

5/11/67
 $\Sigma 341.36 + c 343e$

K-211

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P7 - 3105



С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.А. Музычка,
Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник

ЭФФЕКТИВНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В СЕДЛОВОЙ ТОЧКЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

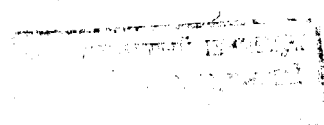
1967.

Р7 - 3105

С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.А. Музыка,
Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжевич, Б.И. Пустыльник

ЭФФЕКТИВНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В СЕДЛОВОЙ ТОЧКЕ

4779/1 чф



В в е д е н и е

В теории деления важным параметром является $(Z^2/A)_{кр}$, определяющий предел стабильности ядерной материи по отношению к делению. Однако в работах /1,2,3/, посвященных изучению деления, этот параметр берется различным: от $(Z^2/A)_{кр} = 45$ до $(Z^2/A)_{кр} = 50$. Поэтому представляет значительный интерес получить величину $(Z^2/A)_{кр}$ непосредственно из опыта. Это возможно при изучении угловой анизотропии осколков деления составных ядер с Z^2/A близкими к $(Z^2/A)_{кр}$. В статистической теории угловой анизотропии деления при достаточной энергии возбуждения анизотропия зависит от эффективного момента инерции, который характеризует форму ядра в седловой точке.

$$\frac{1}{J_{эфф}} = \frac{1}{J_{||}} - \frac{1}{J_{\perp}}$$

где $J_{||}$ — момент инерции ядра в седловой точке относительно оси симметрии делящегося ядра (совпадающей с направлением деления); J_{\perp} — момент инерции ядра в седловой точке относительно оси, перпендикулярной направлению деления.

При увеличении Z^2/A форма ядра в седловой точке приближается к сфере, а, следовательно, $\frac{1}{J_{эфф}} \rightarrow 0$. Если построить $\frac{1}{J_{эфф}}$ как функцию Z^2/A и экстраполировать к нулю, то можно определить значение $(Z^2/A)_{кр}$.

Постановка задачи

Выше было показано, что форма делящегося ядра в седловой точке определяется эффективным моментом инерции. Теперь кратко изложим метод, с помощью которого можно экспериментально получить значение эффективного момента инерции возбужденного ядра.

Известно, что при облучении тяжелых ядер ускоренными тяжелыми ионами с энергией до 10 мэв/нуклон, основным процессом является полное слияние взаимодействующих ядер с образованием составного ядра. Составные ядра, полученные в этих реакциях, имеют наряду с высокой энергией возбуждения также большой угловой момент.

Это обстоятельство приводит к заметной анизотропии в угловом распределении осколков деления, которая, как будет показано ниже, зависит также от температуры ядра и эффективного момента инерции в седловой точке. Таким образом, зная зависимость анизотропии от углового момента и температуры ядра, можно из углового распределения осколков рассчитать эффективный момент инерции. Теория углового распределения осколков была предложена Бором^{1/4/} и в дальнейшем развивалась Халперном и Струтинским^{1/5/}. Основные положения этой теории состоят в следующем.

Пренебрегая спином ядра мишени, можно записать:

$$W(\Theta) = \int dI \int dK F(KI) (\sin^2 \Theta - \frac{K^2}{I^2})^{-1/2},$$

где I - полный угловой момент составного ядра, K - проекция момента на ось симметрии ядра.

Функция $F(KI)$ дает распределение делящихся ядер по значениям K и I в седловой точке и предполагается равной произведению множителей $f(I)g(K)$. Если пренебречь спином налетающей частицы, то $I = \ell$ - ее угловому моменту и $f(I)$ пропорционально парциальным сечениям составного ядра с данным I , $g(K)$ берется в виде распределения Гаусса

$$g(K) \approx \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right)$$

Интегрируя (2) по K , можно получить следующее выражение для углового распределения осколков

$$\frac{W(\Theta)}{W(90)} = \frac{\sum_{\ell=0}^{\infty} \ell(2\ell+1) T_{\ell} \exp\left(-\frac{\ell^2 \sin^2 \Theta}{4K_0^2}\right) I_0\left(\frac{\ell^2 \sin^2 \Theta}{4K_0^2}\right)}{\sum_{\ell=0}^{\infty} \ell(2\ell+1) T_{\ell} \exp\left(-\frac{\ell^2}{4K_0^2}\right) I_0\left(\frac{\ell^2}{4K_0^2}\right)} \quad (1)$$

где ℓ - угловой момент составного ядра, T_{ℓ} - коэффициенты прилипания, характеризующие вероятность образования составного ядра с данным ℓ .

Величина K_0^2 - полуширина распределения проекции момента на ось деления имеет вид:

$$K_0^2 = \frac{1}{h^2} T J_{\text{эфф}}$$

где T - температура ядра, $J_{\text{эфф}}$ - эффективный момент инерции ядра в седловой точке. Определение эффективного момента инерции проводилось в ряде работ^{/6,7/}. Значения $J_{\text{эфф}}$ были получены из угловых распределений осколков деления при бомбардировке различных мишеней нейтронами, протонами, дейтонами и α -частицами. На рис. 1 приведены результаты, полученные в работах Хайзенги и др.^{/8/}, где изучалось деление под действием дейтонов и α -частиц. По оси ординат отложены значения $\frac{J_{\text{сф}}}{J_{\text{эфф}}}$, где $J_{\text{сф}}$ - твердотельный момент инерции сферического ядра, масса которого равна массе рассматриваемого составного ядра. Сплошной линией показаны результаты расчета $\frac{J_{\text{сф}}}{J_{\text{эфф}}}$ по капельной модели^{/8/}, в которой бралось $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 50,13$. Из рис. 1 видно значительное расхождение между экспериментальными и расчетными величинами $\frac{J_{\text{сф}}}{J_{\text{эфф}}}$. Экстраполяция экспериментальных данных дает значение $(Z^2/A)_{\text{кр}}$ между 43 и 47^x). Минимальное значение $(Z^2/A)_{\text{кр}}$ экспериментально было получено для ядра с $Z^2/A = 39$ при облучении Si^{282} α -частицами. Однако эта область Z^2/A еще далека от $(Z^2/A)_{\text{кр}}$, и с этой точки зрения определенный интерес представляет проведение аналогичных экспериментов с более тяжелыми частицами, где можно продвинуться в область значительно больших Z^2/A вплоть до $(Z^2/A)_{\text{кр}}$.

В работе^{/7/} измерялась угловая анизотропия осколков деления, образующихся при облучении Au^{197} и Bi^{209} ионами B^{11} , C^{12} , N^{14} и O^{16} при различных энергиях. Максимальное значение Z^2/A в этом случае равнялось 36,8. Результаты работы представлены на рис. 2. Оказалось, что при фиксированном Z^2/A величина $J_{\text{эфф}}$ для всех исследованных делящихся ядер систематически возрастает с увеличением энергии бомбардирующих частиц.

Авторы работы^{/7/} считают, что такое поведение может быть связано с

x) В работе Струтинского^{/3/} учитывалось влияние кривизны ядра на поверхностное натяжение, а также учитывалась размытость края ядра. Это приводит к значению $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 45-46$. Рассчитанная зависимость $J_{\text{эфф}}$ от Z^2/A хорошо согласуется с экспериментальными результатами^{/8/}.

вкладом прямых реакций при больших энергиях, а также с отличием рассчитанных коэффициентов прилипания от экспериментальных значений. Однако из работы /9/ следует, что вклад прямых реакций в деление не может объяснить существенное изменение $J_{эфф}$ при энергии палетающего иона меньше 8 мэв/нуклон. Остается также не ясным, связано ли такое поведение $J_{эфф}$ с методом вычисления T_ℓ , либо оно объясняется особенностью деления составных ядер, получающихся при облучении тяжелыми ионами, например, зависимостью формы ядра в седловой точке от его энергии возбуждения или углового момента.

Для выяснения этого необходимы достоверные сведения о величинах T_ℓ . В работе /7/ для определения коэффициентов прилипания T_ℓ использовалась параболическая аппроксимация потенциала

$$V = V_k + V_\ell + V_{яд} \quad (2)$$

где V_k - и V_ℓ - кулоновский и центробежный потенциалы, а $V_{яд}$ - реальная часть оптического потенциала.

Параметры реальной части оптического потенциала брались из работы /10/, в которой исследовалось полное сечение реакций при облучении U^{238} ионами B^{11} , C^{12} , N^{14} , O^{16} .

Однако такой метод расчета T_ℓ может оказаться весьма неточным по следующим причинам:

1) Параметры оптического потенциала, полученные при изучении полного сечения реакции $U^{238} +$ тяжелая частица, применяются для расчета парциальных сечений реакций Au^{197} или $Bi^{209} +$ тяжелая частица.

2) Параметры параболы, которой аппроксимируется потенциал, подбирались для одного значения $\ell = \ell_0$, при котором

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{R=R_0, \ell=\ell_0} = 0$$

и сохранялись без изменения для всех значений $\ell \neq \ell_0$. Однако парциальные сечения или коэффициенты прилипания могут быть определены достаточно точно, если использовать данные по упругому рассеянию. Можно записать амплитуду упругого рассеяния в общем виде, параметризовав амплитуду и фазу рассеянной волны с данными ℓ /11/.

$$f(\Theta) = f_0(\Theta) + \frac{1}{2k} \sum_{\ell=0}^J (2\ell + 1) \exp[2i(\sigma_\ell - \sigma_0)] [1 - A_\ell \exp(2i\delta_\ell)] P_\ell(\cos \Theta) \quad (3)$$

где σ_ℓ - и δ_ℓ - кулоновская и ядерная фазы ℓ -ой парциальной волны, а A_ℓ - ее амплитуда

$$\delta_\ell = \delta \left[2 - \exp\left(\frac{L-\ell}{\Delta\ell_\delta}\right) \right] \exp\left(\frac{L-\ell}{\Delta\ell_\delta}\right) \quad (4)$$

$$A_\ell = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\ell-L}{\Delta\ell_A}\right)}$$

С помощью A_ℓ коэффициенты прилипания выражаются как

$$T_\ell = 1 - A_\ell^2 \quad (5)$$

Если в таком подходе A_ℓ и δ_ℓ определяются достаточно надежно и однозначно из опыта, то исключается неопределенность, связанная с применением оптической модели для нахождения парциальных сечений. Однако при этом необходимо для каждой реакции иметь данные по упругому рассеянию.

Поэтому в настоящей работе в каждом опыте одновременно измерялись угловые распределения осколков и упруго рассеянных ионов для каждой энергии бомбардирующих частиц. В качестве мишеней использовались Au^{197} , Bi^{209} и U^{238} , которые облучались ионами C^{12} , N^{14} , O^{16} , Ne^{22} и Ar^{40} в различных комбинациях. Это позволило получить сведения об эффективных моментах инерции делящихся ядер с параметром Z^2/A от 35 до 39,3. Опыты проводились на 150-см и 310-см циклотронах тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Методика эксперимента

Выведенный пучок ускоренных ионов с помощью магнитных квадрупольных линз и системы коллиматоров формировался в параллельный пучок частиц с диаметром 4 мм. Изменение энергии ионов осуществлялось дистанционно с помощью системы алюминиевых поглотителей без нарушения вакуума.

Для контроля интенсивности пучка использовался цилиндр Фарадея, расположенный на расстоянии 30 см от мишени. В опытах использовались мишени Au^{197} , Bi^{209} и U^{238} толщиной 200-300 мкг/см² (Приложение 3).

Экспериментальная установка схематически представлена на рис. 3.

Рассеянные ионы и осколки деления регистрировались двумя поверхностно-барьерными ($Si + Au$) полупроводниковыми детекторами с площадью 1 см² каж-

дый, приготовленными из кристалла кремния α -типа с удельным сопротивлением $\rho = 2500$ ом/см. Энергетическое разрешение детекторов составляло ≈ 200 кэв. Детекторы работали при потенциале обратного смещения ≈ 100 вольт. Перед детектором, регистрирующим ионы, ставился алюминиевый поглотитель толщиной 20 микрон, который полностью поглощал осколки деления. Оба детектора располагались в плоскости пучка, перемещение каждого детектора производилось независимо, без нарушения вакуума. Детектор, регистрирующий ионы, мог перемещаться в пределах углов от 165° до 40° , а детектор ионов от 20° до 165° . Точность установки угла составляла $\pm 1^\circ$. Угловое разрешение детектора, регистрирующего ионы, было $2,5^\circ$; детектора, регистрирующего осколки, $\approx 4^\circ$. Юстировка детекторов производилась с помощью α -источника, помещенного точно в центр мишени, изменение телесного угла детекторов при его движении во всем интервале углов не превышало $\pm 1\%$.

Чтобы исключить ошибки, связанные с изменением тока пучка в процессе облучения, все данные приводились к показанию монитора, представляющего собой полупроводниковый детектор, регистрирующий рассеянные ионы под углом 30° .

Для оценки вклада реакций неполного слияния в сечение деления в данной работе была измерена угловая корреляция осколков деления. При измерении угловых корреляций использовалась быстро-медленная схема совпадений с разрешающим временем $\tau_{\text{разр}} \approx 200$ нсек. Блок-схема аппаратуры приведена на рис. 4. Описание схемы дано в приложении 1.

Из рассмотрения корреляционных кривых для реакций $\text{Au}^{197} + \text{N}^{14}$, $\text{Au}^{197} + \text{Ne}^{22}$, $\text{Bi}^{209} + \text{C}^{12}$ можно сделать вывод, что эти реакции при данных энергиях бомбардирующих ионов протекают в пределах ошибок эксперимента только за счет полного слияния иона с ядром мишени. Для реакций $\text{U}^{238} + \text{O}^{16}$, $\text{Bi}^{209} + \text{O}^{16}$ вклад прямых реакций составил несколько процентов и поэтому не принимался в рассмотрение.

В каждом опыте измерялись одновременно спектры рассеянных ионов и осколков деления под всеми углами, из которых извлекались следующие данные:

- 1) угловые распределения упруго-рассеянных ионов,
- 2) угловые распределения неупруго рассеянных ионов,
- 3) угловые распределения осколков деления.

Энергетическое разрешение аппаратуры позволило надежно отделить пик упруго рассеянных ионов от неупругого пика и по существу ошибка в определении последних точек углового распределения определялась только статистикой измерения.

На рис. 5 в качестве примера представлен спектр рассеянных частиц при облучении Vi^{209} ионами C^{12} с энергией 81 Мэв. Надежная дискриминация пика упругого рассеяния позволила провести измерения сечения упругого рассеяния до углов, где скорость счета уменьшается в 10^4 раз ($\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$ в 10^3). Одновременно в этом же опыте наряду с угловым распределением рассеянных ионов другим детектором измерялись угловые распределения осколков деления.

Экспериментально полученные угловые распределения переводились в систему центра масс (приложение 2).

Экспериментальные данные и обработка результатов

Данные по упругому рассеянию ионов C^{12} , N^{14} , O^{16} , Ne^{22} и Ar^{40} приведены в таблице 2. Сечение упругого рассеяния представлено в виде отношения измеренной величины к сечению Резерфордского рассеяния. Величина статистической ошибки дана в том случае, когда она больше 1%. Каждое угловое распределение упруго рассеянных ионов состояло из 20-40 точек, измеренных через 2° . Используя выражение (3), методом наименьших квадратов на электронно-вычислительной машине БСМ-3М подбирались параметры L , Δl_A , δ , Δl_δ и Δl_β так, чтобы добиться наилучшего согласия расчетного углового распределения $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$ с экспериментальным. Так как угловое распределение упруго рассеянных ионов измерено в широком интервале углов вплоть до $90-100^\circ$ и падение $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_R}$ в этой области происходит на три порядка, то погрешность в определении параметров не превышает 3%. На рис. 6, 7 для примера приведены угловые распределения упруго рассеянных ионов в реакции $\text{Vi}^{209}(\text{O}^{16}, \text{O}^{16})\text{Vi}^{209}$ при энергиях ионов O^{16} 94, 112: 134 Мэв. Точками показаны экспериментальные данные, сплошными линиями - результаты расчета.

Угловое распределение осколков, полученных из реакций $\text{Vi}^{209}(\text{O}^{16}, f)$ для тех же энергий, приведено на рис. 8. Так как вероятность деления до испускания нейтрона для изучаемых составных ядер близка к единице, то в расчетах

пренебрегается вкладом от деления после испускания одного или нескольких нейтронов. Используя выражение (1), методом наименьших квадратов находилось $K_0^2 = \frac{1}{h^2} T J_{\text{эфф}}$ из условия совпадения расчетных и измеренных угловых распределений осколков^{х)}.

Температура ядра в седловой точке определялась из следующего выражения

$$\frac{A}{8} t^2 - t = E_{\text{возб}}$$

Погрешность в определении K_0^2 при этом не более 5% и связана в основном с тем, что экспериментальные угловые распределения осколков получены для углов, не превышающих $\Theta = 170^\circ$. Полная погрешность в определении $J_{\text{эфф}}$ составляет величину не более 10%.

Результаты расчета даны в таблице 1, значения $\frac{J_{\text{сф}}}{J_{\text{эфф}}}$ приведены на рис. 9.

Обсуждение результатов

Из таблицы 2 следует, что величина $\frac{J_{\text{сф}}}{J_{\text{эфф}}}$ быстро уменьшается с увеличением Z^2/A делящегося ядра: при изменении от 35 до 39,3 величина эффективного момента возрастает в $\sim 3,5$ раз. Экспериментальные точки, полученные в настоящей работе, хорошо согласуются с данными для эффективных моментов инерции, измеренных при делении ядер дейтонами и α -частицами в работе^{16/}. Сравнение этих данных представлено на рис. 8. Отметим, что исследуемый нами диапазон ядер по Z^2/A несколько шире того, который получался с помощью легких частиц. При этом энергия возбуждения и угловые моменты делящихся ядер в нашем случае оказываются значительно больше. Так, например, для ядра с $Z^2/A=39$, полученного в реакции $\text{Cf}^{252}(\alpha, f)$, энергия возбуждения составляет ~ 30 Мэв и максимальный момент равен ~ 25 , в то время как для реакции $U^{238}(O^{16}f)$ ($Z^2/A = 39,3$) эти величины соответственно равны 52 Мэв и 56. Однако значения эффективных моментов инерции отличаются не более чем на 10%.

х) В приложении 4 дается аналитическое выражение для угловой анизотропии деления при $\ell_{\text{max}} \gg 1$.

Это обстоятельство указывает на то, что форма ядра в седловой точке слабо зависит от энергии возбуждения и углового момента и величина $J_{эфф}$ является независимым параметром, как это следует из теоретических предпосылок /5/. Другим аргументом в пользу этого утверждения является совпадение (в пределах ошибки) величин $J_{эфф}$ с изменением энергии бомбардирующих ионов. Как следует из таблицы 2, в случае реакции $Au^{197}(Ne^{22}, f)$ существенное изменение температуры и углового момента начального ядра практически не влияет на величину эффективного момента инерции. Теперь попытаемся объяснить расхождение наших данных с результатами работы /7/, где в качестве бомбардирующих частиц использовались также ускоренные тяжелые ионы. Мы считаем, что причина разногласий, в основном, связана с различными методами определения коэффициентов прилипания T_ℓ (см. выражение (5)); которые были нами получены непосредственно из экспериментальных угловых распределений упруго рассеянных ионов.

Мы рассчитали величину $\langle l^2 \rangle$, определяемую как

$$\langle l^2 \rangle = \frac{\sum l^2 (2l+1) T_\ell}{\sum (2l+1) T_\ell}$$

из наших данных и по методу, указанному в работе /7/.

Расчеты, проведенные для реакций $Au^{197}(Ne^{22}, f)$ и $Bi^{209}(O^{16}, f)$ при нескольких значениях представлены в таблице 3.

Из таблицы видно, что в области малых энергий величина $\langle l^2 \rangle$ оказывается заниженной по сравнению с нашими данными, в то время как в области больших энергий завышенной. Это разногласие в выборе величины $\langle l^2 \rangle$ полностью объясняет расхождение данных двух работ.

Отметим также, что экстраполяция $\frac{J_{сф}}{J_{эфф}}$ в сторону $Z^2/A > 40$ дает так же как и в работе /6/ значение $(Z^2/A_{кр}) = 46-47$. Из этого следует, что при облучении более тяжелых мишеней ускоренными тяжелыми ионами можно успешно изучать форму ядра в седловой точке для ядер с Z^2/A близкими к $(Z^2/A)_{кр}$.

Авторы благодарны проф. Г.Н. Флерову за ценные замечания в процессе проведения опытов.

Мы считаем своим приятным долгом поблагодарить Ю.А. Харитонову и В.Ф. Кушнирука за приготовление поверхностно-барьерных детекторов, А.Г. Пилькова, И.А. Шелаева и Б.А. Загера за помощь в проведении опытов.

Мы благодарны также В.М. Струтинскому за интересные дискуссии при обсуждении работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ № 1

Электронная блок-схема

Блок-схема аппаратуры, используемой для измерения угловых распределений ионов и осколков и измерений угловых корреляций приводится на рис. 4 (а) и (б) соответственно.

Импульсы с детекторов (1) подавались на предусилители (2), которые имели разрешение 150 кэв и находились вблизи камеры. С предусилителей по длинным кабелям ($l = 100$ м) сигналы подавались на усилители (3), имеющие разрешение 100 кэв, а коэффициент усиления 1000. Измерения угловых распределений осколков и рассеянных ионов производились одновременно по двум идентичным схемам. Импульсы с усилителей поступали на фазоинвертер (9), эмиттерный повторитель (10) и попадали на 256-канальный амплитудный анализатор (11).

Измерение корреляций производилось с помощью двойной быстро-медленной схемы совпадений (рис. 4а). Импульсы с усилителей поступали на быстрые формирователи (4) и на формирователи медленной схемы совпадений (6). Импульсы с формирователей (4) длительностью 80 нсек поступали на быструю схему совпадений (5), имеющую разрешающее время 50 нсек. Импульсы с формирователей (6) и схемы совпадений (5) поступали на медленную схему совпадений (7) с разрешающим временем 200 нсек. Совпадение регистрировалось с помощью пересчетного прибора (8).

ПРИЛОЖЕНИЕ № 2

Перевод угловых распределений из лабораторной системы в систему ц.м.

Полученные в эксперименте угловые распределения пересчитывались из лабораторной системы координат в систему центра масс по следующим формулам: $\operatorname{tg} \Theta_L = \frac{\sin \Theta}{\gamma_1 \mp \cos \Theta}$, или в другом виде: $\gamma_1 \sin \Theta_L = \sin (\Theta \mp \Theta_L)$,

где $\gamma_1 = \frac{V_0}{V_f}$, V_0 - скорость составного ядра и V_f - скорость осколка.

Для осколка массой m_1 , $\gamma_1 = \sqrt{a \cdot \frac{E_I m_1}{E_k \cdot M}}$, а для осколка массой m_2 , $\gamma_2 = \sqrt{\frac{1}{a} \cdot \frac{E_I m_1}{E_k M}}$

где, в свою очередь, $a = \frac{m_1}{m_2}$, E_1 - энергия бомбардирующего иона, m_1 - его масса, E_k - кинетическая энергия осколка деления, равная $\frac{1}{12}$
 $E_k = (0,1065 \frac{Z^2}{M^{1/3}} + 20,1)$ и M - масса компаунд-ядра.

Между дифференциальными сечениями в системе ц.м. и лабораторной системе существует зависимость:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_o} = K \frac{d\sigma}{d\Omega_L}, \quad \text{где} \quad K = \frac{1 + \gamma \cos \Theta}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \Theta)^{3/2}}$$

Величина K для различных значений γ и Θ рассчитывалась на электронно-счетной машине. По этим данным для всех реакций строились графики зависимости переводного коэффициента:

$\frac{d\sigma_o}{d\sigma_L} = \frac{1 + \gamma \cos \Theta}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \Theta)^{3/2}}$ от Θ , которые использовались для пересчета сечений.

ПРИЛОЖЕНИЕ № 3

Таблица 1

Вещество мишени	Вес мишени в мкг/см ²	Способ приготовления
Au ¹⁹⁷	200	Готовая фольга (сусальное золото)
Bi ²⁰⁹	350	Вакуумное распыление висмута на никелевую подложку толщ. 60 мкг/см ²
U ²³⁸	300	Вакуумное распыление на никелевую подложку толщ. 80 мкг/см ²

ПРИЛОЖЕНИЕ № 4

Полученные экспериментально угловые распределения осколков можно аппроксимировать следующим выражением:

$$\frac{W(\Theta)}{W(90)} = 1 + \sum_n a_{2n} P_{2n}(\cos \Theta) \quad (1)$$

и вычислить коэффициенты a_{2n} . В случае $\ell \gg 1$ можно в (2) перейти от суммирования к интегрированию. Получим следующее выражение:

$$\frac{W(180)}{W(90)} = \frac{\int_0^{\infty} \ell(2\ell+1) T_{\ell} d\ell}{\int_0^{\infty} \ell(2\ell+1) T_{\ell} \exp\left(-\frac{\ell^2}{4K_0^2}\right) I_0\left(\frac{\ell^2}{4K_0^2}\right) d\ell} \quad (2)$$

В работе /13/ было показано, что с достаточной точностью это выражение можно заменить на

$$\frac{W(180)}{W(90)} = \frac{\int_0^{\ell_{\max}^2} \ell d\ell^2}{\int_0^{\ell_{\max}^2} \ell \exp\left(-\frac{\ell^2}{4K_0^2}\right) I_0\left(\frac{\ell^2}{4K_0^2}\right) d\ell^2}, \quad (3)$$

где

$$\ell_{\max}^2 = 2 < \ell^2 >, \quad < \ell^2 > = \Sigma \ell^2 (2\ell+1) T_{\ell} / \Sigma (2\ell+1) T_{\ell}$$

Обозначим $\frac{\ell_{\max}^2}{4K_0^2} = P_{\max}$.

Используя результаты работы /14/, аппроксимируем $I_0(P)$ следующими выражениями:

для $P_{\max} \leq 3,75$

$$I_0(P) = \sum_{i=0}^4 a_i \left(\frac{P}{3,75}\right)^{2i}$$

$$P_{\max} > 3,75$$

$$I_0(P) P^{1/2} e^{-P} = \sum_{i=0}^4 c_i \left(\frac{3,75}{P}\right)^i,$$

где $a_0 = 1$, $a_1 = 3,51562$, $a_2 = 3,08994$, $a_3 = 1,20645$, $a_4 = 0,26597$.

$c_0 = 0,39894$, $c_1 = 0,01329$, $c_2 = 0,00225$, $c_3 = -0,00158$, $c_4 = 0,00918$.

Относительная погрешность вычисления I_0 при такой аппроксимации не превышает 10^{-4} . Проинтегрировав (3), можно получить при $P < 3,75$

$$\frac{W(180)}{W(90)} = \frac{0,6667 P^{3/2}}{\sum_{i=0}^4 a_i (3,75)^{-2i} \gamma\left(\frac{3+4i}{2}, P\right)} \quad (4)$$

где $\gamma\left(\frac{3+4i}{2}, P\right)$ - табулированные неполные γ функции при $P > 3,75$.

$$\frac{W(180)}{W(90)} = \frac{0,6667 P_{\max}^{3/2}}{1,6037 + \sum_{i=0}^4 \int_{3,75}^{P_{\max}} c_i \left(\frac{3,75}{P}\right)^i dP} \quad (5)$$

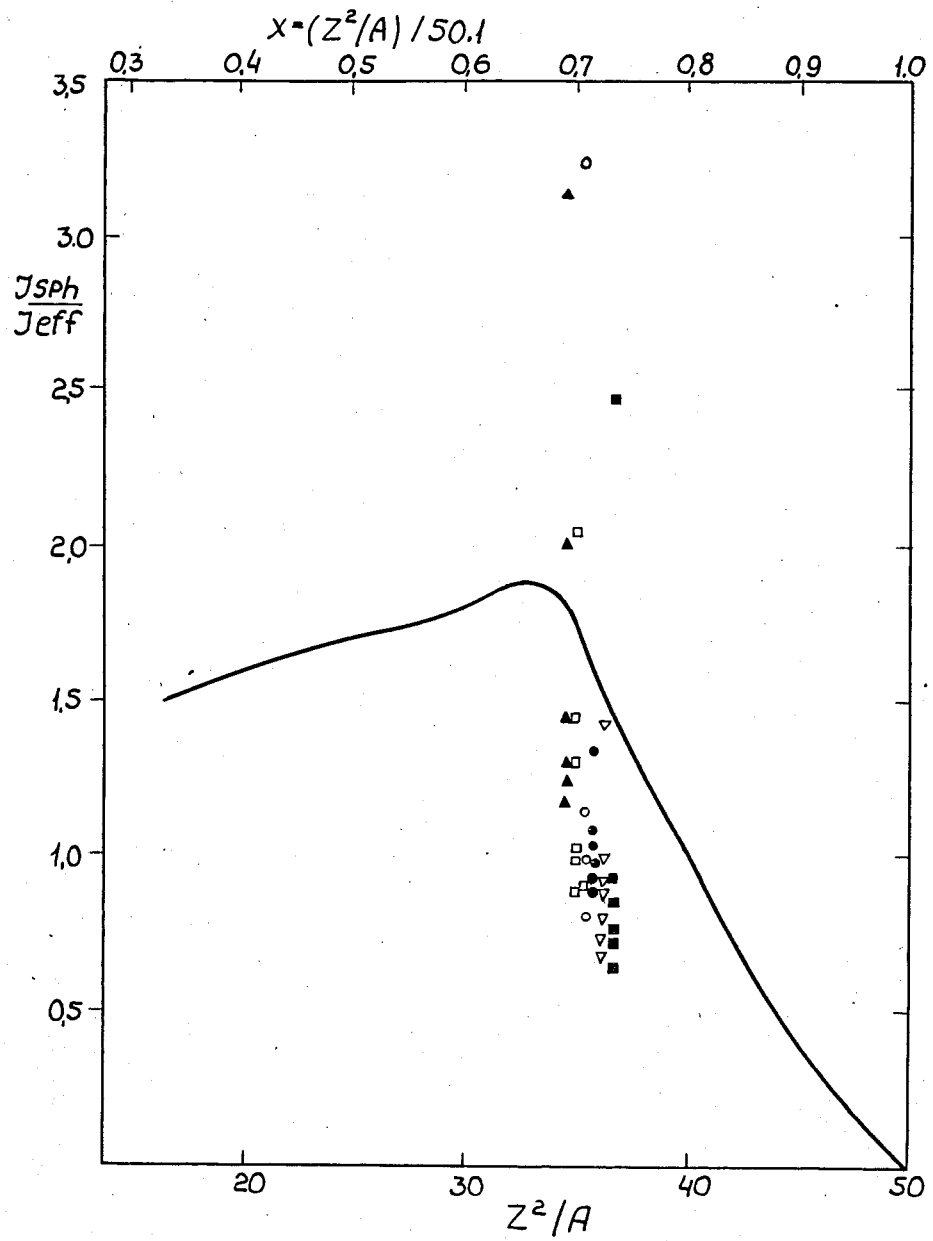
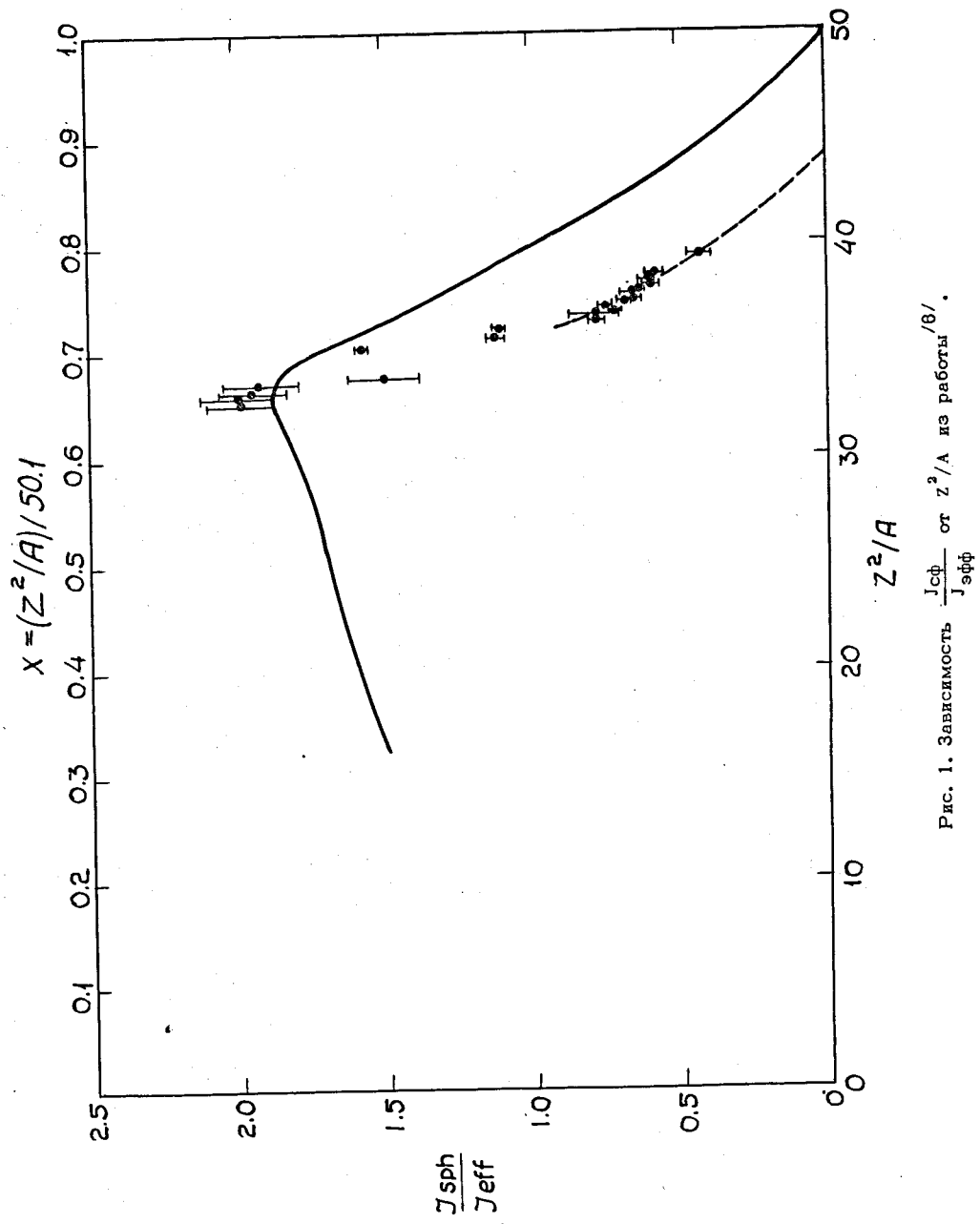
Особенно такое приближение удобно при $P_{\max} \geq 3,75$, что соответствует $\frac{W(180)}{W(90)} \geq 3$.

На рис. 10 дана зависимость $\frac{W(180)}{W(90)}$ от P_{\max} для $0,6 \leq P_{\max} < 10$.

Л и т е р а т у р а

1. Я.И. Френкель. ЖЭТФ 9, 841 (1939).
N. Bohr, I.A. Wheeler. Phys. Rev. 56, 426 (1939).
2. S. Cohen, W.I. Swiatecki. Ann. Phys. 22, 406 (1963).
3. В.М. Струтинский. ЯФ, 1, 821 (1965).
4. A. Bohr. Proceedings of the Internationale Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. (United Nations, New York, 1956) v.2, p.151.
5. I. Halpern, V. Strutinski. Proceeding of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, Geneva, 1958) v. 15, p. 408.
6. R. Chaudry, R. Vandenbosch, J.R. Huizenga. Phys. Rev. 126, 220 (1962).
7. V.E. Viola, T.D. Thomas, G.T. Seeborg. Phys. Rev. ,129, 2710 (1963).
8. В.М. Струтинский, Н.Я. Ляшенко, Н.А. Попов. ЖЭТФ, 43, 584 (1962).
9. T. Sikkeland, E.L. Haines and V.E. Viola. Phys. Rev. , 125, 1350(1962).
10. V.E. Vola, T. Sikkeland. Phys. Rev. 128, 767 (1962).
11. H.E. Conzett, A. Isoya, E. Hadjimichael. Proceedings of the Third Conference on Reactions Between Complex Nuclei, Asilomar, California, 1963, p. 26.
13. S.S. Kapoor, H. Baba, S.G. Thompson. Phys. Rev. , 149, 965 (1966).
14. E.E. Allen, Polynomial Approximation to Some Modified Bessel Functions, МТАС, vol. 10, N 55, p. 162 (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 января 1967 г.



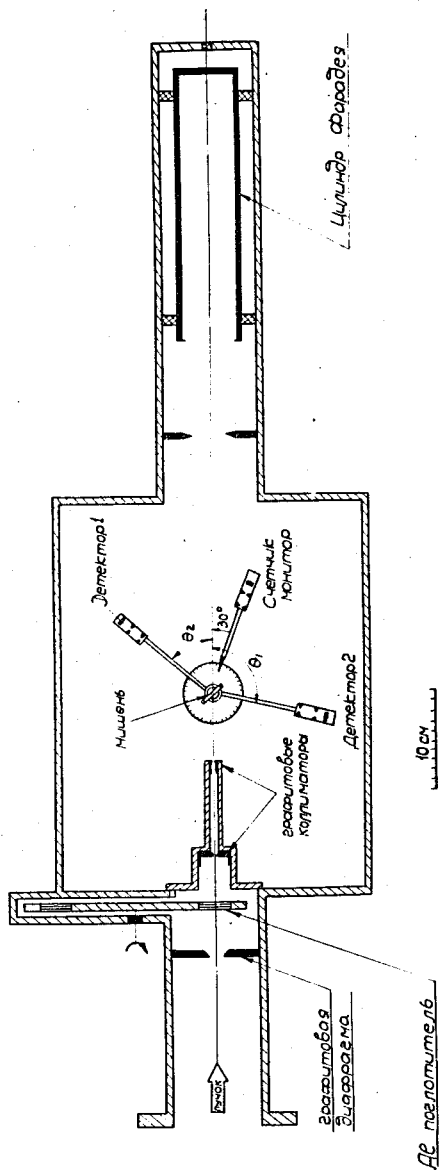


Рис. 3. Схема опыта.

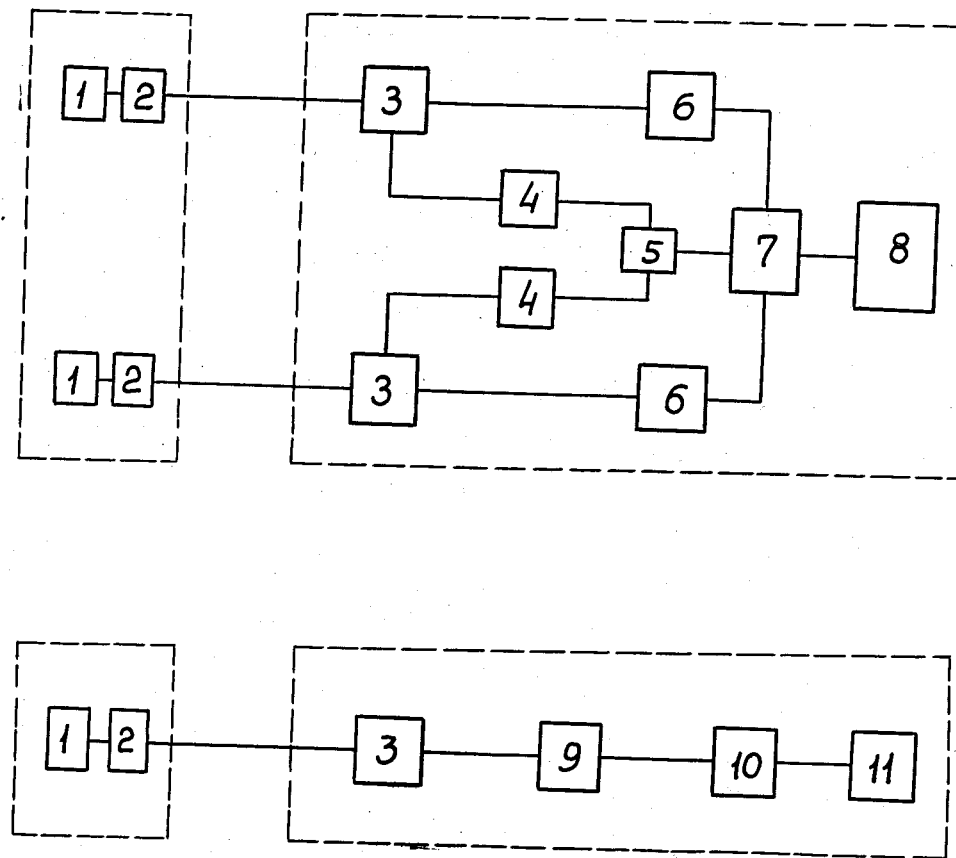


Рис. 4. Блок-схема аппаратуры.

1 - детектор, 2 - предварительный усилитель, 3 - усилитель, 4 - быстрый формирователь, 5 - быстрая схема двойных совпадений, 6 - медленный формирователь, 7 - медленная схема тройных совпадений, 8 - пересчетный прибор, 9 - фазоинвертер, 10 - эмиттерный повторитель, 11 - амплитудный анализатор.

N (счет в канале)

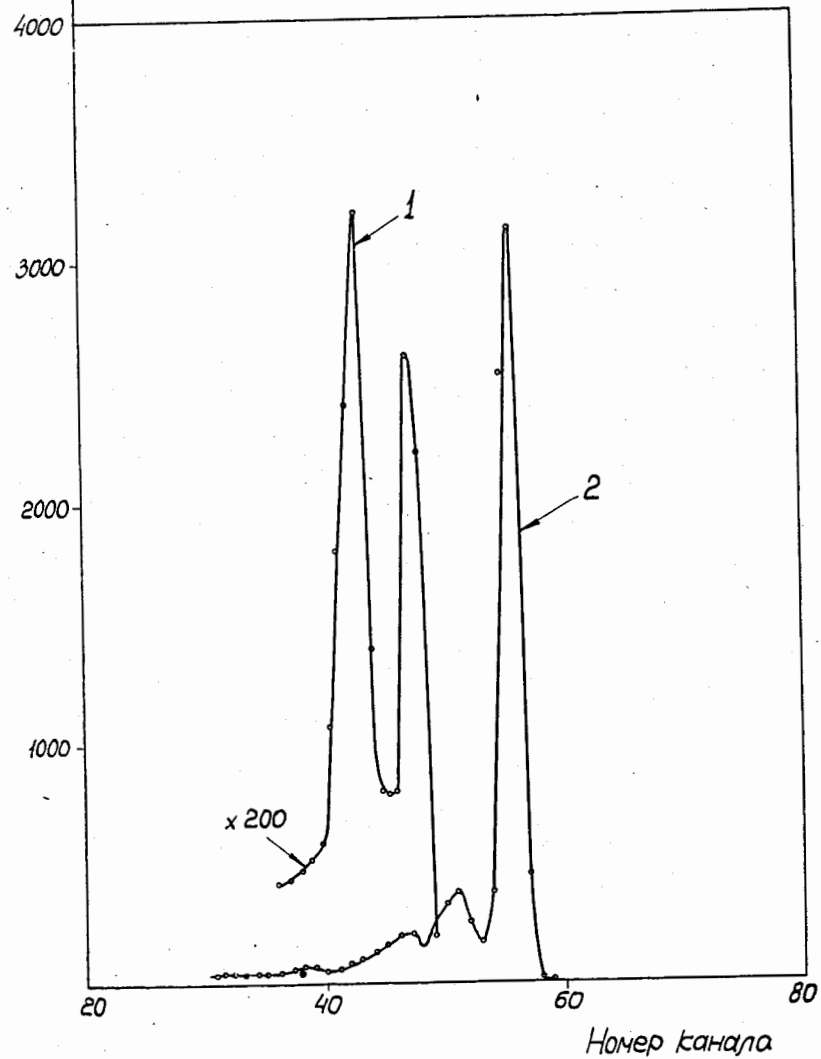


Рис. 5. Аппаратурный спектр рассеянных частиц при облучении Bi^{209} ионами C^{12} с энергией 81 Мэв. 1 - спектр ионов под углом $\theta_{\text{лаб}} = 100^\circ$, 2 - спектр ионов под углом $\theta_{\text{лаб}} = 68^\circ$.

$\frac{dN}{d\Omega(\text{наб})}$

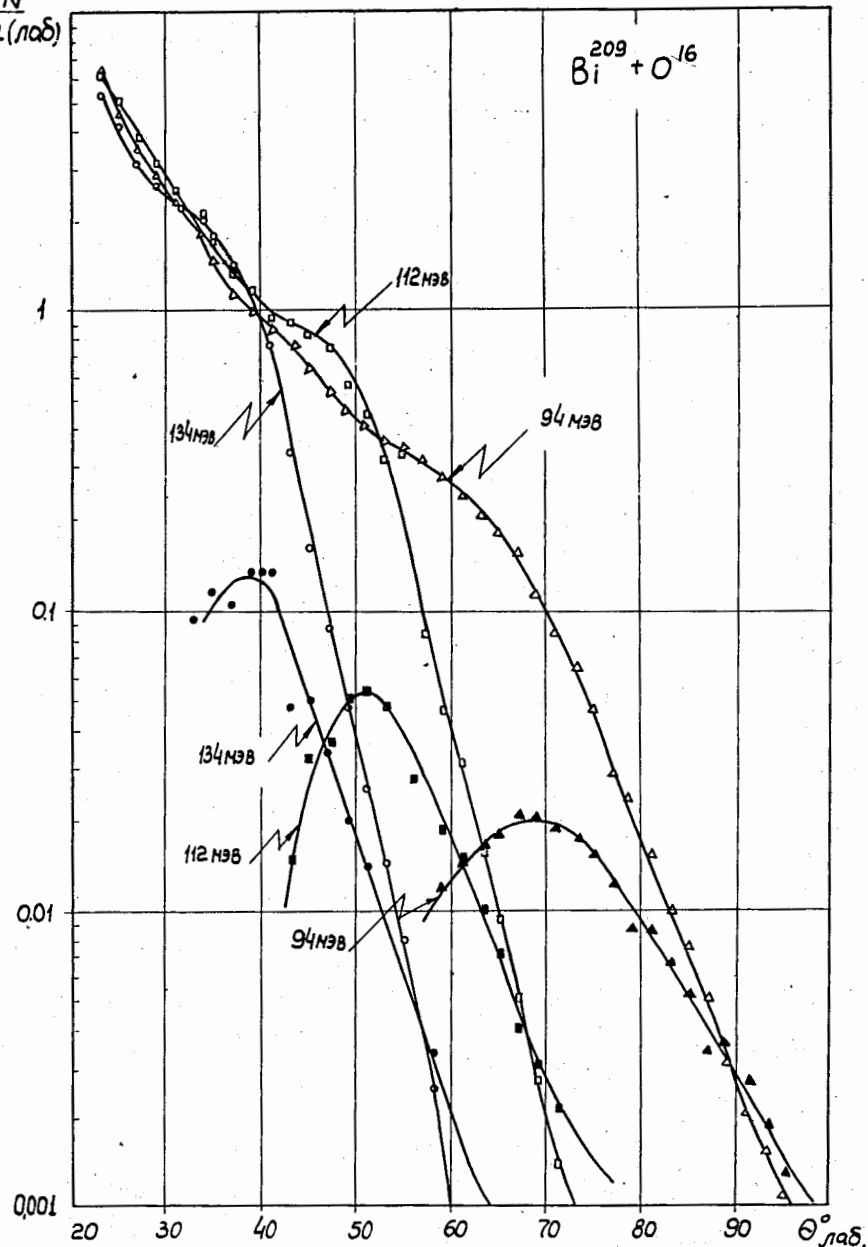


Рис. 6. Угловое распределение рассеянных ионов O^{16} с энергией 94, 112 и 134 Мэв на ядрах Bi^{209} в л.с.к. Открытые точки соответствуют пику упругого рассеяния; зачерненные - первому пику неупругого.

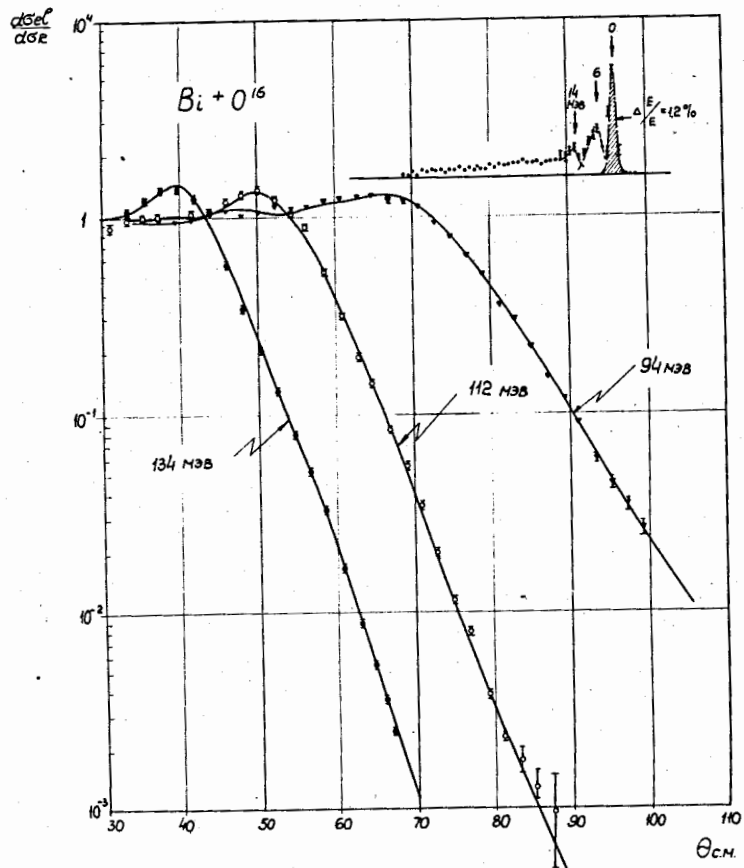


Рис. 7. Угловое распределение упруго рассеянных ионов в реакции $Bi^{209} (O^{16}, O^{16}) Bi^{209}$ в системе центра масс. Точки - данные эксперимента, сплошные линии - результаты расчета.

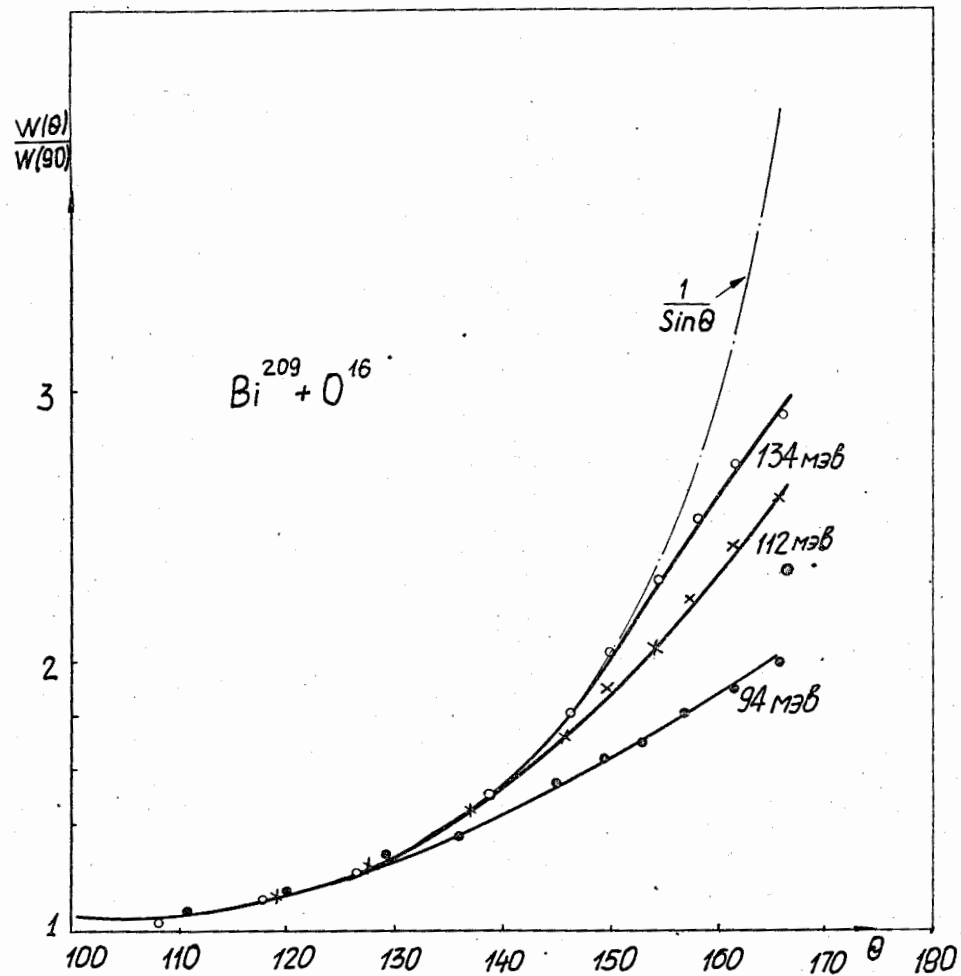


Рис. 8. Угловые распределения осколков деления в реакции $Bi^{209} (O^{16}, O^{16}) Bi^{209}$ в системе центра масс. Точки - данные эксперимента, сплошные линии - результаты расчета.

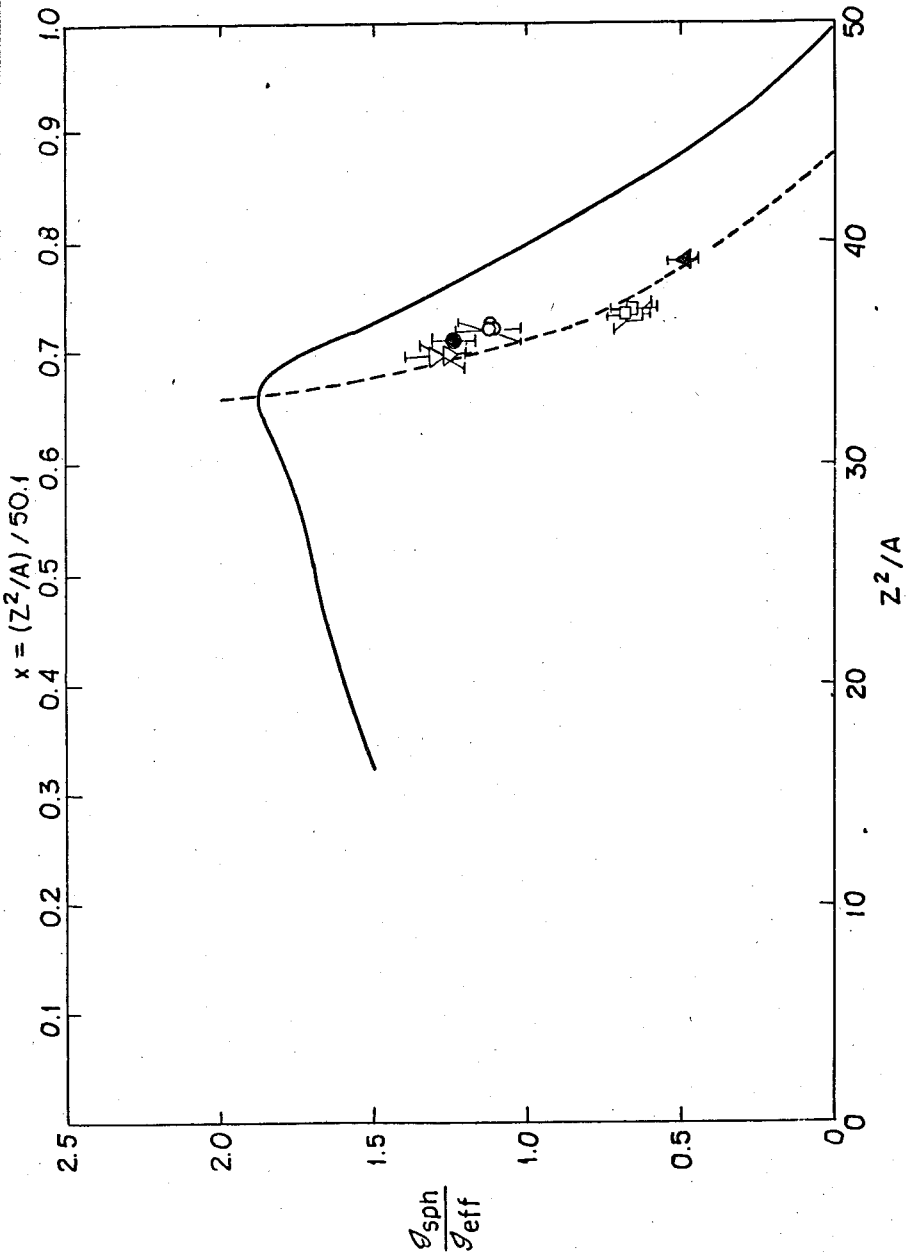


Рис. 9. Зависимость эффективного момента инерции от Z^2/A . Точки - результаты данной работы, пунктирная кривая представляет зависимость $J_{эф}$ от Z^2/A из работы [6], сплошная кривая соответствует расчетам по капельной модели.

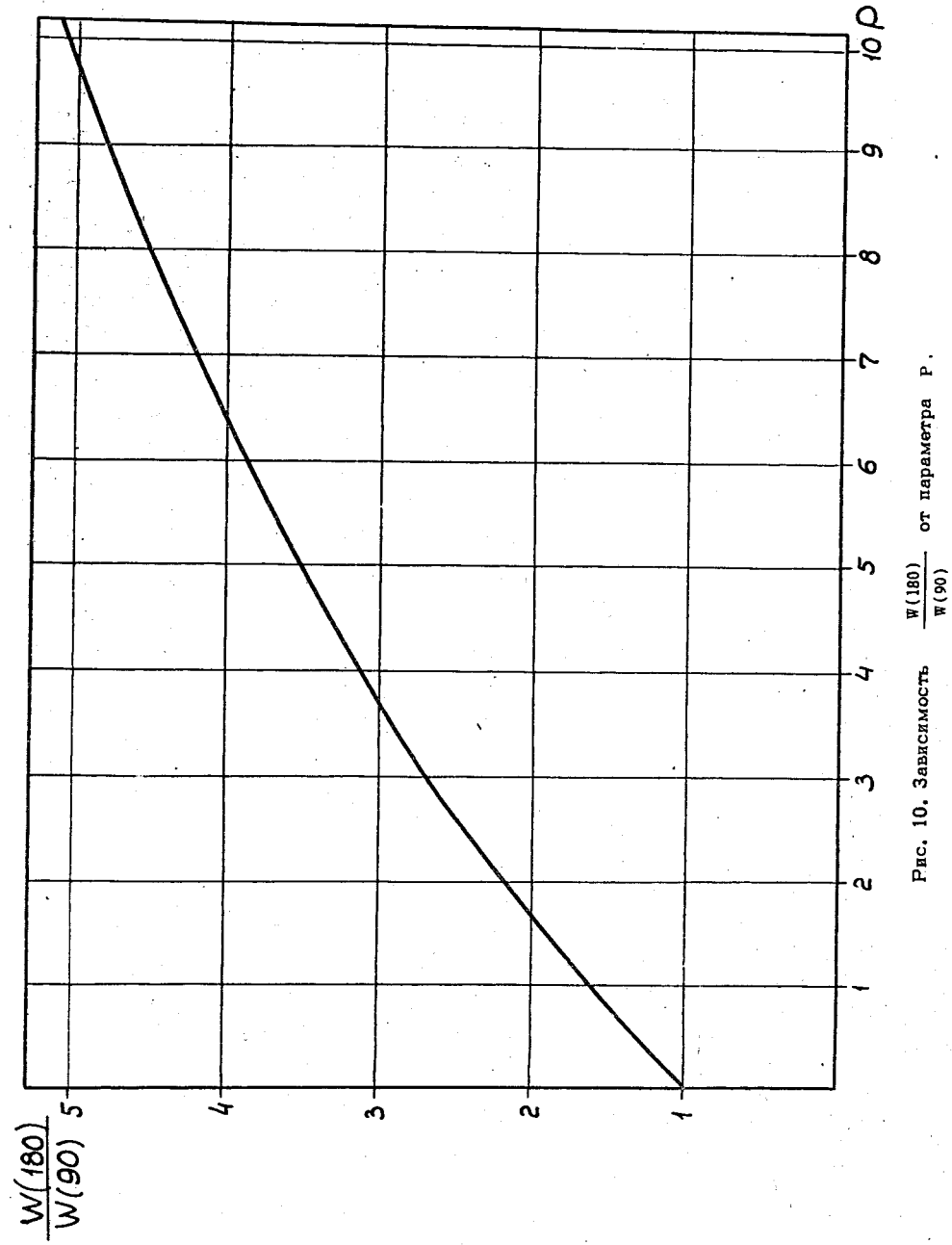


Рис. 10. Зависимость $\frac{W(180)}{W(90)}$ от параметра P.

Таблица I

Peak ЦУЯ (МэВ) энерг.	$Au^{197} + Ne^{22}$				$Au^{197} + Ar^{40}$					
	154		177		190		287		325	
	$\theta_{ц.м.}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}$	σ/σ_R
222	0,68	222	0,89 ± 0,01	222	0,88 ± 0,01					
244	0,75	244	0,83 ± 0,01	244	0,97 ± 0,01					
266	0,82	266	0,98 ± 0,01	266	0,92 ± 0,01					
288	0,95	288	1,05 ± 0,01	288	1,09 ± 0,01	29,9	0,98 ± 0,01	29,9	0,86 ± 0,01	
31	0,96	31	1,00 ± 0,02	31	1,03 ± 0,01	32,3	0,92 ± 0,01	32,3	1,05 ± 0,01	
332	1,03	332	1,02 ± 0,01	332	1,08 ± 0,01	34,6	1,05 ± 0,01	34,6	0,96 ± 0,01	
354	1,05	354	1,04 ± 0,02	354	1,31 ± 0,01	37	1,06 ± 0,02	37	0,97 ± 0,01	
376	1,06	376	1,18 ± 0,02	376	1,59 ± 0,01	39,3	0,97 ± 0,01	39,3	0,94 ± 0,02	
398	1,03	398	1,22 ± 0,02	398	1,50 ± 0,03	41,7	0,95 ± 0,01	41,7	1,08 ± 0,02	
419	1,01	419	1,44 ± 0,02	419	1,15 ± 0,01	44	0,99 ± 0,01	44	1,26 ± 0,02	
44,1	0,97	44,1	1,25 ± 0,02	44,1	0,79 ± 0,01	46,3	1,03 ± 0,01	46,3	1,29 ± 0,02	
46,3	1,00	46,3	1,07 ± 0,02	46,3	0,500 ± 0,014	48,7	0,95 ± 0,01	48,7	1,13 ± 0,02	
48,4	1,04 ± 0,01	48,4	0,83 ± 0,01	48,4	0,26 ± 0,01	51	1,08 ± 0,02	51	0,78 ± 0,01	
50,6	1,10 ± 0,01	50,6	0,56 ± 0,02	50,6	0,162 ± 0,003	53,3	1,13 ± 0,02	53,3	0,47 ± 0,01	
52,8	1,19 ± 0,01	52,8	0,35 ± 0,01	52,8	0,083 ± 0,003	55,5	1,17 ± 0,02	55,5	0,23 ± 0,005	
54,9	1,24 ± 0,02	54,9	0,25 ± 0,01	54,9	0,029 ± 0,002	57,8	1,08 ± 0,02	57,8	0,117 ± 0,004	
57	1,31 ± 0,01	57	0,133 ± 0,005	57	0,012 ± 0,001	60,1	1,15 ± 0,02	60,1	0,050 ± 0,002	
59,2	1,16 ± 0,01	59,2	0,076 ± 0,003	59,2	0,008 ± 0,001	62,3	1,12 ± 0,02	62,3	0,024 ± 0,002	
61,3	1,08 ± 0,01	61,3	0,042 ± 0,002			64,6	0,99 ± 0,02	64,6	0,008 ± 0,001	
63,4	0,95 ± 0,01	63,4	0,018 ± 0,002			66,8	0,78 ± 0,02			
65,5	0,73 ± 0,01	65,5	0,010 ± 0,001			69	0,60 ± 0,01			
67,7	0,61 ± 0,01					71,2	0,44 ± 0,01			
69,8	0,52 ± 0,01					73,4	0,28 ± 0,01			
71,9	0,36 ± 0,01					75,6	0,183 ± 0,008			
73,9	0,24 ± 0,01					77,8	0,136 ± 0,007			
76	0,17 ± 0,01					79,9	0,072 ± 0,005			
78,1	0,12 ± 0,01									
82,2	0,052 ± 0,003									
84,3	0,032 ± 0,002									
86,3	0,026 ± 0,003									
88,3	0,018 ± 0,002									

Peak- ЦУЯ (МэВ) энерг.	$Bi^{209} + C^{12}$	$Bi^{209} + O^{16}$					
		94		112		134	
	81	$\theta_{ц.м.}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}$	σ/σ_R
				24,7	0,70	24,7	0,77
				26,8	0,81	26,8	0,84
				29	0,85	29	0,87
				31,1	0,90	31,1	0,99
				33,3	0,95	33,3	1,08
				35,4	0,95	35,4	1,26
				37,5	0,96	37,5	1,37
				39,6	0,97	39,6	1,40 ± 0,01
				41,7	1,00	41,8	1,26 ± 0,01
				43,9	1,07	43,9	1,10 ± 0,01
				46	1,12	46	0,57 ± 0,003
				48,1	1,08	48,1	0,330 ± 0,003
				50,2	1,12	50,2	0,213 ± 0,002
				52,3	1,15 ± 0,01	52,3	1,25
				54,4	1,14 ± 0,01	54,4	1,13
				56,5	1,15 ± 0,01	56,5	0,91 ± 0,01
				58,6	1,24 ± 0,02	58,6	0,510 ± 0,005
				60,7	1,29 ± 0,02	60,7	0,310 ± 0,002
				62,8	1,05 ± 0,01	62,8	0,196 ± 0,002
				64,8	1,30 ± 0,02	64,8	0,150 ± 0,002
				66,9	1,24 ± 0,02	66,9	0,085 ± 0,001
				69	1,22 ± 0,02	69	0,055 ± 0,001
				71	1,17 ± 0,02	71	0,040 ± 0,001
				73,1	0,95 ± 0,01	73,1	0,020 ± 0,001
				75,1	0,78 ± 0,01	75,1	0,010 ± 0,001
				77,2	0,66 ± 0,01	77,2	0,0080 ± 0,0005
				79,2	0,53 ± 0,01	79,2	0,0037 ± 0,0003
				81,3	0,36 ± 0,01	81,3	0,0023 ± 0,0002
				83,3	0,32 ± 0,01	83,3	0,0018 ± 0,0003
				85,3	0,22 ± 0,01	85,3	0,0013 ± 0,0004
				87,4	0,155 ± 0,006		
				89,4	0,130 ± 0,006		
				91,4	0,090 ± 0,005		
				93,4	0,060 ± 0,004		
				95,4	0,044 ± 0,003		
				97,4	0,036 ± 0,003		
				99,4	0,026 ± 0,002		

Реакция	$U^{238} + O^{16}$		$Au^{197} + N^{14}$					
(МэВ) энерг.	114		90		102		110	
	$\theta_{ц.м.}^{\circ}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}^{\circ}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}^{\circ}$	σ/σ_R	$\theta_{ц.м.}^{\circ}$	σ/σ_R
					21,4	0,85		
					23,5	0,84		
					25,7	0,97		
			27,8	0,96±0,01	27,8	1,01		
33	0,93		29,9	1,00±0,01	29,9	1,05		
35,1	1,02		32	0,98±0,01	32	1,03		
37,2	0,95		34,2	0,98±0,01	34,2	0,92		
39,3	0,96		36,3	1,02±0,01	36,3	1,04	36,3	0,90
41,4	1,07		38,4	0,99±0,01	38,4	0,97	38,4	0,96
43,5	1,10		40,5	1,00±0,01	42,6	0,99	40,5	1,08
45,6	1,08		42,6	1,00±0,01	44,7	1,14	42,6	1,11
47,7	1,08		44,7	1,01±0,01	46,8	1,07	44,7	1,13±0,01
49,8	1,16		46,8	1,03±0,01	48,9	1,14	46,8	1,00±0,01
51,9	1,22±0,01		48,9	1,02±0,01	51	1,13	48,9	0,90±0,01
54	1,22±0,02		51	1,05±0,01	53,1	1,07	51	0,74±0,01
56,1	1,27±0,02		53,1	1,13±0,01	55,2	0,98±0,01	53,1	0,56±0,01
58,2	1,11±0,02		55,2	1,19±0,01	57,3	0,86±0,01	55,2	0,37±0,01
60,2	1,05±0,02		57,3	1,22±0,01	59,4	0,85±0,01	57,3	0,21±0,01
62,3	0,94±0,01		59,4	1,33±0,01	61,5	0,69±0,01	59,4	0,172±0,003
64,4	0,79±0,01		61,5	1,31±0,01	63,5	0,51±0,01	61,5	0,122±0,003
66,4	0,62±0,01		63,5	1,06±0,01	65,6	0,36±0,01	63,5	0,076±0,002
68,5	0,48±0,01		65,6	1,21±0,01	67,7	0,28±0,003	65,6	0,051±0,002
70,5	0,38±0,01		67,7	1,15±0,01	69,7	0,22±0,003	67,7	0,031±0,001
72,6	0,25±0,01		69,7	1,001±0,011	71,8	0,240±0,003	69,7	0,023±0,001
74,6	0,17±0,01		71,8	0,884±0,012	73,8	0,175±0,003		
76,7	0,166±0,004		73,8	0,796±0,011	75,9	0,137±0,002		
78,7	0,086±0,003		75,9	0,708±0,009	77,9	0,073±0,002		
82,8	0,032±0,002		77,9	0,632±0,007	79,9	0,047±0,001		
86,2	0,018±0,003				82	0,0071±0,0005		

Мишень Частица	Z/A	E ^{Lab} (МэВ)	E [*] (МэВ)	L	ΔLA	θ _{c.m.} max	W(θ _{max}) W(90)	K ²	J _{ср} J _{эфф}
Au^{197} N^{14}	35,05	58	58	42,3	3,4	164	2,65	127	1,25
		65	65	50,6	5,41	167,5	3,2	145	1,3
Bi^{209} C^{12}	35,84	81	35,7	28,5	3,4	169,5	2,38	106	1,23
		75	75	57	5,3	170	3,54	153	1,12
Au^{197} Ne^{22}	36,16	93,1	93,1	67,5	5,5	170	3,84	174	1,1
		103	103	78	5,1	170	4,2	181	1,12
Bi^{209} O^{16}	36,8	34,5	34,5	35	4	166	2	216	0,62
		50,6	50,6	56	4,36	166	2,6	249	0,64
U^{238} O^{16}	39,3	70,5	70,5	67	4	166	2,91	261	0,7
		59,5	59,5	52	4,6	166	2,22	385	0,5

Таблица III

$E_{\text{лаб.}} (\text{МэВ})$	$\text{Au}^{197} (\text{Ne}^{22}, \text{Ne}^{22}) \text{Au}^{197}$			$\text{Bi}^{209} (\text{O}^{16}, \text{O}^{16}) \text{Bi}^{209}$		
	154	177	190	94	112	134
$E_{\text{ср1}}^*$	53	65	70	22	36	47
$E_{\text{ср2}}^{**}$	46	52	56	28	41	47

*) $E_{\text{ср1}}$ - рассчитаны по методу работы [7]

***) $E_{\text{ср2}}$ - рассчитаны по методу нашей работы.