

К-592

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

*На правах рукописи*

*КОЗЛОВСКИЙ Леонид Константинович*

**Угловая анизотропия осколков  
при делении ориентированных  
ядер урана-235 нейтронами**

Специальность № 01.04.16  
(физика атомного ядра и космических лучей)

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

Дубна — 1975 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

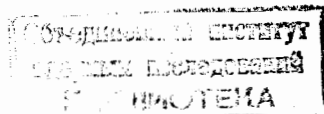
На правах рукописи

КОЗЛОВСКИЙ Леонид Константинович

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ  
ЯДЕР  $U^{235}$  НЕЙТРОНАМИ.

Специальность № 01.04.16  
(Физика атомного ядра и космических лучей)

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук



Дубна - 1975г.

Работа выполнена в ордена Трудового Красного Знамени  
Физико-энергетическом институте.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,  
профессор Ю.Я.СТАВИСКИЙ  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник Д.И.ТАМБОВЦЕВ

Официальные оппоненты: член-корреспондент АН СССР, профессор  
С.М.ПОЛИКАНОВ (ОИЯИ, г.Дубна)  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник А.В.ИГНАТЮК  
(ФЭИ, г.Обнинск)

Ведущее предприятие: ордена Ленина Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова, Москва

Автореферат разослан "25" Сентября 1975 г.

Защита диссертации состоится "16" декабря 1975 г.  
в 14<sup>30</sup> час на заседании Объединенного Ученого Совета Лаборатории  
нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (г.Дубна)  
конференцзал ЛФ).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Ученый секретарь Совета ЛФ-ЛЯР  
кандидат физико-математических наук

  
И.П.КУЗНЕЦОВА

Зависимость параметров барьера деления от квантовых характеристик делящегося ядра: спина и четности, а также от проекции  $K$  полного момента  $J$  на ось симметрии ядра является в настоящее время установленным экспериментальным фактом. Это явление получило название канальной структуры барьера деления. Со времени появления работы О.Бора, где гипотеза о наличии и природе этой структуры была выдвинута для объяснения угловой анизотропии разлета осколков деления, ее изучению было посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ.

В последние годы во взглядах на процесс деления при энергиях, близких к порогу, произошли серьезные изменения. Они были связаны с обнаружением качественно новых явлений (спонтанно делящиеся изомеры, немонотонная энергетическая зависимость вероятности деления в подбарьерной области, "группировка" нейтронных резонансов), получивших объяснение в модели двугорбого барьера. Качественно объясняя новые явления, эта модель привела к необходимости пересмотра представлений, привлекаемых для количественного описания энергетических зависимостей вероятности деления и угловых распределений осколков, т.е. к пересмотру методов и результатов традиционного канального анализа.

Усложнение формы барьера деления создает трудности для определения его параметров по результатам эксперимента и предъявляет новые, повышенные требования к точности и разнообразию данных, используемых при анализе. Поэтому важно иметь как можно более разностороннюю информацию о процессе деления ядра заданного нуклонного состава при данной энергии возбуждения.

Необходимы становятся сопоставления данных, полученных в разных реакциях, т.е. при делении нейтронами, гамма-квантами и заряженными частицами, а также данных при спонтанном делении.

Известно, что угловая анизотропия разлета осколков обуславливается выстроенностью угловых моментов делящегося ядра и отличается от равновероятного распределением переходных состояний делящегося ядра по квантовому числу  $K$ . Когда ядра мишени не ориентированы, выстроенность делящихся ядер обуславливается выстроенностью пучка падающих частиц с отличным от нуля орбитальным моментом. Эксперименты с ориентированными ядрами мишени, в которых появляется возможность управлять выстроенностью делящихся ядер при неизменной энергии возбуждения, дают качественно новую информацию для исследования канальной структуры барьера деления. Изменения кинематики образования составного ядра приводят к заметным эффектам в угловых распределениях реакции. Кроме того, изменение вероятности образования составного ядра в состояниях с разными значениями полного момента количества движения  $J$  должно отражаться и на полном сечении реакции.

Известные эксперименты по делению ориентированных ядер  $U^{235}$ , проведенные Даббсом, Робертсом и др. (1960, Ок-Ридж), Даббсом, Милладоном и др. (1965, Ок-Ридж, Сакле), Паттенденом и Постмой (1971, Харуэлл) относятся к делению  $S$ -нейтронами (тепловыми и резонансными) в области энергий до 2 кэВ. Наблюдаемая анизотропия осколков во всех этих опытах качественно согласуется с гипотезой О.Бора, указывая на преимущественную вероятность деления при малых значениях квантового числа  $K$ . В них была отмечена корреляция между делительной шириной и эффективным значением  $K$  резонанса или группы резонансов: "слабым" ре-

зонам (с малой делительной шириной) соответствовало  $K_{эфф} \approx J$  и наоборот, "сильным" резонансам соответствовало малое значение  $K_{эфф}$ .

Представляло интерес изучить деление ориентированных ядер  $U^{235}$  нейтронами более высоких энергий, когда сравнимый вклад в сечение образования составного ядра вносят  $S$ - и  $P$ -нейтроны и где на неориентированных ядрах мишени в области  $E_n = 80 - 100$  кэВ, по данным Нестерова, Смиреникина (1966г., ФЭИ), Смиреникина, Шпака и др. (1970, ФЭИ) наблюдается неожиданная отрицательная анизотропия осколков. Представляло также интерес провести каналовой анализ полученных экспериментальных данных угловой анизотропии осколков деления в рамках модели с двугорбым барьером и сравнить полученные результаты с данными каналового анализа подбарьерной делимости того же делящегося ядра  $U^{236}$  в реакции  $U^{235}(\alpha, pf)$ , проведенного Баком, Бондорфом и др. (1971, ин-т Нильса Бора) и в реакции  $U^{234}(t, pf)$ , проведенного Баком, Бриттсом и др. (1973, Лос-Аламос). Следует отметить, что оба последних анализа проведены без привлечения известных данных по угловым распределениям осколков в указанных реакциях, полученных Шпехтом, Фрезером и др. (1966, Чок-Ривер), Ванденбошем, Хойзангой и др. (1967, Арг. Нац. Лаб), Бриттом, Рики и др. (1968, Лос-Аламос) и без сопоставления с результатами нейтронных исследований.

Настоящая диссертация посвящена экспериментальным исследованиям угловой анизотропии разлета осколков при делении ориентированных ядер  $U^{235}$  нейтронами в интервале энергий 10-150 кэВ. В области энергий нейтронов 50-150 кэВ измерена также анизотропия осколков для неориентированных ядер мишени. Диссертация со-

стоит из введения, четырех глав, заключения и пяти приложений. В главе I дается понятие ориентации спиновой системы ядер, параметров, используемых для ее количественного описания, и дан обзор существующих методов ориентации ядер актинидов. Глава II посвящена описанию методики проведенных опытов, используемого экспериментального оборудования и полученных результатов измерений. В главе III представлены теоретические выражения, привлекаемые для описания углового распределения осколков и полного сечения деления с учетом ориентации ядер мишени. Глава IV посвящена расчету угловой анизотропии осколков при делении ориентированных и неориентированных ядер мишени  $U^{235}$  в исследованной области в рамках одномерной модели с двугорбым барьером деления и сравнением результатов расчета с полученными в наших опытах, а также другими известными экспериментальными данными. В приложениях приведены некоторые рабочие и вспомогательные расчеты, вклады и таблицы.

Для ориентации ядер  $U^{235}$  применен метод, предложенный Даббсом (1960, Ок-Ридж), который основан на использовании взаимодействия электрического квадрупольного момента ядра  $U^{235}$  с неоднородным, аксиально-симметричным электрическим полем кристалла уранил-рубидиевого нитрата ( $UO_2RB(NO_3)_3$ ), в дальнейшем - УРН). Это взаимодействие описывается с помощью спинового гамильтониана

$$\hat{H} = P \left[ \hat{I}_z^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right] \quad (1)$$

где  $I$  и  $\hat{I}_z^2$  - спин ядра и оператор квадрата его проекции на ось квантования (в данном случае С-ось кристалла, относительно которой наблюдается ориентация спинов ядер). Для ядер  $U^{235}$  константа сверхтонкого электрического взаимодействия  $P$ , согласо-

но существующим данным, равна  $+0,0154 \pm 0,0027$  °К. Вследствие того, что константа  $P$  положительна, метод дает плоскостное выстраивание, т.е. спины ядер выстраиваются в плоскости, перпендикулярной С-оси. Степень выстроенности спиновой системы ядер описывалась с помощью коэффициентов

$$G_2(T) = \sum_M (-1)^{I-M} (IIM-M/20) \cdot \rho_M(T) \quad (2)$$

где  $(IIM-M/20)$  - коэффициенты векторного сложения Клебша-Гордана, а  $\rho_M$  - элементы матрицы плотности спиновых состояний, имеющие вид

$$\rho_M(T) = \left( \sum_M \exp - \frac{E_M}{kT} \right)^{-1} \cdot \exp - \frac{E_M}{kT} \quad (3)$$

В этом выражении  $E_M$  - собственные значения оператора (1),  $T$  - температура образца. Для рабочей температуры наших опытов ( $T = 0,2$  °К) моменты более высоких порядков ( $G_4, G_6, \dots$ ) были малы и ими пренебрегалось. Температурная зависимость параметра выстроенности  $G_2$  для ядер  $U^{235}$  в решетка кристалла УРН, вычисленная при указанном значении константы  $P$ , представлена на рис. I. Для  $T = 0,2$  °К выстроенность ядер  $U^{235}$  в наших опытах составляла  $\sim 30\%$  от максимального значения ( $G_2^{max} = -0,386$ ), соответствующего абсолютному нулю температур.

Охлаждение образца проводилось в металлическом гелиевом кристате [I], который представлял собой вакуумируемый объем с набором резервуаров для заливки жидкого азота и гелия. Образец и система регистрации осколков располагались в низкотемпературной зоне кристата. Температура образца ниже 1 °К достигалась за счет адиабатического размагничивания в поле сверхпроводящего соленоида блока парамагнитной соли, находящегося в тепловом контакте с образцом. Азотный бак емкостью 5,5 л испла-

ряд в рабочем состоянии ~ 0,5 л/час жидкости. Нижняя часть азотного экрана охлаждалась змеевиком с жидким азотом, поступающим из бака. Гелиевый бак с размещенным сверхпроводящим магнитом имел объем 4 л. На его охлаждение от азотной темпера-

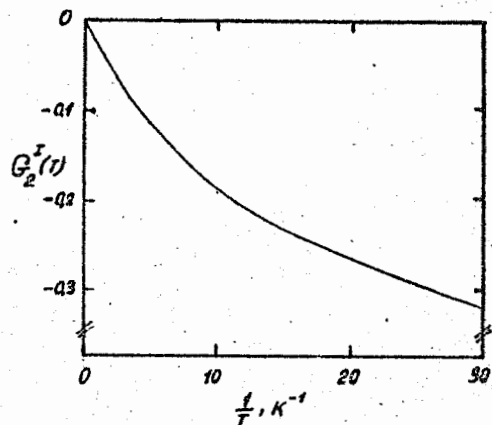


Рис.1. Температурная зависимость параметра выстроенности  $G_2(I)$  ядер  $U^{235}$  в решетке кристалла УРН при константе сверхтонкого взаимодействия  $P/K = 0,0154$  К.

туры и заполнения обычно уходило 6-7 л жидкого гелия. При включенном магните скорость испарения жидкого гелия составляла ~ 300 см<sup>3</sup>/час; когда в обмотке магнита протекал рабочий ток, скорость испарения возрастала в 1,5 раза. Откачиваемый гелиевый резервуар имел объем 300 см<sup>3</sup>. Откачка паров гелия проводилась форвакуумным насосом ВН-1. Температура откачиваемого резервуара контролировалась по давлению паров гелия в теплой части вакуумпровода с помощью ртутного и масляного манометров.

В установившемся режиме откачки температура откачиваемого резервуара составляла 1,22 °К. Одна заливка этого резервуара обещала ~ 8 часов поддержания указанной температуры. Обмотка сверхпроводящего соленоида изготовлена из Nb-Zr-Ti проволоки  $d = 0,24$  мм. Внутренний диаметр обмотки - 48 мм, наружный - 75 мм, высота - 110 мм, количество витков ~ 16 тыс., индуктивность - 2,5 гн. Схема питания магнита позволяла плавно изменять ток соленоида с постоянной времени 10 мин. При токе 6 а напряженность магнитного поля в центре соленоида составляла 10 кэ. Расположения узлов наиболее холодной зоны криостата представлена на рис.2.

В качестве парамагнитной соли использовались хромо-калиевые квасцы, обладающие максимумом магнитной теплоемкости в районе 0,09 °К. Блок парамагнитной соли изготовлен путем кристаллизации из насыщенного при 40 °С водного раствора хромо-калиевых квасцов. Расчетная энтальпия использовавшегося блока соли (120 г) для интервала температур 0,1-0,3 °К ~ 10<sup>5</sup> эрг. При тепловыделении ~ 30 эрг/сек ожидаемое время поддержания температуры в указанном интервале составляло ~ 10 час. Образец представлял собой пластинку (а в ряде случаев мозаику из нескольких пластинок) толщиной 1,5-2 мм, вырезанную из монокристалла УРН с естественной смесью изотопов урана параллельно грани 1012. На пластинку наращивался рабочий монокристаллический слой УРН толщиной ~ 1 мк/см<sup>2</sup>, в котором естественная смесь изотопов урана была заменена  $U^{235}$  90%-го обогащения. Кроме того, рабочий слой содержал ~ 1% (по отношению к  $U^{235}$ ) ядер  $Np^{237}$ , добавление которого необходимо для улучшения связи спиновой системы ядер  $U^{235}$  с кристаллической решеткой УРН. Монокристаллы УРН с естественным ураном выращивались

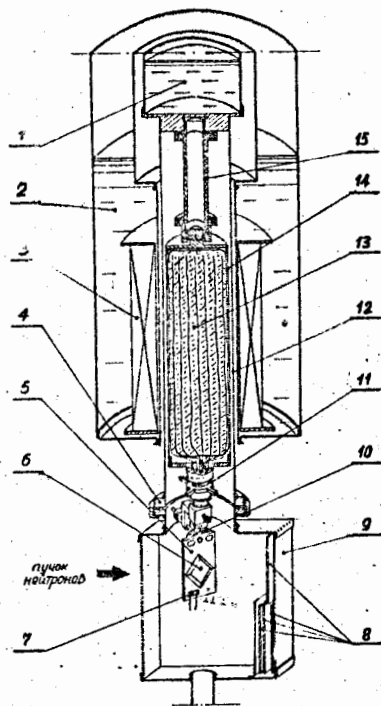


Рис. 2. Вертикальный разрез внутренней части криостата: 1 - гелиевый 1°-ный бачок, 2 - гелиевый 4°-ный бачок, 3 - сверхпроводящий магнит, 4 - разъемное индиевое уплотнение, 5 - подложка образца, 6 - монокристаллический образец  $U^{235}Rb(NO_3)_3$ , 7 - угольный термометр, 8 - стеклянные детекторы, 9 - камера, 10 - хладопровод, 11 - фторопластовая центрующая крестовина, 12 - 1°-ный экран, 13 - блок парамагнитной соли, 14 - контейнер соли, 15 - графитовый держатель.

из насыщенного при температуре  $\sim 50^\circ C$  раствора соли UPH в 16-молярной азотной кислоте методом изотермического испарения. Установка для выращивания [2], представляющая кристаллизатор на основе водяного термостата с термостабилизацией  $\pm 0,005^\circ C$ , позволяла выращивать монокристаллы UPH с хорошей огранкой объемом до 15 см<sup>3</sup> и весом до 45 г. Нарращивание рабочего слоя проводилось на том же термостате в специальной ячейке. Толщина рабочего слоя определялась по  $\alpha$ -активности образца. Идентичность кристаллической структуры рабочего слоя и кристалла-матрицы о естественным ураном проверялась по методике Матвиенко (1968, РИАН) путем снятия обратных лауэграмм  $K\alpha$  линии меди до и после нанесения слоя. Проверка качества активного слоя в рабочих условиях, а также проверка работоспособности всей установки в комплексе осуществлялась путем наблюдения угловой анизотропии  $\alpha$ -излучения ориентированных ядер  $Np^{237}$  [1,3]. Образец приклеивался к медной подложке, припаянной к кату медных проводов, пронизывавших парамагнитную соль. В случае мозаики С-оси отдельных кристаллических пластинок ориентировались в одном направлении. Образец 6 (см. рис.2) вместе с блоком парамагнитной соли 13 с помощью графитовой подвески 15 прикреплялся к дну одноградусного гелиевого бачка 1 внутри камеры 9, соединенной с одноградусным экраном 12. Ориентация С-оси образца по пучку падающих нейтронов и его востровка по отношению к детекторам осколков 8 осуществлялась благодаря имевшейся возможности передвижения подложки 5 по радиусу, перемещения в вертикальном направлении и поворота вокруг вертикальной оси. Температура образца контролировалась с помощью угольных термометров, приклеенных к подложке 5. Средняя температура образца за время измерений составляла  $0,20 \pm 0,05^\circ K$ .

Источником нейтронов с энергией 10-150 кэв служила реакция  $Li^7(p, n)Be^8$  под пучком протонов каскадного генератора КГ-2,5 ЭИ. Использовались мишени из металлического лития, на-

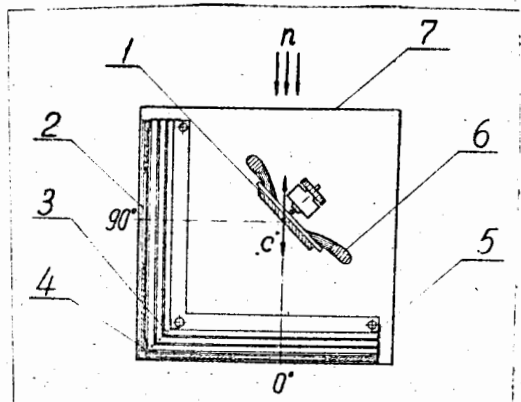


Рис.3. Расположение образца и детекторов. 1 - пластинка монокристалла УРН со слоем  $U^{235}O_2R(NO_3)_3$ ; 2 - стеклянный детектор осколков; 3 - проволочные тяги; 4,5 - направляющие кассет; 6 - хладопровод; 7 - камера.

плавление на медную подложку непосредственно в вакуумном объеме ионопровода ускорителя. Форма спектров нейтронов, а также средние энергии нейтронов и их среднеквадратичный разброс рассчитывались по заданному превышению над порогом реакции путем численного интегрирования кинематических соотношений для реакции  $Li(p, n)$  с учетом толщины используемых мишеней, конечных размеров мишени и образцов. Нейтроны со средней энергией 10 кэв получались под углом  $120^\circ$  к пучку протонов с  $E_p = 1970$  кэв. Нейтроны остальных энергий получались под  $0^\circ$  к пучку протонов при соответствующих превышениях над порогом реакции на мишенях

толщиной 10-15 кэв. Для получения тепловых нейтронов кристат окружался парафиновым поясом толщиной 10 см.

Осколки делений регистрировались с помощью стекол. Детектирующая система представляла набор из четырех кассет, снабженных проволочными тягами, выведенными из кристата. Каждая кассета содержала по два стекла размером 2,8 x 3,6 см, расположенных под углом  $45^\circ$  к поверхности образца. Взаимное расположение образца и детекторов представлено на рис.3. Экспонированные стекла травлились в 2,5%-ном растворе плавиковой кислоты в течение 15 мин, следы осколков подсчитывались под микроскопом.

В процессе эксперимента регистрировалось количество осколков, вылетающих в направлениях  $0^\circ$  и  $90^\circ$  по отношению к С-оси монокристаллического образца в функции энергии нейтронов при двух значениях температуры образца: 0,2  $^\circ$ К, соответствующей выстроенности ядер мишени  $U^{235}$  и 4,2  $^\circ$ К, при которой ориентация ядер мишени практически отсутствует. Измерения велись последовательно для ориентированных и неориентированных ядер образца при заданной энергии нейтронов и затем в конце опыта проводилось измерение на тепловых нейтронах при температуре образца 4,2  $^\circ$ К, которое соответствовало изотропному угловому распределению осколков. Этот набор данных позволил получить как эффект "выстроенности ядер", т.е. изменения угловой анизотропии осколков, обусловленное выстроенностью ядер  $U^{235}$ , так и значения анизотропии осколков для ориентированных и неориентированных ядер мишени. В полученные результаты вводились геометрические поправки на конечность размеров образца и детекторов.



Результаты измерений представлены на рис.4. В приведенные ошибки включены статистические ошибки и погрешности, связанные с введением геометрических поправок и просмотром стекол под микроскопом. Данные, полученные в отсутствие ориентации ядер мишени, согласуются с результатами Нестерова и Смиренкина (1966, ФЭИ), а также Смиренкина, Шпака и др. (1970, ФЭИ) и подтверждают наличие небольшой отрицательной анизотропии осколков в области энергий нейтронов 50-150 кэВ. Для выстроенных ядер мишени  $U^{235}$  анизотропия осколков положительна во всей исследованной области энергии нейтронов 10-150 кэВ. Анизотропия осколков деления выстроенных ядер при  $E_n = 10$  кэВ хорошо согласуется с результатами Паттендена и Постмы (1971, Харуэлл), усредненными в области  $E_n = 1-2$  кэВ и приведенными по температурной зависимости выстроенности ядер  $U^{235}$  к условиям наших опытов. Полученные нами результаты на тепловых нейтронах по абсолютной величине несколько меньше данных Даббса, Роберса и др. (1960, Ок-Ридж), также приведенных к нашим условиям. В области "выключения"  $p$ -нейтронов анизотропия осколков на ориентированных ядрах мишени уменьшается по абсолютной величине, сохраняя положительные значения.

Угловое распределение осколков при делении нейтронами можно представить в следующем виде

$$\frac{d\sigma_{\pm}}{d\Omega}(E_n, T, \theta) = \frac{\lambda^2}{4} \sum_{N=0,2,\dots, J, \pi} T_N^{J\pi}(E_n) \cdot \sum_{K=0}^J F_N^{JK}(T) \cdot \gamma_{\pm}^{JK}(E_n) \cdot P_N(\cos \theta), \quad (4)$$

где  $\lambda$  - длина волны падающего нейтрона,  $T_N^{J\pi}$  - оптический коэффициент нейтронной проникаемости,  $F_N^{JK}$  - коэффициенты, характеризующие кинематику реакции,  $\gamma_{\pm}^{JK}$  - делимость составного ядра с заданными квантовыми числами:  $J$  - спин со-

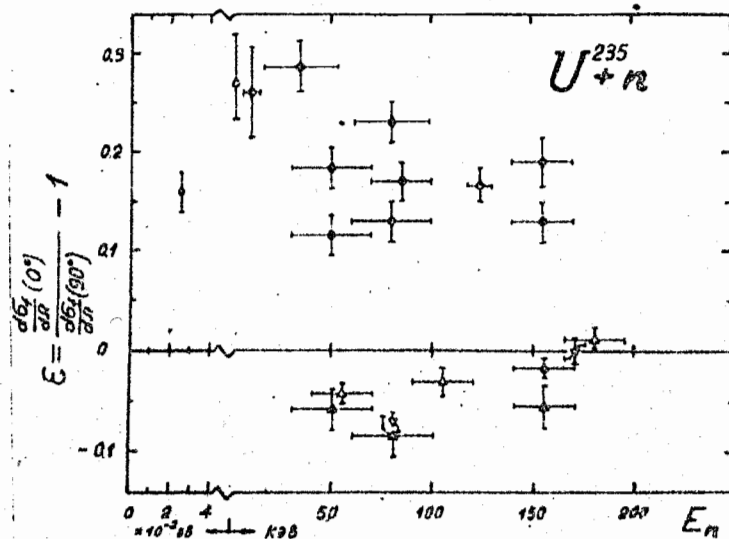


Рис.4. Угловая анизотропия осколков при делении ядер  $U^{235}$  нейтронами.  $\bar{\Psi}$ ,  $\bar{\Phi}$  - результаты Нестерова и др. и Смиренкина и др. на неориентированных ядрах;  $\bar{\Phi}$  - данные Паттендена и др., приведенные к условиям нашего эксперимента. Сплошные значки - результаты настоящей работы ( $\bar{\Psi}$  - ядра мишени не ориентированы,  $\bar{\Phi}$  - анизотропия осколков на выстроенных при  $T = 0,2$  К ядрах  $U^{235}$ ,  $\bar{\Psi}$  - эффект выстроенности ядер мишени).

ставного ядра,  $K$  - его проекция на ось симметрии ядра,  $\pi$  - четность состояния;  $P_N$  - полином Лежандра  $N$ -го порядка. Удобство выражения (4) для анализа экспериментальных данных по угловым распределениям осколков заключается в выделении в виде отдельных сомножителей членов, описывающих кинематические условия участвующих во входном канале частиц и последующий распад составного ядра (в данном случае по делительному каналу, представленному делюмостью  $\gamma_f^{JK}$ ). Поскольку нейтронные коэффициенты  $T_n^{JK}$  и делюмости  $\gamma_f^{JK}$  представляет собой положительные числа, заключенные между 0 и 1, то из выражения (4) следует, что знак вклада каждого состояния делющегося ядра  $J^{\pi K}$  в угловое распределение осколков определяется знаком соответствующего кинематического коэффициента  $F_N^{JK}(T)$ . Это позволяет, имея набор коэффициентов  $F_N^{JK}(T)$ , сделать заключение о том, какие состояния  $J^{\pi K}$  должны играть определяющую роль (т.е. иметь большие делюмости  $\gamma_f^{JK}$ ), чтобы описать наблюдаемое угловое распределение осколков. Эта процедура, которую можно назвать кинематическим анализом, существенно облегчает проведение каналового анализа.

Кинематические коэффициенты  $F_N^{JK}$  определяются выражением

$$F_N^{JK}(T) = 2(2J+1)(-1)^{J-K} \frac{(JK-K/NO)}{1+\delta_{KO}} \cdot G_N^{JK}(T), \quad (5)$$

в котором  $G_N^{JK}$  - коэффициенты выстроенности составного ядра со спином  $J$  и четностью  $\pi$ , определяемые выражением типа (2). Значения кинематических коэффициентов  $F_N^{JK}(T)$  для  $N=0$  и 2 в отсутствие и при наличии выстроенности ядер мишени для состояний отрицательной и положительной четности делющегося ядра  $U^{236}$ , образованных при захвате ядрами  $U^{235}$

соответственно  $S$ - и  $P$ -нейтронов представлены в табл.1. Для иллюстрации удобства указанного подхода проведен кинематический анализ отрицательной анизотропии осколков на неориентированных ядрах мишени  $U^{235}$  и положительной на ориентированных ядрах, наблюдаемой в районе  $E_n = 100$  кэВ. Оба экспериментальных факта можно объяснить, предположив, что деление из состояний положительной четности проходит, главным образом, через коллективные состояния  $K^{\pi} = 0^+$ . Поскольку, при этом, состояния с моментами  $J^{\pi} = 3^+$  и  $5^+$  для данной полосы запрещены по четности, то анизотропия осколков будет определяться вкладом состояний  $J^{\pi} = 2^+$  и  $4^+$ . Для выстроенных ядер мишени оба эти состояния, как видно из табл.1, дают положительную анизотропию, а в отсутствие выстроенности состояния  $J^{\pi} = 4^+$  - отрицательную, причем заметно большую по абсолютной величине, чем положительный вклад состояния  $J^{\pi} = 2^+$ . Задача дальнейшего анализа состояла в отыскании схемы каналов деления (в подборе высот барьеров, их кривизн и спектра переходных состояний), которая удовлетворяла бы требованиям кинематического анализа. Кроме того, к расчетам предъявлялись требования описания известных экспериментальных данных по средним делительным ширинам  $S$ -нейтронных резонансов  $U^{235}$ , а также описания величины и энергетического хода полного сечения деления  $U^{235}$  нейтронами. При расчете делюместей  $\gamma_f^{JK}$  по формуле

$$\gamma_f^{JK}(E_n) = \frac{P_f^{JK}(E_n)}{T_n^{JK}(E_n) + \sum_K P_f^{JK}(E_n) + \frac{2\pi}{\langle D^J \rangle} \langle \Gamma_f \rangle} \quad (6)$$

было использовано выражение Н.Бора-Уилера для средних значений делительных ширин

Таблица I.

Значения кинематических коэффициентов  $F_0^{JK}(T)$  и  $F_2^{JK}(T)$  в отсутствие и при наличии выстроенности ядер мишени при захвате ядрами  $U^{235}(I^\pi = 7/2^-)$  s- и p-нейтронов.

$J^\pi$	K	Ядра мишени не выстроены ( $T = \infty$ )		Ядра мишени выстроены ( $T = 0,2$ К)	
		$F_0^{JK}$	$F_2^{JK}$	$F_0^{JK}$	$F_2^{JK}$
3 <sup>-</sup>	0		0,...		+ 0,149
	1	0,4375	0,...	0,4375	+ 0,223
	2		0,...		0,...
	3		0,...		- 0,372
4 <sup>-</sup>	0	Запрет по четности			
	1		0,...		+ 0,329
	2	0,5625	0,...	0,5625	+ 0,155
	3		0,...		- 0,136
	4		0,...		- 0,542
2 <sup>+</sup>	0		+0,090		+ 0,166
	1	0,312	+0,090	0,3762	+ 0,166
	2		-0,180		- 0,332
3 <sup>+</sup>	0	Запрет по четности			
	1		-0,440		+ 0,031
	2	0,876	0,...	0,844	0,...
	3		+0,733		- 0,052
4 <sup>+</sup>	0		-0,161		+ 0,233
	1		-0,273		+ 0,395
	2	1,125	-0,129	1,023	+ 0,186
	3		+0,113		- 0,163
	4		+0,450		- 0,651
5 <sup>+</sup>	0	Запрет по четности			
	1		+0,624		+ 1,114
	2		+0,550		+ 0,744
	3	0,690	+0,090	0,753	+ 0,123
	4		-0,550		- 0,744
	5		-1,374		- 1,859

$$\langle \Gamma_f^{JK} \rangle = \frac{\langle D^J \rangle}{2\pi} \sum_K P_f^{JK} \quad (7)$$

и, кроме того, приняты следующие приближения, слабо влияющие на результаты вычисления: не учитывались флуктуации ширины относительно средних значений; пренебрегалось вкладом неупругого рассеяния нейтронов в полную ширину состояний; значения  $\langle D^J \rangle$  - среднего расстояния между уровнями составного ядра с моментом  $J$  полагались не зависящими от энергии возбуждения в рассматриваемом интервале и одинаковыми для состояний положительной и отрицательной четности; радиационная ширина  $\langle \Gamma_f \rangle$  принята равной 0,04 эв и также не зависящей от энергии; на первом этапе не учитывалось ротационное расщепление переходных состояний по  $J$ . Средние расстояния  $\langle D^J \rangle$  вычислялись на основе экспериментально известного для  $U^{235}$   $D_{набл.} = 1,3 \pm 0,1$  эв.

Проницаемость двугорбого барьера  $P_f^{JK}(E_n)$  в околороговой области исследовалась Тяпным и Маршалкиным (1973). При отсутствии резонансных явлений она имеет вид

$$P_f^{JK} = \frac{P_A^{JK} \cdot P_B^{JK}}{[1 + \sqrt{(1 - P_A^{JK})(1 - P_B^{JK})}]^2} \quad (8)$$

где  $P_A$  и  $P_B$  - проицаемости барьеров  $A$  и  $B$ , которые при аппроксимации формы барьеров параболой описываются известным выражением Хилла-Уилера

$$P_{A(B)}^{JK}(E_n) = \left[ 1 + \exp \frac{2\pi}{\hbar \omega_{A(B)}} (E_{A(B)}^{JK} - B_n - E_n) \right]^{-1}, \quad (9)$$

в котором  $E_{A(B)}^{JK}$  - положение переходного состояния (высота барьера деления) с набором квантовых чисел  $JK$  на барьерах

$A$  и  $B$ , отсчитываемое от основного состояния,  $B_n = 6,545$  Мэв - энергия связи нейтрона в ядре  $U^{236}$ ,  $\hbar\omega$  - кривизны барьеров. Для удобства анализа высота барьера  $E_{A(B)}^{JK}$  представлялась в виде

$$E_{A(B)}^{JK} = E_{A(B)}^{2+0} + \Delta E^{K\pi} + E_{\text{вр}}^{JK} \quad (10)$$

где  $E_{A(B)}^{2+0}$  - высота барьера для  $JK = 2^+0$ ,  $\Delta E^{K\pi}$  - превышение над нижайшим барьером "полос" коллективных состояний с данными  $K\pi$ ,  $E_{\text{вр}}^{JK}$  - ротационное расщепление состояний по  $J$  внутри полосы с данным  $K$ . Совокупность величин  $\Delta E^{K\pi} + E_{\text{вр}}^{JK}$  образует спектр переходных состояний.

Положение переходных состояний отрицательной четности определялось путем расчета средних делительных шири  $S$ -нейтронных резонансов  $U^{235}$  и сравнения с экспериментом (табл. II). Попытки использовать параметры барьеров и спектры переходных состояний, полученные из анализа подбарьерной делимости  $U^{236}$  в  $(d, pf)$  и  $(t, pf)$  реакциях приводят, как видно из табл. II, к завышенным значениям делительных шири. Привлечение этих параметров к расчету анизотропии осколков не позволяет объяснить наблюдаемую отрицательную анизотропию для неориентированных ядер мишени в области  $E_n = 50-150$  кэв. Поэтому были выполнены расчеты с измененными значениями параметров (нижняя часть табл. II), которые в общем неплохо описывают наблюдаемые значения средних делительных шири. Полученная в результате этих расчетов постановка каналов деления отрицательной четности была использована для расчета полного сечения деления и угловой анизотропии осколков при делении  $U^{235}$   $S$ -нейтронами. Как видно из табл. III, расчет полного сечения деления при  $E_n = 10$  кэв удов-

Таблица II.  
Параметры барьеров, спектры переходных состояний и расчетные значения средних делительных шири  $S$ -нейтронных резонансов при делении  $U^{235}$  нейтронами.

	Барьер А [Мэв]		Барьер В [Мэв]		$\Delta E^{K\pi}$ [Мэв]						$\langle \Gamma^2 \rangle$ [мэв]			
	$E_A^{2+0}$	$\hbar\omega_A$	$E_B^{2+0}$	$\hbar\omega_B$	0+	0-	1-	2-	1+	2+	3-	3+	4-	4+
Эксперимент (1973, BNL-325)	6,1	1,0	5,8	0,7	0,00	0,4	0,45	-	-	0,32	216	103	58	14
Bost, Bondorf et al., (d, pf)	5,7	0,9	5,7	0,5	-	0,15	0,45	-	-	0,18	644	342	103	103
Bost, Buit et al., (t, pf)	6,0	1,0	5,9	0,7	-	0,5	0,6	0,8	-	-	117	41	41	41
Настоящая работа вар.1	5,9	1,0	6,0	0,7	-	0,5	0,6	0,8	-	-	103	40	40	40
вар.2	6,0	1,0	6,0	1,0	-	0,5	0,55	0,7	1,0	0,9	96	96	96	50
вар.3	6,0	1,0	6,0	1,0	-	0,5	0,55	0,7	1,0	0,9	96	96	96	50

летворительно согласуется с экспериментом, в то время как расчетная угловая анизотропия осколков ориентированных ядер превосходит наблюдаемую. Результат этого расчета оказался близким к расчетному значению анизотропии, полученному Паттенденом и Постмой (1971) на основе статистического распределения делительных ширины. В расчетах сечения деления и угловой анизотропии осколков для ряда других энергий нейтронов в интервале до 150 кэв использовалась схема каналов, представленная последней строкой табл. II, в которой расстановка переходных состояний положительной четности выполнена с учетом требований кинематического анализа. Расчет сечения деления, как видно из табл. III, хорошо согласуется с экспериментом. Расчеты угловой анизотропии осколков как для ориентированных, так и для неориентированных ядер мишени  $U^{235}$  дают правильные знаки и порядок наблюдаемых величин. Однако абсолютные значения расчетной анизотропии в случае ориентированных ядер примерно втрое больше, а в отсутствие ориентации ядер мишени примерно вчетверо меньше соответствующих экспериментальных результатов. Учет ротационного расщепления переходных состояний приводит к незначительному изменению делимостей  $\delta_f^{JK}$  и не может быть причиной наблюдаемых расхождений. Существенную трудность представляет количественное описание величины отрицательной анизотропии при делении неориентированных ядер  $U^{235}$  в области энергий нейтронов 80-100 кэв. Поскольку  $s$ -нейтроны для неориентированных ядер мишени не дают вклада в угловую анизотропию осколков, были выполнены расчеты с увеличенным, по сравнению с предсказаниями сферической оптической модели вкладом  $p$ -нейтронов в деление ядер  $U^{235}$  при требовании

Таблица II.  
Сравнение расчета полного сечения деления и анизотропии угловых распределений осколков с экспериментальными данными деления  $U^{235}$  нейтронами.

$E_n$ [кэв]	$T_n^s$	$T_n^p$	Сечение деления		Анизотропия осколков			
			Эксперимент [барн]	Расчет	Ядра мишени не ориентированы		Ядра мишени выстроены	
					Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
10	0,1033	0,0033	3,17±0,14	3,600	-0,003	0,26±0,045	0,440	
50	0,215	0,033	1,90±0,10	2,043	-0,013	0,116±0,025	0,450	
80	0,263	0,062	1,68±0,11	-0,057±0,022	-0,083±0,021	0,128±0,023	0,448	
100	0,288	0,093	1,69±0,11	1,684	-0,016			
150	0,330	0,133	1,48±0,09	1,560	-0,022	0,128±0,025	0,440	

сохранения полного сечения деления. Результаты этих расчетов, представленные в табл. IV, показывают, что лишь в предположении деления  $U^{235}$  полностью  $\rho$ -нейтронами расчетное значение отрицательной анизотропии достигает наблюдаемых величин. Однако расхождение для ориентированных ядер мишени, при этом, увеличивается еще больше. Указанные расхождения расчета угловой анизотропии с экспериментом могут быть уменьшены, если предположить, что деление из состояний положительной четности идет преимущественно через состояния  $J^P = 3^+ \text{ и } 4^+ [5]$ . Это предположение, при сохранении вышеприведенных ограничений относительно  $K$ , приводит к увеличению расчетной отрицательной анизотропии осколков деления для неориентированных ядер мишени  $U^{235}$  и уменьшению положительной анизотропии на ориентированных ядрах.

Таким образом, в результате совместного анализа измеренных в данной работе угловой анизотропии осколков при делении ориентированных и неориентированных ядер  $U^{235}$ , других известных экспериментальных данных по угловой анизотропии осколков, средним делительным ширинам  $S$ -нейтронных резонансов  $U^{235}$  и полному сечению деления нейтронами ядер  $U^{235}$  в рамках одномерной модели с двугорбым барьером деления и в предположении сохранения квантового числа  $K$  в процессе прохождения ядра от переходных состояний к конфигурации разделения осколков получены значения высот барьеров:  $E_A = (6,0 \pm 0,1) \text{ МэВ}$ ,  $E_B = (6,0 \pm 0,1) \text{ МэВ}$ , согласующиеся с данными Линна и Бьернхольма (1973):  $E_A = (5,9 \pm 0,2) \text{ МэВ}$ ,  $E_B = (6,0 \pm 0,2) \text{ МэВ}$ . Получен также спектр переходных состояний делящегося ядра  $U^{236}$ , согласующийся с гипотезой О.Бора о делении четно-четных ядер вблизи порога через небольшое число хорошо разделенных состояний коллективной природы. Сравнение полученного спектра с результатами каналового ана-

Таблица IV.

Расчетные значения угловых анизотропий осколков для различных соотношений вклада  $S$ - и  $\rho$ -волн при делении урана-235 нейтронами с энергией 100 кэВ.

$T_n^S$	$T_n^P$	$\frac{\sigma_f^S}{\sigma_f^S + \sigma_f^P}$	$\frac{\sigma_f^P}{\sigma_f^S + \sigma_f^P}$	$\sigma_f^P$ [барн]	$\epsilon = \frac{N^0}{N^{90}} - 1$
$0,288^{+0,015}$	$0,083^{+0,005}$	0,63	0,37	1,68	- 0,016 + 0,448
0,15	0,15	0,37	0,63	1,70	- 0,029 + 0,464
0,...	0,25	0,...	1,0	1,66	- 0,050 + 0,484
ЭКСПЕРИМЕНТ	Ядра мишени не ориентированы			$1,69 \pm 0,11$	$-0,083 \pm 0,021$ $+0,13 \pm 0,033$
	- <sup>*</sup> - встроены $T = 0,2^\circ \text{Х}$			-	

\* Коэффициенты нейтронной проникаемости взяты в соответствии с оптической моделью.

иза подбарьерной делюмости  $U^{236}$  и  $(d, pf)$  и  $(t, pf)$  реакциях указывает на отличие в положении полосы коллективных состояний  $K = 2^+$  и присутствие полосы  $K = 2^-$ . Используемый подход позволяет описывать наблюдаемые значения средних делительных ширин  $S$ -нейтронных резонансов  $U^{235}$ , значения и энергетический ход сечения деления в диапазоне энергий нейтронов 10-150 кэв, а также качественно правильно отражает наблюдаемую угловую анизотропию осколков деления для ориентированных и неориентированных ядер мишени  $U^{235}$ . В то же время, количественное описание наблюдаемой угловой анизотропии сталкивается со значительными трудностями, которые свидетельствуют о необходимости дальнейшего развития существующих модельных представлений процесса деления.

В заключение кратко формулируем основные результаты работы.

1. Освоена методика экспериментов с ориентированными в решетке кристалла УРН ядрами актинидов. Создана экспериментальная установка, позволяющая исследовать угловую анизотропию осколков деления и  $\alpha$ -излучения ориентированных ядер изотопов урана и нептуния. Создана также установка для выращивания монокристаллов УРН объемом до 15 см<sup>3</sup>. Разработана методика получения тонких монокристаллических слоев, содержащих изотопы урана и нептуния на основе кристалла-матрицы УРН.

2. Проведены измерения угловой анизотропии осколков при делении неориентированных ядер  $U^{235}$  в области  $E_n = 50-150$  кэв, подтвердившие наличие отрицательной анизотропии.

3. Впервые проведены измерения угловой анизотропии осколков при делении нейтронами с энергией 10-150 кэв ядер  $U^{235}$ ,

выстроенных в решетке кристалла УРН за счет электрического светостокного взаимодействия при охлаждении до  $T=0,2$  °К.

4. Проведен расчет кинематики реакции при захвате ядром  $U^{235}$   $S$ - и  $p$ -нейтронов. Показано, что кинематический анализ может служить эффективным методом в исследовании канальной структуры барьера вблизи порога деления.

5. В результате совместного анализа экспериментальных данных получены значения параметров барьеров А и В, а также спектр переходных состояний делящегося ядра  $U^{236}$ , позволяющие количественно описать наблюдаемые значения средних делительных ширин  $S$ -нейтронных резонансов и сечение деления ядер  $U^{235}$  нейтронами, а также качественно правильно отражающие наблюдаемую угловую анизотропию осколков при делении ориентированных и неориентированных ядер  $U^{235}$ .

6. Указано на трудности количественного описания наблюдаемой угловой анизотропии осколков при делении ориентированных и неориентированных ядер мишени  $U^{235}$  в исследованной области энергий нейтронов в рамках существующих моделей процесса деления. Для улучшения количественного описания наблюдаемой угловой анизотропии осколков указано на необходимость увеличения вклада состояний  $J^\pi = 3^+$  и  $4^+$  из  $p$ -нейтронной волны с малыми значениями проекции  $K$ .

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1 - 5].

Л И Т Е Р А Т У Р А .

1. Н.Н.Гонин, Л.К.Козловский, Д.И.Тамбовцев, Ю.Я.Стависский.  
ИТЭ, I, 47, 1974.
2. А.И.Гентом, Н.Н.Гонин, Л.К.Козловский, Д.И.Тамбовцев.  
ИТЭ, I, 232, 1975.
3. Н.Н.Гонин, Л.К.Козловский, Ю.Я.Стависский, Д.И.Тамбовцев.  
Известия АН СССР, серия физ., 38, I, 78, 1974.
4. Н.Н.Гонин, В.К.Горюнов, Л.К.Козловский, Н.С.Работнов,  
Ю.Я.Стависский, Д.И.Тамбовцев. Письма в ЖЭТФ, 20, 507, 1974.
5. Л.К.Козловский, Н.С.Работнов. Препринт ФЭИ - 253, 1971.

ЮФ

ТЕ-02447 от 7.07.1975 г. Объем I, I уч.-изд, л. Тираж 150 экз.  
Заказ № 350 Бесплатно

---

Отпечатано на ротационной ФЭИ, июль 1975 г.