

C-505

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

*СМИРЕНКИН
Георгий Николаевич*

**ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ВБЛИЗИ ПОРОГА
И СТРУКТУРА БАРЬЕРА**

**Специальность № 01.04.16
(физика атомного ядра и космических лучей)**

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

Дубна — 1972 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Смиренкин
Георгий Николаевич

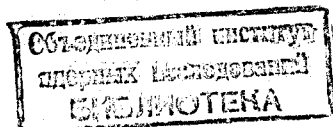
C-505

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ВБЛИЗИ ПОРОГА
И СТРУКТУРА БАРЬЕРА

Специальность № 01.04.16.
(физика атомного ядра и космических лучей)

Автореферат диссертации на
соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Дубна - 1972г.



Работа выполнена в Физико-энергетическом институте

Официальные оппоненты:

Член-корреспондент АН УССР	В.М.СТРУТИНСКИЙ
Доктор физико-математических наук	Ю.С.ЗАМЯТНИН
Доктор физико-математических наук	С.М.ПОЛИКАНОВ

Ведущее предприятие:

Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, г.Ленинград

Автореферат разослан "21" XII 1972г.

Защита диссертации состоится "22" II 1972г. в 11. час
на заседании Объединенного Ученого Совета лабораторий ядерных
реакций и нейтронной физики ОИЯИ (г.Дубна, Московской области)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института


Ученый секретарь Совета КАРЖАВИНА Э.Н.

Четвертое десятилетие с неослабевающим интересом и непрерывно растущими экспериментальными возможностями проводятся исследования процесса деления атомных ядер. Актуальность этой проблемы объясняется её исключительной ролью в ядерной технике и, в еще большей степени, нерешённостью многих вопросов, связанных с механизмом самого явления. Реакция деления принадлежит к числу наиболее сложных: в ходе неё происходит не частичное изменение нуклонного состава, а коренная перестройка всего ядра. Трудности построения теории такого превращения многонуклонной системы очень велики. В существующем виде она представляет собой набор разрозненных модельных представлений, сильно идеализирующих поведение ядра. Поэтому в физике деления преобладает феноменологическое описание, что и определяет состояние проблемы в целом.

Настоящая диссертация является результатом многолетних исследований деления ядер, проводившихся в Физико-энергетическом институте в соответствии с программой по разработке и изучению быстрых реакторов. Ее реализация предусматривает детальное измерение многочисленных ядерных констант и всестороннее изучение взаимодействия нейтронов и свойств ядер при энергиях возбуждения до 20 Мэв, возникающих при поглощении нейтронов спектра деления. Хотя в непосредственной работе научные и прикладные интересы тесно переплетались, и многие физические результаты явились следствием экспериментов, задуманных с практическими целями, диссертация отражает в основном первый аспект исследований. С одной стороны, такое решение было вызвано потребностью в систематизации и обобщениях экспериментальных данных, в особенности, в связи с недавним пересмотром представлений о барьере деления [1,2]. С другой стороны, прикладные результаты нами достаточно подробно освещены в опубликованных работах [3], а их повторное изложение не дало бы ничего нового и лишь привело бы к неоправданной перегрузке объема диссертации.

Потенциальный барьер, возникающий в процессе деформации ядра, определяет многие свойства процесса деления и, прежде

всего, его вероятность, которая составляет главный предмет исследования в данной работе. Представления о барьере деления ведут свое начало от классических работ Н.Бора и Уилера [4] и Я.И.Френкеля [5], основавших капельную модель деления - фундамент современных теорий этого явления. Известной формулой для средней делительной ширины

$$\Gamma_f^\lambda(E) = \frac{\bar{D}_\lambda(E)}{2\pi} N_\lambda^*(E-E_f) = \frac{\bar{D}_\lambda(E)}{2\pi} \sum P(E-E_f^{i\lambda}), \quad (I)$$

в работе [4] были также заложены основы представлений о вероятности вынужденного деления. Согласно (I) она определяется числом доступных квантовых состояний N_λ^* делящегося ядра в самом "узком месте" процесса деления - на вершине барьера (в седловой точке). В формуле (I) \bar{D}_λ - среднее расстояние между уровнями составного ядра с квантовыми характеристиками λ , а N_λ^* заменено в соответствии с интерпретацией Хилла и Уилера [6] на сумму пропускностей барьеров с высотой $E_f^{i\lambda}$. Таким образом, в [4] уже фактически было введено понятие о переходных состояниях делящегося ядра (каналах деления).

Следующий шаг в развитии представлений о каналах деления был сделан О.Бором [7] спустя 15 лет. Он предположил, что при делении вблизи порога квантовые состояния холодного делящегося ядра достаточно сильно разделены и представляют собой относительно простые типы движения по аналогии с нижними состояниями обычных ядер. Попытка конкретизировать спектр переходных состояний была предпринята О.Бором в связи с интерпретацией свойств открытой незадолго до этого угловой анизотропии разлета осколков. Согласно [7] угловая анизотропия деления является следствием преимущественной ориентации углового момента ядра J относительно пучка бомбардирующих частиц и неоднородности распределения его проекции K на ось симметрии, которая служит направлением разделения (разлета осколков). Неоднородность распределения K , в общем случае обеспечивается зависимостью от K высоты барьера деления $E_f^{JK\pi}$. Таким образом, λ в (I) есть комбинация трех квантовых характеристик J, K, π .

К сожалению, конкретные следствия из гипотезы О.Бора удается извлечь лишь для нижайших каналов деления четно-четных ядер. Экспериментальные исследования, анализ и систематизация данных пока единственный путь получения сведений о спектре $E_f^{JK\pi}$, без которых количественное описание вероятности деления невозможно.

Из экспериментальных данных о сечениях σ_f , за редким исключением, можно сделать лишь самые грубые заключения о спектре каналов, участвующих в делении, поскольку в $\sigma_f = \sum \sigma_c^e f_{JK\pi}$ проявляется их суммарный эффект и нет признаков, по которым можно было бы выделить индивидуальный вклад каждого из них (σ_c^e и $f_{JK\pi}$ - компоненты сечения образования составного ядра и парциальные делимости $f_{JK\pi} = \Gamma_f^{JK\pi} / \Gamma_\pi$, Γ_π - полная ширина распада составного ядра). В этом отношении гораздо большую ценность представляют данные об угловом распределении осколков $W(\vartheta) \sim d\sigma_f / d\Omega = \sum \sigma_c^e f_{JK\pi} W_{JK}(\vartheta)$. По форме $W(\vartheta)$ благодаря достаточно сильной зависимости вида парциальных распределений $W_{JK}(\vartheta)$ от J, K можно, в принципе, установить квантовые характеристики преобладающих каналов и соответствующие им парциальные делимости, а по ним $\Gamma_f^{JK\pi}$ и $E_f^{JK\pi}$. Это составляет предмет так называемого канального анализа.

Количественный анализ вероятности процесса деления возможен в двух крайних случаях: когда в нем участвует небольшое число квантовых состояний и когда, напротив, оно так велико, что для описания становится пригоден статистический подход. В последнем случае объектом исследования являются термодинамические характеристики возбужденной системы: плотность уровней $\rho(U)$, температура t , параметр

$$K_0^2 = \frac{J_{zpp} t}{\hbar^2} = \frac{t}{\hbar^2} J_{II} \left(1 - \frac{J_z}{J_{II}}\right)^{-1}, \quad (2)$$

определяющий дисперсию распределения K , моменты инерции ядра J_{II}, J_z, J_{zpp} и т.д. Информация об энергетической зависимости этих величин для ядер с обычной деформацией весьма ограничена в силу больших трудностей экспериментального исследования. Между тем они играют определяющую роль во всех приложениях статистического метода в физике ядра. Для изучения

зависимости термодинамических свойств ядра от его деформации процесс деления предоставляет поместине уникальную возможность, что, впрочем, верно также и для спектроскопических свойств. В этом общем аспекте значение экспериментального исследования переходных состояний выходит за рамки интересов собственно физики деления, которая из-за специфики механизма занимает в ядерной физике пока обособленное место.

Описание вероятности деления - и интегрального сечения, и угловых распределений осколков - чувствительно к форме барьера деления. Традиционная концепция Н.Бора-Уилера-О.Бора [4, 6,7], около 30 лет служившая фундаментом теоретических представлений об этих свойствах, основывается на результатах, полученных в рамках модели жидкой капли (МЖК). Однако, несколько лет назад В.М.Струтинским [1] были осуществлены расчеты потенциальной энергии деформации ядра с учетом неоднородностей, обусловленных нуклонными оболочками, которые показали, что одnogорбый параболический барьер, мотивируемый МЖК в области тяжелых ядер-актинидов, является грубым приближением. Согласно [1] барьер деления в одномерном представлении имеет вид кривой с двумя максимумами и двумя минимумами.

Физические идеи о процессе деления [2], сложившиеся на базе пересмотра представлений о барьере, получили название модели двугорбого барьера. Она многое переносит из прежнего описания: и связь между делительной шириной и проникаемостью (1), и одномерное рассмотрение, и представления о переходных состояниях. То новое, что она дает, является непосредственным следствием особенностей формы барьера: наличия второй ямы, двух седловых точек и связанных с ними квазистационарных состояний. Однако, это приводит к появлению у делящейся системы принципиально новых свойств. В рамках модели двугорбого барьера удалось объяснить многие явления, не укладывавшиеся в старую картину деления, как-то: спонтанно делящиеся изомеры [9], группировка аномально сильных нейтронных резонансов сечения подбарьерного деления [10], широкий класс резонансных структур в делюности [11] и аномалии угловых распределений осколков $W(\vartheta)$ [12].

Выделенные нами аспекты исследования вынужденного деления определяют тот круг связанных со структурой барьера вопросов, который рассматривается в диссертации. Разумеется, он существенно ограничен теми характеристиками и способами возбуждения, которые изучались экспериментально. Направления проведенных исследований тесно связаны между собой и, кроме того, объединены общим подходом к интерпретации и анализу полученных экспериментальных данных, в основу которых положена модель двугорбого барьера. Мы не видели другой возможности для непротиворечивого и единообразного описания совокупности экспериментальных фактов, которые резко выпадают из прежней концепции деления.

Диссертация состоит из четырех глав.

В главе I излагаются некоторые методические вопросы анализа и измерений угловых распределений осколков - основного и наиболее чувствительного инструмента для исследования структуры барьера. В ней исследованы закономерности возникновения канальных эффектов в моделях одnogорбого и двугорбого барьера и особенности анализа исследуемых характеристик в различных областях энергии [13-16], дан сравнительный анализ различных способов возбуждения, применяемых для изучения деления ядер вблизи порога, намечены направления их наиболее благоприятного использования. Здесь же рассмотрены основные направления развития техники измерения угловых распределений осколков, обеспечившие прогресс в данной области, продемонстрированы примеры некоторых новых возможностей. Обоснован и развит широко применявшийся в данной работе метод цилиндрических стеклянных детекторов осколков [17,18], универсальный, чрезвычайно простой и надежный, оптимально отвечающий требованиям осуществленных экспериментов.

В главе II приведены результаты экспериментального изучения фотоделения пяти четно-четных ядер и Pu^{239} на микротро-не Института физических проблем АН СССР. Основные обсуждаемые вопросы: обнаружение и исследование свойств квадрупольного фотоделения ядер [19,20], совместный анализ угловой анизотро-

пии и сечения фотоделения и изучение установленного в нем сильного несоответствия с "традиционным" описанием каналовых эффектов [12,14,15], исследование аномалии асимметрии фотоделения в подбарьерной области энергий [21].

Глава III посвящена исследованию ряда аномальных явлений при околопороговом и подбарьерном делении ядер нейтронами, как-то: резонансного характера каналовых эффектов и зависимости его от нуклонного состава делящегося ядра [12,18,22,23], "подавлению" S-волны при подбарьерном делении [13,23,24], аномалии "порога" реакции деления с предварительным испусканием нейтрона ($n, n'f$).

В главе IV изложены результаты экспериментального изучения и анализа интегральных и дифференциальных сечений деления в реакциях (n, f) и (α, f) в области энергий, где применимо статистическое описание. Здесь в центре внимания находятся следующие вопросы: эффекты спаривания нуклонов в переходном состоянии делящегося ядра - низкоэнергетическая структура плотности уровней и K_0^2 , обусловленные дискретностью спектра возбуждений квазичастиц [12,18,25-28], и фазовый переход из сверхтекучего состояния в нормальное [25-28], зависимость корреляционного параметра Δ_0 от деформации ядра и эффективного момента инерции $\bar{J}_{эф}$ от Z^2/A и энергии возбуждения [12,25,26,28,29], корреляции энергетической зависимости σ_f , K_0^2 и $\bar{\nu}$ (среднего выхода мгновенных нейтронов на акт деления) [4,30].

Сводка экспериментов, лежащих в основе диссертации, приведена в таблице I. Ниже изложены основные результаты работы.

ГЛАВА I.

Из совокупности вопросов, обсуждаемых в главе I, мы остановимся здесь на двух, наиболее важных для дальнейшего изложения.

Таблица I.

Сводка экспериментальных данных, полученных в диссертации.

Реакция	Ядро-мишень	Исследованные характеристики, диапазон нейтронов, электронов, α -частиц МэВ (число экспериментальных точек).	
		$\bar{\nu}(f)$	σ_f
(n, f)	Th^{232}	0,95 - 2,3 (18)	0,6 - 3,2 (90)
	U^{233*}	0,05 - 1,5 (18)	0,35 - 2,6 (86)
	U^{235*}	0,05 - 6,0 (50)	
	U^{238}	0,50 - 2,4 (20)	
	Np^{237}	0,3 - 7,2 (55)	0,3 - 7,2 (55)
	Pu^{238}	0,06 - 7,2 (63)	0,003-19,0 (48)
	Pu^{239*}	0,015- 7,2 (88)	0,01 - 7,2 (148)
	Pu^{240}	0,15 - 3,2 (26)	0,04 -15,0 (75)
(γ, f)	Pu^{242}	0,6 - 1,6 (6)	
	Am^{241}	0,3 - 7,2 (53)	0,01 - 7,2 (63)
	Th^{232}	5,2 - 8,5 (20)	5,2 - 8,5 (20)
	U^{238**}	4,6 - 9,3 (26)	4,6 - 9,3 (26)
	Pu^{238}	5,25 - 8,5 (10)	5,25 - 8,5 (10)
	Pu^{239}	5,0 - 9,5 (20)	5,0 - 9,5 (20)
(α, f)	Pu^{240}	5,0 - 9,5 (13)	5,0 - 9,5 (13)
	Pu^{242}	5,0 - 8,5 (12)	5,0 - 8,5 (12)
	Po^{210}	29,0 -45,0 (23)	29,0 -45,0 (23)

*) Для U^{233} , U^{235} , Pu^{239} проведены измерения $\bar{\nu}$ в интервале $E_n = 0+1,5$ МэВ ($0+3,2$ МэВ в случае U^{235}) с шагом 0,1 МэВ.
 **) При фотоделении U^{238} измерен относительный выход симметричного деления в диапазоне $E = 4,5+6,5$ МэВ.

I. Каналовый анализ реакции деления и способы ее возбуждения. Задача каналового анализа состоит в нахождении из экспериментальных данных о $d\sigma_f/d\Omega$ проницаемостей барьеров ρ_λ (точнее, делимостью f_λ) с заданными квантовыми характеристиками $\lambda = (J, k, \pi)$. В общем случае она сводится к решению системы n уравнений по числу экспериментальных точек $(d\sigma_f/d\Omega)$ с m неизвестными f_λ . Увеличение числа последних резко увеличивает неопределенность конечных результатов и практические трудности анализа. Число возможных комбинаций Jk обеих четностей быстро, грубо как $J_{max}^2 - J_{min}^2$, растет с шириной распределения J . Это обстоятельство выдвигает максимальное ограничение набора угловых моментов в качестве главного условия, благоприятствующего каналовому анализу. На рис. I приведены распределения $\varphi(\ell)$ для наиболее широко распространенных способов возбуждения, используемых для изучения деления ядер вблизи порога: γ -квантов, быстрых нейтронов, реакций (d, pf) и (t, pf) .

С обсуждаемой точки зрения фотоделение является наилучшим средством для изучения каналовых эффектов: фотоны с энергией $E \sim E_f$ с заметной вероятностью испускают лишь электрическое дипольное ($\ell=1$) и квадрупольное ($\ell=2$) фотопоглощения, причем последнее согласно электродинамической оценке

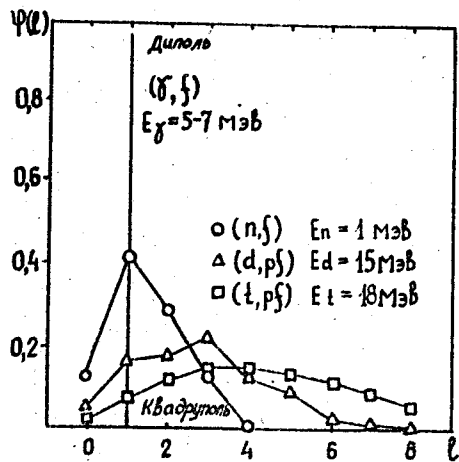


Рис. I. Распределения орбитальных угловых моментов $\varphi(\ell)$, передаваемых ядру в реакциях (γ, f) , (n, f) , (d, pf) и (t, pf) наиболее широко используемых для изучения деления ядер вблизи порога.

$$\sigma_{fc1}/\sigma_{fc2} \sim \left(\frac{\lambda}{R}\right)^2 \sim 20 - 30 \quad (3)$$

в несколько десятков раз менее вероятно, т.е. $\varphi(2) \approx 1 - \varphi(1) \ll \varphi(1)$. Фотоны с мультипольностями E 1 и E 2 приводят к возбуждению каналов деления только с двумя комбинациями спина и четности J^π : 1^- и 2^+ . В первом случае реализуются только два состояния $K = 0, 1$, во втором три - $K = 0, 1, 2$.

Благодаря простоте спектра каналов коэффициенты в угловом распределении осколков фотоделения

$$W(\vartheta) = \sum_{JK} \sigma_{fcJ} \frac{\Gamma_f^{JK}}{\sum_K \Gamma_f^{JK} + \Gamma_{xJ}} W_{JK}(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta + c \sin^2 2\vartheta \quad (4)$$

имеют прозрачный физический смысл. Отношение b/a является коэффициентом угловой анизотропии деления $W(90^\circ)/W(0^\circ) - 1$ и с точностью до членов порядка $\sigma_{fc2}/\sigma_{fc1}$ может быть представлено как

$$b/a = \frac{W(90^\circ)}{W(0^\circ)} - 1 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_f^{10}}{\Gamma_f^{11}} - 1 \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_{10}}{\rho_{11}} - 1 \right), \quad (5)$$

т.е. не зависит ни от плохо изученного сечения фотопоглощения σ_{fcJ} , ни от ширины конкурирующих процессов Γ_{xJ} и определяется только отношением проницаемостей барьеров дипольного деления для двух возможных комбинаций J и K ($\pi = (-1)^J$).

Компонента $\sim \sin^2 2\vartheta$ возникает только при квадрупольном фотопоглощении E 2, но увеличение числа возможных комбинаций на единицу уже делает определение характеристик каналов $K = 0, 1$ и 2 в общем случае невозможным. Соответственно и отношение c/b , применяемое в качестве меры вклада квадрупольной компоненты, не имеет таких благоприятных свойств, как b/a . Если, однако, допустить, руководствуясь гипотезой О.Бора, что $\Gamma_f^{JK} \ll \Gamma_f^{J0}$, то

$$c/b = 5/4 \cdot \frac{\sigma_{fc2}}{\sigma_{fc1}} \cdot \frac{f_{20}}{f_{10}} \quad (6)$$

В реакции (n, f) с энергией нейтронов $E_n = 1$ МэВ, которая соответствует "порогу" в сечении деления большинства тяжелых чётно-чётных ядер-мишеней, даже если игнорировать вклад

нейтронов с $\ell = 4$, число возможных комбинаций $J_K \pi$ составляет 20. Применяемый в этих случаях, так называемый "K-полосовой" каналовый анализ [31], использующий конкретное предположение о зависимости $P_{JK\pi}(E)$ от J

$$P_{JK\pi}(E) = P_{K\pi}(E - E^{JK}) \quad (7)$$

$$E^{JK} = \frac{\hbar^2}{2I} \left[J(J+1) - K(K+1) + a(J + \frac{1}{2})(-1)^{J+\frac{1}{2}} \delta \right]$$

существенно упрощает задачу, но от неоднозначности решения полностью не избавляет (гл. III).

Число состояний делящегося ядра, возбуждаемых в реакциях (d, pf) и (t, pf), еще в 2-3 раза больше, соответственно, больше и масштабы неопределенности в канальном анализе.

При достигнутом уровне эксперимента и состоянии теории ограничение доступного спектра $E_f^{JK\pi}$ можно рассматривать как требование. Чтобы максимально удовлетворить ему, при изучении околоторгового деления применялись ядра-мишени с малыми спинами ($I_0 = 0, 1/2$) и способы возбуждения с узкими распределениями $\psi(\ell) - (j', f)$ и (π, f) .

2. Квантовые эффекты в моделях одnogорбого и двугорбого барьера. При обычных упрощениях (одномерное квазиклассическое рассмотрение, параболическая аппроксимация потенциальной кривой вблизи вершины) для проницаемости одnogорбого барьера справедлива известная формула [7]

$$P(E) = \left[1 + \exp\left(2\pi \frac{E_f - E}{\hbar\omega}\right) \right]^{-1} \quad (8)$$

В отличие от монотонной зависимости (9), проницаемость двугорбого барьера [13]

$$P(E) = \frac{P_A(E)P_B(E)}{4} \left\{ \left[\frac{P_A(E) + P_B(E)}{4} \right]^2 \sin^2 \varphi(E) + \cos^2 \varphi(E) \right\}^{-1} \quad (9)$$

с изменением энергии испытывает резкие колебания, достигая максимальных значений

$$P_{max} = P(E_v) = 4P_A P_B / (P_A + P_B)^2 \quad (10)$$

при энергии уровней во второй яме и минимальных

$$P_{min} = P_A P_B / 4 \quad (11)$$

в промежутке между ними. В формуле (10) P_A и P_B - проницаемости горбов - внутреннего А и внешнего В, описываемые (9), а

$$\varphi(E) = \frac{1}{\hbar} \int_{\text{по зоне II}} \sqrt{2\mu[E - v(x)]} dx \quad (12)$$

Состояния во второй яме E_v и соответствующие им резонансы $P(E)$, которые возникают в данной модели и определяются условием

$$\varphi(E_v) = \text{arccotg} \left\{ i/4 [P_A(E_v) + P_B(E_v)] \right\} = \pi \left(\nu + \frac{1}{2} \right), \quad (13)$$

называются вибрационными, поскольку единственным описываемым ей типом движения являются продольные колебания ядра. Диссипация колебаний, происходящая в результате взаимодействия с другими степенями свободы и, прежде всего, с нуклонными, самыми многочисленными, приводит к затуханию резонансов - уменьшению их высоты, уширению и расщеплению. Затухание можно учесть добавлением в потенциал мнимой части ω по аналогии с описанием поглощения в оптической модели ядра [15]. Введение отрицательной, постоянной и малой добавки ω_0 только в пределах классически разрешенной области движений во второй яме не меняет

$$P_{min}, \text{ но экспоненциально уменьшает высоту резонанса } P_{max}(\omega_0) = \frac{P_A P_B}{4} \left[\frac{\pi|\omega_0|}{2} + \frac{P_A + P_B}{4} \right]^{-2} = P_{max}(0) \left[1 + \frac{4\pi|\omega_0|}{2(P_A + P_B)} \right]^{-2} \quad (14)$$

и увеличивает ширину

$$\Gamma(\omega_0) = 2|\omega_0| + \frac{\pi}{2\pi} (P_A + P_B) = 2|\omega_0| + \Gamma(0), \quad (15)$$

где 2 - расстояние между вибрационными состояниями во второй яме. Поскольку $\Gamma(0) \sim (P_A + P_B)$ и $|\omega_0|$ растут с увеличением плотности нуклонных состояний, масштаб резонансных эффектов с ростом энергии падает. В одномерной модели выше края ямы точное решение обнаруживает лишь слабые "оптические" резонансы [15].

Если резонансы проницаемости характеризуются определенным набором квантовых чисел, то это приведет к значительным неоднородностям спектра K , сильно зависящим от энергии. Массив обусловленных ими эффектов может быть существенно больше "обычных" каналовых эффектов, обусловленных дискретной структурой переходных состояний. В связи с этим возникает вопрос, а наблюдаются ли вообще проявления квантовой структуры барьера по О.Бору? Он вполне закономерен ввиду трудностей модели О.Бора, связанных с предположением квазистационарности переходных состояний [32,33]. Чтобы ответить на него, были проведены специальные опыты (гл. II); здесь мы лишь приведем результаты "расчетного эксперимента", которые облегчат их анализ и дадут возможность сравнить закономерности возникновения каналовых эффектов в модели одногорбого барьера, где резонансов $P(E)$ нет, и модели двугорбого барьера, где они есть.

Один из интересующих нас случаев предельно прост: согласно (5) угловая анизотропия фотоделения ν/a с точностью до фактора $1/2$ есть отношение проницаемостей двух барьеров E_f^k ($E_f'' > E_f^{10}$). Парциальные угловые распределения для рассматриваемых каналов деления $W_{10} = 3/4 \sin^2 \vartheta$, $W_{11} = 3/4 (1 - \sin^2 \vartheta)$ таковы, что для чистых состояний ν/a равно ∞ и $-1/2$, т.е. каналовый эффект состоит в экспоненциальном увеличении ν/a ниже порога E_f'' со скоростью, характеризуемой параметром кривизны $\hbar\omega_{11}$. Результаты расчета ν/a и $\bar{\sigma}_f$ с использованием (8) для $P(E)$ (рис.2) показывают, что при геометрически разумном соотношении $\hbar\omega_{10} < \hbar\omega_{11}$, ν/a имеет при $E \sim E_f^{10}$ максимум (перегиб, если $\hbar\omega_{10} = \hbar\omega_{11}$), который расположен справа от порога, наблюдаемого в сечении:

$$T_1 = E_f^{10} - \frac{\hbar\omega_{10}}{2\pi} \ln \frac{\bar{\sigma}}{2\pi\Gamma_f} \quad (\Gamma_x = \Gamma_f) \quad (16)$$

Полученный результат можно кратко сформулировать так: в модели одногорбого барьера каналовые эффекты в угловой анизотропии деления должны наблюдаться в надпороговой по сечению области энергий. Он определяется только свойствами проницаемости барьера и поэтому имеет общий характер по отношению к выбору средства возбуждения реакции деления.

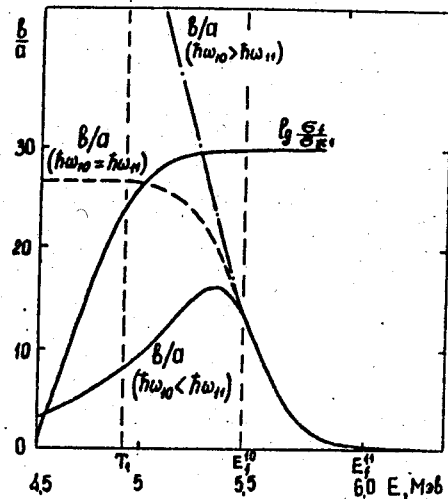


Рис.2. Иллюстрация каналовых эффектов в модели одногорбого барьера - пример расчета длины $\bar{\sigma}_f/\bar{\sigma}_{f0}$ и угловой анизотропии ν/a фотоделения. Использован следующий набор параметров: $E_f^{10} = 5,5$ Мэв, $\frac{\hbar\omega_{10}}{2\pi} = 0,1$ Мэв; $0,125$ Мэв; $0,150$ Мэв, $E_f'' = 6$ Мэв, $\Gamma_x = \Gamma_f = 0,03$ эв, $D = 20$ эв.

Результаты расчета отношения проницаемостей $P_{10}/P_{11} = 2\nu/a + 1$ в модели двугорбого барьера для различных предположений о разнице высот горбов $\Delta_{AB} = E_{fA} - E_{fB} > 0$ (для определенности) и квантовом расщеплении $\Delta_{JK} = E_f'' - E_f^{10}$, без затухания и с затуханием $\omega = 0,1$ Мэв приведены на рис.3. Использовалось точное решение для проницаемости барьера, представленного в виде трех сопряженных парабол в предположении $\hbar\omega_A = \hbar\omega_B$ и $\hbar\omega_{10} = \hbar\omega_{11}$. Сделаем ряд необходимых пояснений к этой иллюстрации.

Важным свойством проницаемости двугорбого барьера, которое обнаруживает квазиклассическое описание, является возможность представления ее в виде двух составляющих (точнее, сомножителей - см. (9) и (II)) - гладкой, не зависящей от затухания $P_{min}(E)$ и резонансной. Поэтому в энергетической зависимости P_{10}/P_{11} отношение $P_{min}^{10}/P_{min}^{11}$ будет играть роль осевой линии (пунктир на рис.3), относительно которой происходят осцилляции P_{10}/P_{11} , обусловленные резонансами числителя и знаменателя. Далее, поскольку P_{min} определяется только параметрами горбов, но не дна, отношение $P_{min}^{10}/P_{min}^{11}$ является характеристикой каналовых эффектов по О.Бору, а осцилляции - резонансных эффектов.

С забыванием К Без забывания К

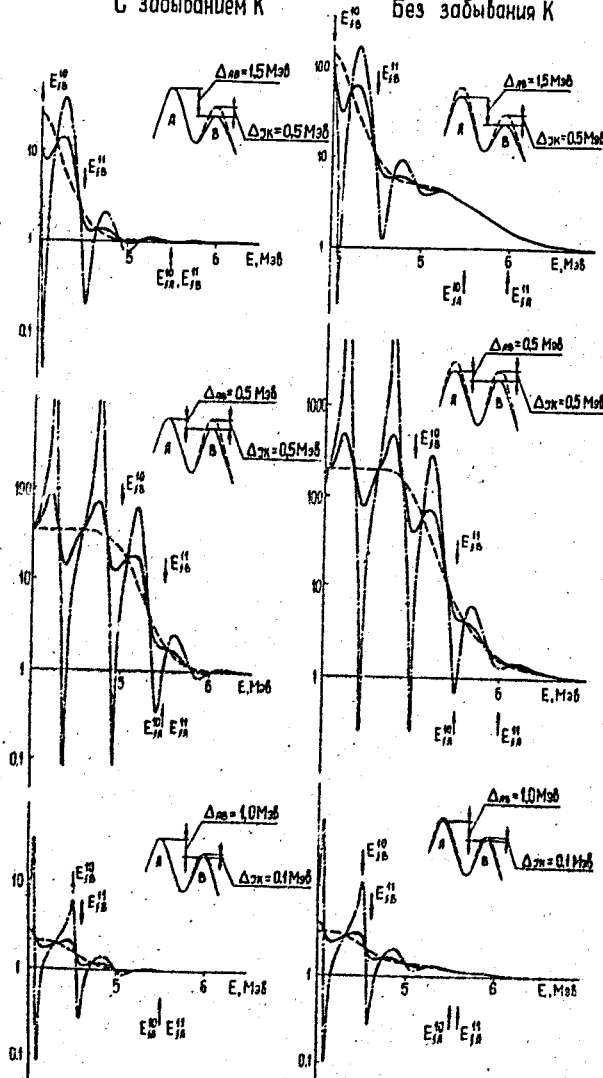


Рис.3. Иллюстрация каналовых эффектов в модели двугорбого барьера - результаты расчета отношения проницаемостей P_{10}^{10}/P_{11}^{11} при различных предположениях о разнице высот горбов Δ_{AB} и высот барьеров Δ_{JK} и двух гипотезах о сохранении К. Сплошные кривые - расчет с учетом затухания ($\omega_0 = -0,1 \text{ МэВ}$), штрих-пунктирные - без учета затухания. Пунктир - осевая линия $P_{min}^{10}/P_{min}^{11}$.

Вопрос о расщеплении двугорбого барьера в зависимости от квантового числа К более сложен, чем в случае одногорбого барьера. Характерными являются следующие две крайние возможности.

1) Время жизни во второй яме велико по сравнению с периодом миграции К, и ядро "забывает" с каким значением К был пройден первый барьер [2] - модель с "забыванием К" (рис. 3 слева). В этом случае угловая анизотропия не чувствительна к способу, каким ядро прошло через барьер А. Его мы моделировали, как показано на вставках. Осевая линия $P_{min}^{10}/P_{min}^{11} = P_B^{10}/P_B^{11}$ определяется параметрами барьера В и обладает описанными выше свойствами отношения проницаемостей в случае одногорбого барьера (рис.2).

2) Величина К сохраняется на всех этапах прохождения через барьер, т.е. каждой комбинации квантовых чисел соответствует своя двугорбая потенциальная кривая (рис.3 справа). Осевая линия $P_{min}^{10}/P_{min}^{11} = \frac{P_A^A P_B^B}{P_A^B P_B^A}$ дважды испытывает подъем, сначала из-за расщепления более высокого горба, затем - более низкого и при значительной разнице Δ_{AB} имеет вид ступенчатой кривой. Результаты данного расчета, как и многие другие в модели двугорбого барьера (см. (9)-(15)), не зависят от того, какой из горбов выше (симметричны относительно перестановки индексов А и В).

Из приведенных на рис.3 результатов "расчетного эксперимента" можно заключить следующее:

а) в обоих рассмотренных вариантах модели максимум P_{10}^{10}/P_{11}^{11} достигается при энергии, соответствующей нижайшему барьеру, поэтому мы можем считать, что в случае двугорбого барьера оба типа квантовых эффектов происходят в подбарьерной по отношению к наблюдаемому в сечении порогу, который определяется высотой большего из горбов;

б) в модели "с забыванием К" картина каналовых эффектов по 0.Бору сильно зависит от знака Δ_{AB} : при $\Delta_{AB} > 0$ они смещены в подпороговую по сечению деления область энергий, тем сильнее, чем больше Δ_{AB} , при $\Delta_{AB} < 0$ они соответствуют случаю одногорбого барьера.

в) для разделения каналовых эффектов двух типов необходимо произвести измерения в достаточно широкой области подбарьерных энергий, чтобы можно было выявить ход осевой линии; для этой цели наиболее благоприятны ядра, у которых затухание вибраторных резонансов велико;

г) разница результатов расчета P_{10}/P_{11} в моделях "с забыванием К" и "без забывания К" невелики, и тем меньше, чем меньше Δ_{AB} и Δ_{JK} .

Если иметь в виду конечную цель канального анализа - определение параметров барьера, - то оно по сравнению с одnogорбым вариантом резко усложнилось. Даже в наиболее удобном параметризуемом виде (три сопряженные параболы) потенциал содержит семь параметров против двух у одnogорбого параболического барьера: положения экстремальных точек E_{fA} , E_{fB} , E_{fII} , соответствующие им кривизны $\hbar\omega_A$, $\hbar\omega_B$, $\hbar\omega_{II}$ и мнимая часть ω_0 .

Г Л А В А П.

1. Обнаружение квадрупольного фотоделения. Согласно гипотезе О.Бора при фотоделении четно-четных ядер наиболее низким из доступных каналов является 2^+ , $K=0$, являющийся аналогом первого возбужденного уровня во вращательной полосе основного состояния. В продолжение десяти лет неоднократно попытки обнаружить и изучить свойства квадрупольного фотоделения в надбарьерной области энергий успеха не имели, несмотря на резкое отличие парциального распределения $W_{20} = \frac{15}{16} \sin^2 2\vartheta$ от W_{00} и W_{22} . Сложившаяся противоречивая ситуация подробно описана в [34]. Наши повторные опыты [19,20] не подтвердили тех, где был замечен данный эффект, и показали, что, если он имеет место при $E \geq 6$ Мэв, то не выходит за пределы ошибок порядка нескольких процентов. Эта оценка c/b соответствует малости отношения $\sigma_{fcs}/\sigma_{fcs}$ (3).

Поиск квадрупольной компоненты в подбарьерной области энергий ≤ 6 Мэв, где согласно (6) резкое уменьшение P_{20}/P_{00} при достаточной разнице $E_f^{10} - E_f^{10}$ могло компенсировать ма-

лость $\sigma_{fcs}/\sigma_{fcs}$. Эти соображения о возможности "квантового усиления" эффекта были выдвинуты в [33]. Эксперимент удалось успешно осуществить [19] лишь с появлением таких мощных источников тормозного излучения как сильноточный микротрон ИФП АН СССР и такого надежного метода регистрации осколков деления на громадном фоне γ -лучей (до $1 : 10^{20}$ в нашем эксперименте) как диэлектрические детекторы (стекла).

На рис.4 изображены результаты измерений $W(\vartheta)$ для трех характерных четно-четных ядер Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} (поведение $W(\vartheta)$ у Pu^{238} , Pu^{240} , Pu^{242} примерно одинаково) [14,15]. На нем отчетливо проглядываются ожидаемые из модели О.Бора закономерности: уменьшение изотропной составляющей $W(\vartheta)$ по мере снижения E_{max} под порог E_f^{II} и наступающее вслед за этим, уже под порогом E_f^{10} , резкое увеличение вклада квадрупольной составляющей. Из соотношения компонент $W(\vartheta)$ следует, что расстояния между порогами $E_f^{10} - E_f^{20}$ и $E_f^{II} - E_f^{10}$ довольно сильно зависят от Z делящегося ядра, причем первое с увеличением Z растет, а второе падает.

2. Аномалия угловой анизотропии деления. Непрерывная запись среднего тока электронов на мишень позволила определить выход реакции $(\gamma, f)_{E_{max}}$

$$Y(E_{max}) \sim \int \sigma_f(E) f(E, E_{max}) dE \quad (17)$$

и его угловые компоненты $V_i(E_{max})$, которые легко найти, зная коэффициенты (4) [14]. Для восстановления сечения деления $\sigma_f(E)$ и его угловых компонент $\sigma_i(E)$ из интегрального уравнения (17) применялся матричный метод [35]. Результаты математической обработки - сечение фотоделения σ_f и отношения b/a и c/b - в зависимости от энергии эквивалентных "ионноэнергетических" фотонов E представлены на рис.5.

Особого внимания заслуживает угловая анизотропия b/a , которая имеет наиболее прозрачную интерпретацию и определяется, как и подавляющая часть σ_f , простейшей комбинацией каналов дипольного деления. В соответствии с представлениями модели каналов деления (рис.2) на опыте наблюдается резкий

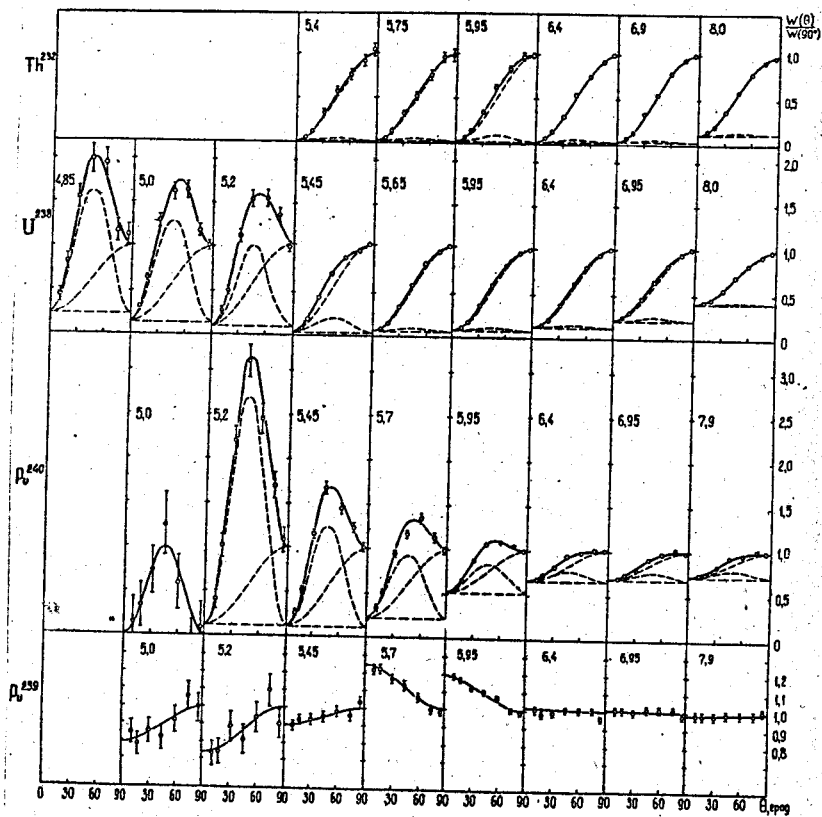


Рис.4. Угловые распределения осколков фотоделения Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} и Pu^{239} [14,15,19,20,36] в зависимости от граничной энергии тормозного спектра E_{max} (Мэв, цифры слева). Кривые рассчитаны по методу наименьших квадратов, пунктир - отдельные компоненты $W(\vartheta)$. Везде, исключая Pu^{240} в случае $E_{max} = 5,0$ Мэв, $W(90^\circ) = 1$.

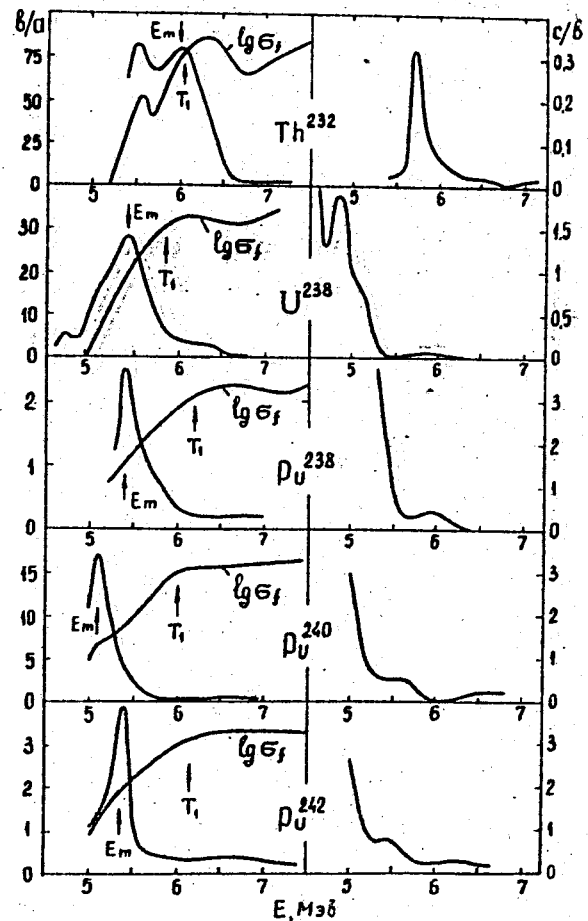


Рис.5. Зависимость отношений коэффициентов (4) b/a , c/b и сечения деления σ_f (в произвольных единицах) от энергии фотонов - результаты решения уравнения (18) [14,15]. $E = E(\max b/a)$ и T_1 - положения максимума угловой анизотропии и наблюдаемого порога дипольного фотоделения, соответственно.

подъем v/a с уменьшением энергии со скоростью, разумно согласующейся с падением проницаемости P_{II} , и достигает максимума, который, однако, с точки зрения модели одногорбого барьера расположен не "на месте". Вместо того чтобы быть в надбарьерной по сечению деления области энергии, — справа от наблюдаемого порога T_1 , — максимум v/a находится слева от него и тем дальше, чем выше Z . В случае P_{II} максимум v/a находится там, где σ_f составляет менее 1/100 величины в "плато". Расхождение с представлениями об одногорбом барьере выходит за любые мыслимые погрешности результатов измерений и их математической обработки.

Между тем, наблюдаемая картина типична для двугорбого барьера и обнаруживает большое сходство с результатами "расчетного эксперимента" на рис.3. По величине $T_1 - E$ ($\max v/a$) можно грубо оценить разницу высот горбов Δ_{AB} [14], изменение которой от T_h к P_{II} соответствует теоретическому предсказанию [1,2]. Количественный анализ проницаемостей P_{I0} и P_{II} в рамках одномерной модели трех сопряженных парабол подтвердил этот важный вывод [15]. Кроме того, он показал, что описание наблюдаемых резонансов проницаемости требует учета затухания, которое весьма велико, т.е. (см. [16])

$$\frac{4\pi |w_0|}{D_0} \sim 1 > P_A \cdot P_B \quad (|w_0| = 0,05 - 0,1 \text{ МэВ}, D_0 \sim 0,5 - 1,0 \text{ МэВ})$$

Благодаря этому обстоятельству резонансные эффекты сильно подавлены и, по крайней мере, в наиболее надежно и подробно изученном случае $U^{238}(\gamma, f)$ можно уверенно выделить эффект квантового расщепления переходных состояний — осевую линию. Этот результат дает утвердительный ответ на поставленный выше вопрос о том, проявляются ли на опыте каналовые эффекты по О.Бору.

3. Фотоделение P_{II}^{239} . Отличительную черту фотоделения нечетных ядер от исследовавшегося выше случая составляют наличие хаотически распределенного спина I_0 и более высокая плотность каналов вблизи порога. Это объясняет тот факт, что не удавалось обнаружить угловую анизотропию фотоделения ядер

этого класса. Возросшие возможности эксперимента вселяли надежду на успех. В качестве объекта исследования в соответствии с рекомендацией [33] был избран $P_{II}^{239}(1/2^+)$, обладающий благодаря малости спина очень простым спектром каналов $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$, возбуждаемых при дипольном фотопоглощении. Вклад в анизотропную часть $W(\vartheta) = a + b \sin^2 \vartheta$ дают лишь парциальные составляющие W_{JK} с $J = 3/2$. Максимальные изменения v/a определяются значениями для крайних случаев чистых состояний $1/2$ и $3/2$; $3/2$ и $-1/2$, соответственно. Как показали эксперименты [36] (рис.4), угловая анизотропия фотоделения P_{II}^{239} (рис.4) дважды меняет знак, что свидетельствует о попеременном преобладании указанных состояний. Как и в случае четно-четных ядер, в рамках модели одногорбого барьера не удается получить одновременное описание сечения и угловой анизотропии фотоделения. Резкое изменение характера $W(\vartheta)$ в районе 5,5-5,7 МэВ обязательно происхождением резонансу проницаемости $P_{3/2}^-$.

4. Асимметрия подбарьерного фотоделения. В основополагающей работе о квантовой структуре барьера [7] О.Бор предсказал запрет для симметричного деления четно-четных ядер дипольными f -квантами. Значение свойств квадрупольного фотоделения позволило нам в совместной работе с радиохимической группой ИАЭ им.Курчатова [21] предпринять проверку этого предсказания путем изучения корреляции между относительным выходом симметричных делений Y_s/Y_{as} и отношением c/b (в случае U^{238}).

На рис.6 результаты выполненных в [21] измерений сравниваются с данными более ранней работы [37]. Увеличение Y_s/Y_{as} при самых низких $E_{max}^{\leftarrow} 5,3$ МэВ обнаруживает корреляцию с аналогичным ходом c/b в качественном соответствии с предсказанием О.Бора. Однако, опираясь на идеи О.Бора, нельзя одновременно объяснить резкий экспоненциальный рост Y_s/Y_{as} при более высоких энергиях, наблюдаемый также и у T_h^{232} [37]. Скорость изменения Y_s/Y_{as} (в e раз на интервале $\Delta E_{max}^{\leftarrow} 0,1$ МэВ) свойственна туннельным эффектам. В случае $T_h^{232}(\gamma, f)$ экспоненциальная зависимость вероятности симметричного деления наблюдается в области энергии, существенно надбарьерной по

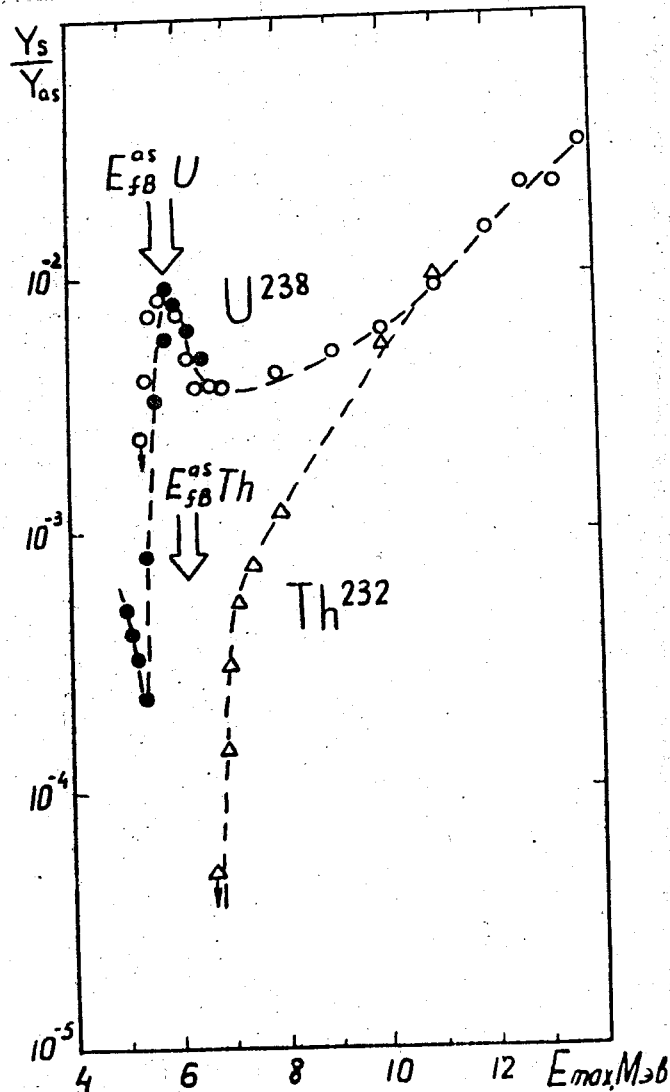


Рис.6. Отношения выходов осколков симметричного и асимметричного фотоделения U^{238} и Th^{232} .
 \circ, Δ - [37], \bullet - [21].

интегральному сечению деления, в которое подавляющий вклад вносит асимметричный способ. Иначе говоря, относительный выход Y_s/Y_{as} ведет себя так, как если бы симметричному делению препятствовал барьер, более высокий, чем асимметричному.

Этот вывод согласуется с результатами расчетов потенциальной энергии деформации с учетом асимметричной деформации α_3 [38], введение которой существенно понижает высоту горба В (на 1-2 Мэв). Из данных по Th^{232} следует $E_{fb}^s - E_{fb}^{as} \approx 1$ Мэв. Случай U^{238} сложнее из-за более низкого горба В и наличия "резонанса" Y_s . Он наблюдается у всех трех изучавшихся осколков Cd^{115} , Cd^{117} , Ag^{111} и, по-видимому, свойственен всему симметричному типу деления в целом. Не исключено, что это резонанс проницаемости симметричного барьера.

ГЛАВА III.

I. Деление Th^{232} вблизи порога и каналовый анализ.

Th^{232} принадлежит к числу делящихся ядер с ярко выраженными каналовыми эффектами в угловой анизотропии и сечении деления, имеет простую и достаточно хорошо изученную схему уровней остаточного ядра в неупругом рассеянии $Th^{232}(\pi, \pi')$, низкой делимостью ($\Gamma \approx \Gamma_n$) - все это благоприятствует каналовому анализу [22]. К началу работы имелись данные о полном угловом распределении осколков для единственной энергии нейтронов $E_n = 1,6$ Мэв и сечении деления лишь начиная с $E_n = 1,2$ Мэв. Экспериментальные исследования ставили своей целью восполнить этот пробел. Результаты наблюдений $W(\vartheta)$ и их анализа приведены на рис.7. В настоящей работе анализ производился способом, предложенным в [II,39], при котором на ход проницаемости $P_{кт}(E_n)$ накладываются лишь ограничения, связанные определенным предположением относительно зависимости ρ от \mathcal{J} согласно (8).

Анализ показал следующее.

I) Идентификации даже преобладающих каналов деления свойственна неоднозначность. Не удается определить четность

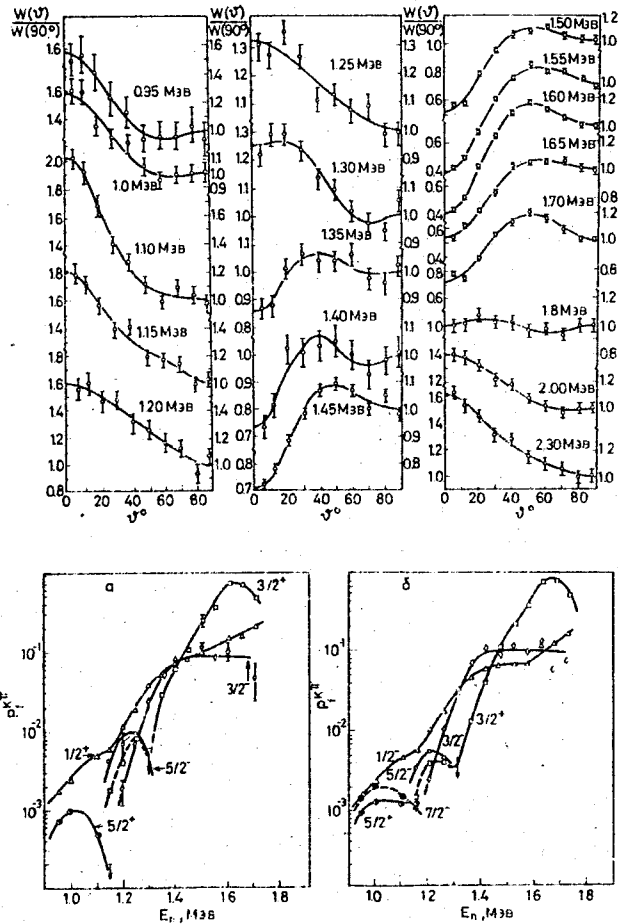


Рис.7. Результаты измерения угловых распределений осколков деления Th^{232} нейтронами (вверху) и каналового анализа реакции $\text{Th}^{232}(n, f)$ - проникаемость $P_{K\pi}(E)$ [22].

состояний $K = 1/2$, вносящих значительный вклад при всех изученных энергиях; трудно различить состояния $K^\pi = 3/2^+$ и $5/2^-, 5/2^+$ и $7/2^-$, соответственно. По этой причине на рис.7 приводятся два варианта результатов анализа для $K^\pi = 1/2^+$ (а) и $1/2^-$ (б), а на каждом из этих рисунков в отдельных областях E_n - две возможности $P_{K\pi}$, дающих примерно одинаковое согласие с опытом (пунктирная и сплошная кривые). Источником ошибок может явиться также недостаток информации о спиновой зависимости $\Gamma_{\frac{1}{2}}(\psi)$, в частности неопределенность параметра $\hbar^2/2J_1$. Исследованию надежности результатов каналового анализа прежде уделялось неоправданно мало внимания.

2) Фактом, не зависящим от неопределенностей каналового анализа, является наличие резонансов $P_{K\pi}(E_n)$. Это главный источник неоднородности реализующегося распределения K и обусловленных ею квантовых эффектов в $W(\psi)$. Наблюдаемая в надпороговой области энергий резонансная структура $\mathcal{G}_f(E_n)$ представляет трудности для описания в рамках одномерной модели деления.

2. Каналовые эффекты и нуклонный состав делящегося ядра.

Всего в районе порога угловые распределения осколков в реакции (n, f) были измерены для десяти ядер: трех четно-четных, двух нечетно-нечетных, пяти нечетных (Таблица I). Наиболее выразительная картина сильной зависимости каналовых эффектов от Z и A возникает у самой многочисленной группы нечетных делящихся ядер. На рис.8 угловая анизотропия деления $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ этих ядер представлена как функция смещения энергии нейтронов относительно порога $E_n - E_{n,f}$. С увеличением Z и N происходит быстрое уменьшение величины и изменений $W(0^\circ)/W(90^\circ)$, которое в угловом распределении осколков сопровождается постепенным исчезновением нерегулярностей, характерных для выделенных квантовых состояний ($\text{Ra}^{227} - \text{U}^{237}$), и стабилизацией формы, которая в пределах ошибок описывается квадратичной зависимостью от $\cos^2 \psi$ (изотопы Pu). Показано, что последнее свойство связано не со спецификой набора угловых моментов при низких $E_n \sim E_{n,f} \sim 1$ Мэв, а изменением распределения K . У на-

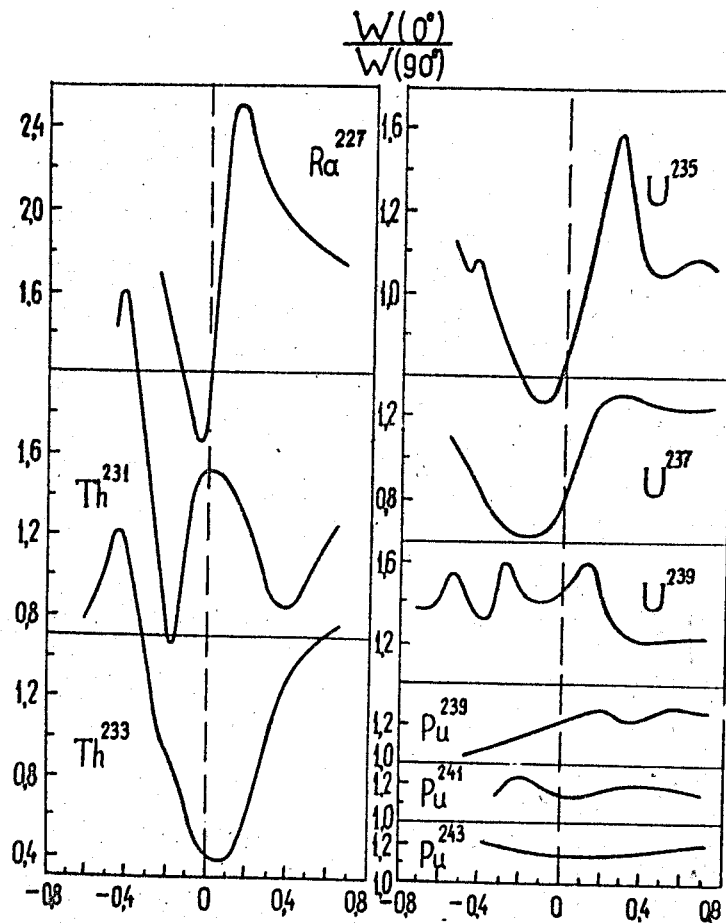


Рис.8. Иллюстрация исчезновения каналых эффектов в угловой анизотропии деления с изменением нуклонного состава ядра делящихся ядер. По оси абсцисс отложено смещение энергии нейтронов относительно энергии порога $E_n - E_{nf}$.

более тяжелых ядер оно становится близким к статистическому (гауссовому) [8].

Это явление обсуждалось в [2] и было объяснено как следствие увеличения разницы высот горбов с ростом Z^2/A . У изотопов Pu она, по-видимому, достаточно велика, чтобы вблизи порога E_{nf} , определяемого высотой горба А, число состояний в предположении механизма забывания К во второй яме, определяемое энергией возбуждения на барьере В, было значительным. В ту же сторону "работает" и увеличение с ростом Z и N затухания вибрационных резонансов. Получено указание, что у тяжелых ядер характеристика К при затухании резонансов не сохраняется.

Каналовые эффекты в зависимости от четности числа нуклонов в делящихся ядрах могут быть классифицированы следующим образом. У нечетных ядер с достаточно плотным спектром переходных состояний вибрационные резонансы и их свойства играют определяющую роль в формировании наблюдаемых эффектов. Это заключение тем более справедливо для нечетно-нечетных ядер, спектр уровней которых еще богаче. Другое дело четно-четные ядра. Благодаря наличию энергетической щели в спектре уровней внутреннего возбуждения ядер этого класса, вполне отчетливо проявляется дискретная структура каналов О.Бора.

3. Об эффекте "подавления" S-волны в реакции (n, f) .

В литературе [40] неоднократно обсуждалось долго не получавшее удовлетворительной интерпретации расхождение между делительными ширинами у пороговых ядер: непосредственно наблюдаемыми $\Gamma_f^{негр}$ на узком эпитермовом участке E_n и экстраполированными $\Gamma_f^{двигр}(0)$ из области $E_n \neq E_{nf}$, где значительна примесь нейтронов с $\ell \neq 0$. Как видно из таблицы 2, для соотношения этих величин характерны резкие неравенства, как правило, $\Gamma_f^{негр} \ll \Gamma_f^{двигр}(0)$, в связи с чем была выдвинута гипотеза о подавлении S-волны в реакции (n, f) .

В модели двугорбого барьера этот экспериментальный факт получает непринужденное объяснение как частное следствие более общего явления - группировки аномально сильных резонансов

Таблица 2.

Параметры, характеризующие вероятность деления
медленными и быстрыми нейтронами.

ЯДРО-МИШЕНЬ	$\Gamma_f^{\text{медл}}$ ЭВ	$\Gamma_f^{\text{быстр}}(0)$ ЭВ	$h\omega/2\pi$ МэВ	$\Gamma_f^{\text{медл}} / \Gamma_f^{\text{быстр}}(0)$	$\langle \Gamma_f^{\text{медл}} \rangle$ ЭВ	$\langle \frac{\Gamma_f^{\text{медл}}}{\Gamma_f^{\text{быстр}}(0)} \rangle$
Th 232	$1.6 \cdot 10^{-7}$ (Ж)	$10^{-11} - 10^{-9}$	0,05 - 0,075	$10^2 - 10^4$	-	-
Pa 231	$4 \cdot 10^{-6}$	10^{-4}	0,08	$4 \cdot 10^{-2}$	-	-
U 234	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-3}	0,08	$2 \cdot 10^{-2}$	10^{-4} (ЖЖ)	0,1
U 238	$3 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	0,085	0,2	-	-
Np 237	$1,5 \cdot 10^{-6}$ (Ж)	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0,1	10^{-2}	$2 \cdot 10^{-4}$	1,3
Pa 236	10^{-3} (Ж)	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,11	$7 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$ (ЖЖ)	0,3
Pu 240	$6 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$	0,11	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	1
Pu 242	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$	0,11	10^{-2}	$2 \cdot 10^{-4}$ (ЖЖЖ)	0,1
Am 241	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	0,11	1	$2 \cdot 10^{-4}$	1
Cm 244	$3 \cdot 10^{-3}$ (Ж)	10^{-3}	0,1	3	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1,3
Cm 246	$5 \cdot 10^{-3}$ (Ж)	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,12	2	$0,5 \cdot 10^{-3}$ (ЖЖ)	0,2
Cm 248	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	0,11	0,7	-	-

(*) Оценка по тепловому сечению деления;

(ЖЖ) Усреднение Γ_f по 8-10 резонансам;

(ЖЖЖ) Оценено по величине интегрального сечения $\int_{E_{n1}}^{E_{n2}} \sigma(E) E$.

при подбарьерном делении. Последнее состоит в усилении наблюдаемых ширин в $(\Gamma_{\max}/\Gamma_{\min})^{1/2}$ раз вблизи квазистационарных состояний во второй яме и в ослаблении во столько же раз - в промежутке между ними. В отличие от рассматривавшихся прежде вибрационных состояний здесь речь идет о квазистационарных состояниях нуклонной природы. Если расстояние между ними \mathcal{D} много больше ширины Γ , то слабые резонансы будут встречаться в \mathcal{D}/Γ раз чаще, чем сильные. Поэтому немногие первые резонансы, по которым производится оценка $\Gamma_f^{Мегэ}$, будут с большой вероятностью принадлежать к категории слабых, т.е. $\Gamma_f^{Мегэ} \ll \Gamma(0) \sim \bar{\Gamma}$, а в редких случаях, когда эпитепловой резонанс является сильным, будет иметь место обратное резкое неравенство. В среднем подавления S -волны не должно быть.

Данные согласуются с этим предсказанием: у всех восьми изотопов $Th - Pu$ наблюдается сильная разница $\Gamma_f^{Мегэ}$ и $\Gamma_f^{бистр.}(0)$, причем лишь у Th^{232} $\Gamma_f^{Мегэ} \gg \Gamma_f^{бистр.}(0)$. Усреднение $\Gamma_f^{Мегэ}$ по интервалу $\Delta E_n > \mathcal{D}$ устраняет разницу этих величин (см. две последние колонки таблицы 2). Если неподалеку от $E_n = 0$ имеется вибрационный резонанс, то экспоненциальную экстраполяцию применять нельзя. Этим обстоятельством объясняется заметное расхождение $\Gamma_f^{бистр.}(0)$ и $\langle \Gamma_f^{Мегэ} \rangle$ в двух случаях U^{234} и Pu^{242} . У самых тяжелых изотопов $Am - Cm$ нет заметного расхождения с $\Gamma_f^{бистр.}(0)$ не только у $\langle \Gamma_f^{Мегэ} \rangle$, но и $\Gamma_f^{Мегэ}$ для узкой эпитепловой области. У них эффект группировки, вероятно, слабее из-за большой разницы $\Delta_{AB} > 0$ ($E_{fB} < E_n$).

4. Аномалия порога реакции $(n, n'f)$. В надбарьерной области энергий $\sigma_f = \sigma_c \frac{I_f}{I_f + \Gamma_n} = \sigma_c f = \sigma_f^0$ меняется с энергией слабо и, как принято говорить, имеет "плато". Его протяженность определяется энергией, при которой становится заметной вероятность деления ядра-мишени X^A после испускания нейтрона из начального составного ядра X^{A+1} - процесса $(n, n'f)$. Порог реакции $(n, n'f)$, если пренебречь туннельной проникаемостью барьера деления ядра X^A , в шкале E_n равен его высоте E_f . При $E_n > E_f$ σ_f растет, пока не выйдет на новое "плато". В нем полное сечение деления равно

$$\sigma_f = \sigma_f^0 + \sigma_{n,f} = \sigma_c^+ [f^+ + (1 - f^+) f], \quad (18)$$

а в переходной области - между двумя плато - определяется спектром испускаемых до деления нейтронов $N(\epsilon)$

$$\sigma_{n,f} = \sigma_c^+ (1 - f^+) \int_0^{E_n} f(E_n - \epsilon) N(\epsilon) d\epsilon, \quad (19)$$

где значком + обозначены характеристики ядра X^{A+1} .

Экспериментальные данные о сечениях деления ряда ядер U и Pu нейтронами [41] в районе порога реакции $(n, n'f)$ приведены на рис.9. Пороги E_f и делимость f ядер X^A , делющихся в реакции $(n, n'f)$, хорошо известны из реакций $X^{A-1}(n, f)$, $X^{A-1}(d, pf)$, $X^{A-2}(t, pf)$. Из рис.9 видно, что реакция $(n, n'f)$ у изотопов Pu дает заметный вклад в σ_f существенно раньше, чем будет достигнут наблюдаемый в сечениях указанных реакций порог, равный $E_{f\Delta}$, причем тем раньше, чем больше разница Δ_{AB} . "Смещение" порога реакции $(n, n'f)$ подтверждается данными об угловой анизотропии деления, весьма чувствительной ко вкладу этого процесса. Штрих-пунктиром показаны результаты расчета $\sigma_{n,f}(E_n)$ по формуле (19) с $N(\epsilon) = \epsilon/t^2 e^{-\epsilon/t}$ ($t = 0,5$ Мэв) и экспериментальными данными о функции $f(E)$ в (t, pf) -реакции [42], средний угловой момент в которой близок к передаваемому быстрым нейтроном с энергией 5 - 6 Мэв. Расхождение в районе порога очень велико и не может быть устранено разумной вариацией параметров.

Итак, в модели одногорбого барьера наблюдаемый эффект сильно запрещен его проникаемостью. Выход, по-видимому, один - допустить заметную вероятность испускания нейтрона уже после прохождения через барьер. Для этого потребуется предположение о существовании за ним промежуточных состояний, в которых ядро могло бы достаточно долго жить: $\hbar/\Gamma_n \sim 10^{-15} + 10^{-16}$ сек. В модели двугорбого барьера это процесс деления после испускания нейтрона во вторую яму (n, n'_2f) - "в обход" горба А.

Процесс (n, n'_2f) тем более вероятен, чем больше плотность состояний во второй яме P_{II} , т.е. чем она глубже, и чем боль-

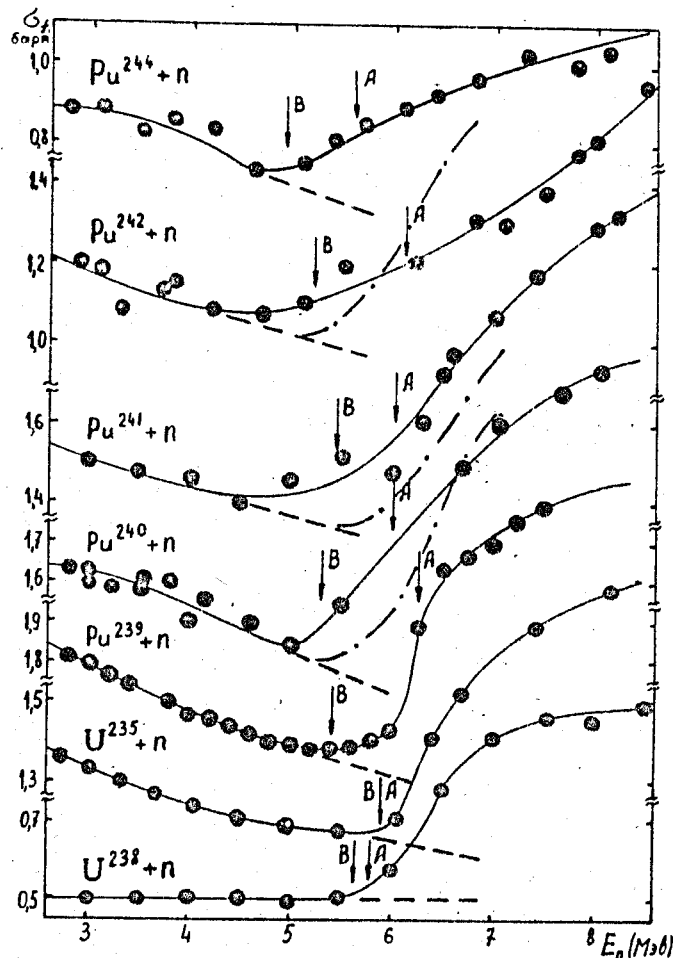


Рис.9. Сечения деления тяжелых ядер σ_f как функция энергии нейтронов E_n - демонстрация аномалии порога реакции $(n, n'f)$. Пунктир - экстраполяция σ_f^0 в первом "плато" выше порога $(n, n'f)$. Штрих-пунктир - расчет σ_f , если испускание нейтронов происходит только в первую яму. Стрелками показаны положения высот горбов А и В.

ше вероятность невозвратиться в первую яму ($P_B / P_A + P_B + P_{f,1}$), т.е. чем больше разница $\Delta_{AB} > 0$. Наблюдаемый порог реакции (n, n'_{if}) определяется барьером В, причем деление этого типа будет иметь заметную вероятность, пока P_B не сравняется с $P_{f,1}$. При $E_{fB} \sim E_{fA}$ и, тем более, обратном соотношении $\Delta_{AB} < 0$ вклад "аномального" процесса (n, n'_{if}) по сравнению с обычной реакцией (n, n'_{if}) с испусканием нейтрона в первую яму мал как $\frac{P_B}{P_A} \cdot \frac{P_B}{P_A}$. Это объясняет отсутствие обсуждаемого эффекта у более легких актинов (Th, U). Из сравнения с вероятностью возбуждения спонтанно делящихся изомеров получена разумно согласующаяся с опытом оценка $\sigma_{n'_{if}} / \sigma_f$.

Таким образом, получено новое, весьма наглядное экспериментальное свидетельство в пользу двугорбой структуры барьера.

Г Л А В А IV.

I. Фазовый переход ядра из сверхтекучего состояния в ферми-газовое. Угловая анизотропия деления является удобным инструментом для изучения этого свойства, предсказываемого моделью сверхтекучего ядра [43], благодаря тому, что легко определяемый из нее параметр K_0^2 (2) выше и ниже критической энергии фазового перехода, в приближении непрерывного спектра составляющей

$$E_{кр}^* = 0,779 g_f (\Delta_0^f)^2, \quad (20)$$

по разному зависит от E^* : при $E^* < E_{кр}^*$ примерно линейно и параболически в модели ферми-газа ($E^* > E_{кр}^*$) [44]. Это свойство продемонстрировано на рис.10, где приведены данные о K_0^2 и результаты их анализа для двух исследованных нами ядер Pu^{240} и Po^{210} . Более отчетливо фазовый переход проявляется в температурной зависимости $J_{зрр}(t)$ на вставке к верхнему рисунку. В обоих случаях величина $E_{кр}^*$ составила примерно 10 Мэв ($\pm 15 + 25\%$).

Исследованы причины расхождения с результатами проводившегося прежде анализа $K_0^2 Pu^{240}$ [44], в котором было найдено

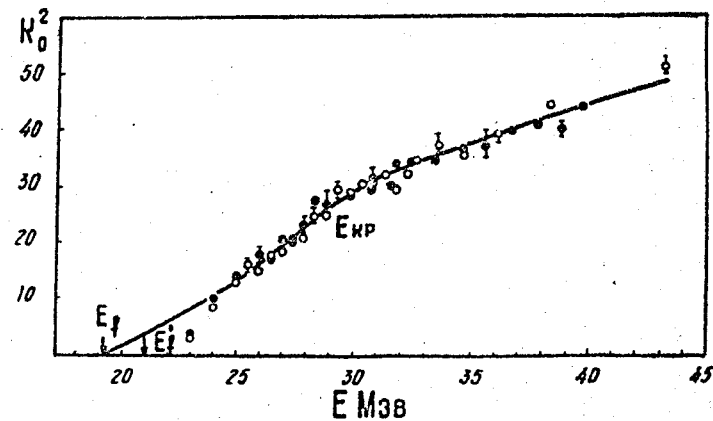
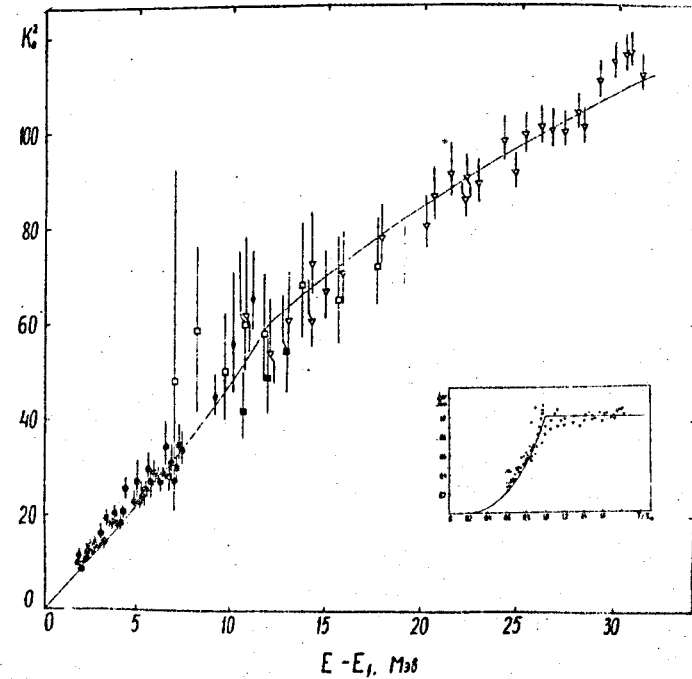


Рис.10. Зависимость K_0^2 от энергии возбуждения для Pu^{240} [26] (вверху) и Po^{210} [28] - демонстрация фазового перехода из сверхтекучего состояния в нормальное. На вставке вверху - температурная зависимость $J_{зрр}(t)$.

по нашему мнению, завышенное значение $E_{кр}^* = 19$ Мэв. Из полученной нами величины $E_{кр}^*$ согласно (20) следует значение $\Delta_0^f = 0,8-0,9$ Мэв (для плотности одночастичных состояний на границе ферми $g_f = 6/\pi^2 a_f = 3/4\pi^2 A$, $a_f = A/8$), которое, в противоположность выводам [44], близко к значению $\Delta_0^f = 11A^{-1/2} \approx 0,7$ Мэв для ядер равновесной формы.

2. Низкоэнергетическая структура $K_0^2(E^*)$. Независимая оценка $\Delta_0 = (E_{2\Delta} - E_f)/2$ часто производится по $E_{2\Delta}$ - положению "скачка" K_0^2 четно-четных ядер до двухквaziчастичного значения $2K_p^2$ на границе энергетической щели $2\Delta_0^f$ [45,46]. Такие оценки наряду с выводами [44] послужили основанием для распространенной гипотезы о значительной разнице Δ_0^f и Δ_0^g . Они гораздо более чувствительны к величине E_f для основного переходного состояния, чем определение $E_{кр}^*$ и последующая оценка Δ_0^f согласно (20). В моделях одnogорбого и двугорбого барьера интерпретация наблюдаемых порогов разная и это требует пересмотра анализа для Δ_0^f .

В работе рассмотрена возможность определения Δ_0^f , которая не только не требует знания E_f , но и позволяет эту важную величину найти из опыта одновременно с Δ_0^f . Она использует предсказанную в [47] и обнаруженную в [12,18,25,26] низкоэнергетическую структуру K_0^2 . Эффект проявился у всех пяти исследованных в реакции (n, f) ядер U^{236} , Np^{238} , Pu^{239} , Pu^{240} , Am^{242} , имеющих разную четность нуклонов. На рис. II экспериментальные данные для наиболее подробно исследованного четно-четного ядра Pu^{240} сравниваются с семейством кривых, рассчитанных согласно:

$$\overline{K^2(E^*)} = \frac{2K_p^2 g_f}{P(E^*)} \sum_{n=1}^{n_{max}} \frac{[g_f(E^* - 2n\Delta^f)]^{2n-1}}{n!(n-1)!(2n-1)!} \approx 2\pi \overline{K_p^2} \quad (21)$$

где n - число возбужденных пар нуклонов (квaziчастиц) и $\Delta^f = \Delta_0^f = \text{const}$. Выражение (21) получено в рамках модели [47], сильно упрощающей взаимодействие нуклонов, но которая, как показывает опыт, в целом правильно передает главную черту механизма дискретного изменения числа возбужденных квазичастиц - наличие структуры K_0^2 ступенчатого типа, в которой порог

"разрыва" второй пары $E_{4\Delta} \approx E_f + 4\Delta_0^f$ достаточно четко обозначен.

Из сравнения с экспериментом семейства кривых, в котором порог двухквaziчастичного возбуждения $E_{2\Delta}$ ($E_n = 0,5$ Мэв) зафиксирован и параметром является Δ_0^f ($g = 3/4\pi^2 a_f$) следует, что "наилучшей" если принять во внимание уменьшение Δ с энергией, является кривая 3, из которой следует $\Delta_0^f = 0,8$ Мэв и $E_f = 5,3$ Мэв ($E_n = 6,5$ Мэв). Очевидно, что это высота барьера B . Она совпадает с результатами анализа реакции $Pu^{239}(d, f)$ [48]. Попытка применить вместо E_f высоту другого горба $E_{fA} = 6,0 \pm 0,1$ Мэв [48], как следует из кривой 1, приведет к резко-

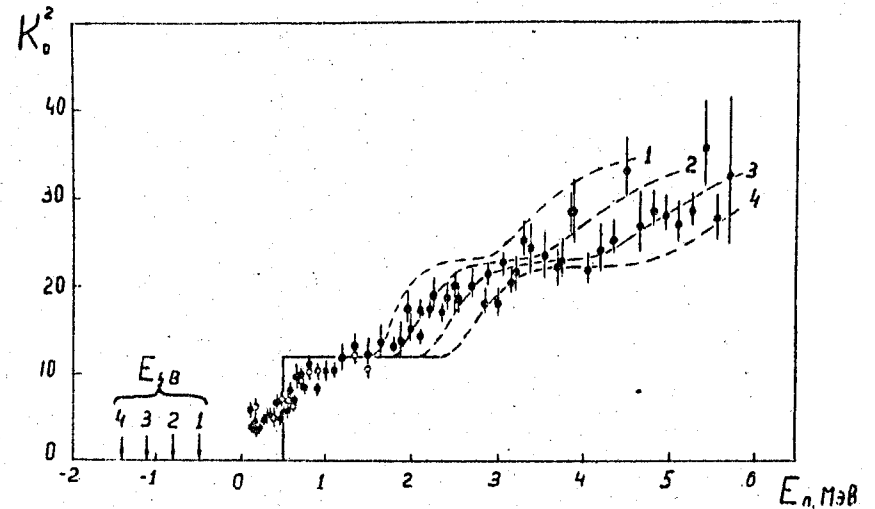


Рис. II. Сравнение семейства кривых $K_0^2(E_n, \Delta)$ с экспериментальными данными о K_0^2 для Pu^{240} [26]. Положение двухквaziчастичного порога $E_{2\Delta}$ зафиксировано ($E_n = 0,5$ Мэв). Каждому значению Δ однозначно соответствует определенное значение высоты барьера E_f .

Кривая 1 - 0,5 Мэв \longrightarrow 5,9 Мэв, 2 - 0,65 Мэв \longrightarrow 5,6 Мэв,
3 - 0,8 Мэв \longrightarrow 5,3 Мэв, 4 - 0,9 Мэв \longrightarrow 5,0 Мэв

му расхождению с опытом и слишком низкому значению $\Delta_0^f = 0,45$ Мэв.

Таким образом, мы получаем прямой аргумент в пользу модели с забыванием K во второй яме, в которой началом отсчета энергии возбуждения, определяющей число и плотность переходных состояний, является барьер V независимо от знака $\Delta_{\lambda\lambda}$. Оценка Δ_0^f согласуется с полученной из критической энергии фазового перехода. Аналогичные оценки Δ_0^f и $E_{f\lambda}$, давшие разумные результаты, сделаны и для других исследовавшихся ядер.

3. Эффекты спаривания нуклонов и оболочечные эффекты в делимости ядер. Проведен анализ совокупности данных о Γ_n/Γ_f в области ядер $Th - Bk$ и возбуждений, где применимо статистическое описание [29]. Он показал, что разница Δ_0^f и Δ_0^g , которая должна проявиться в четно-нечетных различиях Γ_n/Γ_f , составляет не более 20%. К такому же выводу приводит анализ низкоэнергетического участка Γ_f/Γ_n "легких ядер в районе свинца [27,28], в котором проявляется структура, по-видимому, связанная с дискретностью процесса "распаривания" нуклонов [47]. Эта интерпретация ведет к пересмотру определения порогов деления [27].

Показано, что модель ферми-газа с постоянным параметром плотности уровней непригодна для описания энергетической зависимости Γ_f/Γ_n [27]. Параметр α под влиянием эффектов спаривания нуклонов и оболочечных эффектов существенно зависит от энергии возбуждения [27,28]. На рис.12 приведена восстановленная из данных о Γ_f/Γ_n в реакции $Pb^{216}(\alpha, f)$ зависимость от энергии возбуждения параметров плотности уровней в переходном состоянии делящегося ядра $Po^{210} - \alpha_f$ и остаточного ядра после испускания нейтрона $Po^{209} - \alpha_n$ [28]. В первом случае хорошо виден фазовый переход при энергиях, близких к значению E_{kp}^* , полученному из анализа K_0^2 для Po^{210} , во втором - достаточно сильная зависимость $\alpha_n(U)$, разумно согласующаяся с теоретическими расчетами [49] и экспериментальными данными при более низких энергиях для соседних ядер, которые следуют из плотности нейтронных резонансов.

Эта демонстрация показывает, что анализ Γ_f/Γ_n может явиться весьма эффективным средством для исследования энергетической зависимости плотности уровней ядер.

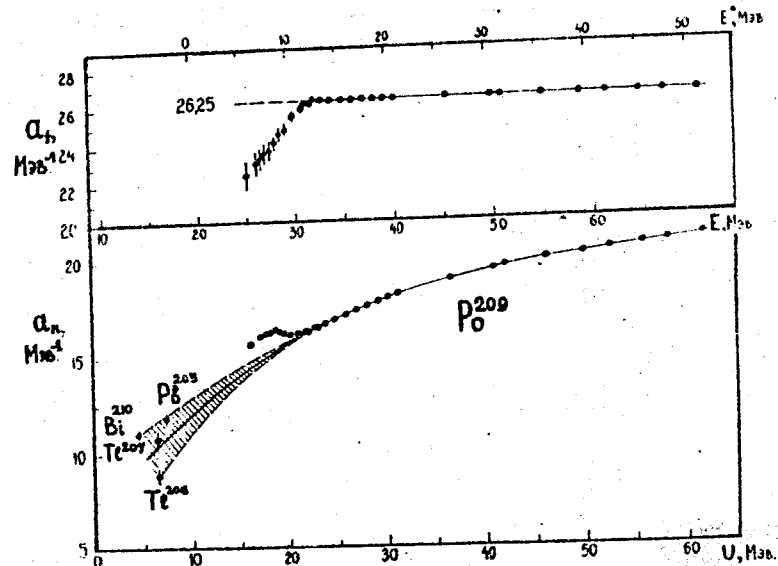


Рис.12. Энергетическая зависимость параметров плотности уровней Po^{210} в переходном состоянии - α_f и остаточного ядра после испускания нейтрона $Po^{209} - \alpha_n$ [28]. E - энергия возбуждения составного ядра Po^{210} , $E^* = E - E_f$ - его энергия в переходном состоянии, $U = E - V_n$ - эффективная энергия возбуждения остаточного ядра Po^{209} .

4. Зависимость параметра Δ_0 от деформации ядра. Анализ обширного круга экспериментальных данных дал согласующиеся результаты о параметре Δ_0^+ , которые свидетельствуют, что с точностью 20% $\Delta_0^+ \approx \Delta_0^0$, и тем самым отвергают гипотезу об аномально большой энергетической щели в переходном состоянии [44-46]. В работах [45,46] аномалия Δ_0^+ (у $P_0^{210} \Delta_0^+/\Delta_0^0 \geq 2,5$ [46]) связывалась с увеличением поверхности ядра [50]. Показано, что это соображение количественно не проходит. Последние результаты исследований авторов [48,51], выдвинувших гипотезу аномально большой энергетической щели, можно расценивать как отказ от нее, что ставит точку в многолетней дискуссии по этому вопросу [12,25-29].

5. Моменты инерции седловых точек. Результаты экспериментальных исследований зависимости эффективного момента инерции $\mathcal{J}_{эфф}^0$ от Z^2/A делящегося ядра при значительных возбуждениях [53] соответствуют предсказанию МЖК [54]. $\mathcal{J}_{эфф}^0$ достаточно сильно зависит от деформации ядра, а деформации экстремальных точек в модели двугорбого барьера и МЖК отличаются существенно и по-разному зависят от Z и A . Естественно возникает вопрос - что это возражение модели двугорбого барьера или величина и характер зависимости $\mathcal{J}_{эфф}^0$ от нуклонного состава при низких возбуждениях делящегося ядра иные, чем при высоких?

На рис.13 зависимость $(\mathcal{J}_{эфф}^0)^{-1}$, найденная из известной совокупности данных о K_0^2 для $E^* = 4$ Мэв, сравнивается с результатами расчетов для горбов А и В [52] и седловой точки в МЖК [54]. Расчет производился по формуле:

$$K_0^2(E^*) = \frac{E^*}{E_{кр}^*} \cdot K_0^2(E_{кр}^*) = 0,715 \cdot E^*/g_+ \Delta_0^+ \cdot \frac{\mathcal{J}_{эфф}^0}{\hbar^2}, \quad (22)$$

которая предполагает линейный ход K_0^2 при $E^* \leq E_{кр}^*$ и независимость Δ_0^+ от Z и A . Для вычисления E^* использовались значения $E_{1,2}$, известные из литературы и наших данных.

Из рис.13 следует, что эффективные моменты инерции при низких энергиях ложатся вблизи пунктирной линии $\mathcal{J}_{сф}^0/\mathcal{J}_{эфф}^0 = 1,55$ для барьера В. Это значение $\mathcal{J}_{сф}^0/\mathcal{J}_{эфф}^0$ было принято нами не зависящим от Z и A на основании результатов расчетов в [52].

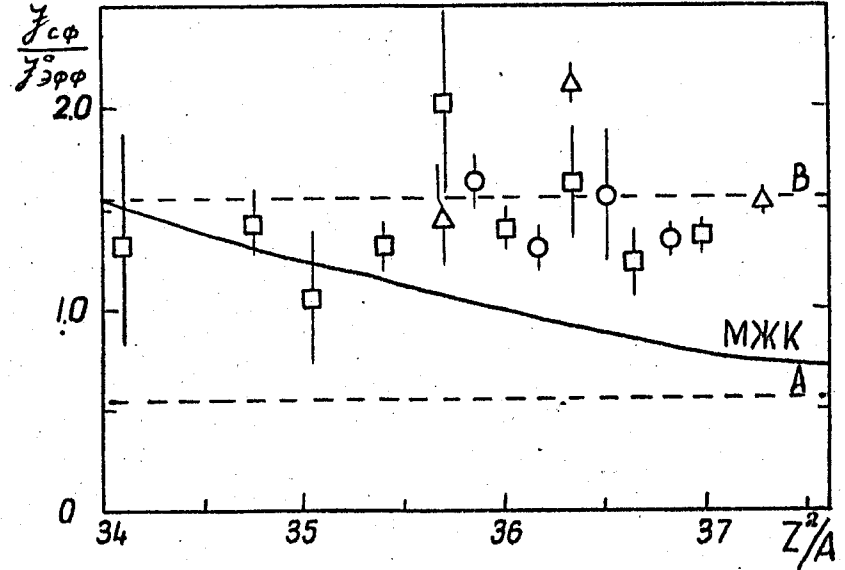


Рис.13. Обратный эффективный момент инерции $\mathcal{J}_{эфф}^0$ (в единицах момента инерции равновеликой сферы $\mathcal{J}_{сф}^0$) как функция Z^2/A . \circ - четно-четные делящиеся ядра, \square - нечетные A , \triangle - нечетно-нечетные ядра. Сплошная кривая - модель жидкой капли [54], пунктир - модель двугорбого барьера [52].

Таким образом, видимое расхождение [53] с моделью двугорбого барьера устраняется. Разный характер зависимости $\mathcal{J}_{эфф}^0$ от Z^2/A при низких и высоких возбуждениях, скорее всего, объясняется ослаблением оболочечных эффектов с ростом энергии.

Итак, и из результатов анализа $\mathcal{J}_{эфф}^0$ (деформации ядра), и из энергетических соображений (пункт 2, гл.IV) мы можем заключить, что ответственной за реализующийся у актинидов спектр К является вторая седловая точка.

Поскольку частные выводы были сделаны нами выше при изложении наиболее важных разделов работы, мы суммируем их в два более общих заключения.

1. Модель двугорбого барьера деления очень плодотворна для объяснения многих закономерностей околопорогового деления, аномальных с точки зрения прежних представлений, и в данной работе, в свою очередь, получает ряд веских аргументов для ее экспериментального обоснования.

2. Реакция деления является весьма эффективным средством для изучения свойств возбужденных ядер с большими, не встречающимися в природе деформациями. Некоторые из этих свойств - фазовый переход из сверхтекучего состояния в нормальное, эффекты дискретного изменения числа возбужденных квазичастиц, энергетическая зависимость параметра плотности уровней и др. - представляют значительные трудности для исследования с ядрами равновесной формы.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [12-30, 36, 40] и были представлены в докладах на Международном конгрессе по физике ядра (Париж, 1964), Международных симпозиумах по физике и химии деления (Зальцбург, 1965) и (Вена, 1969).

ЛИТЕРАТУРА

- 1; V.M.Strutinsky. Nucl. Phys. A95, 420 (1967); AI22, I (1968).
2. V.M.Strutinsky, S.E. Bjornholm. Nuclear Structure, Dubna Simp., (IAEA, Vienna, 1968), p.43I; Nucl. Phys., AI36, I (1968).
- 3; B.Г.Нестеров, Г.Н.Смиренин, И.И.Бондаренко. ЖЭТФ 35, 532 (1968); АЭ 9, 16 (1960); АЭ 13, 366 (1962); АЭ 24, 185 (1968); Yu.A.Blyumkina, I; I; Bondarenko, V.F.Kuznetsov, V.G.Nesterov, V.N.Okolovich, G.N.Smirenkin, L.N.Usachev. Nucl. Phys., 52, 648 (1964); L.I.Prochorova, G.N.Smirenkin, D.L.Shpak. Nucl. Data for Reactors, Paris (IAEA, Vienna, 1967), 2, p.67; L.I.Prochorova, R.E.Bagdasarov, V.G.Nesterov, B.Nurpeisov, G.N.Smirenkin, Yu.M.Turchin. Nucl. Data for Reactors, Helsinki (IAEA, Vienna, 1970), 2, p.67;
4. N.Bohr, J.A.Wheeler. Phys. Rev. 56, 426 (1939).
5. Я.И.Френкель. ЖЭТФ 9, 641 (1939).
6. D.Hill, J.A.Wheeler. Phys. Rev. 89, 1102 (1953).
7. A.Bohr. Proc. First UN Int. Conf. on FUAЕ, Geneva, 1955, 2, p.15I.
8. I.Halpern, V.M.Strutinsky. Proc. Sec. UN Int. Conf. on FUAЕ, 1958, 15, p.408.
9. С.М.Поликанов, В.А.Друин, В.А.Карнаухов, В.Л.Михеев, А.А.Плеве и др. ЖЭТФ 42, 1464 (1962); Х.Юнгклауссен. ЯФ 7, 83 (1968).
10. E.Migneco, G.Theobald. Nucl. Phys. AI12, 603 (1968); A.Fubini, J.Blons, A.Michaudon, D.Paya. Phys. Rev. Lett. 20, 1373 (1968); G.D.James, E.Rae. Nucl. Phys. AI18, 313 (1968).
11. П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрошенко, В.А.Шигин. ЯФ 5, 295 (1967); J.E.Lynn. Phys. and Chem. of Fission (IAEA, Vienna, 1969), p.249.
12. Ch.D; Androsenko, S.B.Ermagambetov, A.V.Ignatyuk, N.S.Robotnov, G.N.Smirenkin et al. Phys. and Chem. of Fission, Vienna (IAEA, Vienna, 1969) p.419.
13. A.V.Ignatyuk, N.S.Robotnov, G.N.Smirenkin. Phys. Lett. 29B, 209 (1969); E.V.Gai, A.V.Ignatyuk, N.S.Robotnov, G.N.Smirenkin. Phys. and Chem. of Fission, Vienna (IAEA, Vienna, 1969), p.337;

14. С.П.Капица, Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, Л.Н.Усачев, Ю.М.Ципенюк. Письма ЖЭТФ 9, 196 (1969); ЯФ II, 508 (1970).
15. А.В.Игнатик, Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, Ю.М.Ципенюк. ЖЭТФ 6I, 1284 (1968).
16. В.Г.Нестеров, Г.Н.Смиренкин, А.С.Тихин. ЯФ 6, 761 (1967); С.Б.Ермагамбетов, В.Е.Колесов, В.Г.Нестеров, Г.Н.Смиренкин, А.С.Тихин. ЯФ 8, 704 (1968); Г.Н.Смиренкин, А.С.Тихин. ЯФ 12, 746 (1970).
17. И.Е.Бочарова, А.С.Солдатов, Г.Н.Смиренкин. ПТЭ 5, 226 (1968).
18. Д.Л.Шпак, Д.Н.Степанов, Г.Н.Смиренкин. ЯФ 9, 940 (1969); Д.Л.Шпак, Б.И.Фурсов, Г.Н.Смиренкин. ЯФ 12, 35 (1970).
19. A.S.Soldatov, G.N.Smirenkin, S.P.Kapitza, Yu.M.Zipenyuk. Phys; Lett. 14, 217 (1965);
20. N.S.Rabotnov, G.N.Smirenkin, A.S.Soldatov, L.N.Usachev, S.P.Kapitza, Yu.M.Zipenyuk. Phys. and Chem. of Fission, Salzburg (IAEA, Vienna, 1965); I, p.135; Phys.Lett. 26B, 218 (1968).
21. В.Б.Курчатов, В.И.Новгородцева, В.А.Пчелин, В.М.Шубко, Г.Н.Смиренкин, Ю.М.Ципенюк. ЯФ 7, 521 (1969).
22. С.Б.Ермагамбетов, В.Ф.Кузнецов, Г.Н.Смиренкин. ЯФ 5, 257 (1967); С.Б.Ермагамбетов, Л.Д.Смиреникина, Г.Н.Смиренкин. АЭ 23, 20 (1967); С.Б.Ермагамбетов, Г.Н.Смиренкин. ЯФ II, 1164 (1970).
23. Х.Д.Андросенко, Г.Н.Смиренкин. Письма ЖЭТФ 8, 181 (1968); ЯФ 12, 260 (1970).
24. С.Б.Ермагамбетов, Г.Н.Смиренкин. Письма ЖЭТФ 9, 510 (1969); АЭ 29, 422 (1970); Д.Л.Шпак, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренкин. Письма ЖЭТФ 10, 542 276 (1969).
25. Г.Н.Смиренкин, В.Г.Нестеров, А.С.Тихин. ЯФ 6, 921 (1967).
26. Д.Л.Шпак, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренкин. ЯФ 13, 950 (1970).
27. А.В.Игнатик, Г.Н.Смиренкин, А.С.Тихин. ЯФ 15, 1124 (1972).
28. М.Г.Иткин, К.Г.Куватов, В.Н.Околович, Г.Я.Руськина, Г.Н.Смиреникин, А.С.Тихин. ЯФ 16 258 (1972).
29. A.V.Ignatyuk, G.N.Smirenkin. Phys. Lett. 29B, 159 (1969).
30. Л.И.Прохорова, Г.Н.Смиренкин. ЯФ 13 1170 (1971).

31. R.W.Lamphere. Nucl. Phys. 38, 561 (1962); Дж.А.Уилер в сб. "Успехи физики деления ядер", М. Госатомиздат, 1965, стр.7.
32. Б.Т.Гейликман. Приложение № I к журналу "Атомная энергия", М. Атомиздат, 1957
33. J.J.Griffin. Phys. Rev. 116, 107 (1959).
34. Е.К.Хайд. Свойства трансурановых элементов. Деление ядер. вып.5, М. Атомиздат, 1969.
35. В.Ф.Турчин. ЖВМ и МФ 8, 230 (1968); В.З.Нозик, В.Ф.Турчин. Препринт ФЭИ-138 (1968).
36. N.S.Rabotnov, G.N.Smirenkin, A.S.Soldatov, L.N.Usachev, S.P.Kapitza, Yu.M.Zipenyuk. Nucl. Phys. 77, 92 (1966); А.С.Солдатов, Ю.М.Ципенюк, Г.Н.Смиренкин. ЯФ II, 992 (1970).
37. R.A.Schmitt, R.B.Duffield. Phys. Rev. 105, 1277 (1957).
38. В.В.Пашкевич. Препринт ОИЯИ Р4-5581 (1971); AI69, 275 (1971).
39. П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрощенко, В.А.Шигин. ЯФ 3, 479 (1966).
40. Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин. Препринт ОИЯИ-1845 (1964); E.R.Rae. Phys. and Chem. of Fission, Salzburg (IAEA, Vienna, 1965). I, p.187; П.Е.Воротников. ЯФ 5, 1021 (1967); АЭ 31, 18 (1971).
41. Neutron Cross Sections BNL-325. Suppl. № I (1960); Suppl. №2 (1965); G.F.Auchampaugh, J.A.Farrell, D.W.Bergen. Nucl. Phys. A171, 31 (1971).
42. J.D.Cramer, H.C.Britt. Phys. Rev. Q2, 2350 (1970).
43. J.Bardeen, L.Cooper, J.Schriffer. Phys.Rev. 108, 1175 (1957).
44. J.J.Griffin. Phys. Rev. 132, 2204 (1963).
45. H.C.Britt, R.H.Stokes, W.R.Gibbs, J.J.Griffin. Phys. Rev; Lett. 11, 343 (1963); Phys. Rev; 139, B354 (1965); J.R.Huizenga, A.N.Behkami, J.W.Meadows, E.D.Klema. Phys. Rev. 174, 1539 (1968).
46. L.G.Moretto, R.S.Gatti, S.G.Thompson et.al. Phys. Rev. 178, 1845 (1969).
47. V.M.Strutinsky. Compt. Rend. Congr. Int. Phys. Nucl., Paris, 1959, p.617.
48. H.C.Britt, S.C.Burnett, J.D.Cramer. Phys. and Chem. of Fission, Vienna (IAEA, Vienna, 1969), p.375.

49. A.V.Ignatyuk, V.S.Stavinsky, Yu.N.Shubin. Nucl. Data for Reactors, Helsinki (IAEA, Vienna, 1970), 2, p.885.
50. R.C.Kennedy, L.Wilets, E.M.Hinley. Phys. Rev. Lett. 12, 36 (1968); W.Stepien, Z.Szymanski. Phys. Lett. 26B, 181 (1968).
51. L.G.Moretto, S.G.Thompson, J.Routti, R.C.Gatti. Phys. Rev. Lett. 38B, 471 (1972).
52. J.Damgaard, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, C.Y.Wong et.al. Phys. and Chem. of Fission, Vienna (IAEA, Vienna, 1969), p.226; S.G.Nilsson, C.F.Jsang, A.Somiczewski, Z.Szimanski et.al. Nucl. Phys. A131, 1 (1968).
53. R.F.Reizing, G.L.Bate, J.R.Huizenga. Phys. Rev. 141, 1161 (1966); С.А.Карамян, И.В.Кузнецов, Ю.А.Музичка, Ю.И.Станесян, Б.И.Пустыльник. ЯФ 6, 494 (1967).
54. В.М.Струтинский. ЯФ 1, 588 (1965).