



Научно-исследовательский институт
атомных реакторов им. В.И.Ленина

П -262

Б.Г.Басова, А.Д.Рабинович, Д.К.Рязанов

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО ВЫХОДУ МГНОВЕННЫХ
НЕЙТРОНОВ ИЗ ОТДЕЛЬНЫХ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ



ЯДЕРНАЯ
ФИЗИКА

Дмитровград · 1975

Н А С Т О Я Щ Е Е И З Д А Н И Е Н И И А Р

ЯВЛЯЕТСЯ самостоятельной, не всегда дублирующей в последствии в других изданиях ПУБЛИКАЦИЕЙ отдельных оригинальных научных трудов НИИАР, на которую можно ссылаться в других публикациях, указывая при этом авторов, наименование, порядковый номер (НИИАР, П-...), год и место издания (Димитровград).

ИЗДАЕТСЯ с целью более быстрой или более полной информации по сериям:

1. Ядерные реакторы
2. Методика и техника облучения
3. Радиационное материаловедение
4. Радиохимия
5. Ядерная физика
6. Ядерная электроника
7. Вычислительная математика
8. Информатика и управление

ПЕЧАТАЕТСЯ на ротапринтере НИИАР тиражом 170 экз.

РАССЫЛАЕТСЯ в научные организации, научно - технические библиотеки и отдельным лицам на основе обмена и за плату.

Научно-исследовательский институт атомных реакторов
им. В.И.Ленина

НИИАР П-262

Б.Г.Басова, А.Д.Рабинович, Д.К.Рязанов

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
ПО ВЫХОДУ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ИЗ ОТДЕЛЬНЫХ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Дмитровград - 1975

Р е ф е р а т

На основе модели испарения нейтронов из движущихся осколков разработан алгоритм обработки многомерных измерений нейтронной эмиссии, возникающей при делении тяжелых ядер. Особенностью алгоритма является учет влияния многих экспериментальных поправок. На основе разработанного алгоритма составлены программы для машины БЭСМ-4 и проведена обработка экспериментальных результатов для спонтанного деления ^{252}Cf и деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами.



I. ВВЕДЕНИЕ

Если известно, что некоторое количество осколков деления $f_{m,\epsilon}$ определенной массы (m) и кинетической энергии (ϵ) испустило число нейтронов, равное $\pi_{m,\epsilon}$, то можно судить о среднем числе нейтронов, испущенных данным осколком

$$\nu_{m,\epsilon} = \pi_{m,\epsilon} / f_{m,\epsilon} \quad (I)$$

с относительной ошибкой, равной

$$\delta \nu = \frac{\Delta \nu}{\nu} = \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{1}{f}} \quad (2)$$

Эти соображения легли в основу экспериментальных исследований среднего выхода нейтронов из отдельных осколков с использованием ионизационной камеры для регистрации осколков и пластического сцинтиллятора для детектирования нейтронов.

В результате измерений получаются два многомерных распределения, характеризующих число разных способов деления, $F(E_1, E_2)$ (I) и соответствующее каждому из этих способов число нейтронов $N(E_1, E_2)$ (II). Распределения I и II снимаются в координатах кинетических энергий осколков E_1 и E_2 . Вследствие ограниченных размеров детектора нейтронов и различной эффективности его к нейтронам разных энергий в распределение II попадает только незначительная часть нейтронов, испущенных зарегистрированными осколками, $\sim 2\%$. Для вычисления значений $\nu_{m,\epsilon}$ требуется знание истинного числа нейтронов, испущенных всеми зарегистрированными осколками каждого типа. Для этого необходимо в распределение II внести поправки, связанные с угловой и энергетической зависи-

мостью эффективности регистрации нейтронов от типа деления.

Авторами была разработана методика обработки подобных экспериментальных данных на ЭВМ. Она предусматривает:

- получение истинного распределения числа нейтронов из экспериментального распределения Π ;

- вычисление многомерных распределений значений V в различных координатах;

- наглядные способы представления результатов обработки.

2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

2.1. Общие положения

Рассмотрим преобразования, необходимые для получения информации о среднем выходе нейтронов из экспериментальных распределений I и II (рис. I). Распределение I характеризует случай двойных совпадений: осколок + осколок, а распределение II — тройных совпадений: осколок + осколок + нейтрон. В некотором смысле распределение II является выборкой из всех возможных способов деления тех событий, которые совпали с фактом регистрации нейтрона, и распределение I должно быть пополнено этими событиями: $F(E_1, E_2) + N(E_1, E_2) \rightarrow F'(E_1, E_2)$. Из распределений I и II необходимо исключить случайные некоррелированные события: $F'(E_1, E_2) \rightarrow F_1(E_1, E_2)$, $N(E_1, E_2) \rightarrow N_1(E_1, E_2)$. Алгоритм этой процедуры рассмотрен в работе [1]. По распределению $F_1(E_1, E_2)$ производится энергетическая калибровка обоих распределений (разд. 2.2).

Для совместимости результатов обработки серии измерений по одному изотопу удобно перевести распределения $F_1(E_1, E_2)$ и $N_1(E_1, E_2)$ к единой для всей серии энергетической шкале, одинаковой по обеим осям $F_1(E_1, E_2) \rightarrow F_1(E, E)$, $N_1(E_1, E_2) \rightarrow N_1(E, E)$ и равной 1,25 МэВ / канал при пороге регистрации осколков 40 МэВ [2]. Следующим этапом обработки является определение многомерной поправки на эффективность регистрации нейтронов в координатах кинетическая энергия — масса осколка $\xi(E, m)$. При вычислении поправки необходимо учесть влияние

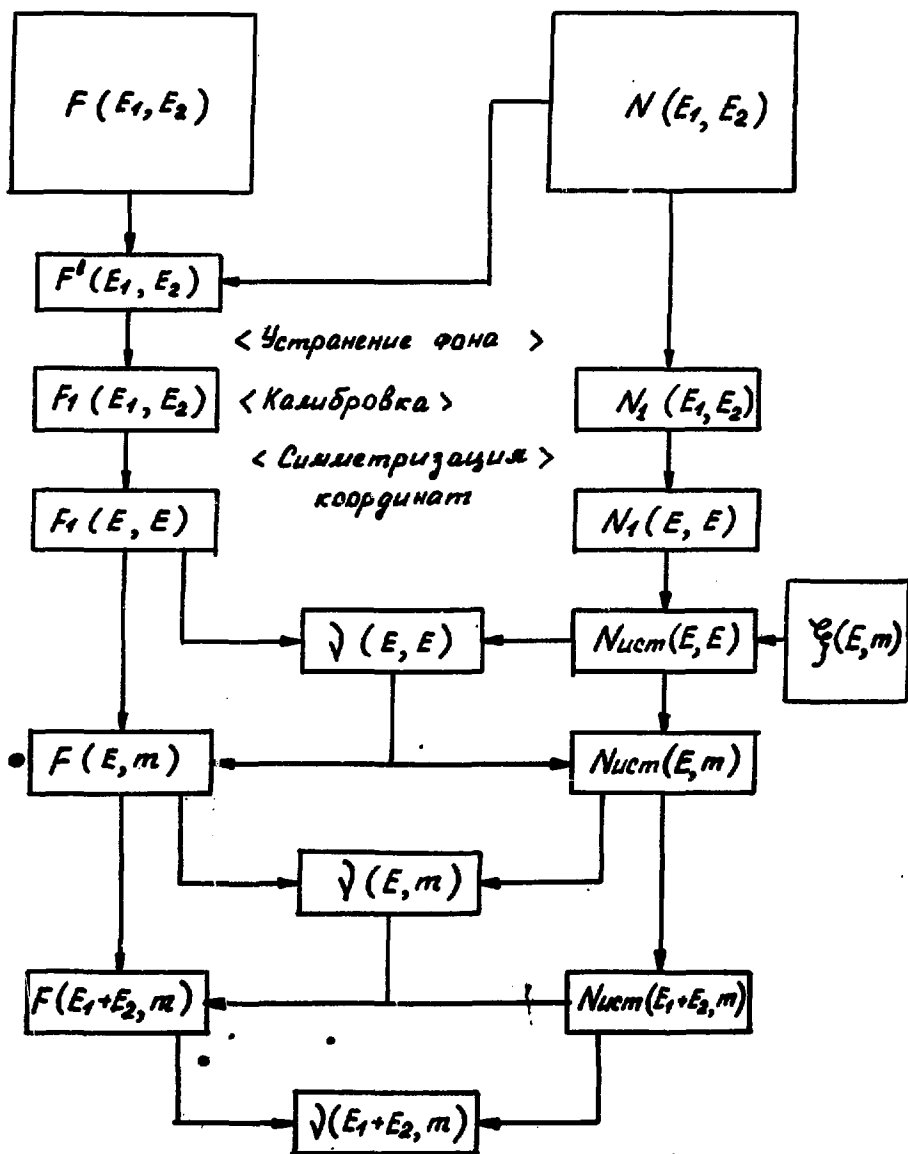


Рис. 1. Блок-схема преобразования исходных экспериментальных распределений

следующих факторов на эффективность регистрации нейтронов: энергетического спектра нейтронов, зависимости эффективности нейтронного детектора от энергии нейтронов, конечных размеров нейтронного детектора, углового распределения регистрируемых осколков, зависимости скорости осколка от его массы. Общее выражение для $\xi(E, m)$ пишется в виде

$$\xi(E, m) = \int_{\psi_{\text{max}}}^{\psi_{\text{min}}} \int g(\beta, \gamma) d\beta d\gamma \int_{E_n \text{ min}}^{E_n \text{ max}} c[\psi(\beta, \gamma), \psi] d\psi \int \xi(E_n) \cdot P(\psi, E_n, E, m) dE_n, \quad (3)$$

где $P(\psi, E_n, E, m)$ — есть вероятность вылета нейтрона с энергией E_n в лабораторной системе координат под углом ψ к направлению движения осколка массой m и кинетической энергией E . Описание вида функции $P(\psi, E_n, E, m)$ будет дано в разд. 2.3;

$\xi(E_n)$ — эффективность регистрации нейтронов с энергией E_n нейтронным детектором;

$c[\psi(\beta, \gamma), \psi]$ — вероятность попадания в нейтронный детектор нейтронов, испущенных под углом ψ к осколку с угловыми координатами (β, γ) ;

$\psi(\beta, \gamma)$ — есть угол между осью на геометрический центр детектора нейтронов и направлением движения осколка. Смысл угловых координат β, γ ясен из разд. 4;

$g(\beta, \gamma)$ — угловое распределение осколков, определяемое устройством коллиматора. Вывод формулы для $g(\beta, \gamma)$ дан в разд. 5.

Величина массива $\xi(E, m)$ задается числом возможных значений E и m и в данном случае $64 \times 64 = 4096$.

Однако следует также учесть, что нейтронный детектор регистрирует нейтроны из двух осколков, разлетающихся в противоположные стороны и имеющих массы m и $A-m$, где A — массовое число делящегося ядра. Если считать осколок, движущийся по направлению к детектору нейтронов, "прямым", а осколок, движущийся от детектора нейтронов, "обратным", то ясно, что эффективность регистрации нейтронов из прямых и обратных осколков будет изменяться в зависимости от функции $P(\psi, E_n, E, m)$ (3), в которой для обратных осколков m за-

меняется на $A-m$, а ψ - на $\pi-\psi$. Это приводит к необходимости вычисления двух массивов $\xi_{np}(E, m)$ и $\xi_{odp}(E, m)$ для прямых и обратных осколков соответственно. Процедура введения поправок на эффективность и определения истинного числа нейтронов $N_{ист}(E, E)$ из измеренного $N_i(E, E)$ будет рассмотрена в разд. 2.4.

2.2. Энергетическая калибровка координатных осей

Опорными точками при определении цены канала δE и порога регистрации cE являются наиболее вероятные значения кинетических энергий E_L и E_T для групп легких и тяжелых осколков соответственно. Для многих делящихся изотопов значения этих величин хорошо известны. Определив для распределения $F_i(E_1, E_2)$ координаты, соответствующие этим спорным точкам, т.е. z_{1L} и z_{1T} по оси E_1 и z_{2T} и z_{2L} по оси E_2 , можно вычислить цену канала

$$\delta E_1 = (E_L - E_T) / (z_{1L} - z_{1T}) \quad (4)$$

и величину порога измерения

$$cE_1 = E_T / \delta E_1 - z_{1T}.$$

Координаты опорных точек вычисляются итерационным путем. В нулевом приближении $\delta E_{(0)}$ и $cE_{(0)}$ определяются из интегральных спектров распределения $F_i(E_1, E_2)$, за координаты принимаются центры тяжести пиков в спектрах кинетических энергий для групп легких и тяжелых осколков. Параметры нулевого приближения $\delta E_{1(0)}$, $cE_{1(0)}$ и $\delta E_{2(0)}$, $cE_{2(0)}$ используются для приближенного проведения линии симметричного деления в распределении $F_i(E_1, E_2)$ и накопления интегральных спектров отдельно для легкой и тяжелой группы осколков по каждой оси. В полученных 4 интегральных спектрах приближенно оцениваются координаты максимумов; и в окрестности этих максимумов по 13 точкам методом наименьших квадратов строится полином 4-й степени. Максимумы полиномов принимаются за координаты соответствующих опорных точек и по ним находится первое приближение параметров калибровки. С этими уточненными значениями параметров расчет повторяется еще два раза.

2.3. Расчет эффективности регистрации нейтронов $\xi(E, m)$

Для расчета эффективности по формуле (3) необходимо найти выражения для функций $g(\beta, \gamma)$, $c(\psi(\beta, \gamma), \psi)$, $P(\psi, E_n, E, m)$. Функция $\varepsilon(E_n)$ задана таблично.

Известно, что нейтроны в системе центра масс осколка* испускаются изотропно, скорость движения осколков (v_f) порядка 10^8 см/с. Вероятность вылета испускаемых нейтронов с определенной энергией хорошо описывается максвелловским распределением или суперпозицией нескольких максвеллианов [3]:

$$P'(E_n', T) = \frac{2}{T\sqrt{\pi T}} \cdot \sqrt{E_n'} \cdot e^{-E_n'/T}, \quad (5)$$

где E_n' – энергия нейтрона в системе центра масс осколка;
 T – параметр максвелловского распределения, его значение меняется для разных делящихся изотопов, а также зависит от способа деления (E, m) .

В лабораторной системе координат имеет место деформированная картина плотности распределения нейтронов по энергиям за счет скорости осколка. Для нейтронов с энергией E_n плотность распределения нейтронов под углом ψ к направлению движения осколка задается выражением [4]:

$$P(\psi, E_n, E, m) = \frac{2}{\pi T} \frac{\sqrt{E_n}}{\sqrt{T}} \exp \left[- \frac{E_n + E_f - 2\sqrt{E_n E_f} \cos \psi}{T} \right], \quad (6)$$

где E_f – кинетическая энергия осколка, выраженная в МэВ/нуклон.

Вылет нейтронов "назад" из осколка будет учтен, если заменить ψ на $\pi - \psi$. Здесь следует считать E_f и T монотонными и непрерывными функциями от E и m .

Учет эффективности нейтронного детектора проводится следующим образом:

$$\xi''(\psi, E, m) = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i(E_{ni}) \int_{E_{ni}}^{E_{n,i+1}} P(\psi, E_n, E, m) dE_n. \quad (7)$$

* Вклад других механизмов испускания нейтронов в данной работе не учитывается.

Интегрирование выражений, подобных (7), легко осуществляется, как показано в работе [4], через интеграл вероятности и приводится к виду, удобному для численных расчетов.

Вид функции $c[\varphi(\beta, \gamma), \psi]$, описывающей геометрическую вероятность попадания нейтронов в нейтронный детектор, существенно зависит от δ - угла между осью детектора осколков и осью детектора нейтронов. Если $0 < \delta \leq \frac{\pi}{2}$, то $c[\varphi(\beta, \gamma), \psi]$ является сложной функцией угловых координат β, γ . Однако наиболее часто в экспериментах применяется именно случай $\delta = 0$, т.е. когда детектор нейтронов имеет форму цилиндра и располагается на оси симметрии детектора осколков. В этом случае $\varphi = \beta$ и, используя формулу, полученную в разд. 4, можно записать выражение для эффективности

$$\xi'(E, m, \varphi) = \int_{\varphi}^{\varphi + 2\alpha} \xi''(E, m, \psi) \cdot \frac{\sin \psi}{2} \cdot d\psi + \int_{(\varphi - \alpha)}^{\varphi} c(\psi, \varphi) \cdot \xi''(E, m, \psi) \cdot \frac{\sin \psi}{2} d\psi, \quad (8)$$

где 2α - угол "видимости" нейтронного детектора.

В интеграле появляется множитель $\frac{\sin \psi}{2}$ как доля элементарного телесного угла при вращении вокруг оси, проходящей вдоль направления движения осколка.

Выражение (8) давало бы с точностью до постоянного множителя окончательное значение эффективности регистрации нейтронов, если угловое распределение осколков на выходе коллиматора ионизационной камеры следует закону косинуса. На самом деле, как показано в разд. 5, угловое распределение $g(\beta)$ подчиняется более сложному закону (рис. 2). Следовательно, найденное выражение для эффективности (8) следует "взвесить" по отнормированному угловому распределению осколков

$$\xi(E, m) = \frac{\int_0^{\varphi_{\max}} g(\psi) \cdot \xi'(E, m, \psi) \cdot \sin \psi \cdot d\psi}{\int_0^{\varphi_{\max}} g(\psi) \sin \psi \cdot d\psi} \quad (9)$$

Для численных расчетов необходимо ввести массивы исходных данных $T(E, m)$ и $E_f(E, m)$, охватывающие диапазон изме-

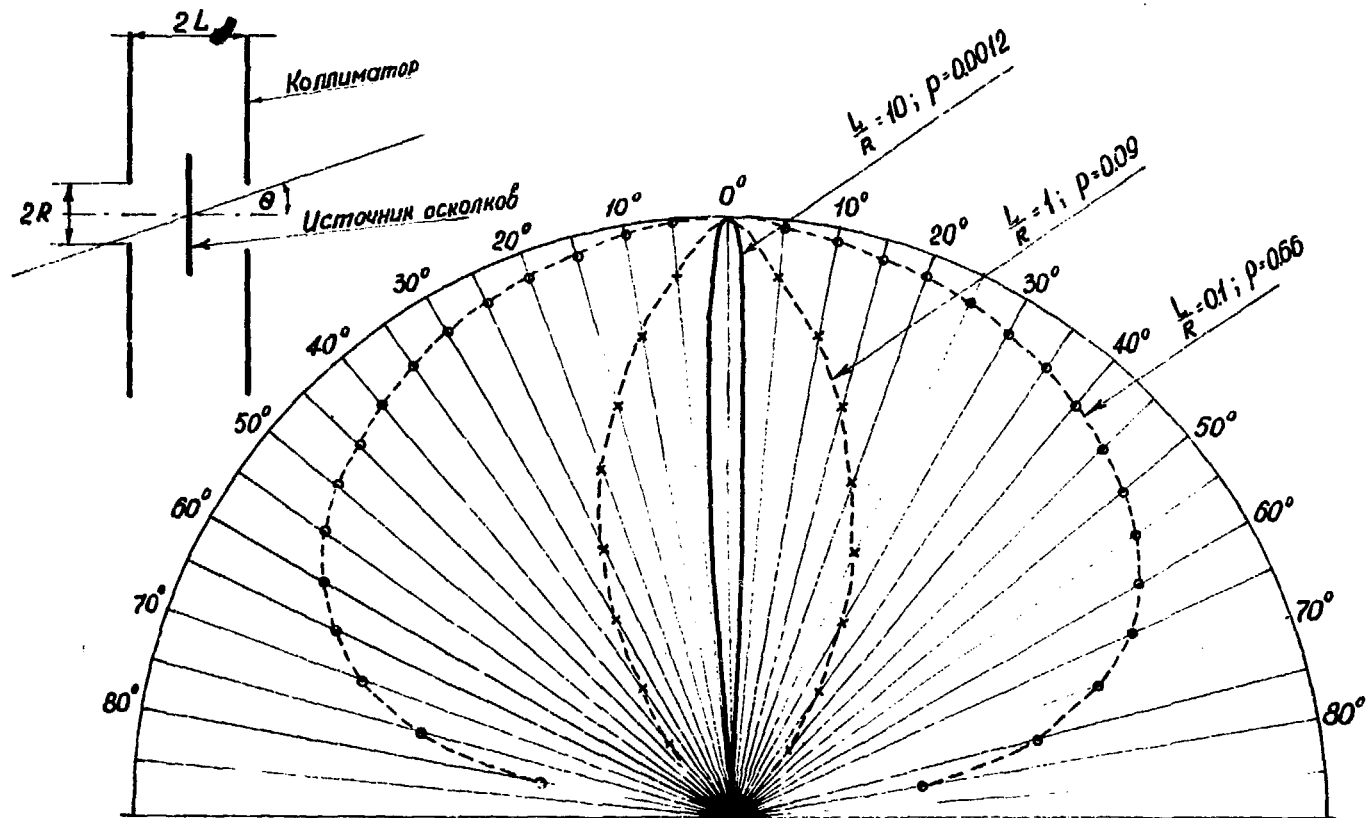


Рис. 2. Угловое распределение совпадающих осколков деления, рассчитанное для разных значений L/R ; p -доля осколков, прошедших коллиматор

нения масс осколков от 70 до 170 массовых единиц и диапазон изменения кинетических энергий от 40 до 120 МэВ. Следует заметить, что массив $E_f(E, m)$ можно получить из экспериментального распределения $F(E, E)$, используя алгоритм, описанный в работе [2].

На рис. 3 приведена зависимость эффективности $\xi(m)$ от массы прямого и обратного осколков, усредненной по всем кинетическим энергиям осколков данной массы. Расчеты выполнены для спонтанного деления ^{235}Cf и реальной геометрии опыта: $\delta = 0$, $2\alpha = 27^\circ$, $k/R = 1,38$ и для сравнения $k/R = 0,1$. Результаты работ [5, 6, 7] использовались для энергетической калибровки и нахождения массивов $T(E, m)$ и $E_f(E, m)$.

Для наглядности величина $\xi_{обр}$ (рис. 3) увеличена в 10 раз. Приведенные результаты отчетливо демонстрируют существенное уменьшение эффективности регистрации нейтронов из обратных осколков при улучшении коллимации осколков, вклад нейтронов из обратных осколков растет с увеличением массы осколков.

2.4. Получение распределений истинного числа нейтронов

На рис. 4 схематически показано симметризованное распределение $N_i(E, E)$. По линии ОА располагаются числа нейтронов, соответствующие симметричному делению, т.е. делению на равные массы $m_1 = m_2 = m_3$. Область L (ОАС) отражает экспериментальное распределение нейтронов в том случае, когда в сторону детектора движется легкий осколок и регистрируются прямые нейтроны из легкого осколков $N_{пр}(E_1, m_1)$ и обратные из тяжелого $N_{обр}(E_2, m_2)$. Для каждого канала области L можно записать равенство

$$N_{ij}(E_1, m_1) = N_{пр}(E_1, m_1) + N_{обр}(E_2, m_2). \quad (I)$$

Аналогично для каждого канала области T можно записать

$$N_{ji}(E_1, m_1) = N_{пр}(E_2, m_2) + N_{обр}(E_1, m_1). \quad (II)$$

Ввиду симметричности распределения $N_i(E, E)$ для двух выбранных каналов (i, j) и (j, i) должны соблюдаться два условия:

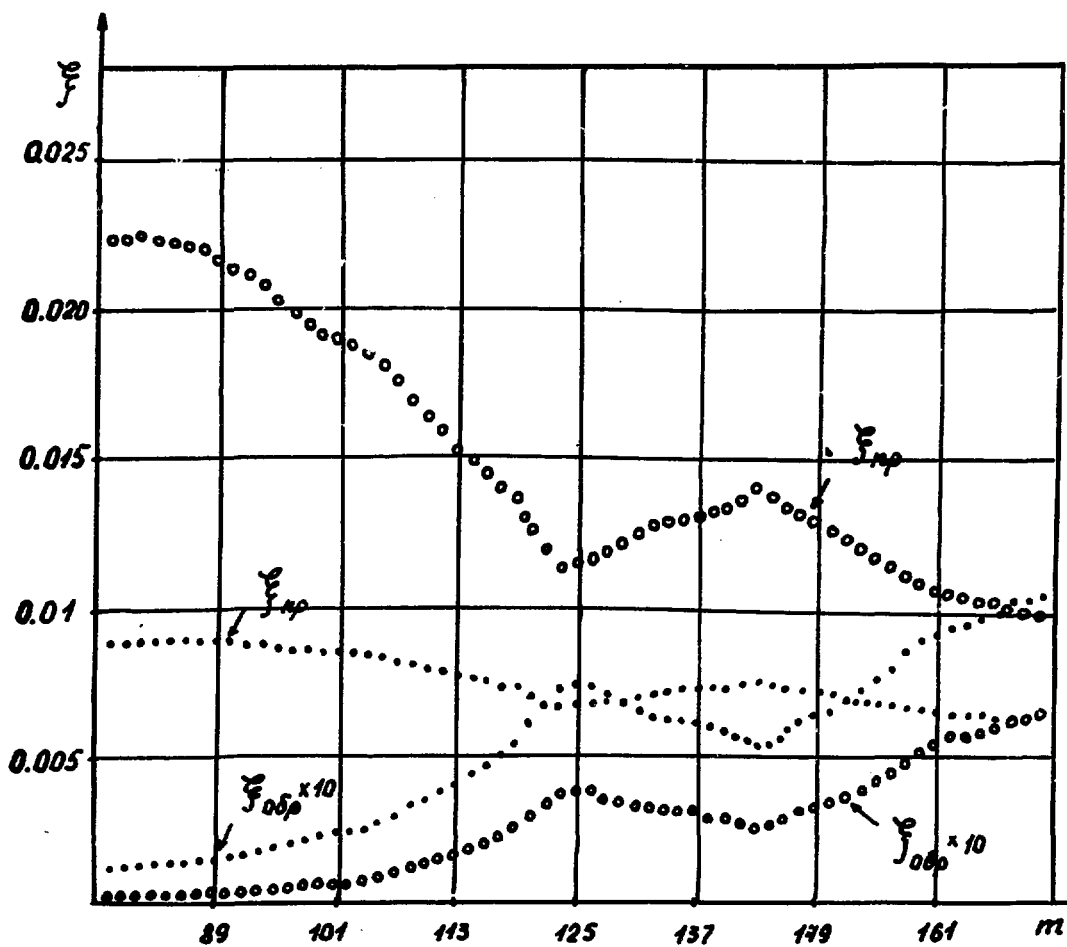


Рис. 3. Полная эффективность регистрации нейтронов в зависимости от масс осколков. Расчет для ^{252}Cf ($\delta = 0, 2\alpha = 27^\circ$):

○ ○ ○ - $l/R = 1,38$;

● ● ● - $l/R = 0,1$

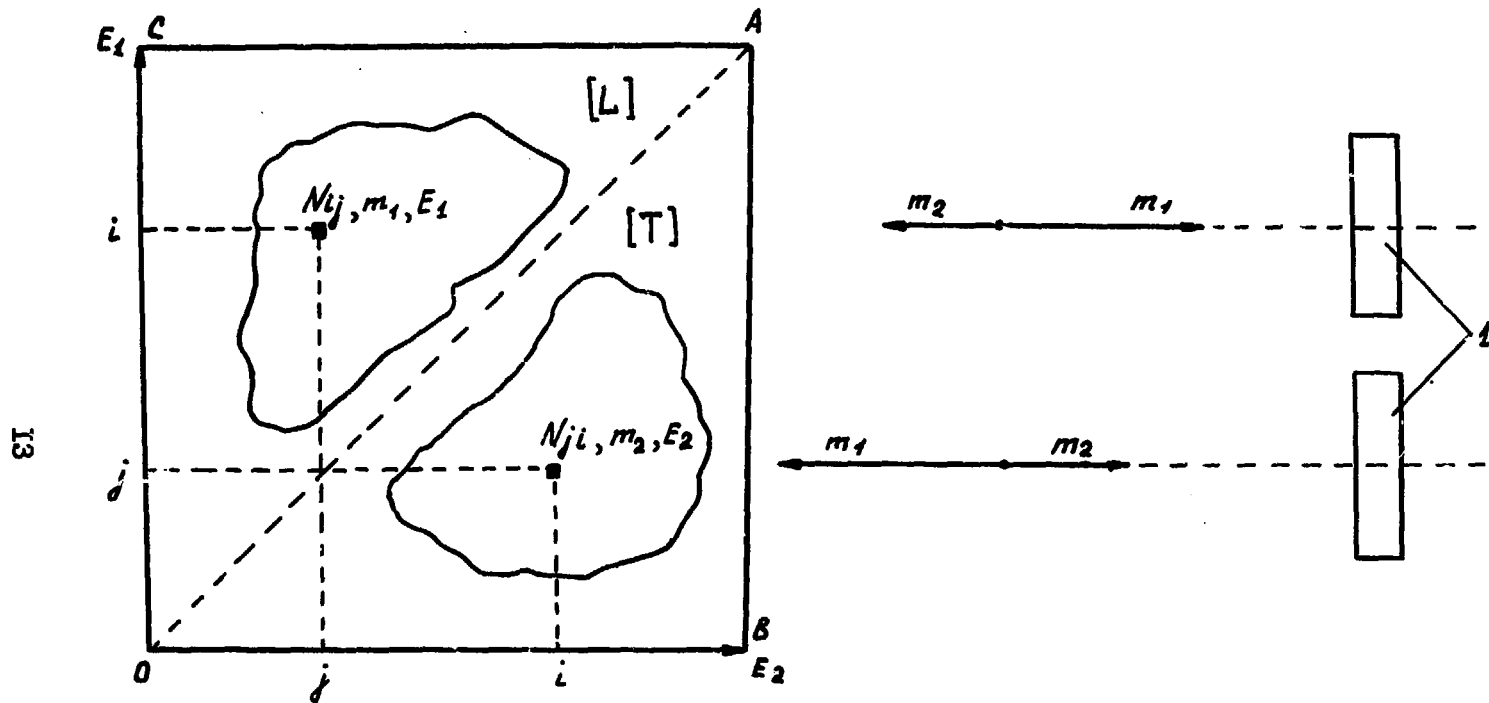


Рис. 4. Схема к оценке вклада нейтронов из "обратных" осколков: I - детектор нейтронов

$m_1 + m_2 = A$ и $E_1/E_2 = m_2/m_1$. Следовательно, для прямого осколка с параметрами i, m_1, E_1 обратным является осколок с m_2, E_2 и, наоборот, для прямого осколка с m_2, E_2 обратным является осколок с m_1, E_1 . Эти соображения позволяют построить схему вычитания вклада нейтронов от обратного осколка. Обозначим через $n_1(E_1, m_1)$ истинное число нейтронов, которое должно находиться в канале с координатами i, j , а через $n_2(E_2, m_2)$ — истинное число нейтронов для канала j, i . Тогда, учитывая эффективность регистрации прямых и обратных нейтронов, формулы (10), (11) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} N_{ij} &= n_1(E_1, m_1) \xi_{np}(E_1, m_1) + n_2(E_2, m_2) \xi_{обр}(E_2, m_2), \\ N_{ji} &= n_2(E_2, m_2) \xi_{np}(E_2, m_2) + n_1(E_1, m_1) \xi_{обр}(E_1, m_1). \end{aligned} \quad (12)$$

Решая совместно оба уравнения относительно $n_1(E_1, m_1)$ и $n_2(E_2, m_2)$, получим новые значения, которые помещаются соответственно в каналы i, j и j, i вместо прежних значений:

$$\begin{aligned} n_1(E_1, m_1) &= \frac{N_{ij} \xi_{np}(E_2, m_2) - N_{ji} \cdot \xi_{обр}(E_2, m_2)}{\xi_{np}(E_1, m_1) \cdot \xi_{np}(E_2, m_2) - \xi_{обр}(E_1, m_1) \cdot \xi_{обр}(E_2, m_2)}, \\ n_2(E_2, m_2) &= \frac{N_{ji} \cdot \xi_{np}(E_1, m_1) - N_{ij} \xi_{обр}(E_1, m_1)}{\xi_{np}(E_1, m_1) \cdot \xi_{np}(E_2, m_2) - \xi_{обр}(E_1, m_1) \cdot \xi_{обр}(E_2, m_2)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Перебрав построчно все возможные значения номеров каналов $0 < i \leq 64$, $0 < j \leq 64$, получим из распределения $N_{ij}(E, E)$ другое $N_{уст}(E, E)$, которое позволяет по формуле (1) получить распределение $\bar{\nu}(E, E)$.

Контроль вычислений осуществляется по формуле

$$K = \frac{2}{\bar{\nu}} \sum_{ij} N_{уст}(E, E) / \sum_{ij} F_{ij}(E, E) \approx 1, \quad (14)$$

где $\bar{\nu}$ — среднее число нейтронов на акт деления для исследуемого изотопа (для ^{235}Cf $\bar{\nu} = 3,75$).

3. ПЕРЕСТРОЙКА КООРДИНАТ

Распределение $\nu(E, m)$ (рис. 1) может быть найдено после перестройки распределений $F_1(E, E)$ в $F(E, m)$ и $N_{уст}(E, E)$ в $N_{уст}(E, m)$ с использованием вычисленных значений $\nu(E, E)$, а также в соответствии с формулой (1). Используемый алгоритм перестройки [2] рассчитан на обработку статистически независимых распределений и не позволяет непосредственно перейти от $\nu(E, E)$ к $\nu(E, m)$.

Аналогичным образом вычислены распределения $\nu(E_1 + E_2, m)$ и $\nu(E_1 + E_2, m_1/m_2)$. Для всех найденных распределений вычислялись массивы статистических ошибок:

$$\delta \nu(E, E), \delta \nu(E, m), \delta \nu(E_1 + E_2, m), \delta \nu(E_1 + E_2, m_1/m_2).$$

При расчете ошибок использовались дисперсии измеряемых величин, преобразуемые согласно блок-схеме рис. 1.

Описанный алгоритм расчетов реализован с помощью комплекса программ, написанных на α -языке, на машине БЭСМ-4. Серьезное внимание было уделено наглядности представления обширных результатов расчета. Были разработаны программы для вывода многомерных распределений (64x64) на АППУ в виде поля данных и графиков одномерных распределений. Эти программы требуют для своей работы 8К оперативной памяти (К = 1024 45-разрядных ячеек), 48К памяти на магнитном барабане, магнитную ленту и АППУ.

По программам были обработаны экспериментальные данные по спонтанному делению ^{252}Cf и делению ^{239}Pu тепловыми нейтронами. Значения коэффициента $K(I4)$ получались близкими к единице с точностью 5%, что указывает на правильность методического подхода.

На рис. 5 приведены многомерная картина выхода нейтронов из отдельных осколков спонтанного деления ^{252}Cf и зависимость выхода их от массы. Наблюдается хорошее согласие с результатами работы [8].

Масса осколков

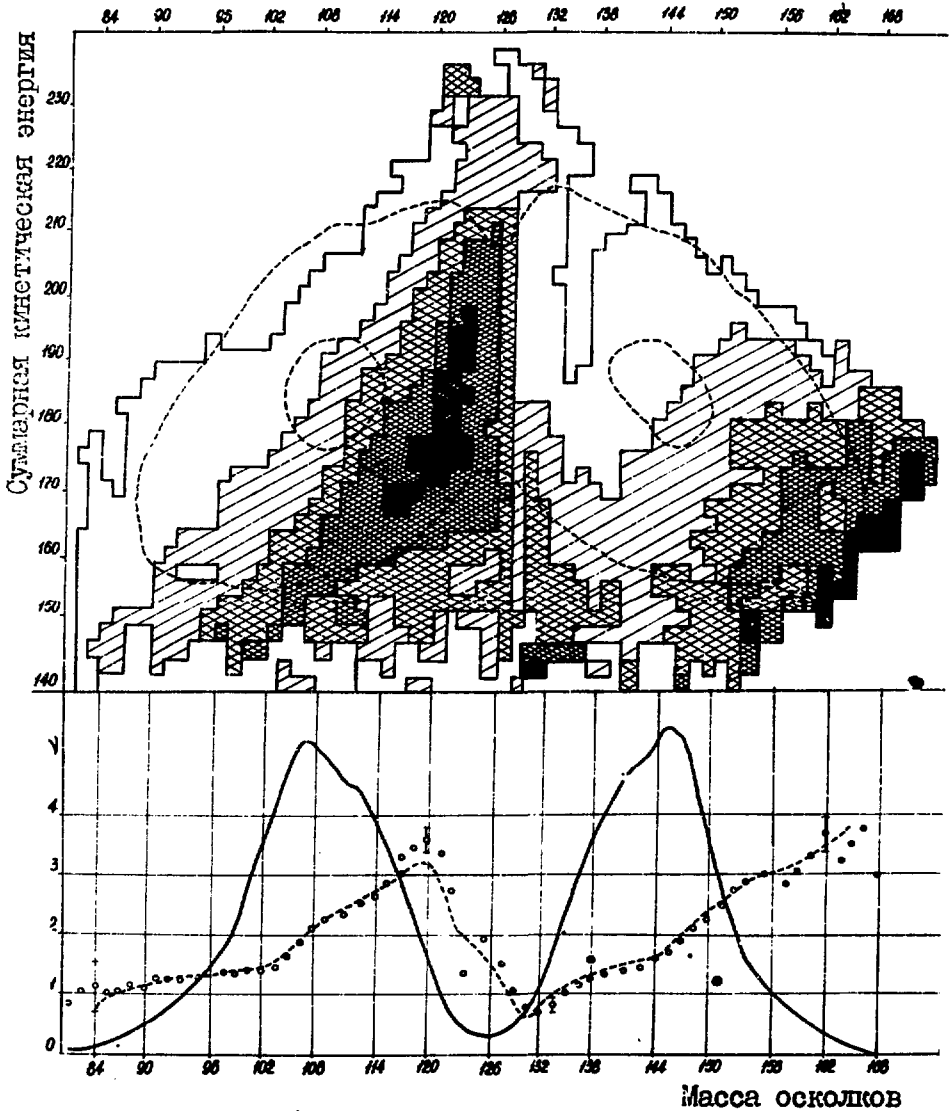


Рис. 5. Многомерная картина выхода нейтронов из осколков спонтанного деления ^{252}Cf : --- - результаты работы [8];
 ○○○ - данные настоящей работы; ■ > 4,5; ▨ 3,5 - 4,5; ▩ 2,5 - 3,5; ▧ 1,5 - 2,5; □ 0 - 1,5

4. ВЕРОЯТНОСТЬ ПОПАДАНИЯ НЕЙТРОНОВ В ДЕТЕКТОР

Найдем угол φ между направлением полета осколка и осью нейтронного детектора при условии, что между осями камеры и нейтронного детектора имеется произвольный угол δ . Построим декартову систему координат (рис. 6), связанную с геометрией опыта таким образом, что ось камеры совпадает с осью OZ , а ось нейтронного детектора лежит в плоскости YOZ .

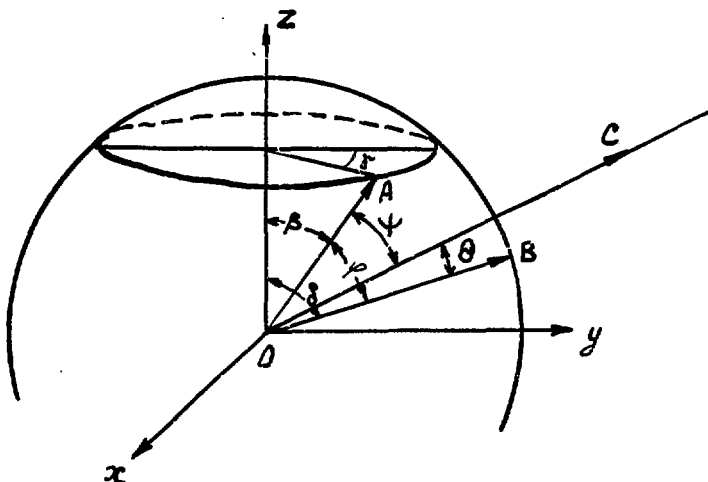


Рис. 6. Схема для определения угла φ в зависимости от углов β , γ и δ : \vec{OC} — направление полета нейтронов; \vec{OA} — направление полета осколка

Изобразим направление на нейтронный детектор и направление полета осколка единичными векторами \vec{OB} и \vec{OA} соответственно, причем угол β между направлением полета осколка и осью камеры будем отсчитывать от положительного направления оси OZ . Нетрудно видеть, что

$$\vec{OA} = \vec{i} \cdot \sin\beta \cdot \sin\gamma + \vec{j} \cdot \sin\beta \cdot \cos\gamma + \vec{k} \cdot \cos\beta,$$

$$\vec{OB} = \vec{i} \cdot 0 + \vec{j} \cdot \sin\delta + \vec{k} \cdot \cos\delta.$$

Косинус угла между единичными векторами численно равен их скалярному произведению. Тогда

$$\cos\varphi = \vec{OA} \cdot \vec{OB} = \sin\beta \cdot \cos\gamma \cdot \sin\delta + \cos\beta \cdot \cos\delta.$$

Аналогично решается задача о вероятности попадания нейтронов в детектор. Если угол между направлением полета осколка и осью нейтронного детектора равен φ , а угол между направлениями полета осколка и нейтрона равен ψ , то можно записать

$$\cos \theta = \sin \psi \cdot \sin \varphi \cdot \cos \gamma + \cos \psi \cdot \cos \varphi, \quad (15)$$

где θ — угол между направлением полета нейтрона и осью нейтронного детектора, а γ имеет тот же смысл, что и в первой задаче. Нетрудно видеть, что вероятность попадания нейтронов в детектор при заданных φ, ψ равна отношению диапазона изменения γ , в котором выполняется неравенство $\cos \theta > \cos \alpha$ (2α — угол "видимости" нейтронного детектора) ко всему диапазону 2π . Подставив в неравенство вышеприведенную формулу (15), имеем три случая:

$$\begin{aligned} 1) \quad |\varphi - \psi| \geq \alpha & \longrightarrow c(\varphi, \psi) \equiv 0, \\ 2) \quad |\varphi + \psi| \leq \alpha & \longrightarrow c(\varphi, \psi) \equiv 1, \\ 3) \quad |\alpha - \varphi| < \psi < \alpha + \varphi & \longrightarrow c(\varphi, \psi) = \frac{1}{\pi} \arccos \frac{\cos \alpha - \cos \varphi \cdot \cos \psi}{\sin \varphi \cdot \sin \psi}. \end{aligned} \quad (16)$$

5. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ, ПРОШЕДШИХ ЧЕРЕЗ КОЛЛИМАТОР

Угловое распределение коллимированных осколков обозначим через $g(\beta, \gamma)$. Поскольку в эксперименте регистрируются совпадения двух противоположно летящих осколков, необходимо учитывать коллимацию для обоих осколков. Спроектируем отверстия коллиматора на плоскость мишени вдоль направления β, γ . Обозначим через S_1 часть площади мишени S_0 , перекрываемую проекциями обоих отверстий. Тогда

$$g(\beta, \gamma) = \frac{S_1(\beta, \gamma)}{S_0}.$$

В некоторых случаях зависимость $S_1(\beta, \gamma)$ можно выразить аналитически. Для одностороннего коллиматора формула, описывающая угловое распределение, дана в работе [9].

Разберем случай, соответствующий геометрии описываемого эксперимента: мишень и отверстия коллиматора представляют собой круги равного радиуса z , центры которых расположены на общей оси камеры, а плоскости — перпендикулярны этой оси. Вследствие симметрии камеры относительно оси зависимость от γ пропадает и остается только зависимость от β . Как следует из рис. 7,

$$S_z(\beta) = 2z^2 (\varphi - \sin \varphi \cdot \cos \varphi), \quad (I7)$$

$$S_0 = \pi z^2$$

Поскольку

$$\cos \varphi = h/z = \ell/z \cdot \operatorname{tg} \beta, \text{ то}$$

$$g(\beta) = \frac{2}{\pi} \cdot \left[\arccos \left(\frac{\ell}{z} \cdot \operatorname{tg} \beta \right) - \frac{\ell}{z} \operatorname{tg} \beta \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\ell}{z} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \beta} \right].$$

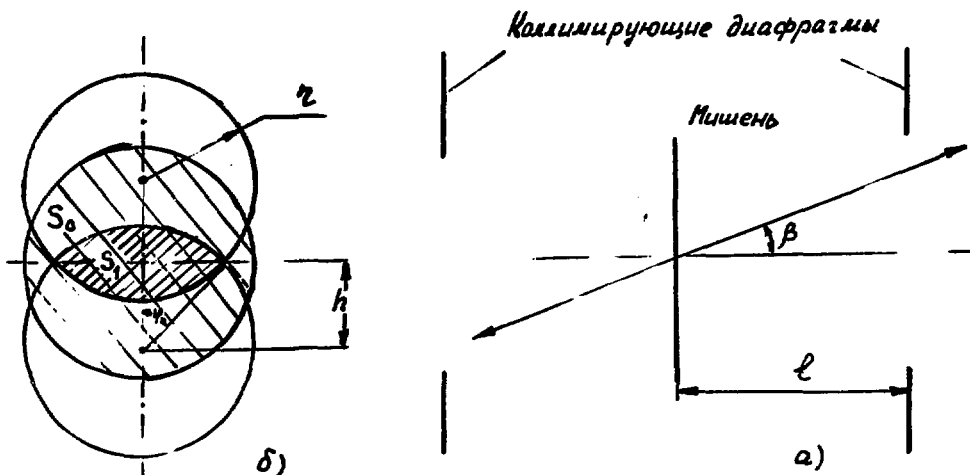


Рис. 7. Схема к расчету углового распределения осколков: а)-схематическое сечение ионизационной камеры; б)-проекция на плоскость мишени отверстий коллиматора вдоль направления β .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан алгоритм и составлены программы обработки многомерных экспериментов по измерению мгновенной нейтронной эмиссии из отдельных осколков деления. При обработке корректно учитывается влияние многих экспериментальных погрешностей и поправок: фона случайных совпаде-

ний, спектра нейтронов, эффективности детектора нейтронов и др. Параллельно с обработкой нейтронных измерений осуществляются обработка и преобразование двумерных распределений кинетических энергий осколков деления и выдача информации в виде $F(E, E)$, $F(E, m)$, $F(E_1 + E_2, m)$, причем в эти распределения автоматически вводится многомерная поправка на вылет нейтронов из осколков и таким образом получаются распределения начальных масс и энергий, тогда как в методике измерения (E_1, E_2) кинетические энергии измеряются после вылета нейтронов. Вычисляются статистические ошибки для всей поверхности многомерных распределений. Обеспечивается наглядный вывод данных обработки, что весьма существенно для такого рода измерений.

Получено аналитическое выражение для углового распределения двустороннего аксиально-симметричного коллиматора, которое может быть использовано в измерениях с другими частицами и другими детекторами в тех случаях, когда нельзя пренебречь размерами мишени. Выведена формула для расчета поправки на конечные размеры детектора цилиндрической формы. Описанную методику обработки можно применить к другим корреляционным измерениям в физике деления. Например, осколок + осколок + α -частица; осколок + осколок + γ -лучи, и если не проводить интегрирования функции $P(\psi, E_1, E, m)$ по энергии E_n , то осколок + осколок + спектры нейтронов деления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басова Б.Г., Рабинович А.Д., Рязанов Д.К., Шиманский А.М. Некоторые вопросы математической обработки многомерных спектров на ЭЦМ. Препринт НИИАР, П-161, Димитровград, 1972.
2. Басова Б.Г., Рабинович А.Д. Обработка энергетических спектров осколков деления на ЭЦМ, Препринт НИИАР, П-127, Мелекесс, 1971.

3. Блинов М.В., Казаринов Н.М., Протопопов А.Н. Угловые и энергетические характеристики эмиссии нейтронов деления ^{235}U . "Атомная энергия", 1965, т.18, вып.2, с.108.
4. Terrel G. Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 880.
5. Schmitt H.W., Neiler G.H., Walter F.G. Phys. Rev., 1966, v. 141, p. 1146.
6. Bowman H.R., Thompson S.G., Milton J.C.D., Swiatecki W.J. Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 2120.
7. Stanle L., Whetstone J. Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 1232.
8. Nifenecker H., Signarbieux C., Babinet R. and Poiton J. Third Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Rochester, New York, 1973, IAEA-SM-174/207.
9. Фомушкин Э.Ф. Угловое распределение коллимированного излучения. "Атомная энергия", 1965, т.18, вып.2, с.178.



Рукопись поступила в редакционно-
издательскую группу ОНТИ
2 июля 1975 года.
В окончательной редакции
27 октября 1975 года.

Отпечатано в Научно-исследовательском институте атомных реакторов
им. В.И.Ленина

Т-15780 от 02.10.75.	Тираж 170 экз.	I, I уч.-изд.л.
Редактор Галимова Д.А.	Цена II к.	Ноябрь 1975 г.
Корректор Ляликина Л.Л.		

Цена II к.