

С - 60

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

На правах рукописи

СОЛДАТОВ
Александр Сергеевич

**ФОТОДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
ВБЛИЗИ ПОРОГА**

Специальность № 01.04.16
(физика атомного ядра и космических лучей)

*Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Дубна — 1972 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

На правах рукописи

СОЛДАТОВ
Александр Сергеевич

C-60

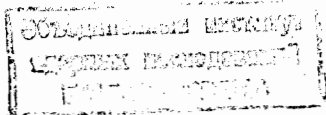
ФОТОДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ВБЛИЗИ ПОРОГА

Специальность № 01.04.16

(физика атомного ядра и космических лучей)

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1972г.



Работа выполнена в Ордена Трудового Красного Знамени
Физико-энергетическом институте

Научный руководитель

кандидат физико-математических
наук

Г.Н. СМЕРЕННИН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических
наук

Е.С. МАТУСЕВИЧ

кандидат физико-математических
наук

В.П. ГАНГРСКИЙ

Ведущее предприятие:

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

Автореферат разослан "21" декабря 1972г.

Защита диссертации состоится "24" февраля 1973г.

в 15 часов на заседании Объединенного Ученого Совета
Лаборатории ядерных реакций и Лаборатории нейтронной физики
Объединенного института ядерных исследований в конференц-
зале ДИР ОИЯИ (г.Дубна Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ:

Секретарь Объединенного Ученого Совета
ДИР и ДИФ ОИЯИ

Э.Н. КАРЛАВИНА

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена изучению структуры каналов деления, вытекающей из модели О.Бора [1]. Согласно этой модели, при делении вблизи порога большая часть энергии возбуждения расходуется на деформацию ядра, в результате чего степени свободы ядра не связанные с делением, могут возбуждаться ограниченным числом способов. Спектр возбужденных состояний ядра в седловой точке (спектр каналов деления) при этом подобен спектру уровней ядра, близких к основному состоянию.

Для четно-четных ядер в районе порога ожидается относительно небольшое число каналов положительной четности и несколько выше - полоса каналов отрицательной четности. Обеим полосам соответствует проекция полного углового момента на ось симметрии ядра $K = 0$. При еще более высоких энергиях располагаются каналы с $K \neq 0$.

Спектр каналов для нечетных ядер отличается более высокой плотностью.

Наиболее удобным средством изучения структуры каналов деления являются γ -кванты с энергией, близкой к порогу деления. При этой энергии (5 - 7 Мэв) они испытывают в основном лишь электрическое дипольное и квадрупольное поглощение, в случае четно-четных ядер приводящее к образованию возбужденного ядра в двух состояниях по полному угловому моменту J и четности π : 1^- и 2^+ , соответственно. Согласно электродинамическим оценкам [2] квадрупольное поглощение примерно в 20 раз менее вероятно. Вклад отдельных каналов деления можно определить по соотношению компонент углового распределения осколков деления

$$W(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta \quad (1)$$

К началу наших измерений имелись данные об угловых распределениях осколков только при энергиях выше порога фотodelения ~6 Мэв. Для нечетных ядер анизотропия обнаружена не была [3, 4]. Для четно-четных же ядер была уверенно наблюдаена дипольная компонента $W(\theta)$, пропорциональная $\sin^2 \theta$ [3, 4]. Оба эти факта находились в полном согласии с гипотезой О.Бора. Относительно наблюдения квадрупольной компоненты сложилась противоречивая ситуация: часть измерений [4, 5, 6] в соответствии с [1] указывала на отсутствие заметного вклада квадрупольной компоненты $\sim \sin^2 2\theta$, часть опровергала этот факт [7, 8, 9]. Основываясь на модели О.Бора Гриффин [10] показал, что рассчитывать

на уверенное наблюдение квадрупольного фотоделения следует при энергиях ниже порога дипольного деления, когда малая вероятность квадрупольного фотопоглощения компенсируется малой проникаемостью для дипольных каналов деления.

В той же работе было указано, что значение спина P_u^{239} , равное $1/2$, выделает его из ряда нечетных ядер. В результате дипольного фотопоглощения ядра P_u^{239} могут делиться через ограниченное число каналов с K^π равным $3/2^-$ и $1/2^-$. Если эти каналы имеют неодинаковые характеристики барьеров, на опыте можно наблюдать угловую анизотропию деления.

Появление мощного источника тормозного γ -излучения с хорошо фиксированной граничной энергией E_{max} - сильноточного 12-мегаэлектронвольтового микротрона Института физических проблем, а также теоретические соображения [10] мотивировали постановку работ по исследованию фотоделения четно-четных ядер и P_u^{239} вблизи и ниже порога. В области энергий 5 (4,6 Мэв для U^{238}) - 8,5 Мэв были измерены угловые распределения осколков и выходы реакции фотоделения для Th^{232} , U^{238} , Pu^{238} , Pu^{240} , Pu^{242} и Pu^{239} .

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и трех приложений. В приложениях изложен ряд методических вопросов, потребовавших громоздких вычислений.

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ.

Угловые распределения осколков были измерены с помощью методики [11], основанной на использовании стеклянных трековых детекторов [12]. Результаты измерений подвергались математической обработке, учитывающей конечное угловое разрешение опыта и зависимость эффективности регистрации от угла вылета осколков из делящейся мишени.

Очень малая величина сечения фотоделения под порогом побудила нас использовать в измерениях на Th и U слой толщиной больше длины пробега осколков в делящемся веществе. В этом случае становится существенным процесс рассеяния осколков в делящейся мишени. Разработан метод внесения соответствующих поправок [13].

Нами был поставлен опыт по проверке результатов работы [8], обнаружившей значительный вклад квадрупольной компоненты в угловом

распределении осколков деления U^{238} γ -лучами реакции $F^{19}(p,\alpha)O^{16}$ ($E = 6,14$ Мэв). Наш результат не подтвердил данные работы [8]. Были сделаны измерения $W(\theta)$ еще и для Th^{232} , также не показавшие большого вклада квадрупольной компоненты [14].

Основные исследования фотоделения были выполнены на микротроне. В качестве источника тормозного излучения использовалась вольфрамовая мишень толщиной 1 мм. Измерения проводились внутри ускорительной камеры микротрона.

Некоторые результаты измерений $W(\theta)$ представлены на рис. I. Характер изменения $W(\theta)$ с энергией для изотопов плутония мало различается и на рис. I приведены данные только для одного из них.

Результаты наших измерений впервые надежно установили факт существования квадрупольного фотоделения четно-четных ядер. В полном соответствии с гипотезой О.Бора значительный вклад квадрупольной компоненты в $W(\theta)$ наблюдается только под порогом дипольного деления. Уменьшение изотропной составляющей $W(\theta)$, а затем и увеличение вклада квадрупольной компоненты по мере уменьшения энергии указывает на расположение порогов делительных каналов $E_f^{K\pi}$, предсказываемые моделью О.Бора: $E_f^{11-} > E_f^{10-} > E_f^{20+}$. При этом разность $E_f^{11-} - E_f^{10-}$ уменьшается, а $E_f^{10-} - E_f^{20+}$ увеличивается с ростом Z от тория к плутонию. Схожесть тех же характеристик для четно-четных изотопов плутония позволяет думать, что изотопы одного элемента имеют мало отличающуюся структуру каналов деления.

Наличие угловых распределений осколков почти без изотропной компоненты и хорошее согласие экспериментальных угловых распределений с распределениями, предсказываемыми теорией (I), говорят о том, что K сохраняет свое значение на стадии спуска с вершины барьера вплоть до момента разрыва ядра.

Для Pu^{239} , как и предсказывалось в [10], при энергиях возбуждения ниже порога деления обнаружена угловая анизотропия. Знак анизотропии меняется с энергией, отражая конкуренцию каналов $K^\pi = 3/2^-$ и $1/2^-$.

СЧЕТЕНИЕ ФОТОДЕЛЕНИЯ

Во время измерений угловых распределений осколков производилась регистрация тока электронов, прошедших через тормозную мишень. Это позволило в каждом измерении определять выход реакции фотоделения $Y(E_{\text{max}})$, интегрируя $W(\theta)$ по телесному углу.

Знание угловых распределений позволяет разложить выход на угловые компоненты, соответствующие выражению (I) : $Y_{\alpha}(E_{max})$, $Y_{\beta}(E_{max})$, $Y_{\gamma}(E_{max})$. Из угловых компонент Y_{α} и Y_{β} можно получить выходы реакции (γ, f) через каналы I^{-} , $K = 0$ и I^{-} , $K = I$ [13]

$$Y_{10} = Y_{\beta} + \frac{1}{3} Y_{\alpha}; \quad Y_{11} = \frac{2}{3} Y_{\alpha}.$$

Квадрупольная компонента Y_{γ} формируется тремя состояниями по K ($K = 0, 1, 2$), неразличимыми по виду углового распределения. Разбиение ее по признаку K невозможно, а анализ связанных с ней величин затруднителен.

Для преобразования выходов в энергетическую зависимость сечений фотоделения надо знать спектр тормозного излучения из использовавшейся нами толстой тормозной мишени $f(E, E_{max})$. Расчет спектра проводился по схеме Лоусона [14, 15] с учетом потерь энергии электроном в мишени и многократного рассеяния электронов.

Зависимость сечения фотоделения $\sigma_j(E)$ и его компонент $\sigma_{10}(E)$, $\sigma_{11}(E)$ и $\sigma_c(E)$ находилась путем решения интегральных уравнений

$$Y_i(E_{max}) = \int_0^{E_{max}} \sigma_i(E) f(E, E_{max}) dE.$$

Примеры экспериментальных кривых $Y_i(E_{max})$ и полученные из них кривые $\sigma_i(E)$ приведены на рис.2.

Полученные для четно-четных ядер данные о $\sigma_j(E)$ и $\sigma_c(E)$ позволяют оценить отношение сечений квадрупольного и дипольного фотопоглощения $\gamma = \sigma_{\gamma c2} / \sigma_{\gamma c1}$. Отношения γ определялись по средним значениям σ_c и σ_f в надпороговой области энергий. Для Th^{232} , U^{238} , Pu^{238} , Pu^{240} и Pu^{242} получены $\gamma = 1/60, 1/30, 1/30, 1/25$ и $1/35$, соответственно, согласующиеся с его электродинамической оценкой [2].

Из $\sigma_i(E)$ можно вычислить параметры угловых распределений осколков фотоделения в зависимости от энергии фотонов. Пример результатов таких расчетов приведен на рис.3 в сравнении с данными измерений непосредственно на монохроматических фотонах [8, 16 - 18], а также на рис.4.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Специфической трудностью анализа данных по фотоделению является отсутствие надежной информации об абсолютной величине и энергетической зависимости в рассматриваемой области энергий сечений дипольного и особенно квадрупольного фотопоглощения. Анализ энер-

гетической зависимости коэффициента анизотропии $v/a = \frac{W(90^\circ)}{W(0^\circ)} - 1$ практически свободен от этих неопределенностей.

Отношение v/a при $\sigma_{\gamma c1} \gg \sigma_{\gamma c2}$ [2] определяется через соотношения [13] :

$$v/a = \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_f^{10}}{\Gamma_f^{11}} - 1 \right); \quad \Gamma^{JK} = \frac{\bar{D}_1}{2\pi} P^{JK}; \quad P^{JK} = \left[1 + \exp \frac{E_f^{JK} - E}{\hbar \omega_{JK}} \cdot 2\pi \right]^{-1}, \quad (2)$$

где Γ_f^{JK} и P^{JK} - делительная ширина и проницаемость барьера для каналов с фиксированными J и K , соответственно, E_f^{JK} и $\hbar \omega_{JK}$ - высота и параметр кривизны параболического барьера деления с одним максимумом (одноголового барьера), \bar{D}_1 - среднее расстояние между уровнями с одинаковыми спинами. Здесь и в дальнейшем мы опускаем индекс четности π , так как он однозначно определяется значением момента J .

Из (2) видно, что v/a определяется высотой и формой барьеров двух дипольных каналов деления I^{-} , $K = 0$ и I^{-} , $K = 1$. Конкретный расчетный пример зависимости v/a от E представлен на рис.5. При наиболее естественном геометрическом соотношении кривизн барьеров: большему барьеру соответствует большая кривизна, кривая v/a имеет максимум (при других соотношениях кривая v/a с уменьшением энергии либо выходит на постоянное значение, либо непрерывно возрастает). Положение максимума примерно совпадает с высотой меньшего из барьеров E_f^{10} , а начало роста v/a с уменьшением E - с высотой большего барьера E_f^{11} .

На рис.5 изображена расчетная зависимость делимости $\sigma_f / \sigma_{\gamma c1}$, которая при $\Gamma \ll I$ и $E_f^{10} < E_f^{11}$ в основном определяется нижайшим из дипольных каналов деления

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_{\gamma c1}} \approx \frac{\Gamma_f^{10} + 2\Gamma_f^{11}}{\Gamma_f^{10} + 2\Gamma_f^{11} + \Gamma_{c1}} \approx \frac{\Gamma_f^{10}}{\Gamma_f^{10} + \Gamma_{c1}}$$

(Γ_{c1} - ширина процессов, конкурирующих с делением; при E меньше энергии связи нейтрона B_n она равна радиационной ширине Γ_γ). Так как $\sigma_{\gamma c1}$ значительно менее сильно меняющаяся функция по сравнению с $\sigma_f(E)$, зависимости делимости и сечения в определенных пределах можно считать подобными. В отличие от проницаемости, которая равна $1/2$ при истинном пороге E_f^{10} , делимость достигает этого же значения при так называемом наблюдаемом пороге $T_1 < E_f^{10}$, когда $\Gamma_f^{10} \approx \Gamma_\gamma$,

$$T_1 = E_f^{10} - \frac{\hbar \omega_{10}}{2\pi} \ln \frac{\bar{D}_1}{2\pi \Gamma_\gamma}.$$

Отсюда следует, что положение максимума анизотропии E_m должно находиться несколько выше наблюдаемого порога T_1 ($E_m > T_1$).

Экспериментальные данные о зависимости v/a и ϵ_1 от энергии (рис.4) находятся в резком противоречии со следствием $E_m > T_1$, полученным в рамках представлений об одnogорбом барьере. Наблюдается как раз противоположное соотношение $T_1 > E_m$, причем разница $T_1 - E_m$ у изотопов плутония достигает 0,8 - 0,9 Мэв. Смещение максимума v/a под порог выходит за пределы любых мыслимых неопределенностей экспериментальных данных и не может быть объяснено в рамках принятых представлений о барьере деления.

В рамках модели двугорбого барьера (рис.6), вытекающей из расчетов потенциальной энергии деформации ядра с учетом оболочечных эффектов [19, 20], можно получить описание наблюдаемых экспериментальных результатов. Наиболее наглядную качественную интерпретацию смещения максимума v/a в подбарьерную область энергий можно дать в рамках представлений о так называемом "забывании" K во второй яме [19, 13]. Согласно [19] механизм "забывания" состоит в том, что, преодолев более высокий горб A потенциального барьера, ядро во второй яме проводит время большое по сравнению с периодом миграции K и "забывает" его первоначальное значение. Анизотропия

лета осколков будет определяться тем, каким образом ядро преодолет горб B . Такой двухстадийный характер процесса деления ведет к тому, что наблюдаемый в сечении деления порог определяется нижайшим каналом на горбе A (E_{JA}^{10}), а максимум анизотропии - тем же состоянием на другом горбе B (E_{JB}^{10}). При соответствующей разнице в высотах горбов A и B (Δ_{AB}) это и объясняет наблюдаемый эффект смещения.

Отметим, однако, что для объяснения этого эффекта предположение о "забывании" K не является обязательным. В случае отсутствия "забывания" K рост анизотропии с уменьшением энергии будет происходить дважды: на горбе A и на горбе B . Своего наибольшего значения анизотропия все равно достигнет на горбе B [13].

Данная выше интерпретация положения максимума v/a не учитывает еще одно новое качество модели двугорбого барьера - существование квазистационарных состояний во второй яме, которые приводят к появлению резонансов в энергетической зависимости проницаемости барьера. Существованием этих резонансов можно объяснить в действительности наблюдаемые нерегулярности $\epsilon_1(E)$ в подпороговой области энергий.

Резонансы проницаемости искажают зависимость v/a от E и делают

неоднозначной интерпретацию характерных точек этой зависимости (положение максимума, начало роста v/a с уменьшением E). Привлечение данных о проницаемости дипольных каналов деления порознь облегчает интерпретацию результатов опытов по фотоделению.

Обычно при расчетах проницаемости двугорбого барьера последний моделируется тремя сопряженными параболой (рис.6). Проявление резонансной структуры проницаемости характерно для области $E_{II} < E < E_{I_1}$. Выше этой области сохраняются слабые надбарьерные резонансы. Подбарьерные расчетные резонансы имеют вид узких, но высоких пиков. Экспериментальные резонансы проницаемости менее резки. Наблюдаемый эффект можно объяснить тем, что расчеты не учитывают взаимодействия продольных колебаний ядра во второй яме с другими степенями свободы. Такого рода диссипация делительных степеней свободы в наших расчетах учтена путем введения в потенциал $V(x)$ в области второй ямы мнимой части [13] с амплитудой ν .

В анализе рассматривались только участки зависимости $P(E)$ при энергиях ниже наблюдаемого порога, когда $P(E) < P_{г1} = 2\pi\Gamma_{г1}/D_1$. В этой области энергий проницаемость очень быстро растет с энергией и менее чувствительна к неопределенностям $\epsilon_{г1}(E)$.

Зависимость полученных из эксперимента проницаемостей и их отношений от энергии [13] приведена на рис.7. Там же изображены результаты подгонки расчетных кривых под экспериментальные. Параметры двугорбого барьера, использованные в расчетах, приведены в таблице.

Из таблицы видно, что разница высот горбов двугорбого барьера Δ_{AB} увеличивается от тория к плутонию, что согласуется с предсказаниями модели двугорбого барьера.

Однозначный выбор семи параметров двугорбого барьера (смотри таблицу) представляет значительные трудности. Наши экспериментальные результаты почти нечувствительны к параметрам второй ямы, так как в изученном диапазоне энергий нам удается уверенно наблюдать только один подбарьерный резонанс. При выборе параметра E_{II} мы руководствовались информацией об энергии возбуждения спонтанно делящихся изомеров и теоретическими соображениями о глубине второй ямы [21]. Вариациями параметра $\hbar\omega_{II}$ и в меньшей степени E_{II} мы пользовались при подгонке положения резонанса проницаемости.

По скорости возрастания $P(E)$ под порогом можно оценить параметры кривизны горбов. Наши экспериментальные данные (рис.7)

указывают на то, что кривизны обоих горбов барьера близки по абсолютной величине. Этому не противоречат данные реакции (n, f) [13]. Поэтому для простоты в расчетах мы приняли $\hbar\omega_A = \hbar\omega_B$.

Ориентировкой при выборе параметра E_{fB} служили "изломы" в подбарьерных участках зависимости $P(E)$, которые могут быть связаны с изменением скорости увеличения проницаемости после превышения горба В, (изотопы плутония) и максимумы отношения проницаемостей P^{10}/P^{11} . Соответствующие варианты расчета обозначены цифрой (I). Им соответствует значительная разница высот горбов А и В: $\Delta_{AB} = 0,7$ Мэв для U^{238} и порядка 1 Мэв для изотопов плутония. Попытки уравнять их (варианты (2), $\Delta_{AB} \approx 0 + 0,2$ Мэв) приводят к значительному расхождению с опытом. При $E_{fA} > E_{fB}$ высота горба А достаточно точно определяется из абсолютной величины проницаемости. Об этом свидетельствует совпадение наших значений E_{fA} с данными других реакций [22]. Оценки высоты горба В менее определенны. Однако, без заметного ухудшения согласия с экспериментальными данными о $P(E)$ величину E_{fB} можно поднять не более, чем на 0,3 Мэв.

Подбарьерные участки проницаемостей Th^{232} удовлетворительно описываются при одинаковых параметрах горбов. Поскольку в проницаемости P^{10} кроме резонанса при $E = 5,4$ Мэв нет других особенностей, а надежно измеренный участок P^{11} вследствие большой анизотропии узок, то неопределенность нашей оценки параметров в случае Th^{232} больше. Однако вариант $E_{fA} \approx E_{fB}$ нам кажется разумным, так как для близкого ядра в реакции $Th^{230}(n, f)$ вывод о небольшой величине Δ_{AB} более очевиден [23, 13].

Показано, что наличие широкого максимума $P(E)$ Th^{232} в районе 6,3 - 6,5 Мэв не может быть объяснено ни нейтронной конкуренцией, ни как подбарьерный резонанс. Вероятно, его природа, как и аналогичного максимума в случае Pu^{238} , связана с существованием резонансной структуры в сечении фотопоглощения [24].

На рис.8 приведены данные о сечении фотоделения и коэффициенте анизотропии для Pu^{239} . Здесь, как и в случае четно-четных ядер, в модели одnogорбого барьера не удается одновременно описать и сечение и угловую анизотропию фотоделения (см. пунктирные кривые) [25].

Из экспериментальной зависимости $\sigma_f(E)$ и $A_f(E)$ было извлечено отношение проницаемостей $P^{3/2}/P^{1/2}$. Полученное отношение (рис.9) имеет форму правильного резонанса с шириной 0,3 Мэв, расположен-

ного при энергии 5,6 Мэв, т.е. на 0,5 Мэв ниже порога деления ядра Pu^{239} [26]. Это свидетельствует о локальном возрастании роли каналов с $K^\pi = 3/2^-$, что можно объяснить существованием резонанса проницаемости в этой области энергий.

На рис.8 сравниваются данные об угловой анизотропии реакций $Pu^{239}(\gamma, f)$ и $Pu^{238}(n, f)$ [26]. Это сравнение представляет интерес, поскольку дипольное фотоделение Pu^{239} и деление Pu^{238} n -нейтронами происходит через одни и те же каналы $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$. Из сравнения следует, что отрицательная угловая анизотропия $Pu^{238}(n, f)$ при энергии нейтронов 0,05 - 0,2 Мэв объясняется резонансом проницаемости $K^\pi = 3/2^-$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Разработана методика измерений угловых распределений осколков деления на основе стеклянных детекторов [12].
2. Обоснована возможность измерения угловых распределений осколков с большой анизотропией при использовании "бесконечно" толстых слоев делящегося вещества. Получены формулы для введения поправок на важный в этих случаях эффект рассеяния осколков.
3. Проведены измерения угловых распределений осколков фотоделения U^{238} и Th^{232} γ -лучами реакции $F^{19}(\rho, \alpha\gamma)$, не подтвердившие прежних наблюдений значительного вклада квадрупольного фотоделения [8].
4. Впервые выполнены измерения угловых распределений осколков фотоделения пяти четно-четных ядер (Th^{232} , U^{238} , Pu^{238} , Pu^{240} и Pu^{242}) и одного нечетно-четного ядра - Pu^{239} в глубоко подбарьерной области энергий (начиная с 4,5 - 5 Мэв). Одновременно с угловыми распределениями измерялся выход реакции (γ, f) .
5. Впервые надежно установлен факт квадрупольного деления ядер и изучены его свойства - зависимость вклада в полное сечение деления от энергии и нуклонного состава ядра. Получена оценка отношения сечений квадрупольного и дипольного фотопоглощения, согласующаяся в области энергий 5 - 7 Мэв с электродинамической оценкой [2].
6. Энергетическая зависимость угловых распределений осколков

согласуется с предсказанием модели О.Бора [1] для расположения каналов деления, возбуждаемых в реакции (γ, f).

7. Совместный анализ угловых распределений осколков и сечения фотоделения обнаружил резкое несоответствие энергетической зависимости наблюдаемых величин с представлениями об одногорбом барьере деления.

8. Показано, что в рамках одномерной модели двугорбого барьера с учетом диссипации энергии делительных степеней свободы можно получить удовлетворительное описание результатов эксперимента. Из этого анализа удастся оценить важные параметры двугорбого барьера - кривизны и высоты его горбов. Разница в высоте горбов увеличивается от тория к плутонию в согласии с предсказаниями, основанными на расчетах энергии деформации с учетом оболочек [19].

9. Показано, что максимумы в энергетической зависимости анизотропии разлета осколков для четно-четных ядер не могут быть следствием только квазистационарных состояний во второй яме. Квантовое расщепление барьеров деления играет в их формировании решающую роль.

10. Для Pu^{239} наблюдается угловая анизотропия, предсказанная Гриффитом [10]. Область проявления анизотропии - на 0,5 Мэв ниже порога деления, не может быть объяснена в рамках модели одногорбого барьера деления, но становится понятной в рамках модели двугорбого барьера.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [11, 13, 15, 16, 25] и докладывались на Международном конгрессе по ядерной физике (Париж, 1964), Международном симпозиуме по физике и химии деления в Зальцбурге (Австрия, 1965), IV Всесоюзной межвузовской конференции по теории элементарных частиц (Ужгород, 1965), Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям (Дубна, 1967), Международном симпозиуме по физике и химии деления в Вене (Австрия, 1969).

Т А Б Л И Ц А

Параметры двугорбого барьера, использованные при описании экспериментальной зависимости $P^{JK}(E)$.

Изотоп	ν МэВ	$J, K^{\pi} = 1, 0^{-}$						$J, K^{\pi} = 1, 1^{-}$					
		E_{fA} МэВ	$\hbar\omega_A$ МэВ	E_{fB} МэВ	$\hbar\omega_B$ МэВ	$E_{\bar{n}}$ МэВ	$\hbar\omega_{\bar{n}}$ МэВ	E_{fA} МэВ	$\hbar\omega_A$ МэВ	E_{fB} МэВ	$\hbar\omega_B$ МэВ	$E_{\bar{n}}$ МэВ	$\hbar\omega_{\bar{n}}$ МэВ
Th^{232}	-0,05	6,2	0,75	6,1	0,75	4,8	3,0	6,6	0,8	6,5	0,8	4,8	3,0
$\text{U}^{238}(1)$	-0,1	6,2	0,92	5,5	0,92	3,6	3,0	6,5	0,95	5,9	0,95	3,6	4,0
$\text{U}^{238}(2)$	-0,1	6,0	1,0	6,0	1,0	3,6	2,0	6,25	0,95	6,25	0,95	3,6	3,0
Pu^{238}	-0,1	6,45	0,74	5,3	0,74	2,3	3,0	6,45	0,63	5,37	0,63	2,3	3,5
$\text{Pu}^{240}(1)$	-0,1	6,25	0,7	5,05	0,7	2,3	3,0	6,25	0,57	5,15	0,57	2,3	4,0
$\text{Pu}^{240}(2)$	-0,15	6,25	1,3	6,05	1,3	2,55	2,0	6,25	1,15	6,05	1,15	2,55	2,0
Pu^{242}	-0,1	6,3	0,76	5,2	0,76	2,1	3,0	6,3	0,65	5,28	0,65	2,1	4,0

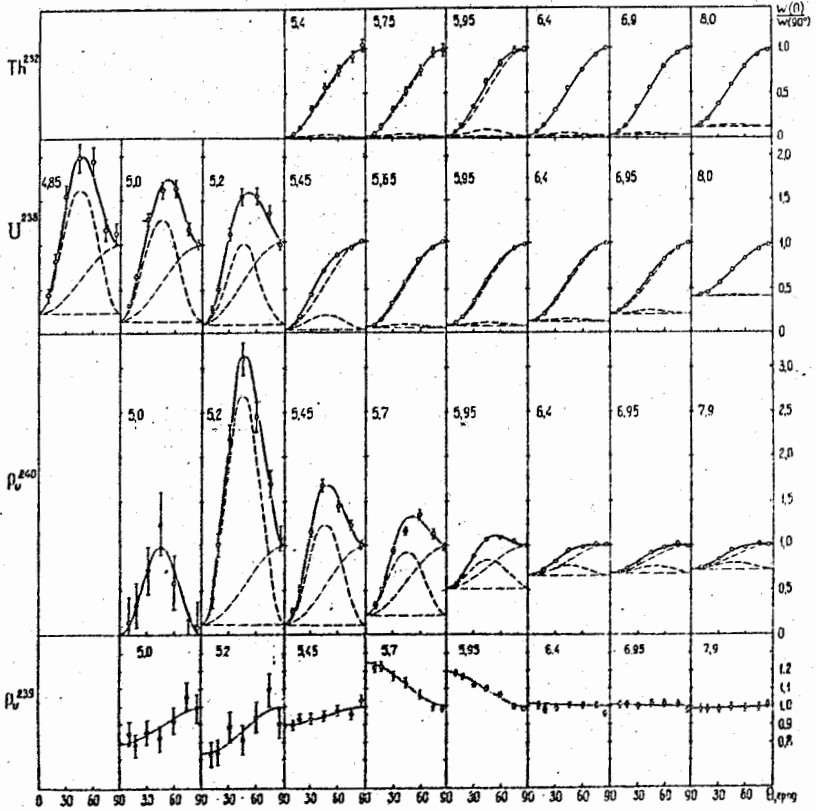


Рис.1. Угловые распределения осколков фотоделения Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} и Pu^{239} тормозными γ -квантами. Сплошные кривые проведены по результатам математической обработки данных измерений. Пунктирные кривые - компоненты $W(\theta)$. Цифрами обозначены значения E_{max} (Мэв), при которых получены угловые распределения.

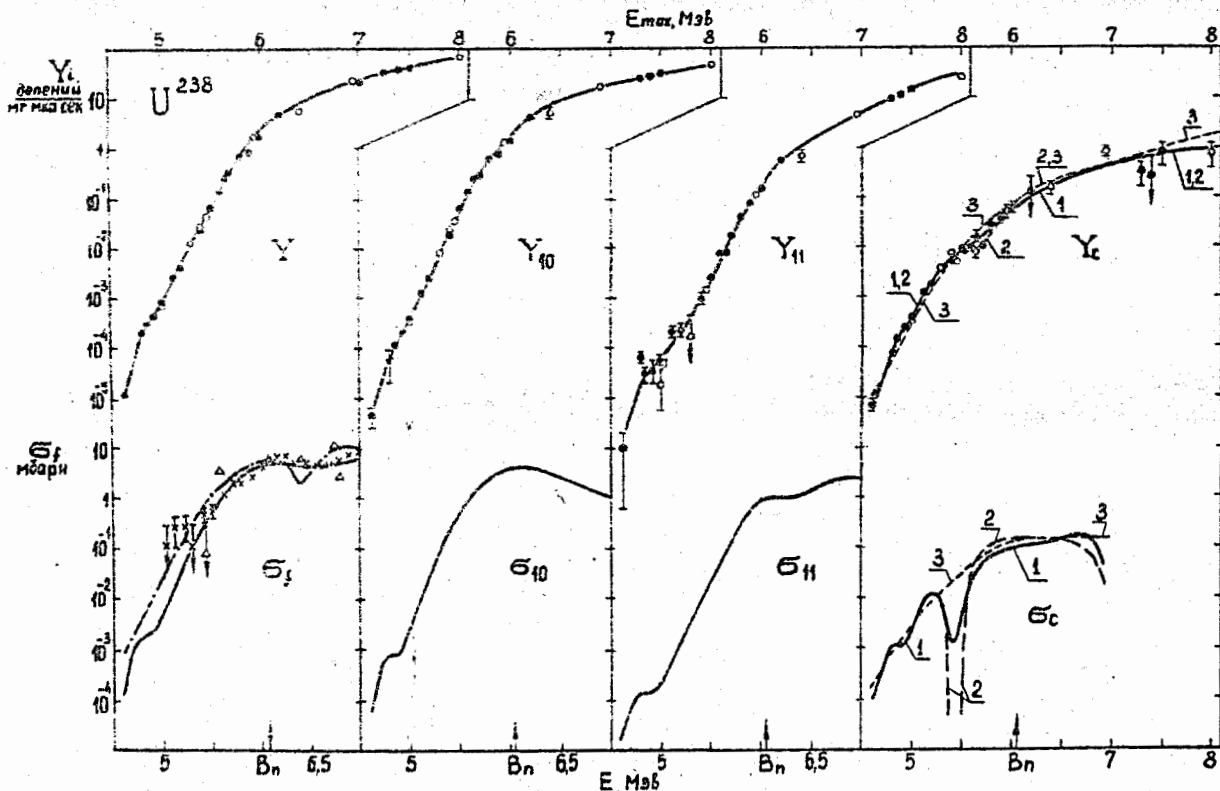


Рис.2. Вверху для U^{238} приведены кривые энергетической зависимости полного выхода $Y(E_{max})$ и его компонент $Y_{10}(E_{max})$, $Y_{11}(E_{max})$ и $Y_c(E_{max})$. Светлые значки - результаты, полученные с делателем мишенью толщиной 1 мг/кв.см, темные - с "бесконечно толстой". Внизу - кривые энергетической зависимости сечения $\sigma_f(E)$ и его компонент $\sigma_{10}(E)$, $\sigma_{11}(E)$ и $\sigma_c(E)$. Штрих-пунктир - данные работы [4]. Значки (Δ), (\times) - данные работ [17] и [18], соответственно. Для квадрупольной компоненты приведены три варианта экстраполяции $Y_c(E_{max})$ и, соответственно, три кривых $\sigma_c(E)$.

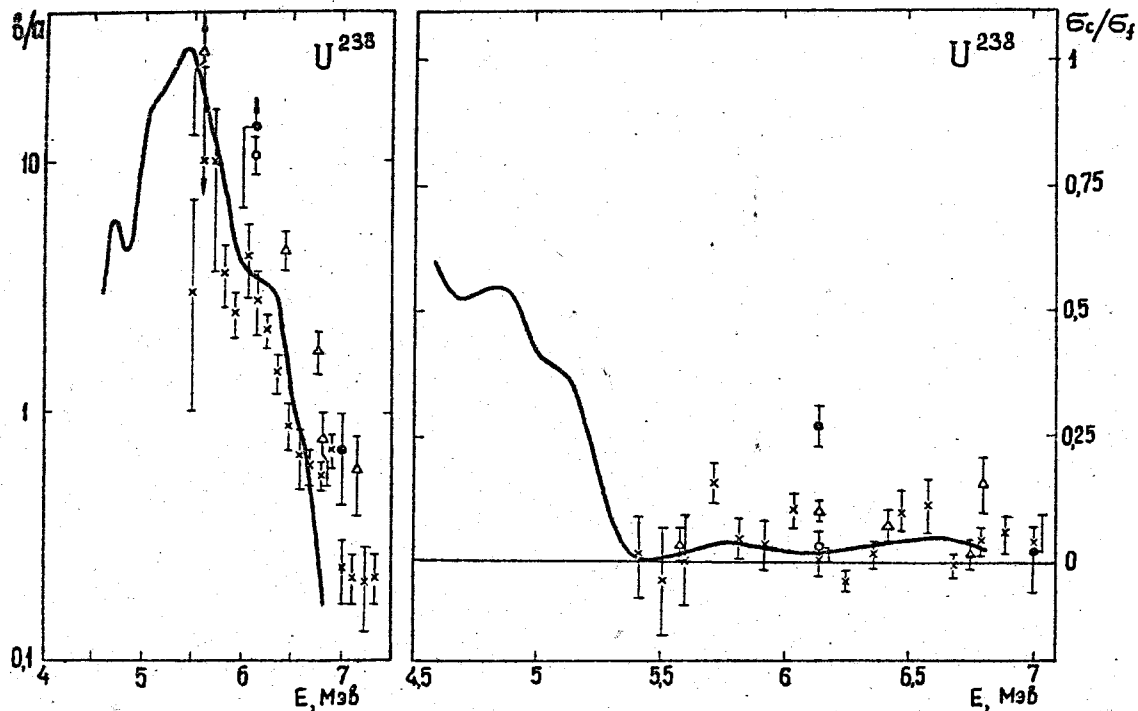


Рис.3 Зависимость σ_a/σ_t и σ_c/σ_s от энергии фотонов для U^{238} . Экспериментальные точки, изображенные значками (\bullet), (\circ), (Δ), (\times) - из работ на монохроматических γ -квантах [8], [16], [17], [18], соответственно.

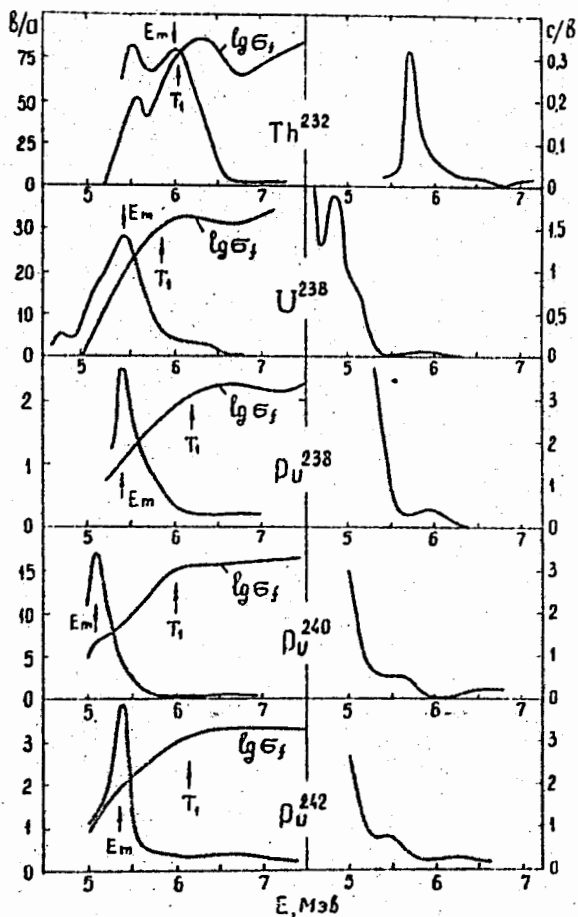


Рис. 4. Экспериментальные данные о зависимости от энергии фотонов отношений коэффициентов углового распределения v/a и c/b и σ_f (последнего в произвольных единицах). E_m - положение максимума анизотропии, T_1 - положение наблюдаемого порога фотоделения.

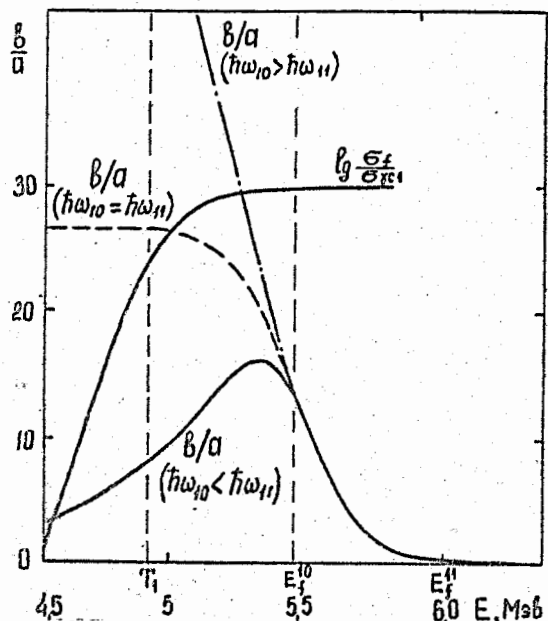


Рис. 5. Пример расчета делимости и анизотропии фотоделения. Расчеты проведены в рамках модели одnogорбого барьера деления со следующим набором параметров: $E_f^{10} = 5,5$ Мэв; $\hbar\omega_{10}/2\pi = 0,1$ Мэв; $0,125$ Мэв и $0,150$ Мэв; $E_f^{11} = 6$ Мэв; $\hbar\omega_{11}/2\pi = 0,125$ Мэв; $\Gamma_2 = \Gamma_1 = 30$ мэв; $D_1 = 20$ эв.

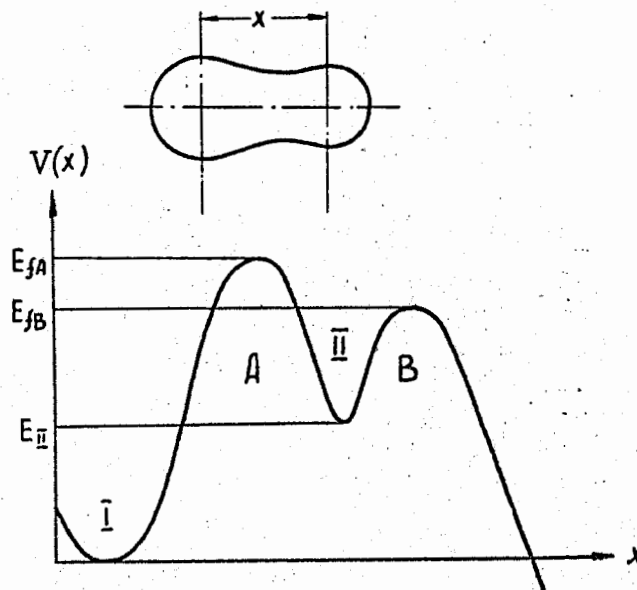


Рис. 6. Вверху - схематическое изображение деформированного перед делением ядра с параметром деформации x . Внизу - схематическое изображение потенциального барьера деления с двумя максимумами А и В.

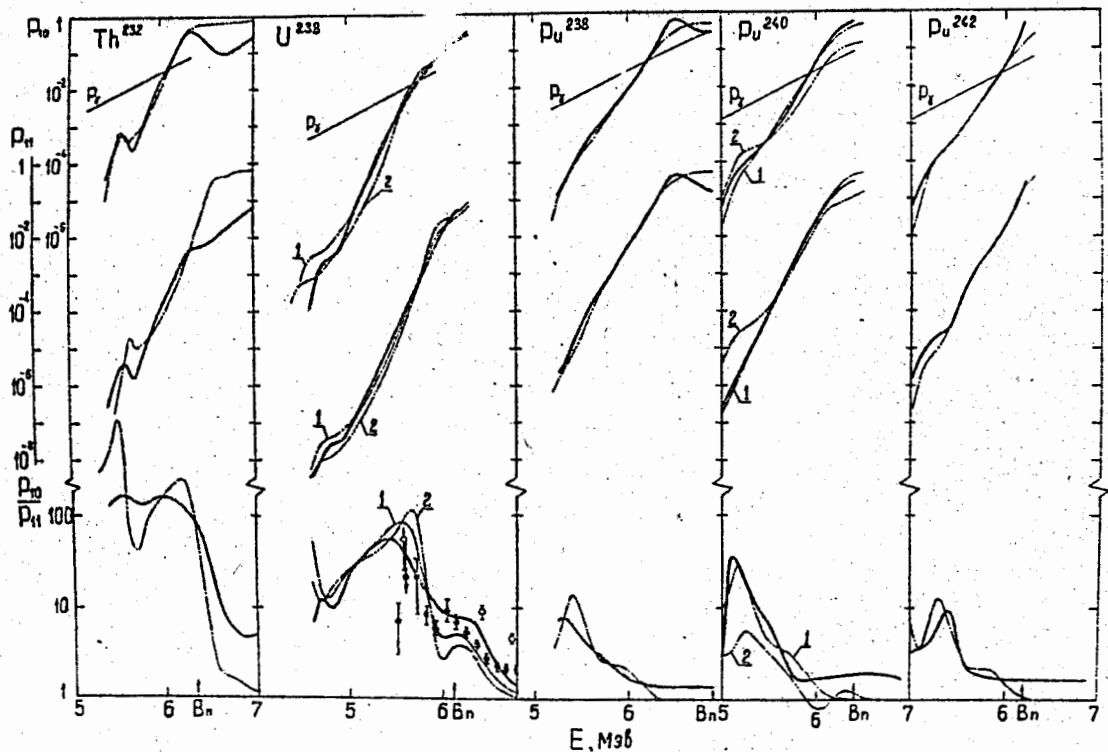


Рис.7. Сравнение проницаемостей P^0 и P'' и их отношений, полученных из эксперимента (толстые сплошные линии) и расчета (штрих-пунктир). Для U^{238} и Pu^{240} приведены два варианта расчета. Значками (o) и (◐) изображены отношения P^0/P'' из работ [17] и [18].

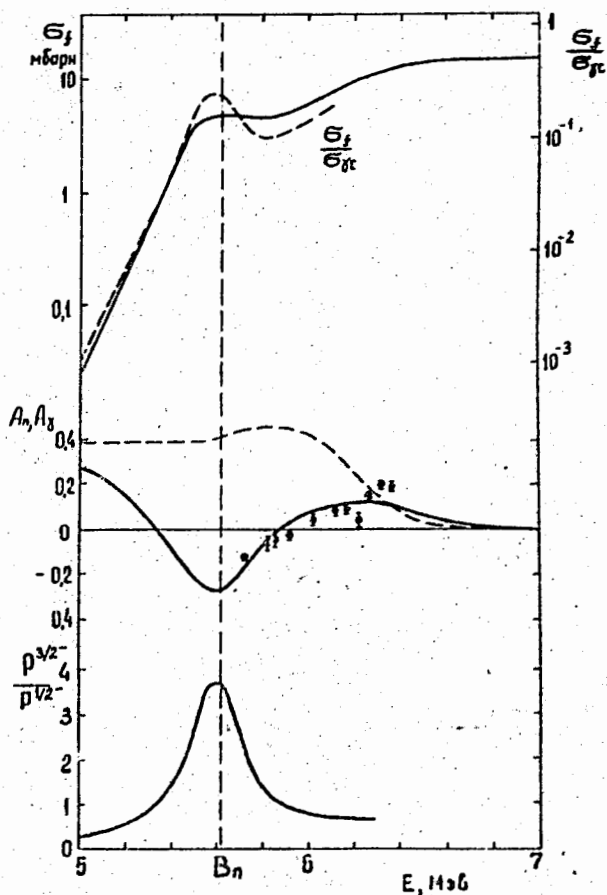


Рис.8. Вверху - экспериментальная зависимость сечения фотоделения Po^{239} (сплошная линия) сравнивается с результатами расчета в рамках модели одногорбого барьера (пунктирная линия). В средней части приведены результаты аналогичных сравнений для коэффициента анизотропии. Внизу - энергетическая зависимость отношения проницаемостей барьеров деления для каналов с $K^\pi = 3/2^-$ и $1/2^-$, полученная из экспериментальных данных.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бор О. Конференция по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955, 2, стр.158. Физматгиз, 1958.
2. Давыдов А.С. "Теория атомного ядра". Физматгиз, М., 1958, стр.422.
3. E.J.Winhold, I.Halpern, Phys. Rev., 103, 990, 1956.
4. L.Katz, A.P.Baerg, F.Brown. Sec. U.N. Int. Conf. on the PUAE (U.N. Geneva, 1958), 15, 188, 1958.
5. H.G. de Carvalho, A.G. da Silva, J.Goldemberg. Nuovo Cimento, 19, 1131, 1961.
6. J.P.Conner, R.L.Henkel, J.E.Simmons, Bull. Amer. Phys. Soc., II, 4, 234, 1959.
7. Базь А.И., Куликова И.М., Лазарева Л.Е., Никитина Н.В., Семёнов В.А. Труды второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. М., Атомиздат, 1959, I, стр.362.
8. V.Forkman, S.A.E. Johansson. Nucl. Phys., 20, 136, 1960.
9. E.Takekoshi, J. Phys. Soc. Japan, 15, 2129, 1960.
10. J.J.Griffin. Phys. Rev. 116, 107, 1959.
11. Солдатов А.С., Бочарова И.Е., Смиренин Г.Н. ПТЭ, 5, 226, 1968.
12. Перельгин В.П., Третьякова С.П., Звара К. ПТЭ, 4, 78, 1964.
13. Игнатюк А.В., Работнов Н.С., Смиренин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. ЖЭТФ, 61, 1284, 1971.
14. J.Lawson. Nucleonics, 10, No.11, 61, 1952.
15. Работнов Н.С., Смиренин Г.Н., Солдатов А.С., Усачёв Л.Н., Капица С.П., Ципенюк Ю.М. ЯФ, II, 508, 1970.
16. Солдатов А.С., Александрова З.А., Гордеева Л.Д., Смиренин Г.Н. ЯФ, I, 471, 1965.
17. A.Manferdini, L.Fiore, S.Bamardino, H.G. de Carvalho, W.W81fli; Nucl. Phys., A 123, 664, 1969.
18. Дж.В.Ноулес, А.М.Хан, В.Дж.Кросс. Известия АН СССР (сер. физическая), 34, 1627, 1970.
19. V.M.Strutinsky, S.Bjrnholm, Int. Simp. Nucl. Structure. Dubna, 1968.
20. J.E.Lynn, Int. Simp. Nucl. Structure. Dubna, 1968.
21. V.M.Strutinsky, S.Bjrnholm, Nucl. Phys. A. 136, 1, 1969.

22. B.B.Back, J.R.Bondorf, G.A.Otroschenko, J.Pedersen, B.Rasmussen, "Phys. and Chem. of Fission" (IAEA, Vienna, 1969), p.351; H.C.Britt, S.Burnnett, J.D.Cramer, p.375,
23. A.N.Behkami, J.H.Roberts, W.Loveland, J.R.Huizenga. Phys. Rev., 171, 1267, 1968.
24. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пекаръ М.И., Пискарёв И.М., Шевченко В.Г. XX ежегодное совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Ленинград, 1970.
Б.С.Ишханов, Капитонов И.М., Лазутин Е.В., Пискарёв И.М., Шевченко О.П. ЯФ, 12, 682, 1970.
25. Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М., Смиренин Г.Н. ЯФ, II, 992, 1970.
26. Воротников П.Е., Дубровина С.М., Отрошенко Г.А., Шыгин В.А. ЯФ, 3, 479, 1966.