

## УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ $\text{Th}^{232}$ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1,6 Мэв

*С.Б.Ермагамбетов, Л.Д.Смиренина, Г.Н.Смиренин, А.С.Тишин*

При изучении угловой анизотропии деления  $\text{Th}^{232}$  нейтронами Хенкелем и Бролли [1], по существу, впервые были получены веские свидетельства в пользу гипотезы О.Бора [2] о сильном охлаждении делящегося ядра в переходном состоянии, вследствие чего реакция деления при низких возбуждениях происходит через небольшое число доступных каналов. Уилетс и Чейз [3], анализируя угловое распределение осколков  $W(\theta)$ , получен-

ное в [1], установили, что деление  $\text{Th}^{232}$  нейтронами с энергией  $E_n = 1,6 \text{ Мэв}$  преимущественно происходит через полосу каналов деления с  $K = 3/2^-$  ( $K$  – проекция полного углового момента составного ядра  $J$  на ось деления). Распределение  $W(\theta)$  ими было представлено в форме

$$W(\theta) = a_0 + \sum_{J=3/2}^{7/2} a_J W_{KJ}(\theta), \quad (1)$$

где  $W_{KJ}(\theta)$  – угловые распределения осколков при делении через каналы с характеристиками  $K = 3/2^-$  и  $J > K$ , а коэффициенты  $a_0, a_J$ , были определены методом наименьших квадратов. В дальнейшем Струтинским [4] и Хитмайером [5] было показано, что с экспериментом можно достичь хорошего согласия путем более последовательного расчета, опирающегося на вероятности образования составного ядра в оптической модели. В частности, авторы [4, 5] отметили, что соответствие с опытом не ухудшается, если вместо изотропной компоненты в  $W(\theta)$  допустить вклад полосы с  $K = 1/2$ . Преобладание состояний переходного ядра  $\text{Th}^{232}$  с  $K = 1/2$  при более низких  $E_n$  позднее было установлено экспери-

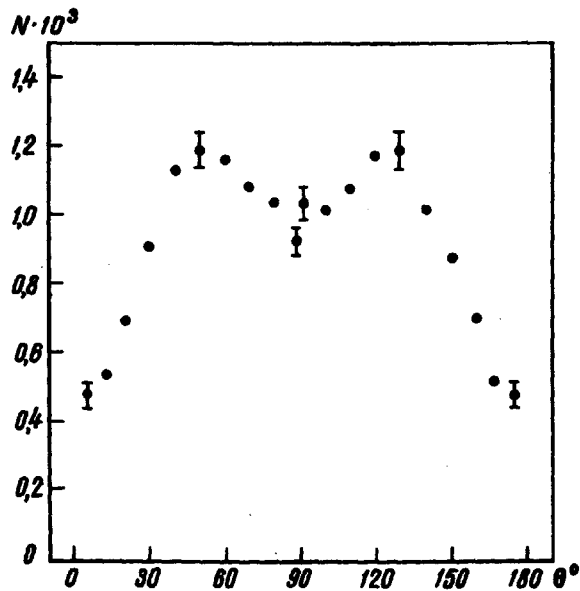


Рис.1. Число отсчетов как функция эффективного угла  $\theta$

ментально [6]. Основываясь на результатах измерения угловой анизотропии разлета осколков  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ , Лэмфир [6] дает следующую последовательность нижайших доступных в реакции  $\text{Th}^{232}(n, f)$  полос каналов деления  $K^\pi$ :  $1/2^+, 3/2^-, 1/2^-$ .

С целью получения более детальной информации для канального анализа реакции  $\text{Th}^{232}(n, f)$ , мы решили предпринять подробное исследование

энергетической зависимости  $W(\theta)$  в окрестности порога деления. В опубликованной литературе имеются только обсуждавшиеся выше данные об угловом распределении осколков деления для  $E_n = 1,6 \text{ Мэв}$ , ставшем уже классической демонстрацией эффектов квантовой структуры состояний переходного ядра. В настоящей работе приводятся результаты более детальных и точных измерений  $W(\theta)$  именно для этой энергии нейтронов ( $E_n = 1,60 \pm 0,02 \text{ Мэв}$ ).

Измерения  $W(\theta)$  были выполнены на электростатическом генераторе с помощью метода регистрации осколков стеклами [7]. В опыте использовался двойной слой из  $\text{ThO}_2$  толщиной  $\sim 1 \text{ мг/см}^2$ . Расположение детекторов осколков по обе стороны от мишени из делящегося вещества позволило осуществить одновременную регистрацию осколков в 20 интервалах угла  $\theta$  от 0 до  $180^\circ$  с разрешением  $\sqrt{(\theta - \theta)^2} \approx 4^\circ$ . Методика подобных измерений подробно описана в [8].

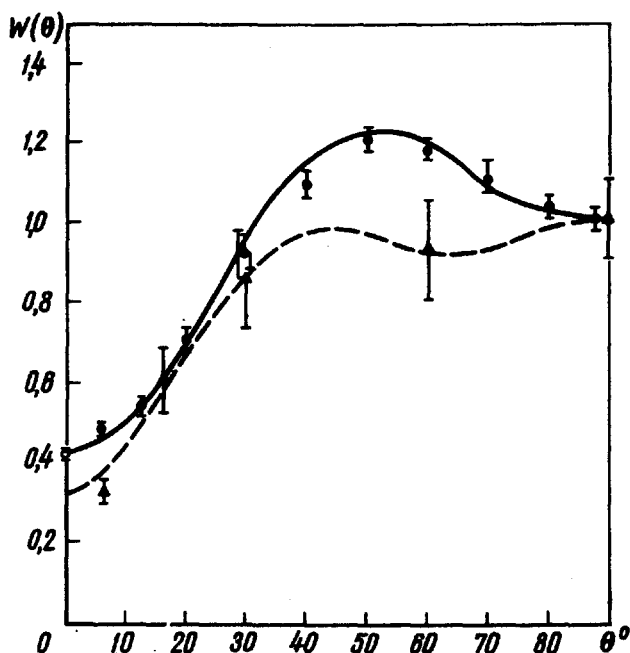


Рис.2.  $W(\theta)$ , согласно настоящей работе (●), и [1] (▲), [6] (○). Пунктиром даны результаты расчетов Хиттмайера [5] в предположении  $K = 3/2^-$ . Сплошной кривой показано распределение (3)

Результаты эксперимента представлены на рис. 1. Измеренное распределение симметрично относительно  $\theta = 90^\circ$ , что видно из хорошего согласия числа отсчетов под углами  $\theta$  и  $180^\circ - \theta$ . На рис. 2 сравниваются результаты работ [1, 6] и настоящего опыта. Наши данные заметно отли-

чаются от распределения, полученного Хенкелем и Бролли в области  $\theta = 10$  и  $60^\circ$ , но согласуются со значением анизотропии  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ , определенным Лэмфиром. Из поведения кривых на рис. 3 следует, что отмеченное расхождение экспериментальных данных с точки зрения идентификации характеристики  $K^\pi$  преобладающих каналов деления весьма существенно. На рис. 3 изображены распределения

$$W_{K^\pi}(\theta) \sim \sum_{J=3/2}^{7/2} (2J+1) T_c^J W_{KJ}(\theta) \quad (2)$$

для двух  $K^\pi = 3/2^-$  и  $3/2^+$  и трех вариантов расчета коэффициентов прилипания  $T_c^J$  в оптической модели по Бьёрккунду и Фернбаху [19] (а), Перрею и Баку [9] (в), Ауэрбаху и Муру [10] (с). Заметное расхождение кривых на рис. 3 характеризует неопределенность каналового анализа из-за

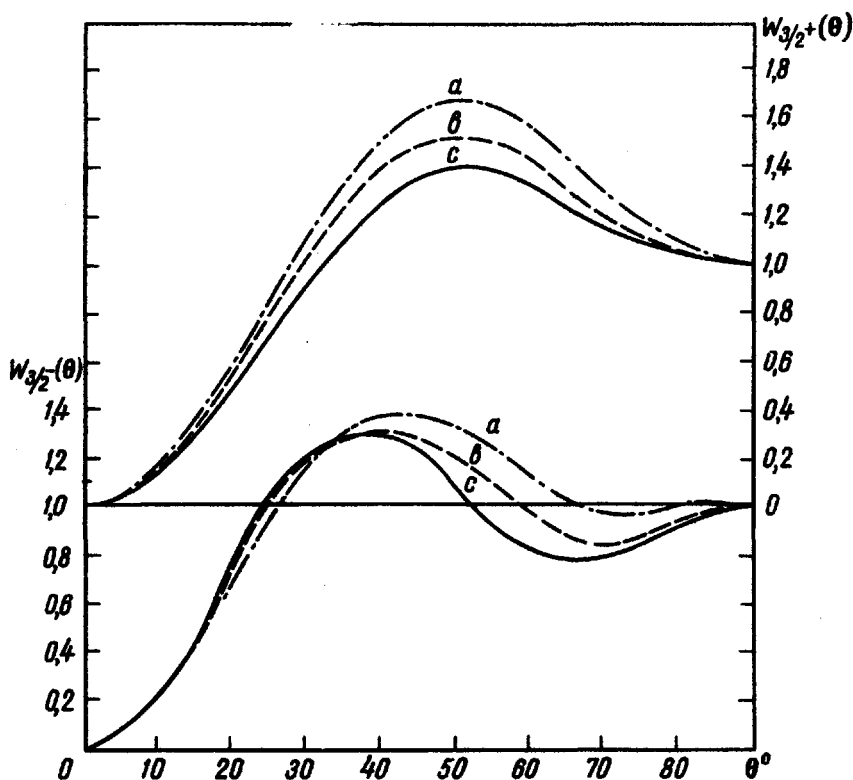


Рис. 3. Распределения  $W_{3/2+}(\theta)$  и  $W_{3/2-}(\theta)$ , рассчитанные по формуле (2) (см. текст)

неточности знания парциальных вероятностей образования составного ядра  $\sim (2J+1) T_c^J$ . Тем не менее, сравнивая данные на рис. 2 и 3, нетрудно прийти к качественному заключению, что характер распределения  $W_{3/2+}(\theta)$  значительно лучше соответствует результатам настоящей-

го эксперимента. В то же время анализ данных работ [1] позволил Хиттмайеру [5] из двух полос  $K = 3/2^+$  и  $3/2^-$  уверенно сделать выбор в пользу каналов отрицательной четности. Противоположные выводы настоящей работы и [5] обусловлены не только заметным расхождением исходных экспериментальных данных, но и разницей в использованных коэффициентах прилипания. Хиттмайером для расчета  $T_c^J$  привлекалась более грубая модель черного ядра [11].

На рис.2 сплошной кривой показано угловое распределение

$$W(\theta) = 0,42 + 0,58 W_{3/2^+}(\theta), \quad (3)$$

в котором в качестве  $W_{3/2^+}(\theta)$  взята кривая (с) рис.3. Здесь необходимо отметить, что из трех использованных наборов  $T_c^J$  следует отдать предпочтение результатам расчетов с параметрами Ауэрбаха и Мура [10]. В работе [10] параметры потенциала взаимодействия были подобраны так, чтобы обеспечить наилучшее описание угловых распределений и функций возбуждения отдельных уровней в реакции  $Th^{232}(n, n')$  вплоть до  $E_n = 1 \text{ Мэв}$ . При введении компоненты с  $K=1/2$  в  $W(\theta)$  вместо изотропной согласие с опытом заметно ухудшается. Дальнейшие исследования  $W(\theta)$  в достаточно широкой области  $E_n$  должны помочь выяснению того, является ли этот факт следствием неточности используемых коэффициентов прилипания, участия большего числа каналов  $K^n$ , или, наконец, конкуренции процесса  $(n, n')$  с делением через состояния с различными  $J$ . Последний эффект соотношением (2), а также и всеми предшествующими анализами  $W(\theta)$   $Th^{232}$  [3, 5] игнорируется.

Авторы признательны А.С.Солдатову за полезные советы и содействие работе, В.С.Ставинскому за плодотворное обсуждение, Г.В.Аникину и Я.Е.Колесову за помощь в расчетах.

Поступило в редакцию  
27 сентября 1966 г.

### Литература

- [1] R.L.Henkel, J.E.Vrolley J . Phys.Rev., 103, 1292, 1956.
- [2] A.Bohr. Proc.Intern. Conf. PUAЕ, Geneva, 1955, Paper P/911.
- [3] L.Wilets, D.M.Chase. Phys.Rev., 103, 1296, 1956.
- [4] В.М.Струтинский. ЖЭТФ, 39, 781, 1960.
- [5] O.Hittmair. Nucl.Phys., 18, 346, 1960.
- [6] R.W.Lamphere. Simpos.Phys.Chem.Fission, Salzburg, 1965, SM-60/7.
- [7] В.П.Перельгин, С.П.Третьякова, И.Збара. ПТЭ, № 4, 78, 1964.
- [8] А.С.Солдатов, З.А.Александрова, Л.Д.Гордеева, Г.Н.Смиренкин. ЯФ, 1, 471, 1965.
- [9] E.N.Auerbach, F.G.I.Perey. Optical Model Neutron Transmission Coefficients, В.

[10]E.N.Auerbach, S.Moore. Phys.Rev., 135, 413, 1964.

[11]Дж.Блатт, В.Вайскопф: Теоретическая ядерная физика, М., Изд. иностр.лит., 1954.