000- 2	
47	1.3500+ 7	1.2550- 1		2.2000- 2	7.3500- 2	
48	1.3750+ 7	1.3450- 1		2.9500- 2	8.5500- 2	
49	1.4000+ 7	1.4300- 1	3.2000- 5	3.9000- 2	9.9500- 2	
50	1.4250+ 7	1.4950- 1	2.2500- 3	5.0500- 2	1.1400- 1	
51	1.4500+ 7	1.5000- 1	8.5000- 3	6.3500- 2	1.2750- 1	
52	1.4750+ 7	1.4300- 1	1.9000- 2	7.6000- 2	1.3950- 1	
53	1.5000+ 7	1.3150- 1	3.2500- 2	9.0500- 2	1.5150- 1	
54	1.5250+ 7	9.1600- 2	7.0850- 2	1.3470- 1	1.7980- 1	
55	1.6500+ 7	5.9500- 2	9.5500- 2	1.5900- 1	1.7700- 1	
56	1.6750+ 7	5.2500- 2	9.8500- 2	1.5700- 1	1.7000- 1	
57	1.7000+ 7	4.6000- 2	1.0025- 1	1.5300- 1	1.6200- 1	
58	1.7250+ 7	4.0000- 2	1.0150- 1	1.4500- 1	1.5200- 1	
59	1.7500+ 7	3.4500- 2	1.0150- 1	1.3500- 1	1.4150- 1	1.3725- 6
60	1.7750+ 7	3.0000- 2	1.0050- 1	1.2650- 1	1.3250- 1	3.5686- 3
61	1.8000+ 7	2.6000- 2	9.9250- 2	1.1900- 1	1.2100- 1	1.1000- 2
62	1.8250+ 7	2.2500- 2	9.7500- 2	1.1250- 1	1.0700- 1	1.9000- 2
63	1.8500+ 7	1.9500- 2	9.5250- 2	1.0600- 1	9.4000- 2	2.7000- 2
64	1.8750+ 7	1.7000- 2	9.2500- 2	9.9500- 2	8.1500- 2	3.3500- 2
65	1.9000+ 7	1.5000- 2	9.0000- 2	9.4500- 2	7.0000- 2	3.8000- 2
66	1.9250+ 7	1.3500- 2	8.7500- 2	8.9500- 2	6.0500- 2	4.2000- 2
67	1.9500+ 7	1.1000- 2	8.4000- 2	8.4000- 2	5.1000- 2	4.5000- 2
68	1.9750+ 7	8.5000- 3	8.0000- 2	7.8500- 2	4.1500- 2	4.7000- 2

Групповые сечения для ядер Mo-96, Mo-98

NO.	GROUP-EV	MO-98(G,N) AVERAGE	MO-96(G,N) AVERAGE	MO-98(G,2N) AVERAGE	MO-96(G,2N) AVERAGE
27	8.5000+ 6	3.2581- 4	-		
28	8.7500+ 6	3.2542- 3	-		
29	9.0000+ 6	6.0000- 3	1.9840- 4		
30	9.2500+ 6	9.5000- 3	2.8500- 3		
31	9.5000+ 6	1.3500- 2	6.0000- 3		
32	9.7500+ 6	1.7000- 2	9.0000- 3		
33	1.0000+ 7	2.1000- 2	1.3000- 2		
34	1.0250+ 7	2.5000- 2	1.6500- 2		
35	1.0500+ 7	2.9000- 2	2.0000- 2		
36	1.0750+ 7	3.3000- 2	2.3500- 2		
37	1.1000+ 7	3.7500- 2	2.7000- 2		
38	1.1250+ 7	4.2000- 2	3.0500- 2		
39	1.1500+ 7	4.7000- 2	3.4000- 2		
40	1.1750+ 7	5.4500- 2	3.8000- 2		
41	1.2000+ 7	6.2000- 2	4.3000- 2		
42	1.2250+ 7	6.9000- 2	4.9500- 2		
43	1.2500+ 7	7.6500- 2	5.8000- 2		
44	1.2750+ 7	8.4500- 2	6.7000- 2		
45	1.3000+ 7	9.4000- 2	7.5500- 2		
46	1.3250+ 7	1.0450- 1	8.3500- 2		
47	1.3500+ 7	1.1450- 1	9.2000- 2		
48	1.3750+ 7	1.2400- 1	1.0250- 1		
49	1.4000+ 7	1.3500- 1	1.1400- 1		
50	1.4250+ 7	1.4600- 1	1.2550- 1		
51	1.4500+ 7	1.5550- 1	1.3850- 1		
52	1.4750+ 7	1.6600- 1	1.5150- 1		
53	1.5000+ 7	1.7850- 1	1.6300- 1		
54	1.5250+ 7	1.7410- 1	1.8500- 1	1.3954- 2	
55	1.6500+ 7	1.2900- 1	1.7650- 1	4.2250- 2	1.0326- 3
56	1.6750+ 7	1.1050- 1	1.6450- 1	5.2250- 2	7.0000- 3
57	1.7000+ 7	9.1500- 2	1.4950- 1	6.0000- 2	1.5500- 2
58	1.7250+ 7	7.5000- 2	1.3050- 1	6.6250- 2	2.4000- 2
59	1.7500+ 7	6.0000- 2	1.1350- 1	7.2000- 2	3.2750- 2
60	1.7750+ 7	4.7500- 2	9.8000- 2	7.6750- 2	4.2000- 2
61	1.8000+ 7	3.8500- 2	8.3500- 2	8.0000- 2	4.9250- 2
62	1.8250+ 7	3.0500- 2	7.2500- 2	8.1750- 2	5.3500- 2
63	1.8500+ 7	2.4000- 2	6.4000- 2	8.2750- 2	5.8000- 2
64	1.8750+ 7	1.9500- 2	5.5500- 2	8.2750- 2	6.2500- 2
65	1.9000+ 7	1.6000- 2	4.7500- 2	8.1750- 2	6.5000- 2
66	1.9250+ 7	1.3000- 2	4.0500- 2	7.8250- 2	6.6250- 2
67	1.9500+ 7	1.0000- 2	3.3500- 2	7.3750- 2	6.6750- 2
68	1.9750+ 7	6.5000- 3	2.7500- 2	6.9000- 2	6.7250- 2

Таблица 12

Групповые сечения для ядер W-182, W-184, W-186

NO.	GROUP-EV	W-186(G,N) AVERAGE	W-186(G,2N) AVERAGE	W-184(G,N) AVERAGE	W-182(G,N) AVERAGE
21	6.0000+ 6	1.6667- 5	-	-	-
22	7.2500+ 6	2.9167- 3	-	4.0000- 4	-
23	7.5000+ 6	8.0000- 3	-	5.0000- 3	-
24	7.7500+ 6	1.4000- 2	-	1.1000- 2	-
25	8.0000+ 6	2.0500- 2	-	1.8000- 2	2.7440- 3
26	8.2500+ 6	2.9000- 2	-	2.6000- 2	1.3500- 2
27	8.5000+ 6	3.8000- 2	-	3.4000- 2	2.5500- 2
28	8.7500+ 6	4.6500- 2	-	4.2500- 2	3.7000- 2
29	9.0000+ 6	5.6000- 2	-	5.1000- 2	4.8500- 2
30	9.2500+ 6	6.8000- 2	-	6.1000- 2	5.8500- 2
31	9.5000+ 6	8.1000- 2	-	7.2500- 2	6.7500- 2
32	9.7500+ 6	9.3000- 2	-	8.4000- 2	7.8500- 2
33	1.0000+ 7	1.0450- 1	-	9.6500- 2	9.0500- 2
34	1.0250+ 7	1.1800- 1	-	1.1050- 1	1.0150- 1
35	1.0500+ 7	1.3300- 1	-	1.2450- 1	1.1750- 1
36	1.0750+ 7	1.4800- 1	-	1.3950- 1	1.3950- 1
37	1.1000+ 7	1.6750- 1	-	1.6000- 1	1.7000- 1
38	1.1250+ 7	2.0000- 1	-	2.0800- 1	2.0950- 1
39	1.1500+ 7	2.4500- 1	-	2.6950- 1	2.4850- 1
40	1.1750+ 7	2.9800- 1	-	3.2050- 1	2.8350- 1
41	1.2000+ 7	3.4150- 1	-	3.6000- 1	3.1450- 1
42	1.2250+ 7	3.7500- 1	-	3.8400- 1	3.4200- 1
43	1.2500+ 7	4.0550- 1	-	4.0250- 1	3.6500- 1
44	1.2750+ 7	4.1600- 1	8.6400- 5	4.0700- 1	3.8450- 1
45	1.3000+ 7	3.9250- 1	6.9000- 3	3.8000- 1	4.0150- 1
46	1.3250+ 7	3.5250- 1	2.6000- 2	3.3650- 1	4.1250- 1
47	1.3500+ 7	3.1650- 1	5.9500- 2	3.0050- 1	4.0850- 1
48	1.3750+ 7	2.7900- 1	1.0350- 1	2.6750- 1	3.8200- 1
49	1.4000+ 7	2.4700- 1	1.3850- 1	2.4250- 1	3.3400- 1
50	1.4250+ 7	2.1850- 1	1.6550- 1	2.2250- 1	2.7750- 1
51	1.4500+ 7	1.9250- 1	1.9600- 1	2.0200- 1	2.3800- 1
52	1.4750+ 7	1.7000- 1	2.2300- 1	1.8800- 1	2.1650- 1
53	1.5000+ 7	1.4850- 1	2.4150- 1	1.7600- 1	2.0000- 1
54	1.5250+ 7	1.1850- 1	2.4250- 1	1.4590- 1	1.6720- 1
55	1.6500+ 7	9.9500- 2	2.0050- 1	1.2150- 1	1.4150- 1
56	1.6750+ 7	9.4000- 2	1.8250- 1	1.1450- 1	1.3350- 1
57	1.7000+ 7	8.9000- 2	1.6750- 1	1.0800- 1	1.2500- 1
58	1.7250+ 7	8.4500- 2	1.5650- 1	1.0250- 1	1.1750- 1
59	1.7500+ 7	8.0000- 2	1.4500- 1	9.7000- 2	1.1050- 1
60	1.7750+ 7	7.6000- 2	1.3200- 1	9.1500- 2	1.0400- 1
61	1.8000+ 7	7.2000- 2	1.2000- 1	8.6000- 2	9.8000- 2
62	1.8250+ 7	6.8000- 2	1.1050- 1	8.1000- 2	9.2500- 2
63	1.8500+ 7	6.3500- 2	1.0100- 1	7.7000- 2	8.8000- 2
64	1.8750+ 7	5.9500- 2	9.2000- 2	7.2500- 2	8.3500- 2
65	1.9000+ 7	5.6500- 2	8.4000- 2	6.8500- 2	7.8500- 2
66	1.9250+ 7	5.3500- 2	7.6000- 2	6.5000- 2	7.3500- 2
67	1.9500+ 7	5.0500- 2	6.8000- 2	6.1000- 2	6.9000- 2
68	1.9750+ 7	4.7500- 2	5.9500- 2	5.7500- 2	6.4500- 2

Таблица 13

Групповые сечения для ядра Рb-000

82-Pb-000 NO.	GROUP-EV	(G,TOT) AVERAGE	(G,N) AVERAGE	(G,2N) AVERAGE
21	6.0000+ 6	1.5256- 3	1.5256- 3	
22	7.2500+ 6	8.5000- 3	8.5000- 3	
23	7.5000+ 6	1.7500- 2	1.7500- 2	
24	7.7500+ 6	3.2500- 2	3.2500- 2	
25	8.0000+ 6	4.7000- 2	4.7000- 2	
26	8.2500+ 6	6.1000- 2	6.1000- 2	
27	8.5000+ 6	7.8500- 2	7.8500- 2	
28	8.7500+ 6	9.9500- 2	9.9500- 2	
29	9.0000+ 6	1.2250- 1	1.2250- 1	
30	9.2500+ 6	1.4750- 1	1.4750- 1	
31	9.5000+ 6	1.7250- 1	1.7250- 1	
32	9.7500+ 6	1.9750- 1	1.9750- 1	
33	1.0000+ 7	2.2375- 1	2.2375- 1	
34	1.0250+ 7	2.5125- 1	2.5125- 1	
35	1.0500+ 7	2.7875- 1	2.7875- 1	
36	1.0750+ 7	3.0625- 1	3.0625- 1	
37	1.1000+ 7	3.3250- 1	3.3250- 1	
38	1.1250+ 7	3.5750- 1	3.5750- 1	
39	1.1500+ 7	3.8275- 1	3.8275- 1	
40	1.1750+ 7	4.0825- 1	4.0825- 1	
42	1.2250+ 7	4.5400- 1	4.5400- 1	
43	1.2500+ 7	4.8125- 1	4.8125- 1	
44	1.2750+ 7	5.1375- 1	5.1375- 1	
45	1.3000+ 7	5.4950- 1	5.4950- 1	
46	1.3250+ 7	5.8850- 1	5.8850- 1	
47	1.3500+ 7	6.0225- 1	6.0225- 1	
48	1.3750+ 7	5.9075- 1	5.9075- 1	
49	1.4000+ 7	5.6844- 1	5.6781- 1	4.8200- 4
50	1.4250+ 7	5.3671- 1	5.3079- 1	5.9000- 3
51	1.4500+ 7	4.8588- 1	4.6925- 1	1.6625- 2
52	1.4750+ 7	4.3242- 1	4.0255- 1	2.9875- 2
53	1.5000+ 7	3.8563- 1	3.4325- 1	4.2375- 2
54	1.5250+ 7	2.6354- 1	1.9153- 1	7.3325- 2
55	1.6500+ 7	1.7918- 1	8.7050- 2	9.7375- 2
56	1.6750+ 7	1.7220- 1	6.9230- 2	1.0312- 1
57	1.7000+ 7	1.6700- 1	5.9000- 2	1.0800- 1
58	1.7250+ 7	1.6100- 1	4.9000- 2	1.1200- 1
59	1.7500+ 7	1.5600- 1	4.0500- 2	1.1550- 1
60	1.7750+ 7	1.5200- 1	3.3500- 2	1.1850- 1
61	1.8000+ 7	1.4875- 1	2.7500- 2	1.2125- 1
62	1.8250+ 7	1.4625- 1	2.2500- 2	1.2375- 1
63	1.8500+ 7	1.4375- 1	1.8000- 2	1.2575- 1
64	1.8750+ 7	1.4125- 1	1.4000- 2	1.2725- 1
65	1.9000+ 7	1.4000- 1	1.1000- 2	1.2900- 1
66	1.9250+ 7	1.4000- 1	9.0000- 3	1.3100- 1
67	1.9500+ 7	1.3875- 1	6.5000- 3	1.3225- 1
68	1.9750+ 7	1.3625- 1	3.5000- 3	1.3275- 1

Таблица 14

Групповые сечения для ядра Bi-209

Bi-209 NO.	GROUP-EV	(G,TOT) AVERAGE	(G,2N) AVERAGE	(G,N) AVERAGE
22	7.2500+ 6	3.2307- 4	-	3.2307- 4
23	7.5000+ 6	1.2578- 2	-	1.2578- 2
24	7.7500+ 6	3.0859- 2	-	3.0859- 2
25	8.0000+ 6	4.2500- 2	-	4.2500- 2
26	8.2500+ 6	4.7500- 2	-	4.7500- 2
27	8.5000+ 6	5.5000- 2	-	5.5000- 2
28	8.7500+ 6	6.5000- 2	-	6.5000- 2
29	9.0000+ 6	7.5000- 2	-	7.5000- 2
30	9.2500+ 6	8.5000- 2	-	8.5000- 2
31	9.5000+ 6	9.5000- 2	-	9.5000- 2
32	9.7500+ 6	1.0500- 1	-	1.0500- 1
33	1.0000+ 7	1.1750- 1	-	1.1750- 1
34	1.0250+ 7	1.3250- 1	-	1.3250- 1
35	1.0500+ 7	1.5250- 1	-	1.5250- 1
36	1.0750+ 7	1.7750- 1	-	1.7750- 1
37	1.1000+ 7	2.0500- 1	-	2.0500- 1
38	1.1250+ 7	2.3500- 1	-	2.3500- 1
39	1.1500+ 7	2.6250- 1	-	2.6250- 1
40	1.1750+ 7	2.8750- 1	-	2.8750- 1
41	1.2000+ 7	3.2250- 1	-	3.2250- 1
42	1.2250+ 7	3.6750- 1	-	3.6750- 1
43	1.2500+ 7	4.1250- 1	-	4.1250- 1
44	1.2750+ 7	4.5750- 1	-	4.5750- 1
45	1.3000+ 7	4.9500- 1	-	4.9500- 1
46	1.3250+ 7	5.2536- 1	3.6000- 4	5.2500- 1
47	1.3500+ 7	5.3625- 1	1.2500- 3	5.3500- 1
48	1.3750+ 7	5.2675- 1	1.7500- 3	5.2500- 1
49	1.4000+ 7	5.0900- 1	4.0000- 3	5.0500- 1
50	1.4250+ 7	4.8300- 1	3.0000- 3	4.7500- 1
51	1.4500+ 7	4.4500- 1	2.0000- 2	4.2500- 1
52	1.4750+ 7	3.9500- 1	4.0000- 2	3.5500- 1
53	1.5000+ 7	3.4175- 1	5.6750- 2	2.8500- 1
54	1.5250+ 7	2.2185- 1	8.9850- 2	1.3200- 1
55	1.6500+ 7	1.6225- 1	1.0100- 1	6.1250- 2
56	1.6750+ 7	1.5275- 1	9.9000- 2	5.3750- 2
57	1.7000+ 7	1.4400- 1	9.6500- 2	4.7500- 2
58	1.7250+ 7	1.3600- 1	9.3500- 2	4.2500- 2
59	1.7500+ 7	1.2825- 1	8.9500- 2	3.8750- 2
60	1.7750+ 7	1.2075- 1	8.4500- 2	3.6250- 2
61	1.8000+ 7	1.1400- 1	8.0250- 2	3.3750- 2
62	1.8250+ 7	1.0800- 1	7.6750- 2	3.1250- 2
63	1.8500+ 7	1.0125- 1	7.3750- 2	2.7500- 2
64	1.8750+ 7	9.3750- 2	7.1250- 2	2.2500- 2
65	1.9000+ 7	8.7500- 2	6.8750- 2	1.8750- 2
66	1.9250+ 7	8.2500- 2	6.6250- 2	1.6250- 2
67	1.9500+ 7	7.7500- 2	6.3750- 2	1.3750- 2
68	1.9750+ 7	7.2500- 2	6.1250- 2	1.1250- 2

Таблица 15

Групповые сечения для ядра Th-232

90-TH-232 NO.	GROUP-EV	(G,TOT) AVERAGE	(G,F) AVERAGE	(G,N) AVERAGE	(G,2N) AVERAGE
16	4.7500+ 6	5.8001- 9	5.8001- 9	-	-
17	5.0000+ 6	2.7571- 7	2.7571- 7	-	-
18	5.2500+ 6	2.4328- 5	2.4328- 5	-	-
19	5.5000+ 6	2.3214- 4	2.3214- 4	-	-
20	5.7500+ 6	9.2054- 4	9.2054- 4	-	-
21	6.0000+ 6	2.1794- 2	1.0864- 2	1.0858- 2	-
22	7.2500+ 6	4.5722- 2	9.6412- 3	3.6051- 2	-
23	7.5000+ 6	5.5989- 2	9.8150- 3	4.6167- 2	-
25	8.0000+ 6	8.2742- 2	1.0820- 2	7.1915- 2	-
26	8.2500+ 6	9.5497- 2	1.1967- 2	8.3528- 2	-
27	8.5000+ 6	1.1138- 1	1.4017- 2	9.7416- 2	-
28	8.7500+ 6	1.2709- 1	1.5355- 2	1.1173- 1	-
29	9.0000+ 6	1.5381- 1	1.6568- 2	1.3709- 1	-
30	9.2500+ 6	1.9739- 1	1.7938- 2	1.7938- 1	-
31	9.5000+ 6	2.4174- 1	2.0070- 2	2.2162- 1	-
32	9.7500+ 6	2.9214- 1	2.2630- 2	2.6948- 1	-
33	1.0000+ 7	3.4496- 1	2.4313- 2	3.2048- 1	-
34	1.0250+ 7	4.0055- 1	2.4921- 2	3.7557- 1	-
35	1.0500+ 7	4.3036- 1	2.5375- 2	4.0497- 1	-
36	1.0750+ 7	4.5396- 1	2.5792- 2	4.2816- 1	-
37	1.1000+ 7	4.6756- 1	2.6312- 2	4.4125- 1	-
38	1.1250+ 7	4.7070- 1	2.6937- 2	4.4375- 1	1.9600- 5
39	1.1500+ 7	4.7010- 1	2.7563- 2	4.3562- 1	6.6491- 3
40	1.1750+ 7	4.9153- 1	2.8121- 2	4.1448- 1	4.6923- 2
41	1.2000+ 7	4.9590- 1	2.8542- 2	3.7225- 1	8.6443- 2
42	1.2250+ 7	4.9748- 1	2.9119- 2	3.2597- 1	1.4025- 1
43	1.2500+ 7	4.9041- 1	3.1206- 2	2.5844- 1	1.9135- 1
44	1.2750+ 7	4.8658- 1	3.4538- 2	2.0116- 1	2.4668- 1
45	1.3000+ 7	4.9375- 1	3.9841- 2	1.5932- 1	2.8810- 1
46	1.3250+ 7	5.0061- 1	4.5387- 2	1.2652- 1	3.2678- 1
47	1.3500+ 7	5.0615- 1	5.0307- 2	1.0097- 1	3.5190- 1
48	1.3750+ 7	5.0605- 1	5.4212- 2	8.0631- 2	3.7028- 1
49	1.4000+ 7	4.9440- 1	5.5300- 2	6.4480- 2	3.7325- 1
50	1.4250+ 7	4.8080- 1	5.5340- 2	5.2591- 2	3.7255- 1
51	1.4500+ 7	4.6390- 1	5.3400- 2	4.4789- 2	3.6525- 1
52	1.4750+ 7	4.4064- 1	5.0707- 2	3.7461- 2	3.5237- 1
53	1.5000+ 7	4.0586- 1	4.6690- 2	2.9957- 2	3.2891- 1
54	1.5250+ 7	3.0267- 1	3.7735- 2	1.3610- 2	2.5293- 1
55	1.6500+ 7	2.1738- 1	2.7638- 2	6.7509- 3	1.8459- 1
56	1.6750+ 7	1.9869- 1	2.4978- 2	5.8805- 3	1.6780- 1
57	1.7000+ 7	1.8270- 1	2.3182- 2	5.1793- 3	1.5406- 1
58	1.7250+ 7	1.6971- 1	2.1710- 2	4.5761- 3	1.4333- 1
59	1.7500+ 7	1.5897- 1	2.0685- 2	4.1544- 3	1.3416- 1
60	1.7750+ 7	1.4929- 1	1.9681- 2	3.7866- 3	1.2575- 1
61	1.8000+ 7	1.4060- 1	1.8691- 2	3.4321- 3	1.1827- 1
62	1.8250+ 7	1.3446- 1	1.7788- 2	3.1199- 3	1.1356- 1
63	1.8500+ 7	1.3000- 1	1.7058- 2	2.8552- 3	1.1008- 1
64	1.8750+ 7	1.2561- 1	1.6343- 2	2.6143- 3	1.0666- 1
65	1.9000+ 7	1.2132- 1	1.5875- 2	2.4171- 3	1.0305- 1
66	1.9250+ 7	1.1704- 1	1.5625- 2	2.2577- 3	9.9158- 2
67	1.9500+ 7	1.1290- 1	1.5375- 2	2.1074- 3	9.5408- 2
68	1.9750+ 7	1.0890- 1	1.5125- 2	1.9672- 3	9.1803- 2

Таблица 16

Групповые сечения для ядра U-233

92-U-233 NO.	GROUP-EV	(G,TOT) AVERAGE	(G,F) AVERAGE	(G,N) AVERAGE
16	4.7500+ 6	1.1423- 6	8.6073- 7	-
17	5.0000+ 6	9.9190- 5	7.4626- 5	-
18	5.2500+ 6	1.6486- 3	1.5822- 3	-
19	5.5000+ 6	4.8448- 3	4.8094- 3	-
20	5.7500+ 6	6.4824- 3	6.4713- 3	1.2100- 5
21	6.0000+ 6	1.1640- 2	1.1047- 2	4.7000- 4
22	7.2500+ 6	2.9226- 2	2.3642- 2	5.3000- 3
23	7.5000+ 6	3.6701- 2	2.7160- 2	9.5000- 3
24	7.7500+ 6	4.4317- 2	3.0024- 2	1.4200- 2
25	8.0000+ 6	5.2591- 2	3.6089- 2	1.6125- 2
26	8.2500+ 6	6.2246- 2	4.4102- 2	1.8042- 2
27	8.5000+ 6	7.4771- 2	5.3000- 2	2.1333- 2
28	8.7500+ 6	8.9237- 2	6.4153- 2	2.4900- 2
29	9.0000+ 6	1.1087- 1	7.9321- 2	3.0625- 2
30	9.2500+ 6	1.3664- 1	9.8461- 2	3.7732- 2
31	9.5000+ 6	1.7473- 1	1.2602- 1	4.6607- 2
32	9.7500+ 6	2.1150- 1	1.5578- 1	5.5536- 2
33	1.0000+ 7	2.5485- 1	1.7787- 1	7.6667- 2
34	1.0250+ 7	3.0541- 1	2.0141- 1	1.0400- 1
35	1.0500+ 7	3.3560- 1	2.1637- 1	1.1896- 1
36	1.0750+ 7	3.6227- 1	2.2972- 1	1.3258- 1
37	1.1000+ 7	3.8107- 1	2.4375- 1	1.3725- 1
38	1.1250+ 7	3.9410- 1	2.5903- 1	1.3508- 1
39	1.1500+ 7	4.0298- 1	2.7931- 1	1.2329- 1
40	1.1750+ 7	4.1036- 1	2.9971- 1	1.1068- 1
41	1.2000+ 7	4.0944- 1	3.1617- 1	9.3125- 2
42	1.2250+ 7	4.1078- 1	3.3363- 1	7.7175- 2
43	1.2500+ 7	4.2169- 1	3.5446- 1	6.7000- 2
44	1.2750+ 7	4.3313- 1	3.7481- 1	5.8280- 2
45	1.3000+ 7	4.4368- 1	3.9139- 1	5.2200- 2
46	1.3250+ 7	4.5496- 1	4.0763- 1	4.7320- 2
47	1.3500+ 7	4.6319- 1	4.1844- 1	4.4750- 2
48	1.3750+ 7	4.6386- 1	4.2161- 1	4.2250- 2
49	1.4000+ 7	4.5175- 1	4.1200- 1	3.9750- 2
50	1.4250+ 7	4.3477- 1	3.9694- 1	3.7570- 2
51	1.4500+ 7	4.0855- 1	3.7196- 1	3.6050- 2
52	1.4750+ 7	3.8109- 1	3.4631- 1	3.4390- 2
53	1.5000+ 7	3.5165- 1	3.1849- 1	3.2400- 2
54	1.5250+ 7	2.8713- 1	2.5731- 1	2.9464- 2
55	1.6500+ 7	2.2245- 1	1.9485- 1	2.6700- 2
56	1.6750+ 7	2.0311- 1	1.7717- 1	2.5860- 2
57	1.7000+ 7	1.9235- 1	1.6684- 1	2.5350- 2
58	1.7250+ 7	1.8185- 1	1.5688- 1	2.4850- 2
59	1.7500+ 7	1.7135- 1	1.4678- 1	2.4350- 2
60	1.7750+ 7	1.6140- 1	1.3672- 1	2.3610- 2
61	1.8000+ 7	1.5122- 1	1.2633- 1	2.2750- 2
62	1.8250+ 7	1.3973- 1	1.1665- 1	2.2250- 2
63	1.8500+ 7	1.2824- 1	1.0614- 1	2.1750- 2
64	1.8750+ 7	1.1675- 1	9.5155- 2	2.1250- 2
65	1.9000+ 7	1.0762- 1	8.6484- 2	2.0750- 2
66	1.9250+ 7	1.0087- 1	7.9731- 2	2.0250- 2
67	1.9500+ 7	9.4125- 2	7.3511- 2	1.9750- 2
68	1.9750+ 7	8.7375- 2	6.7742- 2	1.9250- 2

Групповые сечения для ядра U-234

92-U-234 NO.	GROUP-EV	(G,TOT) AVERAGE	(G,F) AVERAGE	(G,N) AVERAGE
14	4.2500+ 6	8.6605- 8	8.6605- 8	-
15	4.5000+ 6	2.6807- 6	2.6807- 6	-
16	4.7500+ 6	7.3441- 5	7.3441- 5	-
17	5.0000+ 6	1.1033- 3	1.1033- 3	-
18	5.2500+ 6	4.6586- 3	4.6586- 3	-
19	5.5000+ 6	7.4700- 3	7.4700- 3	-
20	5.7500+ 6	8.7692- 3	8.7692- 3	-
21	6.0000+ 6	4.6026- 2	3.2153- 2	1.3353- 2
22	7.2500+ 6	6.5217- 2	2.7164- 2	3.7814- 2
23	7.5000+ 6	7.9545- 2	3.1202- 2	4.7730- 2
24	7.7500+ 6	1.3433- 1	3.3702- 2	1.0036- 1
25	8.0000+ 6	1.4415- 1	3.8342- 2	1.0541- 1
26	8.2500+ 6	1.2590- 1	4.5811- 2	7.9385- 2
27	8.5000+ 6	1.2533- 1	5.1235- 2	7.4072- 2
28	8.7500+ 6	1.3754- 1	5.3720- 2	8.3783- 2
29	9.0000+ 6	1.2927- 1	6.4133- 2	6.4001- 2
30	9.2500+ 6	1.2343- 1	8.6481- 2	3.6346- 2
31	9.5000+ 6	1.4296- 1	1.1092- 1	3.2029- 2
32	9.7500+ 6	1.7273- 1	1.3582- 1	3.6880- 2
33	1.0000+ 7	2.1593- 1	1.5713- 1	5.7968- 2
34	1.0250+ 7	2.9358- 1	1.7209- 1	1.1797- 1
35	1.0500+ 7	3.7451- 1	1.9161- 1	1.8286- 1
36	1.0750+ 7	4.3756- 1	2.1658- 1	2.2098- 1
37	1.1000+ 7	4.6748- 1	2.3375- 1	2.3375- 1
38	1.1250+ 7	4.6444- 1	2.4125- 1	2.2325- 1
39	1.1500+ 7	4.7336- 1	2.4000- 1	2.3350- 1
40	1.1750+ 7	4.7264- 1	2.3000- 1	2.4282- 1
41	1.2000+ 7	4.5059- 1	2.2708- 1	2.2343- 1
42	1.2250+ 7	4.3716- 1	2.3606- 1	2.0065- 1
43	1.2500+ 7	4.2799- 1	2.5547- 1	1.7229- 1
44	1.2750+ 7	4.2643- 1	2.7958- 1	1.4661- 1
45	1.3000+ 7	4.3430- 1	3.0736- 1	1.2644- 1
46	1.3250+ 7	4.4423- 1	3.3301- 1	1.1129- 1
47	1.3500+ 7	4.5994- 1	3.6004- 1	9.9683- 2
48	1.3750+ 7	4.6994- 1	3.8023- 1	8.9697- 2
49	1.4000+ 7	4.6497- 1	3.8325- 1	8.1724- 2
50	1.4250+ 7	4.5281- 1	3.8175- 1	7.0679- 2
51	1.4500+ 7	4.3157- 1	3.7200- 1	5.9067- 2
52	1.4750+ 7	4.0332- 1	3.5604- 1	4.6675- 2
53	1.5000+ 7	3.6209- 1	3.2851- 1	3.2502- 2
54	1.5250+ 7	2.6750- 1	2.5730- 1	7.4771- 3
55	1.6500+ 7	2.0712- 1	1.7769- 1	2.8016- 2
56	1.6750+ 7	1.9310- 1	1.5694- 1	3.5493- 2
57	1.7000+ 7	1.8909- 1	1.4578- 1	4.1299- 2
58	1.7250+ 7	1.8541- 1	1.3572- 1	4.8059- 2
59	1.7500+ 7	1.7923- 1	1.2629- 1	5.2741- 2
60	1.7750+ 7	1.6515- 1	1.2018- 1	4.4886- 2
61	1.8000+ 7	1.5848- 1	1.2003- 1	3.8455- 2
62	1.8250+ 7	1.5674- 1	1.2109- 1	3.5486- 2
63	1.8500+ 7	1.5564- 1	1.2266- 1	3.2749- 2
64	1.8750+ 7	1.5455- 1	1.2422- 1	3.0209- 2
65	1.9000+ 7	1.5412- 1	1.2563- 1	2.8481- 2
66	1.9250+ 7	1.5437- 1	1.2687- 1	2.7444- 2
67	1.9500+ 7	1.5462- 1	1.2812- 1	2.6444- 2
68	1.9750+ 7	1.5487- 1	1.2937- 1	2.5481- 2

Таблица 18

Групповые сечения для ядра U-236

92-U-236 NO.	GROUP-EV	(G,F) AVERAGE	(G,2N) AVERAGE	(G,N) AVERAGE
10	3.2500+ 6	9.5147-11	-	-
11	3.500 + 6	2.6563-10	-	-
12	3.7500+ 6	1.3738- 9	-	-
13	4.0000+ 6	1.1320- 8	-	-
14	4.2500+ 6	5.6246- 8	-	-
15	4.5000+ 6	3.8979- 7	-	-
16	4.7500+ 6	2.4866- 6	-	-
17	5.0000+ 6	6.6467- 5	-	-
18	5.2500+ 6	4.5159- 4	-	-
19	5.5000+ 6	1.2749- 3	-	-
20	5.7500+ 6	4.6785- 3	-	-
21	6.0000+ 6	1.1910- 2	-	4.1460- 3
22	7.2500+ 6	1.7250- 2	-	1.8500- 2
23	7.5000+ 6	1.8750- 2	-	2.5000- 2
24	7.7500+ 6	2.0250- 2	-	3.2000- 2
25	8.0000+ 6	2.2750- 2	-	4.1500- 2
26	8.2500+ 6	2.6250- 2	-	5.0500- 2
27	8.5000+ 6	3.1000- 2	-	6.0000- 2
28	8.7500+ 6	3.7000- 2	-	7.4500- 2
29	9.0000+ 6	4.6000- 2	-	8.9500- 2
30	9.2500+ 6	5.8000- 2	-	1.0500- 1
31	9.5000+ 6	7.0000- 2	-	1.2500- 1
32	9.7500+ 6	8.2000- 2	-	1.5500- 1
33	1.0000+ 7	9.6500- 2	-	1.9500- 1
34	1.0250+ 7	1.1350- 1	-	2.3250- 1
35	1.0500+ 7	1.2600- 1	-	2.5750- 1
36	1.0750+ 7	1.3400- 1	-	2.7400- 1
37	1.1000+ 7	1.3975- 1	-	2.8550- 1
38	1.1250+ 7	1.4325- 1	-	2.9000- 1
39	1.1500+ 7	1.4675- 1	-	2.8650- 1
40	1.1750+ 7	1.5025- 1	1.4900- 4	2.7750- 1
41	1.2000+ 7	1.5425- 1	8.2500- 3	2.6700- 1
42	1.2250+ 7	1.5875- 1	2.3000- 2	2.5550- 1
43	1.2500+ 7	1.6900- 1	3.7500- 2	2.3900- 1
44	1.2750+ 7	1.8500- 1	5.4500- 2	2.1450- 1
45	1.3000+ 7	1.9725- 1	7.7000- 2	1.8400- 1
46	1.3250+ 7	2.0575- 1	9.8500- 2	1.5200- 1
47	1.3500+ 7	2.1700- 1	1.1100- 1	1.2300- 1
48	1.3750+ 7	2.3100- 1	1.1700- 1	1.0250- 1
49	1.4000+ 7	2.4175- 1	1.2000- 1	8.9500- 2
50	1.4250+ 7	2.4925- 1	1.2050- 1	7.8500- 2
51	1.4500+ 7	2.4475- 1	1.1800- 1	6.9500- 2
52	1.4750+ 7	2.2825- 1	1.1350- 1	6.2000- 2
53	1.5000+ 7	2.1175- 1	1.0800- 1	5.4500- 2
54	1.5250+ 7	1.6845- 1	7.9400- 2	4.2300- 2
55	1.6500+ 7	1.2925- 1	5.3500- 2	3.3000- 2
56	1.6750+ 7	1.1975- 1	4.7500- 2	3.0500- 2
57	1.7000+ 7	1.1125- 1	4.2500- 2	2.8000- 2
58	1.7250+ 7	1.0375- 1	3.8000- 2	2.6000- 2
59	1.7500+ 7	9.5750- 2	3.4500- 2	2.4500- 2
60	1.7750+ 7	8.7250- 2	3.1000- 2	2.3500- 2
61	1.8000+ 7	7.8500- 2	2.6500- 2	2.1500- 2
62	1.8250+ 7	6.9500- 2	2.2000- 2	1.9500- 2
63	1.8500+ 7	6.2500- 2	1.8500- 2	1.8750- 2
64	1.8750+ 7	5.7500- 2	1.5000- 2	1.8250- 2
65	1.9000+ 7	5.2750- 2	1.1500- 2	1.7500- 2
66	1.9250+ 7	4.8250- 2	9.0000- 3	1.6500- 2
67	1.9500+ 7	4.4500- 2	7.5000- 3	1.5750- 2
68	1.9750+ 7	4.1500- 2	6.5000- 3	1.5250- 2

Груповіе середня для ядра №-237

NP-237 NO.	GROUP-EV	(G,F) AVERAGE	(G,N) AVERAGE	(G,2N) AVERAGE
11	3.5000+ 6	2.4597-11		
12	3.7500+ 6	4.7609-10		
13	4.0000+ 6	5.0404- 9		
14	4.2500+ 6	5.3500- 8		
15	4.5000+ 6	5.5527- 7		
16	4.7500+ 6	1.3931- 5		
17	5.0000+ 6	2.0602- 4		
18	5.2500+ 6	1.6716- 3		
19	5.5000+ 6	5.4042- 3		
20	5.7500+ 6	8.5477- 3		
21	6.0000+ 6	1.8706- 2	2.7048- 3	
22	7.2500+ 6	3.0000- 2	1.5000- 2	
23	7.5000+ 6	3.2590- 2	2.0500- 2	
24	7.7500+ 6	3.5500- 2	2.6500- 2	
25	8.0000+ 6	3.8500- 2	3.4000- 2	
26	8.2500+ 6	4.1500- 2	3.9500- 2	
27	8.5000+ 6	4.5250- 2	4.7000- 2	
28	8.7500+ 6	4.9750- 2	5.7000- 2	
29	9.0000+ 6	5.5250- 2	6.5500- 2	
30	9.2500+ 6	6.1750- 2	7.6000- 2	
31	9.5000+ 6	6.9750- 2	8.8000- 2	
32	9.7500+ 6	7.9250- 2	1.0200- 1	
33	1.0000+ 7	1.0050- 1	1.1550- 1	
34	1.0250+ 7	1.3350- 1	1.2800- 1	
35	1.0500+ 7	1.6625- 1	1.4300- 1	
36	1.0750+ 7	1.9875- 1	1.5650- 1	
37	1.1000+ 7	2.1525- 1	1.6700- 1	
38	1.1250+ 7	2.1575- 1	1.7700- 1	
39	1.1500+ 7	2.1025- 1	1.8750- 1	
40	1.1750+ 7	1.9875- 1	1.9650- 1	
41	1.2000+ 7	1.9475- 1	2.0200- 1	
42	1.2250+ 7	1.9825- 1	2.0350- 1	1.3390- 4
43	1.2500+ 7	2.0725- 1	2.0050- 1	2.5000- 3
44	1.2750+ 7	2.2175- 1	1.9450- 1	5.5000- 3
45	1.3000+ 7	2.3675- 1	1.8550- 1	8.5000- 3
46	1.3250+ 7	2.5225- 1	1.7450- 1	1.1000- 2
47	1.3500+ 7	2.6700- 1	1.6200- 1	1.4000- 2
48	1.3750+ 7	2.8100- 1	1.4600- 1	1.8000- 2
49	1.4000+ 7	2.8650- 1	1.2950- 1	2.1500- 2
50	1.4250+ 7	2.8350- 1	1.1600- 1	2.4000- 2
51	1.4500+ 7	2.7775- 1	1.0400- 1	2.6500- 2
52	1.4750+ 7	2.6925- 1	9.2500- 2	2.9500- 2
53	1.5000+ 7	2.5400- 1	8.2500- 2	3.2000- 2
54	1.5250+ 7	1.9500- 1	6.2400- 2	3.8000- 2
55	1.6500+ 7	1.4425- 1	4.8000- 2	4.1500- 2
56	1.6750+ 7	1.3675- 1	4.4500- 2	4.1750- 2
57	1.7000+ 7	1.3075- 1	4.1000- 2	4.1250- 2
58	1.7250+ 7	1.2625- 1	3.8000- 2	4.0750- 2
59	1.7500+ 7	1.2175- 1	3.5500- 2	4.0250- 2
60	1.7750+ 7	1.1725- 1	3.2500- 2	3.9750- 2
61	1.8000+ 7	1.1300- 1	3.0000- 2	3.9250- 2
62	1.8250+ 7	1.0900- 1	2.8500- 2	3.8500- 2
63	1.8500+ 7	1.0525- 1	2.7000- 2	3.7500- 2
64	1.8750+ 7	1.0175- 1	2.5000- 2	3.6500- 2
65	1.9000+ 7	9.8750- 2	2.3500- 2	3.5500- 2
66	1.9250+ 7	9.6250- 2	2.2000- 2	3.4500- 2
67	1.9500+ 7	9.3750- 2	2.0000- 2	3.3500- 2
68	1.9750+ 7	9.1250- 2	1.8500- 2	3.2500- 2

Таблица 20

Групповые сечения для ядер Pu-239, Pu-241

NO.	GROUP-EV	PU-241(G,N) AVERAGE	PU-239(G,N) AVERAGE	PU-239(G,2N) AVERAGE
17	5.0000+ 6	3.6000-10	-	
18	5.2500+ 6	1.0100- 6	-	
19	5.5000+ 6	4.5000- 6	2.2440- 9	
20	5.7500+ 6	9.0000- 6	1.0100- 6	
21	6.0000+ 6	2.1400- 5	7.8000- 6	
22	7.2500+ 6	3.6000- 5	1.5500- 5	
23	7.5000+ 6	4.2500- 5	1.8500- 5	
24	7.7500+ 6	5.0000- 5	2.1500- 5	
25	8.0000+ 6	5.8000- 5	2.5500- 5	
26	8.2500+ 6	6.6500- 5	3.0000- 5	
27	8.5000+ 6	7.6000- 5	3.4000- 5	
28	8.7500+ 6	8.7500- 5	3.8000- 5	
29	9.0000+ 6	1.0100- 4	4.3000- 5	
30	9.2500+ 6	1.2150- 4	4.8650- 5	
31	9.5000+ 6	1.5400- 4	5.5000- 5	
32	9.7500+ 6	1.8400- 4	6.1350- 5	
33	1.0000+ 7	1.9800- 4	6.8500- 5	
34	1.0250+ 7	1.9750- 4	7.9000- 5	
35	1.0500+ 7	1.8600- 4	9.8500- 5	
36	1.0750+ 7	1.6750- 4	1.2350- 4	
37	1.1000+ 7	1.4850- 4	1.4700- 4	
38	1.1250+ 7	1.2750- 4	1.7050- 4	
39	1.1500+ 7	1.0250- 4	1.8700- 4	
40	1.1750+ 7	8.2500- 5	1.9000- 4	
41	1.2000+ 7	7.2000- 5	1.8500- 4	
42	1.2250+ 7	6.6500- 5	1.7850- 4	
43	1.2500+ 7	6.2000- 5	1.7050- 4	9.6000-11
44	1.2750+ 7	5.8000- 5	1.6150- 4	6.5000-10
45	1.3000+ 7	5.4500- 5	1.5100- 4	9.0000-10
46	1.3250+ 7	5.1500- 5	1.4000- 4	2.0000- 9
47	1.3500+ 7	4.8500- 5	1.2950- 4	4.0000- 9
48	1.3750+ 7	4.6000- 5	1.1900- 4	5.5000- 9
49	1.4000+ 7	4.4000- 5	1.0800- 4	7.0000- 9
50	1.4250+ 7	4.2500- 5	9.7000- 5	9.0000- 9
51	1.4500+ 7	4.1500- 5	8.9000- 5	1.5000- 8
52	1.4750+ 7	4.0000- 5	8.3000- 5	2.5000- 8
53	1.5000+ 7	3.8000- 5	7.7500- 5	7.5000- 8
54	1.5250+ 7	3.4000- 5	6.3600- 5	1.9660- 6
55	1.6500+ 7	3.0500- 5	5.0500- 5	4.5400- 6
56	1.6750+ 7	2.9500- 5	4.6500- 5	5.1500- 6
57	1.7000+ 7	2.8500- 5	4.3500- 5	5.5100- 6
58	1.7250+ 7	2.7000- 5	4.0000- 5	5.7000- 6
59	1.7500+ 7	2.5500- 5	3.6500- 5	5.7150- 6
60	1.7750+ 7	2.4750- 5	3.3500- 5	5.5950- 6
61	1.8000+ 7	2.4250- 5	3.0500- 5	5.4650- 6
62	1.8250+ 7	2.3750- 5	2.7500- 5	5.3050- 6
63	1.8500+ 7	2.3250- 5	2.4500- 5	5.1000- 6
64	1.8750+ 7	2.2500- 5	2.2000- 5	4.8400- 6
65	1.9000+ 7	2.1500- 5	1.9500- 5	4.5900- 6
66	1.9250+ 7	2.0750- 5	1.7000- 5	4.3500- 6
67	1.9500+ 7	2.0250- 5	1.5000- 5	4.1100- 6
68	1.9750+ 7	1.9500- 5	1.3500- 5	3.8950- 6

Таблица 21

Групповые сечения для ядер U-235, U-238, Am-241, Am-243

NO.	GROUP-EV	AM-241(G,F) AVERAGE	AM-243(G,F) AVERAGE	U-238(G,F) AVERAGE	U-235(G,F) AVERAGE
10	3.2500+ 6	-	-	2.7498-11	1.6909-10
11	3.5000+ 6	2.4597-11	2.4597-11	3.2261-10	8.4545-10
12	3.7500+ 6	4.7609-10	4.7609-10	2.5164-10	7.9631-10
13	4.0000+ 6	6.0494- 9	6.0494- 9	1.7212- 9	1.3629-10
14	4.2500+ 6	5.3500- 8	5.3500- 8	1.9155- 8	4.7740-10
15	4.5000+ 6	5.5527- 7	5.5527- 7	8.5812- 7	1.7118- 8
16	4.7500+ 6	1.3931- 5	1.3931- 5	6.9585- 6	3.3910- 7
17	5.0000+ 6	2.0602- 4	2.0602- 4	5.9726- 5	9.0270- 6
18	5.2500+ 6	1.6716- 3	1.6716- 3	4.5254- 4	1.1615- 4
19	5.5000+ 6	5.4042- 3	5.4042- 3	2.1467- 3	3.8551- 4
20	5.7500+ 6	8.5477- 3	8.5477- 3	3.2810- 3	2.2289- 3
21	6.0000+ 6	1.9344- 2	2.0490- 2	6.4070- 3	8.5019- 3
22	7.2500+ 6	3.6250- 2	4.0250- 2	9.8098- 3	1.8379- 2
23	7.5000+ 6	4.2250- 2	4.8000- 2	1.2653- 2	2.0770- 2
24	7.7500+ 6	4.8750- 2	5.8000- 2	1.5446- 2	2.0600- 2
25	8.0000+ 6	5.7000- 2	6.8500- 2	1.5933- 2	2.3695- 2
26	8.2500+ 6	6.7000- 2	7.9500- 2	1.8922- 2	3.2815- 2
27	8.5000+ 6	7.6750- 2	9.1750- 2	2.4399- 2	3.9544- 2
28	8.7500+ 6	8.6250- 2	1.0525- 1	2.8044- 2	4.6146- 2
29	9.0000+ 6	1.0225- 1	1.2275- 1	3.3017- 2	5.6131- 2
30	9.2500+ 6	1.2475- 1	1.4425- 1	4.0959- 2	6.8275- 2
31	9.5000+ 6	1.4400- 1	1.6450- 1	5.0066- 2	8.5268- 2
32	9.7500+ 6	1.6000- 1	1.8350- 1	6.0578- 2	1.0586- 1
33	1.0000+ 7	1.7100- 1	1.9850- 1	7.2274- 2	1.2647- 1
34	1.0250+ 7	1.7700- 1	2.0950- 1	8.4815- 2	1.4628- 1
35	1.0500+ 7	1.8300- 1	2.1850- 1	9.2420- 2	1.6568- 1
36	1.0750+ 7	1.8900- 1	2.2550- 1	9.9609- 2	1.8511- 1
37	1.1000+ 7	1.9400- 1	2.3100- 1	9.9437- 2	2.0132- 1
38	1.1250+ 7	1.9800- 1	2.3500- 1	9.9683- 2	2.1519- 1
39	1.1500+ 7	2.0250- 1	2.3875- 1	9.4169- 2	2.2652- 1
40	1.1750+ 7	2.0750- 1	2.4225- 1	9.6061- 2	2.3619- 1
41	1.2000+ 7	2.1375- 1	2.4550- 1	9.5776- 2	2.4732- 1
42	1.2250+ 7	2.2125- 1	2.4850- 1	1.0291- 1	2.5916- 1
43	1.2500+ 7	2.2025- 1	2.6000- 1	1.1252- 1	2.7302- 1
44	1.2750+ 7	2.1075- 1	2.8000- 1	1.2422- 1	2.8916- 1
45	1.3000+ 7	2.3025- 1	3.0000- 1	1.4193- 1	3.0769- 1
46	1.3250+ 7	2.7875- 1	3.2000- 1	1.4783- 1	3.2337- 1
47	1.3500+ 7	3.1125- 1	3.3500- 1	1.5242- 1	3.2965- 1
48	1.3750+ 7	3.2775- 1	3.4500- 1	1.5942- 1	3.3079- 1
49	1.4000+ 7	3.3200- 1	3.3750- 1	1.6347- 1	3.2901- 1
50	1.4250+ 7	3.2400- 1	3.1250- 1	1.6424- 1	3.2426- 1
51	1.4500+ 7	3.1275- 1	2.8025- 1	1.6272- 1	3.0782- 1
52	1.4750+ 7	2.9825- 1	2.4075- 1	1.5937- 1	2.8374- 1
53	1.5000+ 7	2.8200- 1	2.0825- 1	1.5187- 1	2.6280- 1
54	1.5250+ 7	2.2740- 1	1.4455- 1	1.2036- 1	2.0366- 1
55	1.6500+ 7	1.7675- 1	1.0475- 1	9.2674- 2	1.5819- 1
56	1.6750+ 7	1.6225- 1	9.8250- 2	8.8203- 2	1.4251- 1
57	1.7000+ 7	1.4750- 1	1.0275- 1	8.4361- 2	1.2996- 1
58	1.7250+ 7	1.3250- 1	1.1825- 1	8.0616- 2	1.2437- 1
59	1.7500+ 7	1.2075- 1	1.3325- 1	7.5779- 2	1.1836- 1
60	1.7750+ 7	1.1225- 1	1.4775- 1	7.3743- 2	1.1166- 1
61	1.8000+ 7	1.1675- 1	1.5250- 1	7.5638- 2	1.0504- 1
62	1.8250+ 7	1.3425- 1	1.4750- 1	7.3602- 2	8.9216- 2
63	1.8500+ 7	1.4975- 1	1.4125- 1	6.8982- 2	7.5735- 2
64	1.8750+ 7	1.6325- 1	1.3375- 1	6.4587- 2	6.4387- 2
65	1.9000+ 7	1.6875- 1	1.2150- 1	6.0475- 2	5.4758- 2
66	1.9250+ 7	1.6625- 1	1.0450- 1	5.6626- 2	4.6569- 2
67	1.9500+ 7	1.6075- 1	7.6000- 2	5.3015- 2	3.9592- 2
68	1.9750+ 7	1.5225- 1	3.6000- 2	4.9638- 2	3.3670- 2

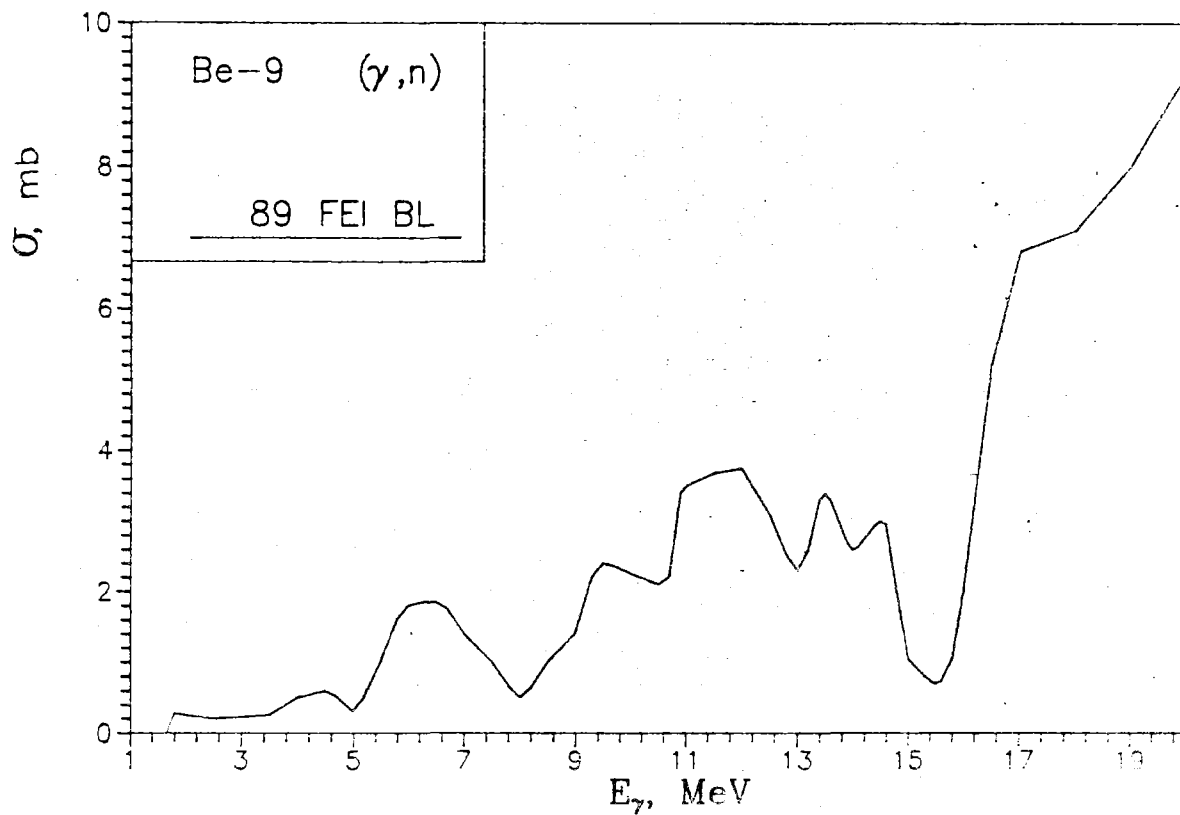


Рис. 1. Сечение (γ, n) реакции на Be-9

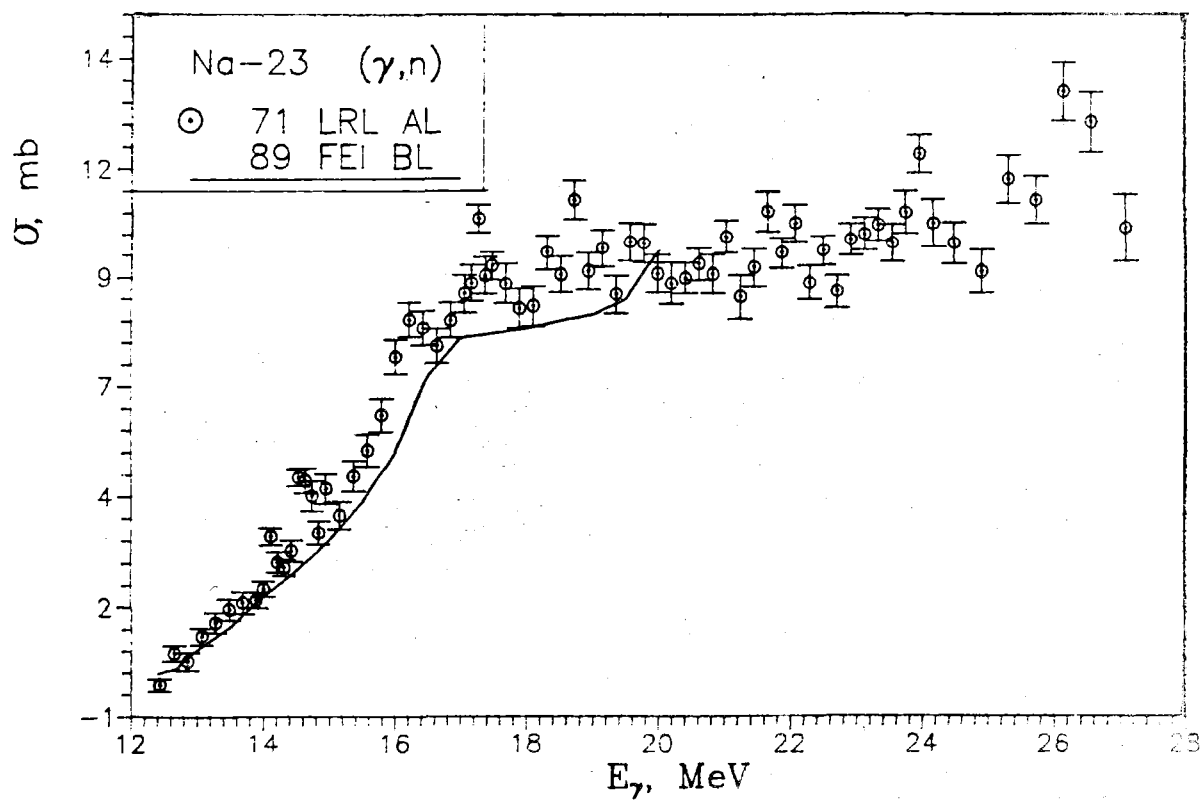
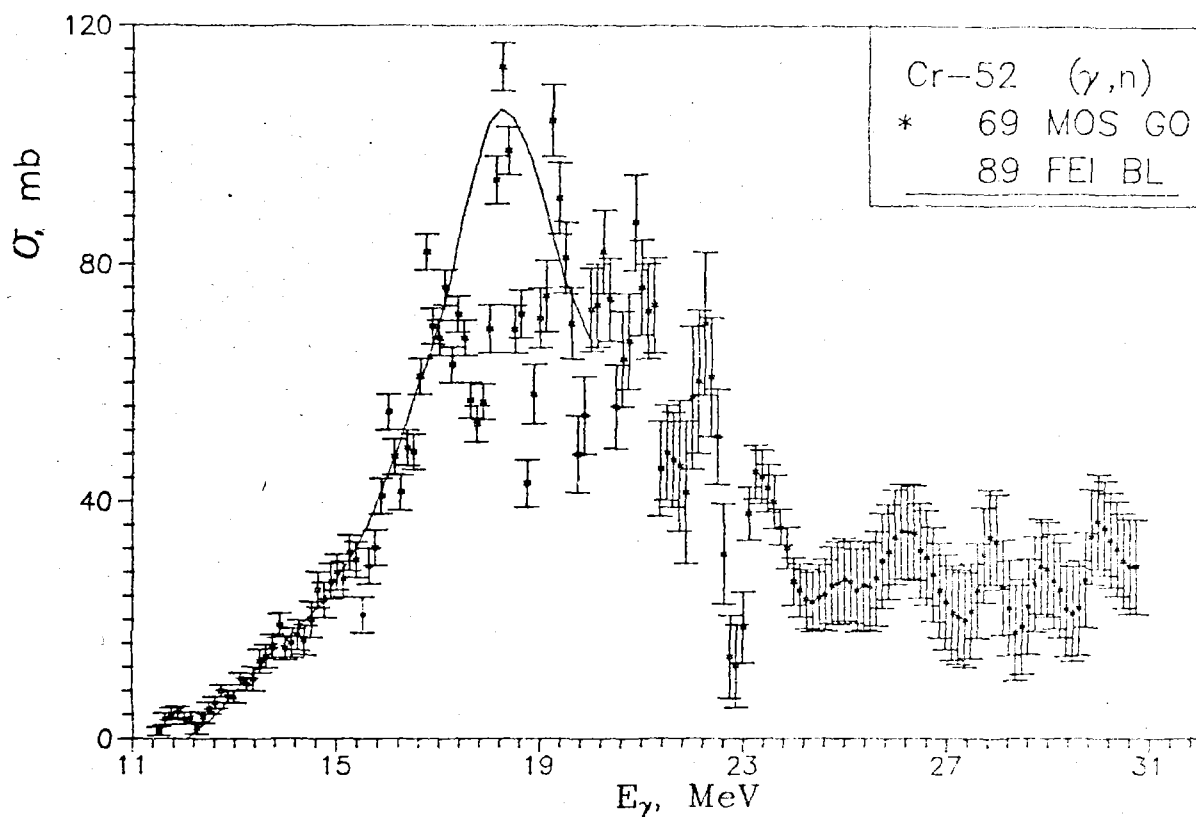
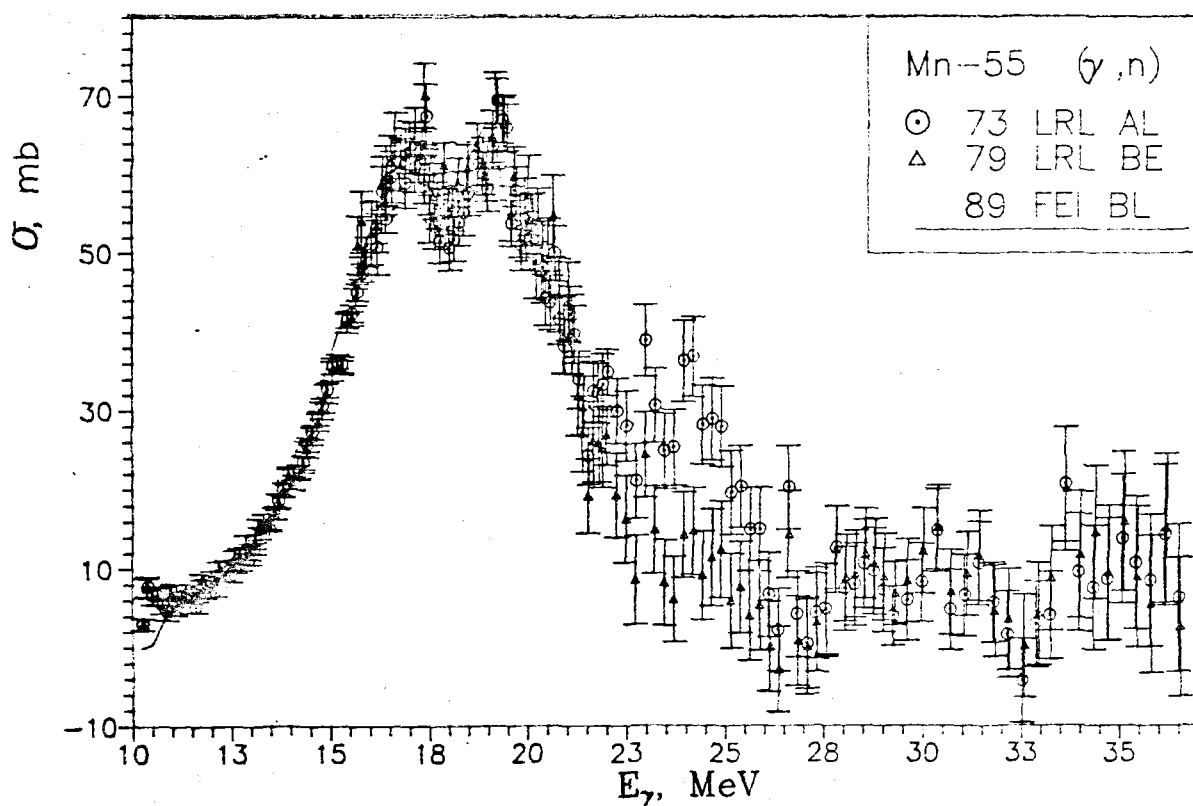
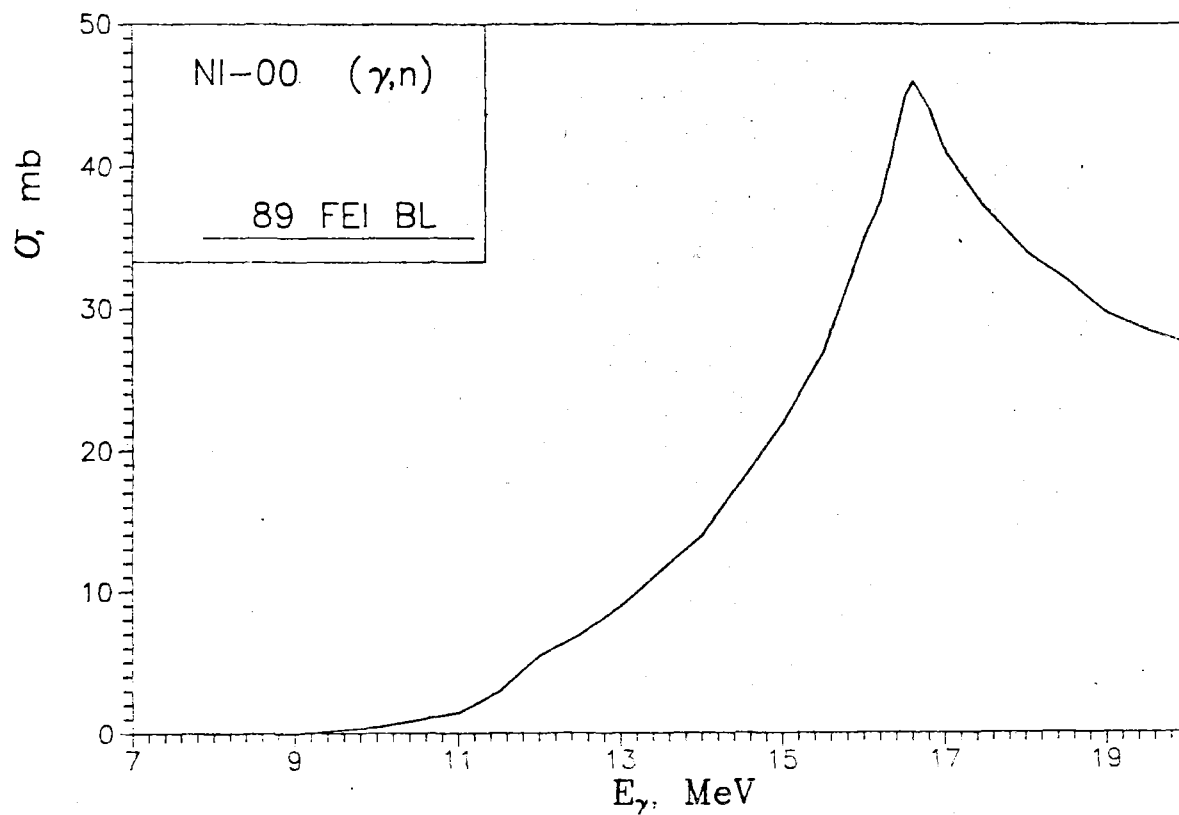
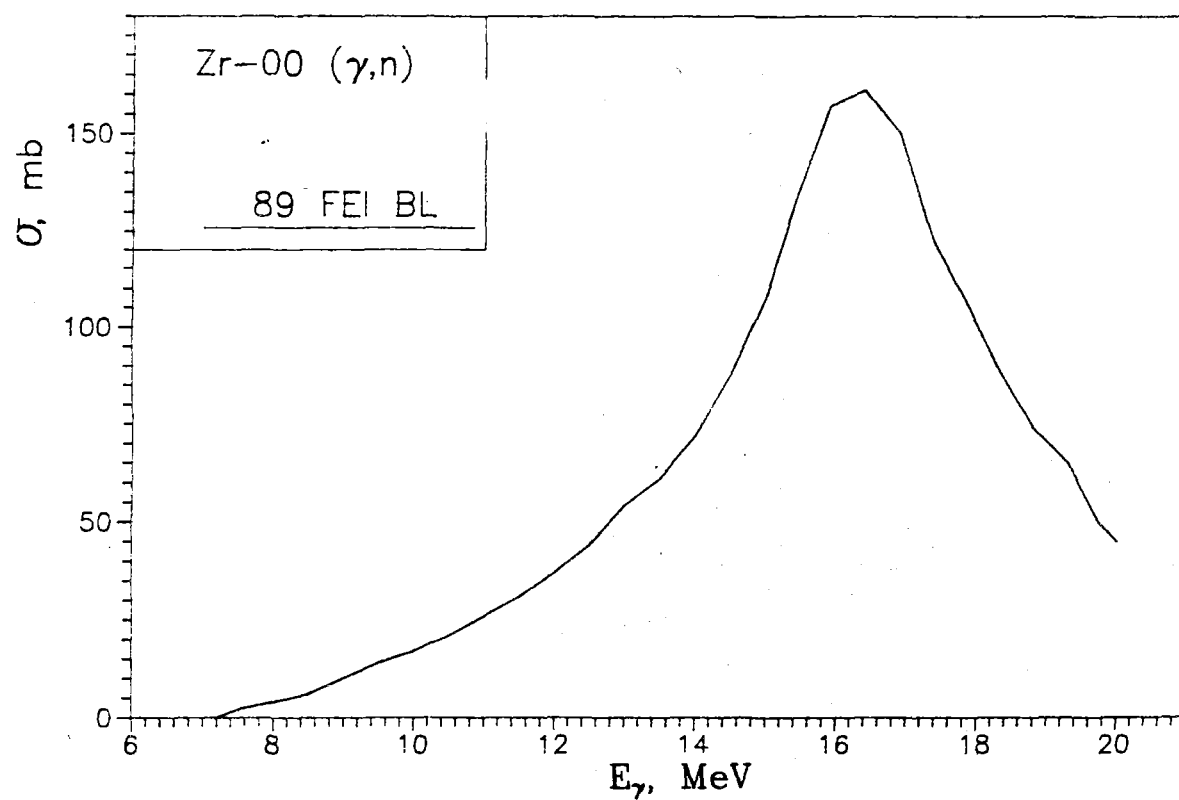
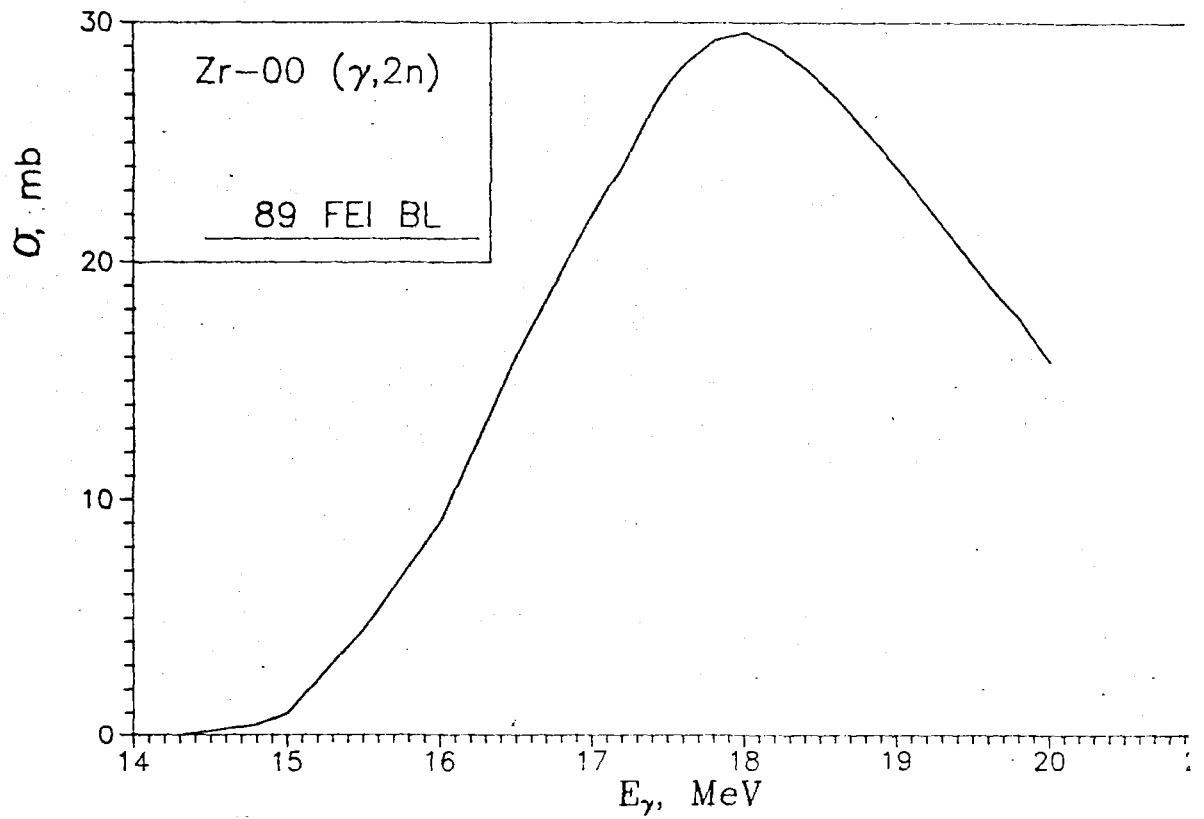
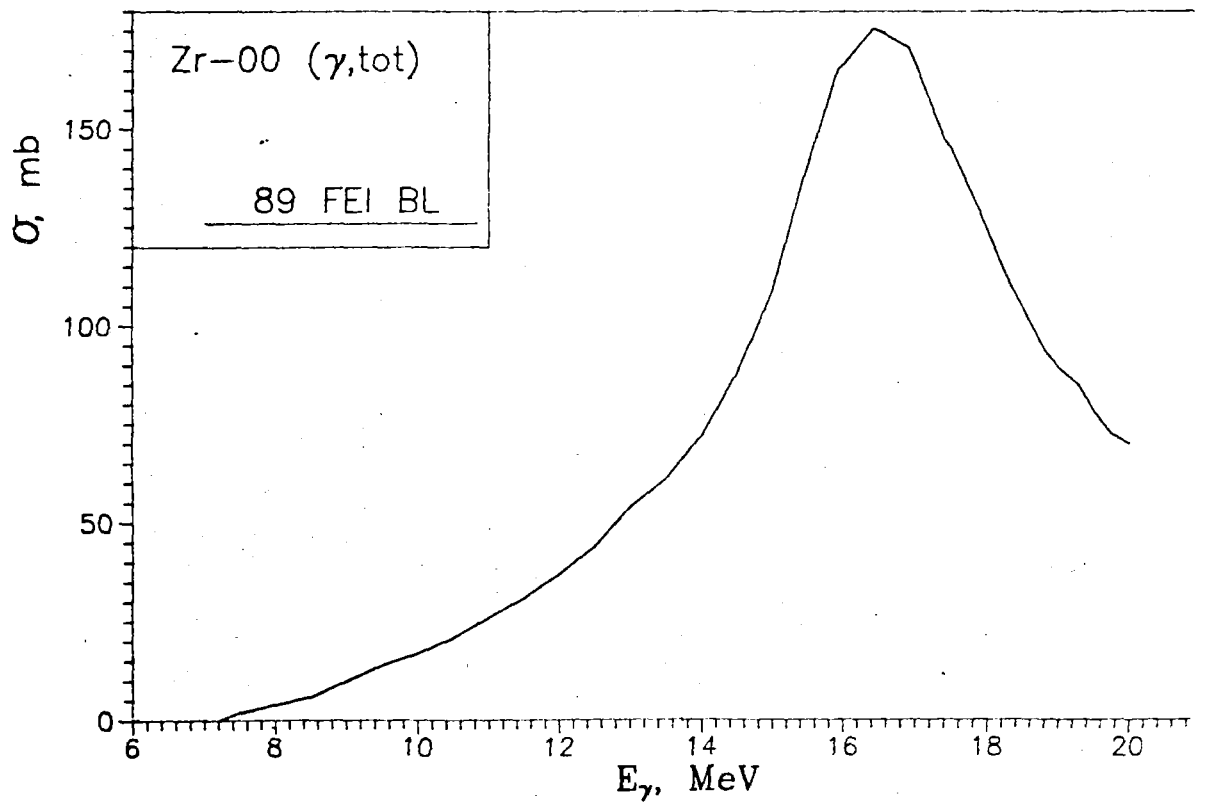


Рис. 2. Сечение (γ, n) реакции на Na-23

Рис. 3. Сечение (γ, n) реакции на Cr-52Рис. 4. Сечение (γ, n) реакции на Mn-55

Рис. 5. Сечение (γ, n) реакции на Ni-000Рис. 6. Сечение (γ, n) реакции на Zr-000

Рис. 7. Сечение $(\gamma, 2n)$ реакции на Zr-000Рис. 8. Сечение (γ, tot) реакции на Zr-000

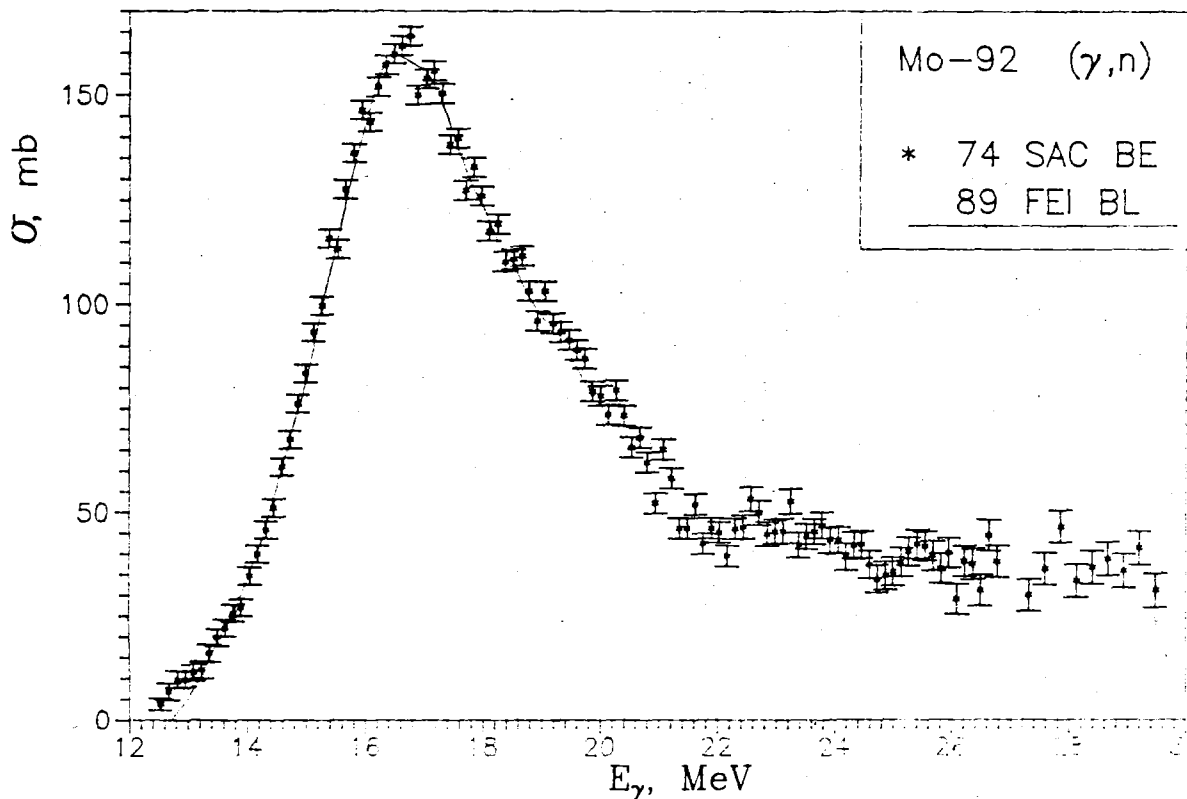


Рис. 9. Сечение (γ, n) реакции на Mo-92

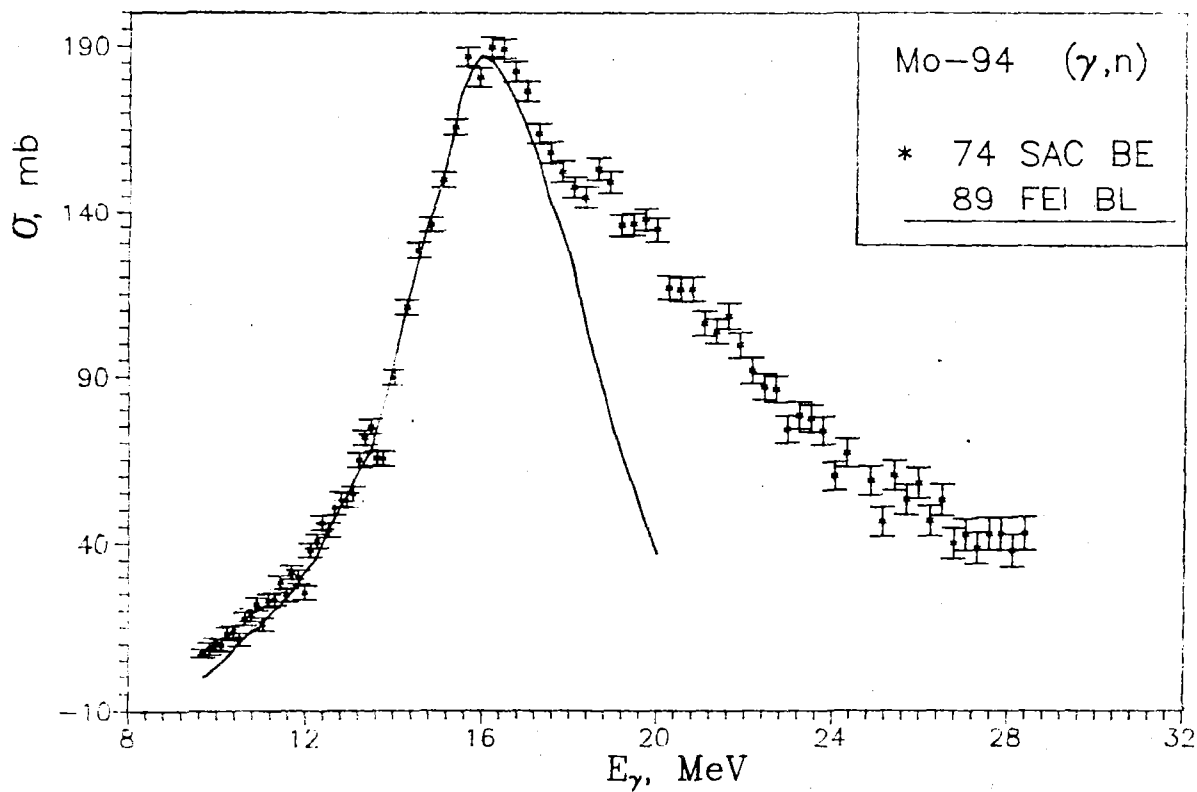
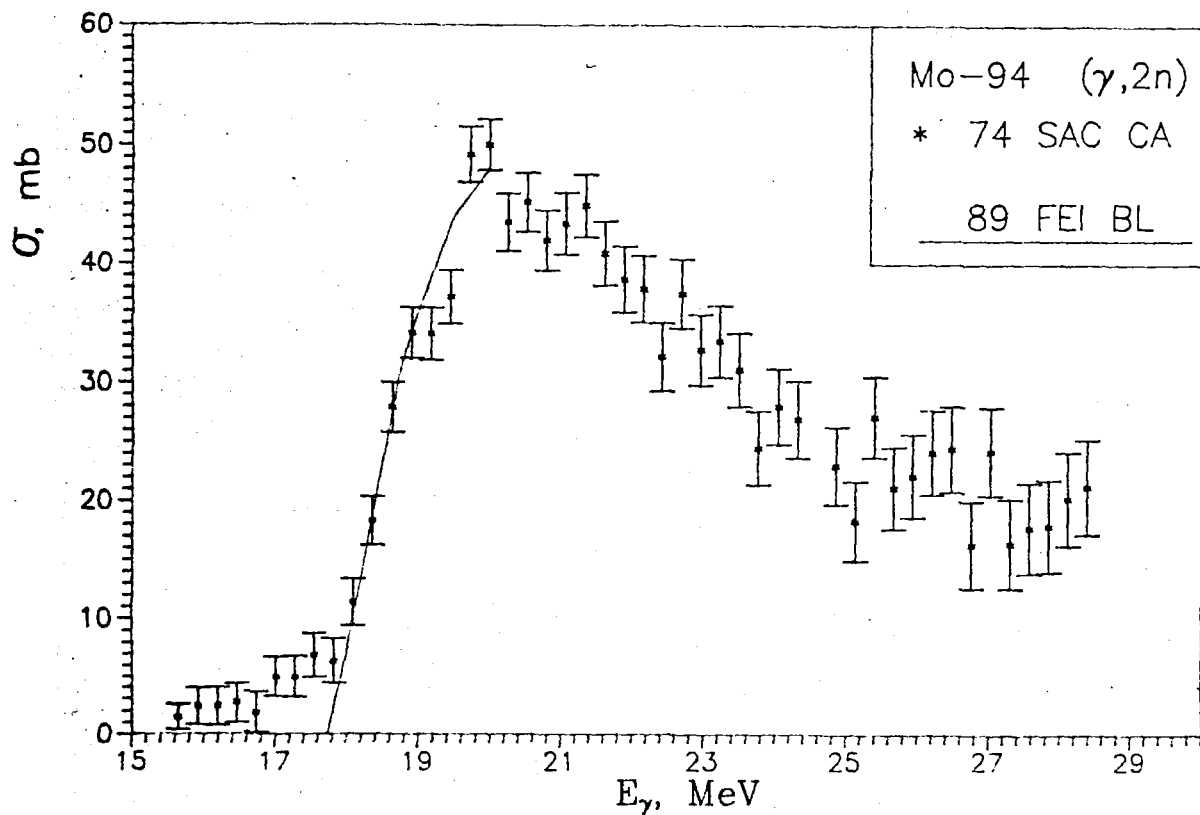
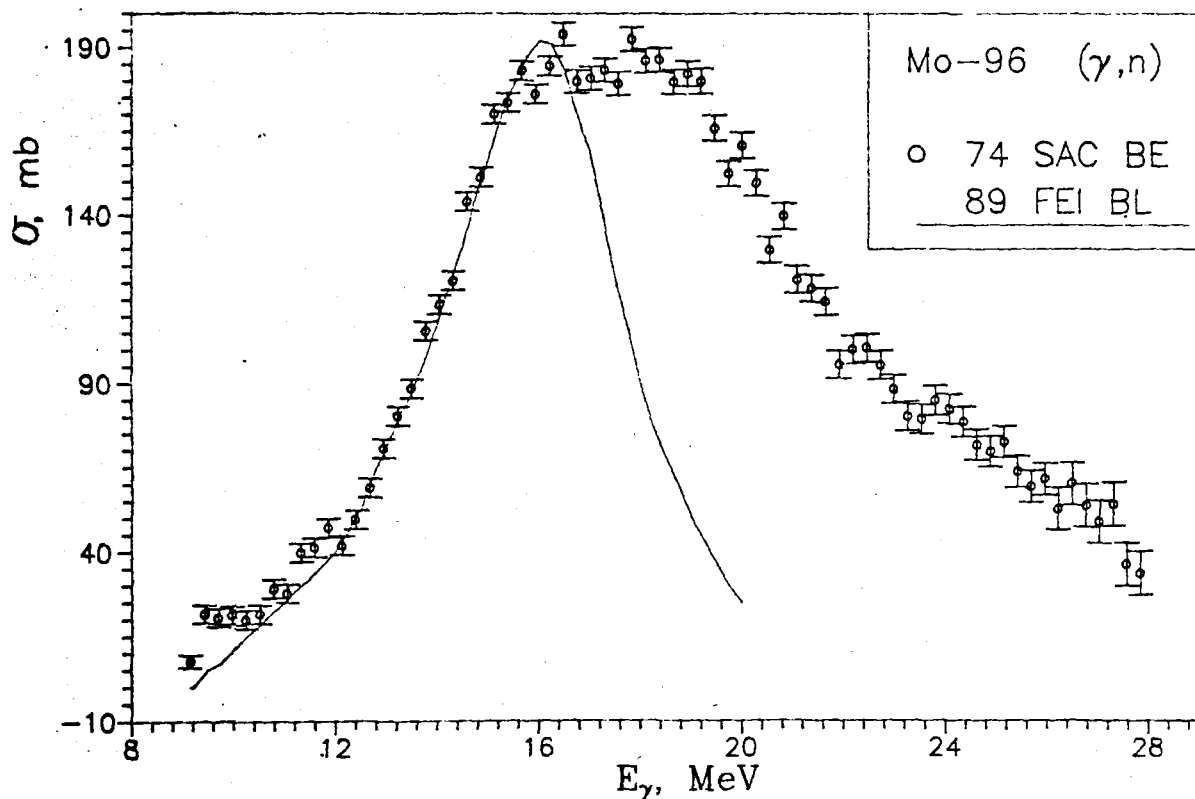


Рис. 10. Сечение (γ, n) реакции на Mo-94

Рис. 11. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на Mo-94Рис. 12. Сечение (γ, n) реакции на Mo-96

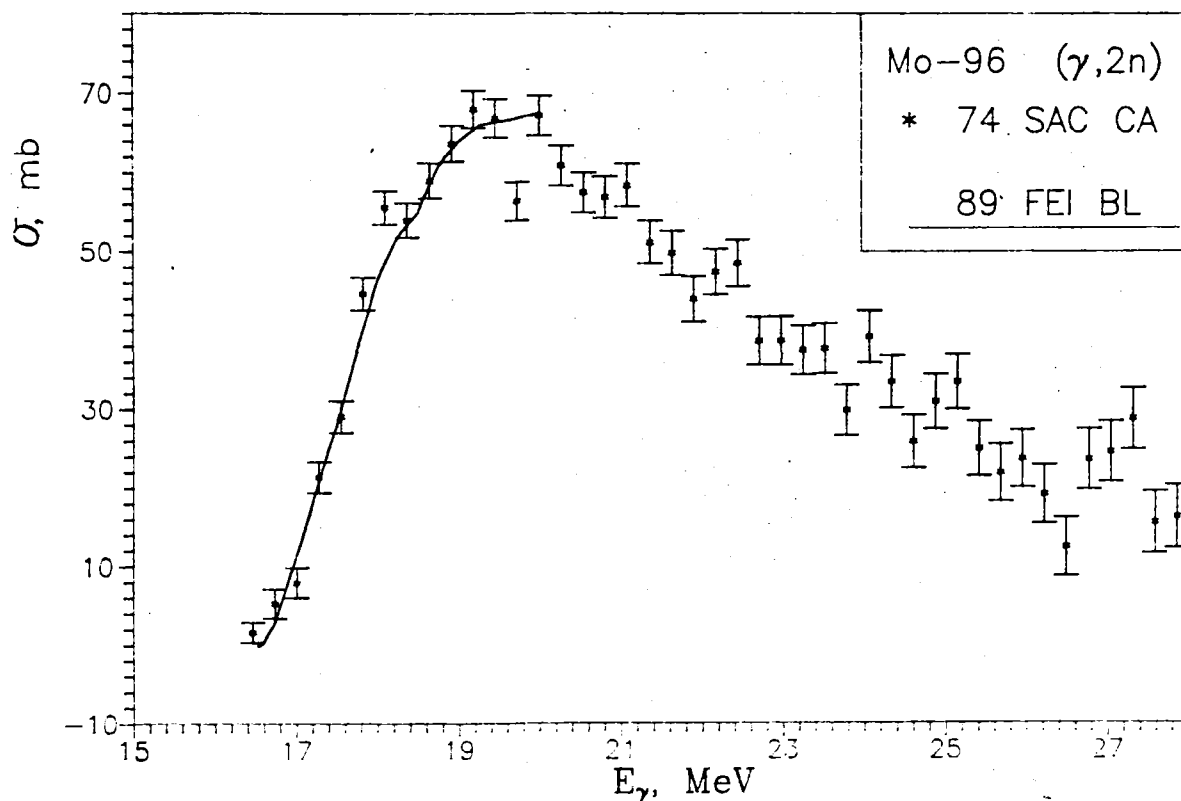


Рис. 13. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на Mo-96

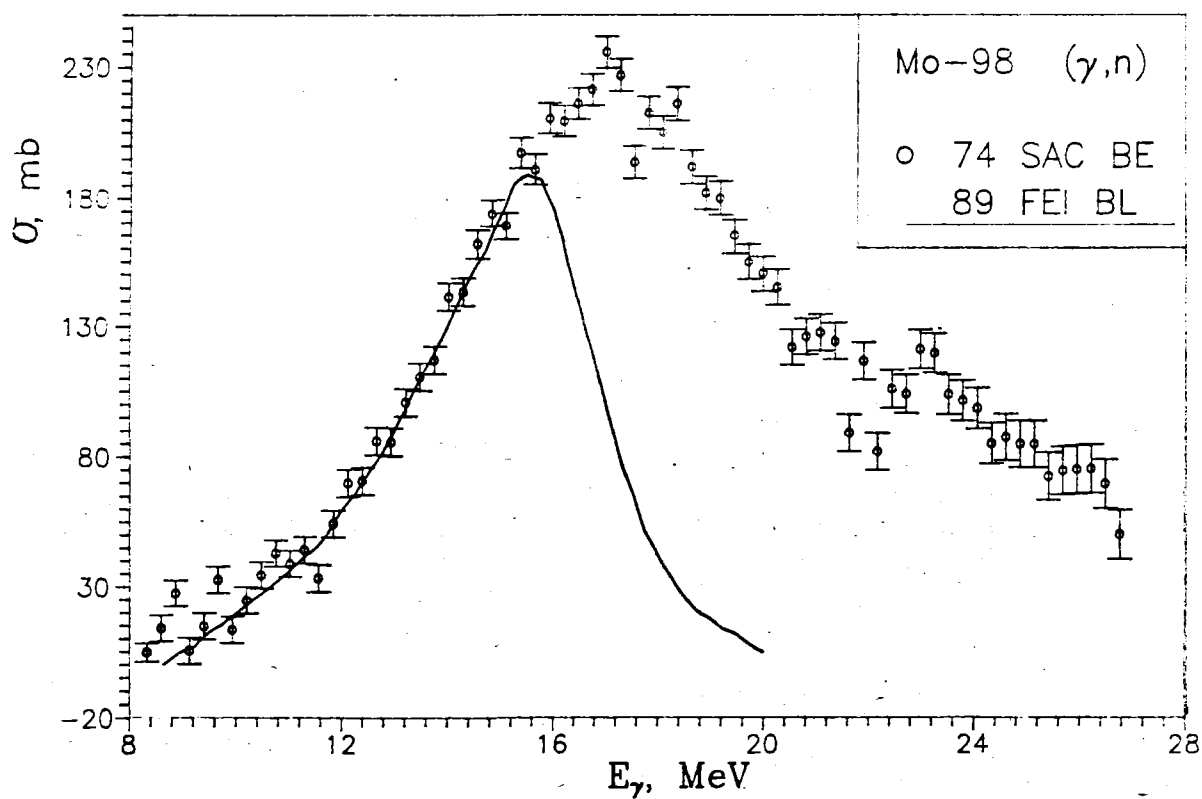
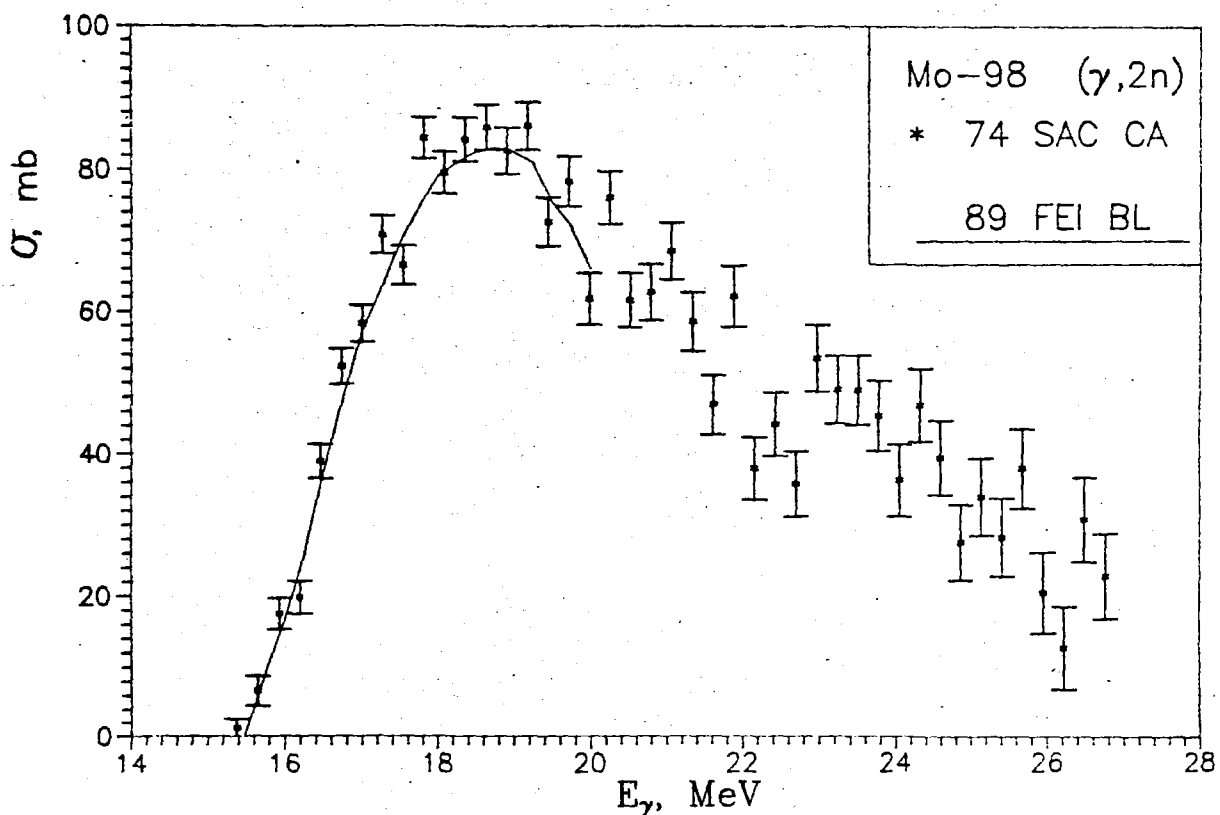
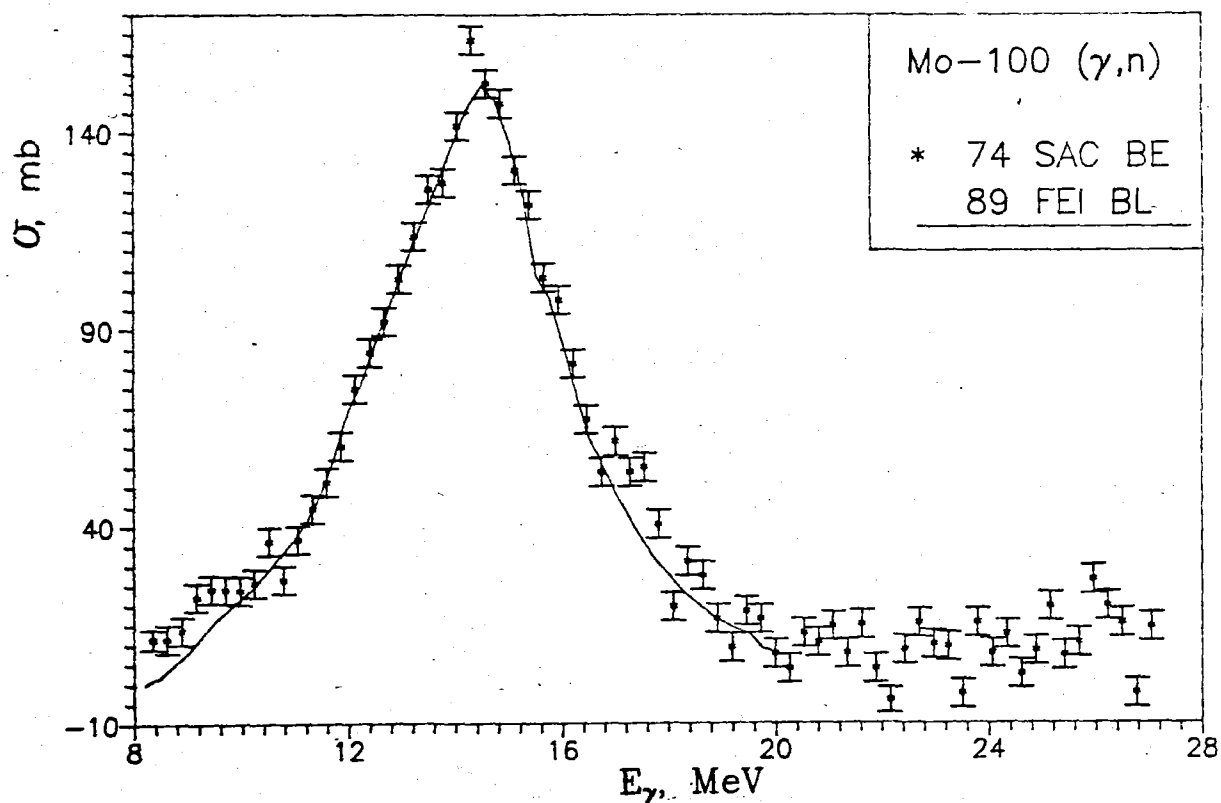


Рис. 14. Сечение (γ, n) реакции на Mo-98

Рис. 15. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на Mo-98Рис. 16. Сечение (γ, n) реакции на Mo-100

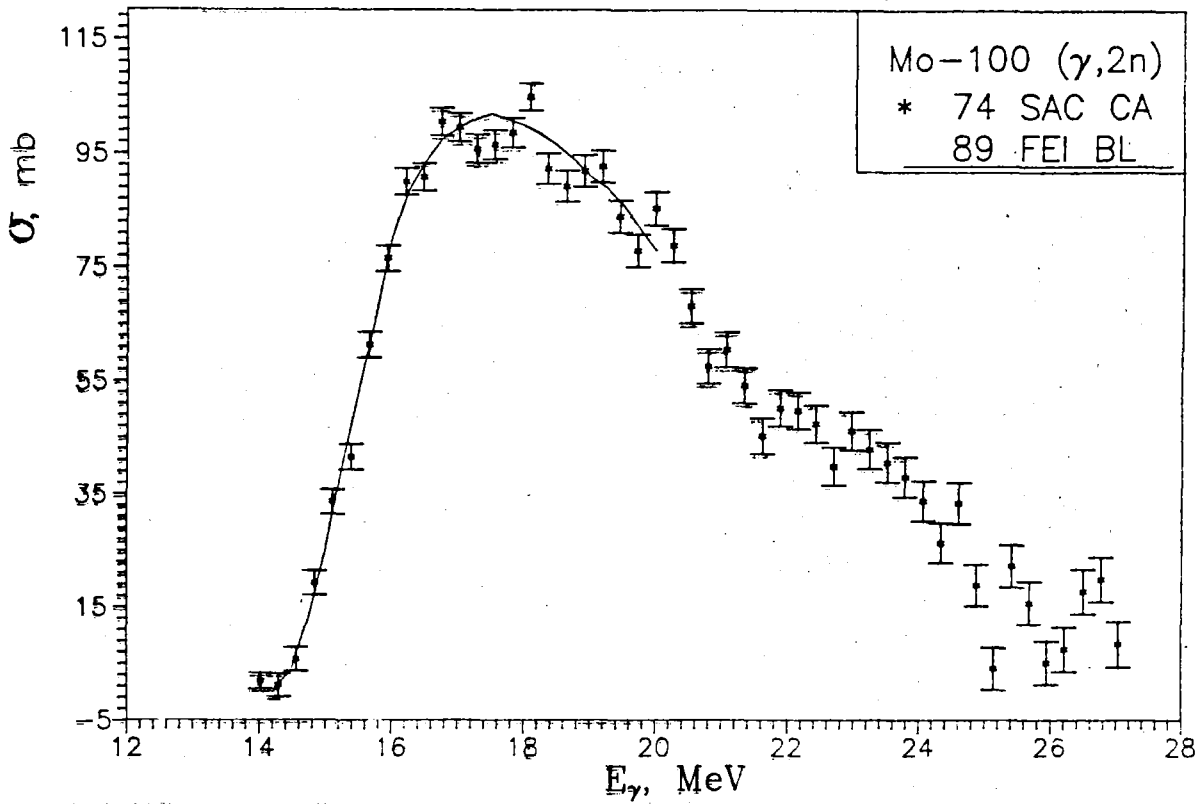


Рис. 17. Сечение $(\gamma, 2n)$ реакции на Mo-100

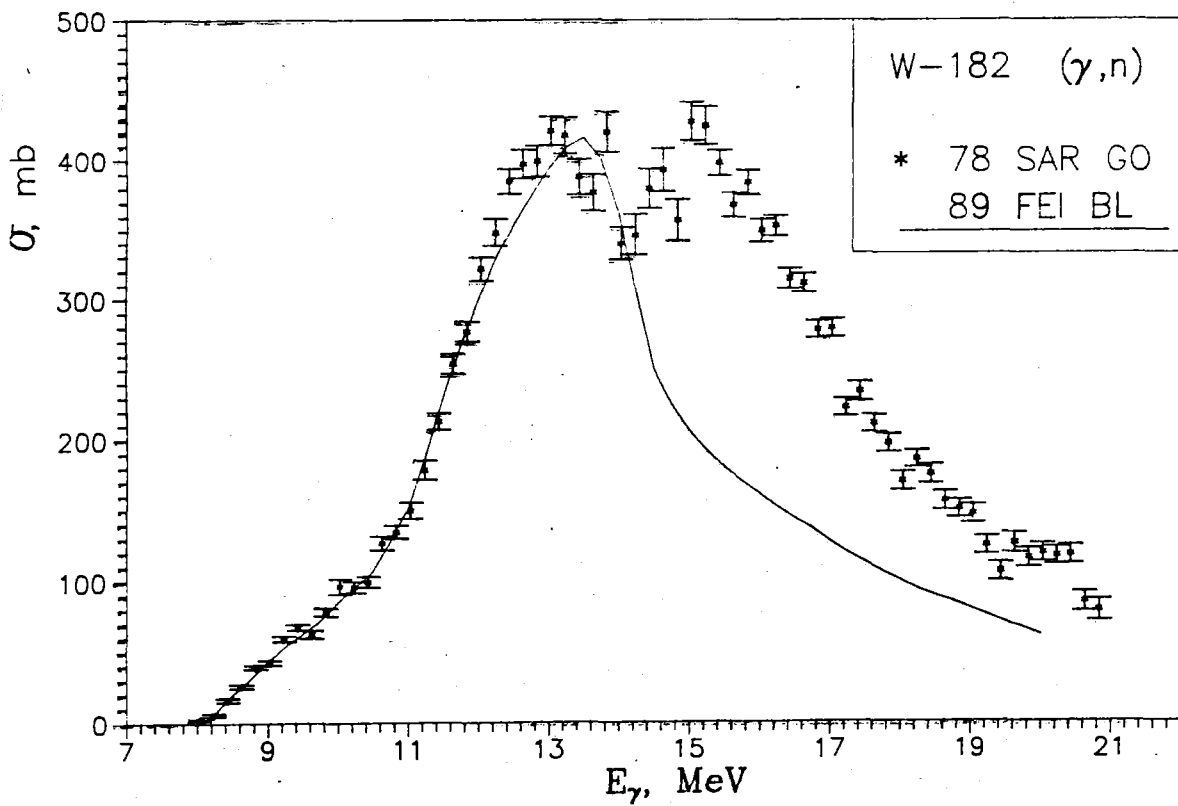
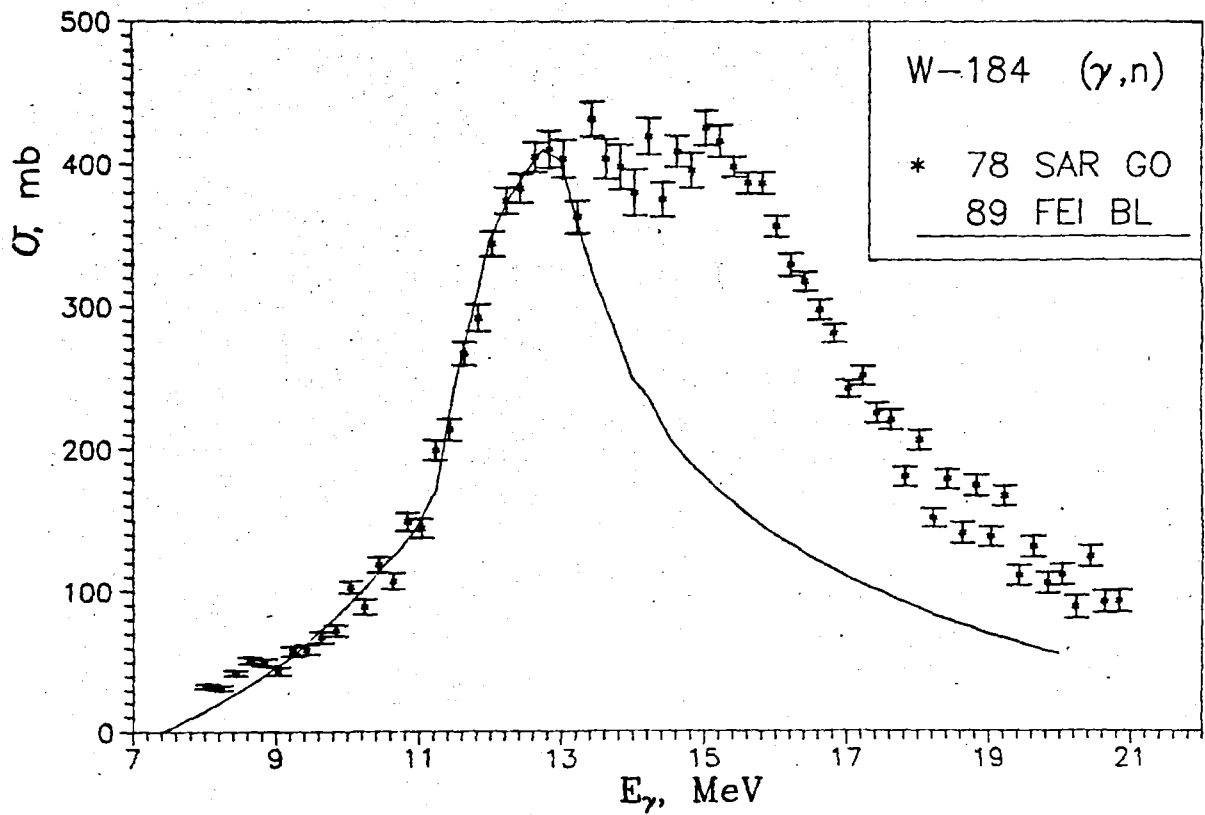
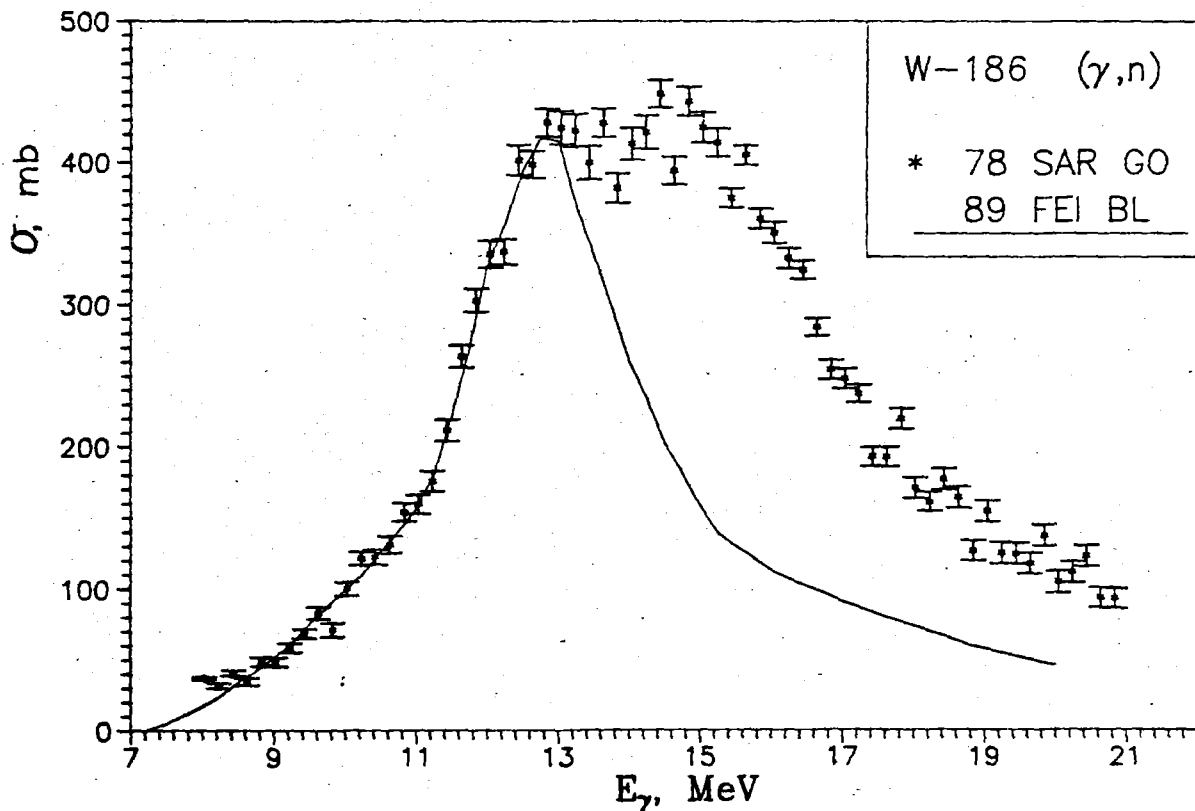


Рис. 18. Сечение (γ, n) реакции на W-182

Рис. 19. Сечение (γ, n) реакции на W-184Рис. 20. Сечение (γ, n) реакции на W-186

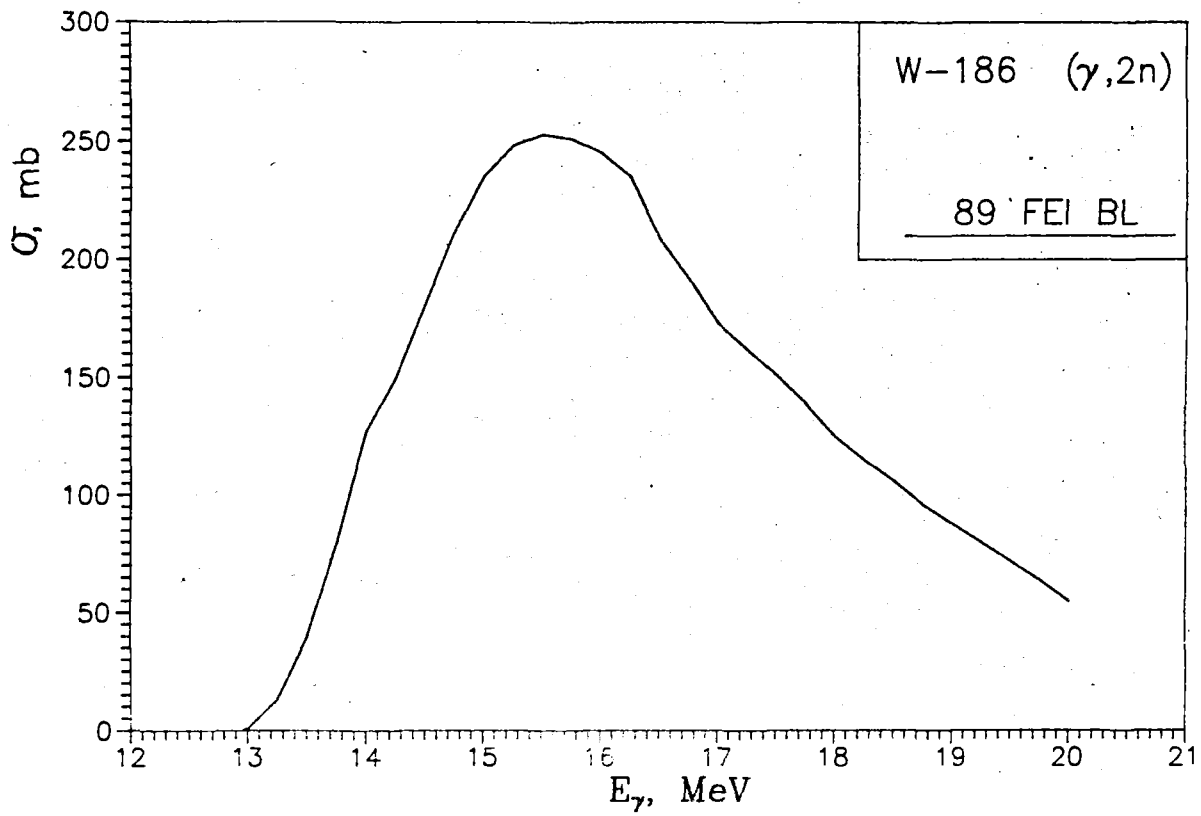


Рис. 21. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на W-186

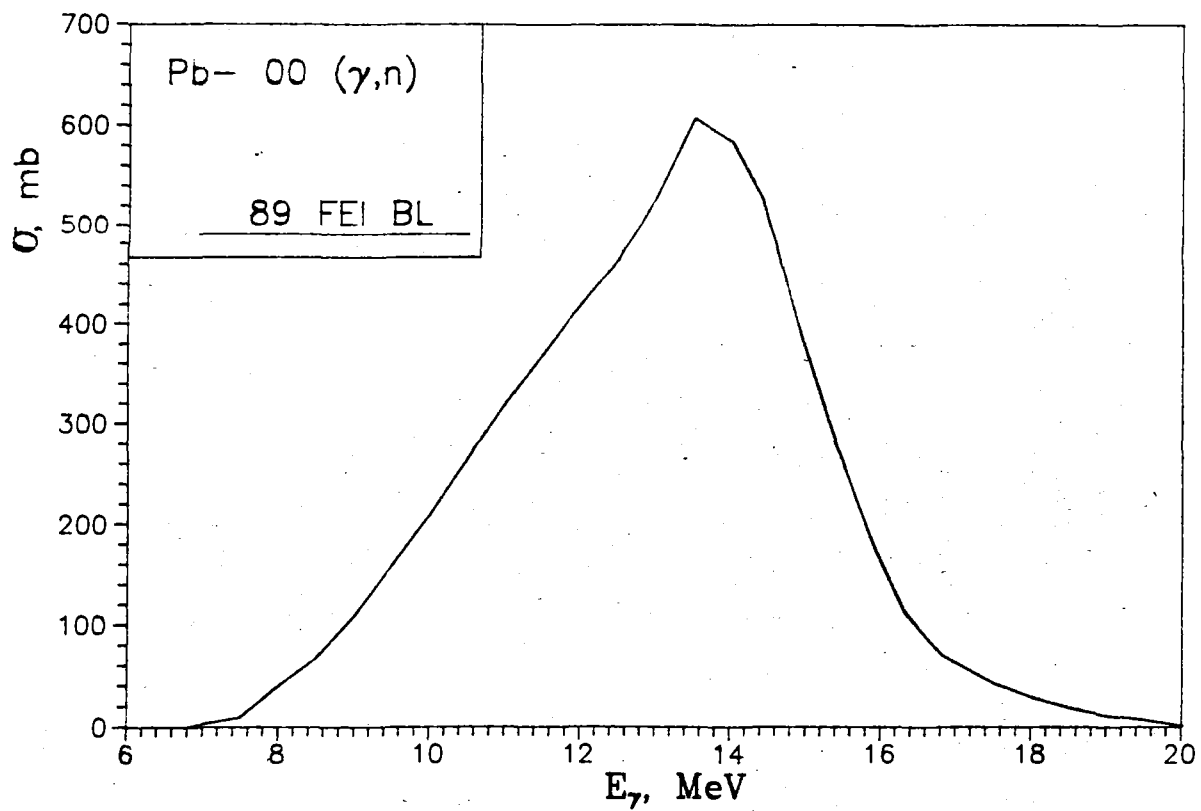
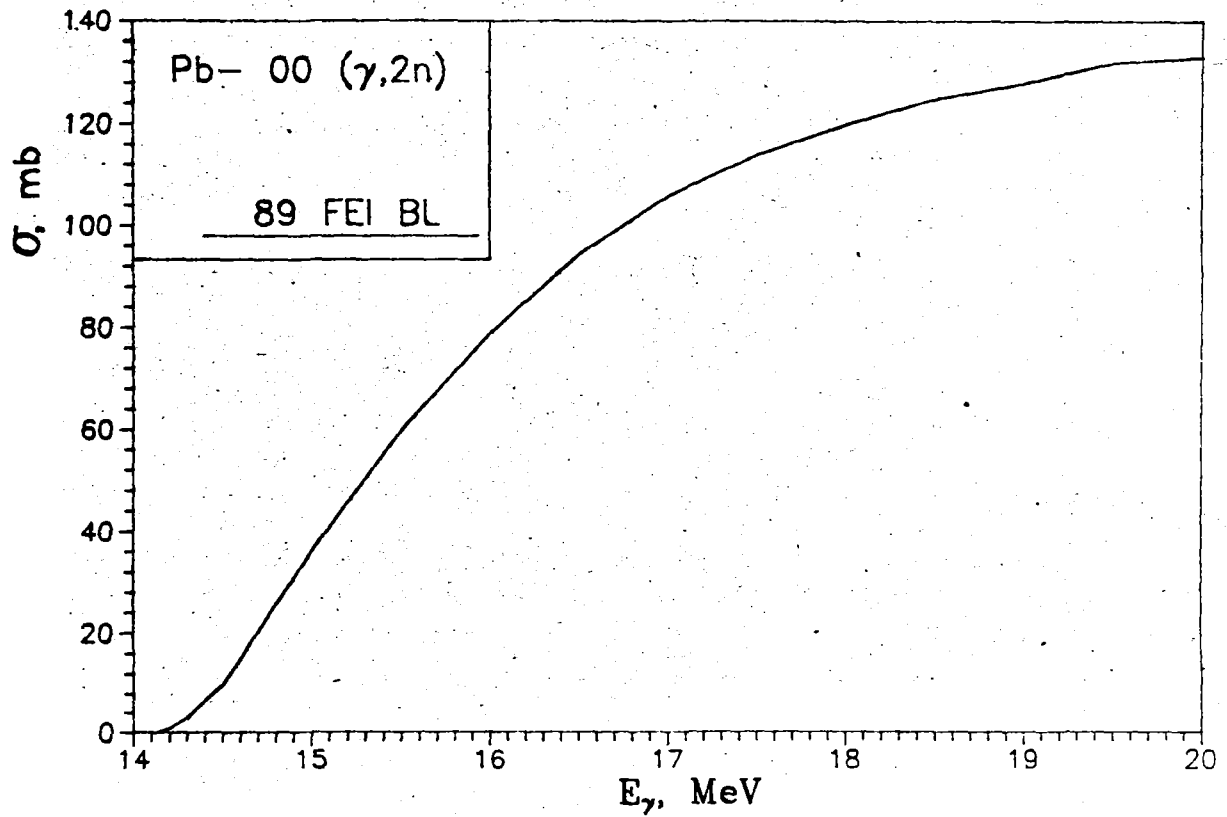
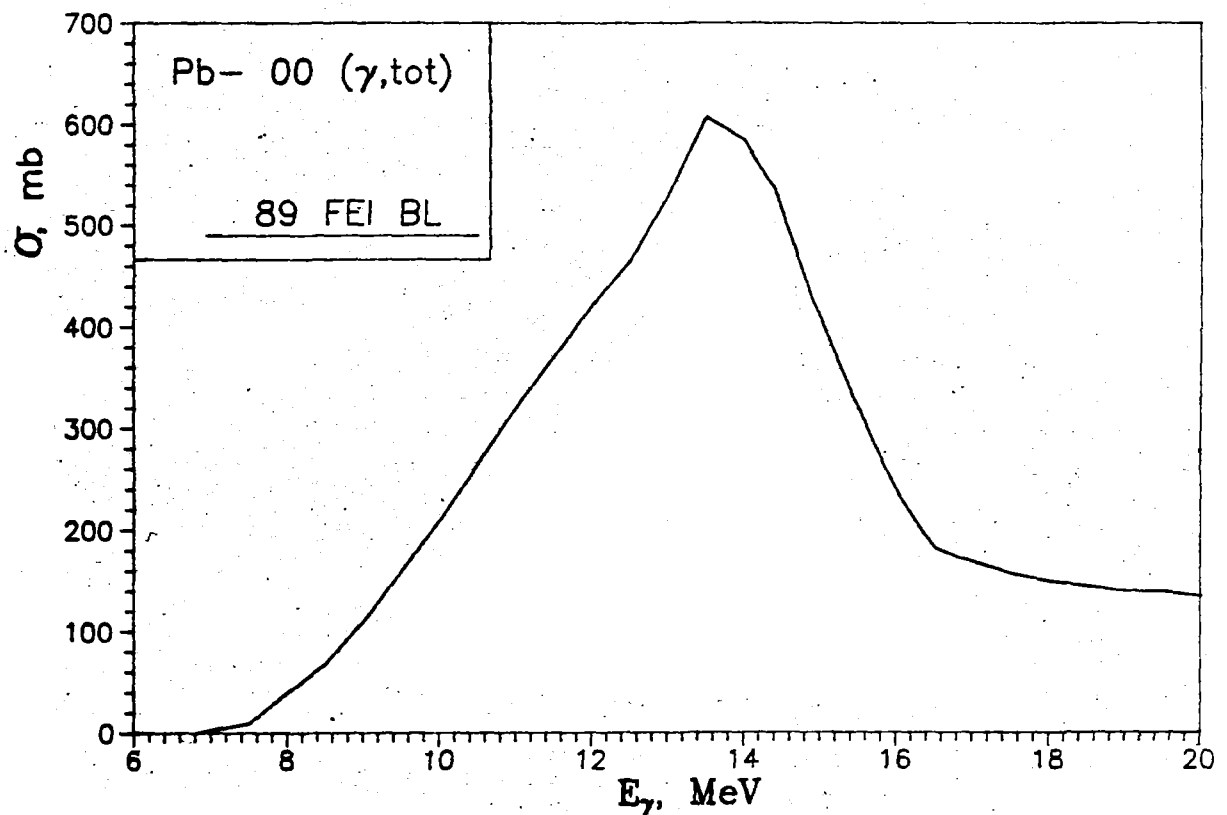


Рис. 22. Сечение (γ, n) реакции на Pb-000

Рис. 23. Сечение $(\gamma, 2n)$ реакции на Pb-000Рис. 24. Сечение (γ, tot) реакции на Pb-000

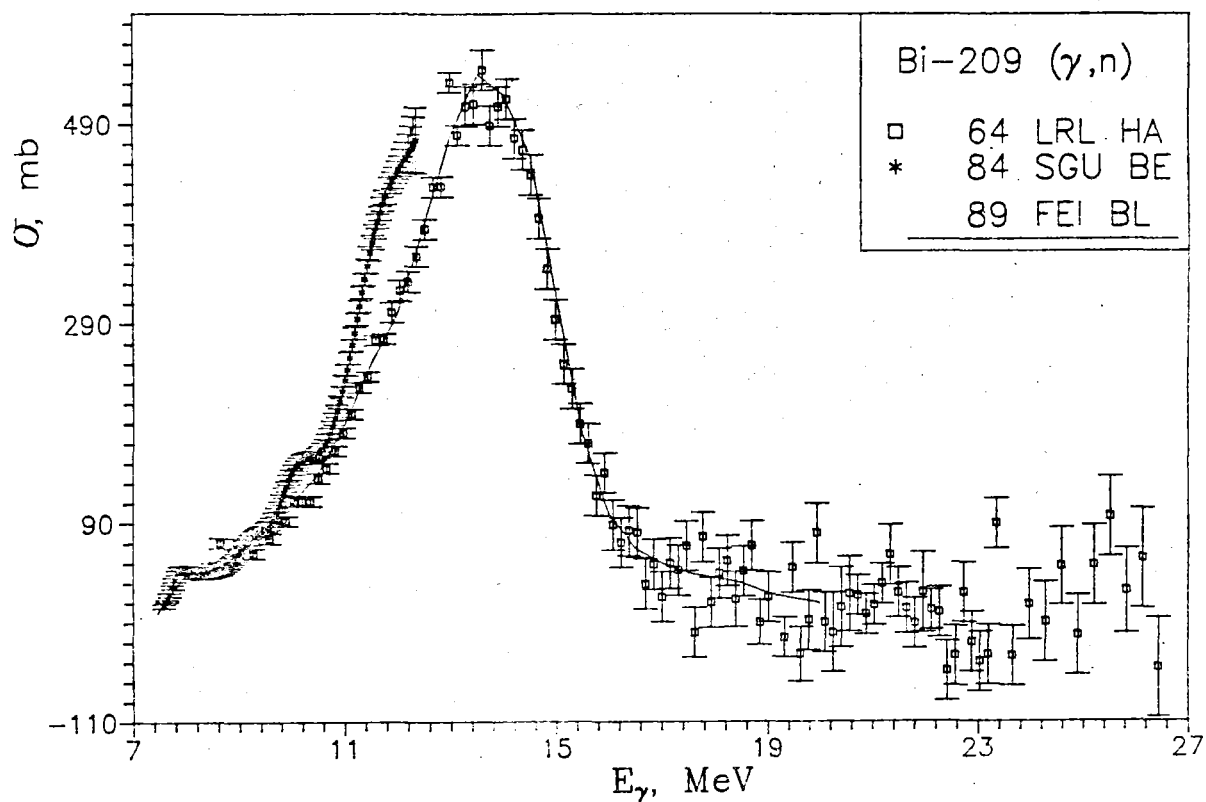


Рис. 25. Сечение (γ, n) реакции на Bi-209

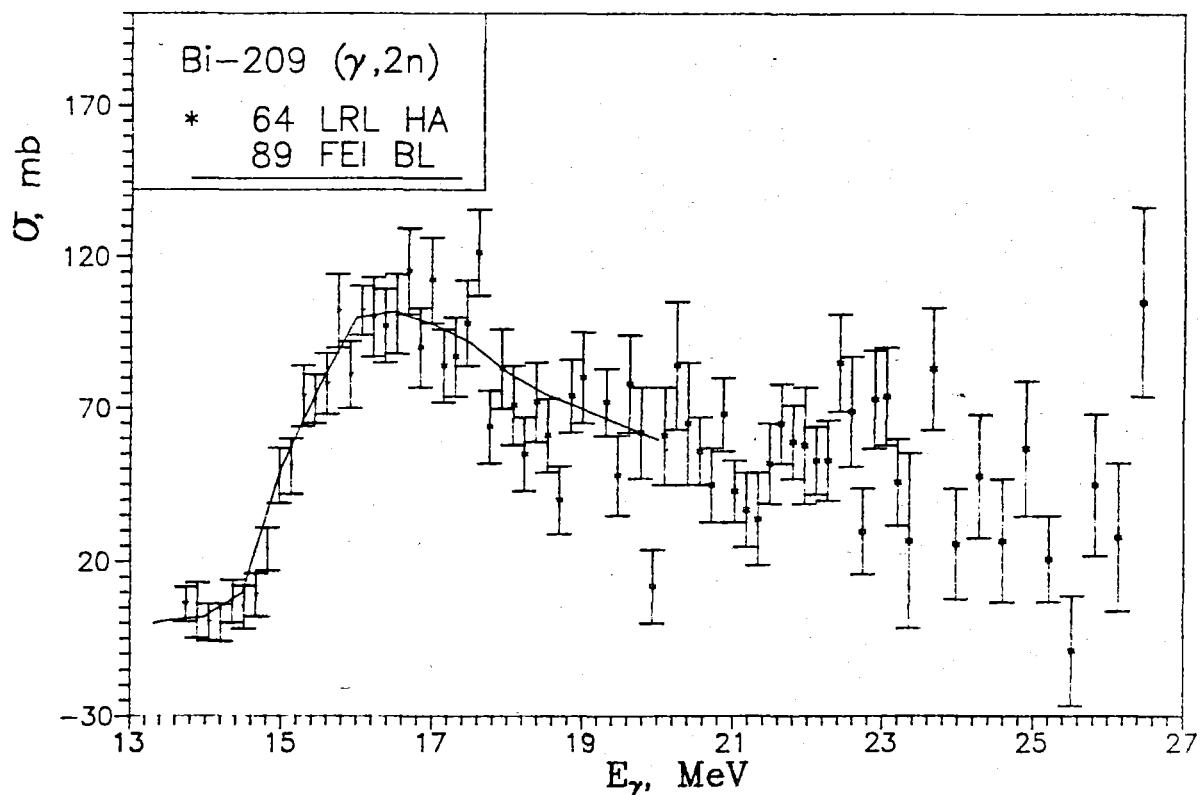
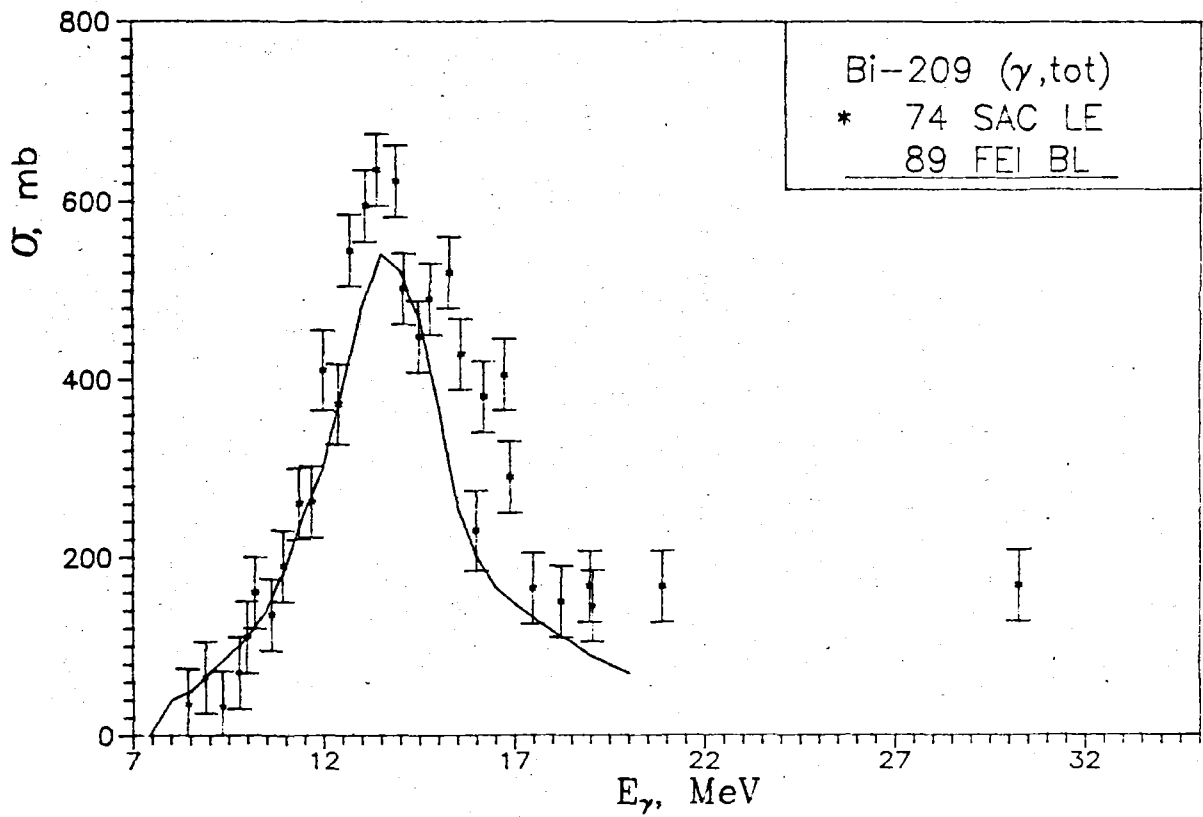
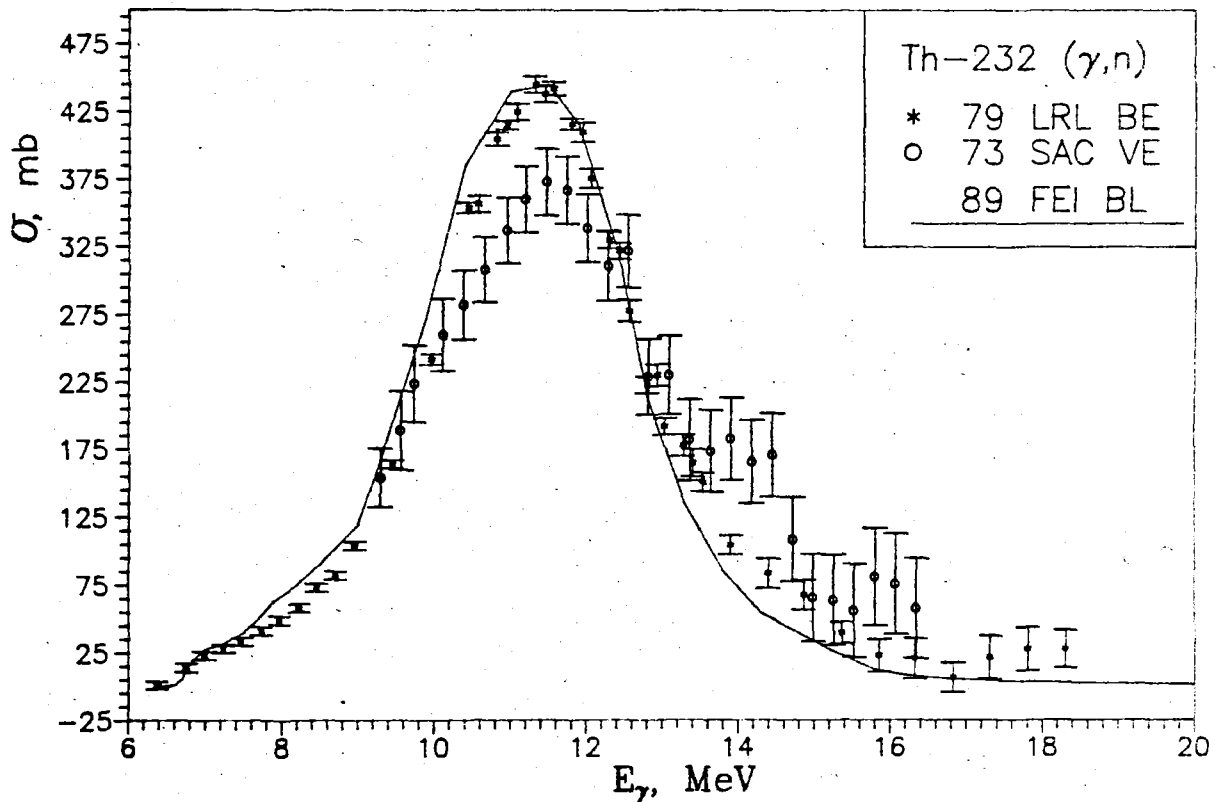


Рис. 26. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на Bi-209

Рис. 27. Сечение (γ, tot) реакции на Bi-209Рис. 28. Сечение (γ, n) реакции на Th-232

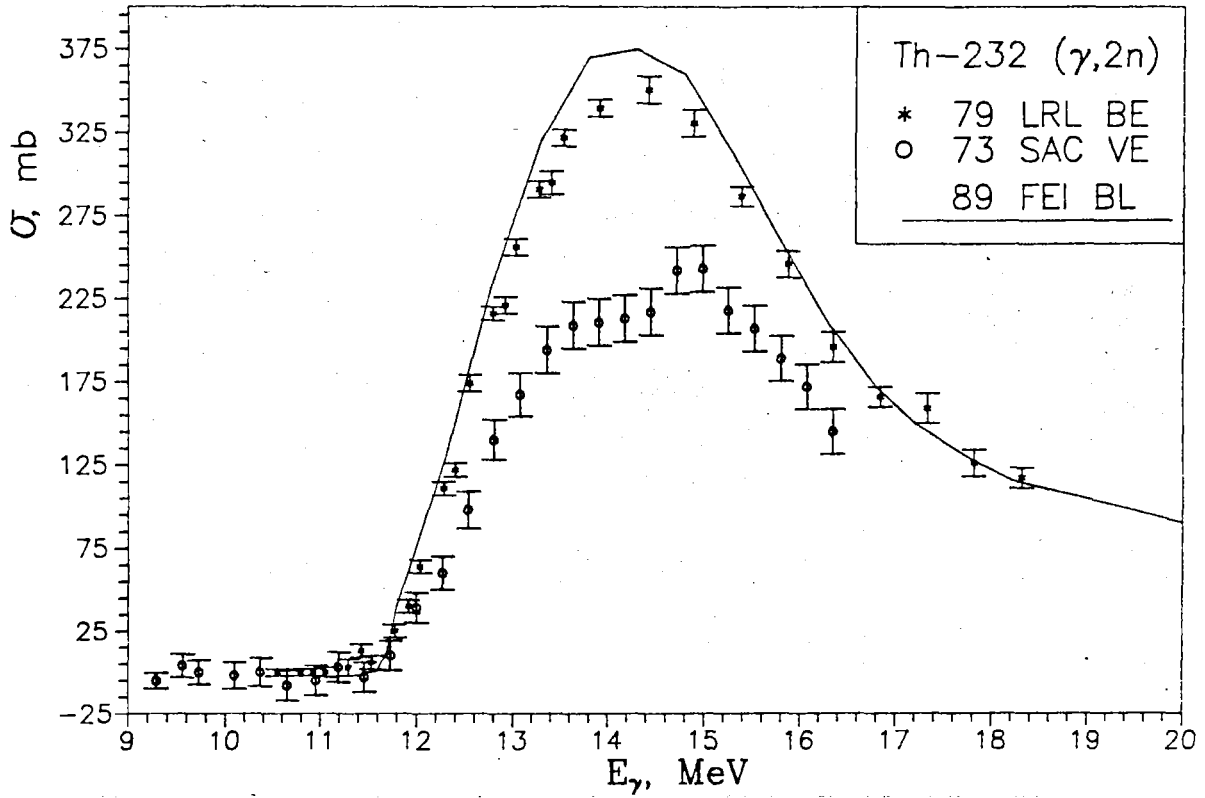


Рис. 29. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на Th-232

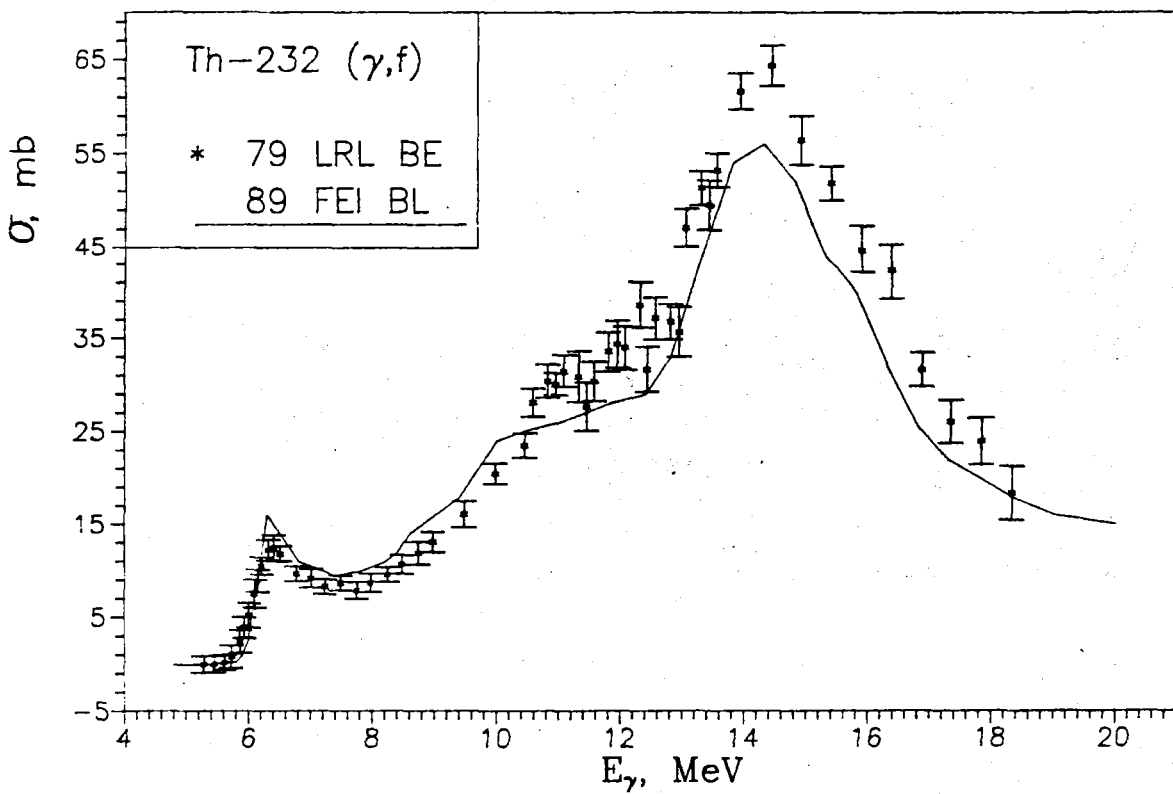
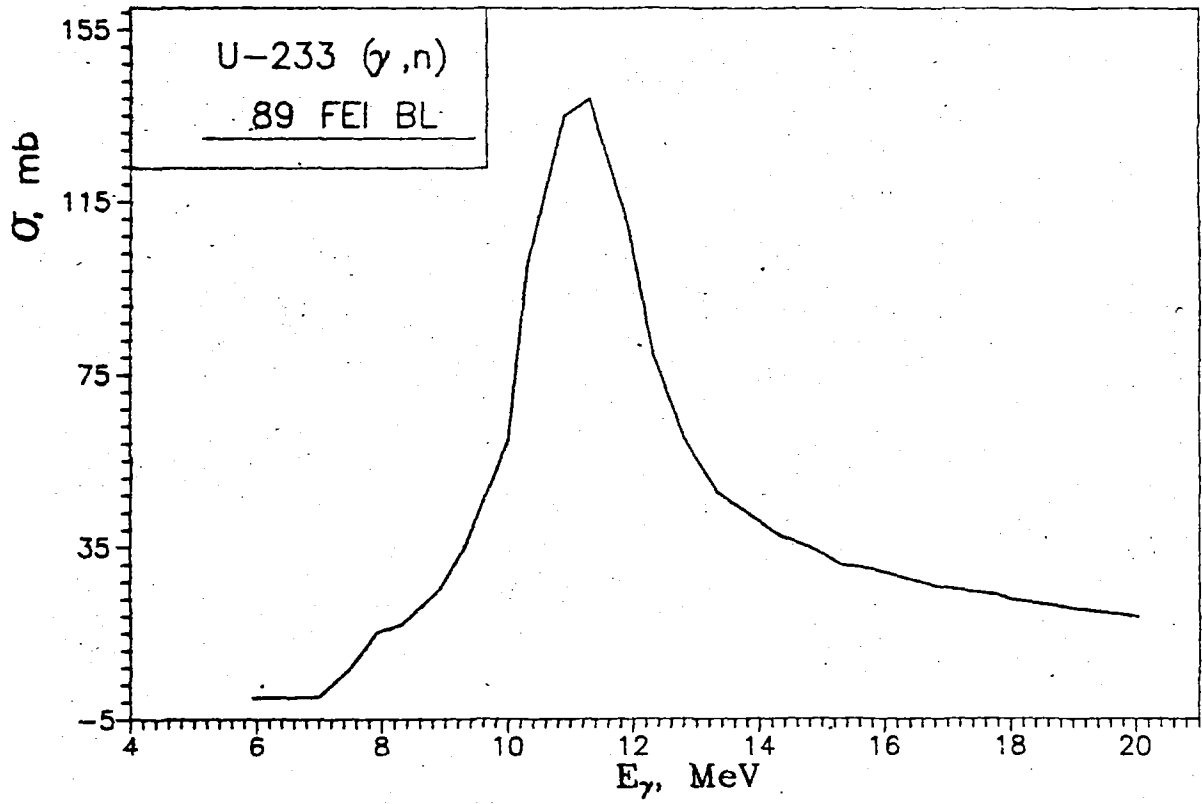
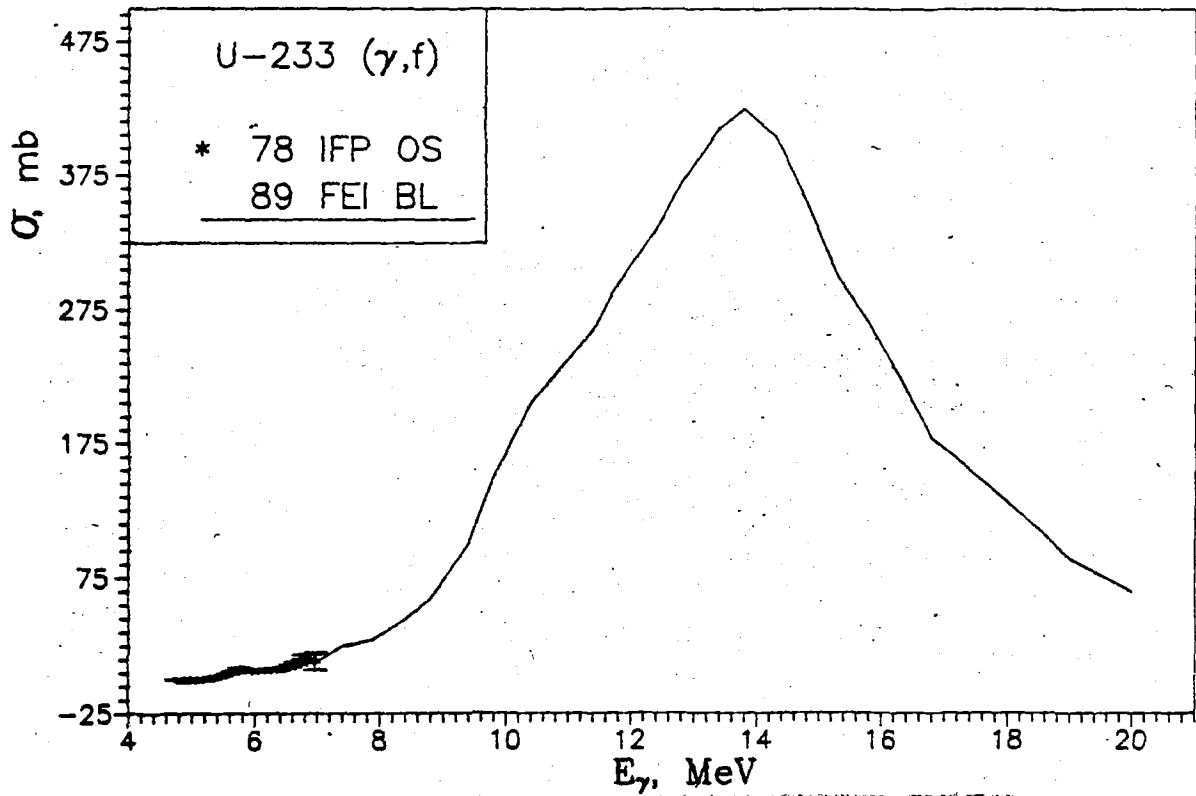


Рис. 30. Сечение (γ, f) реакции на Th-232

Рис. 31. Сечение (γ, n) реакции на U-233Рис. 32. Сечение (γ, f) реакции на U-233

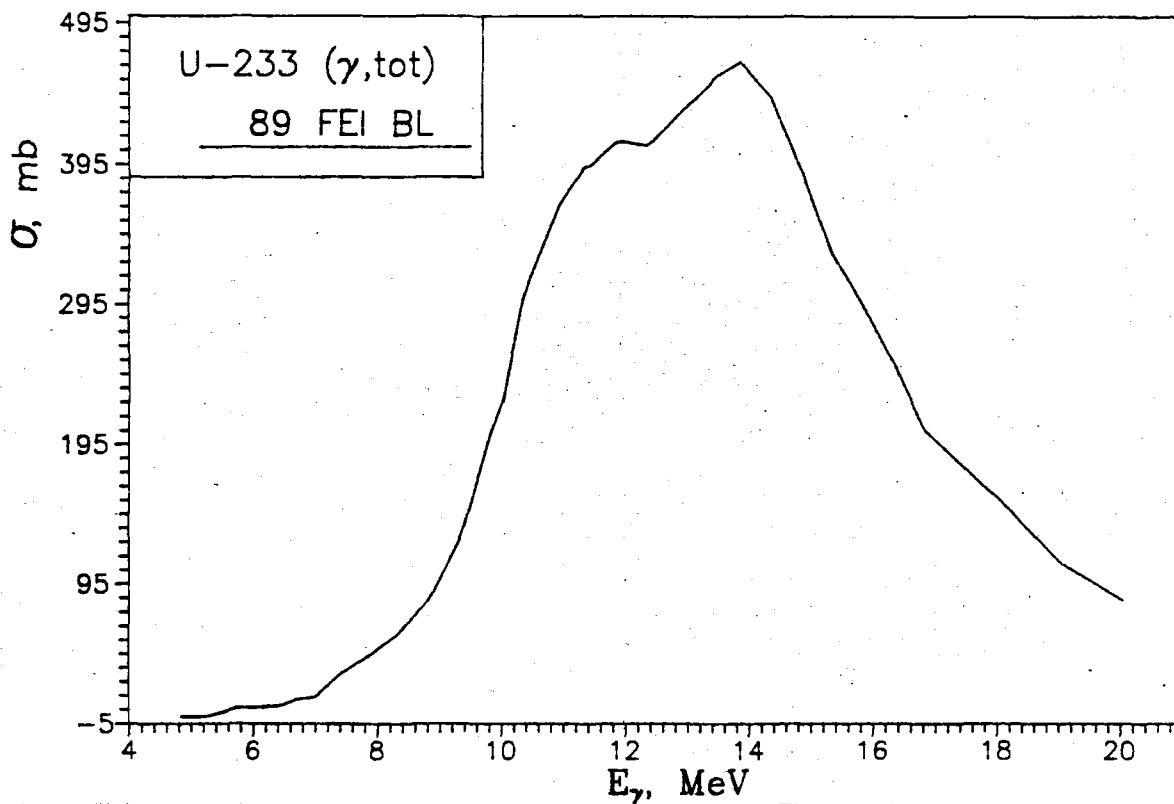


Рис. 33. Сечение (γ, tot) реакции на U-233

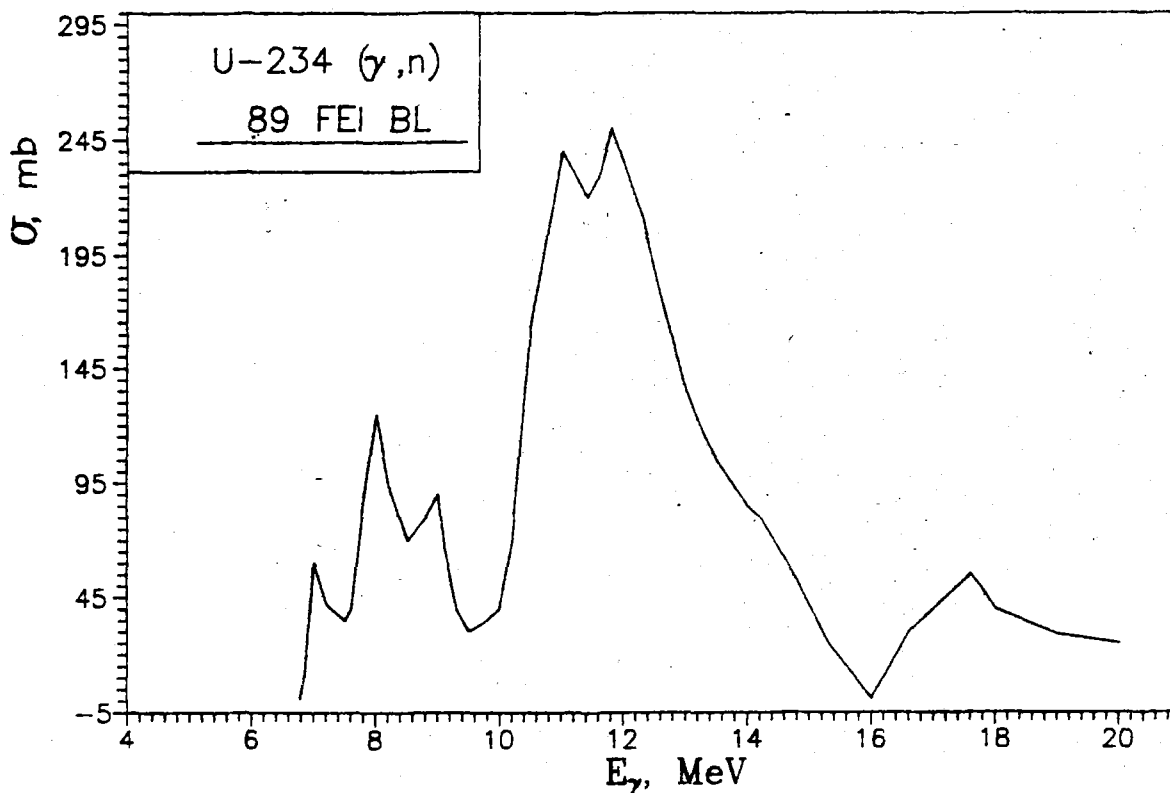
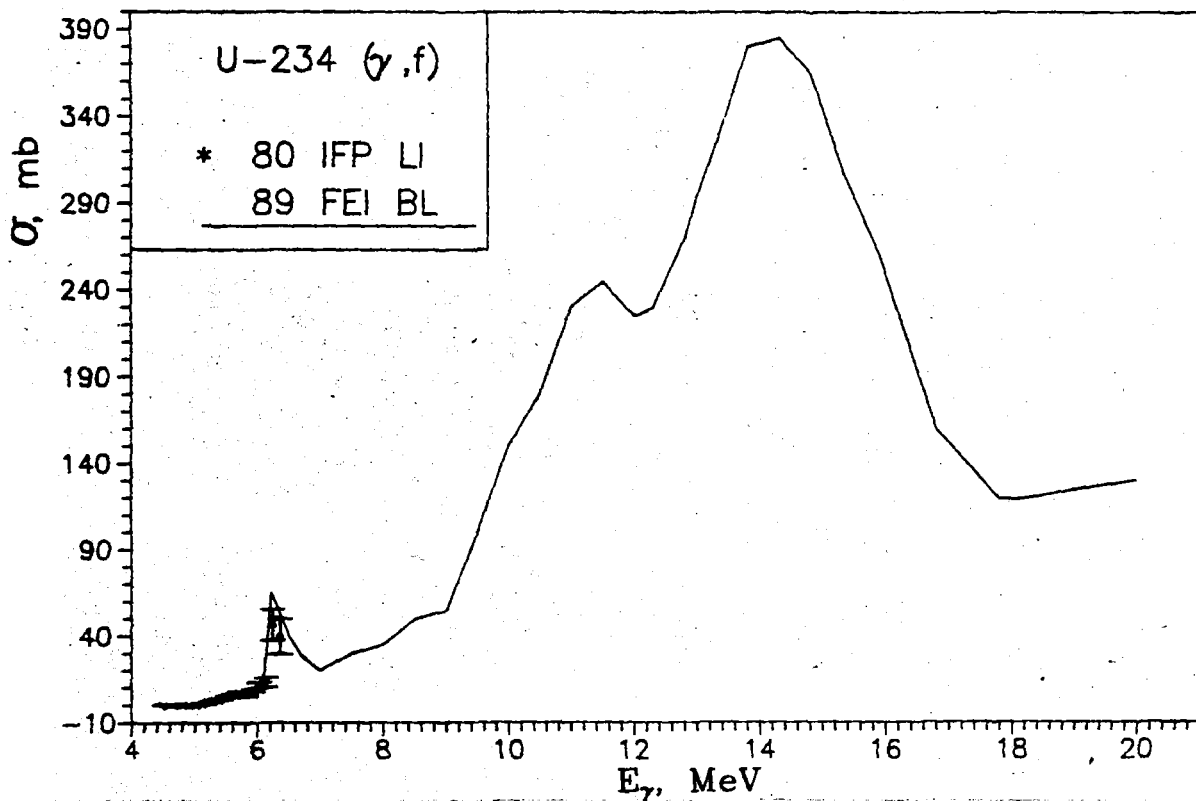
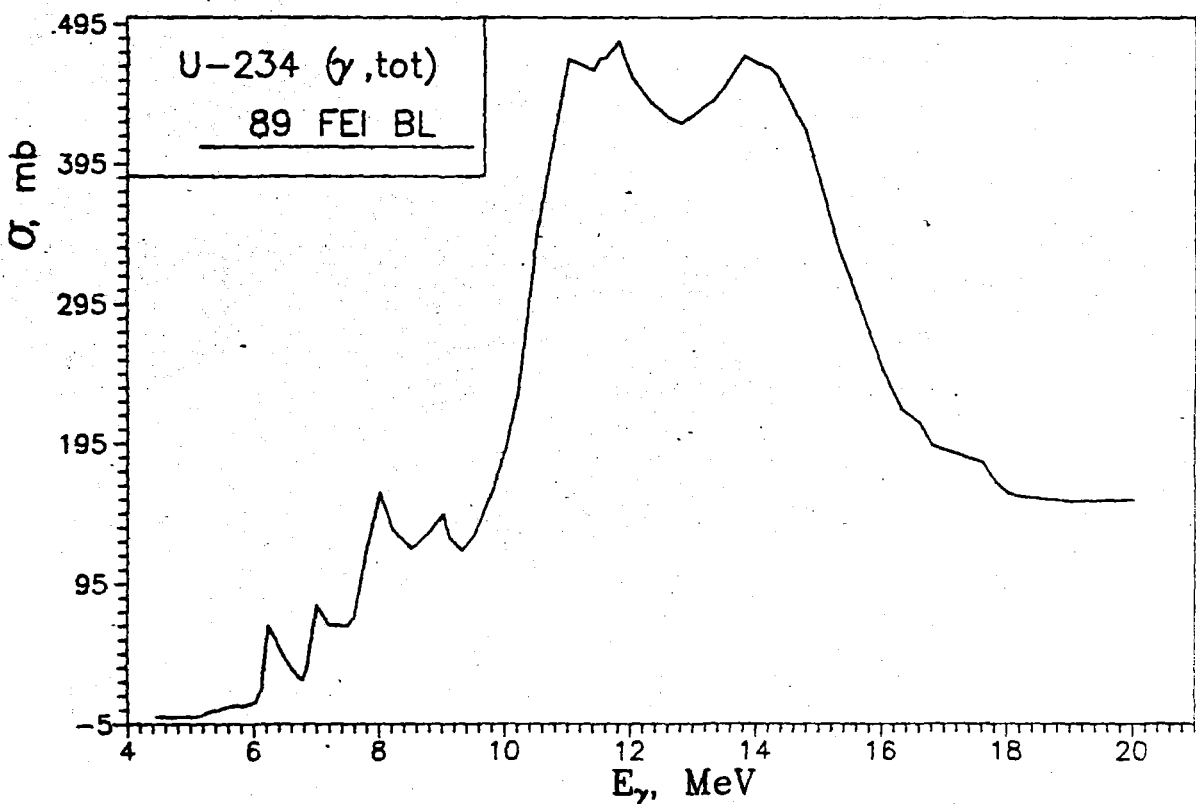


Рис. 34. Сечение (γ, n) реакции на U-234

Рис. 35. Сечение (γ, fiss) реакции на U-234Рис. 36. Сечение (γ, tot) реакции на U-234

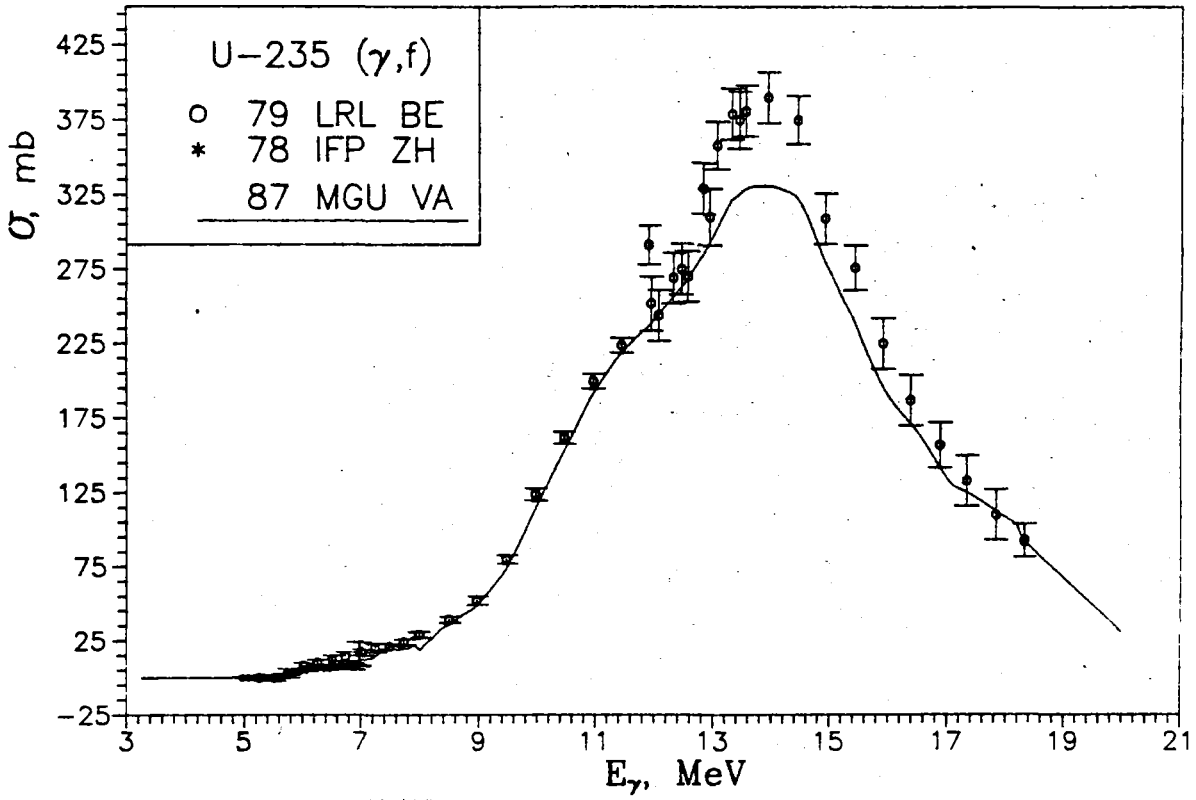


Рис. 37. Сечение (γ, f) реакции на U-235

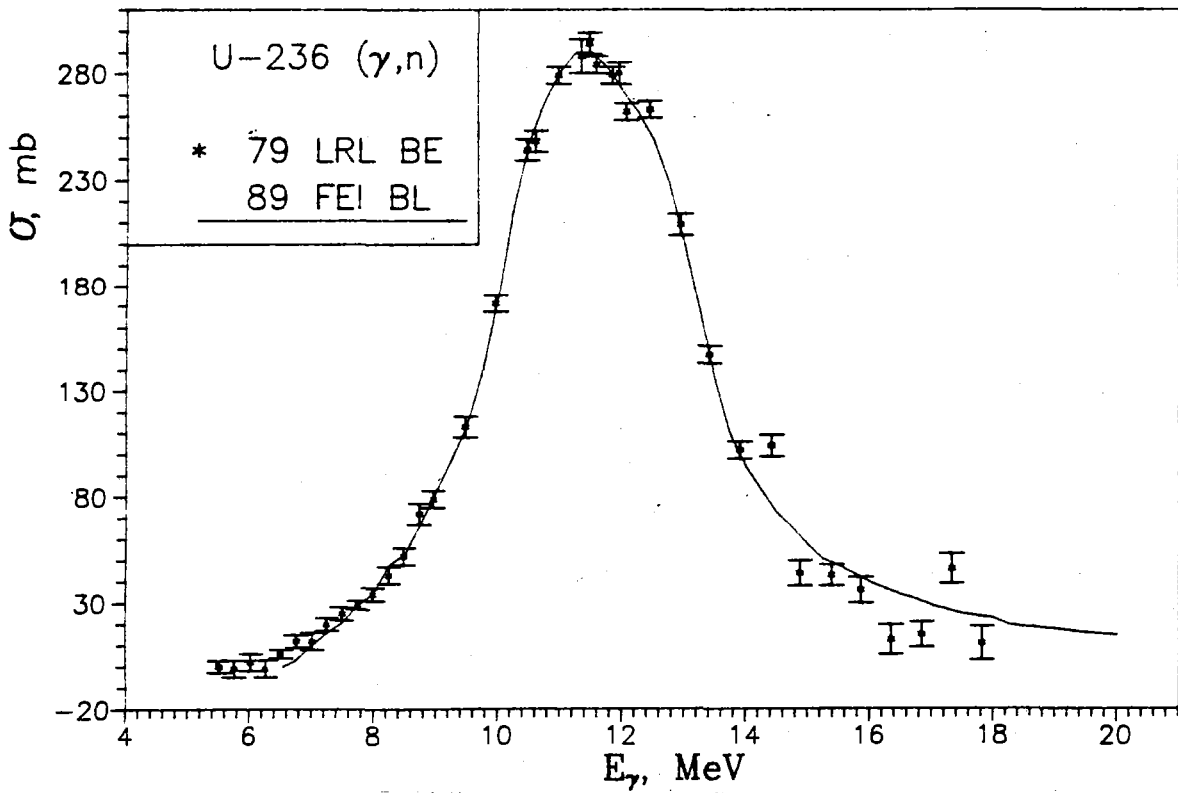
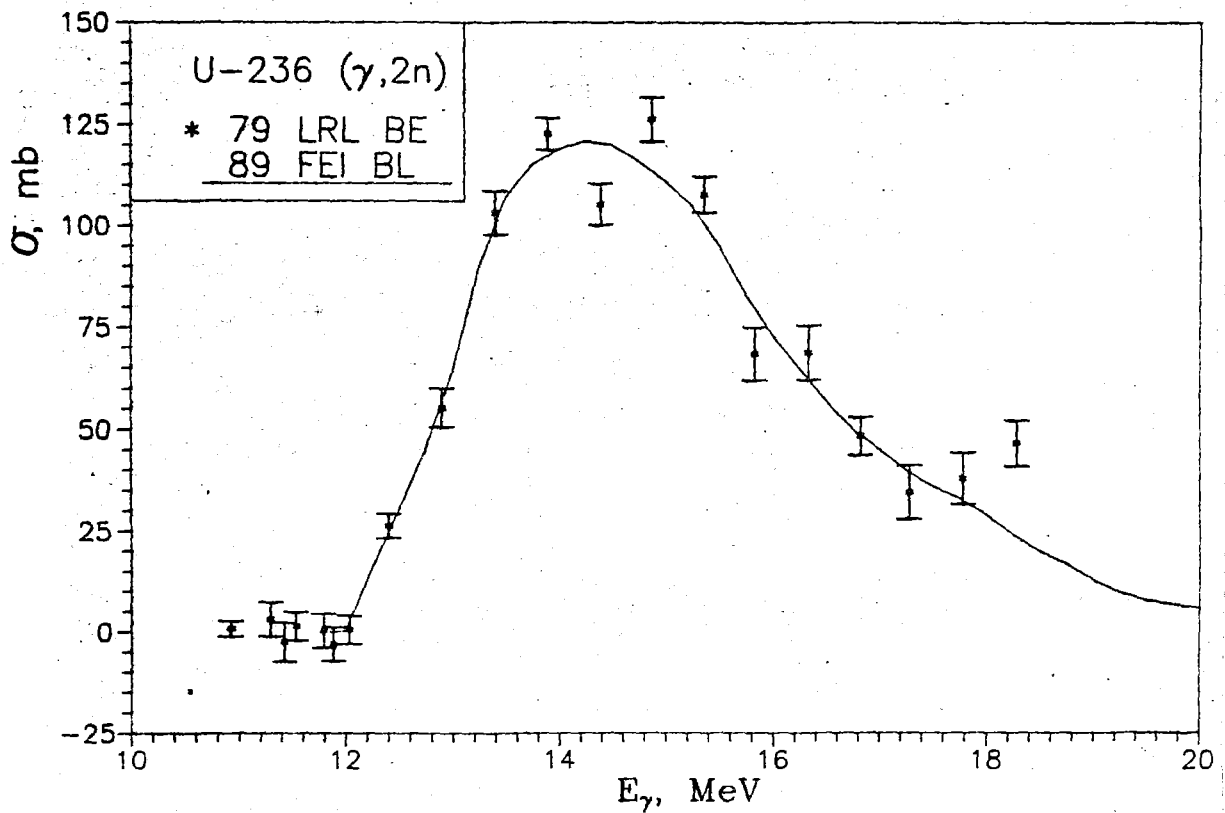
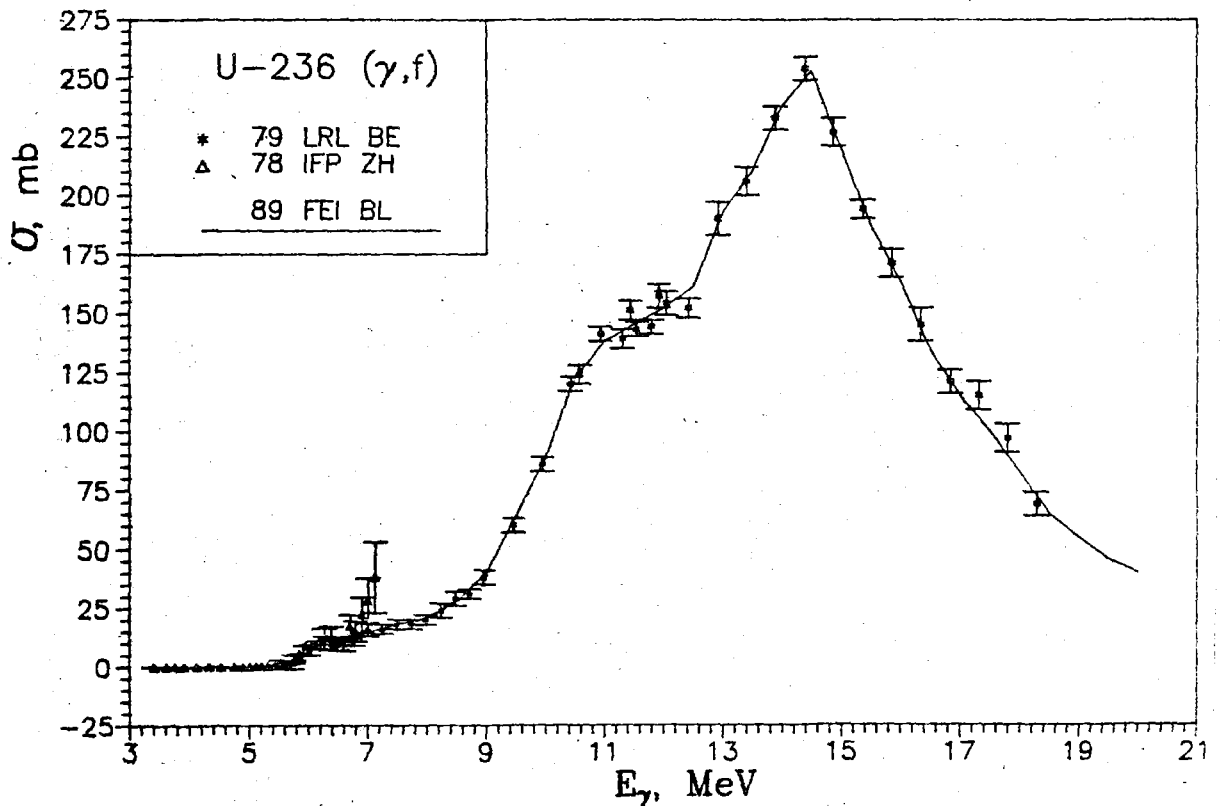


Рис. 38. Сечение (γ, n) реакции на U-236

Рис. 39. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на U-236Рис. 40. Сечение (γ, f) реакции на U-236

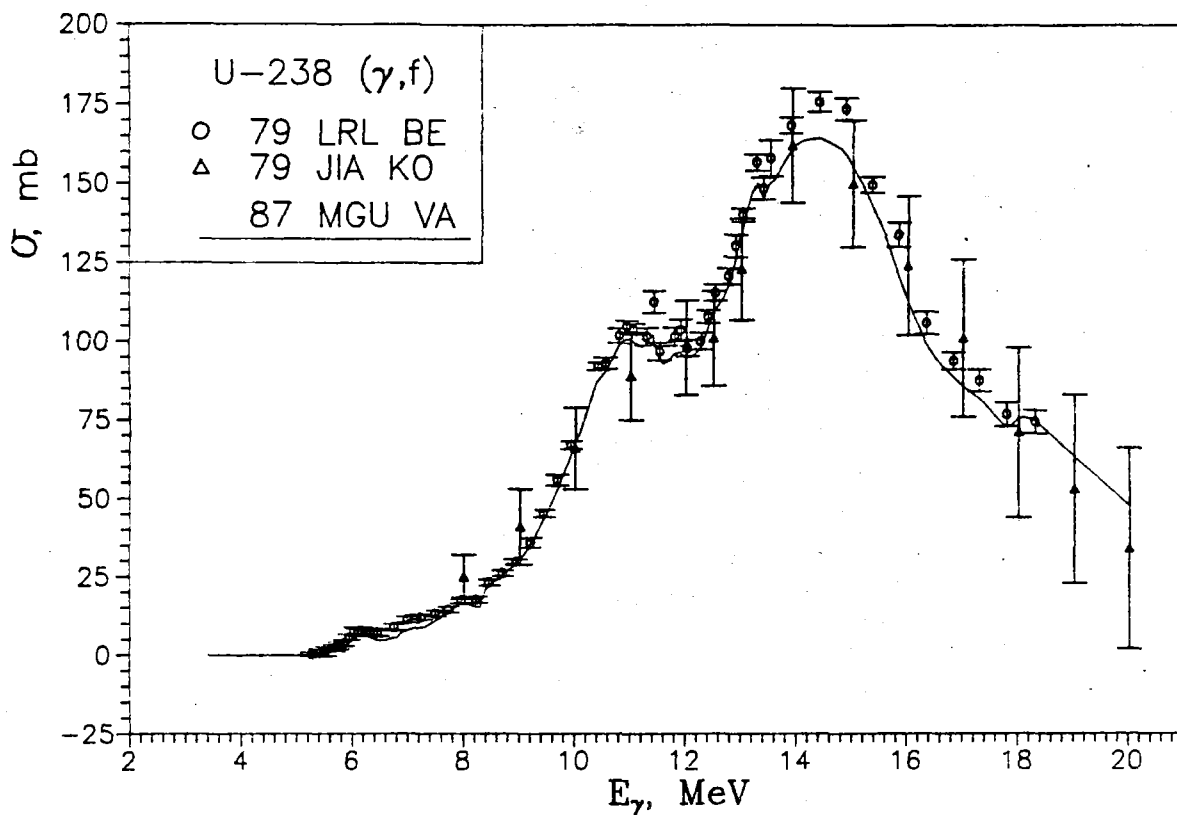


Рис. 41. Сечение (γ, f) реакции на U-238

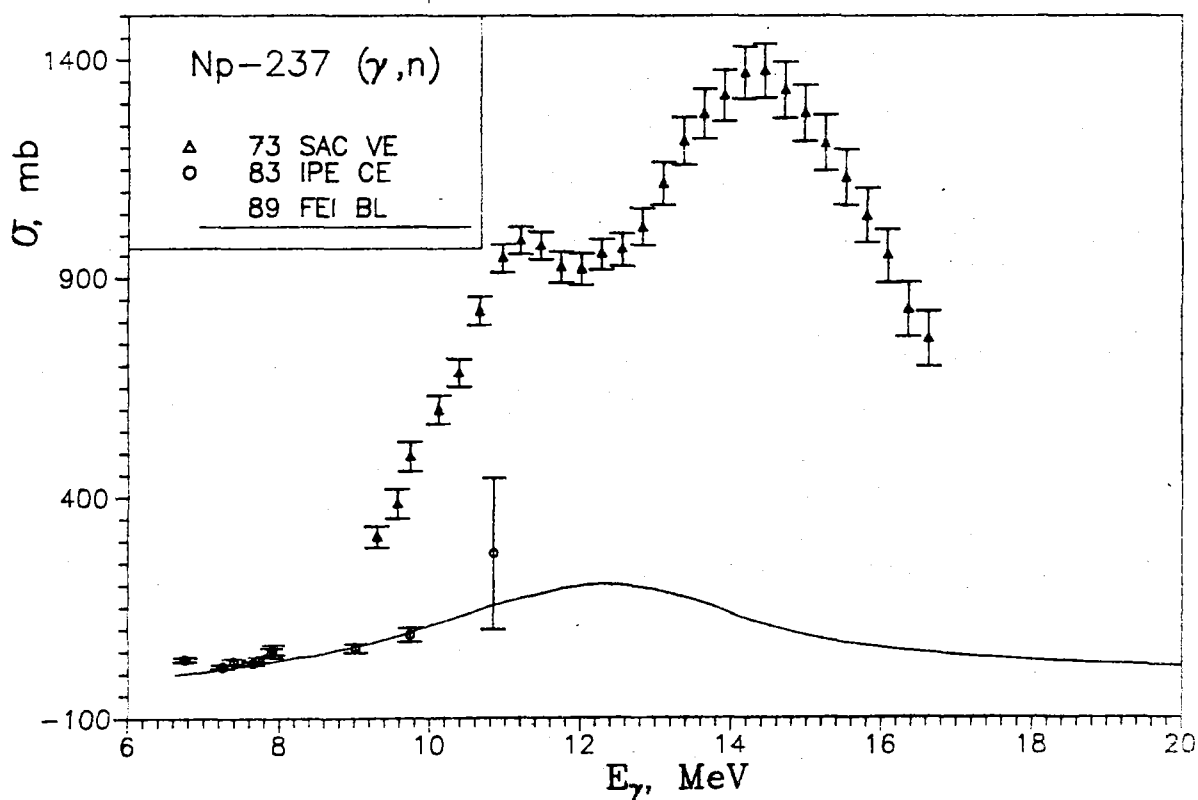
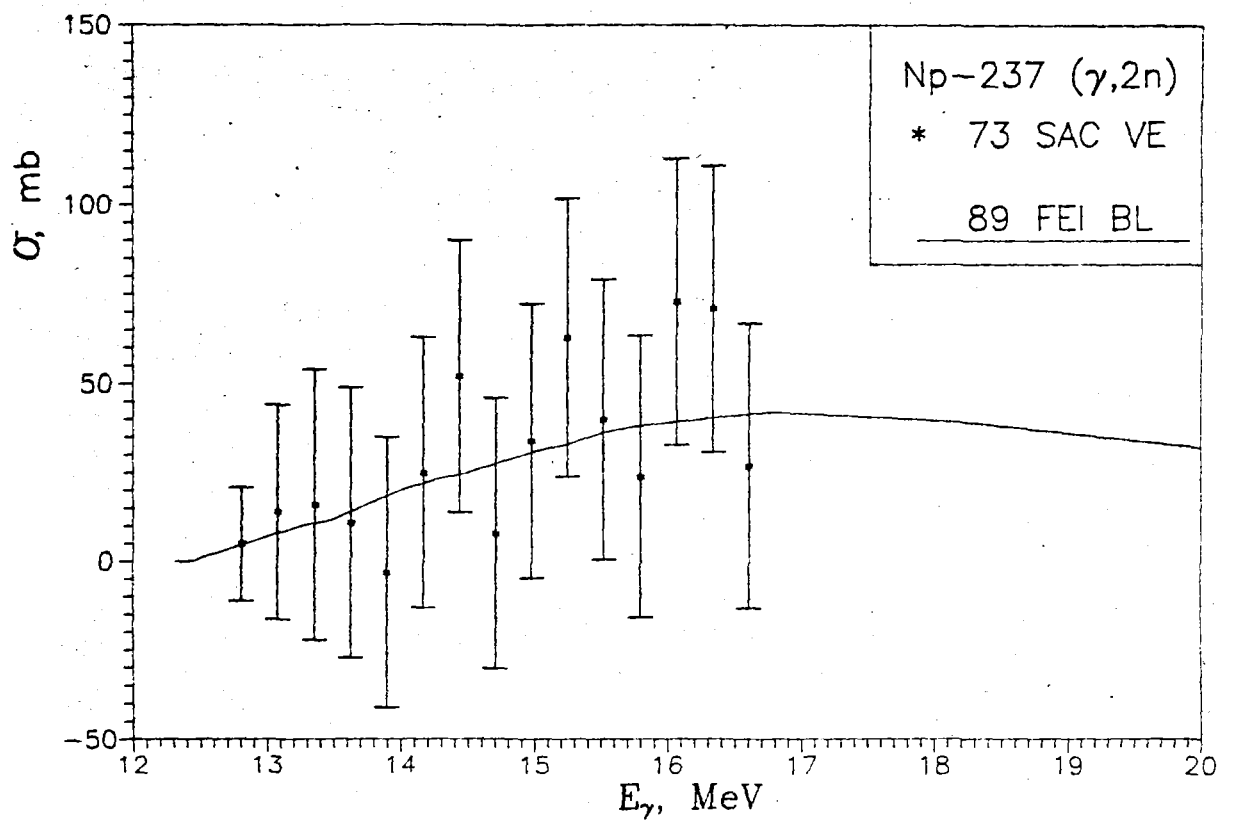
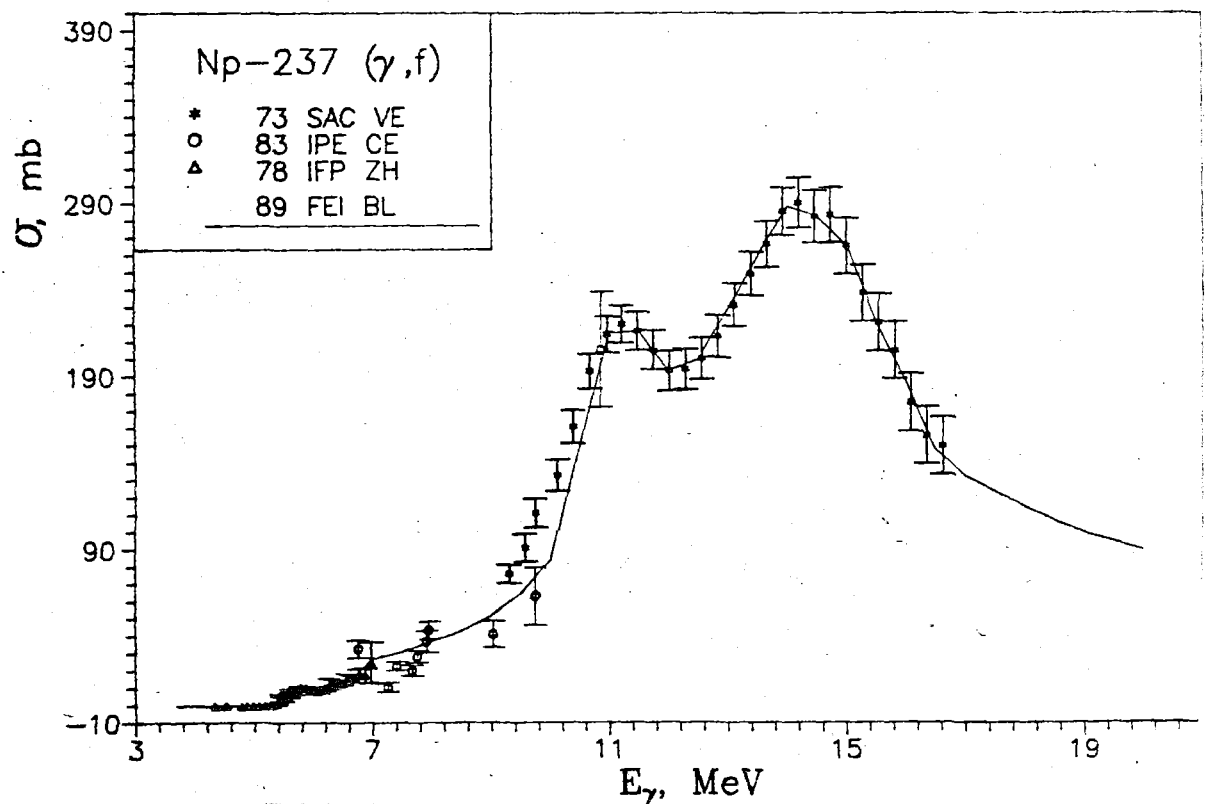


Рис. 42. Сечение (γ, n) реакции на Np-237

Рис. 43. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на Np-237Рис. 44. Сечение (γ, f) реакции на Np-237

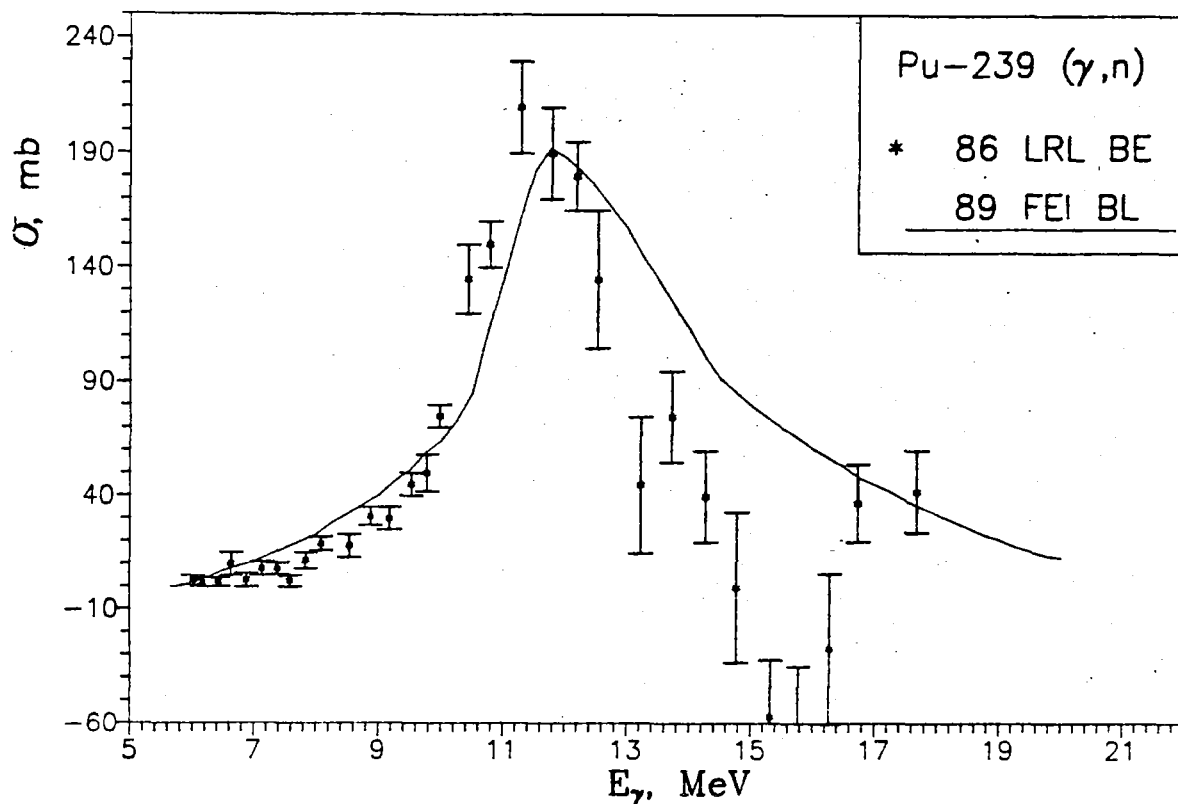


Рис. 45. Сечение (γ, n) реакции на Pu-239

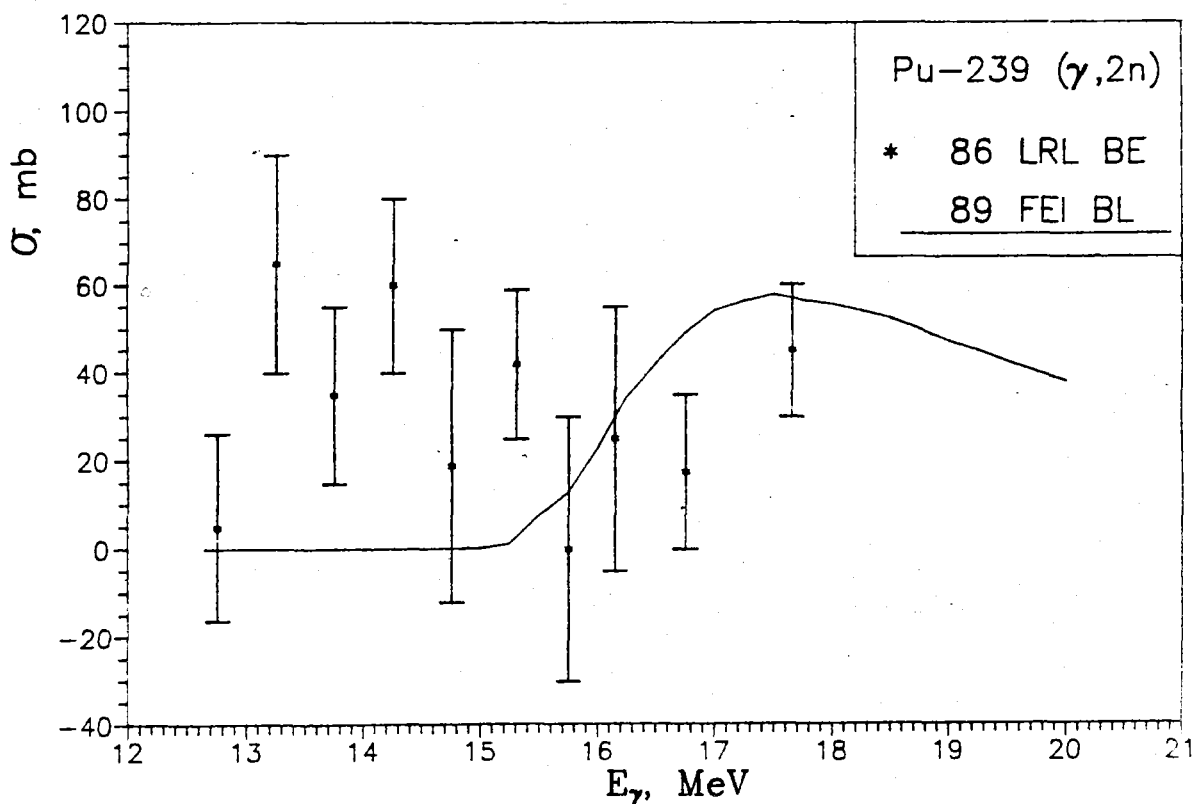
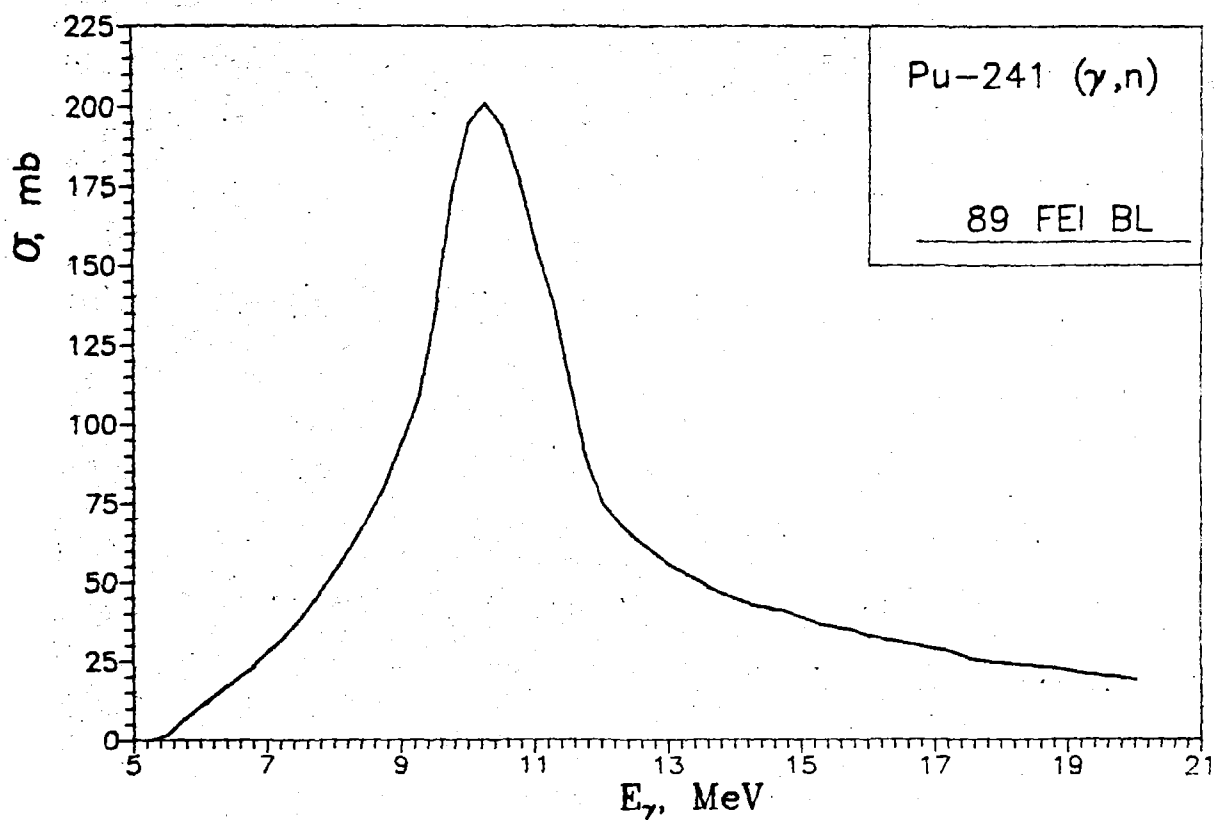
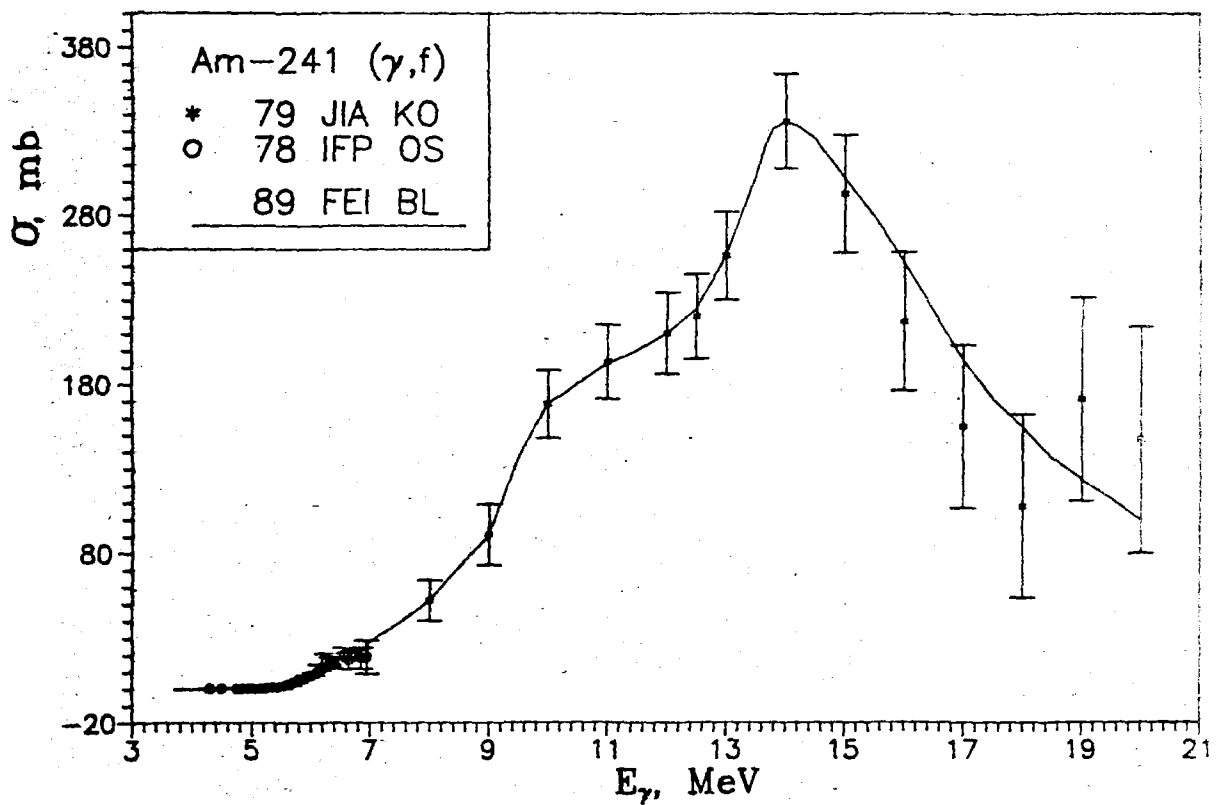


Рис. 46. Сечение ($\gamma, 2n$) реакции на Pu-239

Рис. 47. Сечение (γ, n) реакции на Pu-241Рис. 48. Сечение (γ, f) реакции на Am-241

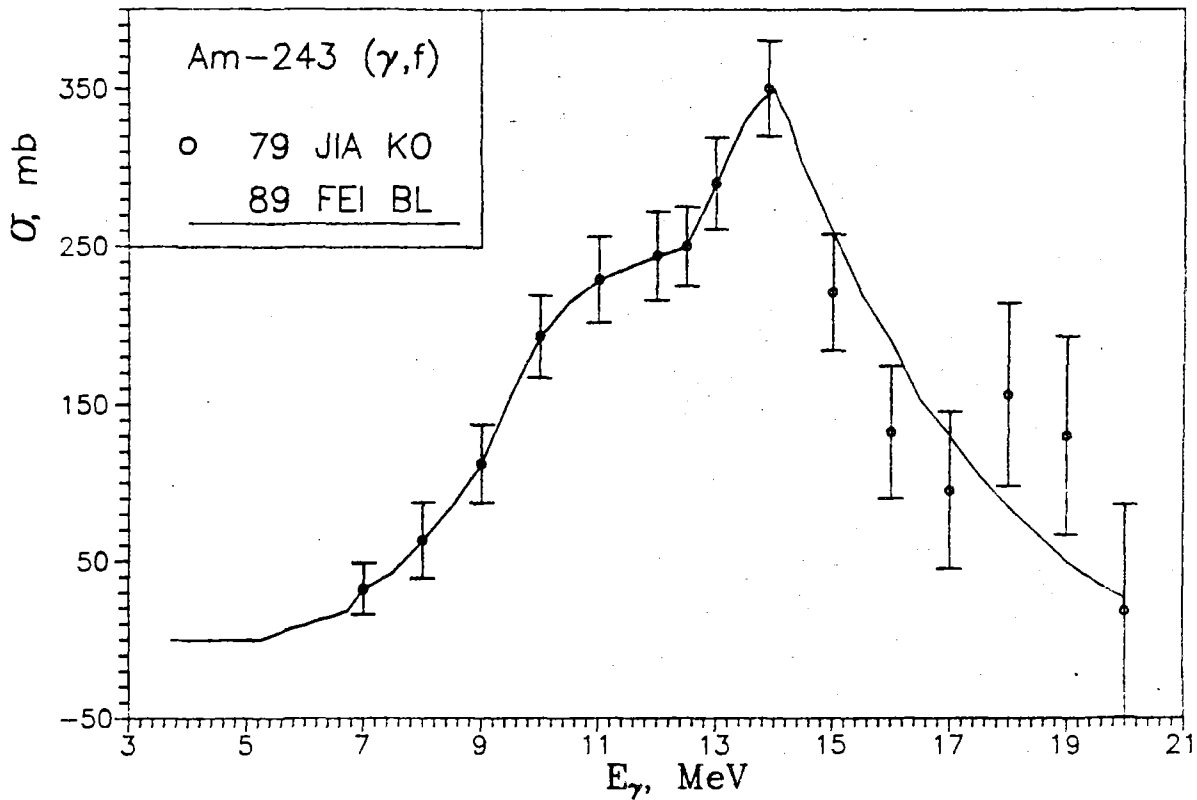


Рис. 49. Сечение (γ, fiss) реакции на Am-243

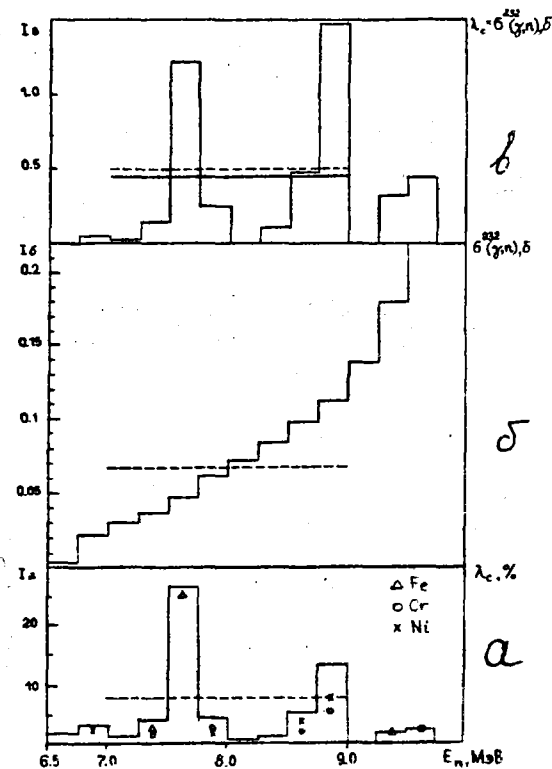


Рис. 50а. Выход гамма-квантов на 100 захватов нейтронов в стали;

б. Сечение фотонейтронной реакции (γ, n) на Th-232;

в. Энергетическая зависимость вклада в реакцию (γ, n)

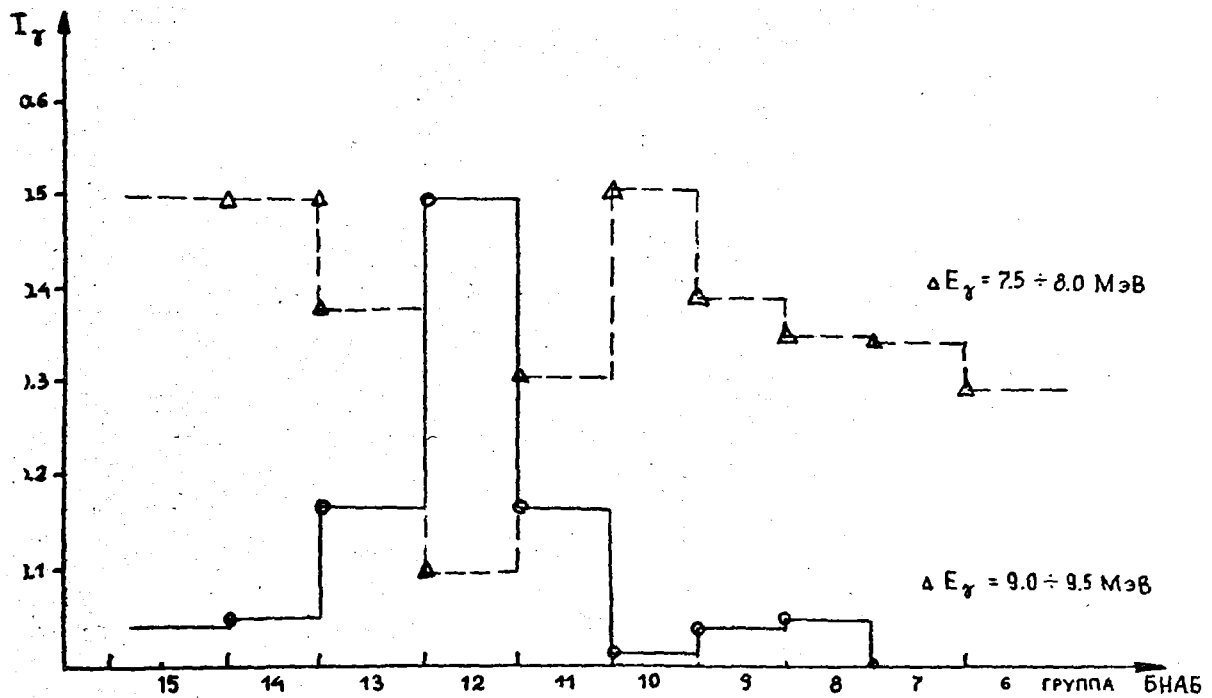


Рис. 51. Зависимость выхода фотонов I_γ с энергиями $\Delta E_\gamma = 7,5-8,0$ МэВ (---) и $\Delta E_\gamma = 9,0-9,5$ МэВ (—) от энергии поглощаемых нейтронов E_n в энергетических группах БНАБ

Список литературы

1. System CINDA. Edited by IAEA, Vienna, 1990.
2. Варламов В.В. и др. Ядерные реакции под действием заряженных частиц и фотонов в системе "ЭКСФОР". М.: ЦНИИАтоминформ, 1987.
3. Dietrich S.S., Berman V.L. Atomic Data and Nucl. Data Tables (1988), v.38, p.199-338. См. также Berman V.L. Report UCRL-78482, 1976.
4. Blokhin A.I., Nasyrova S.M. Report INDC(CCP)-337, Vienna, 1991.
5. Wapstra A.H., Bos K. Atomic Data and Nucl. Data Tables (1977), v.19(3).
6. Физика деления ядер. М.: Госатомиздат, 1963.
7. R.Kinsey, ed. "ENDF-102, Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF/B-V", report BNL-NCS-50496, 1979.
8. P.F.Rose and C.L.Dunford, ed. "ENDF-102, Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF-6", report BNL-NCS-44945, 1990.
9. Cullen D.E. Report IAEA-NDS-39, Vienna, 1989.
10. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
11. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982.

УДК 539.7

БИБЛИОТЕКА СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССА
ТРАНСМУТАЦИИ И АКТИВАЦИИ МАТЕРИАЛОВ,
ОБЛУЧАЕМЫХ НЕЙТРОНАМИ И ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 100 МэВ

А.Ю. Конобеев, Ю.А. Коровин

Институт атомной энергетики, Обнинск

В.П. Лунев, В.С. Мастеров, Ю.Н. Шубин

Физико-энергетический институт, Обнинск

THE CROSS-SECTION LIBRARY FOR STUDY OF TRANSMUTATION AND ACTIVATION OF MATERIALS IRRADIATED BY NEUTRONS AND PROTONS WITH ENERGY UNTIL 100 MeV. A new cross-section data library MENDL is presented. MENDL contains neutron and proton reaction cross-sections for more than 500 stable and nonstable nuclei at the energies from 1 to 100 MeV. Majority of the data have been obtained with the help of geometry dependent hybrid exciton model taking into account preequilibrium α -particle emission.

Проводимые в настоящее время исследования трансмутации и активации материалов под действием частиц высоких энергий требуют знания сечений протонных и нейтронных реакций для большого числа стабильных и нестабильных ядер. Недостаток экспериментальной информации о сечениях ядерных реакций, вызванных быстрыми частицами, делает необходимым проведение теоретических расчетов.

В настоящей работе приводится краткое описание библиотеки MENDL, содержащей вычисленные авторами нейтронные и протонные сечения при энергии от 1 до 100 МэВ для более чем 500 ядер. Разработанная библиотека сечений предназначена для изучения изотопного состава и активности конструкционных материалов, находящихся под облучением в установках с жестким спектром частиц: ускорителях, термоядерных, мезокаталитических и электроядерных реакторах. Данные библиотеки MENDL могут использоваться для исследования процесса трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов ядерной энергетики под действием быстрых частиц, разработке методов получения изотопов, применяемых в промышленности и медицине.

В библиотеку MENDL включены данные о нейтронных сечениях для всех стабильных и нестабильных ядер с периодом полураспада $T_{1/2} \geq 1$ сут. и атомным номером от 13 до 83. В настоящее время данные по сечениям протонных реакций содержатся в MENDL для основных продуктов деления ядерного топлива. Нейтронные и протонные сечения, включенные в библиотеку MENDL, получены путем проведения теоретических расчетов на основе предравновесной гибридной экситонной модели, зависящей от геометрии [1], и испарительной модели Вайскопфа-Ивинга. При этом учитывалась многократная предравновесная эмиссия нуклонов из возбужденных ядер [1]. Принималась во внимание неравновесная эмиссия α -частиц.

Расчеты проводились с помощью программы ALICE/ASH [2], являющейся модификацией программы ALICE87 [3]. В программу ALICE/ASH включена возможность расчета плотности ядерных состояний с индивидуальными параметрами для всех промежуточных ядер, образующихся в испарительном процессе и возможность вычисления сечений обратных реакций для таких ядер по оптической модели [4]. Сечения ядерных реакций с помощью программы ALICE/ASH могут быть рассчитаны с учетом оболочечных эффектов в плотности уровней возбужденных ядер согласно [5]. Для вычисления полных сечений реакций при энергиях >100 МэВ в программе ALICE/ASH используются экспериментальные данные [6]. Программа ALICE/ASH, в отличие от ALICE87, позволяет рассчитывать сечения ядерных реакций с учетом образования предравновесных α -частиц. При этом для описания неравновесного спектра α -частиц используется коалесцентная модель с учетом подхвата частиц [7], соединенная с гибридной экситонной моделью. Расчет такого спектра осуществляется по формуле:

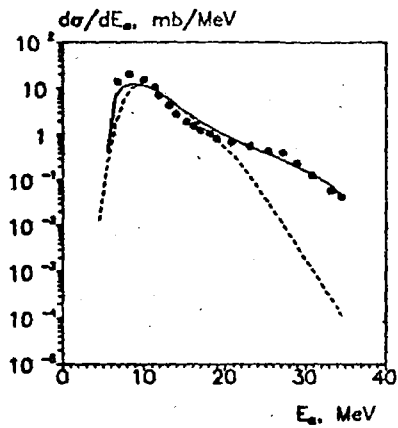


Рис.1. Энергетический спектр α -частиц, испущенных при облучении ^{54}Fe протонами с энергией 38,8 МэВ. — расчет с помощью программы ALICE/ASH, - - - - - расчет с помощью программы ALICE87, \bullet - экспериментальные данные [8]

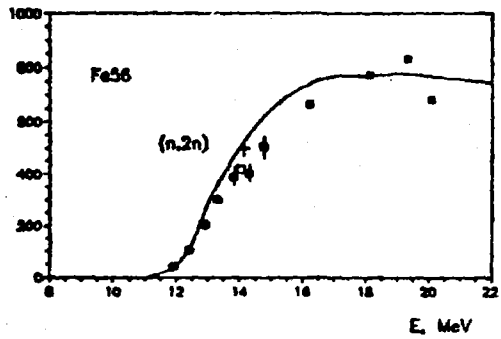
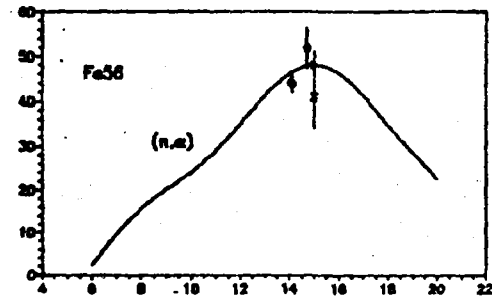
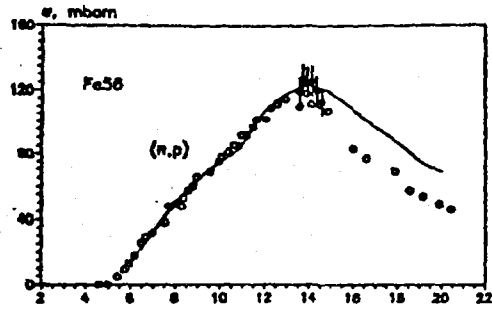


Рис.2. Функции возбуждения реакций (n,p), (n,α) и (n,2n) для ядер ^{56}Fe . — расчет с помощью программы ALICE/ASH, при котором параметр плотности рассчитывался по формуле A/9. Экспериментальные данные взяты из работ [11-14]

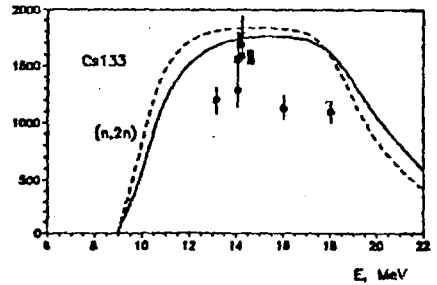
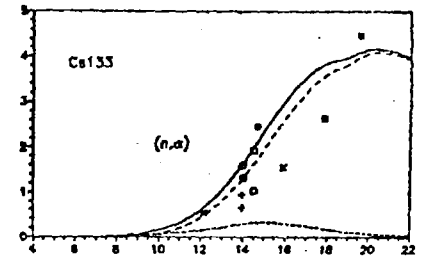
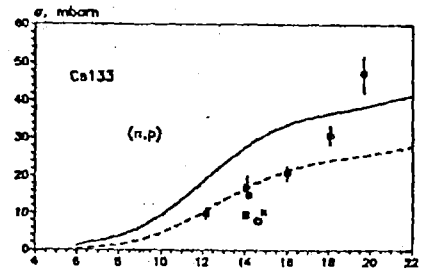


Рис.3. То же что на рис.2 для ядер ^{133}Cs . — расчет по программе ALICE/ASH с учетом оболочечных эффектов в плотности возбужденных ядер согласно [5]; - - - - - расчет с помощью программы ALICE87. Остальные обозначения как на рис.2

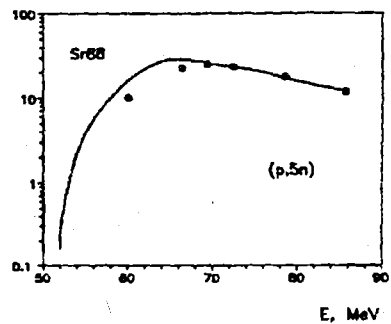
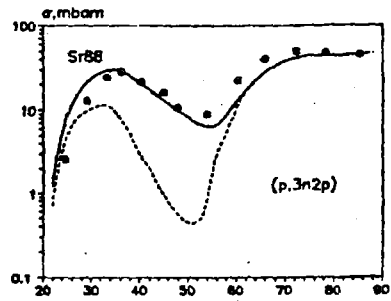


Рис.4. Сечения реакций (p,3n2p) и (p,5n) для ядер ^{88}Sr . — расчет с помощью программы ALICE87. Остальные обозначения, как на рис.2. Экспериментальные данные взяты из [15]

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon_\alpha} = \sigma_{non} \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \sum_{k+m=4} F_{k,m}(\varepsilon_\alpha) \frac{\omega(p-k, h, U)}{\omega(p, hE)} \cdot \frac{\lambda_\alpha(\varepsilon_\alpha)/g_\alpha}{\lambda_+(\varepsilon_\alpha + B_\alpha) + \lambda_\alpha(\varepsilon_\alpha)/g_\alpha} D_n g d\varepsilon_\alpha,$$

где $\omega(p, h, U)$ - плотность экситонных состояний, имеющих p частиц и h дырок ($p+h=n$), D_n - фактор "обеднения" n -экситонного состояния, $F_{k,m}(\varepsilon_\alpha)$ - вероятность образования α -частицы с энергией ε_α из k возбужденных и m невозбужденных квазичастиц в ядре [7], $\lambda_+ = 2 W_{opt}^\alpha/h$ - скорость внутриядерного перехода, описывающая поглощение возбужденной α -частицы в ядре, W_{opt}^α - мнимая часть оптического потенциала, B_α - энергия связи α -частицы в ядре, g и g_α - плотность одночастичных состояний для нуклона и α -частицы, соответственно, λ_α - скорость эмиссии α -частицы, σ_{non} - полное сечение реакций.

На рис.1 сравниваются вычисленные с помощью программ ALICE/ASH и ALICE87 спектры α -частиц, образующихся при облучении ядер ^{54}Fe протонами с энергией 38,8 МэВ. Экспериментальные данные взяты из работы [8].

При вычислении вклада предравновесной эмиссии нуклонов в сечения ядерных реакций для расчета скоростей внутриядерных переходов использовались нуклон-нуклонные сечения с поправкой на принцип Паули [1]. Плотность экситонных состояний вычислялась по формуле Струтинского-Эриксона [9]. В большинстве случаев при вычислении плотности ядерных уровней использовалось квазиклассическое значение параметра плотности $A/9$, где A - массовое число ядра, а поправки на спаривание вычислялись в соответствии с моделью ферми-газа с "обратным смещением" [1]. Для ядер, у которых оболочечные эффекты в плотности ядерных уровней выражены наиболее сильно ($197 < A < 210$), при проведении вычислений использовалась модель [5]. При низких энергиях возбуждения значения функции плотности ядерных состояний определялись в соответствии с моделью "постоянной температуры". Осуществлялась "сшивка" различных функций плотности уровней согласно [3]. Для расчета энергий связи использовались экспериментальные значения масс ядер и формула Майерса и Святецкого [10].

Примером расчета сечений с помощью программы ALICE/ASH являются данные, представленные на рис.2-4. На рис.2-3 приведены рассчитанные и экспериментальные сечения реакций (n,p) , (n,α) и $(n,2n)$ для ^{56}Fe и ^{133}Cs , а на рис.4 - сечения протонных реакций для ^{88}Sr . При этом для реакции (n,p) на рис.2 указаны лишь наиболее характерные экспериментальные данные, подробная информация о которых содержится в [11]. На рис.3 представлены результаты расчетов сечений нейтронных реакций на ядрах ^{133}Cs , выполненных с учетом и без учета оболочечных эффектов в распределении уровней возбужденных остаточных ядер.

Сравнение расчетных данных с доступными экспериментальными данными в большинстве случаев указывает на их согласованность. Для некоторых ядер при наличии значительного расхождения между вычисленными и экспериментальными значениями нейтронных сечений сечения для реакций (n,p) , (n,α) и $(n,2n)$, полученные с помощью программы ALICE/ASH, нормировались на экспериментальные значения сечений этих реакций при энергии 14,5 МэВ. Для этой цели использовались также данные систематик [11,16].

Полученные данные по нейтронным и протонным сечениям объединены в библиотеку MENDL. Общий объем, занимаемый библиотекой сечений на магнитных носителях ЭВМ, составляет ~50 Мбайт.

В данной работе кратко описана первая версия разработанной авторами библиотеки сечений MENDL. В дальнейшем предполагается расширить данные библиотеки за счет включения в нее информации о сечениях протонных реакций для большего числа ядер, нейтронных и протонных сечениях при энергии >100 МэВ. Кроме того, предполагается дополнить библиотеку данными по сечениям для ядер с атомным номером $Z \geq 84$.

Список литературы

1. Blann M., Vonach H.K. // Phys. Rev. C, 1983, v.28, N4, p.1475.
2. Грудзевич О.Т., Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1992. Вып.1. - С.57.
3. Blann M. ALICE 87 (Livermore) Precompound Nuclear Model Code, Report IAEA-NDS-93 REV.0 1988.

4. Chatterjee A, Murthy K.H.N., Gupta S.K. Optical Reaction Cross Sections for Light Projectiles // Report IAEA, INDC(IND)-27/GJ, November 1980.
5. Игнатюк А.В., Смирскин Г.Н., Тишин А.С. // Ядерная физика. - 1975. - Т.21. - Вып.3. - С.485.
6. Барашенков В.С. Нуклон-ядерные сечения: Препринт ОИЯИ Р2-89-770. Дубна, 1989.
7. Iwamoto A., Harada K. // Phys. Rev. C, 1982, v.26, p.1821; Sato N., Iwamoto A., Harada K. // Phys. Rev. C, 1983, v.28, p.1527.
8. Bertrand F.E., Peelle R.W. // Physical Review C, 1973, v.8, p.1045.
9. Живописцев Ф.А., Кэбин Э.И., Сухаревский В.Г. Модели предравновесных ядерных реакций. М.: МГУ, 1987.
10. Meyers W.D., Swiatecki W.J. Anomalies in Nuclear Masses, Arkiv fur Fysik, 1967, v.36, p.343-352.
11. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами: Справочник. М.: Энергоиздат, 1982.
12. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1979. - Вып.2(33). - С.51.
13. Fischler R., Traxler G., Uhl M., Vonach H. // Phys. Rev. C, 1984, v.30, N1, p.72.
14. Avrigeanu M., Ivascu M., Avrigeanu V. // Z. Phys. A, 1988, v.329, p.177-187.
15. Gadioli E., Gadioli Erba E., Hogan J.J. // Phys. Rev. C, 1976, v.16, N4, p.1404.
16. Badikov S.A., Ignatyuk A.V., Zolotarev K.I., Grudzevich O.T. et al. // In Proc. "Workshop on Nuclear Transmutation of Long-Lived Nuclear Power Radiowastes", Obninsk, 1-5 July 1991, p.207.

УДК 539.173

РЕЗУЛЬТАТЫ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ВЫХОДА
И СЕЧЕНИЙ ФОТОДЕЛЕНИЯ ЯДЕР $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np , $^{239,241}\text{Pu}$ и ^{241}Am
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-11 МэВ

А.С.Солдатов, Г.Н.Смиренкин

Физико-энергетический институт, Обнинск

RESULTS OF RELATIVE MEASURING OF PHOTOFISSION YIELD AND CROSS SECTIONS NUCLEI $^{233,235}\text{U}$, ^{237}Np , $^{239,241}\text{Pu}$ AND ^{241}Am IN ENERGY REGION 5-11 MeV. The results of relative measuring of photofission yield for odd nuclei from ^{233}U to ^{241}Am are presented (relatively to the ^{238}U photofission yield) for end-point of bremsstrahlung 7-11 MeV. The results of analogical data [1,2] in region of energy 5-7 MeV after correction are presented too. The calculated cross sections for investigated nuclei and the evaluated photofission cross section for ^{238}U which used as standard, are given out.

В настоящей статье представлена подробная цифровая информация о выходах и сечениях фотоделения шести А-нечетных ядер от ^{233}U до ^{241}Am в области энергий γ -квантов 5-11 МэВ, которым была посвящена работа [3]. Измерения проводились на выведенном пучке электронов микротрона Института физических проблем с помощью трековых детекторов осколков деления. Одна часть результатов, рассматриваемых в [3], была опубликована в [1,2] ($E_{\text{max}}=5-7\text{МэВ}$), другая (до 11 МэВ) впервые* дается здесь и в [3]. Здесь мы лишь кратко остановимся на постановке задачи, методике и результатах исследования, проведенного в [3] в объеме, необходимом для пояснения представленной ниже информации.

1. Непосредственным объектом измерений при экспериментальном изучении вероятности фотоделения ядер на пучках тормозного излучения служит выход $Y(E_{\text{max}})$, который можно определить как число делений в мишени на расстоянии r от источника, отнесенной к единице массы делящегося вещества и тока электронов, и представить как [3]

$$Y(E_{\text{max}}) = C(E_{\text{max}}) \int_0^{E_{\text{max}}} \sigma_f(E) N(E, E_{\text{max}}) dE, \quad (1)$$

$$C(E_{\text{max}}) = \frac{N_0 I_0(E_{\text{max}})}{A 4\pi r^2}, \quad (2)$$

где $\sigma_f(E)$ - сечение фотоделения, $E_{\text{max}}=E_e$ - граничная энергия в спектре тормозного излучения $N(E, E_{\text{max}})$, равная кинетической энергии электронов E_e , N_0 - число Авогадро, $I_0(E_{\text{max}})$ - интегральная (проинтегрированная по всем энергиям γ -квантов E) интенсивность тормозного излучения в направлении $\nu=0^\circ$ относительно пучка электронов.**

Использование относительного метода избавляет от трудоемких измерений интенсивности пучка $I_0(E_{\text{max}})$ (или потока γ -квантов на образец $I_0/4\pi r^2$) и позволяет заменить абсолютные измерения массы делящегося вещества на значительно более простые относительные. В [3] в качестве стандарта для таких измерений, как и во многих других работах, использовался ^{238}U , сечение фотоделения которого $\sigma_f^0(E)$ изучено более, чем для других ядер.

2. В работе [3] не просто соединяются массивы данных в двух стыкующихся диапазонах энергии: в значения [1,2] вносятся ряд уточнений, связанных как с определением отношений выходов фотоделений исследуемых ядер и ^{238}U , так и восстановлением из них сечений $\sigma_f(E)$.

* Извлечение полученной ранее информации путем визуального обсчета трековых детекторов долгое время откладывалось.

** Присутствие интегральной интенсивности излучения $I_0(E_{\text{max}})$ обеспечивает нормировку спектра $N(E, E_{\text{max}})$ к единице.

$$R(E_{\max}) = \frac{Y(E_{\max})}{Y_0(E_{\max})} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \sigma_f(E) N(E, E_{\max}) dE}{\int_0^{E_{\max}} \sigma_f^0(E) N(E, E_{\max}) dE} \quad (3)$$

Одно из таких уточнений касается нахождения значений энергии электронов $E_c = E_{\max}$. Более аккуратный учет потерь энергии ими при прохождении через фольгу, герметизирующую электроновод, привел к небольшому смещению энергии в среднем на 25 кэВ к меньшим значениям в сравнении с [1, 2].* Совокупность значений $R(E_{\max})$ настоящей работы и [1, 2] приведена в табл. 1 и на рис. 1, где они также сравниваются с другими экспериментальными данными [4, 5].

3. Отмеченная выше чувствительность искомым сечений к корректировке энергии в значительной степени следствие немонотонности (резонансной структуры) сечения-стандарта $\sigma_f^0(E)$ в районе порога деления ($E \leq 6$ МэВ). Это обстоятельство, несомненно составляющее недостаток сечения фотоделения ^{238}U как стандарта для относительных измерений, может явиться причиной появления ложной структуры в энергетической зависимости искомым сечений $\sigma_f(E)$. По указанной причине значительное внимание в работе [3] было уделено оценке сечения $\sigma_f^0(E)$. Отметим, что выбор объекта исследований в [3] - сечений фотоделения нечетных ядер - также увязан с тестировкой рекомендованной кривой $\sigma_f^0(E)$.

Происхождение резонансной структуры сечений в околопороговой области энергий связывают с квази-стационарными состояниями вибрационного типа во второй яме барьера деления [6, 7]. Эти эффекты сильно зависят от четности делящегося ядра: наиболее отчетливы они у четно-четных ядер (например у ^{238}U), гораздо слабее у нечетных. В последнем случае больше плотность внутренних возбуждений и определяемое ею затухание вибрационной моды. Гладкость энергетической зависимости сечений нечетных ядер и была тем свойством, на которое ориентировалась тестировка оцененной кривой $\sigma_f^0(E)$. Она показана на рис. 2. Цифровые данные о $\sigma_f^0(E)$ приведены в табл. 2.

Как и ранее, для восстановления сечений фотоделения исследовавшихся ядер из (3), представляющего собой некорректно поставленную задачу, использовался метод минимизации направленного расхождения М.З.Тараско [15]. При определении $\sigma_f(E)$ результаты расчета спектра тормозного излучения из толстой вольфрамовой мишени [16] аналитически аппроксимировались как в [17]. Результаты математической обработки, в которой мы, в основном, следовали работе [1], включая вычисление погрешностей $\Delta\sigma_f(E)$, представлены в табл. 3, а также на рис. 3 и 4. Из рис. 3, в частности, следует из отсутствия систематических корреляций между нерегулярностями $\sigma_f(E)$ в окрестности штриховых вертикальных линий, которыми показаны резонансы $\sigma_f^0(E)$, что удалось преодолеть трудности использования сечения фотоделения ^{238}U в качестве стандарта для относительных измерений.

* Хотя данная поправка сравнима с энергетическим разрешением электронного пучка, учет ее заметно сказывается при последующей обработке экспериментальных данных об $R(E_{\max})$.

Таблица 1

Отношения выходов реакции фотоделения R исследовавшихся ядер к выходу фотоделений стандарта - ^{238}U в зависимости от граничной энергии тормозного спектра E_{max}

E_{max} , МэВ	^{233}U	^{235}U	^{237}Np	^{239}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
4.975	0.49±0.08	0.04±0.01	2.68±0.08	2.04±0.12	3.13±0.32	5.92±0.27
5.075	0.59±0.04	0.06±0.01	2.46±0.05	1.98±0.08	3.30±0.12	4.75±0.18
5.175	2.04±0.17	0.13±0.01	3.27±0.06	2.35±0.19	4.02±0.33	4.09±0.33
5.275	4.51±0.14	0.26±0.01	4.18±0.07	2.90±0.09	4.34±0.13	3.89±0.12
5.375	5.46±0.14	0.38±0.01	3.91±0.09	2.97±0.08	3.52±0.09	3.16±0.07
5.475	6.46±0.14	0.61±0.01	4.33±0.09	3.40±0.07	2.92±0.06	3.01±0.07
5.575	5.51±0.12	0.67±0.01	4.25±0.09	3.31±0.07	1.91±0.04	2.49±0.06
5.675	4.10±0.24	0.58±0.03	3.48±0.07	2.45±0.14	1.23±0.07	1.84±0.11
5.775	3.47±0.08	0.60±0.01	3.20±0.07	2.17±0.04	0.98±0.02	1.63±0.04
5.875	3.35±0.06	0.74±0.01	3.27±0.07	2.04±0.04	0.97±0.02	1.67±0.03
5.975	3.16±0.06	0.87±0.02	3.24±0.07	1.92±0.04	0.98±0.02	1.80±0.03
6.075	2.81±0.07	0.91±0.02	2.96±0.06	1.72±0.04	0.97±0.02	1.81±0.05
6.175	2.54±0.13	0.93±0.05	2.79±0.06	1.39±0.07	0.92±0.07	1.79±0.13
6.275	2.21±0.05	0.96±0.02	2.59±0.05	1.38±0.03	0.98±0.02	1.83±0.09
6.375	2.08±0.05	0.98±0.02	2.55±0.05	1.35±0.03	1.00±0.02	1.92±0.09
6.475	2.04±0.06	1.01±0.03	2.53±0.05	1.35±0.03	1.03±0.03	1.99±0.10
6.575	1.98±0.07	1.07±0.04	2.53±0.05	1.38±0.03	1.08±0.04	2.14±0.11
6.675	1.94±0.04	1.11±0.02	2.54±0.05	1.39±0.03	1.14±0.02	2.21±0.05
6.775	1.89±0.04	1.14±0.02	2.56±0.05	1.41±0.03	1.13±0.02	2.27±0.05
6.875	1.99±0.04	1.15±0.02	2.54±0.05	1.46±0.04	1.19±0.03	2.36±0.05
6.975	1.94±0.04	1.18±0.02	2.53±0.05	1.48±0.03	1.21±0.02	2.37±0.05
7.075	1.90±0.04	1.19±0.02	2.48±0.05	1.49±0.03	1.22±0.02	2.44±0.05
7.175	1.89±0.04	1.23±0.03	2.57±0.05	1.50±0.03	1.24±0.03	2.48±0.05
7.275	1.99±0.04	1.29±0.03	2.63±0.05	1.54±0.03	1.26±0.03	2.54±0.06

Продолжение таблицы 1

E_{max} , МэВ	^{233}U	^{235}U	^{237}Np	^{239}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
7.375	1.97±0.04	1.30±0.03	2.61±0.05	1.55±0.03	1.27±0.03	2.61±0.06
7.475	1.99±0.04	1.31±0.03	2.61±0.05	1.61±0.03	1.30±0.03	2.61±0.06
7.575	1.95±0.04	1.33±0.03	2.52±0.05	1.62±0.03	1.29±0.03	2.62±0.06
7.675	1.97±0.04	1.32±0.03	2.59±0.05	1.61±0.03	1.36±0.03	2.67±0.06
7.775	2.00±0.04	1.37±0.03	2.55±0.05	1.68±0.03	1.37±0.03	2.64±0.06
7.875	1.92±0.04	1.35±0.03	2.50±0.05	1.64±0.03	1.36±0.03	2.62±0.06
7.975	2.03±0.04	1.38±0.03	2.63±0.05	1.74±0.03	1.38±0.03	2.80±0.06
8.075	2.04±0.04	1.43±0.03	2.62±0.05	1.72±0.03	1.38±0.03	2.79±0.06
8.175	2.01±0.04	1.40±0.03	2.62±0.05	1.73±0.03	1.37±0.03	2.75±0.06
8.275	2.05±0.04	1.45±0.03	2.63±0.05	1.77±0.04	1.39±0.03	2.87±0.06
8.375	2.03±0.04	1.44±0.03	2.71±0.05	1.79±0.04	1.35±0.03	2.98±0.07
8.475	2.08±0.04	1.45±0.03	2.61±0.05	1.84±0.04	1.38±0.03	2.92±0.06
8.575	2.13±0.04	1.46±0.03	2.68±0.05	1.88±0.04	1.41±0.03	3.01±0.07
8.675	2.12±0.04	1.48±0.03	2.63±0.05	1.93±0.04	1.42±0.03	3.05±0.07
8.775	2.14±0.04	1.49±0.03	2.63±0.05	1.91±0.04	1.42±0.03	3.02±0.07
8.875	2.14±0.04	1.50±0.03	2.68±0.05	1.95±0.04	1.41±0.03	2.99±0.07
8.975	2.09±0.04	1.48±0.03	2.58±0.05	1.95±0.04	1.42±0.03	2.95±0.07
9.075	2.12±0.04	1.51±0.03	2.58±0.05	1.98±0.04	1.41±0.03	2.95±0.07
9.175	2.11±0.04	1.51±0.03	2.57±0.05	1.99±0.04	1.42±0.03	3.00±0.07
9.275	2.14±0.04	1.53±0.03	2.54±0.05	1.98±0.04	1.43±0.03	3.00±0.07
9.375	2.12±0.04	1.49±0.03	2.57±0.05	2.01±0.04	1.43±0.03	3.03±0.07
9.475	2.16±0.04	1.55±0.03	2.59±0.05	1.98±0.04	1.44±0.03	3.01±0.07
9.575	2.13±0.04	1.58±0.03	2.58±0.05	2.03±0.04	1.45±0.03	3.07±0.07
9.675	2.16±0.04	1.57±0.03	2.51±0.05	2.04±0.04	1.45±0.03	2.96±0.07

Продолжение таблицы 1

E_{\max} , МэВ	^{233}U	^{235}U	^{237}Np	^{239}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
9.775	2.18±0.04	1.57±0.03	2.57±0.05	2.03±0.04	1.46±0.03	2.95±0.07
9.875	2.20±0.04	1.60±0.03	2.57±0.05	2.05±0.04	1.46±0.03	3.04±0.07
9.975	2.23±0.05	1.61±0.03	2.59±0.05	2.08±0.04	1.47±0.03	3.02±0.07
10.075	2.20±0.04	1.58±0.03	2.57±0.05	2.10±0.04	1.47±0.03	3.06±0.07
10.175	2.20±0.04	1.62±0.03	2.54±0.05	2.12±0.04	1.47±0.03	3.08±0.07
10.275	2.22±0.04	1.67±0.03	2.60±0.05	2.15±0.04	1.51±0.03	3.03±0.07
10.375	2.22±0.04	1.69±0.03	2.57±0.05	2.17±0.04	1.51±0.03	2.99±0.07
10.475	2.25±0.05	1.67±0.03	2.59±0.05	2.17±0.04	1.48±0.03	2.92±0.07
10.575	2.23±0.04	1.65±0.03	2.57±0.05	2.13±0.04	1.51±0.03	2.94±0.07
10.675	2.23±0.05	1.69±0.03	2.59±0.05	2.17±0.04	1.52±0.03	3.01±0.07
10.775	2.21±0.04	1.66±0.03	2.62±0.05	2.17±0.04	1.52±0.03	3.01±0.07
10.875	2.21±0.04	1.71±0.03	2.65±0.05	2.18±0.04	1.55±0.03	2.99±0.07
10.975	2.24±0.05	1.73±0.04	2.64±0.05	2.21±0.04	1.53±0.03	2.97±0.07

Таблица 2

Сечение фотоделения стандарта σ^0 (^{23}U) в миллибарнах

E, МэВ	^{238}U	E, МэВ	^{238}U	E, МэВ	^{238}U
5.0	0.021	7.4	12.5	9.8	59.9
5.1	0.047	7.5	13.0	9.9	63.5
5.2	0.063	7.6	13.7	10.0	68.1
5.3	0.280	7.7	14.3	10.1	72.7
5.4	0.345	7.8	15.0	10.2	77.3
5.5	0.850	7.9	16.0	10.3	81.8
5.6	2.85	8.0	17.0	10.4	86.5
5.7	4.10	8.1	18.1	10.5	91.2
5.8	3.25	8.2	19.2	10.6	95.6
5.9	2.97	8.3	20.4	10.7	99.4
6.0	6.25	8.4	21.7	10.8	102.2
6.1	8.10	8.5	23.0	10.9	103.4
6.2	8.85	8.6	24.3	11.0	103.6
6.3	7.50	8.7	25.6	11.1	102.7
6.4	6.80	8.8	26.9	11.2	101.7
6.5	6.40	8.9	28.4	11.3	100.6
6.6	6.80	9.0	30.3	11.4	99.6
6.7	7.97	9.1	32.2	11.5	98.7
6.8	9.37	9.2	34.5	11.6	97.8
6.9	10.8	9.3	37.3	11.7	97.4
7.0	11.4	9.4	40.7	11.8	97.5
7.1	11.5	9.5	45.0	11.9	98.3
7.2	11.8	9.6	49.7	12.0	99.5
7.3	12.1	9.7	54.3	12.1	101.2

Таблица 3

Сечения фотоделения исследовавшихся ядер σ в миллибарнах

E, МэВ	^{233}U	^{235}U	^{237}Np	^{239}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
5.0	0.01±0.003	0.002±0.001	0.05±0.02	0.04±0.01	0.05±0.01	0.08±0.02
5.1	0.14±0.02	0.008±0.003	0.17±0.03	0.12±0.01	0.20±0.02	0.13±0.02
5.2	0.77±0.08	0.040±0.006	0.50±0.04	0.32±0.04	0.42±0.07	0.30±0.05
5.3	1.45±0.07	0.11 ±0.008	0.78±0.08	0.69±0.06	0.60±0.06	0.55±0.09
5.4	3.20±0.13	0.34 ±0.024	2.00±0.16	1.63±0.10	0.75±0.05	1.10±0.09
5.5	4.90±0.20	0.83 ±0.042	4.60±0.23	3.34±0.14	0.87±0.06	2.10±0.17
5.6	7.10±0.34	1.31 ±0.07	7.60±0.38	4.63±0.28	1.35±0.12	3.25±0.29
5.7	8.35±0.84	2.30 ±0.30	9.90±0.50	5.20±0.68	2.05±0.29	4.50±0.58
5.8	8.70±0.96	4.40 ±0.35	11.2±1.5	4.88±0.49	3.30±0.46	6.50±0.78
5.9	8.35±0.42	6.10 ±0.36	11.4±1.2	4.39±0.35	4.45±0.36	9.20±0.64
6.0	7.70±0.39	6.80 ±0.36	11.5±1.2	4.31±0.47	5.65±0.40	11.5±1.0
6.1	7.70±0.47	7.60 ±0.76	13.0±2.0	4.71±0.57	7.00±0.70	14.0±1.5
6.2	8.10±0.70	8.70 ±0.87	14.2±1.6	7.40±0.85	9.40±1.00	17.4±1.9
6.3	9.40±1.00	9.60 ±0.96	16.5±1.8	10.2±1.3	10.4±1.1	20.7±2.3
6.4	11.4±1.2	10.45±1.1	18.4±1.9	12.0±1.2	11.2±1.2	23.0±2.5
6.5	13.2±1.4	11.6 ±1.2	20.1±2.1	13.8±1.4	11.9±1.2	24.5±2.7
6.6	15.3±1.6	12.4 ±1.3	21.7±2.2	14.9±1.5	12.5±1.3	25.3±2.8
6.7	17.5±1.8	13.2 ±1.4	23.2±2.4	16.2±1.7	13.2±1.3	26.5±2.9
6.8	19.4±2.0	14.4 ±1.5	24.8±2.5	17.5±1.8	14.1±1.4	28.2±3.1
6.9	20.8±2.1	16.0 ±1.6	26.8±2.7	18.6±1.9	15.0±1.5	30.1±3.3
7.0	22.6±2.3	17.6 ±1.8	28.9±2.9	20.2±2.1	16.0±1.6	32.3±3.6
7.1	25.0±2.5	19.1 ±2.0	30.8±3.1	21.7±2.2	17.2±1.7	34.3±3.8
7.2	26.1±2.6	20.0 ±2.0	31.6±3.2	23.5±2.4	18.2±1.8	36.3±4.0
7.3	27.1±2.7	20.6 ±2.1	32.4±3.3	25.2±2.6	19.2±1.9	38.2±4.2

Продолжение таблицы 3

E, МэВ	^{233}U	^{235}U	^{237}Np	^{239}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
7.4	28.2±2.9	21.3±2.2	33.7±3.4	26.9±2.7	20.0±2.0	40.3±4.4
7.5	30.0±3.0	22.3±2.3	35.6±3.6	28.5±2.9	20.8±2.1	43.2±4.7
7.6	31.5±3.2	23.4±2.4	38.0±4.0	30.5±3.1	21.5±2.2	46.6±5.0
7.7	33.7±3.4	24.7±2.5	40.7±4.1	32.9±3.3	21.9±2.2	50.6±5.3
7.8	36.0±3.7	26.2±2.7	43.0±4.3	35.6±3.6	22.4±2.3	55.3±5.7
7.9	38.2±4.0	28.0±2.8	45.6±4.6	38.5±3.9	23.2±2.3	59.5±6.1
8.0	40.8±4.2	29.0±2.9	47.0±4.7	41.2±4.2	24.3±2.5	62.4±6.5
8.1	42.0±4.3	30.5±3.1	48.0±5.0	43.9±4.4	25.7±2.6	65.5±7.2
8.2	45.3±4.7	32.0±3.5	49.7±5.0	47.7±4.8	27.5±2.8	68.2±7.5
8.3	48.0±4.9	34.0±3.5	50.2±5.1	50.8±5.1	29.6±3.0	69.5±7.8
8.4	50.0±5.2	36.0±3.6	51.5±5.2	53.5±5.4	31.9±3.2	70.3±8.1
8.5	52.0±5.5	38.5±3.9	53.3±5.4	55.7±5.6	34.1±3.4	71.5±8.5
8.6	53.5±5.7	41.0±4.0	55.4±5.5	57.3±5.8	36.1±3.6	72.6±8.8
8.7	56.2±5.9	43.5±4.5	58.0±5.9	59.2±6.0	38.2±4.0	74.8±9.1
8.8	59.0±6.3	47.0±4.9	61.0±6.2	61.8±6.3	41.0±4.3	78.5±9.8
8.9	63.7±7.1	51.0±5.3	65.5±6.7	65.4±6.6	44.0±4.5	84.0±10.5
9.0	69.3±8.0	55.5±5.7	71.5±7.4	69.9±7.1	48.0±5.2	90.8±11.0
9.1	75.5±8.5	61.0±6.3	79.0±8.0	74.8±8.0	52.0±5.6	97.5±12.0
9.2	82.7±9.2	67.0±6.9	87.0±9.2	81.3±8.7	56.5±6.0	105 ±14.0
9.3	90.5±10	73.7±7.5	95.5±10.0	88.6±9.1	62.0±6.7	113 ±16.0
9.4	99.0±11	81.0±9.0	105 ±11.6	96.7±10.8	67.0±7.5	121 ±17.0
9.5	108 ±14	89.5±10.4	115 ±13.0	106 ±12.5	73.0±9.0	130 ±18.0
9.6	118 ±15	96.0±11.2	128 ±15.0	117 ±14.0	79.5±9.5	141 ±20.0
9.7	127 ±16	105 ±13.0	142 ±16.7	129 ±15.5	86.0±10.	155 ±22.0

Продолжение таблицы 3

E, МэВ	^{233}U	^{235}U	^{237}Np	^{239}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
9.8	136±17	115±13.7	155±19.0	142±17.0	93.5±11.0	168±24.0
9.9	145±18	125±15	169±20.0	153±19.0	103 ±12.3	179±26.0
10.0	154±20	136±17	184±22.0	164±21.0	112 ±14.0	190±27.0
10.1	164±22	146±19	199±26.0	173±23.0	120 ±16.0	200±31.0
10.2	174±25	153±22	213±30.0	182±26.0	130 ±19.0	212±34.0
10.3	184±28	158±24	226±35.0	190±29.0	138 ±21.0	227±39.0
10.4	192±32	163±26	238±38.0	200±33.0	145 ±24.0	247±46.0
10.5	202±33	172±27	251±43.0	210±35.0	153 ±26.0	267±53.0
10.6	214±39	182±33	260±47.0	221±40.0	160 ±29.0	283±59.0
10.7	227±46	189±37	265±50.0	231±45.0	167 ±32.0	293±65.0
10.8	241±52	196±39	268±54.0	244±51.0	175 ±35.0	302±72.0
10.9	254±58	201±42	270±56.0	256±54.0	180 ±38.0	310±75.0

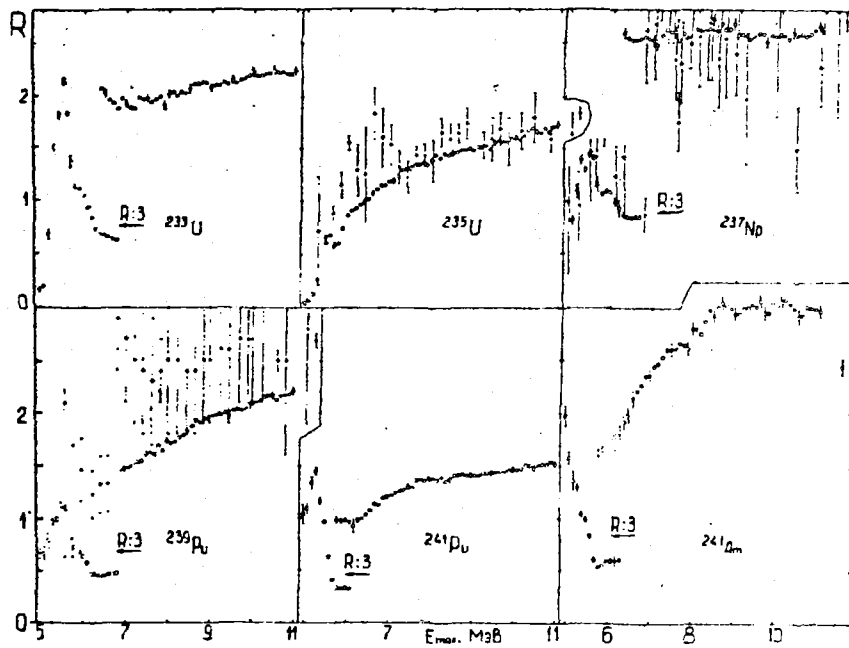


Рис.1. Отношения выходов фотоделения R для исследованных ядер и ядра ^{238}U как функции граничной энергии спектра тормозного излучения E_{max} . Экспериментальные данные: \circ - настоящая работа, $+$ - [4], \bullet - [5]. При $E_{\text{max}} \leq 6,5 \text{ МэВ}$ приведены значения, уменьшенные в 3 раза

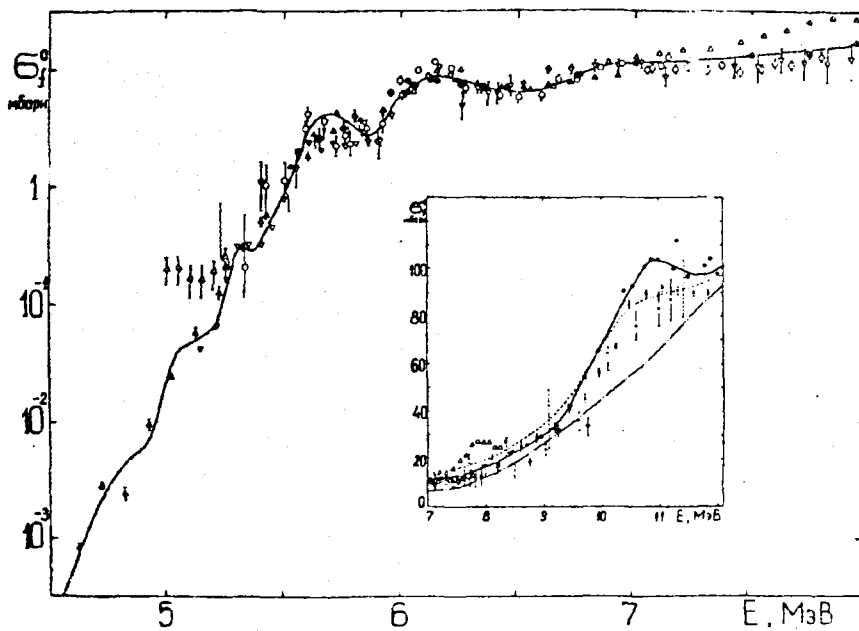


Рис.2. Сечение фотоделения ^{238}U $\sigma_f(E)$ вблизи порога. На вставке $\sigma_f(E)$ на левом склоне гигантского резонанса. Оценка $\sigma_f(E)$: Экспериментальные данные: \blacktriangle - [1,2], \otimes - [8], \circ - [9], Δ - [10], ∇ - [11], --- - [12], \times - [13], $+$ - [14]

Рис. 3. Сравнение восстановленных сечений фотоделения исследованных ядер с оцененной кривой сечения стандарта (^{238}U). Значками \circ показаны сечения, полученные при использовании экспериментальных данных об отношениях $R(E_{\text{max}})$ и оцененной кривой стандарта $\sigma_f(E)$; Δ - при использовании откорректированных экспериментальных выходов [1,2]. Стрелками показаны значения энергии связи нейтрона. Масштаб логарифмический

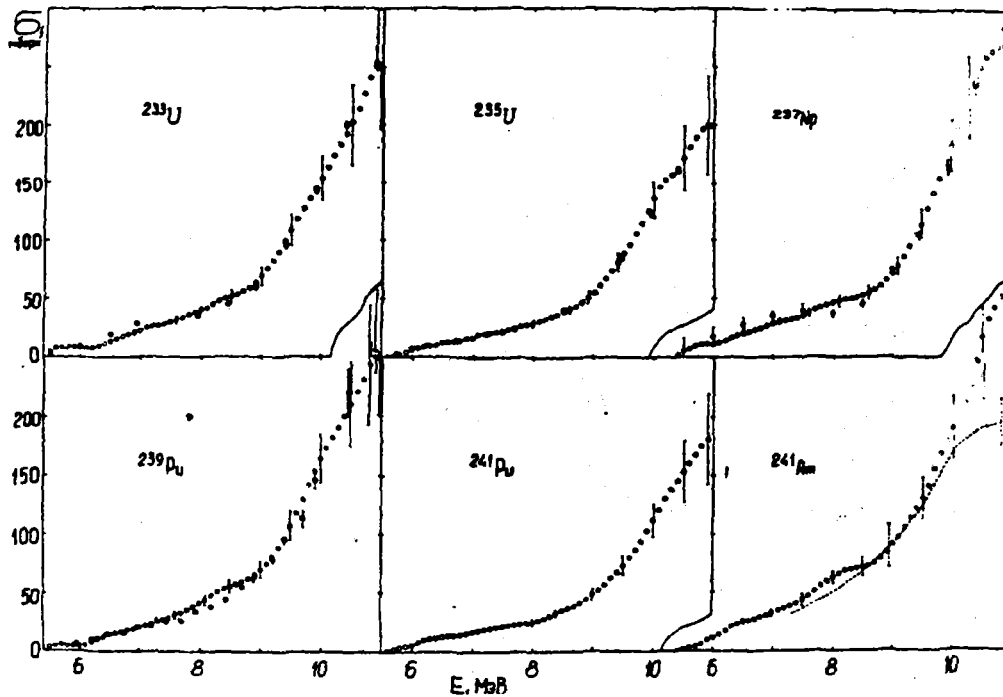
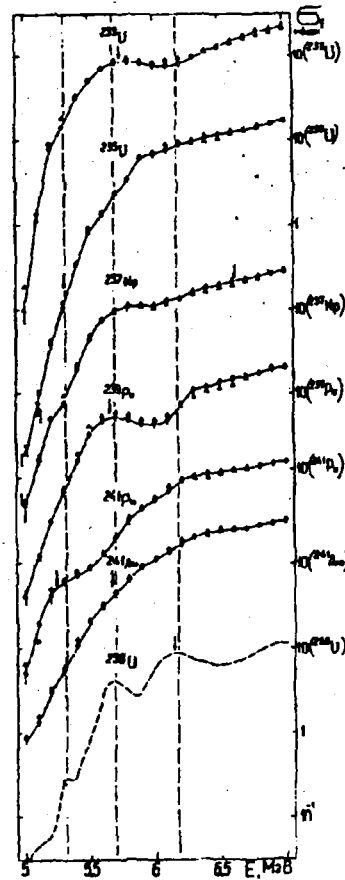


Рис. 4. Сечения фотоделения σ_f как функция энергии γ -квантов E . Экспериментальные данные: \circ - настоящая работа, \otimes - [8,18], ----- [19]

Список литературы

1. Жучко В.Е. и др.//Ядерная физика. 1978. - Т.28. - С.1170.
2. Остапенко Ю.Б. и др.//Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы. - 1978. - Вып.3(30). - С.3.
3. Солдатов А.С., Смиренкин Г.Н.//Ядерная физика. - 1992. - Т.55, №2. - С.763.
4. Иванов К.Н., Петржак К.А.//Атомная энергия. - 1974. - Т.36. - С.404.
5. Александров Б.М. и др.//Ядерная физика. - 1986. - Т.43. - С.290.
6. Bjornholm S., Strutinsky V.M.//Nucl.Phys. 1969. V.A136. P.1.
7. Bjornholm S., Lynn J.E.//Rev.Mod.Phys. 1980. V.52. P.725.
8. Caldwell J.T. et al.//Phys.Rev. 1980. V.C21. P.1215.
9. Dickey P.A., Axel P.//Phys.Rev.Lett. 1975. V.35. P.501.
10. Knowles J.W, Mafra O.Y.//In: Proc. of the Intern.Conf. on Photonuclear Reaction and Application, Asilomar, California, 5D7-1.
11. Hawkes N.P.//AERE R-12675, UKAEA, Harwell, 1986.
12. Katz L. et al.//In: Proc. of Second UN Conf. on the PUAЕ, US, Geneva, 1958, v.15, p.188.
13. Veysiere A. et al.//Nucl.Phys. 1973. V.A199. P.45.
14. Ries H. et al.//Phys.Rev. 1984. V.C29. P.2346.
15. Тараско М.З. Методика минимизации направленного расхождения в задачах поиска распределений: Препринт ФЭИ-1446, Обнинск, 1983.
16. Жучко В.Е., Ципенюк Ю.М.//Атомная энергия. - 1975. - Т.39. - С.66.
17. Тараско М.З. и др.//Атомная энергия. - 1988. - Т.65. - С.290.
18. Verma V.J. et al.//Phys.Rev. 1986. V.C34. P.2201.
19. Корецкая И.С. и др.//Ядерная физика. - 1979. - Т.30. - С.910.

УДК 539.170

МЕТОДИКА АНАЛИТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА СРЕДНЕГРУППОВЫХ ФУНКЦИОНАЛОВ
НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.А.Лукьянов, А.Г.Высоцкий, В.Ф.Украинцев
Институт атомной энергетики, Обнинск

THE METHOD OF ANALYTICAL CALCULATIONS OF GROUP-AVERAGED FUNCTIONALS OF NEUTRON CROSS-SECTIONS IN THE UNRESOLVED RESONANCE REGION. The new method for analytical calculations of group-averaged experimentally measurable functionals of neutron cross-sections (such as transmissions) in the unresolved resonance region for one neutron and many radiative channels is suggested. This method will make it possible to calculate rigorously such a functional for even-even heavy nuclei as ^{238}U , ^{240}Pu , etc.

Обобщение аналитического подхода, предложенного в [1,2], к построению средних сечений в неразрешенной области на групповые характеристики, используемые для описания эффектов резонансного самоэкранирования, может быть сделано формально, если учесть, что полное сечение и сечение радиационного захвата выражаются лишь через две возможные комбинации статистически воспроизводимых величин $(1-iR_{nn})^{-1}$ и $(1+iR_{nn}^*)^{-1}$

$$\sigma = 2\pi k^{-2} (1 - \text{Re } S_{nn}) = \sigma_o \left[\cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \left(\frac{e^{-2i\varphi}}{1-iR_{nn}} + \frac{e^{2i\varphi}}{1+iR_{nn}^*} \right) \right], \quad (1)$$

где $\sigma_o = 4\pi k^{-2}$, а сечение радиационного захвата

$$\sigma_\gamma = \sigma_o \left[\text{Re} \frac{1}{1-iR_{nn}} - \frac{1}{1-iR_{nn}} \cdot \frac{1}{1+iR_{nn}^*} \right]. \quad (2)$$

Тогда любой физической функционал сечений $\psi(\sigma_\gamma, \sigma)$ можно формально представить как функцию переменных $g=(1-iR_{nn})$ и $g^*=(1+iR_{nn}^*)$. Предположим, что существует интегральное соотношение:

$$\psi \left(\frac{1}{g}; \frac{1}{g^*} \right) = \int_0^\infty \int_0^\infty dt dt' f(t, t') e^{-gt} e^{-g^*t'} = \int_0^\infty \int_0^\infty dt dt' f(t, t') e^{-(t+t')} e^{iR_{nn}t} e^{-iR_{nn}^*t'}, \quad (3)$$

тогда среднее значение функционала

$$\langle \psi \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty dt dt' f(t, t') e^{-(t+t')} F(t, t'), \quad (4)$$

где F - функция, определенная и изученная в работе [2] с $t = \frac{u+v}{2}$ и $t' = \frac{u-v}{2}$. Таким образом, задача нахождения $\langle \psi \rangle$ сводится здесь к построению соответствующей функции $f(t, t')$ ("оригиналу" ψ).

Рассмотрим функционал

$$\left\langle \frac{1}{\sigma_R + \sigma} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\sigma_R + \sigma_o \cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \sigma_o (g^{-1} e^{-2i\varphi} + g^{*-1} e^{2i\varphi})} \right\rangle =$$

$$\frac{1}{\sigma_R + \sigma_o \cos^2 \varphi} \left\langle \frac{gg^*}{gg^* - hg^* - h^*g} \right\rangle, \quad (5)$$

где σ_R - сечение разбавления, $g = 1 - iR_{nn}$, $g^* = 1 + iR_{nn}^*$,

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{\sigma_o}{\sigma_R + \sigma_o \cos^2 \varphi} e^{-2i\varphi} = \eta e^{-2i\varphi}. \quad (6)$$

Обозначим $p = g - h$ и $q = g^* - h^*$, тогда

$$\frac{gg^*}{gg^* - hg^* - h^*g} = \frac{(p + \eta)(q + h^*)}{pq - \eta^2} = 1 + \frac{h^*}{q} + \frac{h}{p} + \frac{\eta^2}{pq - \eta^2} \left(2 + \frac{h^*}{q} + \frac{h}{p} \right). \quad (7)$$

Усредняя теперь почленно слагаемые в (7), будем иметь:

$$\left\langle \frac{1}{q} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{1 + iR_{nn}^* - h^*} \right\rangle = \int_0^\infty e^{-t(1-h^*)} \langle e^{-iR_{nn}^* t} \rangle dt = \frac{1}{1 - h^* + S_n}, \quad (8)$$

где мы использовали результат работы и аналогично

$$\left\langle \frac{1}{p} \right\rangle = \frac{1}{1 - h + S_n}. \quad (9)$$

Кроме этого, известны представления функций в виде преобразования Лапласа по двум переменным [3]:

$$\frac{1}{pq - \eta^2} = \int_0^\infty \int_0^\infty I_0(2\eta\sqrt{tt'}) e^{-tp} e^{-t'q} dt dt'$$

$$\frac{1}{p(pq - \eta^2)} = \frac{1}{\eta} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\sqrt{t'}}{t} I_1(2\eta\sqrt{tt'}) e^{-tp} e^{-t'q} dt dq$$

$$\frac{1}{q(pq - \eta^2)} = \frac{1}{\eta} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\sqrt{t'}}{t} I_1(2\eta\sqrt{tt'}) e^{-tp} e^{-t'q} dt dt', \quad (10)$$

так что

$$\left\langle \frac{gg^*}{gg^* - hg^* - h^*g} \right\rangle = 1 + \frac{h^*}{1 - h^* + S_n} + \frac{h}{1 - h + S_n} + \eta^2 \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-t(1-h)} e^{-t'(1-h^*)} \times$$

$$dF(t, t') \left[2I_0(2\eta\sqrt{tt'}) + \frac{h^* t' + ht}{\eta\sqrt{tt'}} I_1(2\eta\sqrt{tt'}) \right] dt dt', \quad (11)$$

т.е. приходим к представлению вида (4).

Этот же результат можно использовать для построения средних в группе пропусканий, рассматривая его как Лаплас - отображение $e^{-n\sigma}$:

$$\int_0^\infty \langle e^{-n\sigma} \rangle e^{-np} dn = \left\langle \frac{1}{p + \sigma} \right\rangle. \quad (12)$$

Резонансный интеграл в группе можно представить как

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_R + \sigma} \right\rangle &= i\eta \left\langle \frac{R_{nn}^* - R_{nn}}{gg^* - \eta g^* - h^* g} \right\rangle = i\eta \left\langle \frac{R_{nn}^* - R_{nn}}{pq - \eta^2} \right\rangle = i\eta \left\langle \frac{R_{nn}^* - R_{nn}}{(pq - \eta^2)} \right\rangle - \eta \int_0^\infty \int_0^\infty dt dt' I_0(2\eta\sqrt{tt'}) \times \\
&e^{-t(1-h)} e^{-t'(1-h')} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t'} \right) F(t, t') = S_{n\gamma} \int_0^\infty du e^{-u(1-\eta\cos 2\varphi)} \times \\
&\int_{-v}^v dv I_0(2\eta\sqrt{u^2 - v^2}) \cos(\eta v \sin 2\varphi) \operatorname{sh} 2f \Phi(u, v). \tag{13}
\end{aligned}$$

где $u=t+t'$, $v=t-t'$, а функция Φ введена и изучена в работе [2]. Таким же образом можно определить и другие среднегрупповые характеристики в неразрешенной области - средние сечения на фильтрованных пучках (самоиндикация) и величину $\left\langle \frac{1}{(\sigma_R + \sigma)^2} \right\rangle$.

Список литературы

1. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
2. Лукьянов А.А., Высоцкий А.Н., Янева Н.Б. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1989. - Вып. 1. - С.48.
3. Справочник по специальным функциям/Под ред. М.Абрамовиц и И.М.Стиган. М.: Наука, 1979.

УДК 539.172

NEUTRON INELASTIC SCATTERING at 5-8.5 MeV
for ^{59}Co , ^{89}Y , ^{93}Nb , Mo, ^{113}In , ^{115}In , ^{181}Ta and ^{209}Bi *

*S.P.Simakov, G.N.Lovchikova, V.P.Lunev, V.G.Pronyaev,
N.N.Titareno, A.M.Trufanov
Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk*

The brief review of neutron inelastic scattering double differential cross section measurements and its theoretical analyses for a few construction elements is made. The measurements have been performed by time-of-flight technique at tandem accelerator EGP-10M with the gas tritium target as a neutron source. From theoretical analyses of the experimental data the levels density parameters set and the contribution of the compound and direct reaction mechanisms were deduced. The numerical experimental data and parameters of analyses are listed in tables.

Introduction

For incident neutron energies up to binding energy of neutrons in nucleus (6-8 MeV), the dominant reaction channels is (n,n') process. From the analyses of energy and/or angular distributions of secondary neutrons from this reaction the information about reaction mechanism and excited states structure can be deduced. On other hand the Double Differential cross Sections (DDCS) are needed for applied purposes with relatively high accuracy of 10-20% [1].

The main goal of present work is to collect in one report the main experimental and theoretical analyses results, that was published early in a few journals [2], that sometimes not easy to obtain.

Experiment

The measurements have been performed at time-of-flight fast neutron spectrometer [3] of IPPE. The experimental set up is shown in fig.1.

The monoenergetic neutrons were produced by gas tritium target bombarded by pulsed proton beam from tandem accelerator EGP-10M. The target arrangement is shown in fig.2. The gaseous tritium filled up to 2 atm the stainless steel cell (diameter 1x4 cm), that was separated from vacuum system of accelerator by two ^{58}Ni foils (8 mg/cm^2). The foils were cooled by helium circulated between them. The parameters of gas target as the neutron source are listed in the table 1 (details see in [4]). It is seen that gas tritium is rather intensive and monoenergetic neutron source suitable for fast neutron spectrometry.

During the measurements the sample under investigation was installed along the proton beam axis at 15 cm distance from the target. The parameters of the samples are listed in the table 2. The hollow cylinder form and relative thin walls result in the low value of correction (about 15%) for attenuation and multiple scattering in the sample.

The neutrons scattered by the sample were registered by the scintillation detector consisted of the stilbene crystal (diameter 6.3x4 cm) and photo multiplier ФЭУ-30. The detector was installed in the massive shield of paraffin and metals that can be rotated around the sample. The spectrometer flight pass was 2m, the overall time resolution - 3.5 ns.

The data processing consists the next procedures:

- summation of the spectra and subtraction of the background (sample out of beam);
- transformation of time-of-flight spectrum to energy one;
- correction for neutron detector efficiency, the latter was measured by the time-of-flight spectrometry of ^{252}Cf fission neutrons and polyethylene scattered neutrons;

* Материал этой статьи был представлен в виде доклада на совещание МАГАТЭ по исследованию сечений эмиссии нейтронов при энергии 14 МэВ, 31 марта 1992 г., Чанг Мэй, Таиланд

— elastic peak separation from the total emission spectra. For this purpose the target neutron spectrum (measured by detector at 0°) was fitted to the upper part of elastic peak;

- correction for flux attenuation and multiple scattering of neutrons in the samples.

The estimated total experimental errors include the next factors: statistical uncertainties (3-20%); detector efficiency calibration (4%); absolute normalization of DDCS (3%) and correction for the multiple scattering (3%).

Double differential cross-section can be found in the EXFOR library: EXFOR number 40519 - Mo, In; 40530 - Co; 40603 - Ta, Bi; 40623 - Nb; 40627 - Y. The angle-integrated differential cross-sections in laboratory system are listed in table 3.

Theoretical Analyses

In theoretical interpretation of experimental data we try to use the basic approaches without free (where it was possible) parameters. From this point of view the contribution of the compound and direct processes can be estimated without large ambiguities.

The Hauser-Feshbach model [5] have been used to calculate the statistical part of cross section (code SMT [6]). These calculations need some parameters:

— Spherical optical model potential (SOMP) for estimation of the neutron transmission coefficients. For the better prediction we used the best "individual" but not "global" SOMP known for given nucleus (see references in Table 3).

— Discrete level parameters up to maximum (as possible) excitation energy (U_c). It was taken from Nuclear Data Sheets.

— For energies greater than U_c , the back-shifted Fermi gas model [7] was used to calculate the energy and spin distribution of excited states:

$$\rho(U, I) = \frac{\sqrt{\pi}}{24} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha}(U-\Delta)]}{\alpha^{1/4}(U-\Delta)\sigma} \frac{(2I+1)}{2\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp\left[-\frac{(I+1/2)^2}{2\sigma^2}\right]$$

$$\sigma^2(U) = 0.00957 \eta \sqrt{\frac{U-\Delta}{\alpha}} r_0^2 A^{5/3},$$

where there are three free parameters: α - level density energy dependence parameter; Δ - back shift; $\eta = F/F_{rigid}$ - the ratio of inertia moment to equivalent rigid body one.

Unfortunately, the systematics of Dilg e.a. [7] or Gilbert and Cameron [8] for parameters α , Δ and η did not reproduce well the experimental spectra. That is why we deduced these parameters from the fit of the Hauser-Feshbach model cross-section, calculated with back-shifted level density function, to the low energy part of DDCS, where the contribution of non-statistical processes is negligible. In the fitting procedure three set of experimental data was used to find three unknown parameters: energy dependence of spectra and low discrete level number (these data influenced mainly on α and Δ), angular distribution of scattered neutrons (η).

The result values are listed in tab. 4 and fig.3. It is seen that parameters obtained differ from systematic [7,8]. In fig.4 the dependence of relative moment of inertia η versus the excitation energy U is shown. The solid curve is phenomenological superfluid model calculations [15]. The arrows and characters p or n indicate the energies of superfluid-Fermi gas transitions U_{tr} in proton or neutron shells. Above U_{tr} the η is energy independent (Fermi gas model prediction). Unfortunately, the experimental uncertainties are too large to conclude whether superfluid or Fermi gas model is more suitable for description of energy dependence of η .

Strong channel coupling (SCC) method and distorted wave Born approximation (DWBA) we used to calculate the direct reaction cross section. To do these calculations we used the collective vibrational model for the first excited states (phonon with spin λ) in nucleus. In this approach the form-factor $F(r)$ of inelastic transitions depends on dynamic deformation parameter β_λ and first derivative from real part of the optical model potential V :

$$F(r) \approx (2\lambda+1) \cdot \beta_\lambda \cdot \frac{dV}{dr}.$$

For the odd nuclei we used the weak coupling model: it supposed that odd nucleon (hole) does not affect the collective excitation modes of even-even core. The experimental information about parameters U, β were taken from analyses of (p, p') reaction cross-sections. For the higher excitation energies the harmonic vibrational model and SCC method were used to evaluate the contribution of the two phonon states. Of course, this approach is not valid for deformed nucleus ^{181}Ta .

The calculated cross-sections are compared with experimental ones in Table 5 and Fig. 5-12. The experimental total (n, n') cross-section was obtained by integrating the double differential cross section and extrapolation under the detector threshold using Hauser-Feshbach model prediction. It is seen in Tabl.5 and Fig.5-11 that models used reproduce the energy and angular distribution of the secondary neutrons as well as the total (n, n') cross-section rather good. Hence we can conclude that compound and direct processes dominates in (n, n') reaction for incident neutron energies and spherical nuclei under interest.

At 8 MeV for Mo and In isotopes the calculation underestimates the experimental DDCS. It is possible that this is caused by models drawbacks and/or absence of information about excited states. The second reason is possible connected with the small contribution of third mechanism, e.g. precompound, doorway etc. Since the contribution have to increase with increasing of incident neutron energy, it is interesting to analyze the neutron spectra in the more wide energy range.

We took ^{209}Bi for which, besides 5-8 MeV data, there are DDCS at 14 MeV [16] and 26 MeV [17]. In Fig.13 these experimental angle-integrated cross-sections as a function of the residual nucleus excitation energy are shown in the center of mass system. The main tendency with increasing of incident energy is following: shifting of the compound processes to the higher excitation energy (where the level density is large) and broadening of the non-compound part. In Fig.14 the non-compound part of spectra $\sigma_{\text{noncomp}} = (\sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{comp}})$ and σ_{dir} are shown versus the incident energy. It is seen that the differences between these two values increase. The analyses performed at 26 MeV [18] have shown that it can be eliminated by taking into account the pre-compound decay from closed configuration.

References

1. World Request List for Nuclear Data. INDC(SEC)-88/URSF, IAEA, Vienna, 1988.
2. Симаков С.П. и др. //Нейтронная физика.- 1984. - Т.1.- С.185.
Report ZFK-491, Dresden, 1982, p.206;
//Ядерная физика. -1983. - Т.37. -С.801;
//Атомная энергия. -1981. - Т.51.- С.244.
3. Труфанов А.М. и др. //Приборы и техника эксперимента. - 1979. - N2. - С.50.
Симаков С.П. и др. //Нейтронная физика. - 1980. -Т.1. - С.320.
4. Фетисов Н.И. и др. //Приборы и техника эксперимента.- 1980. - N4, С.22.
G.N.Lovchikova e.a. Report IAEA-TECDOC-410, Vienna, 1987, p.296.
5. Hauser W., Feshbach H. //Phys.Rev.- 1952. - V.87. - P.366.
6. Тятаренко Н.Н. Препринт ФЭИ-1260. Обнинск, 1982.
7. Dilg W., Schantl W. and Vonach H. //Nucl.Phys.- 1983.- V.A217.- P.269.
8. Gilbert A. and Cameron A.G.W. //Can.J.Phys.- 1965. - V.43. - P.1446.
9. Бычков В.М. и др. //Нейтронная физика. - 1976. - Т.1. - С.160.
10. Lagrange Ch. Ibid. V.3. - P.65.
11. Smith A.B., Guenther P., Whalen J. //Nucl.Phys. - 1975. - V.A244. - P.213.
12. Rapaport J., Mirzaa M. e.a. //Nucl.Phys. - 1980. - V.A341. - P.56.
13. Delaroche J.P. e.a. //Phys.Rev. - 1981. - V.C23. - P.136.
14. Tanaka S. Report JAERI-M5984, 1975, p.212.
15. Шубин Ю.Н. и др. //Ядерная физика. - 1979. - Т.30. - С.1236.
16. Simakov S.P., Devkin B.V. e.a. Report INDC(CCP)-315/L, Vienna, 1990.
17. Marcinkowski A. e.a. //Nucl.Sci.Eng. - 1983. - V.83. - P.13.
18. Lunev V.P., Pronyaev V.G., Simakov S.P. Report FEI-2218, Obninsk, 1991.

Table 1

Parameters of gas tritium target as a neutron source

N	Parameter	Values			
		5	6	7	8
1	Neutron energy along the beam axis, MeV	5	6	7	8
2	Neutron yield, 10^8 n/(s sr μ A)	1.3	1	0.8	0.7
3	Proton energy, MeV	6.5	7.4	8.4	9.3
4	Proton angle spread, degrees	3.5	3.0	2.7	2.4
5	Neutron energy resolution, MeV	0.07	0.06	0.05	0.05
6	Non T(p,n) reaction neutron yield, %	0.03	0.08	0.30	1

Table 2

Parameters of the samples

N	Nucleus	Purity, %	Diameter, cm		Height, cm	Mass, g
			outer	inner		
1	^{59}Co	99.8	4.00	3.01	5.14	244.4
2	^{89}Y	99.8	4.49	3.02	4.40	172.8
3	^{93}Nb	99.8	4.50	3.00	4.52	298.3
4	Mo	99.7	3.10	1.60	5.00	282.1
5	^{113}In	99.9	2.39	1.4	3.95	82.9
6	^{115}In	99.9	3.00	1.4	4.52	182.8
7	^{181}Ta	99.5	3.40	2.40	5.00	373.2
8	^{209}Bi	99.8	4.49	3.01	5.00	429.1

Table 3

Angle-integrated neutron inelastic cross-section and absolute errors [mb/MeV] in laboratory system

E, MeV	Cobalt-59				Yttrium-89			
	4.99	5.97	7.00	8.09	4.86	6.08	7.02	7.94
.6	599±10	635±63	524±52	435±44	903±57	891±53	1041±62	967±61
.8	683±68	598±60	575±57	463±46	969±59	968±58	934±56	843±52
1.0	758±76	696±70	568±57	445±44	726±44	871±52	842±51	724±44
1.2	600±60	614±61	580±58	420±42	729±44	727±44	736±44	625±38
1.4	469±47	511±51	530±53	389±39	552±34	595±36	649±39	563±35
1.6	520±52	429±43	469±47	373±37	662±40	409±25	566±34	505±31
1.8	480±48	402±40	386±39	338±34	541±33	378±23	513±31	438±27
2.0	332±33	404±40	378±38	324±32	325±20	314±19	423±25	374±23
2.2	271±27	327±33	358±36	305±31	317±20	304±18	371±22	317±20
2.4	251±25	279±28	287±29	276±28	201±13	270±16	315±19	283±18
2.6	276±28	281±28	244±24	230±23	166±11	210±13	237±14	264±17
2.8	195±20	242±24	236±24	194±19	176±12	243±15	201±12	223±15
3.0	136±14	172±17	225±23	194±19	359±22	198±12	171±10	190±13
3.2	203±20	141±14	179±18	176±18	293±18	160±10	155± 9	166±12
3.4	263±26	140±14	159±16	149±15	128± 9	140± 8	127± 8	140±10
3.6	232±23	135±14	150±15	133±13	94± 8	103± 6	112± 7	116±10
3.8	132±13	108±11	126±13	128±13	144±11	75± 4	121± 7	93± 8
4.0	53± 5	98±10	93± 9	123±12	103± 9	89± 5	127± 8	84± 8
4.2	45± 5	129±13	80± 8	103±10		113± 7	110± 7	73± 7
4.4		161±16	74± 7	88± 9		103± 6	96± 6	66± 6
4.6		148±15	75± 8	81± 8		87± 5	78± 5	55± 6
4.8		98±10	66± 7	73± 7		95± 6	65± 4	66± 6
5.0			72± 7	58± 6		115± 7	65± 4	70± 6
5.2			94± 9	53± 5		100± 6	74± 4	67± 6
5.4			107±11	51± 5		66± 4	78± 5	63± 6
5.6			102±10	51± 5			75± 4	58± 6
5.8			70± 7	55± 6			76± 5	48± 5
6.0			31± 3	66± 7			71± 4	51± 5
6.2				87± 9			56± 3	55± 5
6.4				102±10			18± 1	56± 5
6.6				108±11				58± 6
6.8				102±10				72± 6
7.0				95± 9				76± 7

Table 3. (continued)

E, MeV	Niobium-93				Molibdenum			
	5.23	6.22	7.23	8.01	4.91	5.98	6.98	8.01
.6	1239±76	1082±66	1009±64	876±54	1309±79	1187±72	1220±75	1048±64
.8	1127±68	1019±62	897±54	816±49	1153±70	1061±64	1034±62	890±54
1.0	984±59	920±56	796±48	689±42	940±57	932±56	909±55	744±45
1.2	837±51	835±50	742±45	623±38	751±45	828±50	799±48	654±40
1.4	712±43	684±41	696±42	567±34	632±38	701±42	685±41	583±35
1.6	584±35	591±36	570±35	509±31	517±31	591±36	573±35	505±31
1.8	532±32	497±30	492±30	448±27	486±29	491±30	483±29	430±26
2.0	511±31	437±27	432±26	392±24	368±22	406±25	402±24	360±22
2.2	417±25	386±24	359±22	344±21	304±19	330±20	354±22	310±19
2.4	308±19	326±20	312±19	296±18	255±16	275±17	295±18	259±16
2.6	228±14	276±17	276±17	256±16	197±12	230±14	246±15	218±14
2.8	217±13	246±15	234±15	219±14	150±10	212±13	205±13	189±12
3.0	224±14	233±15	204±13	185±12	113± 7	177±11	168±11	160±10
3.2	178±11	194±12	179±12	160±10	128± 8	151± 9	140± 9	140± 9
3.4	144±10	147±10	153±10	129± 9	108± 7	141± 9	121± 8	119± 8
3.6	135± 9	126± 9	133± 9	113± 7	83± 6	124± 8	112± 7	100± 7
3.8	146±10	131± 9	125± 9	101± 7	117± 8	103± 7	109± 8	86± 6
4.0	171±11	127± 9	119± 8	93± 6	153±10	83± 6	95± 7	74± 5
4.2	186±12	110± 7	102± 7	79± 5		77± 5	89± 6	61± 5
4.4	152±27	102± 7	92± 6	72± 5		74± 6	94± 7	56± 4
4.6	82±33	104± 7	90± 6	71± 5		76± 6	91± 6	57± 4
4.8		125± 9	90± 6	67± 5		94± 8	83± 6	57± 4
5.0		141±12	85± 6	67± 5		108±10	73± 5	65± 5
5.2			80± 6	65± 5		98±11	67± 5	64± 5
5.4			80± 6	64± 4			68± 5	66± 5
5.6			75± 7	72± 5			80± 6	70± 5
5.8			86±11	75± 5			104± 7	69± 5
6.0			90±19	75± 5			112± 8	65± 5
6.2			93±23	66± 5			85± 7	57± 5
6.4			90±30	77± 5				57± 5
6.6				85± 6				65± 5
6.8				92± 6				72± 6
7.0				96± 6				77± 7
7.2				80± 6				63± 6

Table 3. (continued)

E, MeV	Indium-113				Indium-115			
	5.34	6.47	7.49	8.53	5.19	6.47	7.49	8.53
.6	1639±164	1414±141	1283±128	1120±112	1639±164	1547±139	1197±108	1081±97
.8	1443±144	1242±124	1150±115	1040±104	1664±150	1348±121	1024± 92	982±88
1.0	1230±123	1066±107	1016±102	925± 93	1487±134	1198±108	912± 82	873±79
1.2	961± 96	921± 92	899± 90	815± 82	1255±113	1034± 93	818± 74	775±70
1.4	762± 76	751± 75	806± 81	708± 71	972± 87	841± 76	710± 64	677±61
1.6	590± 59	613± 61	661± 66	607± 61	767± 69	675± 61	607± 55	578±52
1.8	464± 46	491± 49	533± 53	496± 50	595± 54	537± 48	483± 43	472±42
2.0	362± 36	373± 37	432± 43	423± 42	448± 40	434± 39	404± 36	383±34
2.2	265± 27	303± 30	354± 35	344± 34	338± 30	336± 30	333± 30	314±28
2.4	192± 19	234± 23	286± 29	296± 30	249± 22	268± 24	256± 23	266±24
2.6	156± 16	192± 19	231± 23	233± 23	184± 17	206± 19	204± 18	218±20
2.8	156± 16	155± 15	189± 19	189± 19	166± 15	167± 15	175± 16	183±17
3.0	139± 14	129± 13	147± 15	152± 15	158± 14	134± 12	144± 13	152±14
3.2	105± 11	108± 11	120± 12	139± 14	128± 11	113± 10	118± 11	130±12
3.4	80± 8	85± 8	103± 10	122± 12	79± 7	97± 9	95± 9	110±10
3.6	91± 9	82± 8	90± 9	108± 11	63± 6	90± 8	88± 8	90± 8
3.8	106± 11	89± 9	77± 8	86± 9	92± 8	102± 9	78± 7	77± 7
4.0	132± 13	90± 9	78± 8	74± 7	137± 12	104± 9	68± 6	65± 6
4.2	111± 11	79± 8	70± 7	68± 7	145± 13	89± 8	63± 6	55± 5
4.4	97± 10	57± 6	63± 6	53± 5	85± 8	67± 6	63± 6	54± 5
4.6	90± 9	58± 6	66± 7	54± 5	56± 5	54± 5	70± 6	45± 4
4.8		72± 7	76± 8	45± 4	91± 8	68± 6	81± 7	44± 4
5.0		103± 10	89± 9	50± 5		101± 9	84± 8	45± 4
5.2		97± 10	86± 9	56± 6		115± 10	78± 7	50± 4
5.4		80± 8	74± 7	54± 5		107 10	71± 6	46± 4
5.6		75± 7	70± 7	51± 5		98 9	71± 6	54± 5
5.8		95± 9	76± 8	65± 7		116 10	82± 7	62± 6
6.0			99± 10	84± 8			109± 10	79± 7
6.2			108± 11	77± 8			118± 11	81± 7
6.4			90± 9	74± 7			98± 9	66± 6
6.6			54± 5	83± 8			85± 8	67± 6
6.8				79± 8				79± 7
7.0				89± 9				90± 8
7.2				104± 10				101± 9
7.4				115± 12				110±10
7.6				120± 12				110±10

Table 3. (continued)

E, MeV	Tantalum-181				Bismuth-209			
	5.19	6.47	7.45	7.94	4.99	5.97	7.00	8.09
.6	2059±124	1549±94	1785±108	1519±93	1791±109	1151±72	782±51	860±55
.8	1875±113	1494±90	1544± 93	1357±82	2039±123	1267±77	893±55	853±52
1.0	1570± 95	1320±80	1364± 82	1182±72	1806±109	1338±81	952±58	835±51
1.2	1245± 75	1134±69	1186± 72	1009±61	1151± 69	1179±71	1041±63	829±50
1.4	971± 59	901±55	999± 60	856±52	854± 52	975±59	970±59	780±47
1.6	736± 44	699±42	814± 49	696±42	766± 46	1188±72	991±60	728±44
1.8	548± 33	550±34	640± 39	546±34	752± 46	1157±70	920±56	641±39
2.0	416± 25	418±26	513± 31	453±28	403± 25	872±53	845±51	649±39
2.2	315± 19	337±21	407± 25	360±22	678± 41	561±34	723±44	610±37
2.4	237± 15	265±17	310± 19	294±19	522± 32	392±24	624±38	527±32
2.6	177± 11	206±13	251± 16	230±15	75± 6	326±20	627±38	458±28
2.8	133± 9	161±11	207± 13	192±13	28± 4	279±17	512±31	398±25
3.0	106± 7	129± 9	172± 11	159±11	41± 4	209±14	355±22	349±22
3.2	82± 6	104± 8	145± 10	138±10	100± 7	285±18	213±14	277±17
3.4	70± 5	83± 7	125± 9	113±10	104± 8	218±14	156±11	246±16
3.6	76± 6	71± 6	109± 8	101± 8	59± 6	61± 7	144±10	252±17
3.8	87± 7	65± 5	97± 8	89± 8	112± 9	23± 4	130±10	227±15
4.0	84± 6	55± 5	86± 7	79± 7	177± 12	26± 5	132±10	171±12
4.2	74± 6	50± 5	71± 6	71± 7	124 10	40± 5	169±12	114± 9
4.4	111± 8	44± 5	68± 6	70± 7		52± 6	136±10	82± 7
4.6	204± 14	48± 5	65± 6	58± 6		52± 6	54± 6	76± 6
4.8		51± 5	59± 5	53± 6		60± 6	17± 5	76± 6
5.0		62± 5	61± 5	52± 5		48± 6	16± 4	84± 7
5.2		66 6	60± 5	44± 5		98±11	23± 5	102± 7
5.4		76 6	65± 5	43± 5			29± 5	105± 7
5.6		101 8	69± 5	45± 5			28± 5	66± 6
5.8		134 10	75± 6	53± 5			25± 5	38± 4
6.0		142 11	84± 6	52± 5			24± 6	33± 4
6.2			95± 7	63± 6				43± 5
6.4			102± 7	65± 6				48± 5
6.6			112 8	70± 6				50± 5
6.8			96 8	81± 7				59± 6
7.0				89± 7				61± 6
7.2				91± 8				

Table 4

Parameters for Hauser-Feshbach model

Nucleus	SOMP	U_c, MeV	a, MeV^{-1}	Δ, MeV	η
^{59}Co	[9]	2.8	7.9	0.6	1.02 ± 0.37
^{89}Y	[10]	3.8	8.9	1.8	0.44 ± 0.28
^{93}Nb	[10]	1.7	11.2	-0.2	0.51 ± 0.17
Mo	[11]	1.3	13.3	0.8	0.53 ± 0.12
^{113}In	[12]	1.6	17.9	0.8	0.50 ± 0.17
^{115}In	[12]	1.5	18.0	0.8	0.41 ± 0.09
^{181}Ta	[13]	1.4	17.1	0.8	0.24 ± 0.06
^{209}Bi	[14]	3.3	12.7	1.6	0.29 ± 0.04

Table 5

Comparison of experimental cross-section(mb) with calculated
 σ_c - compound, σ_{dir} - direct scattering, $\sigma_{\Sigma} = \sigma_c + \sigma_{dir}$.

Nucl.	E, MeV	experim.			theory			Nucl.	E, MeV	experim.			theory		
		$\sigma_{nn'}$	σ_c	σ_{dir}	σ_{Σ}	$\sigma_{nn'}$	σ_c			σ_{dir}	σ_{Σ}	$\sigma_{nn'}$	σ_c	σ_{dir}	σ_{Σ}
^{59}Co	4.99	1500±100	1488	64	1552	^{113}In	5.34	2420±190	2135	216	2365				
	5.97	1530±120	1489	70	1558		6.47	2250±180	2119	226	2345				
	7.00	1530±120	1479	75	1554		7.49	2270±180	2088	220	2308				
	8.09	1420±110	1459	72	1531		8.53	2250±180	2080	206	2286				
^{89}Y	4.86	1730±140	1884	78	1962	^{115}In	5.19	2440±200	2121	228	2349				
	6.08	1890±150	1836	87	1923		6.47	2510±200	2103	234	2337				
	7.02	1970±160	1843	92	1935		7.49	2090±160	2072	227	2299				
	7.94	1870±150	1848	89	1937		8.53	2130±170	2070	211	2281				
^{93}Nb	5.23	2170±170	1782	269	2051	^{181}Ta	5.19	3010±240							
	6.22	2130±170	1807	244	2051		6.47	2640±210							
	7.23	2010±160	1830	227	2057		7.49	2890±230							
	8.01	1890±130	1834	218	2052		7.94	2640±210							
Mo	4.91	1940±140	1888	267	2155	^{209}Bi	4.99	3110±250	2466	112	2578				
	5.98	2050±140	1799	254	2053		5.97	2650±210	2502	140	2642				
	6.98	2100±150	1777	243	2020		7.00	2510±200	2548	170	2718				
	8.01	1950±130	1784	237	2021		8.09	2450±200	2386	163	2551				

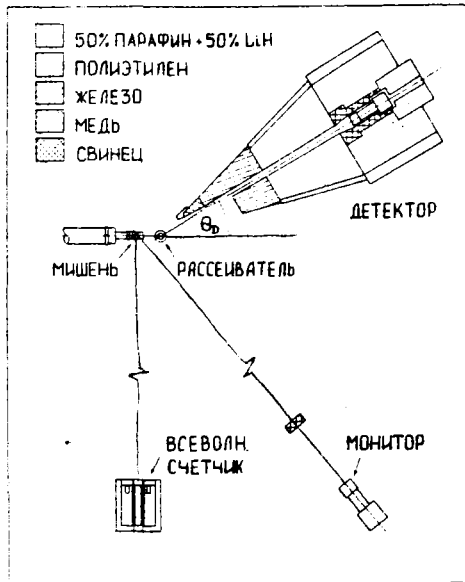


Fig. 1. The lay-out of the fast neutron spectrometer

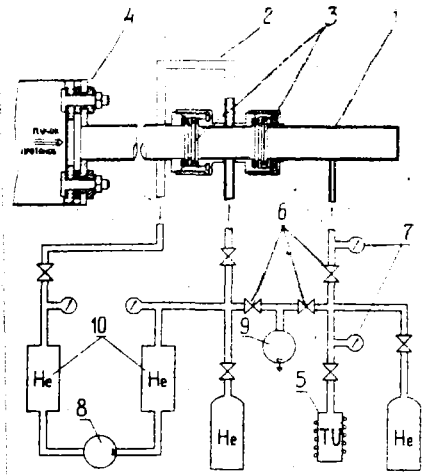


Fig. 2. The lay-out of the gas tritium target: 1 - tritium cell, 2 - cooling cell, 3 - ^{58}Ni foils, 4 - ^{58}Ni sector diaphragm, 5 - uranium absorber, 6 - valves, 7 - pressure indicator, 8 - He compressor, 9 - vacuum pump, 10 - He volumes

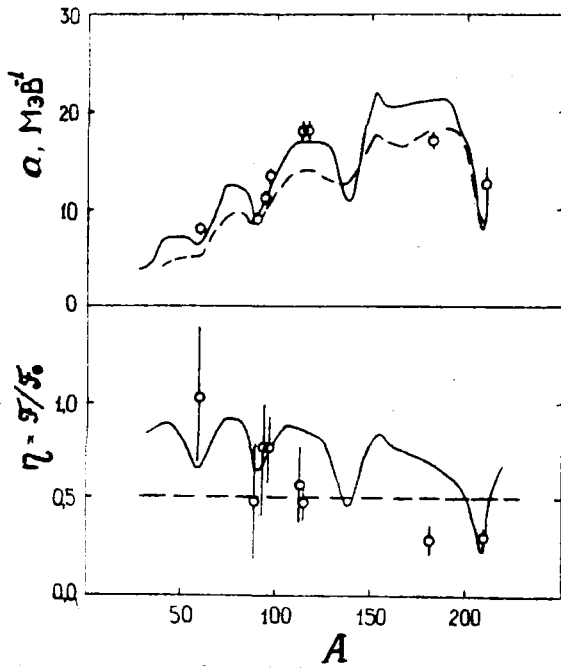


Fig. 3. The mass dependence of level density parameters a and relative inertia moment η . Points - this work, solid curve - systematic of Gilbert and Cameron [8], dashed - Dilg et al. [7]

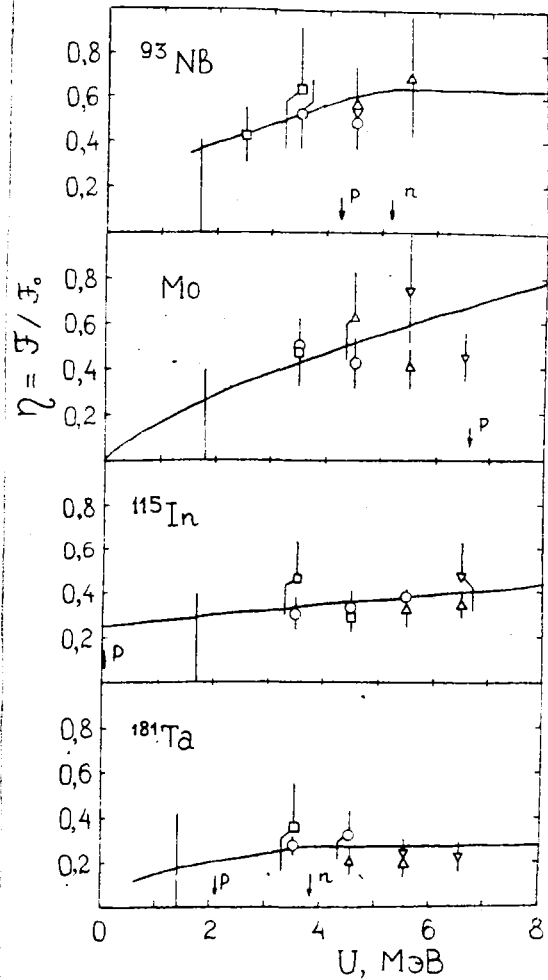


Fig. 4. The dependence of h versus the excitation energy U . Points - experiment. Solid curve - superfluid model calculation, arrows - U_{tr} , vertical line - U_c

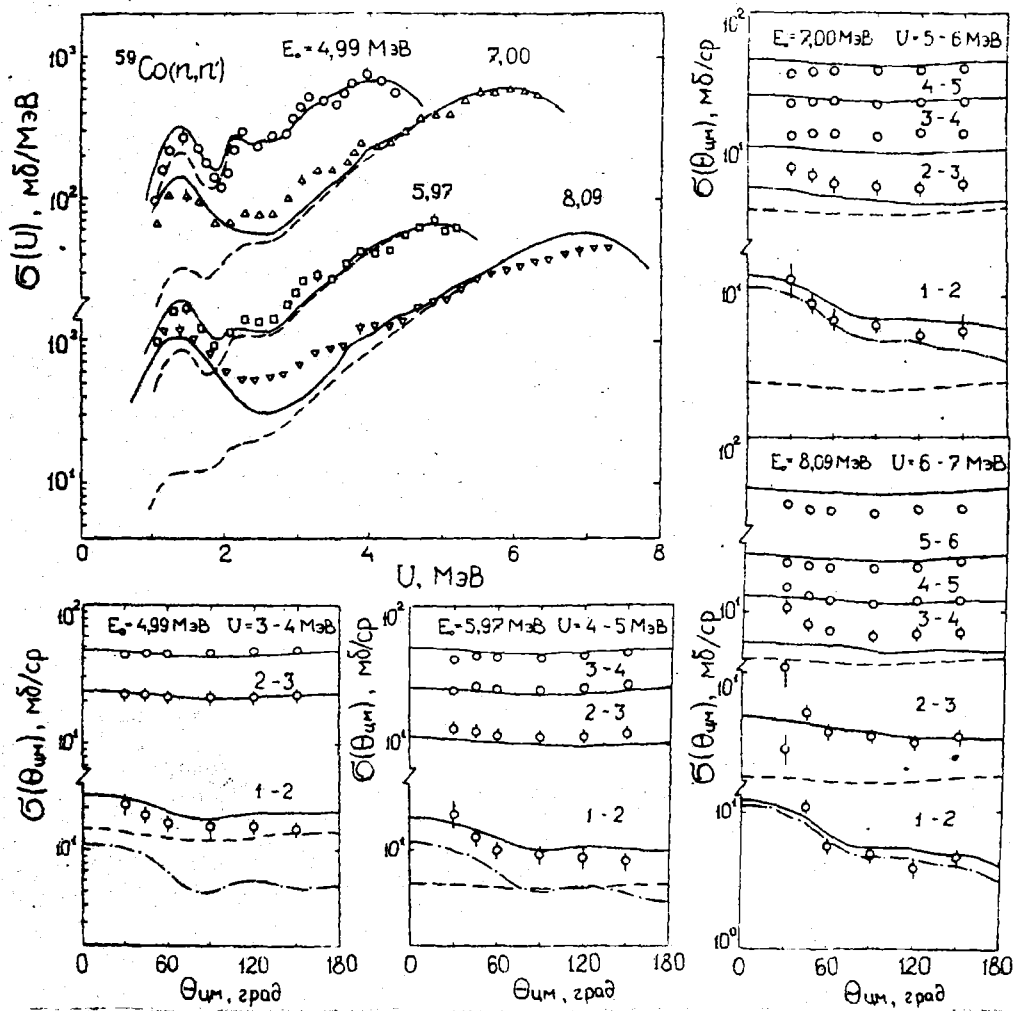


Fig. 5. Angle-integrated neutron inelastic scattering for ^{59}Co as a function of excitation energy U . Energy integrated DDCS for intervals indicated. Points - experimental data. Dashed curve - compound process, dashed-dotted - direct, solid - its sum

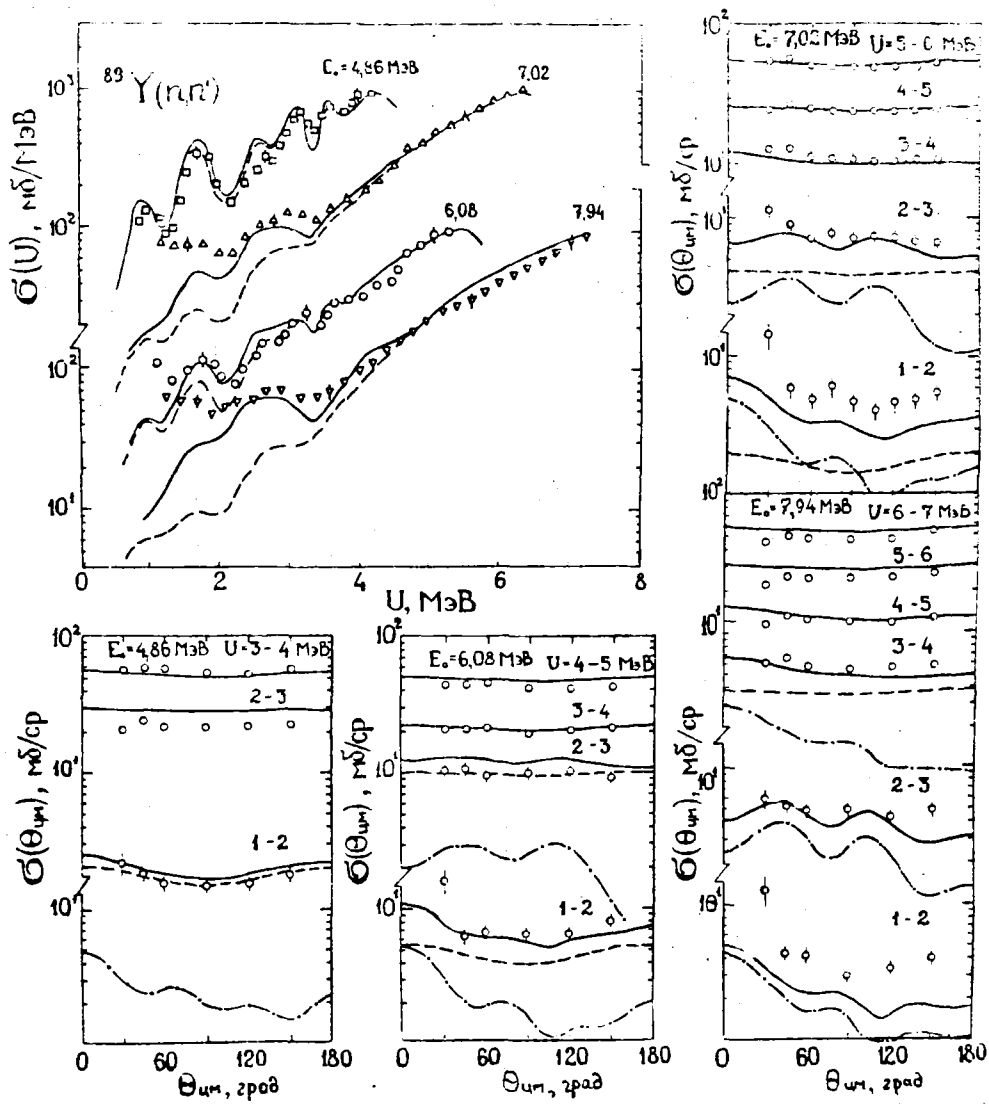


Fig.6. The same as for fig.5, but for ^{89}Y

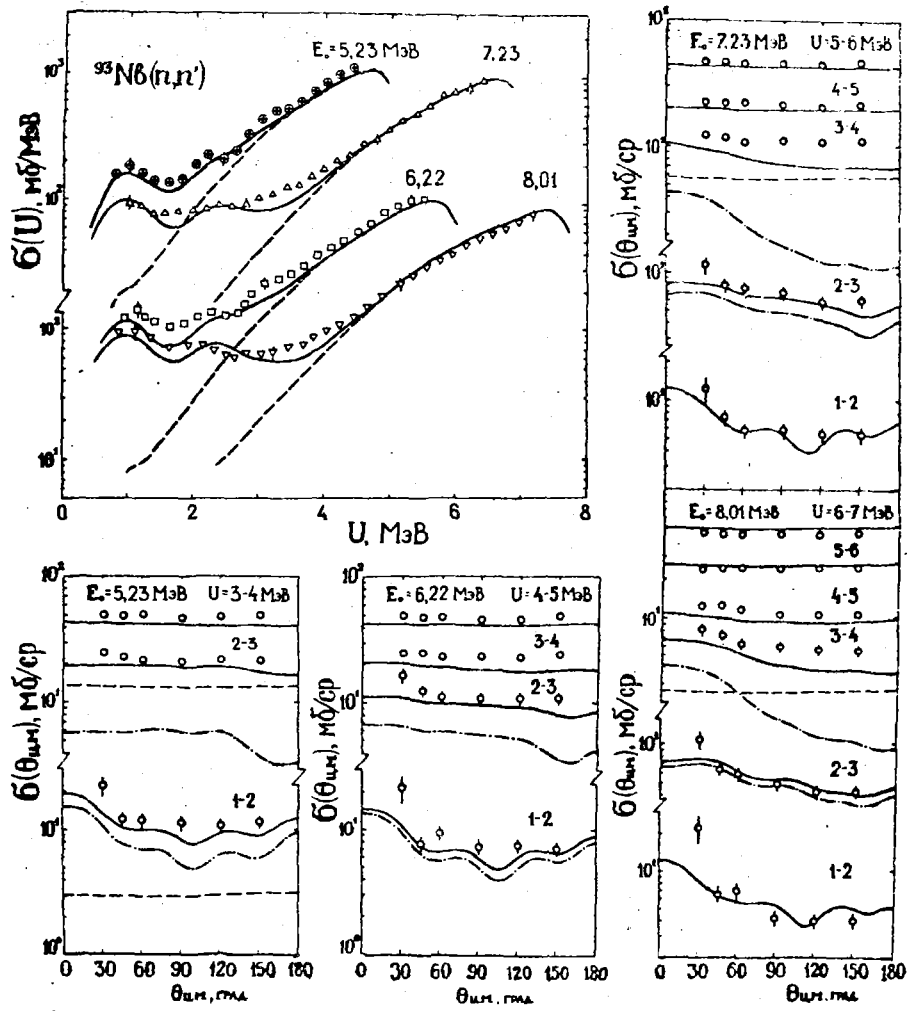


Fig. 7. The same as for fig. 5, but for ^{93}Nb .

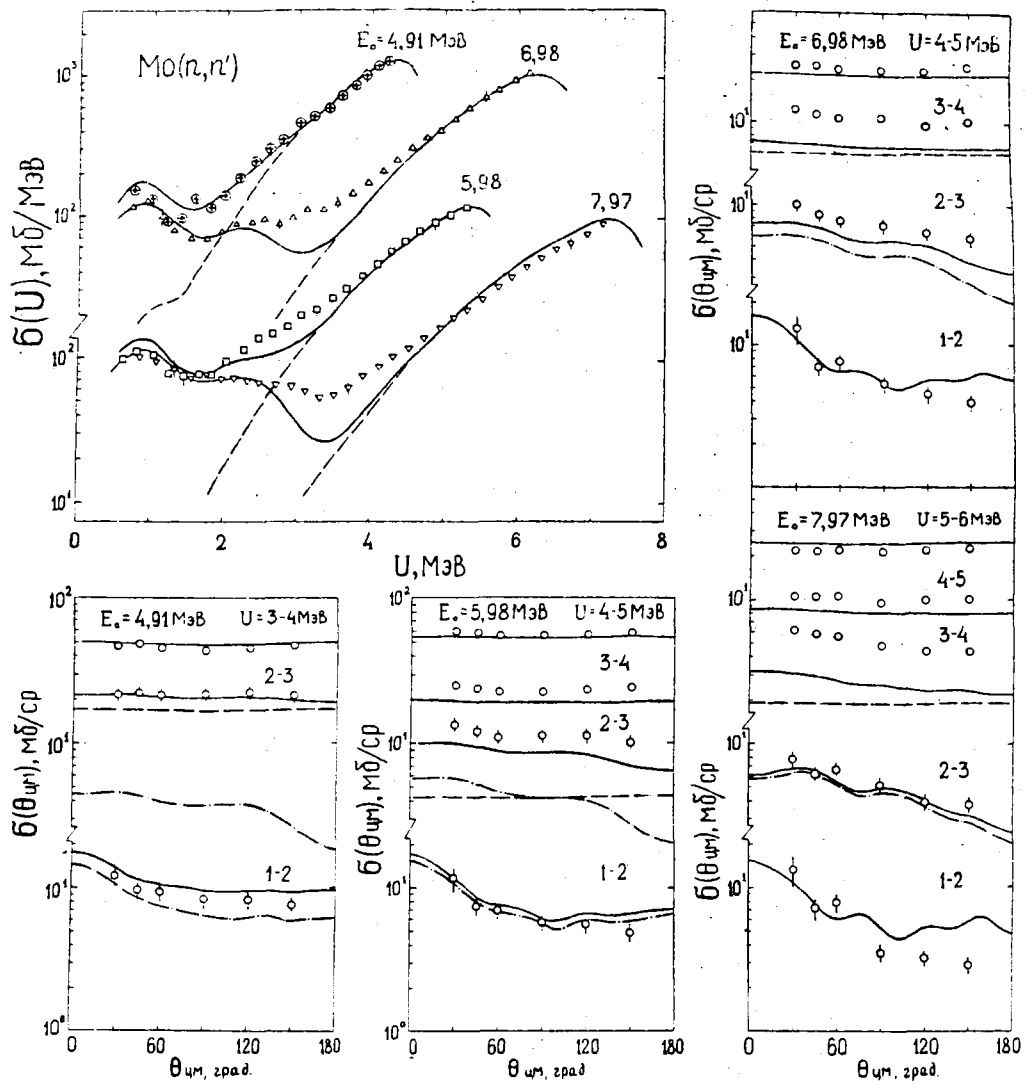


Fig. 8. The same as for fig. 5, but for Mo

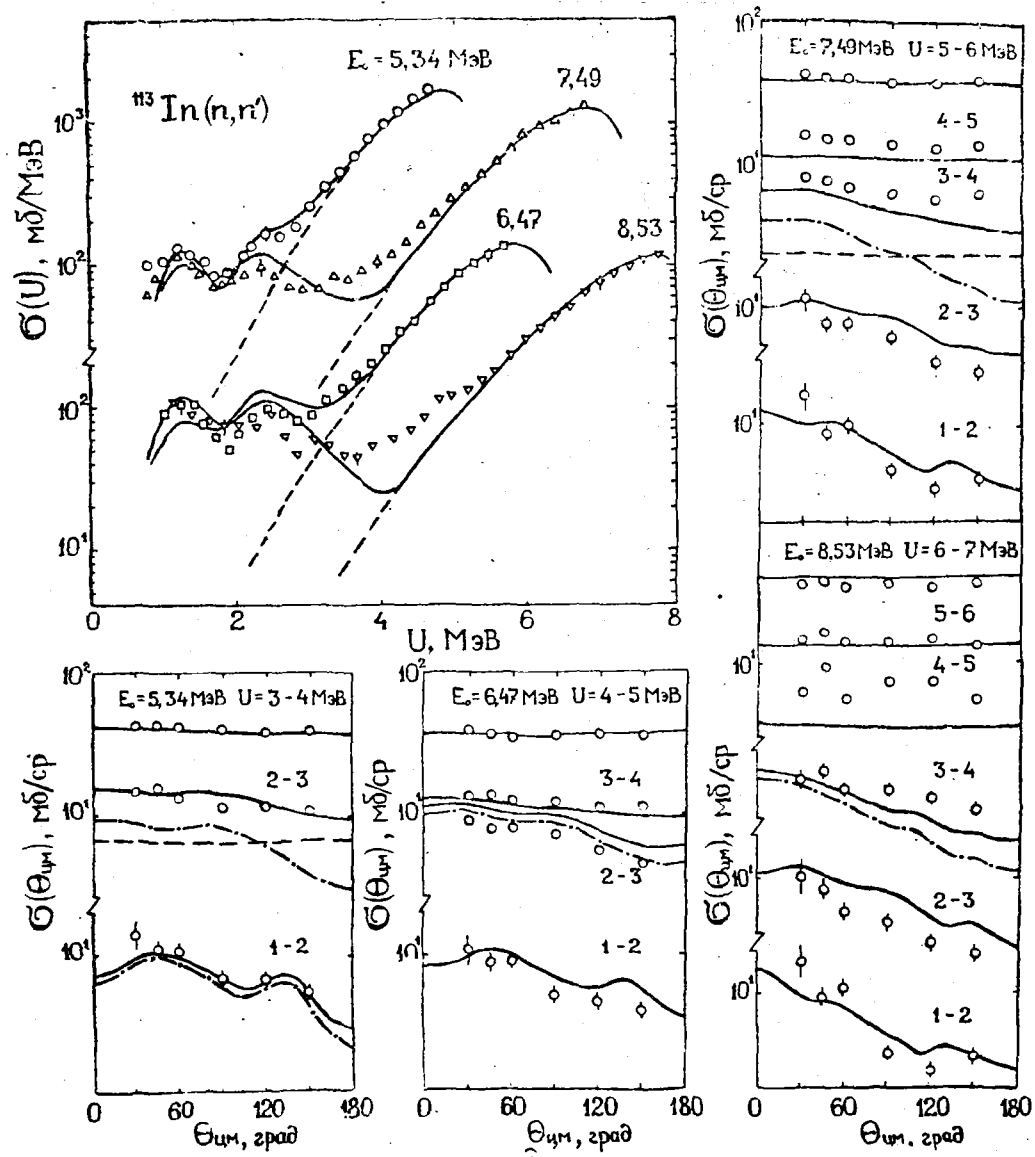


Fig.9. The same as for fig.5, but for ^{113}In

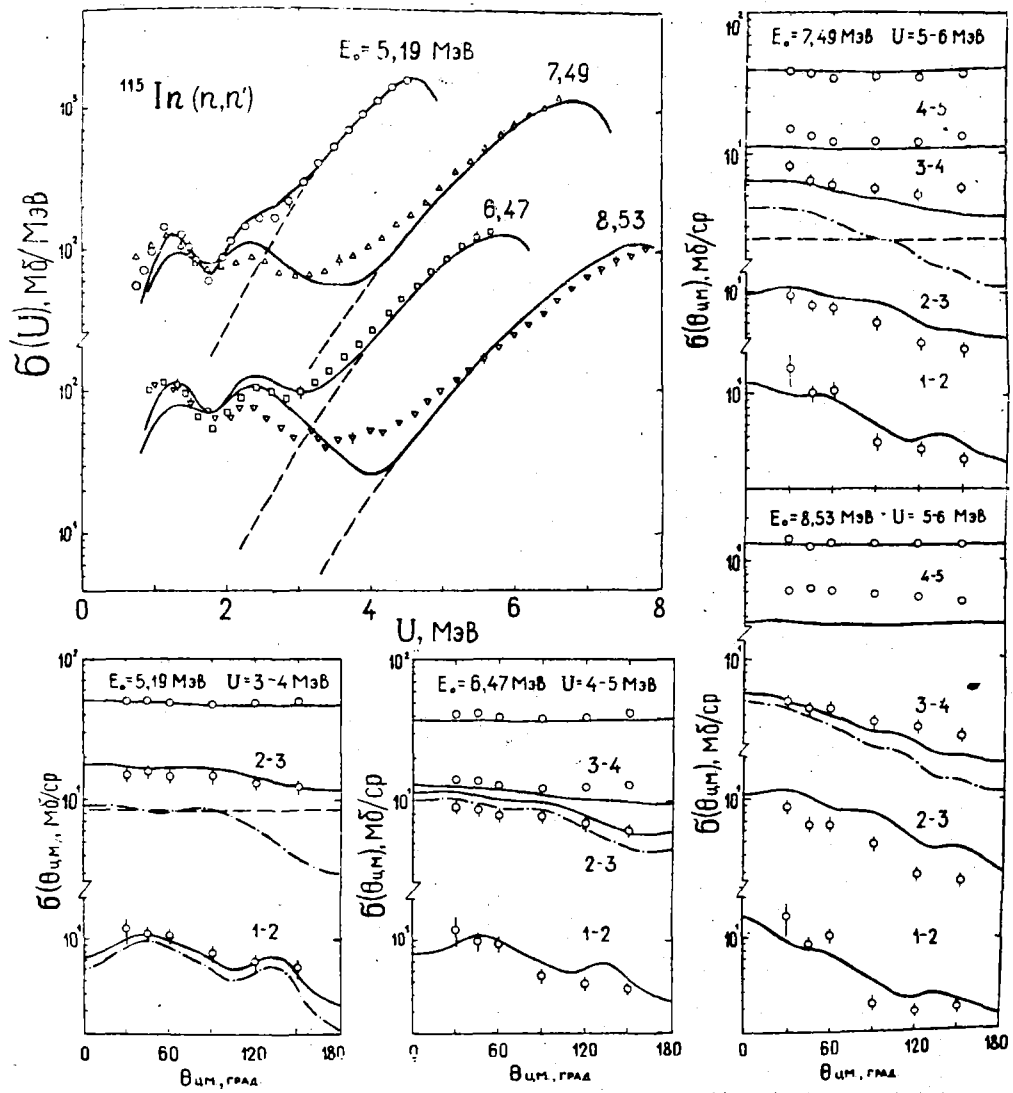


Fig.10. The same as for fig.5, but for ^{115}In

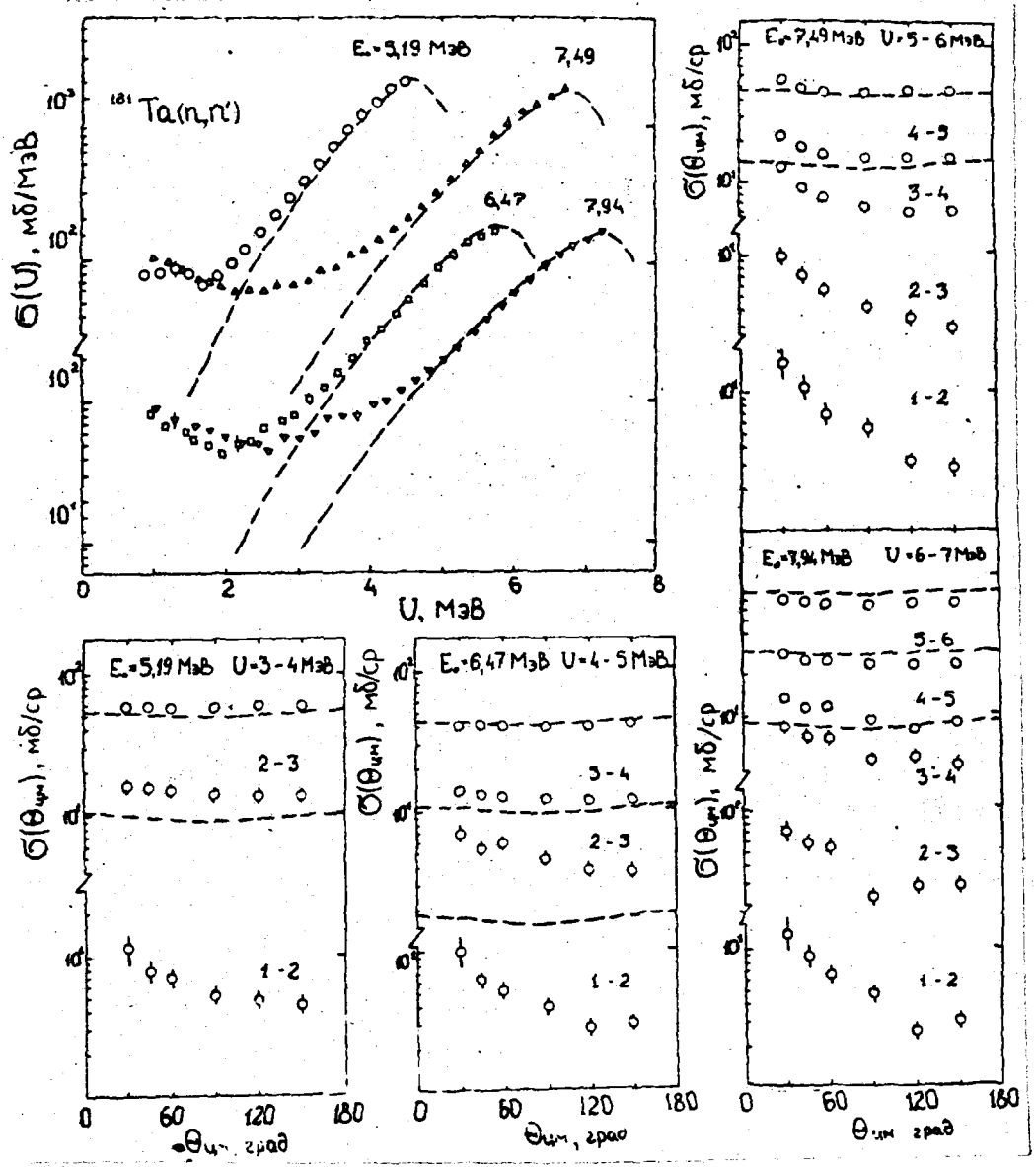


Fig. 11. The same as for fig. 5, but for ^{181}Ta

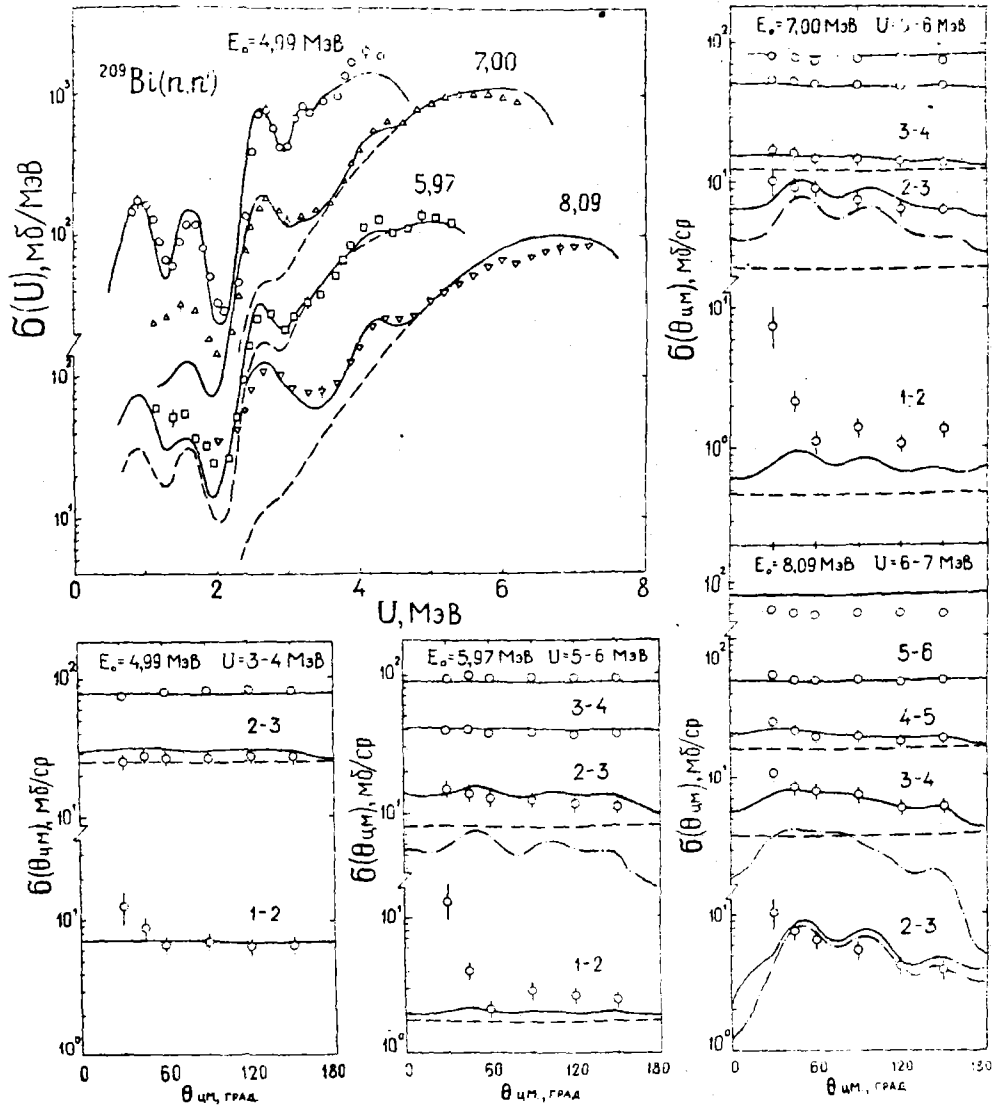


Fig.12. The same as for fig.5, but for ^{209}Bi

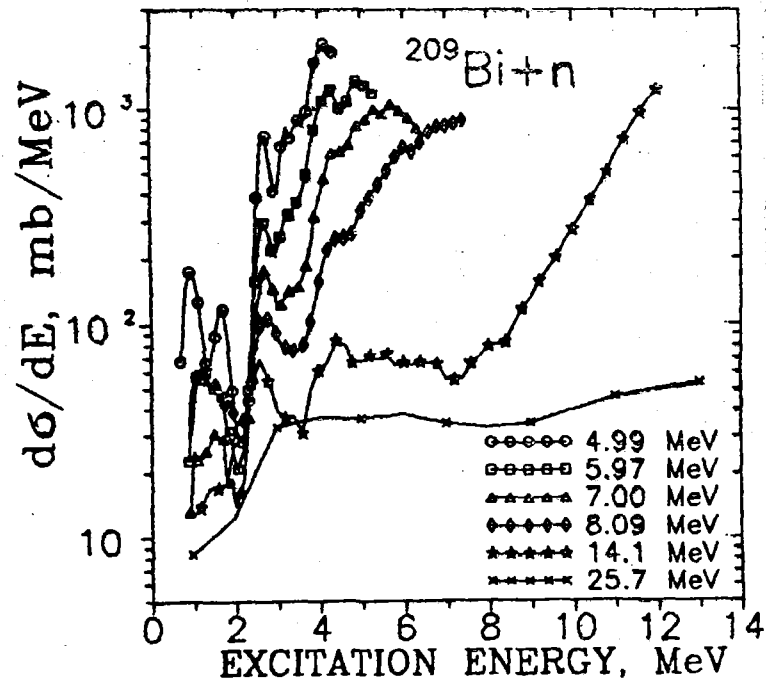


Fig.13. Angle-integrated DDCS versus the excitation energy of residual nucleus ^{209}Bi . Points - experimental data (references see in the text); curves - eye guided

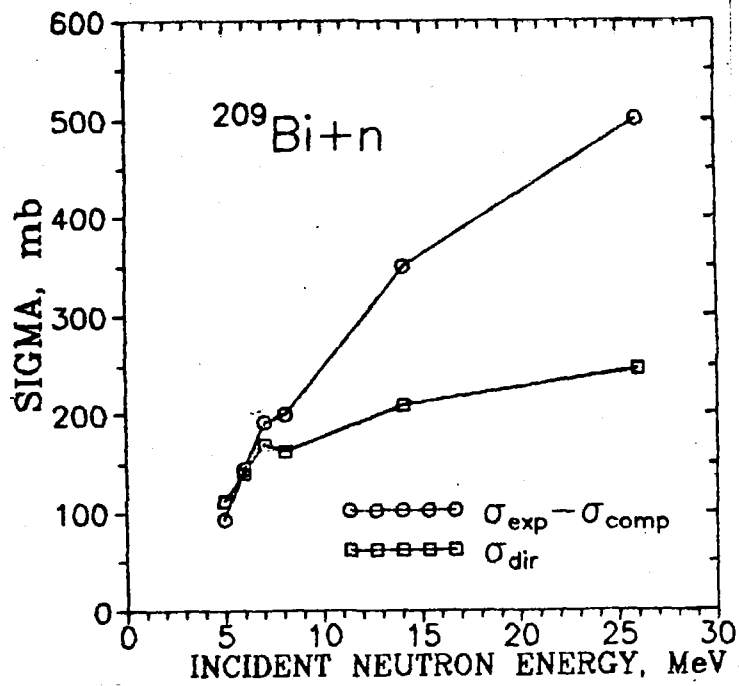


Fig.14. Energy dependence of $\sigma_{\text{noncomp}} = \sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{comp}}$ and σ_{dir} for ^{209}Bi

УДК 539.125.5

14 MeV FACILITY AND RESEARCH IN IPPE*

*S.P.Simakov, A.A.Androsenko, P.A.Androsenko, B.V.Devkin, M.G.Kobozev,
A.A.Lychagin, V.V.Sinitca, V.A.Talalaev
Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk*

*D.Yu.Chuvilin, A.A. Borisov, V.A.Zagryadsky
Institute of Atomic Energy, Moscow*

Review of experimental facility and research, performed at 14 MeV incident neutron energy in the Institute of Physics and Power Engineering, are given. These studies cover the next topics: double differential neutron emission cross sections (DDX), neutron-gamma coincidence experiments ($n, n'\gamma$) and neutron leakage spectra for spherical assemblies (benchmark). The paper contents description and main parameters of pulsed neutron generator KG-0.3, fast neutron time of flight spectrometer, measuring and data reduction procedures, review of experimental data. Results of experiments are compared with other data; evaluated data files BROND-2, ENDF/B6, JENDL-3; basic theoretical and transport model calculations.

Introduction

The development of fission and fusion reactors technologies as well as others applications of radioactivity require the prediction of transport of radiation in the complicated systems and accurate evaluation of induced radiation effects. In particular, the conceptual design of International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER), development of Fusion-Fission Hybrid Reactor and others projects are currently underway. This results in the number of neutronics studies of the principal materials and components: first wall, blanket and magnet shield, biological protection, safety etc. [1-4]. Such studies combine the wide variety of differential and integral experiments [5-8].

At the 14 MeV pulsed neutron generator KG-0.3 and Time of Flight (TOF) fast neutron spectrometer [9] of Institute of Physics and Power Engineering during the last decade the following experiments and their results analysis have been performed:

- Double Differential Neutron Emission Cross Sections (DDX),
- Neutron Inelastic Cross Section ($n, n'\gamma$),
- Neutron Leakage Spectra for Spherical Assemblies (benchmark).

The Double Differential neutron emission and ($n, n'\gamma$) cross-sections at 14 MeV incident energy, besides the practical importance mentioned above, are rather interesting with basic point of view. From theoretical analysis of energy and/or angular distributions of secondary neutrons the information about different reaction mechanism contributions and excited states parameters could be derived. At 14 MeV incident energy ($n, 2n$) and ($n, n'\gamma$) reactions contribute practically 100% of non-elastic cross-section for nonfissile nuclei. It is interesting to measure separately the spectra of neutrons and cross sections for these reaction, since the competition between the ($n, 2n$) and ($n, n'\gamma$) channels depends on gamma and neutron decay widths at excitation energy of target nucleus just above the neutron binding energy.

In the present work the review of experimental technique, performed measurements, update results and their analyses are presented.

* Материал был представлен в виде доклада на семинар по нейтронным экспериментам для термоядерных исследований, 21-22 сентября, 1992, Фраскати, Италия

Pulsed Neutron Generator KG-0.3

The basic equipment is a Cockcroft-Walton accelerator with RF electromagnetic discharge ion source and RF deflection and klystron bunching system [9]. The main specifications of neutron generator are listed in Table 1.

The chopping and bunching of an ion beam are carried out before acceleration. At first step the beam is deflected by the sine voltage of 10 MHz frequency or 100 ns period, thus 20 ns length beam pulses pass through the slit. Bunching of the ion clusters are carried out in two-gap buncher system at the same frequency. The buncher compress the ion pulses up to 2 ns at target point. To obtain the desired pulse period, the second beam deflecting system is used. The 50ns-width pulses with period equal $2^n \cdot 100$ ns make it possible to pass through diaphragm only first, second, forth ... 2^n beam burst.

After high voltage acceleration the deuteron beam passes through analyzing magnet, focusing quadrupole doublet and strikes target. Usually the air cooled TiT targets on diameter 11 mm Cu backing are used in the neutronics experiments. About 50 cm before the target the pick-up electrode is placed inside the ion drift tube to receive the stop pulses for TOF analyses.

Double Differential Neutron Emission Cross Sections (DDX)

Spectrometer for DDX and (n,n'g) experiments

DDX measurements. In the case of DDX measurements the experimental set-up is shown in Fig.1. The measurements have been performed either with short (2-4m) or long (7m) flight paths. In the first case neutron detector is installed in massive shield composed of paraffin-LiH mixture and lead. The direct neutron flux from the target was attenuated by a shadow bar of iron and copper. The advantage of short path is a larger spectrometer aperture (high counting rate) and independence of initial neutron energy versus the scattering angle, since the detector rotates around the scattering sample. The energy resolution in this case is equal 2-1 MeV.

To perform the measurement at long flight path (7.1 MeV) the neutron detector is installed behind the concrete wall in lead house. Scattering angle is changed by shifting the sample along the detector axis that result in the changing of the incident energy from 14.8 at 30° to 13.4 at 150° . But at this flight path the energy resolution is about two times better (0.6 MeV). The later is very important for measurement of the high energy part of neutron emission spectra where energy groups corresponding excitation of discrete levels are appeared. Unfortunately it is impossible do drill the hole in direction perpendicular to deuteron beam axis and make the incident energy angular independent.

Taking this into account sometimes we combined the measurements at both flight path: low energy part (0.5 - 10 MeV) of the spectra at short flight path and high energy (3 - 14 MeV) - at long one. The main parameters of experiments are listed in Tab.2.

Scattered neutrons were registered by a detector consisted of a NE-218 liquid scintillator (diameter $10 \cdot 5$ cm) coupled with XP-2041 photo multiplier or paraterfenil crystal diameter $5 \cdot 5$ cm plus photo multiplier ФЭУ-143. The later scintillator has a light output 1.7 times as much as that of NE-218, so detector threshold can be decreased. The minimum detector threshold is about 50 keV. The detectors outputs were fed into CAMAC electronic modules connected on line with SM-1420 computer. Anode pulses were used for fast constant fraction timing (start) as well as for gamma-neutron pulse shape discrimination. The overall time resolution of spectrometer is about 3.5 ns.

The neutron detector efficiency (Fig.2) was experimentally determined by three methods. In the first one, a miniature designed ^{252}Cf ionization chamber (10^5 disintegration/s) replaced the sample. Spectrum of prompt fission neutrons was measured by TOF method. The detector efficiency was then reduced from comparison of measured spectrum with the standard one [16].

In the neutron energy region above 6 MeV, where statistical accuracy with ^{252}Cf source becomes poor, efficiency was measured relative to *n-p* scattering cross-section [17]. In this case we placed at the same spot a fast scintillator (stilben crystal diameter $1 \cdot 4$ cm + PM) detector, that gave the stop pulses for the TOF separation of hydrogen scattered neutrons.

At 14 MeV neutron energy the efficiency was measured by associated alpha particle method. In that case the absolute counting of neutron yield from the target was carried out by accumulation the energy spectrum of the associated α -particles with energy 2.9 MeV. The silicon surface-barrier (SSB) α -detector was installed in beam

tube at 173° to the incident deuteron beam. The calibration of the detector was performed with spectrometric ^{238}Pu α -source with energy 5.7 MeV. It is known that SSB-detector efficiency is energy independent, that make this calibration procedure correct.

The absolute normalization factor for converting the neutron spectra to DDX was obtained from comparison with the n - p scattering cross-section (as described above) and by aluminum foil activation method. In the later case Al foils replaced the sample and were irradiated, the target neutron yield been monitoring by Long Counter. The activity of irradiated foils was then measured by β - γ coincidences spectrometer. These data and the standard $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ reaction cross-section [17] were used for calculation of the incident neutron flux at the sample position.

The neutron generator pulse mode was controlled by time of flight monitor consisted of fast plastic scintillator СПС-15Б (diameter 2×2 cm) and FEU-87. The time resolution of this detector was 0.4 ns. For monitoring neutron yield from the target and making possible normalization of different runs a Long Counter was used.

$(n,n'\gamma)$ Experiments. The principle of experimental selection of neutrons from $(n,n'\gamma)$ reaction consists of registration of neutrons in coincidence with the gamma quanta of specific energy. Let us illustrate this for the case of $^{208}\text{Pb}(n,n'\gamma)$ reaction (Fig.3). It is known that with 95-99% probability [18], ^{208}Pb excited states feed by gamma cascade the lower 2.61 MeV state. Thus the spectrum of neutrons measured in coincidence with 2.61 MeV gammas will correspond the $^{208}\text{Pb}(n,n'\gamma)$ reaction.

The lay-out of this type experiment is shown in Fig.4. For the detection of gammas we used NaJ (diameter 10×10 cm) + FEU-141 scintillator detector. The ring sample had a such size ($R=3.8$, $r=2.5$, $h=1$ cm) that to receive the maximum count rate (about 10 true events/hour) and to shield both neutron and gamma detectors from target direct flux by shadow bars.

For $^{208}\text{Pb}(n,n'\gamma)$ measurements, the electronics, at first, select gammas from neutrons by time of flight (Fig.3). Then selected events fed amplitude analyzer. Two windows were set up in energy gamma spectrum. The first corresponds the 2.61 MeV energy, the second - a little higher. The time of flight spectrum of neutrons coincident with these two windows was recorded in different memory groups as effect+background and background, respectively.

DDX and $(n,n'\gamma)$ experimental results and comparison with other experiments and evaluated data

The obtained experimental data are corrected for neutron flux attenuation and multiple scattering in the samples. These corrections were calculated by Monte-Carlo code SSE or BRAND using the evaluated or experimental neutron data. The uncertainties of experimental data include statistics (3-50%), detector efficiency error (5%), absolute normalization (4%) and correction function (3%) errors. Here we demonstrate experimental data for a few elements. The numerical data for elements listed in Tab.2 are available in the papers quoted or on request.

In the neutron emission experiments there is the problem of separation of elastically scattered neutrons. These neutrons were subtracted in the following way. During the experiment the spectrum of neutrons scattered by ^{208}Pb sample was measured. Due to high excitation of the first level (2.7 MeV) the elastically and inelastically scattered neutron groups are separated. The ^{208}Pb elastic peak was then fitted to the upper part of elastic peak in the time of flight spectrum of neutrons scattered by heavy mass nuclei.

In the case of light nuclei (e.g. ^9Be) the situation is more complicated: elastically scattered neutrons decrease its energy strongly that results in the broadening of the elastic peak. This effect is illustrated in Fig.5, for the reaction $^9\text{Be}(n,xn)$ at 90° . The solid line curve is calculated spectrum of neutrons elastically scattered by the beryllium sample. The calculations were done by Monte-Carlo method using SSE code. The multiple elastic collisions, kinematic effects were taking into account to calculate the time of flight spectrum collected in the detector, i.e. the real experimental conditions were simulated. The time of flight spectrum was then transformed to the energy one and folded with the time resolution function of the spectrometer. Finally, the spectrum obtained was fitted to the upper part of elastic peak in the Be neutron emission spectrum. The dashed curves in the Fig.5 are the contributions of single and multiple elastic collisions. It is seen that single elastic scattered neutrons peak have the shape close to $^{208}\text{Pb}(n,n_{\text{elastic}})$ peak, but multiple elastic scattering contribution changes this shape noticeably.

Beryllium. We compare our measurements with A.Takahashi e.a. data [19]. The agreement is rather good. In the experiment of H.Hogue e.a. [20] the cross-section of inelastic neutron scattering to the 2.43 MeV level was

measured at 14.94 MeV incident energy. The angular distributions of these neutrons compared to our results and ENDF/B6 evaluation are shown in Fig.6 in the center of mass system. It is seen that our data demonstrate less angular anisotropy.

In Fig.7 the angle-integrated cross section is shown. The arrows indicate the level scheme of the ^9Be nucleus. It's interesting to notice that only definite states (negative parity) are populated through the inelastic scattering. In this figure experimental results of two our experiments are shown: the data of present one (flight path 7.1 m) and of the previous experiment that have been performed at 3.1 m flight path. It is seen that increasing of the flight path increase the energy resolution of the spectrometer. This results in to the better separation of the neutron groups, corresponding the excitation of ^9Be levels.

Tungsten. In Fig.8 our experimental results are compared with A.Takahashi e.a. experimental [21] and A.Pavlik, H.Vonach compilation [22] data. The agreement is rather good.

The experimental data are compared with ENDF/B6 and JENDL-3 evaluated data as well. It is seen that both files underestimate the emission spectra in 8-13 MeV energy interval. The peak near 14 MeV corresponds the inelastic scattering with excitation of low discrete levels (folded with the energy resolution of the spectrometer). It seems that these evaluations contradict the energy behavior of high energy part of the spectrum. Besides, in the JENDL-3 the conjunction of spectra of neutrons from $(n,2n)$ and (n,n') reactions is not correct. All these files do not take into account the angular anisotropy of the inelastically scattered neutrons, that is rather strong for the high energy part of the spectrum.

Chromium-52. The spectrum of neutrons from $^{52}\text{Cr}(n,n'\gamma)$ have been measured in [23]. Comparison, performed in [11], indicated that results of both experiments are in reasonable agreement. Our experimental data for (n,xn) and $(n,n'\gamma)$ reactions at 14.1 MeV incident energy are compared with ENDF/B6 evaluation (14.5 MeV) in Fig.9. It is seen that there is disagreement in high energy part of spectrum.

Lead-208, Bismuth-209. The comparison of DDX from ^{209}Bi is made with data of Pavlik and Vonach [22], who evaluated the data of 4 experiments. The deviation of present experiment results from [22] does not exceed 10%, except the high energy part of spectrum, where data [22] have worse energy resolution. The high energy resolution experimental data of Takahashi e.a. [21] have been measured only at two angles and was not corrected for multiple scattering effects. Discrepancy between our and [19] data somewhere have a value of 50% or more.

The differential neutron emission and inelastic scattering cross-section from pure isotope ^{208}Pb have not been measured previously. These data are compared with ENDF/B6, JENDL-3 and BROND-2 [24] evaluations in Fig.10. It is seen that BROND-2 and JENDL-3 prediction for $(n,n'\gamma)$ shape and absolute value differ much from experimental results.

The energy-angle-integrated cross-sections are listed in Tab.3. Extrapolation of cross-section below the detector threshold was made using the models calculations described below. It is seen that agreement of integrated cross section is better than the differential one. Nevertheless BROND-2 and ENDF/B6 underestimate $^{208}\text{Pb}(n,2n)$ and JENDL-3 overestimate $^{208}\text{Pb}(n,n'\gamma)$ cross-sections.

Theoretical calculations and analyses of experimental results

The theoretical approaches will be demonstrated for the case of two adjacent nuclei: ^{208}Pb and ^{209}Bi . ^{208}Pb is a double-closed-shell nucleus, on the other hand the neighboring element ^{209}Bi has a valence protons in $h_{9/2}$ shell. It is known that a few low lying levels in ^{209}Bi can be described in the model of weak coupling of valence proton with the vibration states in magic core ^{208}Pb , but others levels - as single particle/hole transitions [25]. The comparison of neutron experimental spectra from ^{208}Pb and ^{209}Bi can give the information about what kind of states populated in neutron non-elastic reactions, the validity of weak coupling model and energy dependence of level density function.

The reaction cross-sections were calculated in the framework of compound and direct mechanisms. The statistical part of reaction was calculated using Hauser-Feshbach model, including angular momentum and parity conservation, competition between neutrons, gammas and charge particles emission. We calculated neutron emission coefficients with optical model potential of Rapaport e.a. [26] for lead and of Lawson e.a. [27] for bismuth. The transition to the discrete levels of residual nuclei was taken into account. For example: 20 states till the excitation energy $U=4.2$ MeV for the ^{208}Pb and 40 states till $U=3.6$ MeV for ^{209}Bi [18]. At the higher excitation energies level density function, that takes into account shell, superfluid and collective effects [28], was used. The

radiation strength functions for $E\lambda$ and $M\lambda$ transitions, influenced on the gamma-neutron competition, were calculated in Axel-Brink model. They absolute normalization corresponds the experimental observed radiation width at neutron binding excitation energy [29].

The direct neutron inelastic scattering cross-section was estimated using a coupled-channel model and distorted wave Born approximation. Form-factors of the direct transitions were calculated in Bohr-Mottelson model for collective excitation modes. The excitation energies, deformation parameters of vibration states in ^{208}Pb was taken from the similar analyses of $^{208}\text{Pb}(p,p')$ reaction [30,31]. The same parameters was taken for ^{209}Bi (the model of weak coupling $h_{9/2}$ proton with vibration states of magic core ^{208}Pb).

The experimental angular-integrated neutron emission spectra for ^{208}Pb and ^{209}Bi are shown in Fig.11. These spectra practically coincide each other in the whole energy region (the ratio of ^{209}Bi cross-section to ^{208}Pb one is shown in the insert of Fig.11). The angular distributions of secondary neutrons agree for these two nuclei as well.

Therefore, from the comparison of DDX we can make conclusion that adding of one proton to closed-shell ^{208}Pb does not influence on energy/angle distributions of secondary neutrons. What does it mean with physical point of view? We can receive the answer after comparison of experimental and calculated data.

Such comparison is shown in Fig.12. It is seen that compound component describes the low-energy part of spectra. The agreement of spectra from both nucleus means the equal energy dependence of level density functions for the residual nucleus. The direct component contributes to the high energy part and satisfactory describes the excitation of the first 3^- state. Thus we can make conclusion that in direct inelastic scattering only the collective states are practically excited, and weak coupling model is a good approximation for the ^{209}Bi .

In the intermediate energy region the theoretical model calculation underestimate experimental DDX. The difference between experimental spectra and compound one is estimated to be 350 mb, whereas the total direct cross-section equal 210 mb. The remained part (40%) of non-equilibrium process can result from missed in calculation collective or single particle states, or from more complicated multi-step processes.

The spectrum of neutrons from reaction $^{208}\text{Pb}(n,n'\gamma)$ is shown in Fig.12. For neutron energies above $E_{n2n}=6.64$ MeV (maximum energy from $(n,2n)$ reaction) the spectrum of inelastically scattered neutrons have to coincide with the emission neutron spectrum. In lower energy region (when excitation of ^{208}Pb after the emission of first neutron exceeds the neutron binding energy) the contribution of neutrons from $(n,n'\gamma)$ and $(n,2n)$ reactions becomes energetically possible.

It is interesting to notice that $(n,n'\gamma)$ spectrum sharply decrease with decreasing of neutron energy at 5 MeV but not at E_{n2n} . In Fig.12 it is seen that this critical point corresponds the possibility of population of high spin isomeric level $13/2$ ($U=1.68$ MeV) in reaction $^{208}\text{Pb}(n,2n)^{207}\text{Pb}$. This effect can be described if one take into account the total spin conservation law. The high orbital momentum (about $12/2$), input by 14 MeV neutron, can not be compensated by two neutrons with total energy less or equal E_{n2n} . Therefore $^{208}\text{Pb}(n,2n)$ reaction will populate with higher probability the high spin states.

These qualitative explanation is confirmed by statistical model calculation, in which the gamma-neutron competition and spin conservation law are taken into account. Since the sum of compound and direct cross-section underestimates the experimental one in energy region under interest, we introduced precompound emission of the first neutron. As can be seen in Fig.12, the spectrum of inelastically scattered neutrons is satisfactory described. It is interesting to notice that reaction $^{208}\text{Pb}(n,n'\gamma)$ with 20% probability results in population of unbound states in ^{208}Pb . It means that sum energy of gammas from this reaction have to be about 0.7 MeV larger in comparison with case when gamma competition is absent. We would like to notice that ENDF/B6 evaluation (distributed at the same time when our data have been published [14]) predicts $(n,n'\gamma)$ spectrum very well (see Fig.10).

Neutron Leakage Spectra

Benchmark experiments

We have made the time of flight measurements of neutron leakage spectra from sphere piles with T(d,n) and Cf sources. These experiments are similar except the sources. The parameters of the shells investigated are listed

in Tabl.4. The hole in the sphere is used for input of neutron source. Preliminary experimental results were published in [32], final - in [33], numerical data are available on request.

14 MeV Experiment. Experimental set up is shown in Fig.13. Source assembly design with diameter 28 mm TiT target is shown in Fig.14 (insert "a"). The angular distribution of source neutron yield was measured by: i). Simultaneous irradiation of ten Al foils, located at 10 cm distance around the target, and counting the induced activity of ^{24}Na by the β - γ technique; ii). Measuring of the neutron yield by TOF method. In the last case the angular resolution (about 1°) was sufficient to measure the narrow deep close to 90° . To decrease this attenuation we became use more upgrading source design with diameter 11 mm TiT target inside thin Al holder (insert "b").

The leakage spectra from the shells were measured by scintillator detector at 3.7m flight path. The background was measured with 1m long iron shadow bar, the number of source neutron was determined by measuring α -associated particles.

^{252}Cf Experiment. The geometry of benchmark experiment with Cf neutron source is shown in Fig.15. The fast ionization chamber with ^{252}Cf , that gives the stop pulses for TOF analysis, was installed in the shell center. The intensity of source was about $5 \cdot 10^5$ n/sec. The chamber was fabricated rather miniature (diameter $20 \cdot 0.18$ mm electrodes, 0.35 mm wall thickness), that results in small corrections (1-3%) for the standard Cf neutron fission spectrum.

The flight path was 3.85 m, the time resolution - 3 ns. The total number of source neutrons during experiment was obtained by counting the ^{252}Cf fission fragments and using known value of prompt fission neutrons $\nu=3.77661$ [34].

Stability and experimental errors. In benchmark experiments the problem of equipment stability and experimental errors is of high importance: the data should be obtained with as high precision as possible. The main parameters of spectrometer (detector efficiency, absolute normalization factor etc.) were measured several times during one experiment, thus the stability of apparatus were controlled and overall errors were decreased. The estimated errors of experimental data and main components are listed in the Tab.5. These errors include the uncertainty of standard cross-sections [16,17] as well as the deviations of different runs during the calibrations and measurements.

Corrections for nonspherical effects and measuring procedure

Some transport codes use one-dimensional (spherical) approximation. In this case the comparison of the calculations is possible only with the results of ideal spherical benchmark experiment. In practice, however, there are factors that violate this symmetry and could brings other perturbation:

- the hole (channel) in the shell assembly for input neutron source;
- angular anisotropy of source neutrons and energy distortion by target assembly;
- time of flight spectrometry with bulk samples.

Therefore before the comparison, the experimental data have to be corrected for. It was done using three dimensional code BRAND [35].

The channel in the spherical assembly was 5-6.2 cm in diameter (Tab.4) that correspond the removed material about 2-2.5% of total shell weight. The correction have to be the same order but could be energy depended, thus we introduce correction function as a ratio of leakage spectra calculated for shells without and with channel: $C_1(E)=L(E)/L_c(E)$.

In the time of flight method the neutron energy is strictly connected with the distance between sample and detector and flight time only for the infinitely small sample. In benchmark experiments the size of assembly is not negligibly small: ratio of sphere radius to flight path is about 3% that could result in some correction. To evaluate it value we simulate by Monte-Carlo method the time of flight benchmark experiment and data reduction procedure. The calculations take into account the experiment geometry, neutron detector efficiency and the real travel time, that neutron spent on the way source-sphere-detector. The evaluated correction function is determined as $C_2(E)=L(E)/L_T(E)$, where $L_T(E)$ - leakage spectrum calculated by time dependent Monte- Carlo technique.

Angular-energy distribution of source neutrons. In the benchmark studies it is rather important to know the angular distribution and energy spectrum of the source neutrons. The source holder and other surrounding materials can change the energy-angular distribution of neutron producing reaction.

a). The angular distribution of ^{252}Cf fission neutrons is originally isotropic, energy spectrum $S_{\text{Cf}}(E)$ is known with 3-5% uncertainty in the energy region 0.1-10 MeV [16]. Due to inelastic scattering of Cf-neutrons on chamber constructional materials, the energy spectrum of neutron source $S_{\text{S}}(E)$ will have slightly different shape $S_{\text{S}}(E)$, thus correction function $C_3(E) = S_{\text{S}}(E)/S_{\text{Cf}}(E)$ have to be calculated.

b). The T(d,n) reaction yields 14 MeV neutrons with slight forward anisotropy - see long dashed curve [36] in Fig.14. In our first experiment we used 28 mm diameter targets. In that case there is 20% attenuation of neutron yield at angles close to 90° , that results in 4% correction in the whole solid angle 4π . The calculations (solid curve) prove that these distortions result from the neutron nonelastic interaction with target assembly. To reduce this effect we became use the 11 mm diameter targets in thin Al holder (insert "b"). The calculated angular distribution in that case is indicated by the short dashed curve, the total attenuation is equal now to 2.5%.

The energy spectrum of source neutrons is shown in Fig.18. It is seen that 14 MeV neutron peak has a low energy (5-10 MeV) tail, results presumably from source neutrons interaction with collimator wall, and broad low energy (0.2-5 MeV) bump. The later is caused by nonelastic scattering of 14 MeV neutrons on the target assembly. It is interesting to notice that contribution of these neutrons (2.5%) in the target energy spectrum is approximately equal to the attenuation factor obtained in the target neutron angular distribution study.

The total correction function $C(E) = C_1(E) \cdot C_2(E) \cdot C_3(E)$ and their components are shown in Fig.16 (U sphere, ^{252}Cf neutron source) and Fig.17 (Bi,T(d,n) source). It is seen that corrections are energy dependent and has the values up to 6-10%, that exceed the experimental uncertainty, thus measured neutron leakage spectra have to be corrected for: $L_{\text{true}}(E) = L_{\text{raw}}(E) \cdot C(E)$.

Comparison with transport calculations

Calculation of neutron leakage spectra from sphere assemblies have been performed with three dimensional Monte Carlo code BRAND [35] and one dimensional code ANISN. The neutron data were taken from ENDF/B6, JENDL-3 and/or BROND-2 evaluated data libraries.

In BRAND code the pointwise data files are used directly (without converting to multigroup form). The problem of simulating the transport of neutrons in the unresolved resonances energy region is solving now. This is the reason why the calculation made with BRAND is restricted by low energy limit (usually about 1 MeV). The energy-angular distribution of T(d,n) source was taken from [36] (see long dashed curve in Fig.14). To take into account the spectrometer energy resolution and neutron flux attenuation of target holder the calculated spectra were folded with measured energy spectrum of neutron from the target (source). The effect of this procedure is the following: the 14 MeV peak becomes broader and valley in the spectrum around the 8 MeV is filled.

Calculation with ANISN were performed in P5/S16 approximation, the radius step was about 2mm. The evaluated data libraries were processed to 28-group format [37] using code GROUCON [38]. Weight function has a shape of Fermi spectrum ($1/E$) for energy less than 2.5 MeV, fission spectrum - in region 2.5-14 MeV and energy independent - for higher energy. This is standard procedure for generation 28-group library [37], intensively used for fission reactor calculations. The main goal of these calculations was the investigation of uncertainty of 28-group presentation of evaluated data. In this calculations the energy distribution of source neutrons was obtained from measured one.

The experimental and calculated leakage neutron spectra for the spheres are shown in Figs.18-21 and their ratios (C/E) are listed in Tab.6.

In the previous works [32] we made comparison with ENDF/B4 and JENDL-2 libraries (75-groups format), using one dimensional Monte Carlo transport code BLANK [39]. These results are listed in Tab.6 as well.

In the lower energy region of leakage spectrum (0.1-1 MeV) the resonance like structure manifests itself in both experimental and calculated data. The analyses indicates that bumps in leakage spectra correlate with valleys in total cross-sections and vice versa (see Fig.19, where σ_{tot} for Al is shown by dashed line).

It is interesting to compare experimental data with data received in other laboratories. It was done for Al and Ni spheres. The neutron leakage spectra was measured for Al sphere of the same sizes in [40], but using pulse height method and scintillator detector. It is seen (Fig.19) that these data has unreal oscillations.

At OKTAVIAN spectrometer leakage spectra was measured for Ni sphere ($R=16$, $r=2.5$ cm). Since the sizes are different, the direct intercomparison is impossible. We compared the ratios of experimental data to transport calculation with ENDF/B6 for both spheres (Fig.22). It appears that energy shapes of C/E are similar, but the ratios are shifted on scaling factor =1.5. Possibly it means that in one or both experiments the absolute normalization (e.g. source strength or detector efficiency) was done incorrectly. It is strange that $C/E=1.4$ for 14 MeV group in experiment [6]. We estimated transmission of the spheres according the simple formula $T = \exp(-\sum_{\text{nonel}} \cdot (R-r))$, where \sum_{nonel} is macroscopic nonelastic cross section at 14.1 MeV neutron energy and $(R-r)$ - wall thickness of the sphere. The ratio $T(\text{ENDF/B6})/E$ is about 25% greater than with transport code calculations, but for the data of [6] this ratio nevertheless equal 1.7 (see Fig.22).

From analyses of the data presented in the Tabl.6 and Figs.18-22, the following conclusions can be derived:

— Discrepancies between predictions of updated evaluated data libraries (BROND-2, ENDF/B6 and JENDL-3) are about a few percent in low energy part of leakage spectra $E < 1-2$ MeV and at $E=14$ MeV. In the intermediate energy region the discrepancies achieve a value of tens or even hundred percents. (See calculations with ANISN).

— 28-group format for evaluated data results in additionally 10- 20% errors. (Compare ANISN and BROND results with ENDF/B6).

— Remark on ENDF library evolution: comparison of ENDF/B4 and ENDF/B6 predictions reveals that agreement with experimental data becomes better in the most of energy groups for late version. (Compare BRAND and BLANK results with different versions).

— Only for Al sphere the transport calculations with ENDF/B4 practically agree with experimental results in energy bins, taking into account the errors quoted.

— In the case of Be we compared experimental (present work) and evaluated (ENDF/B6) data for angular-integrated neutron emission cross section at 14.1 MeV incident energy (Fig.18). It is seen that evaluation overestimate spectrum of secondary neutron, this results in the overestimation in the benchmark experiment as well. Therefore, knowledge DDX is very useful for understanding the discrepancies in the integral experiments.

— In low energy range the transport calculations underestimate experiment.

— The general conclusion: the disagreements need additional experimental data intercomparison, transport calculations, joint analyses of integral and differential data. This is in progress now.

References

1. World Request List for Nuclear Data. INDC(SEC)-88/URSF, IAEA, Vienna, 1988.
2. Cheng E.T. /Proc.Int.Conf.on Nuclear Data for Science and Technol., May/June 1988. Japan: Miton. - P.187.
3. Schmidt J.J. //Acta Physica Hungarica. - 1991. - V.69. - P.269.
4. FENDL-2 and Associated Benchmark Calculations. (Ed.A.B.Pashchenko and D.W.Muir) /Report INDC(NDS)-260, Vienna, 1992.
5. Hansen L.F. e.a. //Nucl.Sci.Eng. - 1986. - V.92. - P.382; *ibid.* 1976. - V.60. - P.27; *ibid.* 1973. - V.51. - P.278; *ibid.* 1979. - V.72. - P.35; Wong C. e.a.: UCRL-51144 (1971); UCRL-91774 (1985).
6. Iwasaki S. e.a. *Ibid* 2, P.229; Ichihara C. e.a. Report JAERI-M91-062, P.255 Yanagi Y. e.a. Report A84-02 (1984); A84-04 (1984)
7. Albert D. e.a. ZFK-562, Dresden, 1985, p.85. Eiffruth T. e.a. //Kerntechnik. - 1990. - V.55. - P.156; 1987. - V.49. - P.121. Баранов О.В. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1990. - Вып.1.
8. Горячев И.Г. и др. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. М.:Энергоатомиздат, 1985.
9. Ануфриенко В.Б. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение. - 1977. - 5(19). - С.11.
10. Simakov S.P., Devkin B.V. e.a. /Proc.of IAEA CRP Meeting, Thailand, 31 March-2 April 1992. Report INDC, Vienna, 1992.

11. Simakov S.P., Lychagin A.A. e.a. Nucleon Induced Reaction. Institute of Physics, Bratislava, 1988, v.15, p.266; Lychagin A.A., Simakov S.P. e.a. Ibid, p.272.
12. Lychagin A.A., Lunev V.P. e.a. Nuclear Data for Science and Technology. Mito, 1988, p.307.
13. Лычагин А.А., Виноградов В.А. и др. //Атомная энергия. - 1984. - Т.57. - С.266.
14. Simakov S.P., Devkin B.V. e.a. Report INDC(CCP)-315/L, IAEA, Vienna, 1990.
15. Лычагин А.А., Симаков С.П. и др. //Ядерная физика. - 1987. - Т.45. - С.1226.
16. Mannhart W. Report IAEA-TECDOC-410, Vienna, 1987, p.158.
17. Data Standards for Nuclear Measurements. Report IAEA-TECDOC-227, IAEA, Vienna, 1983.
18. Lederer C.M., Shirlley V. Tables of Isotopes. New York, 1978.
19. Takahashi A., Yamamoto Y. e.a. Oktavian Report A-87-01, Osaka, 1987.
20. Ноуе Н.Н., Von Behren P.L. e.a. //Nucl.Sci.Eng.. - 1978. - V.68. - P.38.
21. Takahashi A., Sasaki Y. e.a. Report JAERI-M89-214, Tokio, 1989.
22. Pavlik A. and Vonach H. //Physics Data, Karlsruhe, 1988.
23. Hlavach S., Oblozinky P. e.a. Nucleon Induced Reactions. D.Reidel Publishing Company, 1986, p.298.
24. Библиотека рекомендованных оцененных ядерных данных БРОНД-2// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1991. - Вып.2-3.
25. Wagner W.T. e.a. //Phys. Rev. - 1975. - V. C12. - P 757.
26. Raraport J. e.a. //Nucl. Phys. - 1979. - V. A330. - P. 15.
27. Lawson R.D. e.a. //Phys. Rev. - 1987. - V. C36. - P. 1298.
28. Грудзевич О.Т. и др. Нейтронная физика. М.:ЦНИИАИ,1988. - Т.2. - С.96.
29. Бычков В.М. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1987. - Вып.3. - С.14.
30. Wagner W.T. e.a. //Phys. Rev. - 1975. - V. C11. - P. 486.
31. Stelson P.H. e.a. //Nucl. Phys. - 1965. - V. 68. - P. 97.
32. Simakov S.P. e.a. Report on FENDL Meeting, Vienna, November 1991;
A.A.Androsenko e.a. //Kernenergie. - 1988. - V.31. - P422;
Proc.Int.Conf. on Neutron Physics,Sept 1988, Kiev, USSR, v.3, p.194, Moscow, 1988;
Simakov S.P. e.a. Report ZFK-646, Gaussig, 1988, p.111.
33. Simakov S.P., Androsenko A.A. e.a. /Proc.of 17 Simp.on Fusion Techn., Rome, 14-18 Sept 1992.
34. Axton e.a. //Nucl.Sci. Techn. . - 1984. - 5,609.
35. Андросенко А.А., Андросенко П.А. //Вопросы атомной науки и техники Сер. Физика и техника ядерных реакторов. - 1985. - Вып.7. - С.33.
36. Csikai J., Lantos Zs. e.a. IAEA-TECDOC-410, Vienna, 1987, p.296.
37. Абаган Л.П., Базазянц Н.О. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
38. Синица В.В., Ринейский А.В. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. - 1989. - Вып.2. - С.30.
39. Марин С., Марковский Д.В., Шаталов Г.Е. Препринт ИАЭ-2382, 1977.
40. Борисов А.А., Загрядский В.А., Чувилин Д.Ю., Пулпан М. и др. Препринт ИАЭ4990/8, 1989.

Table 1

The main parameters of the neutron generator

Parameter	Value
Sort of accelerated particles	H or D
Maximum acceleration energy	250KeV
Energy of ions extracted from source	30KeV
Maximum current of an ion from source	1mA
Ion pulse width	2.5ns
Pulse height current	0.6mA
Beam spot diameter	5mm
Variable repetition frequency (binary step)	5 to 0.625MHz
Mean beam current (at 1.25MHZ)	1 μ A
Neutron yield	10 ⁸ 1/s

Table 2

List of (n,xn) and (n,n' γ) experiments

Experim	Sample	Isotope Abundance	Flight Path, m		Detector angle, Step	Ref.
			Short	Long		
(n, xn)	⁹ Be	100	3.1	7.1	30°-150°, $\Delta\theta=30^\circ$	[10]
	⁵² Cr	99.9	3		30°-150°, $\Delta\theta=30^\circ$	[11]
	⁵⁶ Fe	nature		7.1	30°-150°, $\Delta\theta=30^\circ$	[12]
	⁹³ Nb	100		7.1	30°-150°, $\Delta\theta=30^\circ$	[13]
	W	nature		7.1	30°-150°, $\Delta\theta=30^\circ$	[10]
	²⁰⁸ Pb	98	3.1	7.1	30°-150°, $\Delta\theta=30^\circ$	[14]
	²⁰⁹ Bi	100	2.2	7.1	30°-150°, $\Delta\theta=30^\circ$	[14]
(n, n' γ)	⁵² Cr	99.9		2.0	90°	[11]
	⁵⁶ Fe	100		1.7	90°	[15]
	²⁰⁸ Pb	99		2.2	90°	[14]

Table 3

Comparison of neutron production cross-sections (mb) at 14.1 MeV

Nucleus	Reaction	experiment	BROND-2	ENDF/B6	JENDL-3
^{52}Cr	(n, xn)	1443 ± 120		1510	1375
	(n, n'γ)	907 ± 80		907	721
	(n, 2n+α)	537 ± 45		603	654
	(n, nα)			45	96
^{56}Fe	(n, xn)	1732 ± 140	1605	1638	1726
	(n, n'γ)	704 ± 70	676	756	743
	(n, 2n+α+np)	1028 ± 95	929	882	983
	(n, nα+np)		63	51	77
^{208}Pb	(n, xn)	5165 ± 300	4413	4579	4867
	(n, n'γ)	405 ± 30	461	411	589
	(n, 2n)	2380 ± 140	1976	2084	2139
^{209}Bi	(n, xn)	5220 ± 310	4857		4773

Table 4

Parameters of the shells and experiments

Source	Element	Wall				Hole ø, cm	Concentration, 10^{22} cm^{-3}	Ang- les, °	Tar- get
		Radius, cm	thickness		cm				
		out.	inn.	cm	mfp*				
T(d, n)	Be	11	6	5.0	0.9	5.0	12.36	0, 30, 60	a
	Al	12	4.5	7.5	0.6	6.2	5.966	0, 40, 75	b
	Fe	12	4.5	7.5	1.7	6.2	8.374	0, 40, 75	a
	Ni	12	4.5	7.5	1.7	6.2	9.016	0, 40, 75	b
	Pb	12	4.5	7.5	1.7	5.0	3.30	0, 30, 60	a
	LiPb	20	6	14.0	2.2	5.0	2.76-Pb, 0.565-Li	40	b
	Bi	12	3	9.0	1.4	5.0	2.82	0, 60, 95	a
	U	12	4	8.0	2.2	5.0	4.76- ^{238}U , 0.019- ^{235}U	0, 60, 95	a
	Th	13	3	10.0	1.7	5.0	2.93	0, 60, 95	a
^{252}Cf	U	12	4	8.0	2.8	5.0	4.76- ^{238}U , 0.019- ^{235}U		
	Th	13	3	10.0	2.1	5.0	2.93		

* - sphere wall thickness in mean free path units of 14MeV neutrons or mean energy of Cf fission neutrons.

Table 5. Uncertainties of experimental data

Components	Value
Statistics	1 - 4 %
Absolute normalization	3%
Detector efficiency	5%
Correction calculation	2%
Total	6 - 7%

Table 6

Ratio of calculated to experimental data (C/E)

Sph- ere	Energy MeV	ANISN (28-group)			BRAND		BLANK	
		BROND-2	ENDF/B6	JENDL-3	ENDF/B6	ENDF/B4	JENDL-2	JENDL-2
Be	0.4- 0.8	0.77±.06			0.77±.06	0.81±.05		
	0.8- 1.4	0.84±.06			0.87±.06	0.75±.06		
	1.4- 2.5	1.34±.09			0.98±.07	0.94±.07		
	2.5- 4.0	1.43±.10			1.11±.08	1.04±.07		
	4.0- 6.5	1.28±.09			1.23±.09	1.45±.10		
Al	6.5-10.5	0.96±.07			1.13±.08	1.23±.08		
	10.5-15.0	0.89±.06			0.96±.07	0.84±.06		
	0.2- 0.4		0.76±.06	0.76±.06		1.04±.07		
	0.4- 0.8		0.67±.05	0.69±.05		0.92±.06		
	0.8- 1.4		0.79±.06	0.79±.06		0.94±.07		
Fe	1.4- 2.5		0.88±.06	0.88±.06		0.96±.07	0.85±.06	
	2.5- 4.0		0.83±.06	0.80±.06		0.90±.06	0.82±.06	
	4.0- 6.5		0.85±.06	0.73±.06		0.97±.07	0.80±.06	
	6.5-10.5		0.87±.06	0.78±.06		1.03±.07	0.85±.06	
	10.5-15.0		0.93±.06	0.97±.07		0.91±.06	1.02±.07	
Ni	0.2- 0.4	0.79±.06	0.79±.06					
	0.4- 0.8	0.73±.06	0.71±.06					
	0.8- 1.4	0.85±.06	0.89±.06					
	1.4- 2.5	0.92±.06	0.95±.07		0.97±.07	1.15±.09		
	2.5- 4.0	0.97±.07	1.01±.07		0.92±.06	1.14±.08		
Ni	4.0- 6.5	0.99±.07	0.85±.06		0.98±.07	0.88±.06		
	6.5-10.5	1.13±.08	0.87±.06		1.30±.09	0.80±.06		
	10.5-15.0	0.78±.06	0.84±.06		0.82±.06	0.87±.06		
	0.2- 0.4	0.52±.04	0.90±.06		0.71±.06			
	0.4- 0.8	0.72±.06	0.91±.06		0.69±.05			
Ni	0.8- 1.4	0.77±.06	0.88±.06		0.78±.06	0.79±.06		
	1.4- 2.5	0.90±.06	0.85±.06		0.68±.05	0.85±.06	1.01±.07	
	2.5- 4.0	0.75±.05	0.79±.06		0.75±.06	0.71±.05	1.10±.08	
	4.0- 6.5	0.64±.05	0.81±.06		0.91±.06	0.74±.05	0.96±.07	
	6.5-10.5	0.64±.05	0.80±.06		0.95±.07	1.14±.08	0.80±.06	
10.5-15.0	0.92±.06	0.86±.06		0.90±.06	0.90±.06	0.94±.07		

Table 6. (continued)

Sphere	Energy MeV	ANISN (28-group)			BRAND	BLANK	
		BROND-2	ENDF/B6	JENDL-3	ENDF/B6	ENDF/B4	JENDL-2
	0.4- 0.8	0.70±.05	0.66±.05	0.72±.05		0.89±.06	
	0.8- 1.4	0.78±.06	0.74±.05	0.80±.06		0.93±.07	
Pb	1.4- 2.5	0.80±.06	0.81±.06	0.88±.06	0.86±.06	0.83±.06	
	2.5- 4.0	0.74±.05	0.95±.07	1.10±.08	0.93±.07	0.90±.06	
	4.0- 6.5	0.44±.03	0.88±.06	0.84±.06	0.91±.07	0.90±.06	
	6.5-10.5	0.37±.03	0.85±.06	0.84±.06	1.05±.07	0.93±.07	
	10.5-15.0	1.22±.09	1.16±.08	1.10±.08	1.16±.08	1.00±.07	
	0.2- 0.4	0.64±.05	0.69±.05	0.67±.05		0.82±.06	
	0.4- 0.8	0.73±.05	0.68±.05	0.76±.06		0.85±.06	
	0.8- 1.4	0.73±.05	0.68±.05	0.75±.06		0.74±.05	
Li	1.4- 2.5	0.82±.06	0.83±.06	0.89±.07		0.71±.05	
Pb	2.5- 4.0	0.80±.06	1.03±.07	1.14±.08		0.81±.06	
	4.0- 6.5	0.40±.03	0.93±.07	0.89±.06		0.97±.07	
	6.5-10.5	0.19±.02	0.64±.05	0.56±.05		1.02±.07	
	10.5-15.0	1.34±.09	1.24±.09	1.17±.08		1.06±.07	
	0.4- 0.8					1.09±.07	
	0.8- 1.4					1.32±.09	
U	1.4- 2.5					1.31±.09	
+	2.5- 4.0					1.39±.10	
14	4.0- 6.5					1.28±.09	
	6.5-10.5					0.86±.06	
	10.5-15.0					1.08±.08	
	0.4- 0.8	0.71±.05		0.68±.05		1.04±.07	
	0.8- 1.4	1.14±.08		0.92±.06		1.08±.08	
U	1.4- 2.5	1.06±.07		0.99±.07		1.05±.07	
+	2.5- 4.0	0.95±.07		1.00±.07		1.07±.07	
Cf	4.0- 6.5	0.92±.06		0.95±.07		1.09±.08	
	6.5-10.5	0.71±.05		0.73±.05		1.23±.09	
	10.5-14.0	0.24±.02		0.23±.02		0.68±.05	

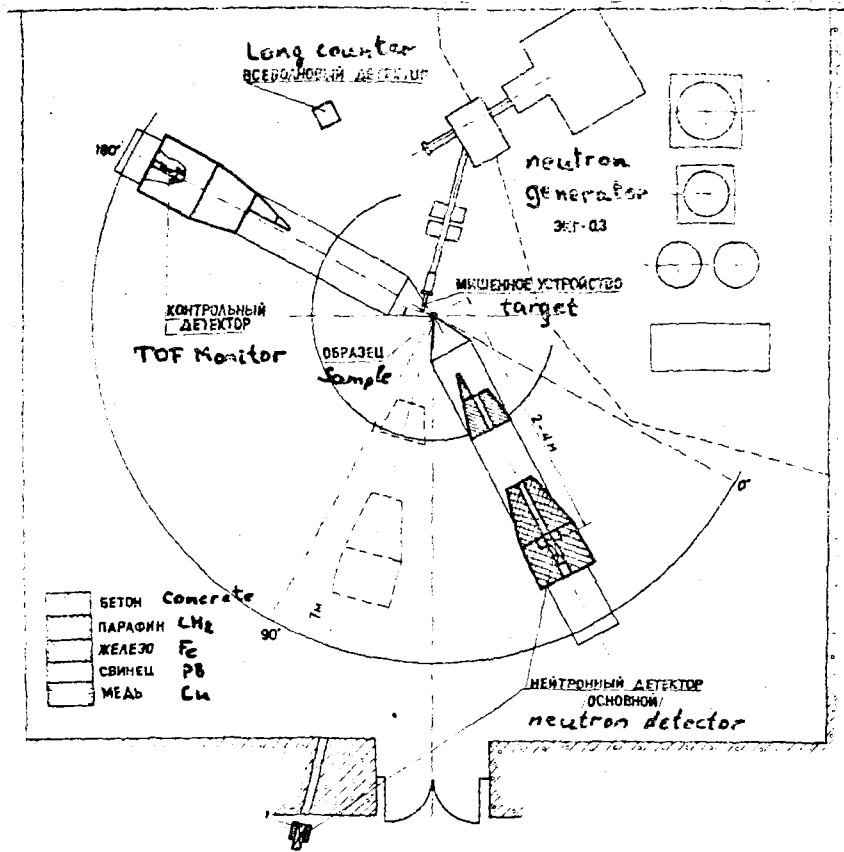


Fig.1. Lay-out of experiment for measuring the neutron emission spectra at short (2-4 m) and long (7 m) flight path

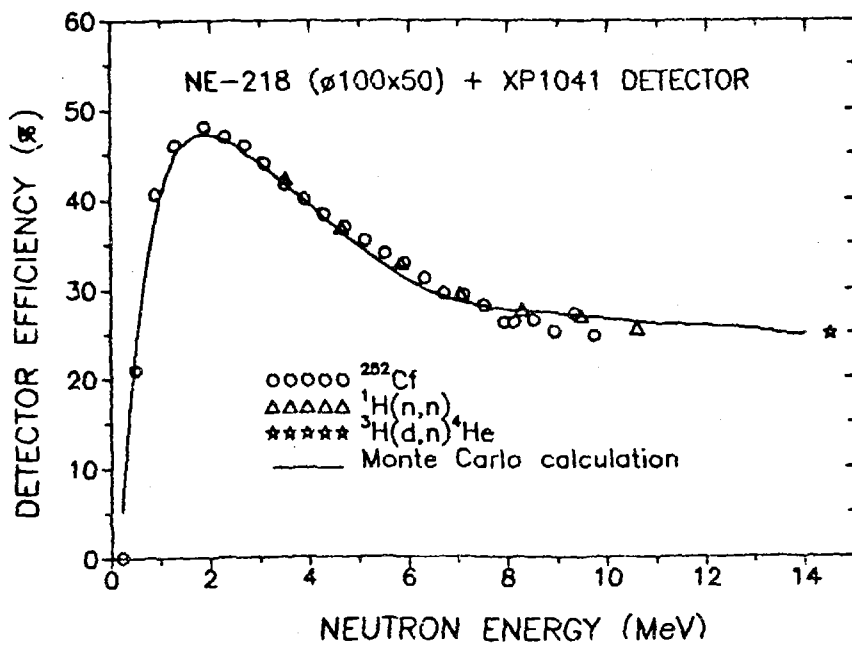


Fig.2. Efficiency of the neutron detector

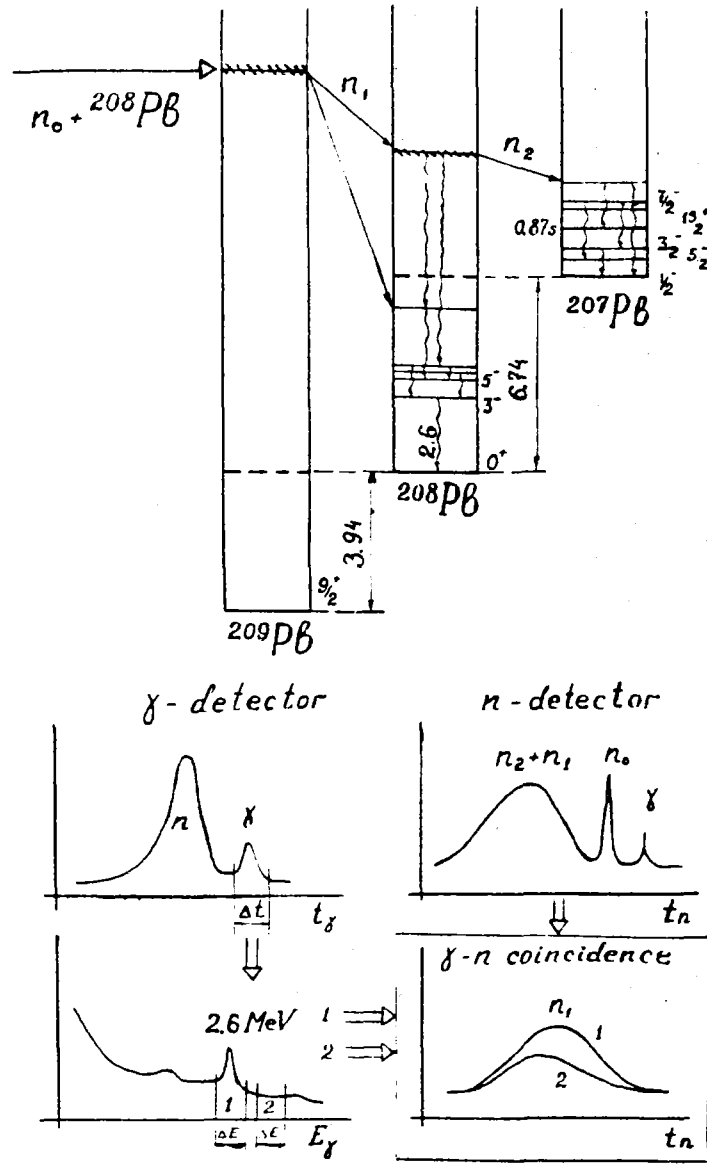


Fig.3. The idea of $^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)$ experiment

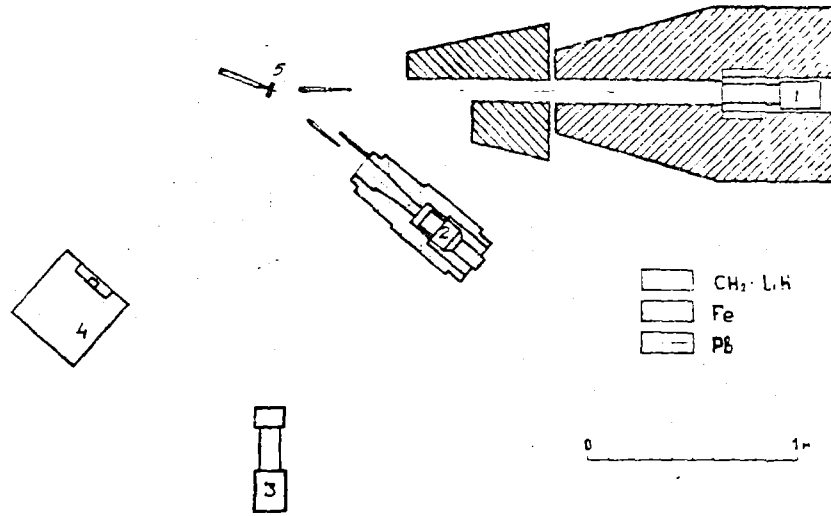


Fig.4. Lay-out of experiment for measuring the neutron spectra from $(n, n'\gamma)$ reaction. 1 - neutron detector, 2 - gamma detector, 3 - TOF monitor, 4 - Long Counter, 5 - sample

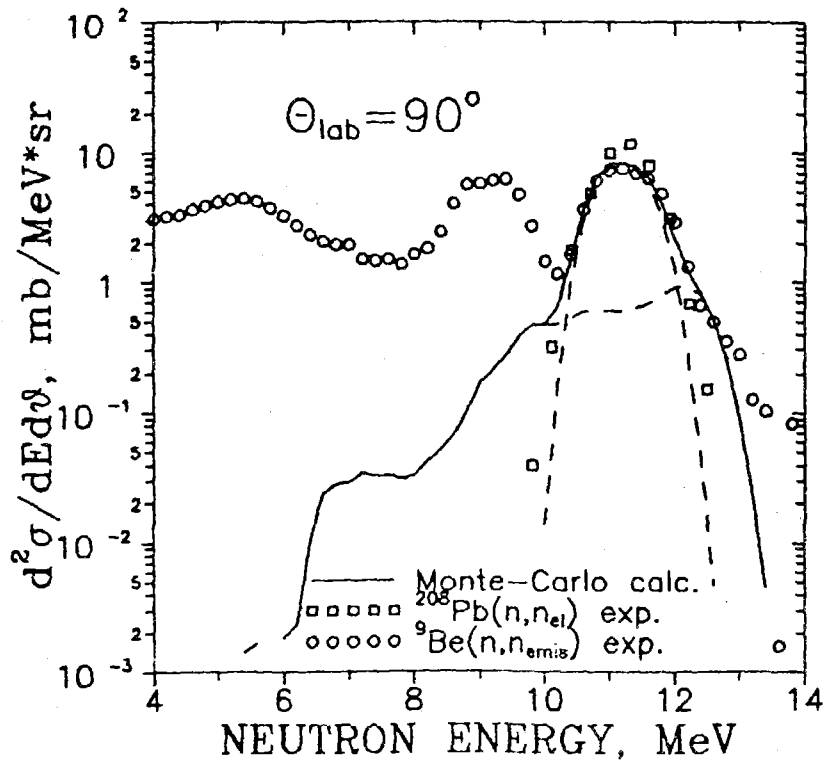


Fig.5. Elastic peak separation procedure for Be at 90°

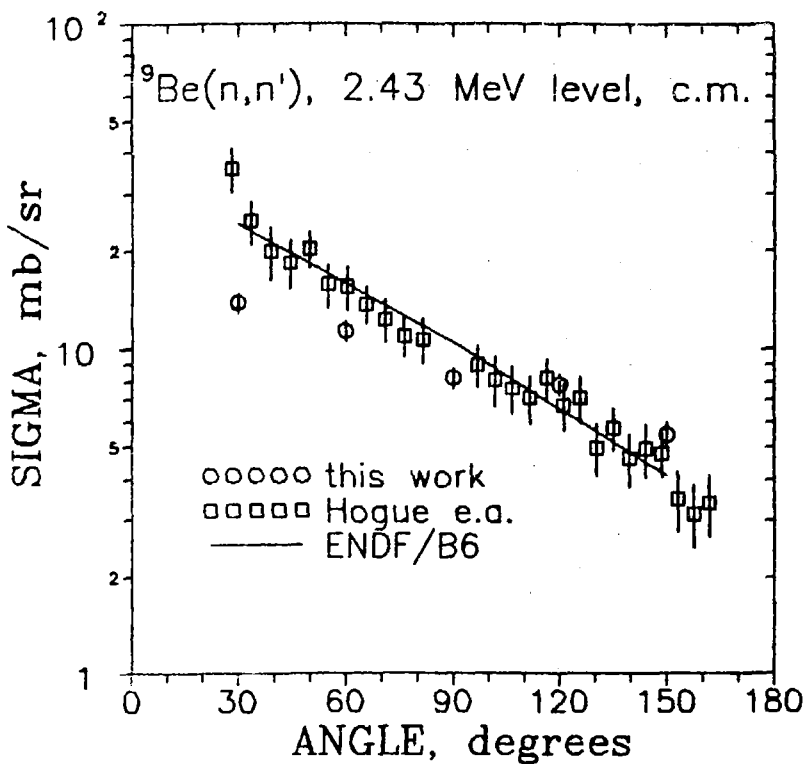


Fig.6. Cross-section of excitation 2.43 MeV level in Be(n,n') reaction

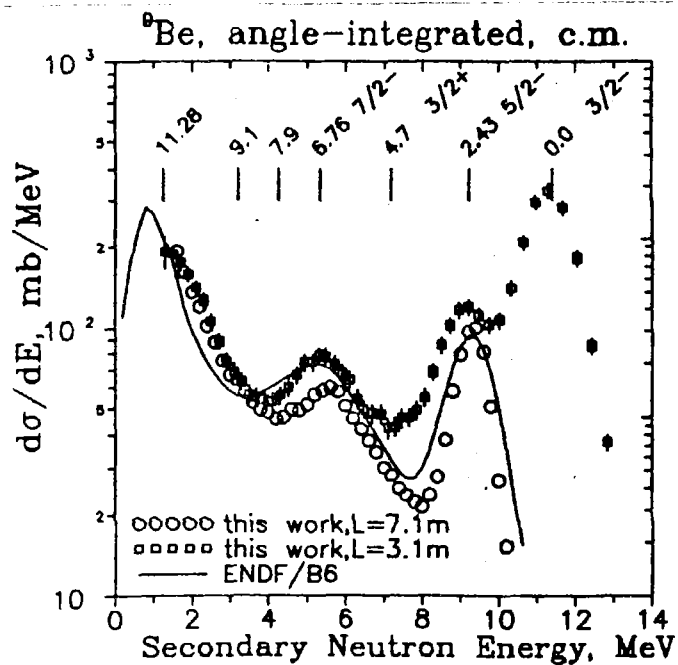


Fig.7. Angle-integrated neutron emission cross-section for Be. The arrows indicate the levels of residual ${}^9\text{Be}^*$ nucleus

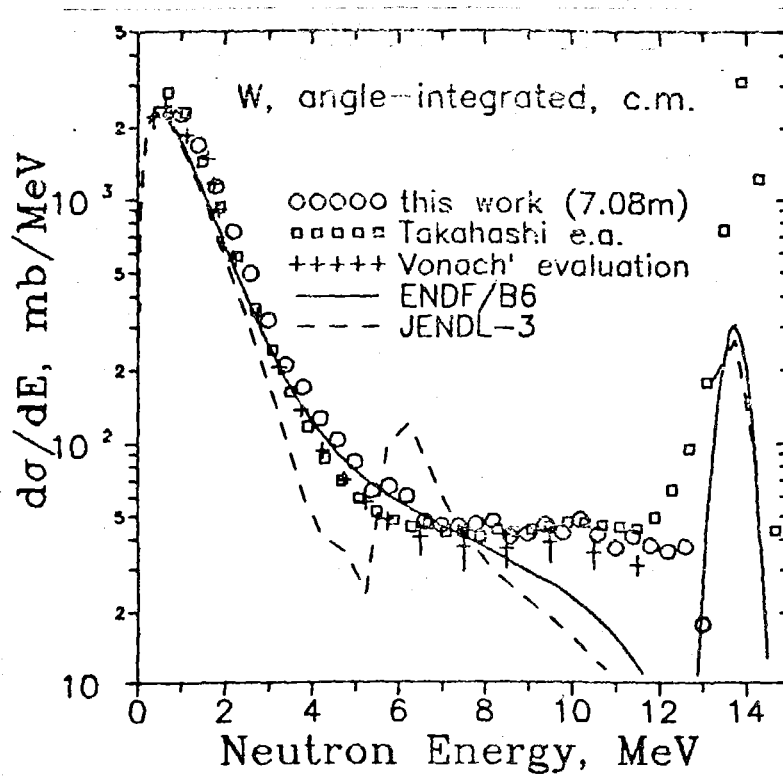
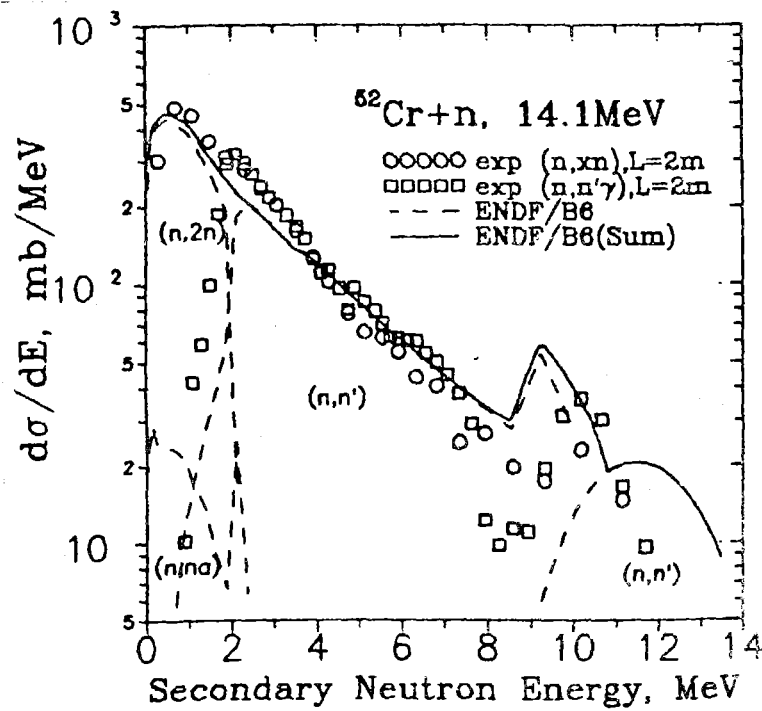


Fig.8. Angle-integrated neutron emission cross-section for W

Fig.9. Angle-integrated cross-section for $^{52}\text{Cr}(n,xn)$ and $^{52}\text{Cr}(n,n')\gamma$ reactions

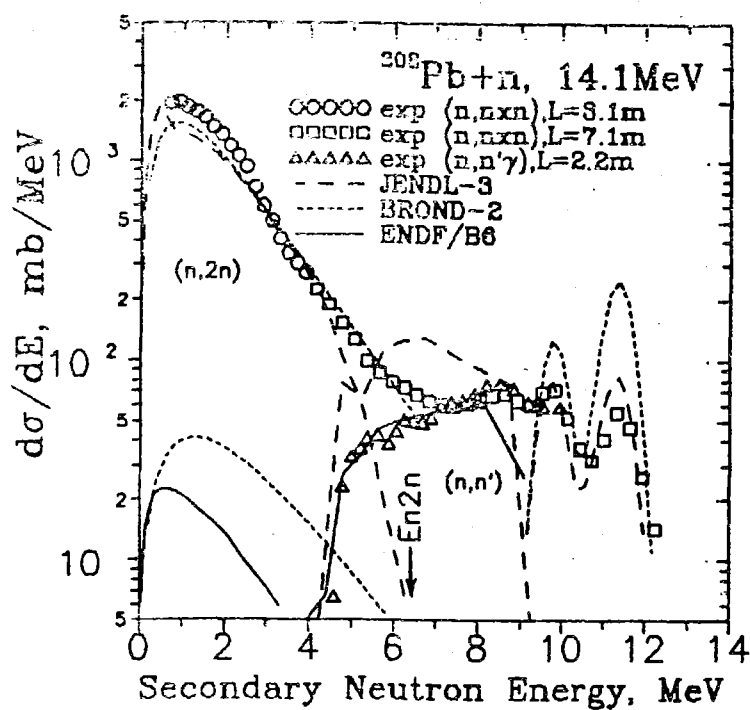


Fig. 10. Angle-integrated cross-section for $^{208}\text{Pb}(n,xn)$ and $^{208}\text{Pb}(n,n'\gamma)$ reactions

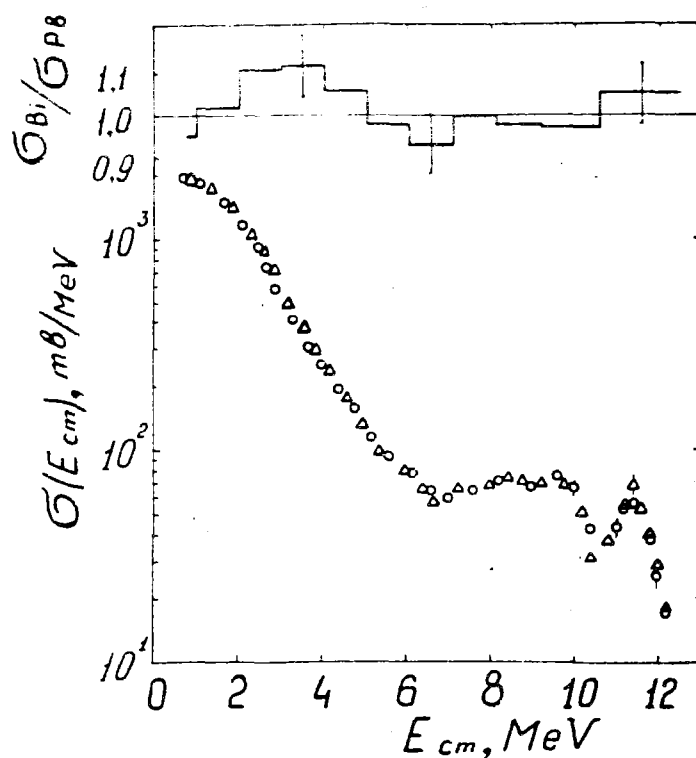


Fig. 11. Angle-integrated neutron emission spectra from $^{208}\text{-Pb}$ (o) and $^{209}\text{-Bi}$ (Δ). In the insert their ratio is shown

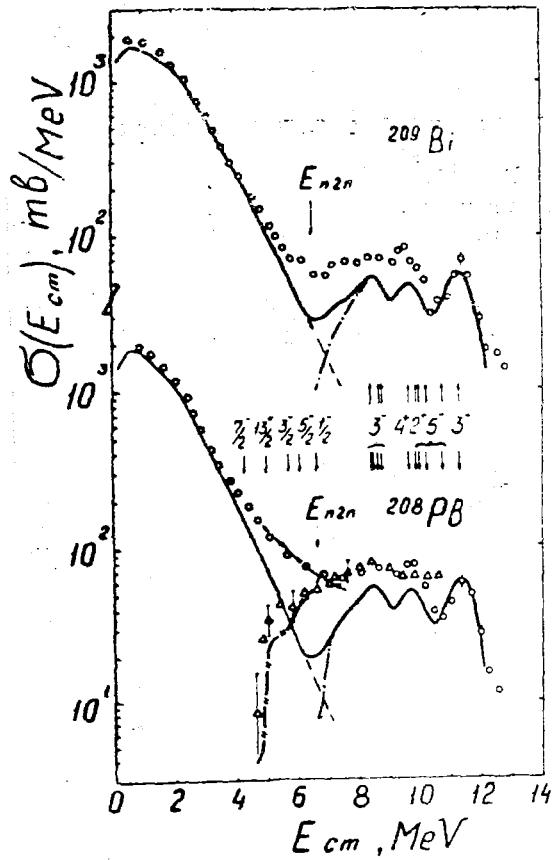


Fig. 12. Comparison of experimental (points) and calculated data: compound component, - - - - direct component, _____ its sum - · - · - (n,n') spectrum

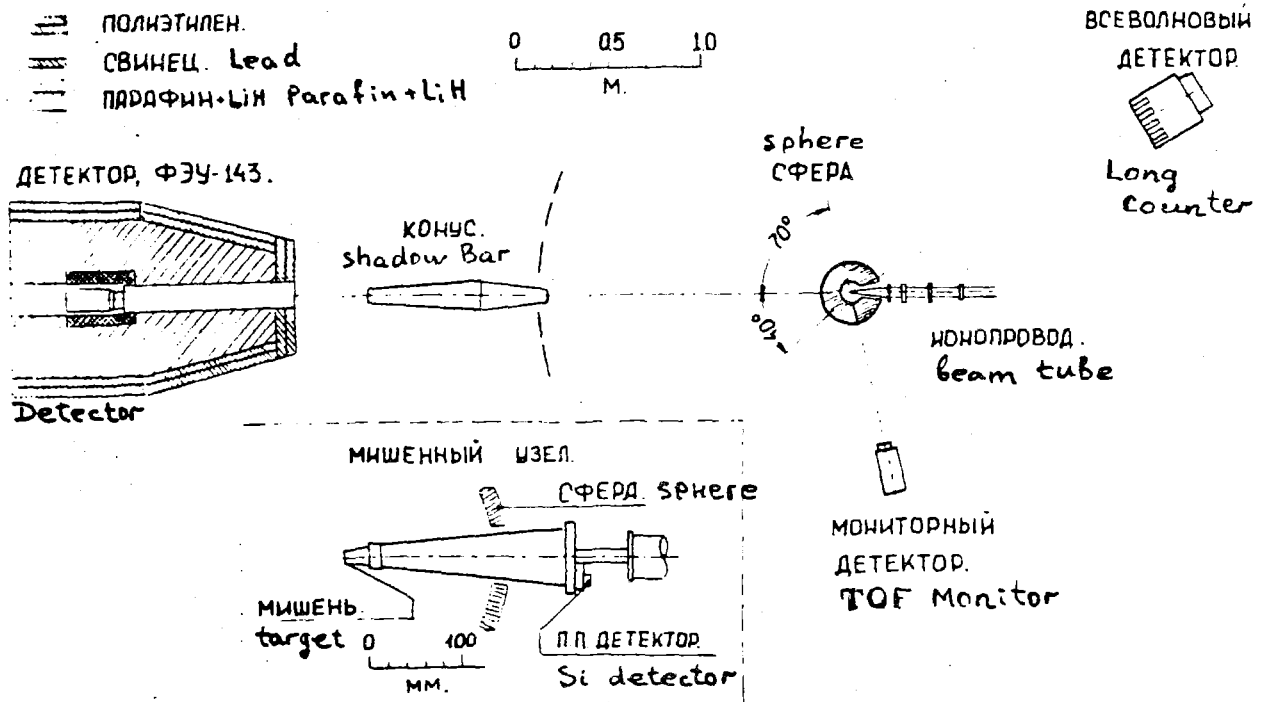


Fig. 13. Benchmark experiment arrangement with T(d,n) source

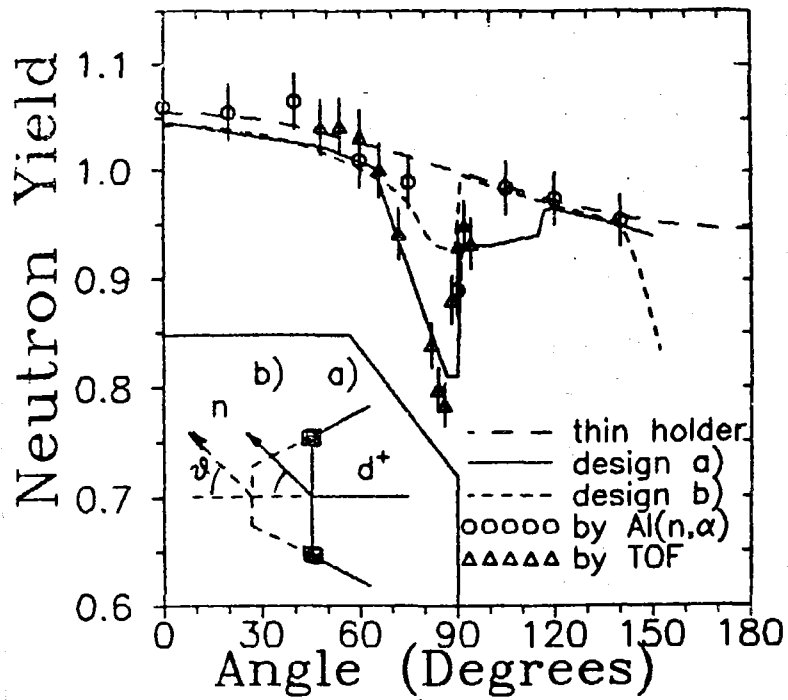


Fig.14. Angular distribution of 14 MeV neutrons from target assembly, its sketch is shown in the insert

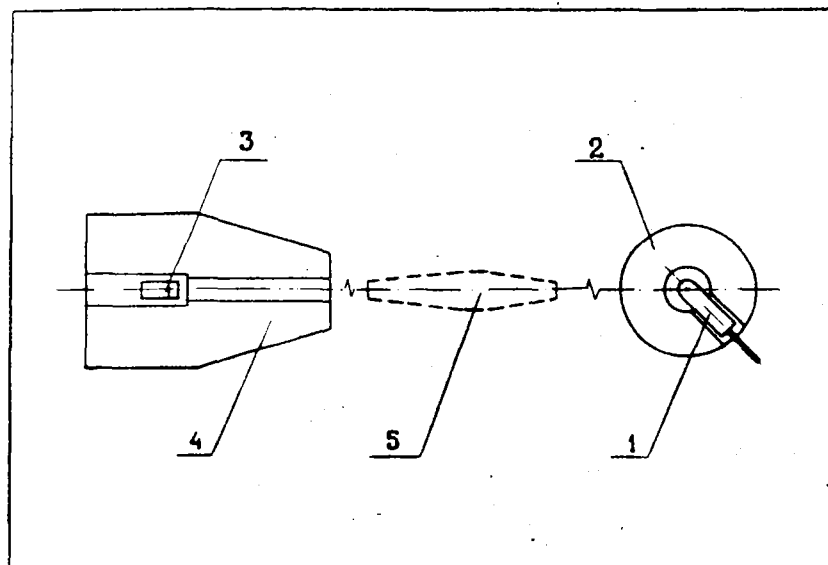


Fig.15. Benchmark experiment arrangement with ^{252}Cf source. 1 - Cf chamber, 2 - shell, 3 - neutron detector, 4 - detector shield, 5 - shadow bar

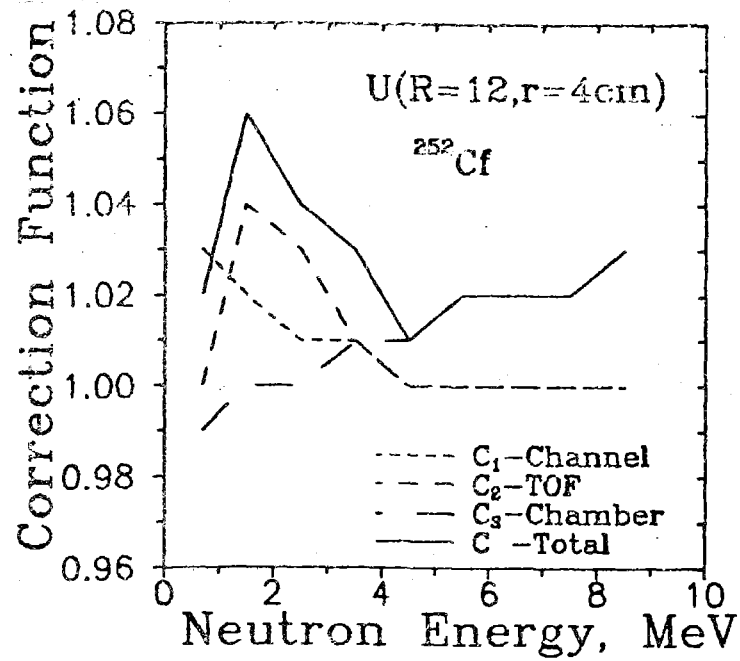
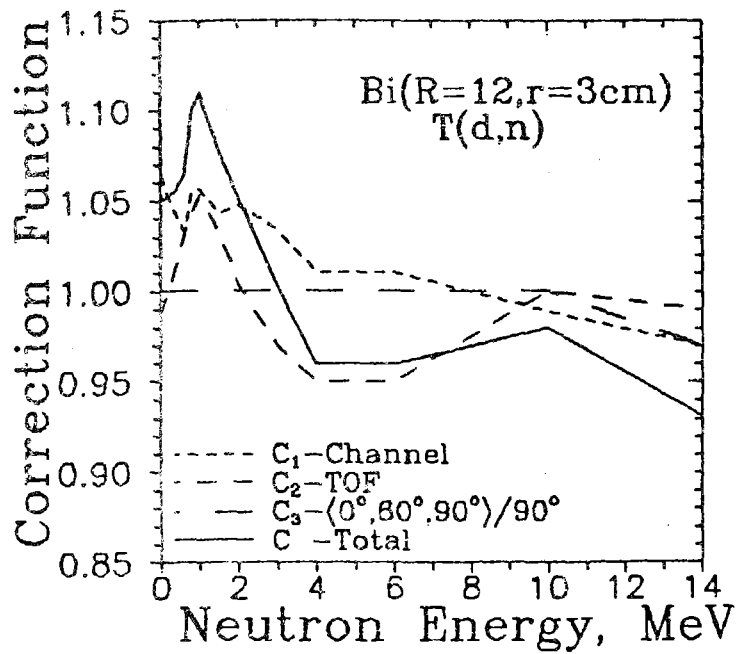
Fig.16. Correction function for U sphere and ²⁵²Cf source

Fig.17. Correction function for Bi sphere and T(d,n) source

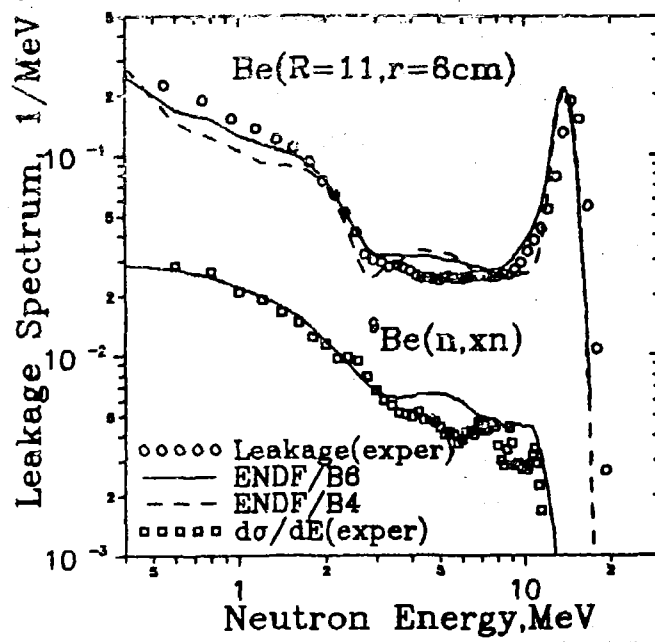


Fig.18. Leakage neutron spectra from Be sphere with 14 MeV source

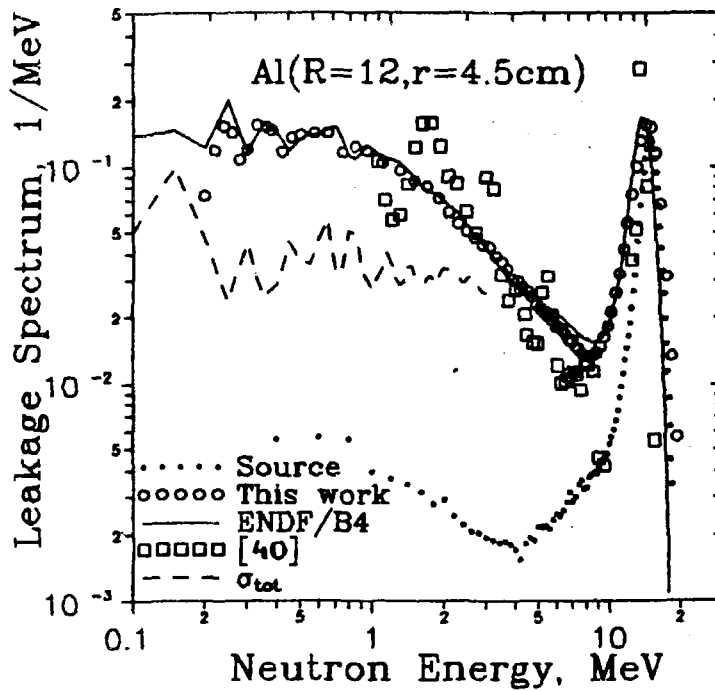


Fig.19. Leakage neutron spectra from Al sphere with 14 MeV source

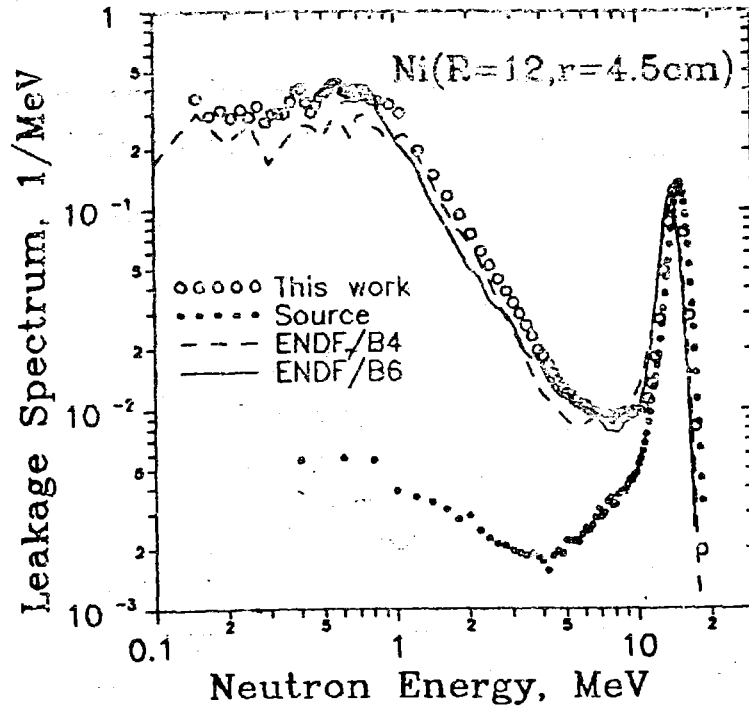


Fig. 20. Leakage neutron spectra from Ni sphere with 14 MeV source

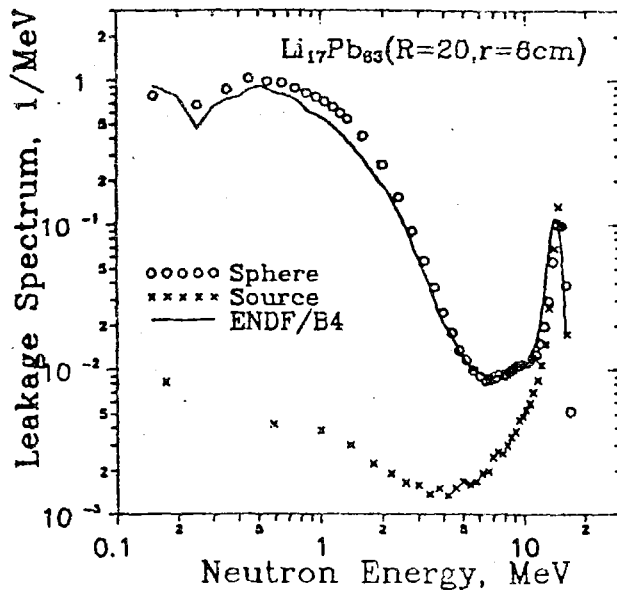


Fig. 21. Leakage neutron spectra from LiPb sphere with 14 MeV source

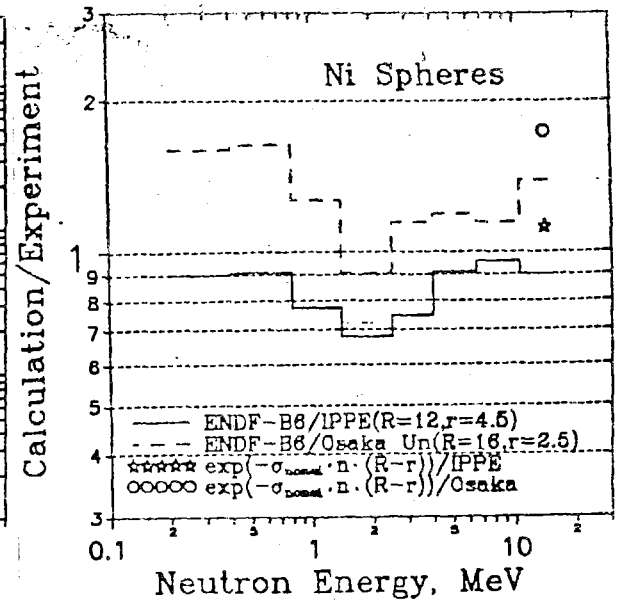


Fig. 22. Ratio of calculated (ENDF/B6) to experimental data present work and [6] for Ni spheres

УДК 539.17

ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТА ИЗОТОПНОГО СОСТАВА
И НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Ю.А. Коровин, А.Ю. Конобеев, П.Э. Переславцев
Институт атомной энергетики, Обнинск

THE CODE FOR CALCULATION OF ISOTOPE CONCENTRATION AND INDUCED ACTIVITY OF IRRADIATED MATERIALS. A new activation and transmutation code SNT has been described. The code is intended for isotope concentration and activity calculation for materials irradiated by particles of arbitrary energies and fluxes.

В данной работе кратко описана разработанная авторами программа SNT (Simulation of Nuclear Transmutation), предназначенная для расчета изотопного состава и активности материалов, облучаемых частицами произвольного спектра.

Программа SNT может использоваться для изучения процесса трансмутации и активации материалов, находящихся под облучением в ускорителях, термоядерных установках, реакторах на тепловых и быстрых нейтронах. Одним из возможных приложений программы является расчет изотопного состава и активности долгоживущих радиоактивных отходов ядерного топлива, трансмутируемых в стабильные нуклиды под действием частиц промежуточных и высоких энергий.

Программа SNT рассчитывает концентрации нуклидов как в процессе облучения, так и при охлаждении облученного материала. Входными данными для программы служат спектр первичных частиц, сечения ядерных реакций, протекающих в рассматриваемом диапазоне энергий, и данные по радиоактивному распаду исследуемых ядер.

Определение концентрации исходных и образующихся в процессе облучения нуклидов осуществляется с помощью решения системы дифференциальных уравнений:

$$dN_i/dt = \sum_{k \neq i} (\lambda_{ik}^r + \lambda_{ik}^d) N_k(t) - (\lambda_i^r + \lambda_i^d) N_i(t), \quad (1)$$

где $N_i(t)$ - концентрация i -го нуклида в момент времени t , λ_{ik}^r и λ_{ik}^d - соответственно, скорость ядерной реакции и радиоактивного распада, в результате которого k -ый нуклид превращается в i -ый, λ_i^r - скорость трансмутации i -го нуклида в ядерных реакциях, λ_i^d - скорость радиоактивного распада такого нуклида.

Скорости ядерных реакций λ_{ik}^r и λ_i^r , входящие в (1), определяются следующим образом:

$$\lambda_{ik}^r = \sum_j \int \sigma_{ik}^{(j)}(E) \varphi^{(j)}(E) dE, \quad (2)$$

$$\lambda_i^r = \sum_j \int \sigma_{abs,i}^{(j)}(E) \varphi^{(j)}(E) dE, \quad (3)$$

где $\varphi^{(j)}(E)$ - спектр первичных частиц типа j , $\sigma_{ik}^{(j)}$ - сечение образования i -го нуклида при облучении k -го нуклида частицами типа j , $\sigma_{abs,i}^{(j)}$ - сечение равное разности полного сечения реакций и сечения неупругого рассеяния частиц рассматриваемого типа на ядрах i -го нуклида.

Проведение расчетов с помощью программы SNT включает: подготовку данных, необходимых для расчета концентраций нуклидов, вычисление изотопного состава материалов при облучении, расчет концентраций и активностей изотопов при охлаждении, печать полученных результатов.

Подготовка данных

Подготовка данных для вычисления концентраций нуклидов при облучении состоит в формировании матрицы, содержащей скорости ядерных реакций и радиоактивного распада λ^r и λ^d , входящих в систему уравнений (1). Создание такой матрицы включает:

- отбор и нумерацию нуклидов, для которых проводится расчет концентраций,
- считывание с магнитного диска нормированных на единицу спектров первичных частиц,
- считывание из файлов на магнитном диске или расчет сечений ядерных реакций $\sigma_{jk}^{(i)}$,
- запись на магнитный диск матрицы, содержащей скорости ядерных реакций для обработанных спектров,
- перенормировку скоростей ядерных реакций в соответствии с величиной плотности потока падающих частиц,
- добавление в формируемую матрицу данных по радиоактивному распаду.

Отбор нуклидов, для которых в программе прослеживается изменение концентраций, осуществляется по атомному номеру (Z), массовому числу (A) и величине периода полураспада ($T_{1/2}^{\min}$). Если величина минимального периода полураспада ($T_{1/2}^{\min}$) выбирается равной нулю, расчет концентраций проводится для всех нуклидов из заданного интервала Z и A .

Сечения ядерных реакций, необходимые для определения λ_{jk}^r , считываются из файлов на магнитном диске или вычисляются с помощью приближенных формул [1]. При этом данные по сечениям могут быть прочитаны из файлов:

- нейтронных библиотек, представленных в формате ENDF/B,
- библиотеки MENDL [2], содержащей сечения нейтронных и протонных реакций для всех стабильных и нестабильных ядер от Al до Bi с периодом полураспада $T_{1/2} \geq 1$ сут. при энергиях от 1 до 100 МэВ,
- библиотеки WIND [3], включающей данные по сечениям нейтронных и протонных реакций для долгоживущих радионуклидов при энергии от 1 МэВ до 10 ГэВ.

Для ядер с периодом полураспада $T_{1/2} < 1$ сут. отсутствующие в современных библиотеках данные по сечениям выбираются на основе имеющейся информации о сечениях ядерных реакций на ядрах, близких по атомному номеру и массовому числу. При энергиях ≥ 100 МэВ отсутствующие в файлах сечения могут быть рассчитаны с помощью приближенных формул [1]. Если заданный период полураспада $T_{1/2}^{\min} \neq 0$, то формирование матрицы λ_{jk}^r осуществляется на основе кумулятивных сечений, т.е. сумм сечений образования нуклидов с периодом полураспада $T_{1/2} < T_{1/2}^{\min}$ и нуклидов, включаемых в расчет концентраций. При этом учитывается разветвленный характер цепочек радиоактивного распада.

Для того, чтобы упростить процедуру подготовки данных при выполнении расчетов с различной плотностью потока и одинаковой формой спектра первичных частиц, матрица скоростей ядерных реакций, полученная для нормированного на единицу спектра, записывается на диск. Такая запись и считывание матрицы λ_{jk}^r используется и при последовательном считывании информации о сечениях из разных файлов при каждом запуске программы. При этом может изменяться формат данных библиотеки сечений, спектр и тип первичных частиц.

Расчет концентрации нуклидов в процессе облучения

Решение системы дифференциальных уравнений (1), описывающей изменение концентраций нуклидов под облучением, находится с помощью пошагового вычисления N_i :

$$N_i(t + \Delta t) = \sum_k \exp(\Lambda_{ik}) N_k(t), \quad (4)$$

где Δt - шаг по времени, $\exp(\Lambda_{ik})$ матричная экспонента:

$$\exp(\hat{\Lambda}) = \hat{I} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(\Delta t)^l}{l!} (\hat{\Lambda})^l. \quad (5)$$

здесь \hat{I} - единичная матрица, а матрица $\hat{\Lambda}$ определяется следующим образом:

$$\Lambda = \begin{cases} \lambda_{ik}^r + \lambda_{ik}^d, & \text{если } i \neq k \\ -\lambda_{ik}^r - \lambda_i^d, & \text{если } i = k. \end{cases} \quad (6)$$

Поскольку элементы матрицы $\exp(\Lambda)$ не зависят от концентрации нуклидов, их вычисление в программе предшествует расчету $N_i(t)$. Число n членов разложения ряда (5) и шаг по времени Δt выбираются такими, чтобы обеспечить минимальное время использования ЭВМ и заданную точность вычисления концентраций в течение всего времени облучения.

Расчет нуклидного состава и активности материала при охлаждении

После окончания облучения изменение концентрации прослеживается для всех нуклидов, входящих в цепочки радиоактивного распада, независимо от величины $T_{1/2}^{\text{min}}$. Для сокращения времени расчетов на ЭВМ численно интегрирование уравнений (1) не проводится. Вычисление концентраций и активностей осуществляется отдельно для цепочек радиоактивного распада, начинающихся с нестабильных ядер, образующихся в процессе облучения, и оканчивающихся стабильными нуклидами. При этом расчет концентраций для разветвленных цепочек выполняется с помощью рекуррентных соотношений, полученных на основе аналитического решения системы уравнений типа (1) с треугольной матрицей коэффициентов. Концентрации и активности нуклидов, встречающихся в различных цепочках, суммируются при каждом заданном времени охлаждения материала.

Печать результатов расчета

Печать и запись на магнитный диск результатов вычисления концентраций и активностей нуклидов осуществляется в различном формате, в том числе необходимом для графического представления полученных данных средствами персонального компьютера.

Листинг программы содержит информацию о концентрации образующихся и первоначальных нуклидов в процентах и в граммах, приходящихся на 1 кг исходного материала. Активность нуклидов приводится в единицах Кюри/кг исходного вещества.

На рис.1 приведен фрагмент листинга с результатами вычисления концентрации и активности нуклидов, образующихся при облучении ^{90}Sr протонами с энергией 600 МэВ и плотностью потока $10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Время облучения составляет 14 дней. Рассчитанная активность продуктов ядерных реакций, протекающих при указанном облучении ядер ^{90}Sr , в зависимости от времени показана на рис.2. На том же рисунке приведены результаты расчета, выполненного в работе [4]. Сечения ядерных реакций, использованные при вычислении концентраций нуклидов по программе SNT, получены с помощью программы DISCA2 [3].

НАЧАЛЬНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ					
38 90		100.00 Z			
АТОМНАЯ МАССА СМЕСИ		90.000			
РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОВЕДЕН ДЛЯ 188 НУКЛИДОВ					
Z :		26 - 40,		A : 56 - 91, T _{1/2} (MIN)= 0.05 Ч	
ВРЕМЯ ОБЛУЧЕНИЯ		14.000 ДНЕЙ			
=====					
ВРЕМЯ ОХЛАЖДЕНИЯ		.0 ДНЕЙ			
=====					
ЭЛЕМЕНТ	T _{1/2} (СУТ)	КОНЦЕНТРАЦИЯ(Z)	КОНЦЕНТРАЦИЯ(G/G)	АКТИВНОСТЬ(КЕРИ/КГ)	
=====					
40- ZR		7.244D-02	7.243D-01	1.164D+03	
=====					
40 90	СТАБ	7.220D-02	7.220D-01		
40 89	3.292D+00	6.630D-05	6.556D-04	2.922D+02	
40 89M	2.903D-03	4.710D-08	4.658D-07	2.354D+02	
40 88	8.500D+01	1.560D-04	1.525D-03	2.663D+01	
40 87	7.208D-02	1.600D-06	1.547D-05	3.220D+02	
40 86	6.875D-01	1.220D-05	1.166D-04	2.575D+02	
40 85	5.833D-03	1.220D-08	1.152D-07	3.034D+01	
40 82	6.944D-03	2.020D-10	1.840D-09	4.220D-01	
=====					
39- Y		1.661D-01	1.641D+00	2.197D+05	
=====					
39 90	2.667D+00	2.640D-02	2.640D-01	1.436D+05	
39 90M	1.329D-01	1.130D-04	1.130D-03	1.233D+04	
39 89	СТАБ	1.070D-01	1.058D+00		
39 88	1.070D+02	2.460D-02	2.405D-01	3.335D+03	
39 87	3.333D+00	7.040D-03	6.805D-02	3.064D+04	
39 87M	5.417D-01	6.250D-04	6.042D-03	1.674D+04	
39 86	6.083D-01	2.230D-04	2.131D-03	5.318D+03	
39 86M	3.333D-02	5.890D-06	5.628D-05	2.564D+03	
39 85	1.117D-01	1.790D-05	1.691D-04	2.326D+03	
39 85M	2.025D-01	3.240D-05	3.060D-04	2.321D+03	
39 84	2.986D-02	2.720D-07	2.539D-06	1.322D+02	
39 83	4.931D-03	1.060D-07	9.776D-07	3.119D+02	
39 82	8.542D-03	2.620D-08	2.387D-07	4.450D+01	
=====					
38- SR		9.047D+01	9.040D+02	9.630D+05	
=====					
38 90	1.040D+04	8.820D+01	8.820D+02	1.230D+05	
38 89	5.050D+01	5.690D-01	5.627D+00	1.635D+05	

Рис. 1. Фрагмент листинга программы SNT с результатами расчета концентрации и активности нуклидов, образующихся при облучении ⁹⁰Sr протонами с энергией 600 МэВ и плотностью потока 10¹⁷ см⁻²·с⁻¹

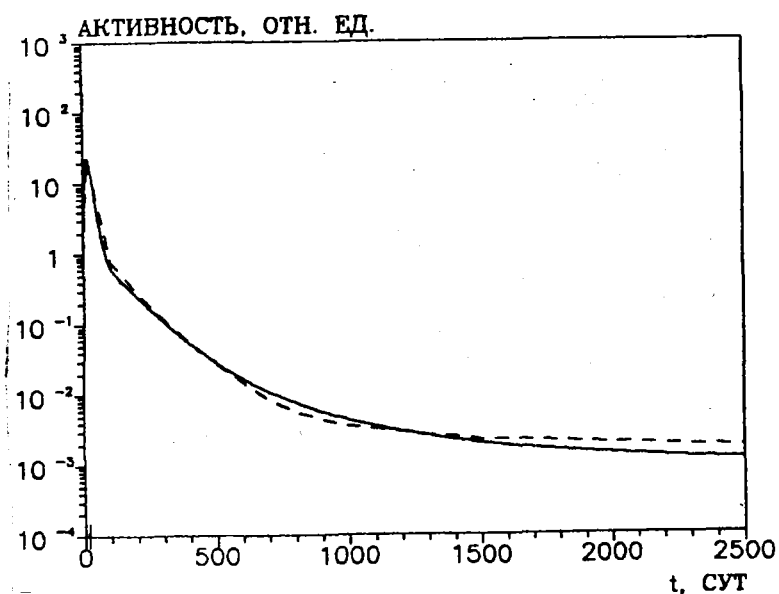


Рис.2. Зависимость от времени активности продуктов ядерных реакций, образующихся при облучении ядер ^{90}Sr протонами с энергией 600 МэВ, в единицах первоначальной активности ^{90}Sr ($+^{90}\text{Y}$).
 — расчет с помощью программы SNT, --- результаты работы [4]. Момент окончания облучения помечен штрихом на оси времени.

Список литературы

1. Silberberg R., Tsao C.H. Partial Cross-Sections in High-Energy Nuclear Reactions, and Astrophysical Applications // Astrophysical Journal Supplement Series, 1973, No 220 (I), 25, p.315-333; Series No 220(II), 25, p. 335-368.
2. Конобеев А.Ю., Коровин Ю.А., Лунев В.П., Мастеров В.С., Шубин Ю.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 1992. - Вып.3. -С.55.
3. Коровин Ю.А., Артисюк В.В., Конобеев А.Ю. // Атомная энергия. - 1992.
4. De Felice P., Occone R., Rindi A. et. al. // Nucl. Instr. Meth., 1983, v.212, p.359-365; Сивинцев Ю.В. // Атомная техника за рубежом. 1989: N3:С.16.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС
работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА

Element		Quantity	Laboratory	Worktype	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
MA	NY	GN	FEI	EVAL	TRUP	2.0+7	3	BLOKHIN+EVL DATA LIBRARY BOFOD-90
MA	NY	GF	FEI	EVAL	TRUP	2.0+7	3	BLOKHIN+EVL DATA LIBRARY BOFOD-90
MA	NY	EVL	FEI	THEO	1.0+6	1.0+8	55	KONOBEEV+ALICE/ASH CODE, N-, P-SIG LIB
CO	059	DIN	FEI	EXPT	5.0+6	8.5+6	74	SIMAKOV+TOF, N-SPECT, TBL
CO	059	SIN	FEI	EXPT	5.0+6	8.5+6	74	SIMAKOV+TOF, 4 PTS, TBL
Y	089	DIN	FEI	EXPT	5.0+6	8.5+6	74	SIMAKOV+TOF, N-SPECT, TBL
Y	089	SIN	FEI	EXPT	4.9+6	7.9+6	74	SIMAKOV+TOF, 4PTS, TBL
NB	093	DIN	FEI	EXPT	5.0+6	8.5+6	74	SIMAKOV+TOF, N-SPECT, TBL
NB	093	SIN	FEI	EXPT	5.2+6	8.0+6	74	SIMAKOV+TOF, 4 PTS, TBL
MO	000	DIN	FEI	EXPT	5.0+6	8.5+6	74	SIMAKOV+TOF, N-SPECT, TBL
MO	000	SIN	FEI	EXPT	4.9+6	8.0+6	74	SIMAKOV+TOF, 4 PTS, TBL
IN	113	DIN	FEI	EXPT	5.3+6	8.0+6	74	SIMAKOV+TOF, N-SPECT, TBL
IN	113	SIN	FEI	EXPT	5.3+6	8.5+6	74	SIMAKOV+TOF, 4 PTS, TBL
IN	115	DIN	FEI	EXPT	5.2+6	8.5+6	74	SIMAKOV+TOF, N-SPECT, TBL
IN	115	SIN	FEI	EXPT	5.3+6	8.5+6	74	SIMAKOV+TOF, 4 PTS, TBL
TA	181	DIN	FEI	EXPT	5.2+6	7.9+6	74	SIMAKOV+TOF, N-SPECT, TBL
TA	181	SIN	FEI	EXPT	5.2+6	7.9+6	74	SIMAKOV+TOF, 4 PTS, TBL
BI	209	DIN	FEI	EXPT	5.0+6	8.1+6	74	SIMAKOV+TOF, N-SPECT, TBL
BI	209	SIN	FEI	EXPT	5.0+6	8.1+6	74	SIMAKOV+TOF, 4 PTS, TBL
U	238	GF	FEI	EVAL	5.0+6	1.0+7	59	SOLDATOV+EVAL/SIG, TBL, FIG GVN
U	233	GF	FEI	EXPT	5.0+6	1.1+7	59	SOLDATOV+MCTRN, REL.MEAS YLD, TBL, FIG
U	235	GF	FEI	EXPT	5.0+6	1.1+7	59	SOLDATOV+MCTRN, REL.MEAS YLD, TBL, FIG
NP	237	GF	FEI	EXPT	5.0+6	1.1+7	59	SOLDATOV+MCTRN, REL.MEAS YLD, TBL, FIG
PU	239	GF	FEI	EXPT	5.0+6	1.1+7	59	SOLDATOV+MCTRN, REL.MEAS YLD, TBL, FIG
PU	241	GF	FEI	EXPT	5.0+6	1.1+7	59	SOLDATOV+MCTRN, REL.MEAS YLD, TBL, FIG
AM	241	GF	FEI	EXPT	5.0+6	1.1+7	59	SOLDATOV+MCTRN, REL.MEAS YLD, TBL, FIG

УДК 681.2.016.:539.17

ФОРМИРОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ БИБЛИОТЕКИ ОЦЕНЕННЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ БОФОД/А.И.Блохин, Н.Н.Будеева, С.М.Насырова, О.А.Пахомова, С.В.Забродская, А.М.Цибуля - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1992, вып.3-4, с. 3.

Описана работа по созданию библиотеки оцененных данных фотоядерных данных для 27 наиболее важных элементов, необходимых для обеспечения нейтронно-физических расчетов реакторов на уран-ториевом цикле. Подготовлена система групповых констант для фотонейтронных процессов, показана их роль при анализе накопления урана-232. (рис.51, табл.21, список лит. - 11 назв.).

УДК. 539.17

БИБЛИОТЕКА СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССА ТРАНСМУТАЦИИ И АКТИВАЦИИ МАТЕРИАЛОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ НЕЙТРОНАМИ И ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 100 МэВ /А.Ю.Конобеев, Ю.А.Коровин, В.П.Лунев, В.С.Мастеров, Ю.Н.Шубин - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1992, вып.3-4, с. 55.

В работе приводится краткое описание первой версии библиотеки MENDL, содержащей вычисленные авторами нейтронные и протонные сечения при энергии от 1 до 100 МэВ для более чем 500 ядер. Разработанная библиотека сечений предназначена: для изучения изотопного состава и активности конструкционных материалов ускорителей, термоядерных, мезокаталитических и электроядерных радиоактивных отходов ядерной энергетики под действием быстрых частиц и разработке методов получения изотопов, применяемых в промышленности и медицине.

В библиотеку MENDL включены данные о нейтронных сечениях для всех стабильных и нестабильных ядер с периодом полураспада $T_{1/2} \leq 1$ сут. и атомным номером от 13 до 83. В настоящее время данные по сечениям протонных реакций содержатся в MENDL для основных продуктов деления ядерного топлива.

Нейтронные и протонные сечения, включенные в библиотеку MENDL получены путем проведения теоретических расчетов на основе предравновесной гибридной акситонной модели, зависящей от геометрии и испарительной модели Вайскопфа-Ивинга.

Численные расчеты проводились с помощью программы ALICE/ASH, которая является модификацией известной программы ALICE87 (рис.4, список лит. - 16 назв.).

УДК. 539.173

РЕЗУЛЬТАТЫ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ВЫХОДА И СЕЧЕНИЙ ФОТОДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ^{233}U , ^{235}U , ^{237}Np , $^{239,241}\text{Pu}$ и ^{241}Am В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-11 МэВ/А.С.Солдатов, Г.Н.Смиренкин - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1992, вып.3-4, с. 59.

Сообщаются результаты относительных измерений выхода фотоделения для группы нечетных ядер от ^{233}U до ^{241}Am (относительно выхода фотоделения ядра ^{238}U в области граничных энергий спектра тормозного излучения $E_{\text{max}} = 7-11$ МэВ. Приводятся восстановленные из них значения сечений фотоделения для совокупности (шести) исследованных ядер и результаты оценки сечения фотоделения ядра ^{238}U , служившего стандартом (рис.4, табл.3, список лит. - 19 назв.).

УДК 539.170

МЕТОДИКА АНАЛИТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА СРЕДНЕГРУППОВЫХ ФУНКЦИОНАЛОВ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/А.А.Лукьянов, А.Г.Высоцкий, В.Ф.Украинцев - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1992, вып.3-4, с. 71.

Предложена новая методика аналитического вычисления среднегрупповых экспериментально измеряемых функционалов нейтронных сечений (функции пропускания) в области неразрешенных резонансов в случае одного нейтронного и множества радиационных каналов. Методика позволяет корректно вычислять указание функционалы для четно-четных тяжелых ядер типа ^{238}U , ^{240}Pu и др. (список лит. - 3 назв.).

УДК 539.172

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-8,5 МэВ НА ЯДРАХ ^{59}Co , ^{89}Y , ^{93}Nb , Mo , ^{113}In , ^{115}In , ^{181}Ta , ^{209}Bi . /С.П.Симаков, Г.Н.Ловчикова, В.П.Лунев, В.Г.Проняев, Н.Н.Титаренко, А.М.Труфанов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1992 г., вып.3-4, с. 74.

Дан обзор измерений и теоретического анализа дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов на ряде конструкционных элементов. Измерения были выполнены методом времени пролета на тандеме ЭГП-10М с газовой тритиевой мишенью в качестве источника моноэнергетических нейтронов. Из теоретического анализа полученных данных извлечены параметры плотности ядерных уровней и вклады компаундного и прямого механизмов реакции. Численные экспериментальные данные и параметры теоретических моделей приведены в виде таблиц (рис.14, табл.5, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.125.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ БАЗА И ИССЛЕДОВАНИЯ С 14 МэВ-НЕЙТРОНАМИ В ФЭИ /С.П.Симаков, А.А.Андросенко, П.А.Андросенко, Б.В.Девкин, М.Г.Кобозев, А.А.Лычагин, В.В.Синица, В.А.Талалаев, А.А.Борисов, В.А.Загрядский, Д.Ю.Чувиллин - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1992, вып. 3-4, с. 93.

Дан краткий обзор параметров нейтронного генератора Г-0,3 и спектрометра быстрых нейтронов по времени пролета, а также проведенных исследований в ФЭИ. Эти исследования включают измерения и анализ следующих величин: дважды дифференциальные сечения нейтронов эмиссии, сечения испускания нейтронов из реакции (n, n) и спектры нейтронов утечки из сферическихборок. Приводятся основные параметры экспериментов, процедуры обработки данных, обзор полученных экспериментальных результатов, их сравнение с данными других авторов, теоретическими расчетами, а также с оценками из библиотек БРОНД-2, ENDF/B6 и JENDL-3. (рис.22, табл.6, список лит. - 40 назв.).

УДК 539.17

ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТА ИЗОТОПНОГО СОСТАВА И НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ/Ю.А.Коровин, А.Ю.Конобеев, П.Э.Переславцев - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1992, вып.3, с.117.

В работе кратко описана разработанная авторами программа SNT, предназначенная для расчета изотопного состава и активности материалов, облучаемых частицами произвольного спектра.

Программа SNT может использоваться для изучения процесса трансмутации и активации материалов, находящихся под облучением в установках различного типа: ускорителях, термоядерных реакторах, реакторах на тепловых и быстрых нейтронах. Одним из возможных приложений программы является расчет изотопного состава и активности долгоживущих радиоактивных отходов ядерного топлива, трансмутируемых в стабильные нуклиды под действием частиц промежуточных и высоких энергий.

Приводится сравнение результатов расчета активности по программе SNT с данными других авторов (рис.2, список лит.- 4 назв.).

Технический редактор Н.А.Борзова
Сборник подготовили к печати Л.А.Голубенкова, Н.А.Борзова, В.М.Замаренова

Подписано в печать 10.03.93 г. Бумага писчая
Формат 60x84/_{1/8} Усл.п.л. 11 Уч.-изд.л. 12
Тираж 245 экз. Заказ N 163 Цена 31 р.

Отпечатано на ротапринтере
249020, г.Обнинск, Калужская область, ФЭИ.

Цена 31 р.

Индекс 3645

1963