

*Физика*

УДК 539.172.3

Н. А. ДЕМЕХИНА, Г. С. КАРАПЕТЯН

СИММЕТРИЧНЫЕ И АСИММЕТРИЧНЫЕ МОДЫ ФОТОДЕЛЕНИЯ  
 $^{232}\text{Th}$  ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Измерены выходы продуктов фотоделения  $^{232}\text{Th}$  при максимальных энергиях тормозного излучения 50 и 3500 МэВ. Получены зарядовые и массовые распределения осколков деления. На основе модели мультимодального деления выделены симметричные и асимметричные каналы в процессе фотоделения  $^{232}\text{Th}$ . Проведенное разложение позволило получить оценки вкладов различных компонент деления и рассчитать делимость  $^{232}\text{Th}$  в исследуемых областях фотонных энергий.

**Введение.** Изучение процесса деления позволяет получить информацию о возбужденных состояниях делящихся ядерных систем. В делении тяжелых ядер при низких энергиях в основном преобладает асимметричное деление с проявлением оболочечных эффектов. С ростом возбуждения наблюдается распад на приблизительно равные по массам фрагменты (симметричное деление). В промежуточной области можно наблюдать обе моды деления. Изучение вклада различных мод деления в зависимости от энергии падающих частиц позволяет исследовать динамику процесса. Мультимодальный характер деления рассматривался в ряде теоретических и экспериментальных работ [1–3] при измерении спонтанного деления, а также в реакциях с тепловыми нейтронами [4] и протонами низких и высоких энергий [5, 6].

В настоящей работе впервые проводилось выделение различных мод фотоделения  $^{232}\text{Th}$  путем разложения кривой массового распределения фрагментов на симметричные и асимметричные компоненты в области низких и промежуточных энергий фотонов.

Деление под действием фотонов ввиду электромагнитного характера взаимодействия происходит без существенного изменения спинового состояния и деформации делящегося ядра, что позволяет ограничить количество факторов, влияющих на механизм процесса.

**Методика эксперимента.** На фотонном пучке Ереванского электронного синхротрона проводилось облучение мишеней  $^{232}\text{Th}$  толщиной 20 мкм

при энергии ускоренных электронов 50 и 3500 МэВ. Электронный пучок трансформировался в фотоны тормозного излучения на конверторе из вольфрама ( $\sim 0,1 \text{ рад}$ ); интенсивность пучка составляла  $\sim 10^{-11} \text{ экв.кв/с}$  при энергии электронов 50 МэВ и  $\sim 10^{-9} \text{ экв.кв/с}$  – при 3500 МэВ по показаниям квантометра Вильсона

Выходы радиоактивных осколков деления измерялись в режиме off-line на полупроводниковом детекторе HpGe. Разрешение и эффективность спектрометра определялись с использованием калибровочных источников  $^{57,60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и мониторинговых реакций  $\text{Al}(\gamma, 2pn)^{24}\text{Na}$ ,  $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ ,  $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$ . Разрешение детектора составляло 0,2% при энергии  $\sim 1000 \text{ кэВ}$ . Измерения  $\gamma$ -спектров были начаты  $\sim$  через 10 мин после окончания облучения и продолжались в течение года. Значения энергий и соотношения интенсивностей  $\gamma$ -переходов, а также периоды полураспада были взяты из работы [7]. Для определения выходов продуктов деления использовался метод анализа наведенной активности. Подробности процедуры расчета выходов приведены в [8].

**Обсуждение результатов.** На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные данные, относящиеся к выходам осколков деления *тория* при максимальных энергиях тормозного спектра 50 и 3500 МэВ. Ошибки в определении выходов оценивались, исходя из статистической обеспеченности экспериментальных результатов ( $\leq 3\%$ ), погрешности измерения толщины мишени ( $\leq 3\%$ ), точности определения энергетической зависимости эффективности детектора ( $\leq 10\%$ ).

Известно, что при облучении фотонами тормозного излучения выходы фотоядерных реакций относятся ко всему спектру и представляют

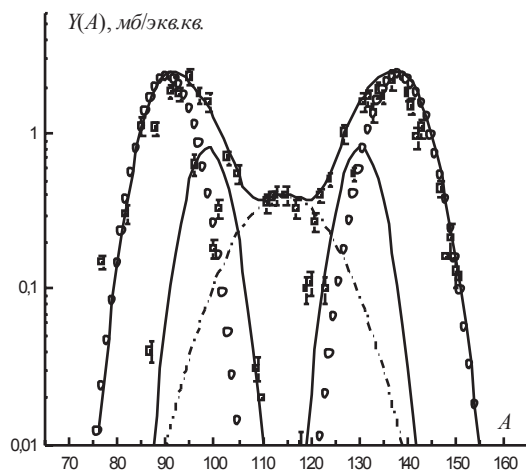


Рис. 1. Компоненты массового выхода при  $E_{\gamma\text{max}}=50 \text{ МэВ}$ : Superlong (штрих-пунктирная линия), Standard I (сплошная тонкая линия), Standard II (сплошная толстая линия), полный выход  $Y_{\text{tot}}$  (сплошная линия), экспериментальные точки (■).

суммарный эффект. Поэтому результаты измерения при  $E_{\gamma\text{max}}=3500 \text{ МэВ}$  включают выходы и низкоэнергетической области. Из сравнения данных, приведенных на рис. 1 и 2, виден вклад высоких энергий, в особенности в области выходов симметричных масс осколков деления.

Отношения выходов продуктов деления при  $E_{\gamma\text{max}}=3500$  и 50 МэВ представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что в массовой области 80–100 а.е.м., соответствующей легкому асимметричному пику, отношения выходов в среднем достигают значения  $2,03 \pm 0,30$ ; для симметричного деления (100–130 а.е.м.) наблюдается рост в пределах фактора  $4,16 \pm 0,62$ ; выходы в области тяжелого

суммарный эффект. Поэтому результаты измерения при  $E_{\gamma\text{max}}=3500 \text{ МэВ}$  включают выходы и низкоэнергетической области. Из сравнения данных, приведенных на рис. 1 и 2, виден вклад высоких энергий, в особенности в области выходов симметричных масс осколков деления.

суммарный эффект. Поэтому результаты измерения при  $E_{\gamma\text{max}}=3500$  и 50 МэВ представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что в массовой области 80–100 а.е.м., соответствующей легкому асимметричному пику, отношения выходов в среднем достигают значения  $2,03 \pm 0,30$ ; для симметричного деления (100–130 а.е.м.) наблюдается рост в пределах фактора  $4,16 \pm 0,62$ ; выходы в области тяжелого

асимметричного пика (130–150 а.е.м.) увеличиваются в  $1,61 \pm 0,24$  раза. Необходимо отметить, что перекрытие массовых областей, относящихся к разным модам деления, может привести к размазыванию полученных отношений.

Оценки выходов изотопов, неизмеряемых активационной методикой в режиме off-line, были получены с помощью функции Гаусса, обычно используемой для аппроксимации зарядового распределения [9].

$$Y_{A,Z} = \frac{Y(A)}{(C\pi)^{1/2}} e^{-\frac{(Z-Z_p)^2}{C}}, \quad (1)$$

где  $Y_{A,Z}$  – измеренный независимый выход осколка с зарядом  $Z$  и массой  $A$ .

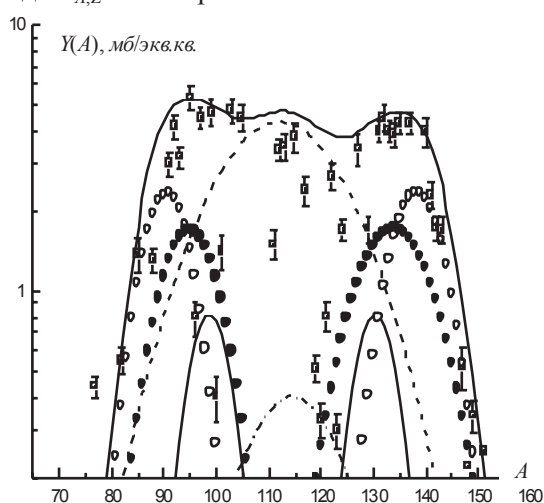


Рис. 2. Компоненты массового выхода при  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ. Символы, соответствующие выходу низкоэнергетического деления, такие же, как и на рис. 1; высокоэнергетические компоненты: асимметричная мода (●), симметричная мода (пунктирная линия), полный выход  $Y_{\text{tot}}$  (сплошная линия), экспериментальные точки (■).

$Y_{\text{tot}} = \sum_A Y(A)$ . Обсуждение массового выхода осколков деления проводилось

нами на основе концепции двухмодального деления. Согласно этой модели, полный выход для низкоэнергетического деления можно разложить на отдельные компоненты, включая одну симметричную (Superlong) и две асимметричные (Standard I, Standard II) моды деления (рис. 1). При этом распределения выходов, относящихся к различным модам деления, представляются в виде гауссианов, параметры которых определяют основные ядерные характеристики массовых распределений осколков деления [1, 3].

Разложение проводилось методом фитирования кривой распределения по массам осколков в виде суперпозиции указанных выше составляющих [10]:

\* Обсуждение поведения указанных параметров в рамках настоящей работы не проводится.

При проведении процедуры фитирования величины  $Y(A)$  (полный выход при данном  $A$ ),  $Z_p$  (наиболее вероятный заряд изобарического распределения) и  $C$  (параметр ширины зарядового распределения) вводились как свободные параметры\*.

Рассчитанные значения  $Y(A)$ , представляющие суммарный выход фрагментов деления с данным массовым числом  $A$ , позволили построить массовое распределение осколков при двух граничных энергиях тормозного спектра. Полученные данные представлены сплошными линиями на рис. 1, 2. Полный выход фотodelения тория при данных энергиях рассчитывался путем суммирования выходов по всем значениям масс:

$$Y_1 = \frac{K_{1AS}}{\sigma_{1AS}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-\bar{A}_{1S}-D_{1AS})^2}{2\sigma_{1AS}^2}} + \frac{K'_{1AS}}{\sigma'_{1AS}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-\bar{A}_{1S}+D_{1AS})^2}{2\sigma_{1AS}^2}} +$$

$$+ \frac{K_{2AS}}{\sigma_{2AS}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-\bar{A}_{2S}-D_{2AS})^2}{2\sigma_{2AS}^2}} + \frac{K'_{2AS}}{\sigma'_{2AS}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-\bar{A}_{1S}+D_{2AS})^2}{2\sigma_{2AS}^2}} + \frac{K_{1S}}{\sigma_{1S}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-\bar{A}_{1S})^2}{2\sigma_{1S}^2}}. \quad (2)$$

Здесь каждая компонента характеризуется величиной средней массы  $\bar{A}$ , дисперсией  $\sigma$ , параметром гауссовой функции  $D$  и нормировочным коэффициентом  $K_i$ , определяющим вклад  $i$ -ой моды деления, индексы  $S, AS$  обозначают симметричные и асимметричные компоненты.

Для дополнительного контроля процедуры аппроксимации экспериментальных данных и физической достоверности ( $\chi^2=1,12$ ) полученных результатов

использовались условия:

– согласия полного суммарного выхода  $Y_1$  всех компонент с экспериментально измеренным выходом  $Y_{tot}$  ( $Y_1=Y_{tot}$ );

– согласия отношения каналов симметричных и асимметричных мод деления с величиной отношения пик-плато ( $P/V$ ), полученной в других экспериментах.

Результаты расчетов позволили определить положения пиков, дисперсии и относительный вклад каждой

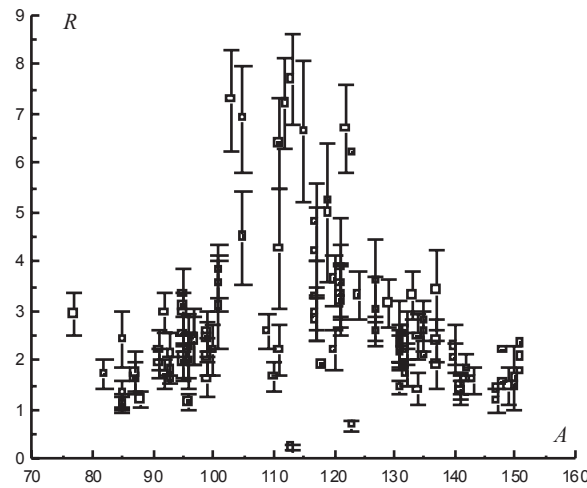


Рис. 3. Отношение выходов осколков деления ( $R$ ): независимые выходы (■); кумулятивные выходы (□).

моды деления в полный выход.

Так как выходы фотоделения растут с увеличением энергии, в разложении массового выхода при  $E_{\gamma\max}=3500$  МэВ ( $Y_2$ ) вводились дополнительно компоненты ( $Y'$ ), относящиеся к симметричному и асимметричному делениям при высоких энергиях.

$$Y_2 = Y_1 + Y', \quad (3)$$

$$Y' = \frac{K_{3AS}}{\sigma_{3AS}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-\bar{A}_{2S}-D_{3AS})^2}{2\sigma_{3AS}^2}} + \frac{K'_{3AS}}{\sigma'_{3AS}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-\bar{A}_{2S}+D_{3AS})^2}{2\sigma_{3AS}^2}} + \frac{K_{2S}}{\sigma_{2S}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-\bar{A}_{2S})^2}{2\sigma_{2S}^2}}, \quad (4)$$

где  $Y_1$  рассчитывался по формуле (2). Критерий контроля достоверности ( $\chi^2=1,12$ ) процедуры фитирования в данном случае использовался в виде  $Y_{tot} = Y_2 = Y_1 + Y'$ . Значения параметров подгонки и рассчитанные выходы различных компонент представлены в табл. 1 и 2.

При  $E_{\gamma\max}=50$  МэВ выход фотоделения в значительной степени обусловлен поглощением в районе гигантского резонанса. Свойства низкоэнергетических

тического деления, исследованные в ряде работ [5, 10–12], позволяют получить зависимость различных компонент деления от энергии возбуждения. На рис. 4 представлены экспериментальные данные, касающиеся отношения выходов асимметричного и симметричного делений и значения  $P/V$ , полученные в реакциях с частицами разного сорта [5, 11, 12, 14]. Как видно, характер изменения этого отношения не зависит от типа налетающих частиц и демонстрирует общую тенденцию убывания  $P/V$  с ростом энергии. Такая зависимость может быть объяснена различием порогов симметричного ( $\sim 9$  МэВ) и асимметричного ( $\sim 6$  МэВ) делений [3–5]. С ростом энергии влияние этого фактора убывает.

Таблица 1

Таблица 2

Параметры формул (3) и (4)

Выходы симметричного, асимметричного и полного деления

Параметры	50 МэВ	3500 МэВ
$K_{1AS}$	7,79±0,05	7,79±0,05
$K'_{1AS}$	7,79±0,05	7,79±0,05
$K_{2AS}$	28,95±1,44	28,95±1,44
$K'_{2AS}$	25,91±1,30	25,91±1,30
$K_{1S}$	8,97±0,27	8,97±0,27
$K_{2S}$	–	129,6±5,5
$K_{3AS}$	–	26,82±1,07
$K'_{3AS}$	–	23,35±0,95
$\sigma_{1AS}$	3,8±0,40	3,8±0,40
$\sigma'_{1AS}$	3,8±0,40	3,8±0,40
$\sigma_{2AS}$	5,0±0,25	5,0±0,25
$\sigma'_{2AS}$	4,5±0,22	4,5±0,22
$\sigma_{1S}$	9,0±0,36	9,0±0,36
$\sigma_{2S}$	–	12,0±0,50
$\sigma_{3AS}$	–	6,2±0,10
$\sigma'_{3AS}$	–	5,5±0,08
$A_{1S}$	114,5±0,3	114,5±0,3
$A_{2S}$	–	113,5±0,34
$D_{1AS}$	15,82±1,01	15,82±1,01
$D_{2AS}$	23,88±1,40	23,88±1,40
$D_{3AS}$	–	19,5±0,98

Выход, мб/эв.кв.	50 МэВ	3500 МэВ
$Y_{tot}$	40,20±6,03	137,5±20,60
$Y_S$	4,50±0,68	74,50±11,17
$Y_{AS}$	35,70±5,36	63,0±9,45
$Y_{AS}/Y_S$	7,93±1,59	0,84±0,17

Рост энергии возбуждения приводит к увеличению числа испускаемых предделительных нейтронов и вероятности образования новых высоковозбужденных делящихся ядер [11, 15, 16]. Авторы [5, 9, 11] рассматривали в качестве критерия, определяющего характер деления, выражение для критического параметра делимости, зависящего от величины  $Z^2/A$  делящегося ядра. При этом образование нейтронно-дефицитных ядер, сопровождающихся преимущественно симметричным делением, может объяснить рост симметричной компоненты в промежуточной области энергий. Однако необходимо учесть, что большой разброс значений энергий возбуждения и масс делящихся ядер приводит к тому, что вероятность асимметричного деления также сохраняется.

Полученные экспериментальные данные позволили получить оценки величины делимости в исследуемых энергетических диапазонах. Как известно, делимость определяется в виде отношения выходов деления и полного поглощения фотонов ядром ( $D=Y_{tot}/Y_{abs}$ ). При определении  $Y_{abs}$  нами учитывались наиболее вероятные каналы распада возбужденного ядра.

В области гигантского резонанса девозбуждение тория сопровождается в основном испусканием одного или двух нейтронов или делением. Расчет

$Y_{abs}$  проводился с использованием результатов наших измерений выхода реакции  $(\gamma, n)$  и литературных данных для реакции  $(\gamma, 2n)$  [17]. Для определения

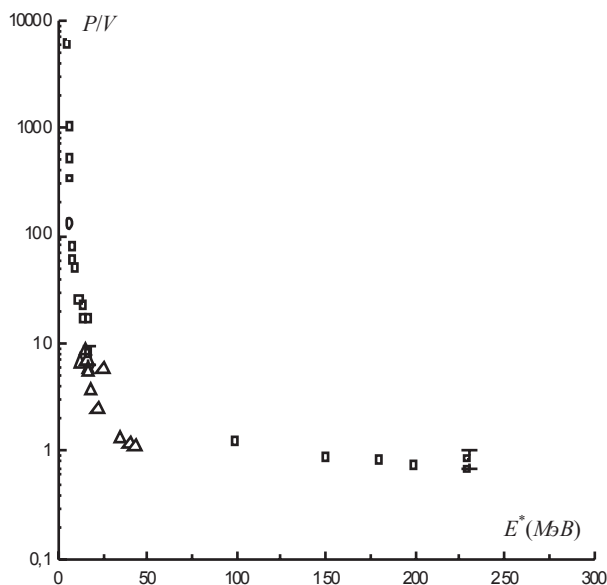


Рис. 4. Зависимость отношения пик-плато ( $P/V$ ) от энергии возбуждения ( $E^*$ ):  $\square$  –  $(\gamma, f)$  [12, 14];  $\circ$  –  $(n, f)$  [12];  $\Delta$  –  $(p, f)$  [5, 11];  $\blacksquare$  – данная работа.

выхода полного фотопоглощения в области промежуточных энергий (50–3500 МэВ) использовались экспериментальные данные и модельные расчеты [18, 19]. Значения делимости для низких и промежуточных энергий составили соответственно  $0,13 \pm 0,26$  и  $0,49 \pm 0,10$ . Полученные данные не противоречат результатам измерений, проведенных в этих областях энергий с моноэнергетическими фотонами [17, 18]. Выделение симметричных и асимметричных компонент показало, что делимость постепенно увеличивается главным образом за счет симметричного деления от значения  $1,40 \pm 0,28$  до  $35,40 \pm 7,10$  (%).

**Заключение.** Впервые проведен мультимодальный анализ фотodelения в области низких и промежуточных энергий на основе экспериментального исследования зарядовых и массовых распределений осколков. Разложение массового выхода на симметричные и асимметричные компоненты позволило выделить вклад промежуточных энергий фотонов, а также определить симметричный характер и делимость  $^{232}\text{Tl}$  в этой области.

ЕФИ РА, кафедра ядерной физики ЕГУ

Поступила 14.05.2007

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Brosa U., Grossman S. and Muller A. – Z. Naturforschung, 1986, v. 41a, p. 1341.
2. Pashkevich V.V. Int. Conf «Fiftieth Anniversary of Nuclear Fission», Leningrad, 1989, p. 241.
3. Ohtsuki T., Hamajima Y., Sueki K. and Nakahara H. et al. – Phys. Rev., 1989, v. C 40, p. 2144.
4. Wilkins B.D., Steinberg E.P. and Chasman R.R. – Phys. Rev., 1976, v. C 14, p. 1832.
5. Kudo H., Muramatsu H., Nakahara H. et al. – Phys. Rev., 1982, v. C 25, p. 3011.
6. Bernas M., Armbruster P., Benlliure J. et al. – Nud. Phys., 2003, v. A 725, p. 213.
7. Firestone R.B. Tables of Isotopes, 8<sup>th</sup> ed.: 1998 Update (with CD ROM), edited by Frank Chu S.Y. (CD-ROM editor) and Baglin C.M. (Wiley Interscience, New York, 1996).

8. **Карапегян Г.С.** – Ученые записки ЕГУ, 2006, № 3, с. 31.
9. **Kudo H., Maruyama M., Tanikawa M.** et al. – Phys. Rev., 1998, v. C 57, p. 178.
10. **Younes W., Becker J.A., Bernstein L.A.** et al. CP610, International Nuclear Conference, INPC, 2001.
11. **Chien Chung and James J. Hogan** – Phys. Rev., 1981, v. C 24, p. 180.
12. **Karamian S.A., Adam J., Belov A.G.** et al. – Phys. Rev., 2000, v. C 62, p. 024601.
13. **Vives F.** et al. – Nucl. Phys., 2000, v. A 662, p. 63.
14. **Schroder B., Nydahl G., Forkman B.** – Nucl. Phys., 1970, v. A 142, p. 449.
15. **Maslov V.M.** – Nucl. Phys., 2003, v. A 717, p. 3.
16. **Croall F. and Cuninghame J.G.** – Nucl. Phys., 1969, v. A 125, p. 402.
17. **Veyssiere A., Béal H., Bergere R.** et al. – Nucl. Phys., 1973, v. A 199, p. 45 .
18. **Deppman A.** et al. – Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2004, v. 30, p. 1991.
19. **Cetina C.** et al. – Phys. Rev., 2002, v. C 65, p. 044622.

Ն. Ա. ԴԵՄԵՅԻՆԻՆԱ, Գ. Ս. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

ՄԻՋԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ  $^{232}\text{Th}$ -Ի ՖՈՏՈՐԱԺԱՆՍԱՆ  
ՄԻՍԵՏՐԻԿ ԵՎ ԱՍԻՄԵՏՐԻԿ ՍՈՂԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ո մ

Արգելակային ճառագայթման 50 և 3500 *ՄէՎ* առավելագույն էներգիաների դեպքում չափված են  $^{232}\text{Th}$ -ի ֆոտոբաժանման ֆրագմենտների ելքերը: Ստացված են բաժանման բեկորների ելքերի լիցքային և զանգվածային բաշխումները: Բազմամոդ բաժանման մոդելի հիման վրա առանձնացված են սիմետրիկ և ասիմետրիկ կանալները: Վերջիններիս բաշխումների մոտարկումները հնարավորություն տվեցին գնահատել բաժանման տարբեր կոմպոնենտների ներդրումը և նշված էներգիաների տիրույթներում հաշվել  $^{232}\text{Th}$ -ի բաժանելիությունը:

N. A. DEMEKHINA, G. S. KARAPETYAN

SYMMETRIC AND ASYMMETRIC PHOTOFISSION MODES  $^{232}\text{Th}$  AT  
INTERMEDIATE ENERGIES

Summary

The  $^{232}\text{Th}$  photofission yields were measured by using bremsstrahlung at end-point energy of 50 and 3500 *MeV*. The nuclear charge and mass distributions of the fission fragments were obtained. The multi-modal fission approach was used for calculation of the symmetric and asymmetric channels in the photofission. The behaviour of asymmetric-symmetric components and  $^{232}\text{Th}$  fissility by different channels were obtained at the intermediate energies.