



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

INDC(СССР)-118
PART III

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

АКАДЕМИЯ НАУК УССР

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть 3

МОСКВА — 1977

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

Академия наук СССР

Академия наук УССР

Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

*(Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 18 – 22 апреля 1977 г.)*

Часть 3

Москва 1977

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.3. М., 1977. 300 с. (ЦНИИАтоминформ).

На конференцию было представлено около 300 докладов советскими и зарубежными научно-исследовательскими организациями и лабораториями. Более 200 докладов публикуются в четырех книгах. Часть докладов, поступивших на конференцию с опозданием, будет напечатана в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы".

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Главный редактор Л.Н.УСАЧЕВ

Р е д к о л л е г и я:

В.П.Вертебный (зам. главного редактора), Д.А.Кардашев,
В.Н.Манохин

С

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1977

С е к ц и я IY. СЕЧЕНИЯ И ДРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Председатель В.М.Струтинский

MEASUREMENT OF THE NEUTRON CAPTURE AND FISSION
CROSS-SECTIONS OF ^{241}Am

D.B.Gayther and B.W.Thomas

United Kingdom Atomic Energy Authority, Atomic Energy Research
Establishment, Harwell, Didcot, Oxfordshire, United Kingdom

Abstract

The neutron capture and fission cross-sections of ^{241}Am have been measured by the time-of-flight method on the Harwell 45 MeV electron linac. The average fission cross-section was determined in the range of incident neutron energy from 50 eV to 10 keV. The fission widths of resonances below 10 eV were also derived. The average neutron absorption cross-section of ^{241}Am (predominantly capture) was measured in the energy range 100 eV to 500 keV using a large liquid scintillator. The measured cross-sections are compared with other published values.

1. INTRODUCTION

The neutron capture and fission cross-sections of ^{241}Am are of major importance in nuclear reactor technology where they are relevant to problems of fuel handling and waste management. Reliable measurements of these cross-sections are required to make estimates of the production rate of spontaneously fissioning ^{242}Cm and to enable investigations to be made concerning the long term recycling of waste by nuclear incineration. The

cross-sections also play an important role in establishing the systematics of fission and capture in the higher actinides, so that predictions can be made for the more exotic nuclei as yet unstudied. The fission cross-section is of prime importance in this respect, since it can provide fundamental information on the nature of the fission barrier.

Previous measurements of the fission cross-section below threshold (~ 0.9 MeV) have highlighted the need for further measurements, particularly in the region below 50 keV where discrepancies of up to an order of magnitude exist. The most marked discrepancy in this energy range is between the unexpectedly high values of the cross-section (~ 1 barn) measured by Seeger [1] and the much lower measurements of Bowman [2] and Shpak [3]. In the energy region below 100 eV, the cross-section is in moderate agreement with that expected from systematics with a mean fission width of about 0.2 meV.

The most recent measurement of the differential absorption cross-section (mostly capture) of ^{241}Am is that of Weston and Todd [4], in the energy range 0.01 eV to 370 keV. There is good agreement between their results and the existing ENDF/B-IV evaluation [5] below 20 keV but above this energy the measured cross-section is appreciably higher. This trend is in qualitative agreement with the results of a previous integral measurement in a fast reactor spectrum [6].

The present measurements were made using time-of-flight techniques at the Harwell 45 MeV linac. The fission cross-section was measured in the energy range 1 eV to 10 keV by observing prompt fission neutrons. The primary objective in this determination was to resolve the large discrepancies in the average fission cross-section between 1 and 10 keV. The shape of the absorption cross-section has also been determined using the same sample in the neutron energy range 100 eV to 500 keV. In this case capture gamma-ray events were detected with a large liquid scintillator. The results are presented in the form of an average capture cross-section and compared with published data [4,5].

2. EXPERIMENTAL

Both capture and fission measurements were made using the neutron booster [7] target of the Harwell 45 MeV linac running at a repetition frequency of 192 Hz. The ^{241}Am sample was approximately 12 grams of AmO_2 giving an n value for the ^{241}Am of 1.32×10^{-3} atoms/barn. It was doubly canned in nickel and aluminium each having a total thickness of 0.4 mm. An identical empty can was used to evaluate the contribution of the canning material to the background. The major impurities were plutonium isotopes (1.5% by weight) of which approximately half was ^{239}Pu . Some difficulties were encountered in the measurements due to the high activity of the sample (40Ci) which caused soft gamma-ray pile up and high background levels that were enhanced by $^{17,18}\text{O}(\alpha, n)$ reactions in the sample.

2.1 Fission measurements

Fission yield measurements were made for the ^{241}Am sample and a sample of ^{235}U (n value 3.8×10^{-3} atoms/barn) using a 13 metre flight path. The ^{235}U measurement was used to establish an absolute scale for the ^{241}Am fission cross-section. In each case the electron pulse length was 150 ns giving a nominal resolution of 10 ns/metre. Fission events were detected by observing prompt fission neutrons with a proton recoil detector [8] placed to one side of the sample but outside the neutron beam. The fission yield (fission events per incident neutron) observed with this system for a thin sample is proportional to the product of the fission cross-section and the number of prompt neutrons per fission ($\bar{\nu}_p$). Samples were mounted in a double sleeve of boron and lead to reduce the effects of scattered neutrons and soft gamma-rays at the detector. A pulse shape discrimination system was used to distinguish the neutron and gamma-ray events which were then stored as separate time-of-flight spectra. A pulse height bias equivalent to 1.5 MeV neutron energy was applied in all measurements, which gave optimum signal to background, and ensured negligible breakthrough from the gamma events into the

neutron channel. Measurements with a gold sample were used to check the amount of breakthrough, which in ^{241}Am must be small, since at low energies capture is two orders of magnitude stronger than fission. The time-of-flight information (minimum channel width $1/16 \mu\text{sec}$) was collected and stored by an on-line computer system capable of accepting several events per linac cycle.

The time dependent background was determined by the "black resonance" filter technique using samples of Mn, Ta and Ti. Backgrounds were measured for two thicknesses of each material to enable extrapolation to zero thickness. A permanent cadmium overlap filter was present in all measurements. The time constant background was determined by recording events at the end of each accelerator cycle with a background gate.

The spectrum of incident neutrons was measured relative to the $^6\text{Li}(n,\alpha)$ cross-section using a lithium glass detector. This detector was placed in the same position as the samples in the fission yield measurements and backgrounds were determined in an identical manner using the same filters.

2.2 Absorption measurements

Gamma-ray yield measurements were carried out for both the ^{241}Am and the blank sample holder with a 230 l liquid scintillator situated at the 100 metre flight path. The principal experimental details describing the flight path, filter arrangement, detector design and operation are identical to those presented in another paper to this conference [9] on capture measurements for structural materials. For this reason only major differences are mentioned, most of these being necessary to improve signal to background for the active sample of AmO_2 .

The accelerator pulse width was $0.5 \mu\text{sec}$ which gave improved signal to background with a nominal resolution of 5.8 ns/metre . A 6 mm lead sleeve was placed around the sample to reduce the soft gamma-ray pile up, and additional reduction in the background was achieved by imposing a detector bias of 3 MeV

and using the detector only in the coincidence mode. Time-of-flight data were accumulated for a fixed pulse-height window of 3 MeV to 7 MeV using a digital time analyser with $1/4 \mu\text{sec}$ timing channels and the ability to accept several events per accelerator cycle.

The shape of the incident neutron spectrum was determined by comparison with the ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ cross-section below 30 keV and the ${}^{235}\text{U}(n,f)$ cross-section at the higher energies.

The time-dependent component of background was determined using the "black resonance" technique with filters of aluminium and manganese. The shape and magnitude of this background was found to be almost identical with the yield obtained for the blank sample holder in the region where the comparison could be made (< 150 keV). This indicates that neutrons scattered by the sample container are the dominant cause of the time-dependent background. For this reason the sample holder yield was assumed to represent the ${}^{241}\text{Am}$ background correction. This also has the advantage of removing the fine structure due to capture in nickel and aluminium, and provides a good background extrapolation beyond the highest black resonance at 150 keV to the upper energy limit of the measurement.

The time constant component of background was measured in a time interval near the end of the accelerator cycle.

3. RESULTS AND CALCULATIONS

3.1 Fission

The observed time-of-flight spectra for both the ${}^{241}\text{Am}$ and the ${}^{235}\text{U}$ were converted to fission cross-section shapes after correction for background, and for the energy dependence of the incident neutron spectrum. The ${}^{235}\text{U}$ cross-section was placed on an absolute scale by normalizing the average ${}^{235}\text{U}$ fission yield in the 1 keV to 2 keV range of incident neutron energy to the

value of 7.167 barns given by a recent status report on the ^{235}U evaluation [10]. The ^{241}Am fission cross-section was then normalized in the same energy range using the calibration obtained from the ^{235}U measurement. The difference in the value of $\bar{\nu}_p$ for ^{241}Am and ^{235}U was taken into account in this normalization using the values of Manero and Konshin [11].

The ^{241}Am average fission cross-section was also corrected for the contribution from the ^{239}Pu impurity using the evaluated ^{239}Pu fission cross-section of Sowerby and Patrick [12] above 100 eV and data from the U.K. Data Library between 50 and 100 eV. The value of $\bar{\nu}$ for ^{239}Pu was taken from reference [11]. The contribution to the measured cross-section from ^{239}Pu was typically 50% in the 100 eV region and less than 20% at 10 keV.

Finite sample corrections for self shielding and multiple scattering were also made by the Monte Carlo method [13] and these varied from 4.2% in the low energy range to a maximum value of 9% in the few keV region. The corrections were based on average cross-section values, a full resonance treatment not being deemed necessary at the present stage of the analysis. The average fission cross-section of ^{241}Am between 50 eV and 10 keV with all corrections applied is shown in figure 1 together with previously published data.

The principal source of error in the measured fission cross-section was the determination of the time-dependent background in the measurements with the AmO_2 sample. This background component became large at energies above 50 eV. The time-constant background component, which arose mainly from the activity of the sample, was found to be in precise agreement with the observed count rate between resonances in the region of a few eV. Uncertainties in measuring the shape of the incident neutron flux, in normalizing the cross-section, and in making the sample thickness correction, were all less than about $\pm 3\%$. In the energy range 50 eV to 10 keV the overall uncertainty in the measured $^{241}\text{Am}(n,f)$ cross-section is estimated to be $\pm 25\%$ (\pm one standard deviation).

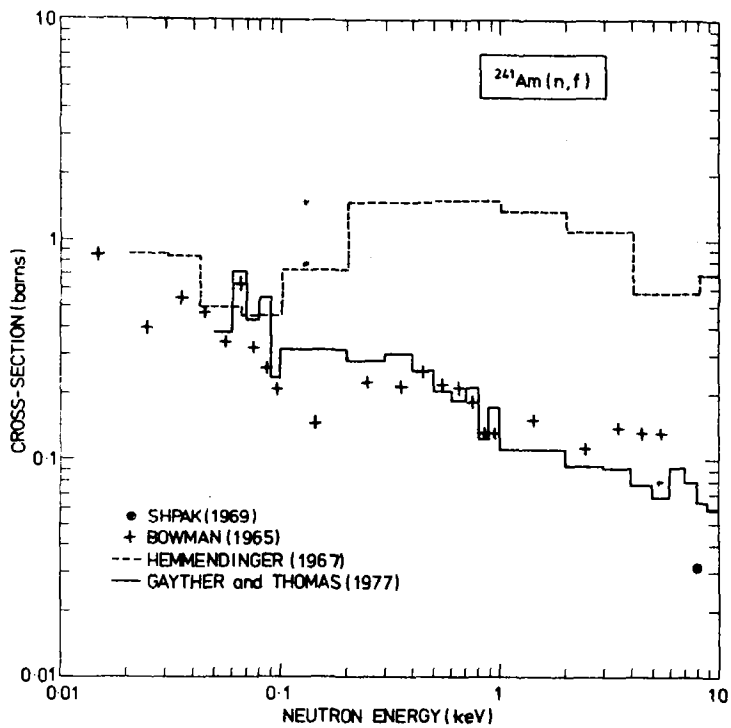


Fig. 1 The measured average ^{241}Am fission cross-section in the energy range 50 eV to 10 keV.

It can be seen from figure 1 that the present measurements are in broad agreement with those of Bowman et al [2], as to the approximate magnitude of the $^{241}\text{Am}(n,f)$ cross-section, although the present result does not reproduce the fluctuation near 150 eV. The overall agreement with the Bowman results supports the more acceptable idea of a 100-200 mb cross-section in the 1-10 keV region and casts doubt upon the bomb shot measurements of reference [1].

As yet no extensive area analysis of the cross-section has been attempted but a preliminary analysis of the data in the region from 1 to 10 eV has been made by making use of both the fission neutron and gamma-ray data. This analysis is based on the assumption that to a first approximation the ratio, R, of fission neutron to gamma-ray yield for a particular resonance is given by,

$$R = \frac{\epsilon_n^f \bar{\nu} \Gamma_f}{\Gamma_Y \epsilon_Y^c + \Gamma_f \epsilon_Y^f},$$

where ϵ_n^f is the detector efficiency for fission neutrons, and ϵ_Y^c and ϵ_Y^f represent the overall efficiencies for detecting capture and fission gamma-rays. From an analysis of the ^{235}U data and recommended resonance widths in BNL 325 [14] we have established that the efficiency factors ϵ_Y^c and ϵ_Y^f are essentially equal and approximately twice ϵ_n^f . To a good approximation the value of Γ_f is given by,

$$\Gamma_f = C \left(\frac{R}{\bar{\nu}} \right) \Gamma_Y,$$

where the constant C (≈ 2) is obtained by calibration from the ^{235}U data. Fission widths were calculated for 12 resonances of ^{241}Am below 10 eV and are compared with those of Derrien and Lucas [15] in Table 1. The total radiation width was assumed constant and equal to 40 meV for both ^{241}Am and ^{235}U . Values of $\bar{\nu}$ were taken from reference [11]. The largest source of error in the present fission width estimates will be a systematic one due to normalization

TABLE 1. COMPARISON OF ^{241}Am FISSION WIDTHS BETWEEN 1 - 10 eV

Resonance Energy (eV)	Fission Width (meV)	
	Derrien and Lucas	This work
1.28	0.37	0.40
1.93	0.08	0.06
2.37	0.18	0.16
2.60	0.17	0.14
3.97	0.16	0.13
4.97	0.44	0.38
5.42	0.63	0.55
6.12	0.42	0.34
6.74	0.22	0.08
7.66 *	0.10	
8.17	0.12	0.19
9.11	0.18	0.17
9.85	0.95	0.85
	mean width = 0.31 meV	mean width = 0.29 meV

* In the present measurement this resonance was partially obscured by the 7.8 eV resonance in ^{239}Pu , and for this reason the resonance has been omitted from the analysis.

and is thought to be $\pm 15\%$. Agreement with the results of Derrien and Lucas is extremely good and there is no evidence to support the very low values [an order of magnitude lower] of Bowman [2] for the resonances at 3.97, 4.97, 6.12 and 9.11 eV.

3.2 Capture

The shape of the absorption cross-section was obtained after correcting the observed time-of-flight spectrum for background and sample thickness effects, and allowing for the shape of the incident neutron spectrum. The multiple scattering and self shielding corrections [13] ranged from $4\frac{1}{2}\%$ at 100 eV to 12% at 500 keV. In the present determination the detector efficiency has been assumed to be constant with neutron energy. This is a valid assumption because significant fluctuations in the shape of the gamma-ray spectrum from resonance to resonance are unlikely for an odd-odd target nucleus in this mass range.

The cross-section was normalized in the 1 keV to 2 keV energy range to the value of 9.48 barns given by the measurement of Weston and Todd [4] and is shown in figure 2. It is estimated that the detector efficiency is approximately the same for both capture and fission events, which suggests that below 500 keV the contribution to the absorption cross-section from fission is never more than 4 or 5% if the present measurement of the fission cross-section is correct.

The overall uncertainty in the measured absorption cross-section is estimated to be $\pm 12\%$ (\pm one standard deviation). This does not include any error for normalization of the observed cross-section shape to an absolute scale. The largest contribution to the uncertainty comes from the determination of background in the time-of-flight measurements with the AmO_2 sample. At low energies the time constant component, which arose mainly from the activity of the sample, dominated the background, while at the higher energies

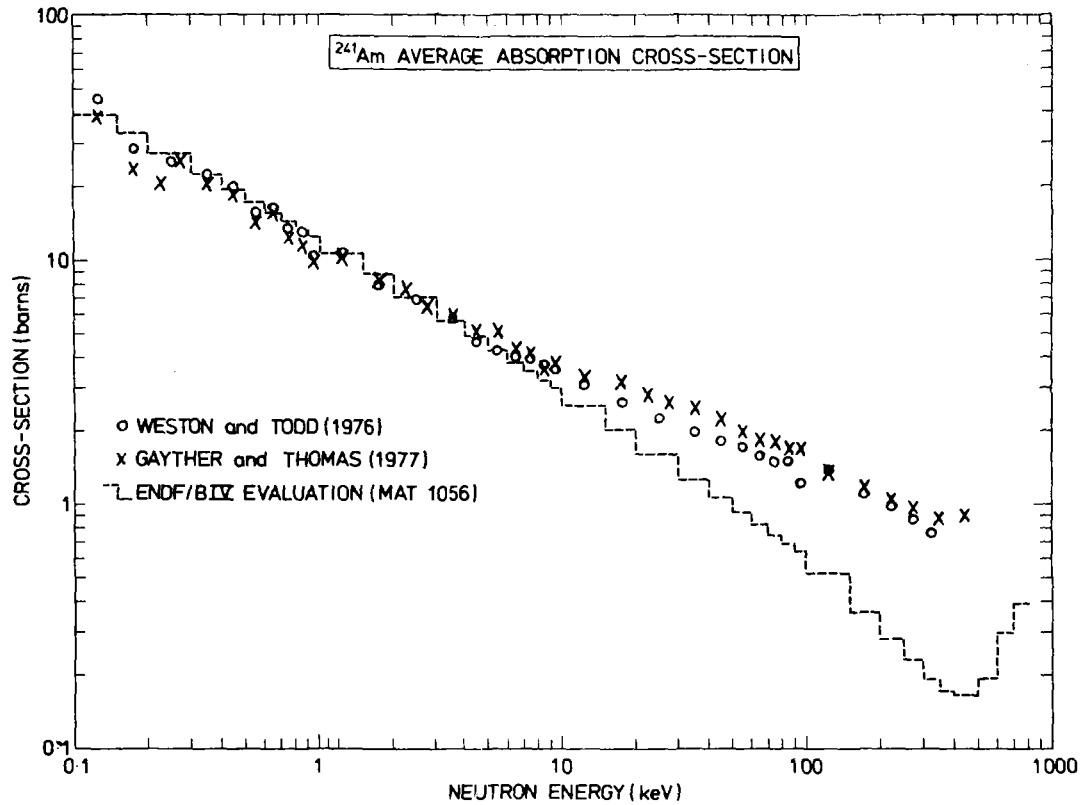


Fig. 2 The measured average ^{241}Am absorption cross-section in the energy range 100 eV to 500 keV.

the time-dependent component became significant. Uncertainties in determining the shape of the incident neutron flux, and the sample thickness correction, were both estimated to be less than $\pm 3\%$.

The shape of the measured absorption cross-section is in acceptable agreement with that of Weston and Todd, apart from a systematic departure above 10 keV which may be due to an incorrect background determination or uncertainty in the shape of the incident neutron flux. Both measurements agree well with the ENDF/B IV evaluation below 10 keV in spite of the fact that this evaluation is an extrapolation based on low energy data. Above 10 keV however the evaluated cross-section is much lower, and it appears that in this region the assumptions upon which it is based are no longer valid and are therefore obsolete.

4. CONCLUSIONS

The most obvious deduction to be made from the present fission measurements is that the bomb shot data of Seeger [1] grossly overestimate the fission cross-section of ^{241}Am between 100 eV and 10 keV. The present results, as do those of Bowman et al [2], give a cross-section that is more in line with that expected from systematics based on the results from neighbouring nuclei.

The present absorption cross-section measurement essentially confirms the shape measured by Weston and Todd [4] which until now had been the only comprehensive measurement of the differential cross-section available. Both measurements indicate that a reappraisal of the current evaluation is urgently required.

It is quite evident that the real limitations in the present measurements were imposed by the quality and high activity of the sample. The activity problem would be substantially overcome by having a metal sample to reduce the (α, n) neutron activity but a significant improvement could also be achieved with a higher neutron flux. For this reason we hope to repeat the measurements with

a higher purity sample and more intense neutron flux when the new Harwell linac is commissioned at the end of 1978.

R E F E R E N C E S

- [1] SEEGER, P. A., HEMMENDINGER, A., DIVEN, B. C., Nucl. Phys. A96 (1967) 605.
- [2] BOWMAN, C. D., COOPS, M. S., AUCHAMPAUGH, G. F., FULTZ, S. C., Phys. Rev. 137B (1965) 326.
- [3] SHPAK ET AL., JETP Lett. 10 (1969) 175.
- [4] WESTON, L. W., TODD, J. H., Nuclear Cross-sections and Technology (Proc. Conf. Washington 1975) NBS Special Publication 425 (1975) 229.
- [5] U.S. Nuclear Data Evaluation ENDF/B-IV.
- [6] GLOVER, K. M., WILTSHIRE, R. A. P., ROGERS, F. J. G., Nuclear Data Progress Report, D. B. GAYTHER, ed., UKNDC(75)P.71, (1975) 51.
- [7] POOLE, M. J., WIBLIN, E. R., Proc. 2nd Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy 14 (1958) 266.
- [8] GAYTHER, D. B., BOYCE, D. A., BRISLAND, J. B., Neutron Standard Reference Data (Proc. Panel Vienna 1972) IAEA, Vienna (1974) 201.
- [9] GAYTHER, D. B., COATES, M. S., JAMES, G. D., MOXON, M. C., SYME, D. B., THOMAS, B. W., THOM, B., Proc. this Conference.
- [10] BHAI, M. R., U.S. Report ERDA-NDC-5/L.
- [11] MANERO, F., KONSHIN, V. A., Atomic Energy Rev. 10 (1972) 637.
- [12] SOWERBY, M. G., PATRICK, B. H., MATHER, D. S., Ann. Nucl. Sci. and Eng., 1 (1974) 409.
- [13] MOXON, M. C., (1977), Private communication.
- [14] MUGHABGHAB, S. F., GARBER, D. I., compilers - Brookhaven National Laboratory Report BNL 325, Volume 1, 3rd Edition (1973).
- [15] DEKRIEEN, H., LUCAS, B., Nuclear Cross-sections and Technology (Proc. Conf. Washington 1975) NBS special Publication 425 (1975) 637.

ETUDE DE LA RUPTURE DE PAIRES DE PROTONS DANS
LA FISSION NUCLEAIRE

F.Caitocoli, H.Nifenecker
(Saclay, France)

The effect of the even-odd character of the fission fragment charges on their yields and excitation energies may provide some informations on the dynamics of the fission process. Several even-even fissioning systems have been studied. Preliminary results are presented.

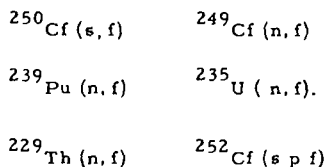
L'intérêt de l'étude des effets de parité de charge des fragments de fission résulte de considérations sur la dynamique du processus de fission qui peuvent être schématisées comme suit :

- Si le mouvement du noyau entre le point selle et la scission est très visqueux, on s'attend à ce que de nombreuses paires de neutrons et de protons soient brisées (excitations de quasi particules). Dans ces conditions, en partant d'un noyau composé de charge paire, les probabilités d'observer des fragments de charges paires ou impaires devraient être sensiblement égales . Par

contre , l'énergie de l'état fondamental du système formé par deux fragments de charge paire est plus basse que celle du système formé par deux fragments de charge impaire ; les énergies d'excitation des fragments doivent donc présenter un effet pair-impair favorisant les fragments de charge paire.

- Au contraire, si les effets d'appariement sont conservés jusqu'à l'instant même de la rupture brutale du pont de matière nucléaire reliant les deux fragments, la rupture d'une paire de protons donnant naissance à deux fragments de charge impaire paraît improbable et les sections efficaces de production des fragments de charge paire devraient être fortement favorisées ; par contre, aucun effet pair-impair n'est attendu sur les énergies d'excitation.

Peu de travaux expérimentaux ont été effectués jusqu'ici dans ce domaine [1] [2] [3]. Afin de mieux comprendre les paramètres déterminant l'apparition d'effets pair-impair, nous avons entrepris de mesurer l'énergie d'excitation totale des fragments en fonction de leur charge pour les systèmes fissionnants suivants :



Un scintillateur liquide de grand volume, chargé au Gd, sert à mesurer le nombre ν_T de neutrons émis par fission et l'énergie totale gamma émise par fission.

La mesure de la charge des fragments est faite grâce à leur émission X caractéristique. La figure II. 4. 1 montre, après soustraction du bruit de fond, les spectres de rayons X obtenus pour les systèmes étudiés jusqu'à présent. L'analyse approfondie des résultats est en cours. On peut toutefois faire, dès à présent, les remarques suivantes :

- les énergies gamma émises pendant la fission ont, pour tous les cas, un comportement identique à celui déjà observé pour le ^{252}Cf [2] et présentent de nets effets pair-impair.

- Bien que l'intensité des rayons X observés sur la fig. 1 ne soit pas directement proportionnelle à la section efficace de production des éléments qui leur correspondent, on peut tirer des conclusions intéressantes de l'évolution de ces spectres pour différents systèmes. Sur la fig. 2 nous avons tracé les rapports des intensités observées dans le cas des réactions ^{252}Cf (s, f), ^{249}Cf (n, f) à celles observées pour la réaction ^{250}Cf (s, f). De même, nous avons porté les rapports d'intensités observées dans la réaction ^{239}Pu (n, f) à celles observées dans la réaction ^{235}U (n, f).

On voit que les intensités des charges impaires sont systématiquement augmentées dans le cas de la fission induite du ^{249}Cf par rapport à la fission spontanée du ^{250}Cf . Cet effet d'augmentation est d'environ 30 %. Il est en accord avec la forte diminution des structures fines observée sur le spectre en masse [1] de ^{249}Cf (n, f) par rapport à celui de ^{250}Cf (s, f). Si l'on admet que les sections efficaces de production d'éléments voisins pair et impair sont sensiblement égales dans le cas de la réaction ^{249}Cf (n, f), on voit donc que les éléments pairs devraient être favorisés d'environ 30 % dans le cas de la fission spontanée du ^{250}Cf ; cette valeur est d'ailleurs une valeur minimum.

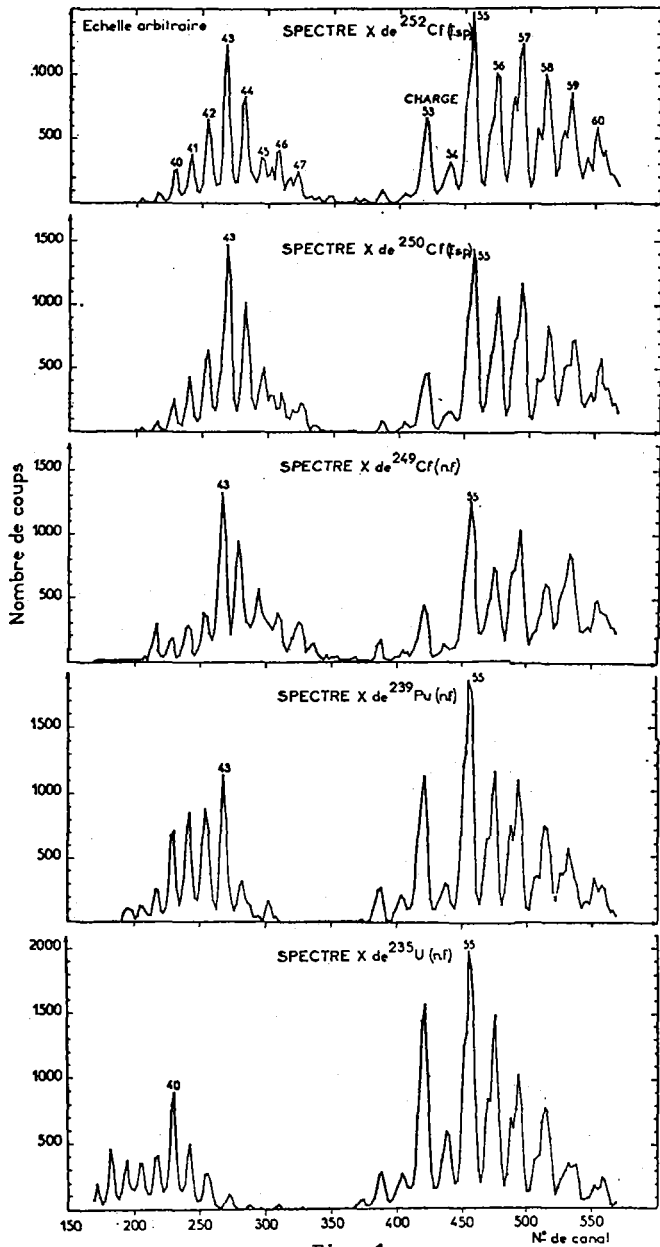


Fig. 1

IB

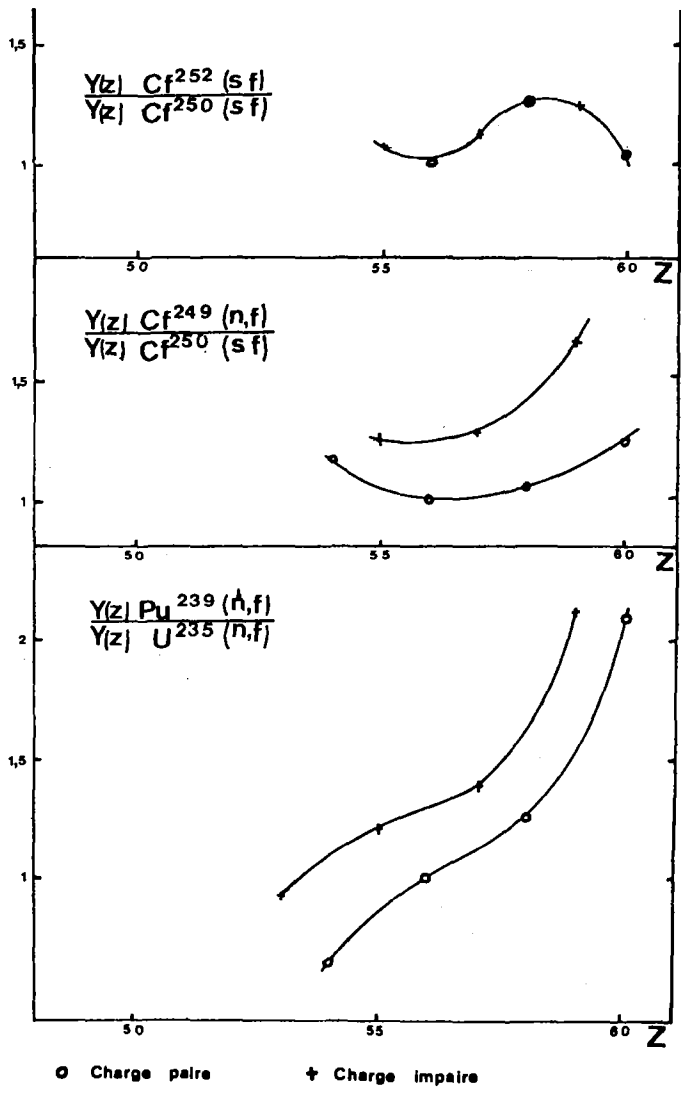


Fig. 2
I9

Les rapports d'intensité pour les fissions spontanées du ^{252}Cf et du ^{250}Cf ne présentent pas d'effet pair-impair net. On en déduit que les effets pair-impair sur les sections efficaces de production élémentaires devraient être comparables dans les deux cas.

Enfin les éléments impairs sont favorisés dans la fission thermique ^{239}Pu d'environ 25 % par rapport à ceux produits dans la fission thermique de ^{235}U . Ce résultat est également en accord qualitatif avec les observations des radiochimistes [3] .

Références

- [1] J.P. UNIK et al, Physics and chemistry of fission, Rochester, 1973, vol. II, p. 19.
- [2] H. NIFENECKER et al, Physics and chemistry of fission, Rochester, 1973, vol. II, p. 117.
- [3] R. BRISSOT, J. CRANÇON, CH, RISTOIN, J.P. BOCQUET, A. MOUSSA, Nucl. Phys., A. 255 (1975) 461-471.

НОРМАЛЬНЫЙ ИЗОМЕРНЫЙ ШЕЛЬФ И ПРОНИЦАЕМОСТЬ ДВУГОРБОГО БАРЬЕРА

В.Е.Кучко, Ю.М.Ципенюк

(ИФП АН СССР)

А.В.Игнатки, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренкин,

А.С.Солдатов

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

В рамках модели двугорбого барьера получено количественное объяснение ряда новых свойств глубоко подбарьерного деления, обнаруженных с помощью реакции (γ, f).

Within the framework of the two-humped barrier model the quantitative explanation of some new properties of the fission well below the top of the barrier, which were observed in the (γ, f)-reaction, are obtained.

Реакция (γ, f) является одним из наиболее многообещающих средств исследования процесса деления ядер глубоко под порогом. Эксперименты на интенсивных источниках тормозного излучения с трековой методикой регистрации осколков деления позволили опуститься почти вдвое глубже под барьер, чем аналогичные эксперименты с нейтронами или прямыми реакциями. В области энергий возбуждения ниже 4,5 МэВ в исследованиях с гамма-квантами было обнаружено новое явление - резкое замедление падения выхода реакции (γ, f) с уменьшением граничной энергии тормозного излучения [1,2]. Этот эффект был интерпретирован как вклад задержанного деления, обусловленного образованием спонтанно-делящихся изомеров, и само явление получило название изомерного шельфа.

Накопление информации о глубоко подбарьерном фотоделении ^{238}U и ^{236}U [3] изменило ряд важных черт первых экспериментальных результатов Боумана [1], а именно (рис.1а): протяженность шельфа в сечении существенно сократилась и в ходе его проявилась резонансная структура. Эти уточнения поставили под сомнение и результаты выполненного Боуманом анализа [4], раз-

витого в рамках теории Линна [5]. Однако проведенное нами изучение угловых распределений осколков показало, что эффект именно с теми свойствами, которые ожидалась теорией, действительно существует, но его следует искать не в полном сечении, а в изотропной компоненте (задержанное фотоделение, как было показано в [3], изотропно). Это явление в дальнейшем мы будем называть нормальным изомерным шельфом в отличие от аномального, наблюдаемого непосредственно в сечении при энергиях ниже $\sim 4,5$ МэВ. Нормальный эффект наблюдается при более высоких энергиях - примерно на 1 МэВ выше аномального.

В настоящей работе, в отличие от предыдущей [3], сделан шаг от качественного обсуждения явления нормальный изомерный шельф к количественному анализу, и с этой целью рассмотрена возможность описания экспериментальных данных о вероятности глубоко подбарьерного фотоделения ^{238}U .

Вероятность подбарьерного деления существенно зависит от соотношения между шириной уровней во второй яме Γ_{II} и средним расстоянием между ними D_{II} , а также средним расстоянием между уровнями в первой яме. Здесь для нас важны два случая -

$D_I \ll \Gamma_I \ll D_{II}$ и $\Gamma_I \ll D_I$, характерных для интересующей области энергий. При исследовании их мы будем пользоваться результатами работы [5], которые получены для вероятности деления, усредненной по состояниям во второй яме. Этим самым мы исключаем из рассмотрения резонансы проникаемости, сильно усложняющие анализ.

Описывающее ситуацию вблизи порога ($D_I \ll \Gamma_I \ll D_{II}$) соотношение

$$\bar{p}_f = \left\{ 1 + \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right)^2 + 2 \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) \text{cth} \left[\frac{1}{2} (p_A + p_B) \right] \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad (I)$$

полученное в предположении большого затухания, удобно представить в приближенной, но более наглядной форме:

$$\bar{p}_f \approx \frac{1}{2} \left(\frac{p_A \cdot p_B}{p_{fi}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{p_A p_{fi}}{4 p_B} \right)^{-\frac{1}{2}} \sim \sqrt{p_A \cdot p_B}, \quad (2)$$

где $p_A < 1$, $p_B < 1$ - проникаемости горбов; $\bar{p} = \frac{p_A \cdot p_B}{p_A + p_B} \approx p_B$ - средняя проникаемость, приближенно равная меньшей из проникаемостей горбов (принято ради определенности $p_B < p_A$); $p' = p_{fi}$ - проникаемость конкурирующих процессов, в изучаемом случае равная проникаемости для радиационной разрядки в первой яме.

Во втором случае, когда, наоборот, $\Gamma_I \ll D_I$, используют результат теории возмущения

$$\bar{P}_f = \frac{1}{2\pi} \frac{D_I^2}{D_I} \left(1 + \frac{D_I}{D_I} \frac{P_{\gamma I}}{P_{\gamma 2} + P_B} \right) \frac{P_A \cdot P_B}{P_{\gamma I}} \sim P_A \cdot P_B. \quad (3)$$

Аналогично выражается средняя вероятность задержанного деления

$$\bar{P}_{fd} = \frac{R}{2\pi} \frac{D_I^2}{D_I} \left(1 + \frac{D_I}{D_I} \frac{P_{\gamma I}}{P_{\gamma 2} + P_B} \right) \frac{P_A \cdot P_B}{P_{\gamma I}} \sim P_A, \quad (4)$$

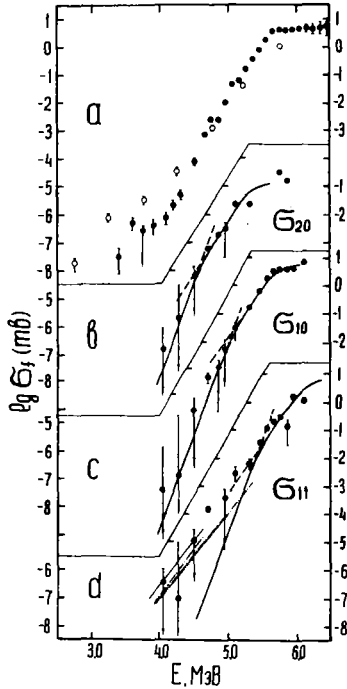


Рис. 1. Зависимость сечения фотоделения (α) и его компоненты $\sigma_{\gamma K}$ от энергии гамма-квантов E : $\circ - /I$, $\bullet -$ настоящая работа. Кривые - расчет (см. текст).

где $P_{\gamma 2}$ - проникаемость радиационного распада ядра во второй яме; R - коэффициент ветвления распада в изомерном состоянии.

Учитывая в соотношениях (2) и (3) только наиболее сильно зависящие от энергии факторы (проникаемость P_A и P_B), можно заключить, что в ходе вероятности фотоделения должен наблюдаться переход от зависимости, определяемой $(P_A \cdot P_B)$, к более резкой зависимости, определяемой $P_A \cdot P_B$. Этот переход происходит в окрестности точки, в которой $\Gamma_I = \frac{D_I}{2\pi} (P_A + P_B + P_{\gamma 2})$ сравнивается с D_I . Аналогично, фактором, определяющим скорость изменения сечения задержанного деления, является проникаемость горба A .

На рис. 1, $\beta-d$ приведены экспериментальные данные для компонент $\sigma_{\gamma K}$ сечения фотоделения, связанных с переходными состояниями $J^\pi, K : 2^+, 0$ (β); $1^-, 0$ (γ) и $1^-, 1$ (d), вклад которых преобладает в подпороговой области энергий. Методы математической обработки выхо-

дов и определения σ_{JK} описаны в работах [6,7]. Анизотропные компоненты σ_{J0} (рис. I, б и с) с падением энергии фотонов в соответствии с теоретическим предсказанием заметно увеличивают скорость уменьшения. Теоретические кривые рассчитаны по формулам (1) и (3) для сечения дипольного фотопоглощения σ_{J1} из работы [6], $\sigma_{J2}/\sigma_{J1} = 1/30$, $P_{J1}^2 = 1,11 \cdot 10^{-7} (2J+1) \exp(E/0,5575)$ [5], $D_I/D_{II} = 3 \cdot 10^{-3}$ и параметров барьера, приведенных в таблице.

Однако точно так же построенная энергетическая зависимость компоненты σ_{J1} при энергиях $E \leq 5,3$ МэВ резко отклоняется от экспериментальных данных вниз. С этим отступлением мы и связываем

J, K	$2^+, 0$	$1^-, 0$	$1^-, 1$
$E_{JA}, \text{ МэВ}$	5,4	6,1	6,1
$E_{JB}, \text{ МэВ}$	5,6	5,8	6,4
$\hbar\omega_A, \text{ МэВ}$	0,9	0,9	0,9
$\hbar\omega_B, \text{ МэВ}$	0,6	0,6	0,6

явление нормальный изомерный шельф. В сечение задержанного деления дают вклад все состояния J^{π}, K , через которые протекает процесс мгновенного деления. Парциальные компоненты сечения задержанного деления, рассчитанные по формуле (4), показаны на рис. I, д штрих-пунктиром. Необходимо иметь в виду, что область применимости (4) ограничена сверху условием $\Gamma_{II} \ll D_I$ (точкой "излома") и не совпадает для разных комбинаций J, K . Поэтому суммарный эффект по теории возмущений мы можем рассчитать только для низкоэнергетического участка нормального изомерного шельфа, как показано на рис. I, д тонкой сплошной линией. Однако этого вполне достаточно, чтобы решить, что теория в состоянии описать и наклон нормального шельфа, и его вклад в полное сечение, не прибегая к корректировке параметров, полученных при анализе сечения мгновенного деления вблизи порога.

Подводя итог, мы можем заключить, что:

- 1) обнаружен предсказываемый теорией "излом" в энергетической зависимости сечения мгновенного деления;
- 2) на фоне быстрого спада изотропной составляющей сечения мгновенного фотоделения рельефно выделяется эффект, связанный с изотропным задержанным делением (нормальный изомерный шельф);
- 3) все рассмотренные особенности подбарьерного деления получают количественное объяснение с единым набором параметров двугорбого барьера.

Литература

1. Bowman C.D., Schroder I.G., Dick C.E., Jackson M.E.
"Phys.Rev." 1975, v.12, C, p.863.
2. Жучко В.Е., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н.,
Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. "Письма в ЖЭТФ", 1975, 22, с.255.
3. Жучко В.Е., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н.,
Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. "Письма в ЖЭТФ", 1975, 24, с.309.
4. Bowman C.D. "Phys.Rev.", 1975, v.12, C, p.856.
5. Lynn J.E. "Phys.Chem.Fission", IAEA, Vienna, 1969, p.249.
Lynn J.E. "J.Phys." 1974, v.7, p.395.
6. Игнатюк А.В., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С.,
Ципенюк Ю.М. "ЖЭТФ", 1971, 61, с.1284.
7. Zhuchko V.E., Ostapenko Yu.B., Soldatov A.S., Tsipenyuk Yu.M.
"Nucl.Inst. and Methods", 1976, v.136, p.373.

СПЕКТР МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ОТ 30 КЭВ ДО 1 МЭВ

А. Лайтан, Я. Кечкемети, Д. Клуге, Г. Петрович

(Центральный институт физических исследований, Будапешт, ВНР)

П. П. Дьяченко, В. М. Пиксайкин

(ФЗИ ГКАЭ СССР)

^{235}U Сообщаются данные о спектре мгновенных нейтронов деления
и тепловыми нейтронами для диапазона энергий от 30 кэв до
1,2 Мэв. Измерения выполнены относительным методом. В качестве
стандарта принимался спектр мгновенных нейтронов спонтанного
деления ^{252}Cf .

Data on the prompt neutron energy spectrum of thermal
neutron induced fission of ^{235}U are reported for the energy
range from 30 keV up to 1,2 MeV. The measurements have
been performed out by relative method. As standard the
prompt neutron energy spectrum of ^{252}Cf have been used.

Детальное знание спектров мгновенных нейтронов деления ядер
представляет значительный интерес как для расчета ядерных реакторов,
так и для развития представлений о механизме эмиссии нейтронов де-
ления. В настоящее время имеется сравнительно большое количество
работ, посвященных этому вопросу. Вместе с тем диапазон энергий
 $0 < E_n \lesssim 0,5\text{Мэв}$ для большинства ядер практически не изучен.
Исключение составляют ^{252}Cf и ^{235}U . Исследованию спектра кали-
форния в этой области посвящены работы [1-4]. Спектр мгновенных
нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами в диапазоне энергий
 $30\text{Кэв} < E < 1\text{Мэв}$ изучался в работах [5,6].

Цель нашей работы - измерение спектров мгновенных нейтронов де-
ления ^{235}U , ^{233}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами в области мал-
ых энергий с помощью литиевых стекол и техники времени пролета.
В данной работе сообщаются результаты, относящиеся к ^{235}U .

Блок-схема эксперимента показана на рис. 1,2. Детектор ос-
колков представлял собой газовую сцинтилляционную камеру, работаю-
щую на чистом аргоне при атмосферном давлении. Объем камеры прос-
матривался фотоумножителем 56-UV. Пучок тепловых нейтронов танген-
циального канала реактора ЦФИ ВВР-С формировался с помощью специаль-
ного коллиматора. В качестве детектора нейтронов использовались

литиевое стекло NE-912 (диаметр 45мм, толщина 9,5мм) и фотоумножитель 56-AVP. Для уменьшения фона случайных совпадений детектор помещался в специальную защиту. Конструкция детектора осколков, коллиматора и защиты нейтронного детектора, а также электроника и процедура измерений подробно описаны в работе [6]. Отличие состояло в том, что для измерения фона задержанных γ -лучей в данной работе применялось литиевое стекло NE-913, нечувствительное к нейтронам. База, цена канала анализатора и ширина γ -пики на половине высоты в данной работе составляли 30см, 0,47нсек/кан. и 2,5нсек. соответственно. Было выполнено четыре серии измерений: ^{252}Cf - NE-912, ^{252}Cf - NE-913 и ^{235}U - NE-913, ^{235}U - NE-912. Особое внимание в работе было уделено соблюдению идентичности геометрии эксперимента и условий работы регистрирующей аппаратуры в разных сериях измерений. За время набора каждого из спектров было зарегистрировано $n = 9,82 \cdot 10^9$, $9,89 \cdot 10^9$, $1,53 \cdot 10^{10}$ и $9,78 \cdot 10^9$ актов деления соответственно.

Процедура обработки данных состояла в следующем. После нормирования данных на одинаковое число делений из спектров, измеренных с помощью детектора NE-912, вычитались спектры, полученные с помощью NE-913, для калифорния и урана соответственно. Затем учитывался фон случайных и систематических случайных совпадений и производилось преобразование временных спектров в энергетическую шкалу. В результате были получены спектры $N(E)_{\text{Cf}}$ и $N(E)_{\text{U}}$ для калифорния и урана соответственно. Далее было необходимо учесть фон рассеянных нейтронов. Поправка на рассеяние вводилась в приближении одинаковой энергетической зависимости фона рассеянных нейтронов для урана и калифорния. В этом случае нетрудно показать, что спектр нейтронов урана можно получить с помощью следующего соотношения:

$$\Phi(E)_{\text{U}} = \Phi(E)_{\text{Cf}} + \frac{N'(E)_{\text{U}} - N'(E)_{\text{Cf}}}{\varepsilon(E) \Omega \Delta E} \quad (1)$$

Здесь $\Phi(E)$ - спектр мгновенных нейтронов в единицах нейтр./Мэв·стер), отнесенный к одному нейтрону деления; $N'(E) = N(E)/n \cdot \bar{v}$; $\varepsilon(E)$ - эффективность регистрации нейтронов; Ω - телесный угол регистрации нейтронов и ΔE - шаг энергетической шкалы. В качестве $\Phi(E)_{\text{Cf}}$ принималось выражение, предложенное в работе [7]:

$$\Phi(E)_4 = \frac{\sqrt{E}}{2\pi^{3/2}(0,98^{3/2} + 1,43^{3/2})} \left[\exp(-E/0,98) + \exp(-E/1,43) \right] \quad (2)$$

\bar{V}_4 и \bar{V}_u брали равными 3,74 и 2,40 соответственно. В качестве ε (E) использовались данные из работы [1], поправленные на разницу в относительном содержании ${}^6\text{Li}$ в стеклах NE-905 и NE-912. Здесь следует отметить, что в данном методе, как видно из выражения (1), неопределенность знания эффективности сказывается на результатах значительно слабее, чем в абсолютных измерениях типа [1-4]. На рис.3 показаны кривая эффективности нейтронного детектора и энергетическая зависимость относительного вклада фона рассеянных нейтронов δ (E) в измеренных спектрах, определенном по формуле

$$\delta(E) = 100 \cdot [N'(E)_4 - 2\varepsilon \Delta E \Phi(E)_4] / N'(E)_4$$

Обращает на себя внимание необычное поведение фона рассеянных нейтронов, напоминающее обратный ход эффективности. Такое поведение δ (E) можно понять, если учесть пропускание нейтронов, рассеянных на парафине гидрид-литиевым чехлом нейтронного детектора.

Данные о спектре нейтронов деления ${}^{235}\text{U}$, полученные в нашей работе, представлены на рис.4. Сплошной линией показаны результаты, предсказываемые максвелловским распределением с параметром $T = 1,315$ Мэв [8]. Видно, что точки лежат существенно выше. Таким образом, можно сказать, что наши данные свидетельствуют о том, что спектр мгновенных нейтронов деления ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами так же, как и в случае спонтанного деления калифорния, существенно мягче, чем предсказывает экстраполяция из области более высоких энергий с помощью формулы Максвелла. Этот вывод согласуется с выводом работы [5].

На рис.5 показана энергетическая зависимость величин

$$\beta = 100 \cdot [\varphi(E) - \sqrt{E} \exp(-E/T) / (2\pi^{3/2} T^{3/2})] / [\sqrt{E} \exp(-E/T) / (2\pi^{3/2} T^{3/2})]$$

для калифорния и урана. Значения параметров T в этом выражении полагались равными 1,43 и 1,315 Мэв соответственно для калифорния и урана. Видно, что для урана наблюдается несколько большее смягчение спектра, чем для калифорния. В работе [7] при анализе данных по спектру мгновенных нейтронов спонтанного деления калифорния

было высказано предположение о том, что одной из возможных причин обсуждаемых отклонений может служить наличие изотропной компоненты нейтронов деления. Если эта гипотеза верна и применима к ^{235}U , то результаты, полученные в данной работе, можно интерпретировать как указание на то, что при делении ^{235}U теплыми нейтронами вклад изотропной компоненты должен быть несколько больше, чем при делении ^{252}Cf .

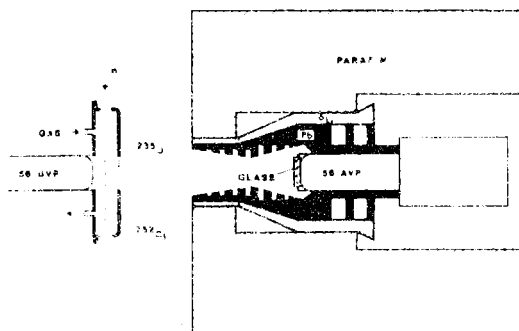


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

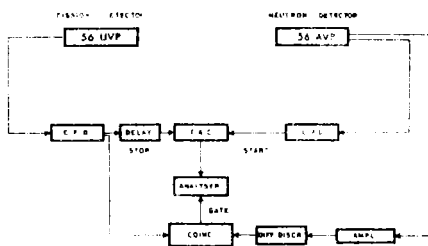


Рис. 2. Блок-схема электроники

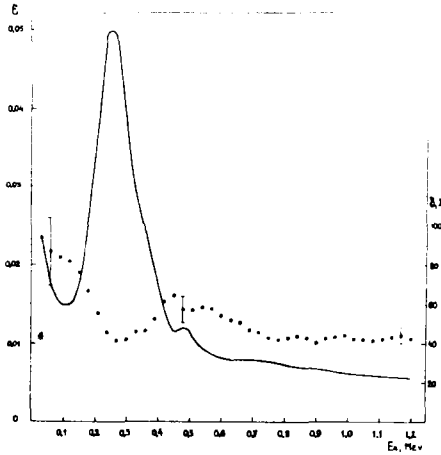


Рис.3. Энергетические зависимости эффективности нейтронного детектора - ● и фона рассеянных нейтронов - +

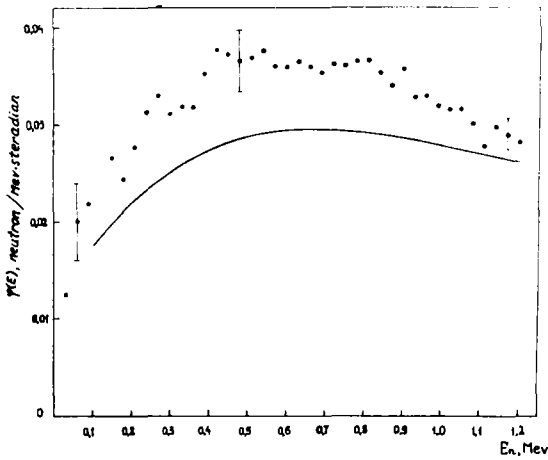


Рис.4. Спектр мгновенных нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами:

● - наши данные;

— максвелловское распределение с параметром $T = 1,315$ Мэв.

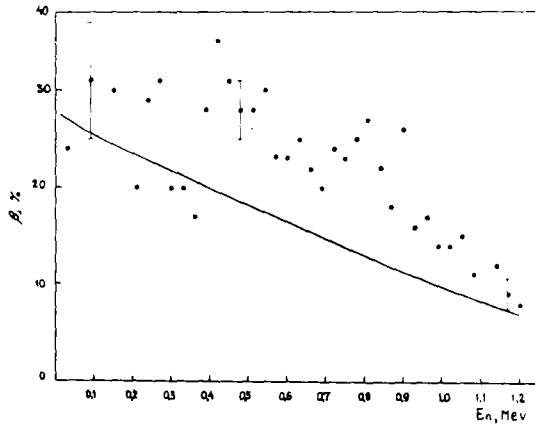


Рис.5. Наблюдаемые отклонения спектров от максвелловских распределений с параметрами $T = 1,43$ Мэв для калифорния (сплошная линия) и $T = 1,315$ Мэв для урана (точки)

Литература

1. J.W.Meadows. Phys.Rev., 157, 1076, 1967.
2. Ю.С.Замятнин, Н.И.Крошкин, А.Н.Мельников, В.Н.Нефедов. *Иссл. дата for reactors*, IAEA, VIENNA, p.183, 1970
3. L.Jeki, G.Kluge et.al. Prompt fiss. spectra. IAEA, VIENNA, p.81, 1973.
4. О.И.Батенков, М.В.Елинов, В.А.Витенко, И.Т.Крисжк, В.Т.Туз. *Нейтронная физика*, ч.5, стр.114, Москва, 1976.
5. Л.М.Андрейчук, В.А.Коростылев и др. *Нейтронная физика*, ч.5, стр.120, Москва, 1976.
6. А.Лайтам, Л.Еки и др. *Нейтронная физика*, ч.5, стр.146, Москва, 1976.
7. П.П.Дьяченко, Е.А.Серегина и др. *Атомная энергия*, 42, 25, 1977.
8. Е.А.Серегина, П.П.Дьяченко. В сб: *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып.22*, М., Атомиздат, 9, 1976.

AVERAGE CROSS SECTIONS FOR THE ^{252}Cf
NEUTRON SPECTRUM

Z. Dezsó and J. Csikai

(Institute of Experimental Physics, Kossuth
University Debrecen, Hungary)

Abstract: The utilization of ^{252}Cf neutrons in science and technology needs the knowledge of reaction cross sections for the unmoderated spectrum. A number of average cross sections have been measured for (n,γ) , (n,p) , $(n,2n)$ and (n,α) reactions by the activation method, and for fission by fission chamber.

Introduction

The knowledge of integral activation cross sections for the ^{252}Cf neutron spectrum is important both in science and technology. In science the spectrum-average cross sections are especially useful for evaluating conflicting data, for checking the theoretical models and empirical expressions for the absolute excitation functions, and also in the determination of the spectrum parameter for ^{252}Cf neutrons.

In practice, activation analysis needs cross section data for the absolute method, for choosing the most favourable reaction, and for estimating the disturbing activities from the components of a matrix. In addition to these, the average data are needed in dosimetry, shielding calculations, radiobiology, etc. In this work a number of average cross sections have been measured by the activation method in a scattering free arrangement [1].

Experimental procedure

Samples of about 1 mm thickness and 10 mm diameter were irradiated with neutrons from an 0.4 mg ^{252}Cf source. In order to avoid the disturbing effect of thermal neutrons in the measurement of (n,γ) cross sections, the samples were put into a cadmium box of 1 mm wall thickness. The activity of Al and In foils as a function of distance has been measured through the $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ and $^{115}\text{In}(n,n')$ reactions, to determine the neutron flux close to the surface of the extended SR-Cf-1000 type source. In most cases the distance between the samples and the center of the source was about 2 cm. The gamma spectrum of the samples were measured by a Ge/Li/ detector connected to a Didac-4000 channel analyser, while the beta activity was determined by a 4π counter. Spectrum-average cross sections for fission have been measured by a fission chamber. Cross sections were determined for 19 elements and 45 reactions. Data for half-life, gamma energy and intensity were taken from the table given by Erdtmann and Soyka [2]. The results obtained in this experiment are summarised in Table I.

(n,γ) cross sections

The (n,γ) cross section values lie in the interval from 0.3 to 200 mb. Both the values and the trends are in good agreement within $\pm 20\%$ with those obtained by Hughes [4] for fission neutrons, indicating that the distortion of the spectrum and the effect of scattered neutrons can be negligible. The $\langle\sigma_{n,\gamma}\rangle$ data as a function of target neutron number increases up to about $N=60$ with minima in the near of closed shells.

(n,p) cross sections

The measured $\langle\sigma_{n,p}\rangle$ values lie between 0.3 mb and 113 mb. A preliminary analysis of the data shows

that the cross sections decrease significantly with increasing threshold energy. More data are needed for the investigations of fine structure superimposed on the gross Q-value trend. The present data and those taken from literature [3] as a function of threshold energy are plotted in Fig. 1. As can be seen the $\langle \sigma_{n,p} \rangle$ data are separated into two groups. No definite explanation can be given for this behaviour. The measured and evaluated [5] (n,p) cross sections for titanium isotopes are in good agreement. In the case of ^{48}Ti our result supports the evaluation of Philis et al. [5].

(n, α) cross sections

On the basis of the five data measured for (n, α) cross sections no trend can be observed. The $\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle$ values are below 20 mb.

(n,2n) cross sections

The $\langle \sigma_{n,2n} \rangle$ data measured for 9 nuclides show that the cross sections do not exceed 10 mb even in the case of low thresholds.

Average (n,2n) cross sections for ^{252}Cf neutron spectrum calculated with $T=1.41$ MeV as Maxwellian temperature were compared with the measured values. The $T=1.41$ MeV value was determined in our earlier experiments by measuring the average activation cross sections for threshold reactions [6]. For calculation the Weisskopf formula was fitted to the experimental excitation functions of (n,2n) reactions [7] in such a way that the $\sigma_{n,2n}/E$ curve should coincide with the recommended $\sigma_{n,2n}$ values at 14.7 MeV as given in ref. [8]. As can be seen in Table II. the measured and calculated values except for F and Ti are in good agreement proving the applicability of the Maxwellian distribution to describe the spectrum shape and the reliability of the accepted (n,2n) cross section data at 14.7 MeV.

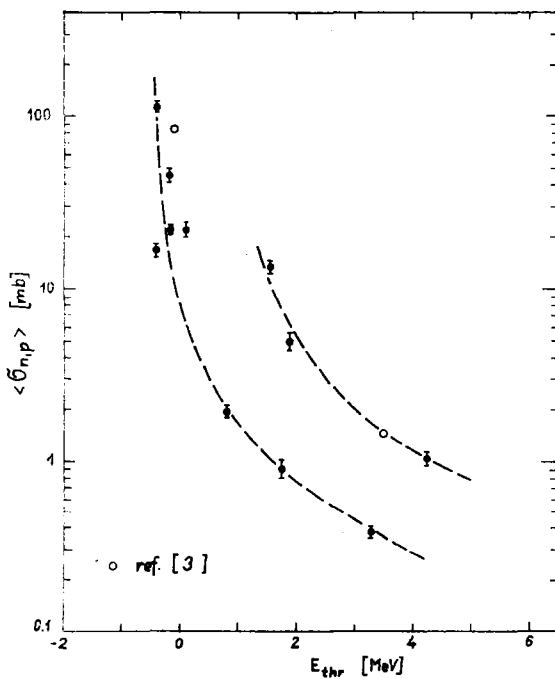


Figure 1: Average /n,p/ cross sections as a function of threshold energy.

Fission cross sections

The $\langle \sigma_{n,f} \rangle$ values were measured for ^{238}U and ^{231}Pa using fission chamber. In our earlier experiments the fission cross sections were measured for ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np , too, using Makrofol solid state track detector [10]. The measured data for uranium are in good agreement proving the reliability of the applied methods. The $\langle \sigma_{n,f} \rangle$ values for various fissionable nuclei as a function of $Z^{4/3}/A$, where Z is the atomic number and A is the atomic weight of the target nucleus are shown in Fig. 2. Data for ^{239}Pu and ^{235}U were taken from ref. [9]. This correlation can be used for the estimation of unknown fission cross sections.

Remarks

Spectrum-average cross sections measured by other authors are summarised in Table III. A comparison of the data indicated in Table I. and II. shows that the results apart from the fission are in good agreement within the limits of errors especially for those given by Alberts et al. [3]. Large discrepancy is found in the case of ^{238}U .

Investigations for the determination of the sensitivity of spectrum-average cross sections to individual properties of excitation functions for threshold reactions are in progress. Further experimental data are needed to study the existence of systematics in the cross section values.

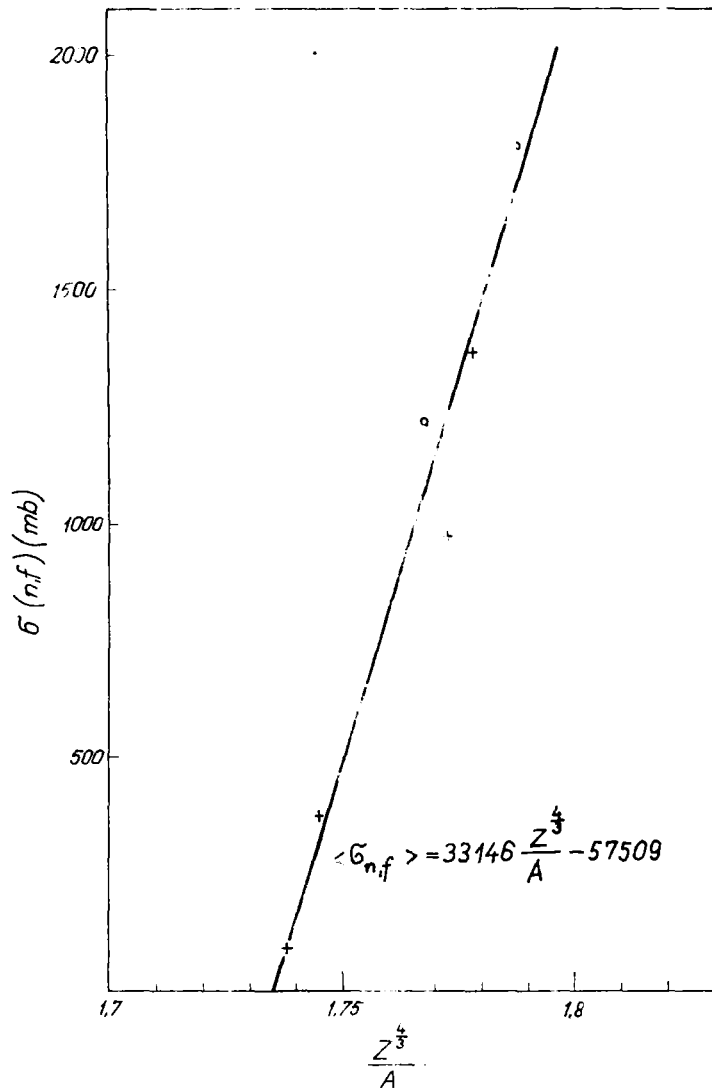


Figure 1: Average fission cross sections as a function of Z^4/A .

Table I.

Average cross sections for the ^{252}Cf neutrons

Reaction	$T_{1/2}$	E_{γ} [KeV]	I_{γ}	σ [mb]
$^{14}\text{N}/n, 2n/^{13}\text{N}$	9.97 min	511.0	1.9962	0.0048 ± 0.0024
$^{19}\text{F}/n, 2n/^{18}\text{F}$	109.8 min	511.0	1.9340	0.0108 ± 0.0016
$^{19}\text{F}/n, p/^{19}\text{O}$	28.91 s	194.4	0.9700	1.07 ± 0.08
$^{23}\text{Na}/n, \gamma/^{24m+g}\text{Na}$	15.03 h	1368.55	1.0000	0.335 ± 0.015
$^{27}\text{Al}/n, \alpha/^{24m+g}\text{Na}$	15.03 h	1368.55	1.0000	1.08 ± 0.05
$^{27}\text{Al}/n, p/^{27}\text{Mg}$	9.48 min	843.76 1014.4	0.7200 0.2800	5.11 ± 0.43
$^{46}\text{Ti}/n, 2n/^{45}\text{Ti}$	3.08 h	511.0	1.7200	0.093 ± 0.031
$^{46}\text{Ti}/n, p/^{46m+g}\text{Sc}$	83.9 d	889.3 1120.5	1.0000 1.0000	13.4 ± 1.1
$^{47}\text{Ti}/n, p/^{47}\text{Sc}$	3.4 d	159.4	0.7000	22.0 ± 0.9
$^{48}\text{Ti}/n, p/^{48}\text{Sc}$	43.68 h	983.3 1037.4 1311.7	1.0000 0.9800 1.0000	0.38 ± 0.02
$^{51}\text{V}/n, p/^{51}\text{Ti}$	5.79 min	319.8	0.9500	0.93 ± 0.10
$^{51}\text{V}/n, \gamma/^{52}\text{V}$	3.75 min	1434.2	1.0000	2.8 ± 0.3
$^{51}\text{V}/n, \alpha/^{48}\text{Sc}$	43.68 h	983.3 1037.4 1311.7	1.0000 0.9800 1.0000	0.043 ± 0.002
$^{55}\text{Mn}/n, 2n/^{54}\text{Mn}$	312.2 d	834.8	0.9998	0.58 ± 0.14
$^{55}\text{Mn}/n, \gamma/^{56}\text{Mn}$	2.576 h	846.6	0.9900	2.96 ± 0.21
$^{59}\text{Co}/n, 2n/^{58m+g}\text{Co}$	71.3 d	810.6	0.9944	0.57 ± 0.03
$^{59}\text{Co}/n, p/^{59}\text{Fe}$	44.6 d	1099.27 1291.58	0.5600 0.4400	1.96 ± 0.01
$^{59}\text{Co}/n, \gamma/^{60m+g}\text{Co}$	5.263 a	1173.2 1332.5	0.9988 1.0000	6.97 ± 0.34
$^{59}\text{Co}/n, \alpha/^{56}\text{Mn}$	2.576 h	846.6	0.9900	0.20 ± 0.01

Table I. /cont./

Reaction	$T_{1/2}$	E_{γ} [KeV]	I_{γ}	σ [mb]
$^{58}\text{Ni}/n, p/^{58}\text{Co}$	71.3 d	810.6	0.9944	113.4 \pm 4.8
$^{63}\text{Cu}/n, 2n/^{62}\text{Cu}$	9.73 min	511.0	1.9600	0.300 \pm 0.027
$^{65}\text{Cu}/n, \gamma/^{66}\text{Cu}$	5.1 min	1039.0	0.090	8.0 \pm 1.2
$^{64}\text{Zn}/n, p/^{64}\text{Cu}$	12.8 h	1345.8	0.0048	46.4 \pm 2.3
$^{90}\text{Zr}/n, 2n/^{89}\text{Zr}$	78.4 h	909.1	0.9900	0.267 \pm 0.015
$^{90}\text{Zr}/n, p/^{90m}\text{Y}$	3.19 h	202.5	0.9650	0.045 \pm 0.006
$^{94}\text{Zr}/n, \gamma/^{95}\text{Zr}$	65.5 d	724.2 756.7	0.4300 0.5460	8.75 \pm 0.65
$^{96}\text{Zr}/n, \gamma/^{97}\text{Zr}$	17.0 h	743.36	0.9400	4.17 \pm 0.21
$^{93}\text{Nb}/n, 2n/^{92m}\text{Nb}$	10.16 d	934.5	0.9550	0.88 \pm 0.04
$^{93}\text{Nb}/n, \alpha/^{90m}\text{Y}$	3.19 h	202.5	0.9650	18.3 \pm 1.5
$^{92}\text{Mo}/n, p/^{92m}\text{Nb}$	10.16 d	934.5	0.9550	16.8 \pm 0.7
$^{92}\text{Mo}/n, \alpha/^{89m+g}\text{Zr}$	78.4 h	909.1	0.9900	0.42 \pm 0.02
$^{95}\text{Mo}/n, p/^{95m}\text{Nb}$	90.0 h	235.4	0.4500	0.144 \pm 0.013
$^{95}\text{Mo}/n, p/^{95}\text{Nb}$	3.61 d	765.8	0.9900	21.99 \pm 2.00
$^{98}\text{Mo}/n, \gamma/^{99}\text{Mo} +$	66.2 h	181.06	0.0600	26.3 \pm 1.3
$^{100}\text{Mo}/n, 2n/^{99}\text{Mo}$		739.7	0.1300	
$^{100}\text{Mo}/n, \gamma/^{101}\text{Mo}$	14.6 min	192.0 1012.4	0.2500 0.2500	14.85 \pm 1.11
$^{113}\text{In}/n, 2n/^{112m}\text{In}$	20.7 min	511.0	0.4300	3.75 \pm 1.85
$^{113}\text{In}/n, 2n/^{112}\text{In}$	14.4 min	511.0	0.4300	9.50 \pm 4.75
$^{113}\text{In}/n, n'/^{113m}\text{In}$	1.66 h	391.7	0.6410	178.0 \pm 7.6
$^{115}\text{In}/n, n'/^{115m}\text{In}$	4.5 h	336.25	0.4500	203.4 \pm 10.7
$^{115}\text{In}/n, \gamma/^{116m}\text{In}$	54 min	417.0 1097.1 1293.4	0.3000 0.5300 0.8000	139.2 \pm 60.0

Table I. /cont./

Reaction	$T_{1/2}$	E_{γ} [KeV]	I_{γ}	σ [mb]
$^{181}\text{Ta}/n,\gamma/^{182m,g}\text{Ta}$	115.0 d	1121.19 1188.95 1221.31	0.3700 0.1710 0.2890	119.9 \pm 6.5
$^{197}\text{Au}/n,2n/^{196m,g}\text{Au}$	6.183 d	933.0 355.7 426.0	0.2440 0.9360 0.0700	5.80 \pm 0.29
$^{197}\text{Au}/n,\gamma/^{198}\text{Au}$	2.697 d	411.8	0.9553	119.1 \pm 5.2
$^{238}\text{U}/n,f/^{231}\text{Pa}/n,f/$				381.3 \pm 17.0 970 \pm 43

Table II.

Measured and calculated (n,2n) cross sections

Reaction	$\langle \sigma_{n,2n} \rangle_{\text{exp.}}$ [mb]	$\langle \sigma_{n,2n} \rangle_{\text{cal.}}$ [mb]
$^{14}\text{N}/n,2n/^{12}\text{C}$	0.0048 \pm 0.0029	0.0031
$^{19}\text{F}/n,2n/^{18}\text{F}$	0.0108 \pm 0.0016	0.0237
$^{46}\text{Ti}/n,2n/^{45}\text{Ti}$	0.093 \pm 0.031	0.0162
$^{55}\text{Mn}/n,2n/^{54}\text{Mn}$	0.58 \pm 0.14	0.598
$^{59}\text{Co}/n,2n/^{58}\text{Co}$	0.57 \pm 0.03	0.539
$^{63}\text{Cu}/n,2n/^{62}\text{Cu}$	0.300 \pm 0.027	0.250
$^{90}\text{Zr}/n,2n/^{89}\text{Zr}$	0.267 \pm 0.025	0.248
$^{93}\text{Nb}/n,2n/^{92m}\text{Nb}$	0.88 \pm 0.04	
$^{197}\text{Au}/n,2n/^{196m,g}\text{Au}$	5.80 \pm 0.29	5.44

Table III.

Spectrum averaged cross sections measured at different laboratories

Reaction	Alberts et al. [3]	Kirouac et al. [41]	Green [42]	Gilliam et al. [9]	Pauw [13]
$^{27}\text{Al}/n,\alpha/^{24}\text{Na}$	1.006 \pm 0.022	0.86 \pm 0.5			
$^{46}\text{Ti}/n,p/^{46}\text{Sc}$	13.8 \pm 0.3	12.4 \pm 1.2			
$^{47}\text{Ti}/n,p/^{47}\text{Sc}$	18.9 \pm 0.4	20.3 \pm 1.1			
$^{48}\text{Ti}/n,p/^{48}\text{Sc}$	0.42 \pm 0.01				
$^{54}\text{Fe}/n,p/^{54}\text{Mn}$	84.6 \pm 2	87 \pm 3			
$^{56}\text{Fe}/n,p/^{56}\text{Mn}$	1.45 \pm 0.035	1.18 \pm 0.08			
$^{58}\text{Ni}/n,p/^{58}\text{Co}$	118 \pm 3	105 \pm 5			
$^{64}\text{Zn}/n,p/^{64}\text{Cu}$	39.4 \pm 1				
$^{115}\text{In}/n,n'/^{115\text{m}}\text{In}$	198 \pm 5	202 \pm 12			188 \pm 8
$^{115}\text{In}/n,\gamma/^{116\text{m}}\text{In}$					125.3 \pm 4.3
$^{197}\text{Au}/n,\gamma/^{198}\text{Au}$			79.9 \pm 2.9		95.5 \pm 2.3
$^{232}\text{Th}/n,\gamma/^{233}\text{Th}$			87.8 \pm 4.0		
$^{181}\text{Ta}/n,\gamma/^{182}\text{Ta}$			105.5 \pm 4.8		
$^{98}\text{Mo}/n,\gamma/^{99}\text{Mo}$			24.8 \pm 0.8		

Table III. /cont./

Reaction	Alberts et al. [3]	Kirouac et al. [14]	Green [12]	Gilliam et al. [9]	Pauw [13]
$^{63}\text{Cu}/n,\gamma/^{64}\text{Cu}$			10.95 ± 0.32		
$^{197}\text{Au}/n,2n/^{196}\text{Au}$					4.93 ± 0.14
$^{235}\text{U}/n,f/$				1205 ± 27	
$^{238}\text{U}/n,f/$				320 ± 9	310 ± 25
$^{239}\text{Pu}/n,f/$				1804 ± 45.1	1800 ± 60
$^{237}\text{Np}/n,f/$				1332 ± 37.3	1260 ± 60

References

- [1] Buczkó Cs.M., Al-Mundheri M.H., Csikai J., and Dezsó Z., Nucl. Instr. and Methods 134 /1976/ 101.
- [2] Erdtmann G., and Soyka W., Die γ -Linien der Radionuklide Jül - 1003 - AC /1974/
- [3] Alberts W.G., and Bortfeldt J. /1976/ Intern. Symp. on Californium 252 Utilization, Paris /to be published/
- [4] Hughes D., Spatz W., and Goldstein N., Phys. Rev. 75 /1949/ 1781.
- [5] Philis C., Bersillon O., Smith D., and Smith A., ANL/NDM-27 /1977/
- [6] Csikai J., and Dezsó Z., Annals of Nucl. Energy /to be published/
- [7] Bódy Z.T., Atomki Közlemények 16 /1974/ 351.
- [8] Bódy Z.T., and Csikai J., Atom. Energy Rev. 11 /1973/ 153.
- [9] Gilliam D.M., Einsenhauer C., Heaton II. H.T., and Grundl J.A., Proc. Conf. on Nucl. Cross Sections and Technology, p-270, NBS-425 /1975/
- [10] Buczkó M., Bódy Z.T., Csikai J., Dezsó Z., Juhász S., Al-Mundheri H.M., Pető G., and Várnagy M., /1976/ Intern. Symp. on Californium 252 Utilization, Paris /to be published/
- [11] Kirouac G.J., Eiland H.M., and Slavik C.J., Topical Meeting on Irradiation Experimentation in Fast Reactors, Jackson Lake Lodge /1973/ 412.
- [12] Green L., Nucl. Sci. Eng. 58 /1975/ 361.
- [13] Pauw H., and Aten Jr. A.H.W., /1971/ J.Nucl. Energy 25 457.

$\bar{\nu}_p$ FOR NEUTRON FISSION OF ^{232}Th NEAR THRESHOLD

J. Caruana

(University of Wollongong, Wollongong, NSW, Australia)

J.W. Boldeman, R.L. Walsh

(Australian Atomic Energy Commission Research Establishment Private Mailbag, Sutherland, NSW 2232, Australia)

ABSTRACT

The average number of prompt neutrons emitted per fission, $\bar{\nu}_p$, for $^{232}\text{Th}(n,f)$ has been measured between 1.35 and 2.1 MeV. No large maximum in $\bar{\nu}_p$ at about 1.4 MeV was seen. The behaviour of $\bar{\nu}_p$ and of \bar{E}_K , the average total fragment kinetic energy, have been calculated using both a double-humped and triple-humped fission potential barrier. Significant disagreement with existing \bar{E}_K data for $^{232}\text{Th}(n,f)$ is apparent.

1. INTRODUCTION

The variation of the average number of prompt neutrons emitted per fission with energy $[\bar{\nu}_p(E_n)]$ has been measured for neutron induced fission of ^{232}Th near threshold. In a recent review of $\bar{\nu}_p$ data, Manero and Konshin¹⁾ concluded that there probably exists a large peak in $\bar{\nu}_p$ of ^{232}Th at or below 1.4 MeV and, furthermore, that the magnitude of this structure could be possibly as large as 5 per cent. Such a magnitude would be at least three times that reported in the energy dependence of $\bar{\nu}_p$ for any other isotope.

In a previous study of the energy dependence of $\bar{\nu}_p$ ²⁾, we have shown that the well established fine structure seen in $\bar{\nu}_p$ for ^{233}U can be explained quantitatively if one assumes weak coupling of the saddle point collective energy to the nuclear degrees of freedom at scission. Likewise, the absence of fine structure (<0.5 per cent)

reported in some of the data for ^{235}U could also be predicted. The postulated structure of $\bar{\nu}_p(E_n)$ for ^{232}Th presents a further opportunity to test this assumption.

In the preceding paper³⁾, it was found that a simultaneous explanation of the fission fragment angular distributions and the fission cross section for the neutron fission of ^{232}Th could not be obtained with the use of a double-humped fission barrier. However considerable success in fitting both data sets was achieved with a triple-humped fission barrier. If it could be confirmed, we hoped that clearly defined structure in $\bar{\nu}_p(E_n)$ might shed some further light on this question.

2. EXPERIMENTAL METHOD AND RESULTS

The experimental system has been described in considerable detail^{4,5)} and included a large liquid scintillator (240 l) as the neutron detector. A 3 MeV Van de Graaff accelerator at the Australian Atomic Energy Commission Research Establishment generated neutrons via the T(p,n) reaction. The fission detector was a fast ionisation chamber, containing four thorium targets, each electroplated to a thickness of 1 mg cm^{-2} . The measurements were made relative to $\bar{\nu}_p$ for the spontaneous fission of ^{252}Cf which was taken to be 3.745 [ref. 4 (revised)].

Corrections for dead time losses (net -0.3 per cent) and the difference in the fission neutron spectra for ^{252}Cf and neutron fission of ^{232}Th (-0.61 per cent) were made using the methods described in refs. 4 and 5 and taking fission neutron spectra data from the analysis of Terrell⁶⁾. A further correction is necessary to account for the effect of the fission fragment angular distribution on the detection probability of the neutrons. This correction was based on the fission fragment angular distributions³⁾ and on data from an absolute calibration of the large liquid scintillator⁴⁾. The maximum correction was -0.3 per cent at 1.6 MeV.

No correction has been applied for the contributions of delayed gamma rays from fission, to the neutron count rates for either ^{232}Th or ^{252}Cf because of the complete absence of any experimental data for neutron fission of ^{232}Th . However, the relative correction is probably less than -0.2 per cent to $\bar{\nu}_p$ values for ^{232}Th and any variation with neutron energy will be smaller still.

The experimental $\bar{\nu}_p$ data are listed in Table 1 and compared with previous data to 2.3 MeV in Fig. 1. The measurements of Mather et al.⁷⁾ were made with a similar experimental system and we have revised their data by applying the same corrections for fission spectra differences and fragment anisotropy as applied to our own measurements. All data in the figures have been normalised to $\bar{\nu}_p(^{252}\text{Cf}) = 3.745$.

3. DISCUSSION

The present data above 1.7 MeV are consistent with the conclusion of Manero and Konshin¹⁾ that a linear dependence is a satisfactory representation of the data in this region. The linear fit to all data between 1.7 MeV and 16 MeV is shown in Fig. 1. For the region below 1.7 MeV it is apparent that the data, taken as a whole, show a mean positive deviation from the linear behaviour, but of smaller magnitude than that suggested by ref. 1. The statistical accuracy of the data points is not sufficient to define closely the low energy behaviour. However, $\bar{\nu}_p$ appears to be approximately constant below 1.7 MeV.

The present data have been compared with the predictions of the model²⁾ previously used to explain the $\bar{\nu}_p(E_n)$ dependence for $^{233},^{235}\text{U}$. As before, it is assumed that the collective energy at the saddle point is weakly coupled to the nuclear degrees of freedom at scission. Therefore the average total fission fragment kinetic energy \bar{E}_K should reflect the variation of the average saddle point collective energy. The latter for neutron fission at energy E_n is given by

$$\bar{E}_C(E_n) = \frac{\sum \sigma_{JK\pi}(E_n) E^{JK\pi}}{\sum \sigma_{JK\pi}(E_n)} \quad , \quad \dots (1)$$

where $\sigma_{JK\pi}$ is the partial fission cross section through channel $JK\pi$ and $E^{JK\pi}$ is the collective energy at the saddle point associated with that channel. From conservation of energy, the calculated variation of $\bar{E}_X(E_n)$ can be converted into the variation of $\bar{v}_p(E_n)$ if it can be assumed that the total fission gamma ray energy is constant and that the mass distribution does not change. For the conversion we have assumed $d\bar{v}_p/dE = 0.1446 \text{ MeV}^{-1}$ from the linear part of the $\bar{v}_p(E_n)$ curve.

The variation of $\bar{v}_p(E_n)$ has been evaluated for two sets of barrier parameters, i.e. one from the double-humped fit to the fission fragment angular distributions and the other from the triple-humped simultaneous fit to the angular distributions and the fission cross section from the previous paper³⁾. For the first case, the saddle point collective energies are, of course, those at the outer barrier. For the second case, fission in the range of the calculations is below the third barrier. Here we equate the relative collective energy to the displacement of the particular fission barrier with respect to the ground state ($E^{JK\pi}$). We assume that there is no mixing of K bands across the third peak in the fission barrier. The success in fitting the fission fragment angular distributions suggests that this is a legitimate assumption.

The predicted $\bar{v}_p(E_n)$ behaviour for both sets of barrier parameters (normalised to the linear fit to $\bar{v}_p(E_n)$ at 1.9 MeV) is shown in Fig. 1. Unfortunately, there is little to choose between the ability of either set of barrier parameters to reproduce the experimental data. Both curves show a positive deviation from the linear dependence below 1.7 MeV, although the magnitude is probably less than in the experimental data.

The calculated variation of the average total fission fragment kinetic energy can also be compared with the one detailed measurement¹¹⁾

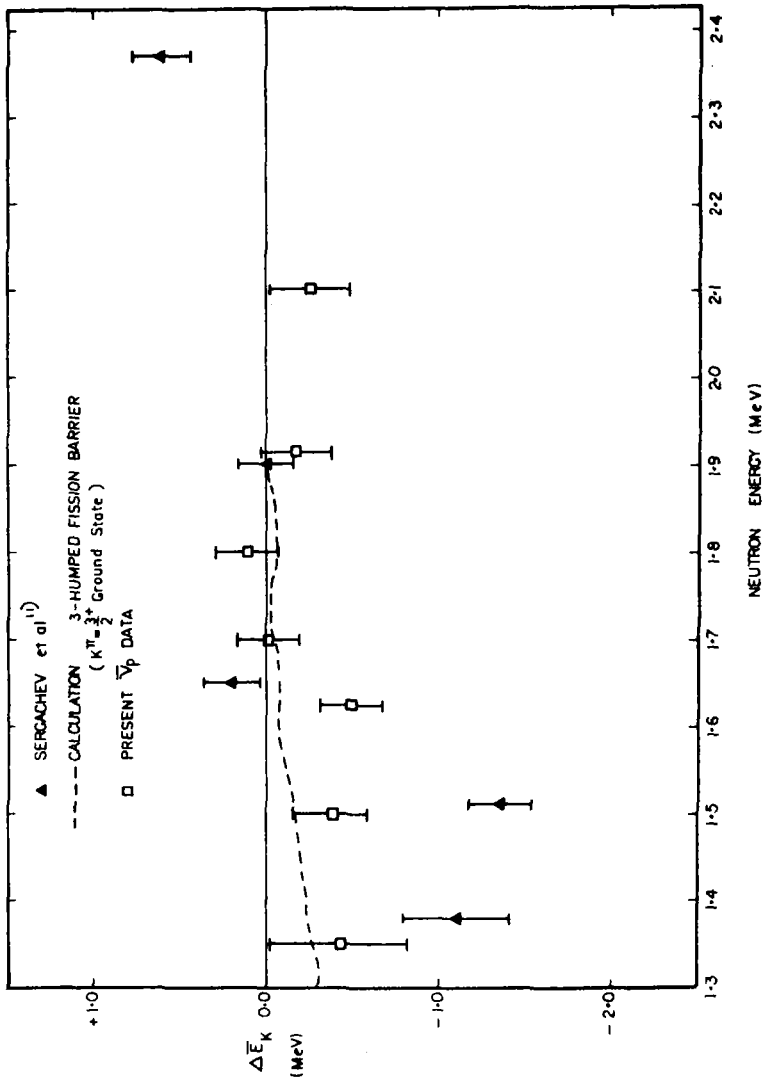


Figure 1: Experimental $\bar{\nu}_p^{-1}$ data for ^{232}Th between 1.30 and 2.5 MeV. The calculated $\bar{\nu}_p^{-1}$ dependences with a double-humped and triple-humped fission barrier are also shown.

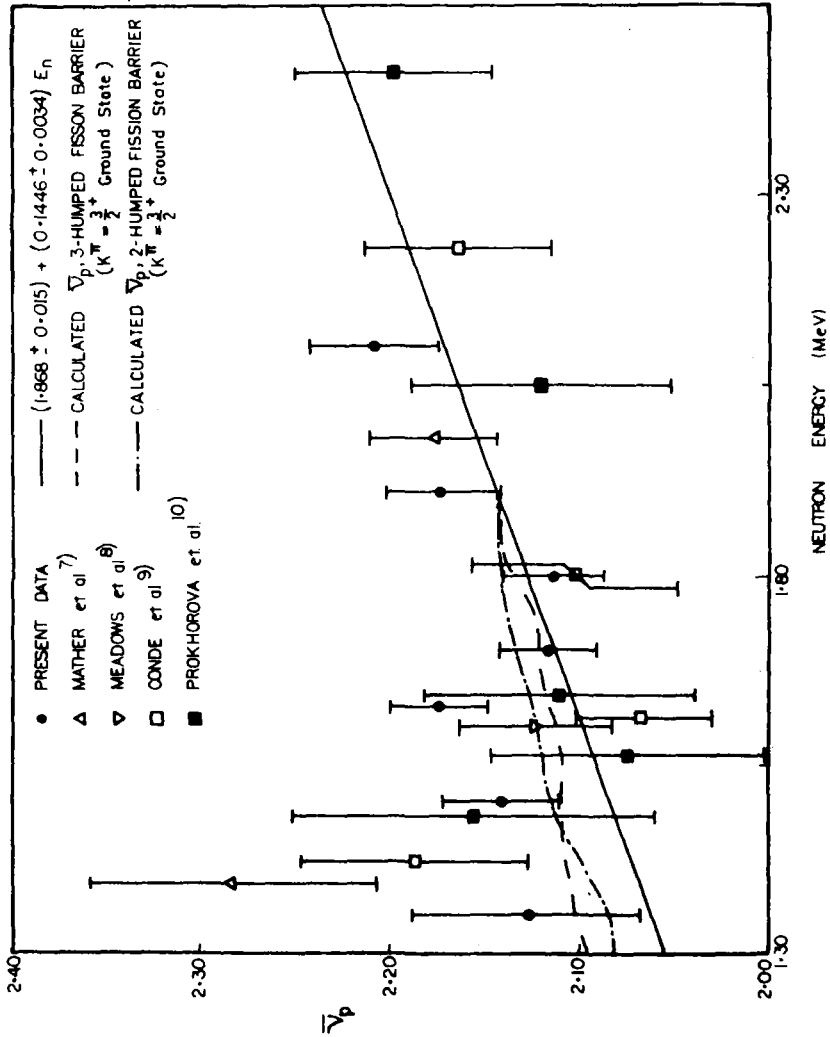


Figure 2: Experimental data for the average total fission fragment kinetic energy compared with the calculated dependence and values inferred from the present \bar{v}_p data.

$$\Delta \bar{E}_K(E_n) = \bar{E}_K(E_n) - \bar{E}_K(1.9 \text{ MeV})$$

(Fig. 2). The gross change in the experimental \bar{E}_K data is in disagreement with both the calculated behaviour and that inferred directly from the experimental $\bar{\nu}_p(E_n)$ data. A possible explanation is that the mass distribution is changing with excitation energy. The mass distribution data of Sergachev et al.¹¹⁾ support this viewpoint. Furthermore, mass yield data from Lachkar et al.¹²⁾ for sub-barrier fission of the even-even compound nucleus ^{240}Pu show a variation for fission above and below the fission barrier, although such an effect may not occur for the fission of an even-odd nucleus¹³⁾. Alternatively, it can be noted that significant disagreement exists between the \bar{E}_K measurements of Sergachev et al.¹¹⁾ and those of Holubarsch et al.¹⁴⁾ at those energies where a comparison can be made. To resolve this issue a further measurement is needed of both the variation of the average total fission fragment kinetic energy and of the mass distributions for neutron fission of ^{232}Th between 1.3 and 2.0 MeV.

TABLE 1

$\bar{\nu}_p$ VALUES FOR ^{232}Th
 [relative $\bar{\nu}_p$ (^{252}Cf) = 3.745]

Neutron Energy (MeV)	$\bar{\nu}_p$
1.350±0.050	2.126±0.058
1.500±0.050	2.141±0.031
1.625±0.050	2.174±0.026
1.700±0.050	2.116±0.026
1.800±0.050	2.113±0.027
1.913±0.050	2.171±0.030
2.100±0.050	2.208±0.034
16.00 ±0.05	4.045±0.077

REFERENCES

- 1) F. Manero and V. A. Konshin, At. Energy Rev. 10 (1972) 4.
- 2) J. W. Boldeman, W. K. Bertram and R. L. Walsh, Nucl. Phys. A265 (1976) 337.
- 3) J. Caruana, J. W. Boldeman and R. L. Walsh, Nucl. Phys. -
to be published.
- 4) J. W. Boldeman, Nucl. Sci. and Eng. 55 (1974) 188.
- 5) J. W. Boldeman and R. L. Walsh, J. Nucl. Energy. 24 (1970) 191.
- 6) J. Terrell, Proc. IAEA Symp. Physics and Chemistry of Fission (1965)
Salzburg, Vol. 2, p. 3.
- 7) D. S. Mather, P. Fieldhouse and A. Moat, Nucl. Phys. 66 (1965) 149.
- 8) J. W. Meadows and J. F. Whalen, Report WASH-1033 (1961) 2.
- 9) H. Condé and M. Holmberg, Proc. IAEA Symp. Physics and Chemistry of
Fission (1965) Salzburg, Vol. 2, p. 57.
- 10) L. I. Prokhorova and G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Energy 7 (1968) 579.
- 11) A. I. Sergachev, V. G. Vorobeva, B. D. Kuzminov, V. B. Mikhailov and
M. Z. Tarasko, Sov. J. Nucl. Energy 1 (1968) 475.
- 12) J. Lachkar, Y. Patin and J. Sigaud, J. de Phys. Lettres 36 (1975) 79.
- 13) J. W. Boldeman and R. L. Walsh, Phys. Lett. 62B (1976) 149.
- 14) W. Holubarsch, E. Pfeiffer and F. Gönnerwein, Nucl. Phys. A171 (1971) 631.

FISSION FRAGMENT ANGULAR DISTRIBUTIONS FOR NEUTRON
FISSION OF ^{232}Th AND THEIR INTERPRETATION
WITH A TRIPLE-HUMPED FISSION BARRIER

J. Caruana

(University of Wollongong, Wollongong, NSW, Australia)

J.W. Boldeman, R.L. Walsh

(Australian Atomic Energy Commission Research Estab-
lishment Private Mail Bag, Sutherland, NSW 2232, Australia,
Centre d' Etudes de Bruyeres-le-Châtel, B.P. No. 561
92542 Montrouge Cedex, France)

ABSTRACT

The fission fragment angular distributions have been measured for the neutron fission of ^{232}Th at a number of energies near the neutron threshold. An exhaustive search has been made for a set of transition states and barrier parameters that would simultaneously fit the angular distributions and reproduce quantitatively the structure seen in the neutron fission cross section. No satisfactory fit to both types of data could be obtained with a double-humped fission barrier. However, use of a triple-humped fission barrier does provide a reasonable fit to all the experimental data.

1. INTRODUCTION

The neutron fission cross section of ^{232}Th exhibits considerable structure in the vicinity of the fission threshold. The early measurements^{1,2)} indicated well-defined peaks at 1.40, 1.60 and 1.73 MeV neutron energy. In the same region of excitation of the compound nucleus, measurements of the fission fragment anisotropy³⁾ and the fission fragment angular distributions^{4,5)} showed that these parameters also fluctuated considerably. Recently, high resolution measurements by

Blons et al.^{6,7)} revealed that the peaks in the neutron fission cross sections could possibly be resolved into a periodic fine structure as has been observed^{8,9)} for the (d,pf) cross section of ^{239}Pu at an excitation of 5.0 MeV.

In an attempt to account for their measured angular distributions, Behkami et al.⁴⁾ conducted a search for a suitable set of transition states (JK π) within the framework of the channel theory of fission¹⁰⁾. Although they were able to reproduce the experimental angular distributions, they failed to obtain a simultaneous fit to the fission cross section. In a different attempt to explain the structure in the fission cross section, Holmberg et al.¹¹⁾ researched the possibility that it was caused by the opening of inelastic scattering channels in this region. However, their measurements of the inelastic scattering cross section at these energies failed to provide evidence to support this point of view. Blons et al.^{6,7)} have considered the possibility that the very fine structure in their fission cross section measurements might be evidence for a third minimum in the fission barrier. Certainly such behaviour has been predicted by M \ddot{u} ller and Nix¹²⁾ for nuclei with $N \leq 146$ when mass asymmetric deformations are included in the calculation of the fission barriers.

We report measurements of the fission fragment angular distributions for a number of neutron energies between 1.35 and 1.95 MeV. A simultaneous description of the angular distributions and the fission cross section is attempted with parameters appropriate to a double-humped fission barrier. Because a suitable set of barrier parameters in a double-humped parameterisation of the fission barrier could not be found to satisfy the experimental data, a triple-humped potential for the fission barrier has been used.

2. EXPERIMENTAL METHOD

The experimental system was similar to that employed for previous measurements of the fission fragment angular distribution for neutron fission of ^{233}U and ^{235}U [ref. 13]. The fission fragments were detected at average angles of 5, 26, 37, 55, 73 and 90 degrees with respect to the incident neutron beam direction by six 400 mm² silicon surface barrier detectors (Fig. 1). The natural thorium target was electroplated to a thickness of $\sim 0.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ over a circular area of 125 mm² on a thin nickel backing and was positioned at an average distance of 83 mm from the detectors. The target itself was inclined at 45° to the neutron beam so that the fragments emitted towards the 5° and 90° detectors traversed approximately the same amount of thorium.

The 3 MeV Van de Graaff accelerator at the Australian Atomic Energy Commission Research Establishment was utilised to produce monoenergetic neutron beams via the T(p,n) reaction. The energy spread of the neutron beam was ± 50 keV. To calibrate the relative efficiencies of the six detectors, we replaced the thorium target by an identical ^{235}U target and employed the isotropic angular distribution from thermal neutron induced fission of ^{235}U . A thermal neutron flux was produced within the detector system by surrounding it with a 65 mm thick polythene block. A regular check was kept on the efficiencies of the detectors by carrying out such a calibration at least three times during a measurement at a particular neutron energy. No evidence of a shift in the relative efficiencies was ever observed.

The data were corrected for the following effects.

1. The non-uniform flux distribution across the thorium target which arises because the target is not an idealised point source. The correction also accounts for the effect of the finite sizes of the proton beam spot and detector and the angular distribution of the neutrons.

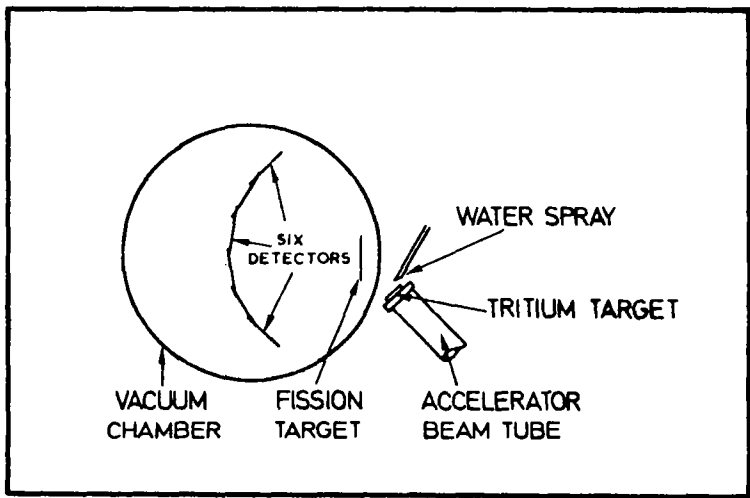


Figure 1: Experimental arrangement

2. The laboratory to centre of mass solid angle reduction.

Both corrections are fairly small, particularly for a target such as thorium which exhibits such large deviation from an isotropic distribution. In all cases, the corrections were less than the statistical accuracies of each data point. A complete derivation and discussion of these corrections are given in ref. 14.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

The corrected fission fragment angular distributions are plotted in Fig. 2. The typical accuracy of the points is about 3 per cent. Where a comparison with the previous measurements^{4,5)} is appropriate, the various data sets are in agreement. It will be noted that the strong sideways peaking observed at the lower energies increases significantly at 1.55-1.65 MeV in the vicinity of the largest peak in the fission cross section and gradually decreases thereafter, until at 1.90 MeV the angular distribution is peaked at 0° . The data in Fig. 2 have been fitted with even-degree Legendre polynomials of order four by the method of least squares and the parameters are listed in Table 1.

4. CHANNEL ANALYSIS

For the general case of an unpolarised non-zero spin target being bombarded with unpolarised l -wave neutrons, the total fission cross section, averaged over many resonances around excitation energy E corresponding to neutron energy E_n , is given by

$$\langle \sigma_f(E_n) \rangle = \sum_{JK^\pi} \langle \sigma_f^{JK^\pi}(E_n) \rangle \quad \dots(1)$$

and the differential fission cross section by

$$\langle \sigma_f(E_n, \theta) \rangle = \sum_{JK^\pi} \langle \sigma_f^{JK^\pi}(E_n) \rangle w^{JK^\pi}(\theta) \quad \dots(2)$$

$w^{JK^\pi}(\theta)$ is the fragment angular distribution resulting from fission through the level (JK^π) in the transition state spectrum and is given by:

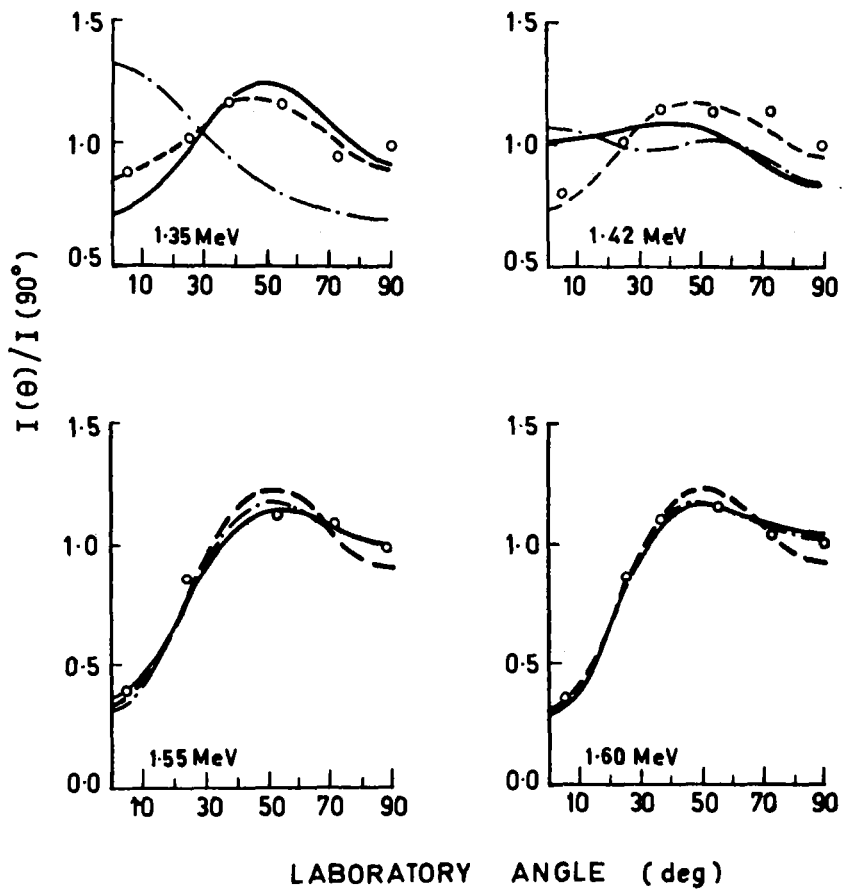


Figure 2: The fits to the experimental angular distributions;

- - - the best fit with a 2-humped fission barrier,
- · - · the fit with a 3-humped fission barrier and ground state $K\pi = 1/2^+$,
- the fit with a 3-humped fission barrier and ground state $K\pi = 3/2^+$.

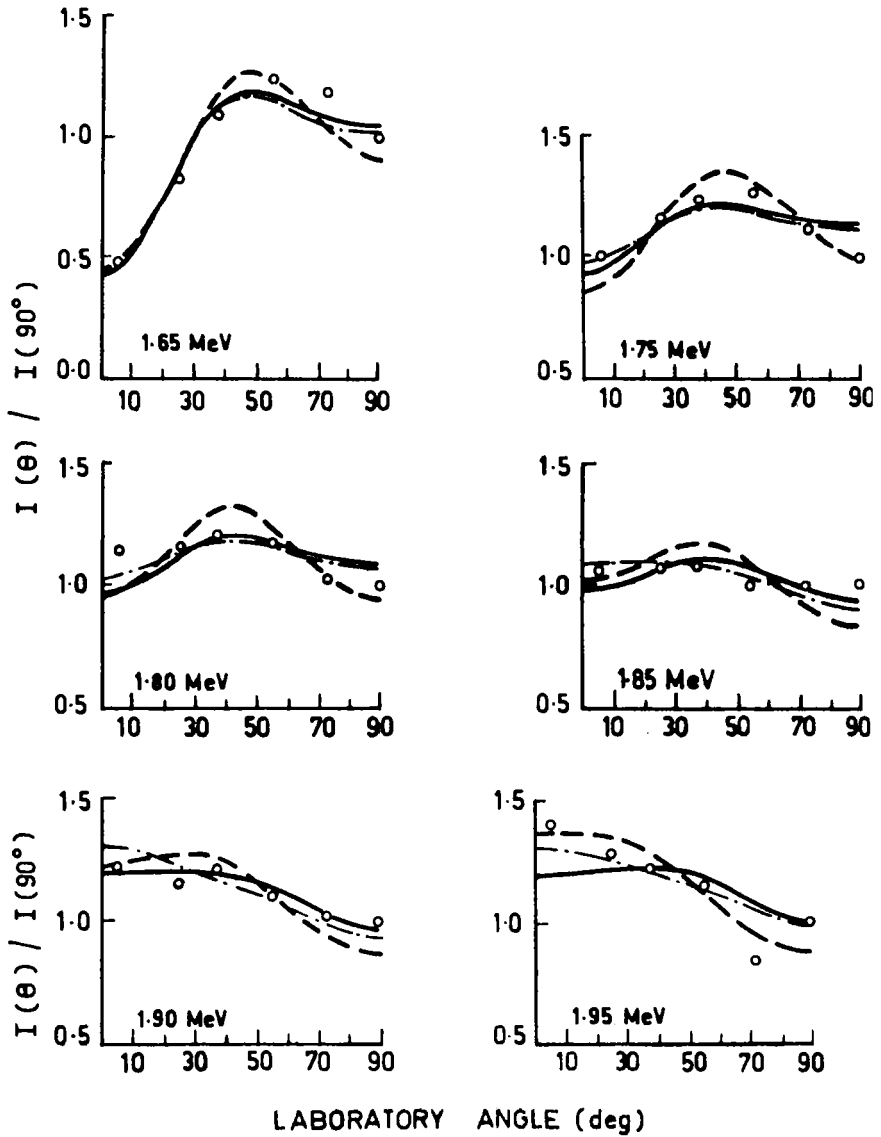


Fig.2

TABLE 1

Legendre Coefficients and Fragment Anisotropy

E_n (MeV)	A_2	A_4	$I(0)/I(\pi/2)$
1.35 ± 0.05	0.041 ± 0.018	-0.212 ± 0.022	0.922 ± 0.033
1.42 ± 0.05	-0.044 ± 0.019	-0.212 ± 0.023	0.789 ± 0.034
1.55 ± 0.05	-0.206 ± 0.015	-0.393 ± 0.017	0.419 ± 0.025
1.60 ± 0.05	-0.191 ± 0.012	-0.449 ± 0.014	0.388 ± 0.021
1.65 ± 0.05	-0.191 ± 0.016	-0.372 ± 0.018	0.457 ± 0.026
1.75 ± 0.05	0.075 ± 0.024	-0.211 ± 0.029	0.978 ± 0.045
1.80 ± 0.05	0.125 ± 0.020	-0.109 ± 0.024	1.134 ± 0.038
1.85 ± 0.05	0.051 ± 0.016	-0.010 ± 0.019	1.072 ± 0.028
1.90 ± 0.05	0.147 ± 0.018	-0.040 ± 0.022	1.214 ± 0.035
1.95 ± 0.05	0.277 ± 0.020	-0.002 ± 0.025	1.482 ± 0.043

$$W^{JK\pi}(\theta) = \frac{2J+1}{4} \sum_{M=-M_0}^{M_0} |d_{MK}^J(\theta)|^2, \quad (3)$$

where $M_0 = \min(J, S_{\max})$ with $S_{\max} = \text{target spin } (I_0) + \text{neutron spin}$, and $|d|^2$ is the square of the rotational part of the symmetric top wave function⁴⁾.

The partial fission cross section for a particular fission channel (JK π) may be written^{13,15)}

$$\langle \sigma_f^{JK\pi}(E_n) \rangle = \frac{\pi}{k^2} g_J \left\langle \frac{\tau_n^{\ell JK\pi} \tau_f}{\tau_Y^{J\pi}} \right\rangle, \quad \dots(4)$$

where k is the neutron wave number ($2\pi/\lambda$), g_J is the usual spin weighting factor $g_J = \frac{2J+1}{2(2I_0+1)}$, and

$$\tau^{J\pi} = \sum_{n'} \tau_{n'}^{\ell} + \sum_{K'} \tau_f^{JK'} + \tau_Y^{J\pi}. \quad \dots(5)$$

The τ_i quantities are related to the usual optical model transmission coefficients T_i by the relation

$$T_i = \langle \tau_i \rangle - \frac{1}{4} \langle \tau_i \rangle^2. \quad \dots(6)$$

For τ_n^{ℓ} we have used $\tau_n^{\ell} = 2\pi v_{\ell} S_{\ell} \sqrt{E_n}$, \dots(7)

where v_{ℓ} are the neutron penetration factors and S_{ℓ} the effective neutron strength functions. The $\tau_Y^{J\pi}$ were calculated by using the prescription of Huizenga et al.¹⁶⁾ with an assumed constant γ width $\Gamma_Y^{J\pi} = 24$ meV. Inelastic scattering was treated using the method of Bertram¹⁷⁾. The constant input data for inelastic scattering used in the calculation are listed in Table 2. The values of τ_f were derived from equation (6) and from the calculation of the transmission through a double-humped complex nuclear potential represented by three smoothly joined parabolas with an imaginary potential W localised in the intermediate well

TABLE 2
Constant Input Data

Inelastic Scattering Levels (MeV) ^{a)}	Spin
0.0498	2 ⁺
0.1624	4 ⁺
0.7301	0 ⁺
0.7741	2 ⁺
0.7852	2 ⁺
0.873	4 ⁺
0.887	3 ⁺
0.931	4 ⁺
1.045	1 ⁻
1.095	3 ⁻

$$S_0 = S_2 = 0.84 \times 10^{-4} \text{ b)}$$

$$S_1 = S_3 = 1.60 \times 10^{-4}$$

a) Nucl. Data Sheets, Vol. 4, No. 6, 1970, p. 563

b) BNL-325, Vol. 1, 1973, p. 90-4

$$T_f^K = t_K + (1-r_K-t_K) \frac{P_A}{P_A+P_B}, \quad \dots(8)$$

according to the method of Cramer and Nix¹⁸⁾. Here, t_K and r_K are transmission and reflection coefficients which are simply related to the amplitudes of the fission wave functions inside and outside the nuclear potential, and which were obtained by numerical integration (using Numerov's method¹⁹⁾) of the Schrödinger equation. P_A and P_B are the penetrabilities of the single potential humps A and B, respectively, and are given by

$$P_i = [1 + \exp\{2\pi(E_i + E^{JK\pi} - E)/\hbar\omega_i\}]^{-1} \quad \dots(9)$$

where E_i and $\hbar\omega_i$ are the height and 'curvature' of barrier i , $E^{JK\pi}$ is the energy of the level ($JK\pi$), and the excitation energy E is the sum of the incident neutron kinetic energy (E_n) and the binding energy of the last neutron.

We have made allowance for the possibility of 6 fission bands; $K^\pi = 1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$. The computational procedures consisted of systematically varying the bandhead energies over a range of about 500 keV to achieve the best fit to either the fission cross section or the angular distributions. The goodness of fit to the fission cross section was judged visually. For the angular distributions, the best fit was determined by the set of band energies which gave the minimum value of χ^2 defined by

$$\chi^2 = \sum_{E_n} \sum_{i=1} \left(\frac{I_E(\theta_i) - I_C(\theta_i)}{\Delta I_E(\theta_i)} \right)^2 \quad \dots(10)$$

where I_E and I_C are the experimental and calculated fragment intensities and ΔI_E are the accuracies of I_E . The sum was taken over the six experimental values of angle θ for all measurements at different energies E_n . The starting values for the barrier parameters were taken from Back et al.²⁰⁾.

5. COMPARISON WITH EXPERIMENT

The barrier parameters which give the best fit to the angular distributions are listed in Table 3. The resulting fits are shown in Fig. 2 in combination with the experimental data. Generally, the agreement between experiment and calculation is fairly good, although the differences do sometimes exceed the experimental error.

In Table 3 we also list the set of barrier parameters which give the best fit to the fission cross section. The calculated fission cross section is compared with the data of Blons et al.⁶⁾ in Fig. 3. The fit to the fission cross section is not perfect, although the calculation manages to reproduce some of the gross structure in the fission cross section. The very fine structure claimed to exist in the $^{232}\text{Th}(n,f)$ cross section by Blons et al.^{6,7)} is not reproduced by the calculation. To produce such fine structure, the fission process must proceed via sub-barrier vibrational levels in the intermediate well. Furthermore, to reproduce the width of the fine structure, the damping in the intermediate well must be less than ≈ 5 keV. The combination of these two restrictions has the effect of making the calculated cross section between specific bands at least an order of magnitude less than the experimental values.

The most important property of the two sets of barrier parameters in Table . is that they are completely different. In going from the best fit of σ_f to the best fit of the $W(\theta)$ data

- (a) the two barrier heights E_A and E_B drop by 0.3 to 0.4 MeV,
- (b) the lowest band changes from a $K\pi = 1/2^+$ to a $K\pi = 3/2^+$,
- (c) the quality of the fits is fairly sensitive to the parameters E_{II} , $\hbar\omega_A$, $\hbar\omega_{II}$ and $\hbar\omega_B$,
- (d) however, the fits are fairly insensitive to the imaginary potential strength (W), the decoupling

TABLE 3

PARAMETERS FOR BEST SEPARATE FITS TO THE FISSION FRAGMENT

ANGULAR DISTRIBUTIONS $W(\theta)$ AND FISSION CROSS SECTION σ_f FOR A DOUBLE-HUMPED POTENTIAL BARRIER

Parameter	Symbol	Values for best double-humped fit	
		$W(\theta)$	σ_f
Fission barrier heights	E_A	5.60	6.025
	E_{II}	2.81	2.90
	E_B	6.16	6.40
Fission barrier curvatures	$\hbar\omega_A$	0.79	0.80
	$\hbar\omega_{II}$	0.50	0.50
	$\hbar\omega_B$	0.55	0.56
Inertia constant	$\hbar^2/2\mathcal{J}_\perp$	0.0045	0.002
Strength of imaginary potential	W	0.20	0.00
Decoupling constant for $K = 1/2$ bands	a	1.0	1.0
Transition state K-bands relative to ground state band	$K\pi, E^{K\pi}$	$3/2^+, 0.00$	$1/2^+, 0.00$
		$1/2^+, 0.27$	$3/2^-, 0.145$
		$3/2^-, 0.50$	$1/2^+, 0.48$
		$1/2^-, 0.80$	

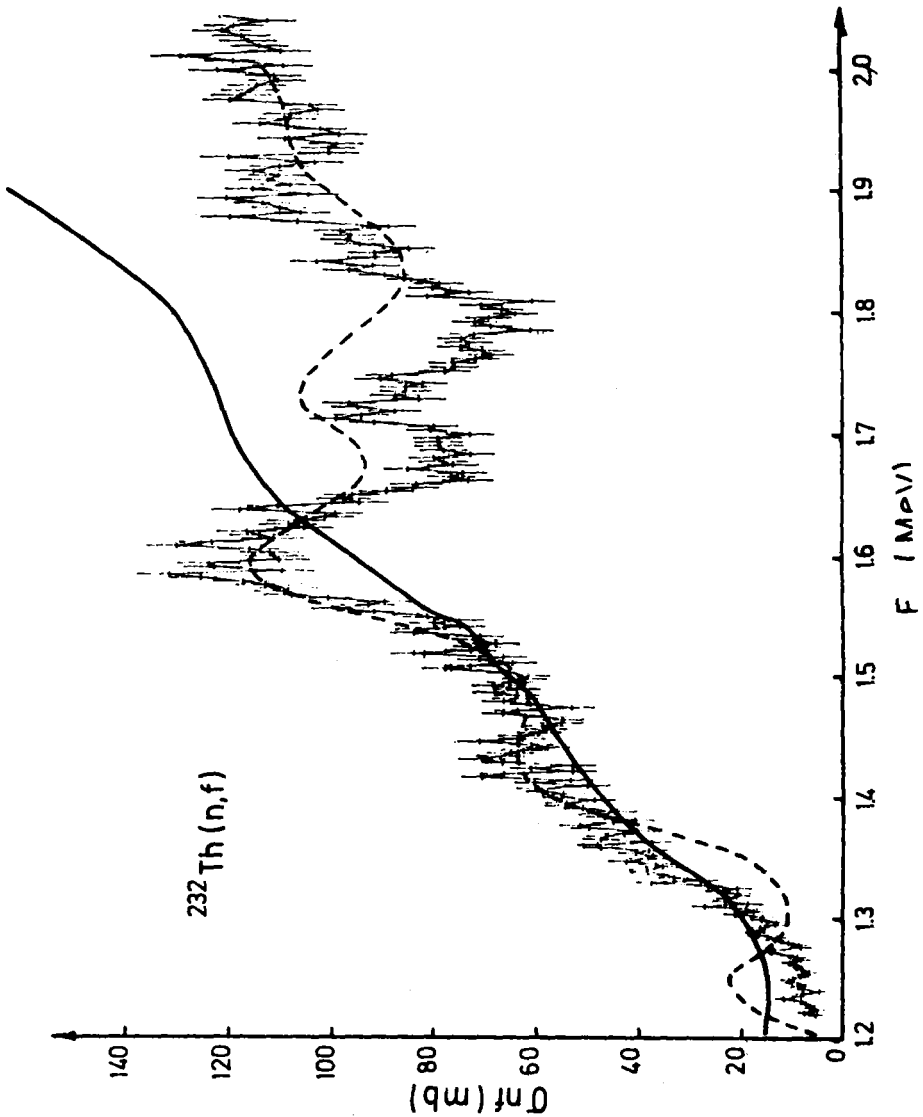


Figure 3: The calculated fission cross section compared with the experimental data; — for the 2-humped parameters which give the optimum fit to the angular distribution data, - - - for the 2-humped parameters which give the optimum fit to the cross section data.

parameter a for the $K = 1/2$ bands and the inertia parameter $h^2/2J_1$.

In Fig. 3 we also show the calculated fission cross section using the parameters of Table 3 which give the optimum fit to the angular distributions. It will be noted that none of the structure observed in the fission cross section measurements is reproduced, although the calculation does give a fairly good average fit to the magnitude of the cross section up to $E_n \sim 1.5$ MeV.

In the attempt to find a simultaneous fit to the angular distributions and the cross section, several hundred sets of starting parameters were tried, and it is unlikely that a suitable set has been overlooked. Consequently, we have investigated whether a simultaneous fit to both types of data can be obtained if a triple-humped shape is assumed for the fission barrier. The calculations of Möller and Nix¹²⁾ clearly predict a triple-humped fission barrier for actinides with $N \leq 146$ and the shape that they obtained for the fission barrier has features which are more suitable for explaining the experimental data. In the calculations, the shapes of the triple-humped fission barrier associated with particular $K\pi$ bands were identical, and merely displaced with respect to the ground state band by $E^{K\pi}$. The parameters of the barrier shape finally selected, allowed only a single quasibound band in the third well fairly close to E_B in energy. In principle, we relate the gross structure in the fission cross section to the increased penetrability through a triple-humped fission barrier afforded by the single quasibound level in the third well. Different sequences of transitional states were considered with the lowest or ground state band having $K\pi$ either $1/2^+$ or $3/2^+$. The negative parity ground state options were rapidly eliminated as no associated sets of barrier parameters were found which provided fits to the angular distributions near 1.60 MeV. With both positive parity ground state options, a set

of barrier parameters was found which provides a reasonable simultaneous fit to the fission fragment angular distributions and the fission cross section. The set with $K\pi = 3/2^+$ for the ground state is preferable.

The two sets of barrier parameters are listed in Table 4 and the angular distributions derived using them are shown in comparison with the experimental data in Fig. 2. The calculated angular distributions have been averaged over the experimental energy resolution using a weight proportional to the fission cross section. The calculated fission cross sections, using each of the sets of barrier parameters, are shown in Fig. 4 in combination with the experimental data of Blons et al.⁶⁾ The fit to the angular distributions in Fig. 2 is fairly good for both sets of parameters. However, the fit at 1.42 MeV is less than satisfactory for the set of parameters based on a $K\pi = 3/2^+$ ground state band, while the fit at both 1.35 and 1.42 MeV is poor for the parameters based on a $K = 1/2^+$ band. From Fig. 4, it will be noted that the calculated fission cross sections with both sets of parameters fit the gross structure of the fission cross section extremely well to about 1.65 MeV, while at higher energies both calculated fission cross sections reproduce the general trend of the data. As for the angular distribution, the set of parameters with $K\pi = 3/2^+$ for the ground state provides the better fit to the fission cross section.

There are two problems in the present fits to the experimental data. Firstly, the calculated fission cross sections do not reproduce any fine structure superimposed on the gross structure peaks. The FWHM for a sub-barrier in the fission cross section produced by a single fission channel ($JK\pi$) is approximately 70 keV. With any damping in the third well ($W = 0$ for all triple-humped calculations) the width would be larger. To reproduce fine structure in the fission cross section, as well as all the other features, it is necessary to allow the shape of the potential barrier to vary from band to band, which we have

TABLE 4

PARAMETERS FOR BEST SIMULTANEOUS FITS TO THE FISSION

FRAGMENT ANGULAR DISTRIBUTIONS $W(\theta)$ AND FISSIONCROSS SECTION σ_f FOR A TRIPLE-HUMPED POTENTIAL BARRIER

Parameter	Symbol	Values for best triple-humped fit	
		$1/2^+$ ground state	$3/2^+$ ground state
Fission barrier heights	E_A	4.00	4.00
	E_{II}	2.00	2.00
	E_B	6.22	6.20
	E_{III}	5.70	5.68
	E_C	7.03	7.00
Fission barrier curvatures	$\hbar\omega_A$	1.00	1.00
	$\hbar\omega_{II}$	1.30	1.30
	$\hbar\omega_B$	1.40	1.40
	$\hbar\omega_{III}$	1.00	1.00
	$\hbar\omega_C$	1.40	1.40
Inertia constant	$\hbar^2/2J_L$	0.002	0.002
Strength of imaginary potential	W	0.00	0.00
Decoupling constant for $K = 1/2$ bands	a	1.0	1.0
Transition state K-bands	$K\pi, E^{K\pi}$	$1/2^+, 0.00$	$3/2^+, 0.00$
		$5/2^-, 0.05$	$1/2^+, 0.07$
		$3/2^+, 0.13$	$5/2^-, 0.13$
		$3/2^-, 0.20$	$3/2^-, 0.22$
		$3/2^-, 0.21$	$3/2^-, 0.23$
		$5/2^-, 0.22$	$5/2^-, 0.22$
		$1/2^+, 0.34$	$5/2^+, 0.36$
		$5/2^+, 0.34$	$1/2^+, 0.37$
		$1/2^-, 0.52$	$1/2^-, 0.55$
	68		

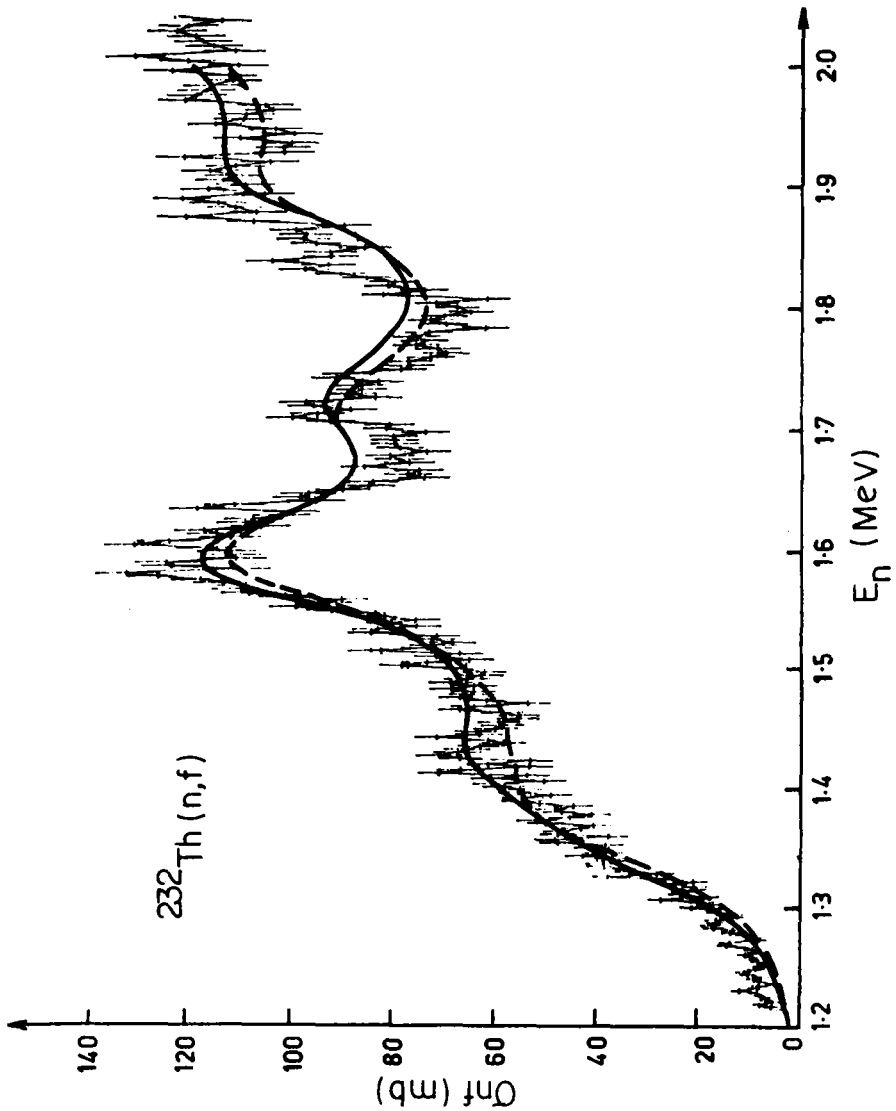


Figure 4: The calculated fission cross section compared with the experimental data;
 - - - for a 3-humped fission barrier with ground state $K^\pi = 1/2^+$,
 — for a 3-humped fission barrier with ground state $K^\pi = 3/2^+$.

endeavoured to avoid. Secondly, a large number of K-bands has been needed to reproduce the data. The most serious example is the two $K = 3/2^-$ bands separated by only 10 keV in the vicinity of the largest peak. With a variation of the potential barrier shape, one of these K-bands could be eliminated, e.g. if the outer barrier E_C for this specific band was reduced by 400 keV. It is obvious, therefore, that there is an urgent need for experimental confirmation of the possible fine structure in the fission cross section in an experiment with improved resolution and statistical accuracy.

6. CONCLUSIONS

1. The fission fragment angular distributions have been measured for neutron induced fission of ^{232}Th for neutron energies between 1.35 and 1.95 MeV.
2. With a double-humped description of the fission barrier, a set of barrier parameters could be found which provided an explanation of either the angular distributions or the fission cross section, but not both simultaneously.
3. The use of a triple humped description of the fission barrier allows a simultaneous explanation of the fission cross section and the fission fragment angular distributions.

REFERENCES

- 1) R. L. Henkel (1957), LA-2122.
- 2) S. B. Ermagambetov, V. F. Kuznetsov and G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. 5 (1967) 181
- 3) R. W. Lamphere, Proc. Physics and Chemistry of Fission, Vol. 1 (IAEA, Vienna, 1965), p. 63
- 4) A. N. Behkami, J. R. Huizenga and J. H. Roberts, Nucl. Phys. 118 (1968) 65
- 5) S. B. Ermagambetov and G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 646
- 6) J. Blons, C. Mazur and D. Paya, 3rd. National Soviet Conf. Neutron Physics, Kiev, 1975
- 7) J. Blons, C. Mazur and D. Paya, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1749
- 8) H. J. Specht, J. S. Fraser, J. C. D. Milton and W. G. Davies, IAEA 2nd Symp. Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 1969, p. 363
- 9) P. Glässel, H. Rösler and H. J. Specht, Nucl. Phys. 256 (1976) 220
- 10) A. Bohr, Proc. Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 2, Geneva, 1955 (United Nations, New York) p. 151
- 11) M. Holmberg, L. G. Strömberg and L. Wallin, Nucl. Phys. (1969) 149
- 12) P. Möller and J. R. Nix, Proc. 3rd IAEA Symp. Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973, Vol. 1, p. 103
- 13) J. Caruana, W. K. Bertram, J. W. Boldeman and R. L. Walsh, Proc. 3rd National Soviet Conf. Neutron Physics, Kiev, 1975
- 14) J. Caruana, Ph.D. Thesis (1977), University of Wollongong, NSW, Australia.
- 15) J. W. Boldeman, W. K. Bertram and R. L. Walsh, Nucl. Phys. A265 (1976) 337
- 16) J. R. Huizenga, A. N. Behkami and J. H. Roberts, Proc. 2nd IAEA Symp. Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 1969, p. 403
- 17) W. K. Bertram, Australian Atomic Energy Commission report AAEC/TM545 (1970)
- 18) J. D. Cramer and J. R. Nix, Phys. Rev. C2 (1970) 1048
- 19) D. R. Hartree, Numerical Analysis (Clarendon Press, Oxford, 1958)
- 20) B. B. Back, Ole Hansen, H. C. Britt and J. D. Garrett, Proc. 3rd IAEA Symp. Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973, p. 25

РОЛЬ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ И КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ
ПРИ ОПИСАНИИ ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

А.В.Игнатюк, К.К.Истеков, Г.Н.Смирнин
(ФЭИ ГКАЭ СССР)

В рамках статистического подхода проведен анализ энергетической зависимости сечений деления типичных представителей легких и тяжелых делящихся ядер. Показана необходимость корректного учета влияния парных корреляций и коллективных эффектов для описания наблюдаемых сечений деления.

Within the framework of statistical approach the energy dependence of the fission cross sections is analysed for the most characteristic light and heavy fissioning nuclei. The influence of the pair correlations and the collective effects on the description of the observed cross section is shown.

Корректное описание плотности уровней возбужденных ядер $\rho(U, J)$ важно для решения многих вопросов физики низких и средних энергий, в том числе и для анализа сечений надпорогового деления ядер. Между тем при анализе экспериментальных данных, как правило, используются весьма упрощенные феноменологические модели: модель ферми-газа, модель постоянной температуры или их гибриды. С помощью таких моделей удается воспроизвести общие черты зависимости вероятности деления от нуклонного состава, энергии возбуждения U и вносимого в ядро углового момента J [1]. Однако удовлетворительного взаимосогласованного описания всей совокупности имеющихся экспериментальных данных такое рассмотрение не дает, так как согласие с опытом достигается обычно ценой произвольной подгонки параметров (температуры или параметра плотности уровней).

В последние годы был накоплен богатый экспериментальный материал о сечениях деления довисмутовых ядер заряженными частицами [2], при анализе которого для многих ядер были непосредственно продемонстрированы особенности энергетической зависимости вероятности деления, обусловленные влиянием парных корреляций сверхпроводящего типа на характеристики переходных состояний делящихся ядер. Теоретические исследования статистиче-

ских характеристик возбужденных ядер показали, что для количественного описания плотности уровней возбужденных ядер наряду с парными корреляциями важно также учитывать коллективные эффекты [3]. В данной работе мы хотели рассмотреть роль всех этих эффектов при описании сечений деления.

Соотношения статистической теории, используемые для расчетов сечений деления σ_f , представим в виде [2]

$$\sigma_f = \sum_j \sigma_c^j(E) \left[1 + \frac{\Gamma_n^j(u)}{\Gamma_f^j(u)} \frac{\gamma_n^j}{\gamma_f^j} \right]^{-1}, \quad (1)$$

$$\frac{\Gamma_n^j}{\Gamma_f^j} = \frac{2A^{2/3}}{\chi} \frac{\int_0^{E-B_n} (E-B_n-U) \rho_n(u,0) du}{\int_0^{E-E_f} \rho_f(u,0) du}, \quad (2)$$

где σ_c^j - парциальное сечение образования составного ядра, вычислившееся согласно оптической модели; Γ_n^j / Γ_f^j - отношение средних нейтронной и делительной ширин для $J = 0$; γ_n^j и γ_f^j - факторы, определяющие зависимость соответствующих ширин от углового момента; E_f - высота барьера деления; B_n - энергия связи нейтрона и $\chi = \hbar^2 / 2m \approx 10$ Мэв.

При учете коллективных эффектов плотность уровней для соответствующих каналов может быть записана как

$$\rho(u,0) = K_{vibr}(u) \cdot K_{rot}(u) \cdot \rho_{in}(u,0), \quad (3)$$

где $\rho_{in}(u,0)$ - плотность внутренних возбуждений ядра, определяемая соотношениями сверхтекучей модели ядра; K_{vibr} и K_{rot} - коэффициенты увеличения плотности уровней за счет вибрационных и ротационных возбуждений [3]. Для деформированных ядер при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, $K_{vibr} \approx \exp(0,25 U^{2/3}) \approx 2+3$, $K_{rot} = \frac{F_1}{t}$ - для аксиально и зеркально симметричной формы ядра и $K_{rot} = 2 \frac{F_1}{t}$ - для формы с нарушенной зеркальной симметрией, где F_1 - момент инерции ядра относительно перпендикулярной оси и t - температура возбужденного ядра. Для вычисления $\rho_{in}(u,0)$ использовались соотношения сверхтекучей модели ядра, полученные в работе [6, соотн. (21-24)], и величина параметра плотности $\alpha(u)$ с учетом его энергетической зависимости определена на основе систематики экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов [5].

Чтобы не усложнять обсуждение и анализ эффектами, связанными с двуторной структурой барьера деления тяжелых ядер, мы

ограничимся рассмотрением наиболее легких представителей этой группы - ^{227}Ra и ^{228}Ac , а также типичного представителя доактинидных ядер ^{212}Po . Величина корреляционной функции для переходных конфигураций делящихся ядер принималась равной

$\Delta_{of} = 13 \cdot A^{-1/2}$ Мэв (для ^{212}Po потребовалось несколько большая величина $\Delta_{of} = 14 \cdot A^{-1/2}$ Мэв) и для нейтронного канала $\Delta_{on} = 12 \cdot A^{-1/2}$ Мэв [5]. Для моментов инерции \mathcal{F}_1 переходных конфигураций использовались результаты расчетов по капельной модели [9]. Для нейтронного канала значение K_{rot} выбиралось в соответствии с величиной равновесных деформаций ядер, использовавшейся при систематике данных по плотности нейтронных резонансов [5].

Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными на рис. I. Значения E_f , обеспечивающие удовлетворительное описание наблюдаемых сечений, приведены в табл. I. Они находятся в хорошем согласии с непосредственно наблюдаемыми порогами.

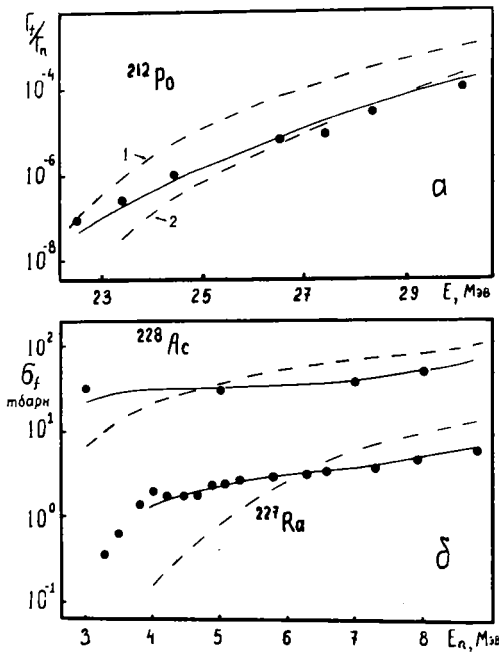


Таблица I

Делящееся ядро	Наблюдаем. порог, Мэв	Данный анализ, Мэв
^{212}Po	19,5	19,7
^{227}Ra	8,1	7,9
^{228}Ac	7,2	7,3

Рис. I. Описание надпороговой делимости $\Gamma_f/\Gamma_n = \sigma_f/\sigma_c$ ядра $\text{Po}/6/$ и сечений деления σ_f изотопов Ra и $\text{Ac}/7,8/$ на основе соотношений сверхтекучей модели ядра (сплошные кривые) и модели ферми-газа (пунктирные кривые). Значения E_f указаны в табл. I, для Po кривая 1 соответствует $E_f = 19,7$ Мэв, 2 - $E_f = 20,7$ Мэв

Результаты проведенного анализа показали, что описание наблюдаемых сечений может быть получено только при достаточно малом различии корреляционных функций ядра в делительном и нейтронном каналах $1 \leq \Delta_{\sigma f} / \Delta_{\sigma n} \leq 1,2$, что хорошо согласуется с результатами наблюдаемых для доактинидных ядер критических энергий фазового перехода и четно-нечетных различий барьеров деления [2].

Чтобы продемонстрировать роль парных корреляций, на рис.1 представлены также результаты расчетов сечений, выполненных на основе соотношений модели ферми-газа для $\rho_{in}(U,0)$ и значений E_f , указанных в последней колонке таблицы. Можно видеть, что ферми-газовые кривые не дают описания наблюдаемой энергетической зависимости сечений и разногласия с экспериментом в рассматриваемом диапазоне энергии не могут быть устранены ни при каких вариациях E_f , ни при разумных изменениях параметра плотности уровней.

Согласно теоретическим представлениям роль коллективных эффектов с ростом энергии возбуждения должна ослабевать и при достаточно больших энергиях следует ожидать исчезновения соответствующего увеличения плотности уровней ($K_{rot} \cdot K_{vibr} \rightarrow 1$). Имеющиеся для доактинидных ядер экспериментальные данные [2,6] о поведении вероятности деления в широком диапазоне энергий предоставляют благоприятные возможности для проверки этих представлений. Опираясь на результаты анализа надпорогового участка сечений деления (рис.1), мы можем извлечь из экспериментальных данных величину $K_{rot}(U)$, необходимую для описания наблюдаемых сечений в области более высоких энергий.

Для ядра ^{212}Po наблюдаемая величина сечений и ее описание при двух предположениях о поведении $K_{rot} = \sigma_1^2 \cdot q(U)$ показаны на рис.2. Пунктирная кривая соответствует адиабатической оценке $K_{rot} = \sigma_1^2$ ($q(U) = 1$), т.е. функция $q(U)$ в безразмерной форме характеризует затухание коллективных эффектов в высоковозбужденном ядре. Отклонение результатов расчета в предположении $K_{rot} = \sigma_1^2$ от экспериментальных сечений для группы околomagических делющихся ядер ^{201}Te , ^{208}Po , ^{210}Po приведены на рис.3. Несмотря на некоторый разброс точек, единообразный характер затухания коллективных эффектов проявляется достаточно отчетливо. Проведенная через точки на рис.3 кривая $q(U)$ использована для расчета сечений, которые показаны на рис.2

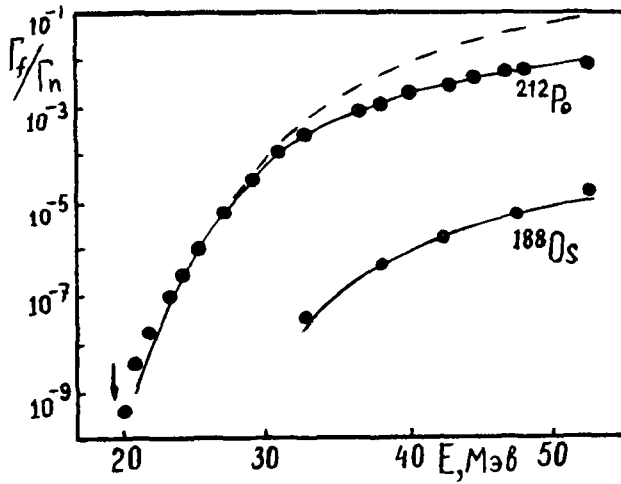


Рис.2. Наблюдаемая энергетическая зависимость отношения $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ для ядра Po-212 и Os-188 и ее теоретическое описание без учета (пунктир) и с учетом затухания коллективных эффектов

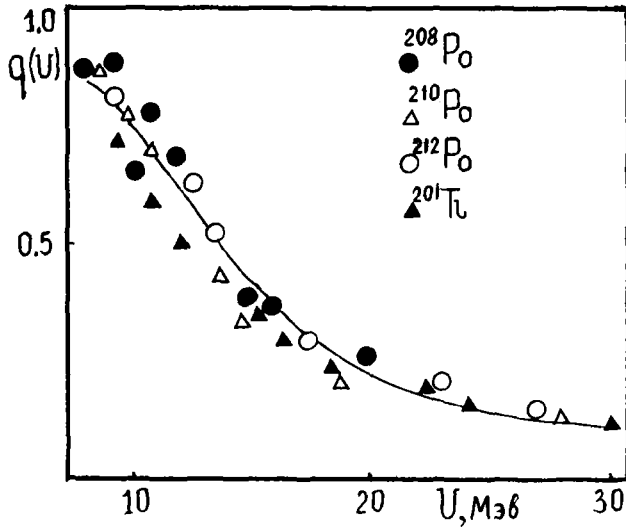


Рис.3. Функция $q(U)$, характеризующая затухание коллективных эффектов с энергией возбуждения.

сплошными кривыми. В случае ^{188}Os , деформированного в основном состоянии в отличие от ^{212}Po , ротационное увеличение плотности уровней учтено и в нейтронном канале распада составного ядра.

Рассмотренный подход позволяет получить описание вероятности деления ядер в широком диапазоне энергий возбуждения и его использование для анализа более обширной совокупности данных может существенно улучшить взаимосогласованность высот барьеров и других характеристик переходных состояний делящихся ядер, извлекаемых из различных экспериментов

Литература

1. Хойзенга Дж., Ванденбош Р. Сб. "Ядерные реакции" Атомиздат, М., 1964, т.2, с.51
2. Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1975, т.21, с.1185.
3. **Ignatyuk A.V. Nuclear Theory in Neutron Data Evaluation. IAEA, Vienna, 1976, v.1, p.211.**
4. Игнатюк А.В., Щубин Ю.Н. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т.37, с.1943.
5. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Доклад на данную конференцию.
6. **A.Khadai-Joorari. UCRL-16489, 1966.**
7. Жагров Е.А. и др. Материалы 2-й конференции по нейтронной физике. ФЭИ, Обнинск, 1974, ч.3, с.256.
8. Селицкий Ю.А. Материалы 3-ей конференции по нейтронной физике. ЦНИИАтоминформ, М., 1976, ч.5, с. 216.
9. Струтинский В.М. ЯФ, 1965, т.1, с.821.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ЗАРЯДОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.Д.Адеев, Л.А.Филипенко

(НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте)

Т.Дёссинг

(Институт Нильса Бора, Копенгаген)

Параметры зарядового распределения осколков деления рассчитаны как функции отношения масс осколков и энергии возбуждения в рамках статистического подхода. Деформации делящегося ядра около точки разрыва описываются непрерывными формами в параметризации (C, h, \mathcal{L}) [1]. Оценивается влияние нижних квантовых состояний, связанных с дипольными колебаниями, на формирование ширины зарядового распределения.

The parameters of the charge distribution of the fission fragments are calculated as functions of the mass ratio of the fragments and the excitation energy using the statistical approach. The scission region is parametrized in terms of connected shapes (C, h, \mathcal{L}) [1]. The influence of the low quantum states connected with dipole vibrations on the widths of charge distribution is estimated.

Целью данной работы являлось исследование в довольно грубом приближении параметров зарядового распределения осколков деления. Рассмотрение проводилось в рамках статистического подхода, при этом потенциальная энергия делящейся системы вычислялась по методу оболочечной поправки Струтинского [1], а для расчета выходов осколков деления использовались статистические аргументы, развитые Моретто [2]. Первые результаты, полученные при таком подходе, были опубликованы в [3].

Во многих работах, выполненных ранее и посвященных изучению зарядового распределения между осколками, использовали довольно нереалистическую и упрощенную модель касающихся или уже разделенных осколков. Поэтому необходимо рассмотреть задачу о зарядовом распределении осколков деления в таком же реалистическом подходе, что был использован для успешного объяснения [1,4] массового распределения, оставшегося долгое время не-

разрешимой загадкой для теории деления. С этой целью нами был предложен [3] метод расчета потенциальной энергии деформации делящегося ядра, позволяющий учесть вариацию зарядовой плотности для произвольных непрерывных форм делящегося ядра, характерных при его спуске с седловой точки к точке разрыва.

Важное предположение касается конфигурации точки разрыва. Одной из ярких особенностей поверхности потенциальной энергии в капельной модели является существование некоторой довольно определенной критической деформации, при которой сильно деформированное ядро с еще достаточно толстой шейкой становится абсолютно неустойчивым относительно разрыва на два осколка. Согласно [1], такое определение точки разрыва является более физическим, чем условие обращения радиуса шейки в нуль. Поэтому для описания формы ядра около точки разрыва нами были использованы те же самые параметризация формы ядра (C, h, α), одночастичный потенциал и вариант жидкокапельной модели, с которыми рассчитывались многие характеристики процесса деления [1, 5, 6]. Одночастичный потенциал Вудса-Саксона с постоянной диффузностью поверхности, обобщенный на произвольные деформации [1], использовался для расчета оболочечных поправок и плотности возбужденных состояний.

Как первое приближение полагаем, что зарядовая плотность различна в будущих осколках, но постоянна внутри каждого из них; в качестве параметра, характеризующего вариацию зарядовой плотности осколков, используется параметр ζ [3]. Метод вычисления потенциальной энергии делящейся системы с такой плотностью подробно описан в [3].

На рис. 1 показаны результаты расчета наиболее вероятного заряда осколков как функции отношения масс осколков вместе с экспериментальными данными. Рассчитанные значения $Z\rho$ были получены из минимизации энергии (жидкокапельной или полной - жидкокапельной плюс оболочечные поправки) относительно ζ . Почти прямая линия на этих рисунках рассчитана в капельной модели при $C = 1,9$; значения $Z\rho$, рассчитанные с учетом оболочечных поправок, поднимаются или опускаются по сравнению с капельными расчетами в различных районах массовых чисел осколков. Трудно сказать, какая оболочечная структура вызывает эти изменения относительно капельных значений, но не кажется вероятным, что эта оболочечная структура связана с магическими чи-

слами уже образовавшихся осколков. Для того, чтобы показать зависимость результатов от параметра разделения, теоретическая кривая для $C = 1,8$ также приведена на этом рисунке. Эти формы ($C = 1,8 \div 1,9$) обладают значительно большими деформациями, чем седловые конфигурации. При деформациях, соответствующих седловым формам ($C = 1,6 \div 1,7$), значения $Z_p - Z_{UCD}$ значительно меньше экспериментальных значений. Таким образом, из этих расчетов следует, что наиболее вероятный заряд осколков, являясь чувствительной функцией основной делительной деформации, определяющей расстояние между центрами тяжести будущих осколков, примерно согласуется с экспериментальными данными в районе физической точки разрыва.

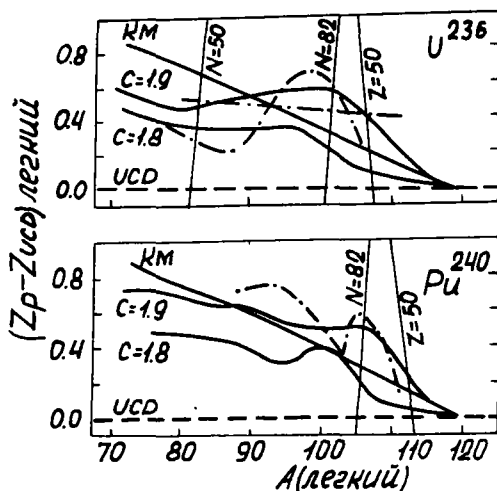


Рис. 1. Наиболее вероятный заряд осколков (параметр $\Delta = Z_p - Z_{ucd}$) как функция массы легкого осколка для ^{236}U (вверху) и ^{240}Pu (внизу). Штрих-пунктирные линии - экспериментальные данные

Другим параметром зарядовых распределений является их ширина. Предполагая статистическое равновесие между внутренними степенями свободы и степенью свободы, связанной с перераспределением заряда, относительную вероятность реализации деформации с параметрами (C, h, α, γ) можно приближенно записать [2]

$$P(E^*, \hat{\beta}, \hat{\gamma}) = T^{3/2} \rho(E_T, \hat{\beta}, \hat{\gamma}), \quad (1)$$

где $E_T = E^* - U(c, h, \alpha, \hat{\gamma})$ - локальная энергия возбуждения; $\rho(E_T, \hat{\beta}, \hat{\gamma})$ - плотность возбужденных состояний, оцененная в точке $(c, h, \alpha, \hat{\gamma})$ при энергии возбуждения E_T , и T - температура при этой энергии возбуждения.

На рис. 2 показаны вычисленные зарядовые распределения для двух энергий возбуждения - 10 и 15 МэВ - вместе с экспериментальными данными. Кривые зарядовых распределений отражают поведение полной энергии деформации, как функции $\hat{\gamma}$ при низких энергиях возбуждения и жидкокапельной энергии - при высоких ($E^* > 30$ МэВ). Как правило, зарядовые распределения имеют форму гауссовского распределения в согласии с экспериментальными данными.

Вычисленные ширины зарядовых распределений зависят от энергии возбуждения примерно как $E^*^{1/4}$. Такая зависимость следует из общей статистической теории, но в отличие от теоретических экспериментально измеренные ширины остаются неизменными при увеличении энергии возбуждения вплоть до 40 МэВ. Причиной этого может быть влияние нижних квантовых состояний, связанных с дипольными колебаниями, на формирование ширины зарядового распределения.

Выражение для вероятности деформации, справедливое при всех энергиях возбуждения, и для которого (1) является приближением, имеет вид [2]

$$P(E^*, \hat{\beta}, \hat{\gamma}) = \sum_n \rho(E^* - nh\omega_n) / \psi_n(\hat{\gamma})^2. \quad (2)$$

Полагая для плотности возбужденных состояний модель с постоянной температурой, можно записать

$$P(E^*, \hat{\beta}, \hat{\gamma}) = \sum_n N_n \exp - \frac{E_n}{T} / \psi_n(\hat{\gamma})^2. \quad (3)$$

Для использования (3) в непосредственных расчетах необходимо знать решение уравнения Шредингера для $\hat{\gamma}$ - движений, а это связано с довольно громоздкими расчетами. Именно такой подход для рассмотрения зарядового распределения, основанный на решении уравнения Шредингера, был реализован в [8]. Мы здесь ограничимся лишь оценкой того, к чему приведет использование более точного выражения для относительной вероятности деформации с параметром $\hat{\gamma}$. Если использовать в качестве волновых

функций функции гармонического осциллятора, то сумма в (3) вычисляется точно:

$$P(E^*, \beta, Z) = (\pi \bar{b}_2)^{-1/2} \exp - \frac{Z^2}{\bar{b}_2^2}, \quad (4)$$

где константа \bar{b}_2 , зависящая от температуры, равна

$$\bar{b}_2 = \frac{\hbar \omega_2}{K_2} \operatorname{cth} \left(\frac{\hbar \omega_2}{2T} \right) \rightarrow \begin{cases} 2T/K_2 & T \gg \hbar \omega_2, \\ \hbar \omega_2 / K_2 & T \ll \hbar \omega_2; \end{cases}$$

здесь K_2 - жесткость относительно дипольных колебаний. Так как энергия дипольных колебаний довольно велика ($\hbar \omega_2 = 5 \div 10$ МэВ), то при энергиях возбуждения, соответствующих $T = 1 \div 2$ МэВ и при которых $\hbar \omega_2 > T$, ширины зарядовых распределений должны оставаться неизменными.

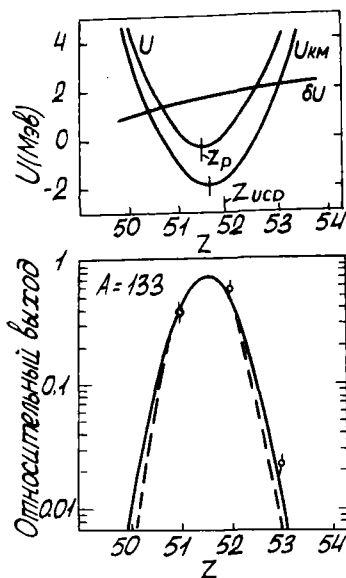


Рис. 2. Внизу - зарядовое распределение осколков деления при делении ^{235}U с отношением масс осколков 133/103. Экспериментальные данные взяты из [9]. Вверху - зависимость полной потенциальной энергии, жидкокапельной энергии и оболочечной поправки от величины заряда тяжелого осколка при том же отношении масс. Значения Z_p , $Z_{иср}$ показаны вертикальными линиями

Литература

1. M.Brack et al. Rev.Mod.Phys., 44, 320, 1972.
2. L.G.Moretto. Nucl.Phys., A180, 337, 1972; A182, 641, 1972.
3. G.D.Adeev, T.Døssing. Phys.Lett., 66B, 11, 1977.
4. J.R.Nix. Ann. Rev.Nucl.Sci., 22, 65, 1972.
5. H.C.Pauli.Phys.Report, 7, 35, 1973.
6. A.S.Jensen, T.Døssing. Proc.Symp. on the Phys. and Chem. of Fission 1973, p. 409.
7. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Ann. Phys., 84, 186, 1974.
8. P.O.Ström et al. Phys.Rev., 144, 984, 1966.
9. B.K.Gupta, W.Sheid, W.Greiner. Phys. Rev.Lett., 65, 353, 1975.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ПЛОТНОСТИ В ДРОПЛЕТНОЙ МОДЕЛИ
И РАЗДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ПРИ ДЕЛЕНИИ

Г.Д.Адеев, Л.А.Филиппенко

(НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте)

Дроплетная модель, развитая Майерсом и Святепским, используется для описания разделения заряда между осколками деления. Исследуется перераспределение протонной и нейтронной плотности при изменении деформации между седловой точкой и точкой разрыва. Результаты расчетов разделения заряда между осколками, предсказываемого моделью, сравниваются с экспериментальными по наиболее вероятным зарядам осколков.

The droplet model developed by Myers and Swiatecki is used for the calculation of the division of charge in fission. The redistribution of the proton and neutron densities is investigated during descent from the saddle point to scission region. The results of calculation for the most probable charges of fragments predicted by the model are compared with experimental data.

Разделение заряда между осколками деления определяется перераспределением протонов и нейтронов и изменением их пространственных распределений при делении. Использование различной зарядовой плотности в осколках, но постоянной внутри каждого из них [1] является первым грубым приближением реальной ситуации, хотя и хорошо отражающим последствия поляризации ядерного вещества при делении.

Определение наиболее вероятного заряда осколков деления из критерия минимума потенциальной энергии требует в идеале решения вариационной задачи в рамках какой-либо макроскопической модели зарядовой плотности. Дроплетная модель [2], обобщенная на случай произвольных деформаций [3], дает удобное параметризованное решение вариационной проблемы, моделирующее многие характерные черты поведения реальной ядерной плотности: неоднородность, вызванную кулоновским отталкиванием протонов, сжимаемость ядерного вещества, наличие нейтронного избытка по поверхности и т.д. Дроплетная модель, являясь обобщением и усовершенствованием капельной модели, оказалась довольно успешной при предсказании многих ядерных свойств [4,5]; в данной работе она используется для расчета зарядового распределения осколков деления.

В дроблетной модели реальное распределение протонной и нейтронной плотностей в ядре делится на две области: внутреннюю область с плотностями ρ_Z , ρ_N и $\rho = \rho_Z + \rho_N$ и поверхностную область, где плотность главным образом спадает до нуля. Экстраполирование ρ_Z , ρ_N , ρ в поверхностную область определяет эффективные поверхности Σ_Z , Σ_N и Σ таким образом, что все Z протонов, N нейтронов и A нуклонов находятся внутри этих поверхностей. Эти плотности и определенные так поверхности являются степенями свободы дроблетной модели.

Более удобным оказывается использовать в качестве степеней свободы дроблетной модели вместо функций ρ_Z и ρ_N следующие, связанные с ними, малые по абсолютной величине функции:

$$\varepsilon(\vec{r}) = -\frac{1}{3} \left(\frac{\rho(\vec{r}) - \rho_0}{\rho_0} \right),$$

характеризующую отклонения плотности ρ во внутренней области от стандартного значения $\rho_0 = (4/3 \pi r_0^3)^{-1}$;

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho_N(\vec{r}) - \rho_Z(\vec{r})}{\rho(\vec{r})},$$

характеризующую различие между нейтронной и протонной плотностями внутренней области, и величину t — расстояние между поверхностями Σ_N и Σ_Z , характеризующую толщину так называемого поверхностного нейтронного слоя.

Протонная и нейтронная плотности выражаются через ε и δ как

$$\left. \begin{aligned} \rho_Z &= \frac{1}{2} \rho_0 (1 - 3\varepsilon)(1 - \delta); \\ \rho_N &= \frac{1}{2} \rho_0 (1 - 3\varepsilon)(1 + \delta), \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

а условия сохранения числа частиц записываются в виде

$$Z = \iiint_{\Sigma_Z} \rho_Z = \iiint_{\Sigma} \rho_Z - \iint_{\Sigma} t_Z \rho_Z + \dots \quad (2)$$

члены более высокого порядка по t_Z .

Аналогичное уравнение записывается для N . Подставляя в (2) выражение для ρ_Z и ρ_N и учитывая члены второго порядка по t_Z и t_N , условия сохранения можно переписать в виде

$$\left. \begin{aligned}
 Z &= Z_z - \frac{1}{2} \rho_0 \iint_{\Sigma} (1-3\varepsilon)(1-\delta) t_z + \frac{1}{2} \rho_0 \iint_{\Sigma} (1-3\varepsilon)(1-\delta) t_z^2 \kappa; \\
 N &= N_z + \frac{1}{2} \rho_0 \iint_{\Sigma} (1-3\varepsilon)(1-\delta) t_N + \frac{1}{2} \rho_0 \iint_{\Sigma} (1-3\varepsilon)(1+\delta) t_N^2 \kappa,
 \end{aligned} \right\} (3)$$

где $Z_z = \frac{1}{2} \rho_0 \iiint_{\Sigma} (1-3\varepsilon)(1-\delta); N_z = \frac{1}{2} \rho_0 \iiint_{\Sigma} (1-3\varepsilon)(1+\delta);$
 $t_z + t_N = t; \quad \kappa = \frac{1}{2} (R_{max}^{-1} + R_{min}^{-1}) -$

кривизна элемента поверхности $d\Sigma$.

Несколькими итерациями по величинам t_z и t_N достигается выполнение условий сохранения.

Знание распределения зарядовой плотности для произвольных форм делящегося ядра и выполнение условий сохранения позволяет рассчитать разделение заряда между осколками, определив при этом способ разбиения делящегося ядра на части, соответствующие вкладываемым осколкам. Проводя затем интегрирование по объемам этих частей, находим заряды легкого и тяжелого осколков, а также величину $\Delta_0 [I]$, характеризующую отклонение зарядов осколков от зарядов, которые следовало бы ожидать при неизменном распределении зарядов. На рис. I представлены результаты расчета распределений протонной и нейтронной плотностей для форм делящегося ядра с уже явно выраженной шейкой. Для описания форм делящегося ядра была использована параметризация Лоуренса [6], и расчеты были проведены для ядра ^{238}U .

Как видно из рис. I, на определенной стадии процесса деления происходит формирование "будущих" осколков около новых центров, причем при асимметричном делении формирование тяжелого осколка происходит сравнительно раньше, чем легкого. Поэтому в асимметричном случае при конфигурации с довольно толстой шейкой имеется зародыш только тяжелого осколка, по мере развития перемычки происходит формирование и легкого осколка.

Из рассмотрения распределений протонной и нейтронной плотностей следует, что в общих чертах они подобны друг другу и возрастают по величине с увеличением расстояния от центров осколков, достигая максимальных значений на экваториальных концах фигуры. Такое поведение является результатом кулоновского расталкивания протонов и тенденции нейтронов следовать за распределением протонов, обусловленной энергией симметрии.

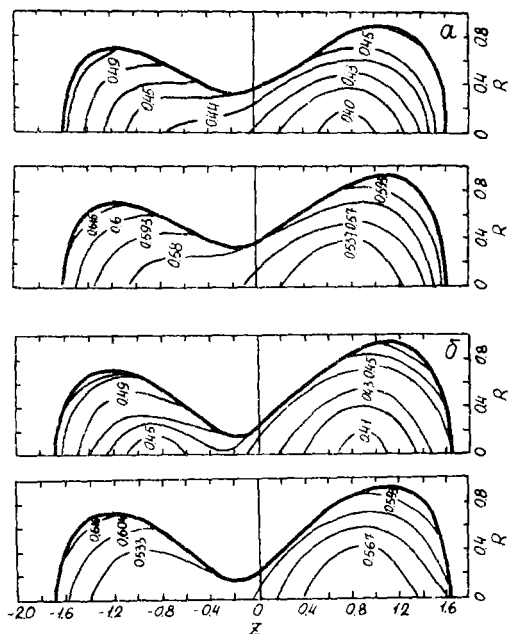


Рис. 1. Контуры протонных и нейтронных плотностей для асимметричных конфигураций делящегося ядра с параметрами:
 а) $C = 1,9$; $S = 1,0$; $\alpha = 0,2$; б) $C = 1,98$; $S = 1,0$; $\alpha = 0,2$

На рис. 2 представлены результаты расчетов величины Δ_0 как функции массы легкого осколка. Характер зависимости этой величины от параметра основной делительной деформации C [6] тот же, что и в работе [1], где Δ_0 рассчитывалась в довольно простой модели для распределения зарядовой плотности. Для того, чтобы определить влияние основных параметров капельной модели на вычисляемые величины, расчеты были проведены для различных значений таких параметров: J - коэффициента энергии симметрии; C - коэффициента кулоновской энергии; α_2 - коэффициента поверхностной энергии. Наиболее существенным оказался параметр J . На рис. 2 пунктиром показана кривая, рассчитанная при $J = 28,062$ МэВ [2], все остальные расчеты сделаны для $J = 36,05$ МэВ [3].

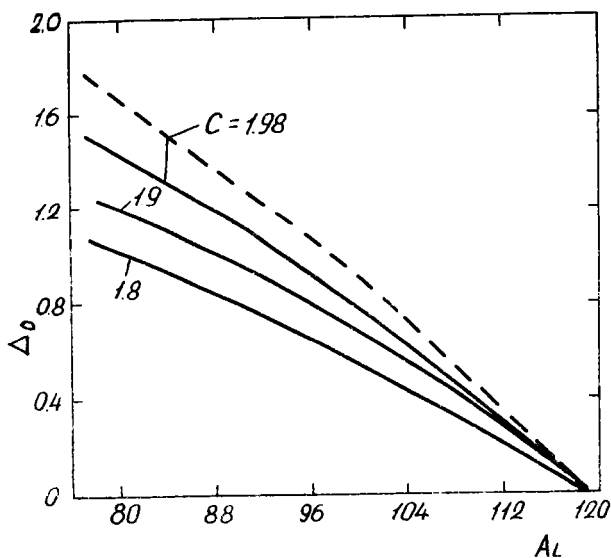


Рис. 2. Зависимость параметра Δ_0 от массы легкого осколка для ^{238}U . Пунктиром показана кривая, рассчитанная при значении коэффициента энергии симметрии $J = 28,062$ МэВ [2]. Значение делительной деформации C , при котором рассчитана данная кривая, указано при кривых.

Дроpletная модель является макроскопической моделью, и влияние оболочечных эффектов на распределение ядерной плотности (например, обусловленные оболочками осцилляции плотности) в этой модели не рассматривается. Поэтому зависимость наиболее вероятных зарядов осколков от их масс или величины Δ_0 , предсказываемая этой моделью, передает лишь общую среднюю тенденцию в поведении этой величины. Имея это в виду, можно сделать вывод, что модель дает разумное согласие с экспериментальными данными по наиболее вероятным зарядам осколков.

Литература

1. Г. Д. Алеев, Л. А. Филипенко, П. А. Черданцев. Ядерная физика, 23, 30, 1976.
2. W. D. Myers, W. J. Swiatecki. Ann. Phys., 55, 395, 1969.
3. W. D. Myers, W. J. Swiatecki. Ann. Phys., 84, 180, 1974.
4. W. D. Myers. Phys. Lett., 30B, 451, 1969.
5. W. D. Myers. Nucl. Phys., A145, 387, 1970.
6. K. Albrecht. Nucl. Phys., A207, 225, 1973.

ИЗОТОПНЫЕ И ЗАРЯДОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
КОМПАУНД-ЯДЕР, ОБРАЗУЕМЫХ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Г.Д.Адеев, Л.А.Филиппенко, П.А.Черданцев

(НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте)

Предлагается метод расчета изотопных и зарядовых распределений осколков деления компаунд-ядер, образуемых в реакциях с тяжелыми ионами. Исследуется зависимость параметров распределений от отношения масс осколков, от температуры и от величины параметра делимости компаунд-ядра.

Abstract

The method is suggested to calculate the isotope and charge distributions of fragments in fission of compound nuclei created in reactions with heavy ions. The parameters of distributions are investigated as functions of the mass ratio of the fragments, the temperature and value of fissility parameter.

Массовые и зарядовые распределения осколков являются важными характеристиками процесса деления. При спонтанном делении и низкоэнергетическом делении характер этих распределений определяется не только общими закономерностями коллективного движения, но и оболочечными эффектами. С ростом энергии возбуждения оболочечные эффекты ослабевают, и при энергии 60 - 80 МэВ их роль становится пренебрежимо мала. Можно полагать поэтому, что изучение массовых и зарядовых распределений при делении из возбужденного состояния дает более четкие представления о характере коллективного движения от седловой точки до точки разрыва.

В ЛЯР ОИЯИ было проведено [1,2] систематическое экспериментальное изучение высоковозбужденных компаунд-ядер, образуемых в реакциях с тяжелыми ионами, с $Z^2/A > 37$. При изучении массовых и зарядовых распределений обнаружено резкое увеличение дисперсии заряда и массы осколков с ростом Z^2/A , а также сильная зависимость дисперсии заряда от асимметрии деления. Дисперсия заряда осколков слабо зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, в то время как массовое распределение существенно уширяется с ростом энергии возбуждения. Полученные результаты, по-видимому, свидетельствуют, что при изменении Z^2/A делящегося ядра форма разрывных фигур существенно меняется. Количественное описание обнаруженных в

этих экспериментах закономерностей является довольно трудной задачей для теории [3,4].

Для объяснения широкого круга экспериментальных данных, получаемых в реакциях с тяжелыми ионами, подход, предложенный нами [5] для расчета зарядовых и массовых распределений для делящихся ядер, был распространен и на этот класс реакций. Только такой подход, в котором зарядовая плотность рассматривается как коллективная координата при эволюции системы во времени, позволяет решать в реальной постановке задачу о распределениях продуктов в реакциях слияния - деления и глубоконеупругих передач с тяжелыми ионами.

Экспериментально измеряемые зарядовые и изотопные распределения хорошо описываются распределением Гаусса около наиболее вероятного значения:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \exp - \left(\frac{x - \bar{x}}{\sqrt{2}\sigma_x} \right)^2, \quad (1)$$

где \bar{x} - наиболее вероятное значение величины x , а σ_x^2 - дисперсия распределения. Поэтому при описании экспериментальных данных мы использовали распределение (1), а не считали его непосредственно, как в случае обычных делящихся ядер [6], и, таким образом, задача сводилась к расчету \bar{x} и σ_x .

Для расчета этих величин воспользуемся вариантом статистической теории, развитым в работе [7], как наиболее удобным и достаточно точным. Наиболее вероятными значениями массы и заряда будут значения, соответствующие минимуму потенциальной энергии системы по соответствующему параметру. Поэтому наиболее вероятная масса изотопного распределения рассчитывается путем минимизации энергии делящейся системы по числу нейтронов при фиксированном заряде осколка, а наиболее вероятный заряд - минимизацией по числу протонов при фиксированной массе. Дисперсии распределений полагались обратно пропорциональными второй производной потенциальной энергии по соответствующей переменной:

$$\sigma_x^2 = \frac{T}{2} \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \Big|_{x=\bar{x}} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где T - температура ядра. Энергия возбуждения делящейся системы в момент разрыва определялась как

$$E^* = E_{см} + Q - U_{роз}(\beta) - E_{рот}(\beta), \quad (3)$$

где $E_{см}$ - энергия ионов в системе центра масс; Q - дефект масс; $U_{роз}(\beta)$ - значение потенциальной энергии деформации в момент разрыва при деформации β ; $E_{рот}(\beta)$ - вращательная энергия, определенная по известным формулам. При заданной энергии возбуждения температура ядра рассчитывалась из соотношения (2).

Так как энергия возбуждения образующихся составных систем в рассматриваемых реакциях велика и оболочечные эффекты перестают влиять на процесс деления, энергия делящейся компаунд-системы рассчитывалась в модели жидкой капли.

В предположении, что зарядовая плотность различна в будущих осколках, но постоянна внутри каждого из них [5], необходимые для расчета зарядовых распределений производные энергии системы равны:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{2(1+k)}{k A_0} \left\{ 2\alpha_{sym} k A_0 \eta + \frac{U_c^0}{1-\delta} [V_c(1-k) + (1+k)(V_{ин} - V_{ил})] + \frac{2U_c^0 \eta}{(1-\delta)^2} [kV_c - (1-k)(V_{ил} + kV_{ин})] \right\} \quad (4)$$

$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{4}{k^2} \frac{(1+k)}{A_0^2} \left\{ 2\alpha_{sym} k A_0 \frac{2U_c^0}{(1-\delta)^2} [kV_c - (1+k)(V_{ил} + kV_{ин})] \right\}$,
а наиболее вероятный заряд, определяемый из условия $\frac{\partial U}{\partial z} = 0$, равен

$$z_p = \frac{k}{1+k} z_0 - \frac{k A_0}{2(1+k)} \frac{U_c^0}{(1-\delta)^2} \frac{[V_c(k-1) + (1+k)(V_{ин} - V_{ил})]}{2\alpha_{sym} k A_0} \quad (5)$$

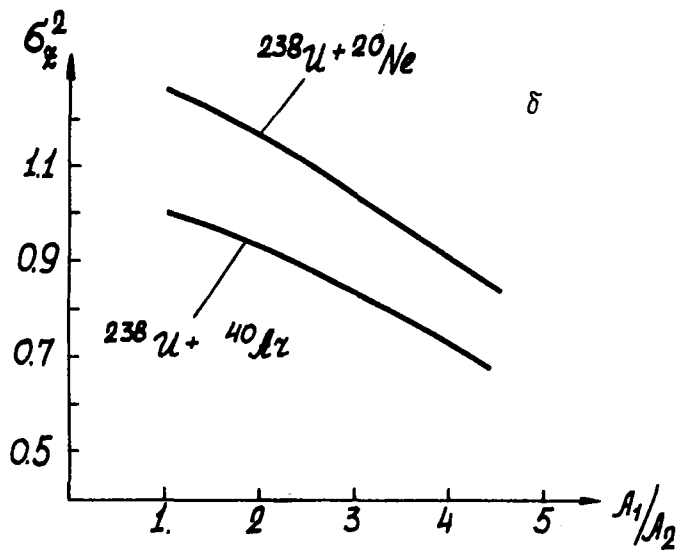
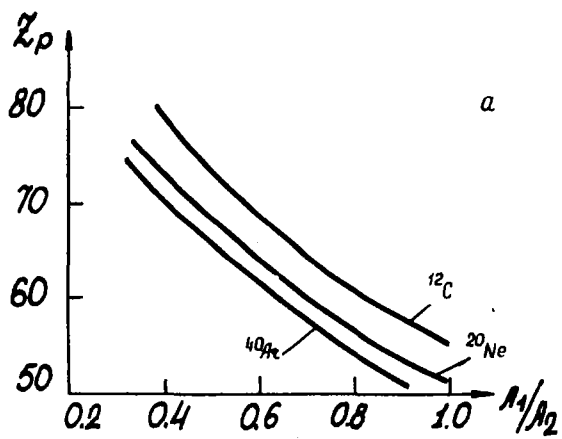
Здесь и далее мы используем обозначения, введенные нами в [5].

Расчет параметров изотопных распределений значительно сложнее, чем для зарядовых распределений, так как для этого надо вычислять производные функций $V_c(\beta)$, $V_{ил}(\beta)$ и $V_{ин}(\beta)$

по отношению масс осколков k , а это возможно сделать лишь только численно. По этой причине все производные $\frac{\partial^2 U}{\partial \beta^2}$,

$\frac{\partial U}{\partial \rho}$ и $\frac{\partial k}{\partial \beta}$ вычислялись нами численно, и такие вычисления требовали значительного количества машинного времени.

Зарядовые и изотопные распределения были рассчитаны для реакций под воздействием ионов ^{12}C , ^{20}Ne и ^{40}Ar с ядром ^{238}U . На рис. показана зависимость наиболее вероятного заряда $z_p(u)$ и зависимость дисперсии $\sigma_z^2(u)$ от отношения



Зависимость Z_p (а) и σ_z^2 (б) от A_1/A_2

масс осколков в реакции с AN . Результаты находятся в качественном согласии с экспериментальными данными. Из рисунка видно, что σ_2^2 довольно сильно изменяется с изменением массы осколка. Поэтому вывод [7] о том, что дисперсия зарядового распределения не зависит от массы осколков, а также использование σ_2^2 как универсальной константы для всех масс, является неверным. Наш подход позволяет рассчитывать эту зависимость.

Наиболее вероятный заряд, как и в случае обычно делившихся ядер, является чувствительной функцией формы разрывной фигуры, в то время как дисперсия практически остается постоянной при изменении форм в широком районе деформаций между седловой точкой и точкой разрыва.

Следует отметить, что по абсолютной величине рассчитанные дисперсии значительно меньше экспериментальных. Авторы работы [3] объяснили это отличие наличием дополнительной дисперсии из-за нестационарности разрыва ядра на осколке, но вполне вероятно, что это отличие обусловлено вкладом других процессов, например, глубоконоупругих передач. Сейчас ясно, что этот вопрос требует тщательного изучения.

Литература

1. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник. ЯФ, 9, 715, 1969.
2. С.А.Карамян, Ф.Нормуратов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Б.И.Пустыльник, Г.И.Флеров. ЯФ, 8, 690, 1968.
3. С.А.Карамян, Ю.Ц.Оганесян, Б.И.Пустыльник. ЯФ, II, 982, 1970.
4. Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков, Acta physica Polonica, 133, 499, 1972.
5. Г.Д.Адеев, Л.А.Филиппенко, П.А.Черданцев. ЯФ, 23, 30, 1976.
6. G. D. Adeev, T. Dossing, Phys. Letters, 69B, 125, 1977.
7. Г.А.Пик-Пичак, В.М.Струтинский, "Физика деления атомных ядер", Госатомиздат, Москва, 1962, стр. 12.

ПРЕДРАВНОВЕСНЫЕ УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

С. Г. Курочкин, П. А. Черданцев

(НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте)

Получены аналитические выражения для временных функций распределения нейтронов по энергиям и моментам количества движения, которые использованы для вычисления предравновесных угловых и энергетических распределений нейтронов деления.

The analytical expressions for the time dependent distribution function of neutrons in the energies and the angular momenta were obtained. They were used for calculation of preequilibrium angular and energy distributions of fission fragments.

При влете частицы в ядро первоначально возбуждается относительно простое состояние, которое затем усложняется благодаря одночастичным и коллективным переходам. Для деформируемых ядер большое значение имеют коллективные степени свободы. Перераспределение энергии между внутренними и коллективными степенями свободы определяет особенности распределения нейтронов и осколков деления, а также соотношение между вероятностями испускания нейтронов и деления (отношение Γ_n/Γ_f).

Предположим, что ядро можно приближенно описать гамильтонианом вида

$$\hat{H} = \hat{H}_{rot} + \hat{H}_{vib} + \hat{H}_{in} + \hat{H}', \quad (1)$$

где \hat{H}_{rot} — оператор энергии вращения; \hat{H}_{vib} — оператор энергии колебания; \hat{H}_{in} — гамильтониан, соответствующий внутреннему движению нуклонов, а \hat{H}' — взаимодействие, обуславливающее переходы между одночастичными и коллективными степенями свободы. Будем считать, что

$$\hat{H}' = \hat{H}_{cor} + \hat{H}_{ke}. \quad (2)$$

Здесь \hat{H}_{cor} — Кориолисово взаимодействие, определяющее связь внутреннего и вращательного движения и имевшее вид

$$\hat{H}_{cor} = -\frac{\hbar^2}{2J} (\hat{I}_+ \hat{J}_- + \hat{I}_- \hat{J}_+), \quad (3)$$

где $\hat{I}_\pm = \hat{I}_x \pm i \hat{I}_y$, $\hat{J}_\pm = \hat{J}_x \pm i \hat{J}_y$; \hat{I} — оператор полного момента количества движения ядра; \hat{J} — оператор момента внутреннего движения; J — момент инерции ядра, а \hat{H}_{ke} описывает

взаимодействие внутреннего движения колебаниями поверхности ядра и равен

$$\hat{H}_{\kappa \varepsilon} = \sum_i \kappa(\tau_i) \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\vartheta, \varphi). \quad (4)$$

Здесь $\alpha_{\lambda \mu}$ — динамические переменные, описывающие колебания поверхности ядра, а $\kappa(\tau_i)$ зависит от вида самосогласованного одночастичного потенциала. Благодаря взаимодействию \hat{H}' , нуклоны из связанных состояний могут перейти в область непрерывного спектра. Такие нейтроны могут испускаться еще до установления равновесия в составном и до того, как ядро разделится. Для определения характеристик предравновесных нейтронов деления необходимо найти функцию распределения внутренних степеней свободы во времени $w(\varepsilon, j, \kappa, t)$. Здесь ε — энергия нейтронов; j — момент количества движения; κ — его проекция на ось симметрии. Если пренебречь корреляциями между ε , j и κ , то функция распределения может быть представлена в виде произведения

$$w(\varepsilon, j, \kappa, t) = \varphi(\varepsilon, t) f(j, t) \chi(\kappa, t). \quad (5)$$

В соответствии с [1] для каждой из этих функций получаем уравнение

$$\frac{\partial y_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mathcal{J}(x_i) \left(y_i^{st} \frac{\partial y_i}{\partial x_i} - y_i \frac{\partial y_i^{st}}{\partial x_i} \right) \right], \quad (6)$$

где x_i и y_i равны ε, φ ; j, f ; κ, χ , соответственно, а y_i^{st} — стационарная функция распределения. В соответствии с y_i^{st} получаются различные уравнения. Из статистических соображений мы можем положить

$$\varphi_{st} = \frac{1}{T} e^{-\frac{\varepsilon}{T}}, \quad f_{st} = \frac{1}{2 J_{\varphi \varphi} T} e^{-\frac{j(j+1)}{2 J_{\varphi \varphi} T}}, \quad \chi_{st} = \chi_0 e^{-\frac{\kappa^2}{2 K^2}}. \quad (7)$$

Здесь $J_{\varphi \varphi}$ — эффективный момент инерции нейтрона. Для выбранных стационарных функций и при заданных начальных значениях можно найти соответствующие функции распределения. Для энергетического распределения получаем

$$\varphi(\varepsilon, t) = \frac{1}{T \eta} e^{-\eta \left(1 + \frac{\varepsilon}{T} \right)} + \frac{\eta_0}{T} z^2 e^{-(\eta + \eta_0)} I_2(z \sqrt{\eta \eta_0}) + \int_{x_1}^{x_2} f(\varepsilon^* - \varepsilon) e^{-(\eta + x)} I_2(z \sqrt{\eta x}) dx, \quad (8)$$

Здесь $\eta = \frac{T^2}{\tau} e^{\frac{\varepsilon}{T}}$, $x_1 = \frac{T^2}{\tau}$, $x_2 = \eta_{max}$, $I_2(z)$ — модифицированная функция Бесселя, а $f(\varepsilon^* - \varepsilon)$ определяется начальным состоянием:

$$\varphi_{max} = \delta(\eta - \eta_0) + f(\varepsilon^* - \varepsilon). \quad (9)$$

Аналогично функции распределения по j имеет вид

$$f(j, \tau_1) = \frac{\gamma^2}{\int_{\gamma\varphi} \tau_1} e^{-\beta} \left(1 + \frac{j}{\beta}\right) + \alpha \beta e^{-(\beta + \beta_0)} I_2(\alpha \sqrt{\beta \beta_0}) + \int_{z_1}^{z_2} \psi(x'' - x') e^{-(\beta + z)} I_2(\alpha \sqrt{\beta z}) dz, \quad (10)$$

где $\tau_1 = \frac{\gamma t}{\alpha \int_{\gamma\varphi} T}$, $\beta = \frac{\gamma^2}{\tau_1} e^{\frac{j(j+1)}{2 \int_{\gamma\varphi} T}}$, $x = \exp\left[\frac{j(j+1)}{2 \int_{\gamma\varphi} T}\right]$,
 $z_1 = \frac{\gamma^2}{\tau_1}$, $z_2 = \frac{\gamma^2}{\tau_1} x_{\max}$.

Для функции распределения по проекциям моментов получаем

$$\chi(K, \tau_2) = \chi_0 e^{-\frac{K^2}{2K_0^2}} + \frac{\exp\left\{-\frac{[\alpha(K) - \alpha(K_0)]^2}{4\tau_2}\right\}}{2\sqrt{\pi\tau_2} \exp\left\{-\frac{K^2}{2K_0^2}\right\}} \int_0^{K_{\max}} \chi(K_{\max} - K') G(K, \xi) d\xi, \quad (11)$$

где функция Грина $G(K, \xi)$ равна

$$G(K, \xi) = \begin{cases} -\frac{1}{2} \exp\{\sqrt{\rho} [\alpha(K) - \alpha(\xi)]\}, & 0 \leq K \leq \xi, \\ -\frac{1}{2} \exp\{\sqrt{\rho} [\alpha(\xi) - \alpha(K)]\}, & \xi \leq K \leq K_{\max}. \end{cases} \quad (12)$$

В формулах (10) и (11) функции $\psi(x'' - x')$ и $\chi(K_{\max} - K)$, как и ранее, определяются начальными распределениями моментов количества движения и их проекций.

Теперь мы можем получить предравновесное угловое и энергетическое распределение, определяемое выражением

$$W(\varepsilon, \theta) = \sum_{j, K} \int_0^\infty \varphi(\varepsilon, t) f(j, t) \chi(K, t) | \langle e m s m_s | j K \rangle Y_{em}(\theta, \varphi) \chi_{jm} |^2 \times \lambda_e e^{-\lambda t} dt. \quad (13)$$

Система координат выбрана так, что положение нейтрона определяется углом θ , отсчитываемым от оси симметрии ядра.

Все функции распределения имеют одинаковый вид, а именно

$$y_i(x_i, \tau_i) = y_i^{\text{ст}}(x_i) + \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} y_i(x_i', 0) G(\tau_i, x_i, x_i') dx_i', \quad (14)$$

поэтому $W(\varepsilon, \theta)$ запишется следующим образом:

$$W(\varepsilon, \theta) = \sum_{j, K, m} \lambda_e \left\{ Y_{je} f_{je} \chi_{je} \frac{1}{\lambda} + \sum_{i+j+K} y_i^{\text{ст}} y_j^{\text{ст}} \int_0^\infty \frac{dt}{\tau_{ik}^{\text{max}}} [K_2(\alpha \sqrt{\lambda \frac{dt}{\tau_{ik}^{\text{max}}} x_k} + \int_{x_{\min}}^{x_k} I_2(\alpha \sqrt{\lambda \frac{dt}{\tau_{ik}^{\text{max}}} x_k'} y_k(x_k', 0) dx_k' + I_2(\alpha \sqrt{\lambda \frac{dt}{\tau_{ik}^{\text{max}}} x_k} \int_{x_{\min}}^{x_k} K_2(\alpha \sqrt{\lambda \frac{dt}{\tau_{ik}^{\text{max}}} x_k'} y_k(x_k', 0) dx_k') \right\} | \langle e m s m_s | j K \rangle Y_{em}(\theta, \varphi) \chi_{jm} |^2. \quad (15)$$

Здесь λ_e - вероятность испускания нейтрона с угловым моментом e ; $\lambda = \lambda_f + \lambda_e + \lambda_\gamma$ - полная вероятность рас-

пада, где f и γ означают деление и испускание γ -кванта, соответственно.

В настоящей работе рассматривается только та часть нейтронов, которая испускается из делящегося ядра еще до деления его. Как видно из полученных выше формул для спектров предравновесных нейтронов, их особенности существенно зависят от характеристик ядра, определяющих процесс деления, поэтому можно думать, что предравновесные спектры нейтронов несут дополнительную информацию о самом делении.

Основная часть нейтронов деления испускается из ускорившихся осколков деления и почти не несет информации о характере процесса деления. Очень важно уметь экспериментально разделять нейтроны различной природы. Теоретический анализ спектра позволит определить параметры теории, которые пока нельзя оценивать теоретически.

ВРЕМЕННОЕ ОПИСАНИЕ ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

П.А.Черданцев

(НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте)

Исходя из уравнения Паули, получим уравнение для временной функции распределения коллективной энергии. Используя эту функцию и собственные функции стационарного уравнения Шредингера, получена вероятность коллективной деформации в любой момент времени.

An equation for time dependent distribution function of collective energy is obtained from the Pauli equation. Using this function and the eigenfunctions of Shrodinger equation the probability of collective deformation at any moment of time was obtained.

Деление атомного ядра определяется, в частности, видом потенциальной энергии деформации и энергией возбуждения. Так как ядро имеет много степеней свободы, то энергия возбуждения распределяется между ними в соответствии со статистикой. Однако, в зависимости от начального состояния, роль одночастичных и коллективных степеней свободы может быть существенно различной. Деление наступает тогда, когда часть энергии возбуждения сосредоточится на коллективной степени свободы. Если первоначально возникло одночастичное возбужденное состояние, то необходимо некоторое время, пока энергия перейдет к коллективным степеням свободы. Для описания перераспределения энергии между различными степенями свободы будем исходить из уравнения Паули

$$\frac{\partial P_n}{\partial t} = \sum_{n'} (W_{nn'} P_{n'} - W_{n'n} P_n). \quad (I)$$

Здесь n - состояние ядра с заданной внутренней энергией возбуждения.

Просуммируем слева и справа по n от самых низших значений до некоторого фиксированного значения N , а суммирование по n' разобьем на два интервала: от n_{min} до N и от $N+1$ до n_{max} .

Получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{n_{min}}^N P_n &= \sum_{n', n=n_{min}}^N (W_{nn'} P_{n'} - W_{n'n} P_n) + \\ &+ \sum_{n_{min}}^N \sum_{n'=N+1}^{n_{max}} (W_{nn'} P_{n'} - W_{n'n} P_n) \end{aligned} \quad (2)$$

Первая сумма здесь обращается в нуль. Если каждое n и n' можно сопоставить с определенными энергиями ϵ и ϵ' , суммирование заменить интегрированием и учесть, что $W_{\epsilon'\epsilon''} \approx W(\epsilon' - \epsilon'')$ - достаточно быстро спадающая функция, то получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} \rho(\epsilon) p(\epsilon) d\epsilon = \rho^2 \frac{\partial \rho}{\partial E} \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon' \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon'' |\epsilon' - \epsilon''| W(\epsilon' - \epsilon''). \quad (3)$$

После дифференцирования по E имеем

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E} \left[\int \rho^2 \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{U}{\rho} \right) \right], \quad (4)$$

где

$$U = \rho p, \quad \int = \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon' \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon'' |\epsilon' - \epsilon''| W(\epsilon' - \epsilon''). \quad (5)$$

Уравнение (4) совпадает с уравнением, полученным Удетсом [1]. Здесь $U(\epsilon, t)$ является функцией распределения энергий возбуждения, а $\rho(\epsilon)$ - плотность состояний при энергии возбуждения E . Модель Ферми-газа дает для ρ формулу

$$\rho = \rho_0 \exp(-2\sqrt{\alpha E}). \quad (6)$$

Однако использование ее в уравнении (4) приводит к нерешаемому аналитически уравнению. С другой стороны, для анализа экспериментальных данных иногда используется более простая формула (см., например, работы [2])

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{E}{T}\right). \quad (7)$$

Если полная энергия возбуждения равна E^* , то коллективная энергия

$$E_c = E^* - E, \quad (8)$$

поэтому (7) можно записать в виде

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{E_c}{T}\right), \quad (9)$$

напоминающем статистическое распределение.

Введем вместо t и E_c новые переменные

$$\tau = \frac{\rho_0 T}{\rho} t, \quad \xi = \exp\left(\frac{E_c}{T}\right) \quad (10)$$

и подставим в (4). Выделим стационарное решение

$$U = \frac{1}{T} e^{-\frac{E_c}{T}} + \chi(E_c, t). \quad (11)$$

Мы получаем для нестационарной части решения

$$\chi(E_c, t) = \int_0^\infty \chi(\xi', 0) G(\tau, \xi, \xi') d\xi', \quad (12)$$

где $G(\tau, \xi, \xi')$ является функцией Грина уравнения (4) и имеет следующий вид:

$$G(\tau, \xi, \epsilon) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{\xi + \epsilon}{\tau}} I_2\left(2\sqrt{\xi\epsilon}\right), \quad (13)$$

где $I_2(z)$ — модифицированная функция Бесселя.

Если $\mathcal{U}(\epsilon_c, 0)$ является δ -функцией, то в результате интегрирования в (12) получаем

$$\mathcal{U}(\epsilon_c, t) = \frac{e^{-\frac{\xi}{T}}}{T\xi} \left(1 + \frac{\xi}{T}\right) + \frac{\xi_0}{T\xi} \exp\left(-\frac{\xi + \xi_0}{T}\right) I_2, \quad (14)$$

где $\xi_0 = \exp\frac{\epsilon_0}{T}$; ϵ_0 — начальное значение энергии коллективного возбуждения.

Решение (14) определяет перераспределение энергии между одночастичными и коллективными степенями свободы, но не учитывает распад ядер. Чтобы учесть распад, необходимо $\mathcal{U}(\epsilon_c, t)$ умножить на $\exp(-\lambda t)$, где λ — полная вероятность распада ядра в единицу времени при заданной энергии внутреннего возбуждения. Она равна

$$\lambda = \lambda_f + \lambda_N + \lambda_\gamma, \quad (15)$$

где f , N и γ означают деление, испускание нуклона и γ -кванта, соответственно.

Для определения спектра коллективных состояний, возникающих после деления, проинтегрируем полученную функцию по времени

$$N_f(\epsilon_c) = \lambda_f \int_0^\infty \mathcal{U}(\epsilon_c, t) e^{-\lambda t} dt. \quad (16)$$

В результате интегрирования получаем

$$N_f(\epsilon_c) = \frac{2\nu_f}{T\xi} \left[\left(\frac{\xi}{\nu}\right)^{\frac{1}{2}} K_1(2\sqrt{\nu\xi}) + \xi K_0(2\sqrt{\nu\xi}) \right] + \frac{2\nu_f \xi_0}{T} \begin{cases} I_2(2\sqrt{\nu\xi}) K_2(2\sqrt{\nu\xi_0}), & \xi < \xi_0, \\ I_2(2\sqrt{\nu\xi_0}) K_2(2\sqrt{\nu\xi}), & \xi > \xi_0, \end{cases} \quad (17)$$

где $\nu = \frac{T\xi}{\rho, \gamma} \lambda$, $\nu_f = \frac{T\xi}{\rho, \gamma} \lambda_f$, $K_1(z)$ и $I_1(z)$ — модифицированные функции Бесселя.

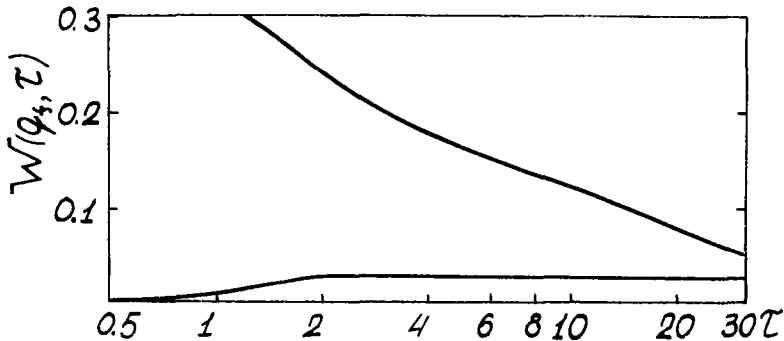
Функция $N_f(\epsilon_c)$ определяет распределение осколков деления по энергиям возбуждения. Это распределение существенно зависит от энергии коллективного возбуждения (через ξ_0), от вероятности деления, определяемой барьером деления, и от соотношения между вероятностями испускания нейтрона и деления. Влияние этого распределения на спектры осколков и нейтронов деле-

ния зависит от механизма перераспределения энергии между отдельными осколками и требует специального рассмотрения.

Функция $U(E_c, t)$ позволяет, кроме того, найти вероятность коллективной деформации q в любой момент времени t :

$$W(q, t) = \int U(E_c, t) |\psi(E_c, q)|^2 dE_c, \quad (18)$$

если $\psi(E_c, q)$ есть собственная функция стационарного уравнения Шредингера. Для дискретного спектра собственных значений энергии интеграл в (18) заменяется на сумму. На рис. представлены результаты численных расчетов $W(q, t)$ при использовании волновых функций гармонического осциллятора для нижних



Зависимость вероятности деформации q_f от времени

коллективных состояний. Здесь взята деформация $q = q_f$, соответствующая седловой точке барьера деления. Мы видим, что для одночастичного начального состояния первоначально $W(q_f, t)$ близко к нулю, а затем возрастает и стремится к насыщению. Для начального коллективного состояния $W(q_f, t)$ убывает с увеличением t и также стремится к насыщению. Мы видим, что релаксация существенно зависит от структуры начального состояния.

Литература

1. I. Wilets. Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 372.
2. В. В. Каманин, С. А. Карамян, Препринт ОИЯИ, P7-10061, P7-10062, Дубна, 1976.

ЭФФЕКТИВНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ ЯДЕР
С ПРЕДЕЛЬНО БОЛЬШОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

А.В.Игнатюк, М.Г.Иткин, С.И.Мульгин,
В.Н.Околович, Г.Н.Смиринкин

(ИЯФ АН КазССР)

Измерена угловая анизотропия деления ионами ${}^3\text{He}$ с энергией 20-60 Мэв для 17 ядер от ${}^{170}\text{Yb}$ до ${}^{212}\text{At}$. Извлеченные из эксперимента данные об эффективном моменте инерции седловых конфигураций доактинидных ядер согласуются с предсказаниями модели жидкой капли с диффузной границей.

Measurements of fragment angular distribution in fission using 20-60 Mev ${}^3\text{He}$ ions on targets of ${}^{170}\text{Yb}$ - ${}^{212}\text{At}$ have been made. The experimental results obtained on effective inertia moment of pre-actinide nuclei saddle configurations are in agreement with predictions of liquid-drop model with diffusion boundary.

Измерения угловой анизотропии осколков деления возбужденных ядер позволяют определить величину эффективного момента инерции

$$I_{\text{эфф}} = k^2 k_0^2 \sqrt{\frac{a}{U}}, \quad (1)$$

где k_0^2 - параметр статистической теории, непосредственно определяемый из эксперимента; a и U - параметр плотности уровней и энергия возбуждения делящегося ядра в переходном состоянии, соответственно. Величина $I_{\text{эфф}}$, характеризующая форму ядра в переходном состоянии (седловой точке) и экспериментальное изучение зависимости $I_{\text{эфф}}$ от нуклонного состава и энергий возбуждения, представляет значительный интерес для физики деления ядер.

Теоретические исследования и анализ экспериментальных данных [1,2] показали, что при энергиях возбуждения

$$U > 40 + 60 \text{ Мэв}, \quad (2)$$

достаточных для практически полной перестройки оболочечной структуры, ядро становится однородным, т.е. хорошим объектом для описания в рамках капельной модели. Экспериментальные данные о $I_{\text{эфф}}$, удовлетворяющие условию (2), были получены в реакциях с тяжелыми ионами [3] для области ядер с $Z/A \geq 35$. Они

подтвердили предсказываемый теорией монотонный рост $Z_{\text{эф}}$ с уменьшением Z^2/A , который отражает увеличение сфероидальных седловых конфигураций тяжелых ядер-актинидов. Такая тенденция сохраняется до тех пор, пока у ядер в переходном состоянии не возникает перетяжка (шейка), чему соответствует довольно резкий излом в зависимости $Z_{\text{эф}}(Z^2/A)$ при $Z^2/A = 32 \pm 33$. В этой области деформация переходных состояний должна быть близка к максимально возможной - гантелеобразной конфигурации разрыва ядра на два осколка. Экспериментальное подтверждение этой особенности в зависимости $Z_{\text{эф}}$ от Z^2/A , имеющей принципиальное значение для теории, было получено нами при исследовании реакции (α, f) [4]. Однако ни наши данные [4] (из-за узости исследованного диапазона энергий возбуждения), ни результаты группы Ю.Ц.Оганесяна [3] для ядер в области $Z^2/A \approx 35$ (поскольку погрешности эксперимента [3] сравнимы с ожидаемым эффектом, см. рис.2) не дали ответа на другой поставленный теорией вопрос: какой форме ядра - с резким или размытым краем - соответствует экспериментальная информация о $Z_{\text{эф}}$.

В этом отношении хорошую возможность представило изучение реакции (He^3, f) , позволившее не только расширить круг исследованных ядер по Z^2/A , но и расширить область энергий возбуждения U до 50 Мэв. Эксперимент проводился на изохронном циклотроне ИЯФ АН КазССР с максимальной энергией ионов He^3 60 Мэв. Методика эксперимента подробно изложена в работах [2,4]. На рис.1 представлены экспериментальные результаты для всех исследованных ядер в виде зависимости $Z_{\text{эф}}$ от энергии возбуждения в переходном состоянии. Как видно из этого рисунка, экспериментальные данные реакции (He^3, f) подтверждают обнаруженное ранее в опытах с α -частицами [4] увеличение $Z_{\text{эф}}$ с ростом энергии возбуждения. Наблюдающееся достаточно широкое плато в ходе $Z_{\text{эф}}(U)$ при $U > 30$ Мэв указывает на то, что асимптотическое значение $Z_{\text{эф}}$, которое следует сравнивать с моделью жидкой капли, в наших экспериментах достигнуто.

На рис.2 проводится сравнение асимптотических значений $Z_{\text{эф}}$ ($U = 40 \pm 50$ Мэв), полученных в данной работе, а также результатов работы [3] с теоретическими расчетами в рамках МЖК. Шпильчатая линия на этом рисунке соответствует результатам расчета, в которых диффузность края ядра и связанная с ним зависимость

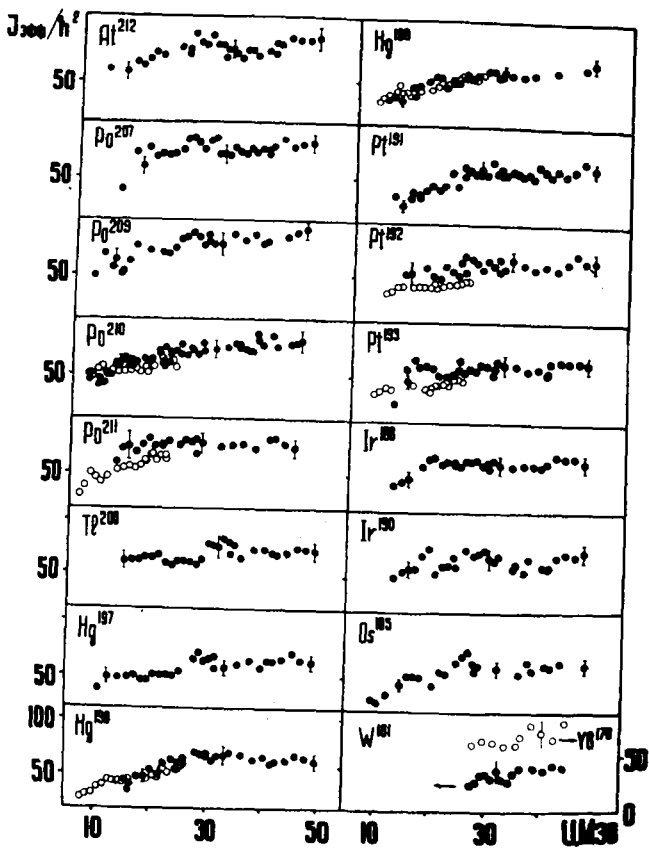


Рис. 1. Зависимость эффективного момента инерции от энергии возбуждения U :
 ● - реакция (He^3, f); ○ - реакция (α, f) [4]

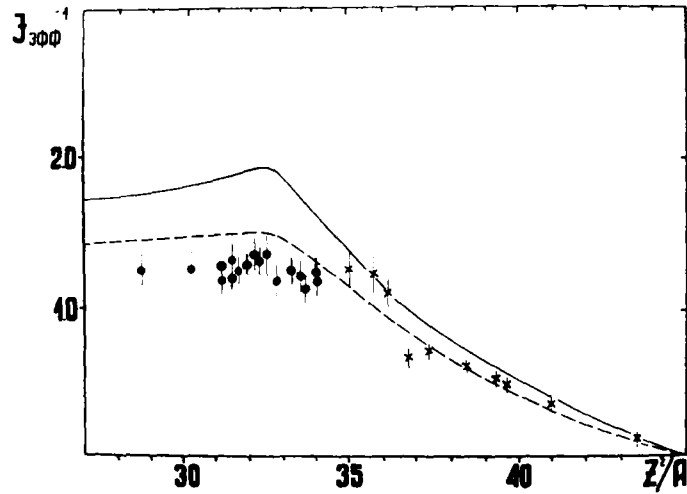


Рис.2. Зависимость обратного эффективного момента инерции $J_{\text{эфф}}^{-1}$ (в единицах момента инерции равновеликой сферы) от параметра z^2/A . Кривые - расчет по капельной модели: — из работы [5]; - - - с поправкой на диффузность края ядра [6]. Точки: x - [3], ● - данные настоящей работы для реакции (He^3, f)

поверхностного натяжения от кривизны поверхности были учтены при вычислении фигур безусловного равновесия (седловых точек), но игнорировались при расчете $Z_{эфф}[5]$, т.е. $Z_{эфф}$ вычислялось для ядра с резкой границей. Пунктиром показаны результаты работы [6], где диффузность края ядра была учтена и при вычислении $Z_{эфф}$. Представленные на рис.2 экспериментальные данные позволяют заключить:

1. Предсказания капельной модели экспериментально подтверждены в области предельно больших деформаций переходных состояний ядер.

2. Учет диффузности края ядра важен не только при определении седловых конфигураций, но и при расчете величины $Z_{эфф}$.

Необходимо также отметить, что при анализе угловой анизотропии деления в данной работе, как и в работе [3], использовалось значение параметра плотности $\alpha = A/8 \text{ Мэв}^{-1}$. Выполненные в последнее время исследования вклада коллективных возбуждений в плотность уровней показали, что более корректной, по-видимому, является величина параметра $\alpha = A/10 + A/11 \text{ Мэв}^{-1}$ [7]. Учет этого обстоятельства увеличит полученные нами экспериментальные значения $Z_{эфф}^{-1}$ на 15-20% и значительно улучшит их количественное согласие с теоретической зависимостью.

Литература

1. Струтинский В.М., Коломиец В.М. Материалы 8 зимней школы ЛИЯФ АН СССР, Ленинград, 1973, т.2, с.483.
2. Игнатьюк А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренин Г.И., Тишин А.С. "Ядерная физика", 1975, т.21, с.1185.
3. Карамян С.А., Кузнецов И.В., Музыка Ю.А., Оганесян Ю.И., Пустыльник Б.И. "Ядерная физика", 1967, т.6, с.494.
4. Игнатьюк А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н., Руськина Г.Я., Тишин А.С. "Ядерная физика", 1977, т.25, с.25.
5. Струтинский В.М. "Ядерная физика", 1965, т.1, с.821.
6. Блохин А.И., Игнатьюк А.В. Материалы III международного семинара по взаимодействию быстрых нейтронов с ядрами. Дрезден, 1974, *ZfK*-271, с.167.
7. Блохин А.И., Игнатьюк А.В., Платонов В.Н., Толстикова В.А., Препринт ФЭИ-655, Обнинск, 1976.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ
ДОАКТИНИДНЫХ ЯДЕР

С.Д.Бейзин, А.В.Игнатюк, М.Г.Иткис,
С.И.Мульгин, В.Н.Околович, Г.Н.Смиренкин
(ИЯФ АН КазССР)

На основе экспериментального исследования сечения деления ионами ${}^3\text{He}$ доактинидных ядер получена информация о зависимости высоты барьера деления от нуклонного состава ядра. Обсуждаются возможные причины отклонений экспериментальных значений величины E_f от предсказываемых каплейной моделью.

An information on the dependence of the fission barrier high as function of the nucleon contents have been obtained on the basis of the experimental research of fission cross section of the doactinide nuclei by ${}^3\text{He}$ -ions. The reasons of the experimental values E_f deviations from those predicted by liquid-drop model are disoussed.

Экспериментальные данные о сечениях деления σ_f служат источником информации о высоте барьера деления E_f , определяемой для тяжелых ядер $Ra-Cf$ по излому σ_f , а в случае более легких ядер-доактиноидов - из анализа функций возбуждения в надпороговой области энергий возбуждения.

Высоту барьера деления можно представить в виде

$$E_f = E_f^{KM} - \delta W_g + \delta W_f, \quad (I)$$

где E_f^{KM} - высота барьера деления в каплейной модели; δW_g и δW_f - оболочечные поправки в основном и переходном состоянии ядра. Данные о барьере деления в малоизученной области доактиноидов, для которой характерно состояние с $\delta W_f \ll E_f$, являются удобным средством для изучения оболочечной структуры основных состояний ядер (δW_g) и уточнения параметров каплейной модели (E_f^{KM}) [1]. Для получения подробной информации о зависимости $E_f(Z, A)$ на изохронном циклотроне ИЯФ АН КазССР были предприняты исследования вероятности деления большой группы ядер от H_f до Bi заряженными частицами. Начатые на α -частицах [2], эти исследования были продолжены в более широком диапазоне энергий возбуждения ядер с помощью реакции (${}^3\text{He}, f$). Последнее обстоятель-

ство позволило расширить круг исследуемых ядер в области более легких (в данной работе до Er),

С помощью развитого ранее метода анализа функций возбуждения [2] из полученных результатов и сечений (σ, f) – реакций [3] были определены пороги деления E_f . Совокупность полученных значений E_f для доактинидов, наряду с имеющимися данными для более тяжелых ядер вплоть до Bk [4], представлена в зависимости от параметра $\frac{Z^2}{A}$ на рис.1. Для сравнения показана кривая барьеров капельной модели E_f^{KM} [1] для сочетаний Z и A , соответствующих долине ядерной стабильности. В капельной модели

$$E_f^{KM} = E_s(0) \cdot \mathcal{G}(x), \quad (2)$$

где $\mathcal{G}(x) = \frac{E_c(x)}{2E_s(x)}$ в седловой точке, а

$$x = \frac{E_c(0)}{2E_s(0)} = \frac{c_2}{2c_2} \left[1 - \kappa \left(1 - \frac{2Z}{A} \right)^2 \right]^{-1} \cdot \frac{Z^2}{A}$$

(E_c и E_s – кулоновская и поверхностная энергия, соответственно; κ – коэффициент изоспиновой зависимости).

Как видно из рис.1, кривая E_f^{KM} проходит вблизи экспериментальных точек E_f лишь на двух участках: $\frac{Z^2}{A} = 30+31$ и $34+35$, где величина δW_f [1,2] мала. Таким образом, можно выделить три области расхождений E_f и E_f^{KM} . В области I тяжелых трансурановых ядер ($\frac{Z^2}{A} > 35$) плато в ходе $E_f(Z, A)$ объяснено своим происхождением комбинации обеих оболочечных поправок – $\delta W_1 + \delta W_2$, причем последнее слагаемое, сильно зависящее от деформации, порождает двугорбую структуру барьера [5]. Область II ($31 < \frac{Z^2}{A} < 34$) объединяет сферические ядра Pt – Po . Отступления в ней E_f от E_f^{KM} почти полностью объясняются оболочечными поправками δW_2 в основном состоянии [1], возрастающими по мере приближения к дважды магическому ядру ^{208}Pb . Это отчетливо видно из вставки на рис.1, где показаны две группы экспериментальных данных о величине ($-\delta W_2$), полученных: а) из феноменологического описания совокупности экспериментальных масс в рамках МЖК [1] и б) как разность экспериментальных значений E_f (настоящей работы) и E_f^{KM} [1].

В области III ($\frac{Z^2}{A} \leq 31$) наблюдаются значительные отступления от теоретической кривой. Для этой области ядер седловая точка практически совпадает с точкой разрыва ядра на два осколка, конфигурация её имеет гантелеобразную форму с сильно выраженной перетяжкой. Для объяснения хода кривой в области III, по-видимому, существен учет оболочечной структуры образу-

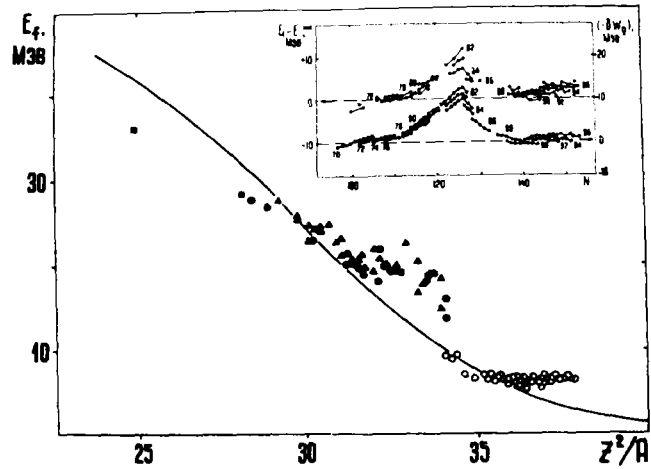


Рис. I. Зависимость барьеров деления E_f от параметра z^2/A (● - реакция (He^3, f) ; данные настоящей работы; ▲, ○, ■ - данные работ [2], [4], [3] - соответственно). Кривая - расчет согласно [1]. На вставке: зависимость $E_f - E_f^{KM}$ и $(-\delta W_f)$ от числа нейтронов

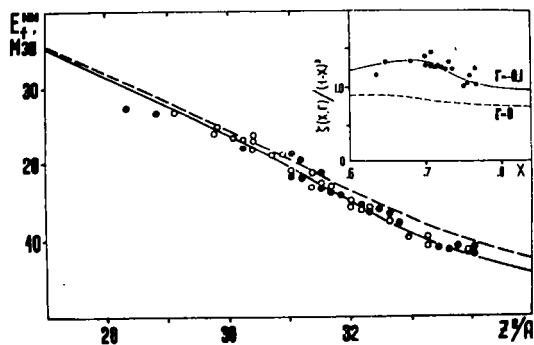


Рис.2. Зависимость высоты барьера деления капельной модели $E_{d,f}^{(m)}$ от параметра z^2/A . (● - реакция $(^3\text{He}, f)$, данные настоящей работы; ○ - реакция (α, f) , данные работы [2]). Сплошная кривая - расчет согласно [8], пунктирная [1]. На вставке: зависимость $\xi(x, r)$ [8] от параметра x

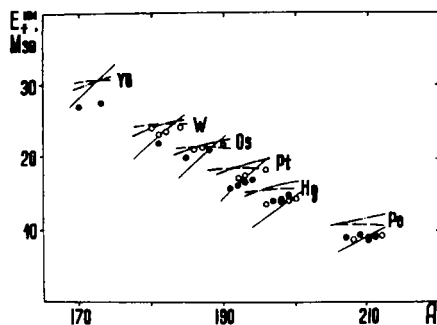


Рис.3. Зависимость жидкокапельной составляющей барьеров деления от массового числа A . (● - реакция $(^3\text{He}, f)$, настоящая работа; ○ - реакция (α, f) , данные работы [2]). Сплошные кривые - теоретический расчет с параметрами МЖК Майерса-Святецкого [1], пунктирные - с параметрами Паули-Ледергербера [9]

щихся осколков. Этим эффектом можно было бы объяснить локальные отступления E_f в районе ядер Yb , при делении которых образуются осколки с числом нейтронов, близким к магическому $N_{оск} = \frac{A}{2} \approx 50$. Однако таким образом нельзя объяснить отклонений от кривой в широкой области $\frac{Z^2}{A} \leq 31$. Эти отступления от кривой МЖК можно попытаться объяснить поляризацией заряда в осколках вследствие кулоновского отталкивания, учет которой уменьшает кулоновскую энергию ядра и, соответственно, величину E_f . К эффекту того же знака может привести учет ядерного взаимодействия между осколками в области шейки [6].

На рис.2 наши экспериментальные данные о $E_f^{KM} = E_f - \delta W_C(\delta W_f = 0)$ сравниваются с теоретическими кривыми E_f^{KM} , соответствующими двум описаниям:

1) с параметрами Майерса и Святецкого [1] и функцией $\xi(x)$ из работы [7];

2) с функцией $\xi_s(x, \Gamma)$, рассчитанной В.М.Струтинским [8] при значениях $\Gamma = 0, 1$ и $(\frac{Z^2}{A})_{кр} = 44,5$ ($E_f^0 = 16 \cdot A^{2/3}$). В этой работе, в отличие от работы [7], учтено размытие края ядра, характеризующее параметром Γ . Общий ход экспериментальных данных лучше согласуется с кривой Струтинского (см. вставку на рис.2). Однако такая кривая не воспроизводит изоспиновую зависимость ($k=0$) барьеров деления (рис.3). В то же время кривая $\xi_{ср}(x)$, не учитывающая размытость края ядра, с параметрами Паули-Ледергерберга [9] ($k=2,74$) в среднем описывает изоспиновую зависимость наблюдаемых барьеров деления, но несколько завышает абсолютную величину барьеров для области ядер $Pt-Po$. Вопрос о природе этого противоречия пока остается открытым.

Литература

1. Myers W.D., Swiatecki W.S. "Ark Fysik" 1967, v.36, p.593.
2. Игнатьев А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н., Тилин А.С. "Ядерная физика", 1975, т.21, с.1185.
3. Morretto L.G., Gatti K.C., Thompson S.G., Rottli J.T. "Phys.Rev." 1969, v.179, p.1176.
4. Back B.B., Nausen O., Britt H.C., Garrett J.D., Leroux B., "Physics and chemistry of fission", IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.25.
5. Strutinsky V.M., "Nucl.Phys.", 1969, A95, p.420, 1968, A122, p.1.
6. Krappe H.J., Nix J.R. "Physics and chemistry of fission", IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.159.
7. Cohen S., Swiatecki W.S. "Ann.Phys.", 1963, v.22, p.406.
8. Струтинский В.М., "ЖЭТФ", 1963, т.45, с.1891.
9. Pauli H.C., Ledergerber T., "Nucl.Phys.", 1971, A175, p.545.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ И КВАНТОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ НА ОСНОВЕ СПЕКТРОМЕТРИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ИЗЛУЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР^x

Г.В.Мурадян, Ю.Г.Щепкин, Ю.В.Адамчук, Г.И.Устроев
(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Рассматривается возможность исследования ядер на основе спектрометрии множественности испускаемых возбужденными ядрами γ -квантов и нейтронов. Показано, что такая спектрометрия позволяет, в частности, проводить одновременные измерения парциальных и полного нейтронных сечений делящихся и неделяющихся ядер с высокой точностью, получать квантовые характеристики нейтронных резонансов и обнаруживать наличие изомерных состояний. Приведены результаты расчетов реальной экспериментальной установки.

The possibility of investigation of nuclei on the basis of multiplicity spectrometry of γ -quanta and neutrons emitted by excited nuclei is considered. It is shown that such a spectrometry allows, in particular, to carry out simultaneous measurements of partial and total neutron cross-sections of fissionable and non-fissionable nuclei with the high accuracy, to obtain quantum characteristics of neutron resonances and detect the presence of isomeric states. Results of calculations of the real experimental set-up are given.

^x

Препринт ИАЭ-2634. М., 1976.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ И КВАНТОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Ю.В.Адамчук, М.А.Восканян, В.И.Жук,
Д.А.Марков, Г.В.Мурадян, Г.И.Устроев,
А.Д.Харитонов, Ю.Г.Щепкин

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Описывается установка для измерения спектра множественности нейтронов и γ -квантов, испускаемых возбужденными ядрами, и для одновременной спектрометрии нейтронов, возбуждающих ядро. Приводятся результаты измерения множественности спонтанного деления $Cf-252$ и $Cd^{113} + n$. Определены спины нейтронных резонансов $Cd-113$.

The device for measurement of multiplicity spectrum of neutrons and γ -quanta emitted by excited nuclei and for simultaneous spectrometry of neutrons excited the nucleus is described. The measurement results of spontaneous fission multiplicity of $Cf-252$ and $Cd-113+n$ reaction are given. Spins of $Cd-113$ neutron resonances are determined.

Идея исследования ядер и измерения нейтронных сечений путем измерения спектра множественности нейтронов и γ -квантов изложена в [1] (см. также доклад на данной конференции). Установка по измерению спектра множественности $N_i(k)$ (здесь k - кратность совпадения, i - номер энергетического интервала для падающих нейтронов) в зависимости от i создана на базе ЛЭУ-60 ИАЭ им. И.В.Курчатова. Установка включает 12-секционный 4π -детектор из $NaJ(Tl)$ (рис.1), имеющий ~ 90% эффективность регистрации акта захвата, (n, γ) -конвертор, электронную аппаратуру для формирования импульсов от детектора, многоходовый измеритель временных интервалов (МИВИ), ЭВМ HP2100A.

Изготовлено два детектора такого типа - "Ромашка-1" с объемом кристаллов 17 литров и "Ромашка-2" с объемом кристаллов 26 литров. Длина детекторов вдоль пучка 300 мм. Конвертор помещен в центральной части детектора и имеет внутренний канал с ϕ 31 мм для ввода вакуумной камеры с исследуемым образцом. Конвертор детектора "Ромашка-1" состоит из смеси бора-10 (1 г/см³) и парафина (0,5 г/см³). Диаметр кон-

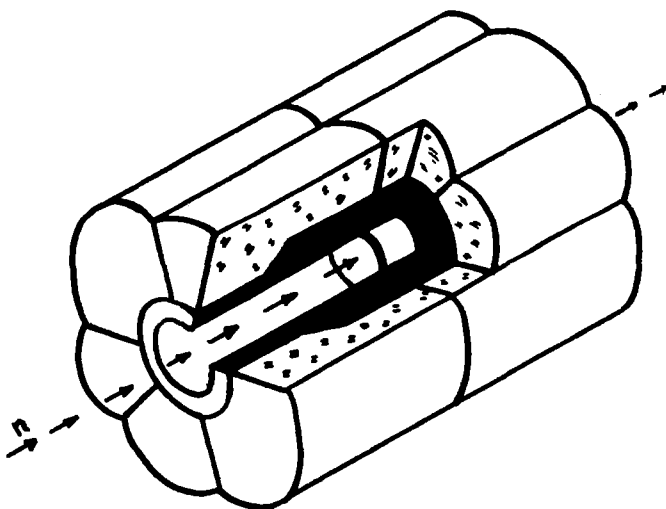


Рис. 1.

вертора в районе образца: 120 мм, по краям — 60 мм. Вероятность $W(n, \gamma)$ -конвертирования при $E_n \sim 1$ МэВ составляет $\sim 60\%$. В области $0,1-30$ кэВ $W(n, \gamma)$ меняется лишь на $\sim 3\%$, что имеет важное значение для измерения спектра нейтронов посредством их рассеяния образцом с известным ходом рассеяния (углерод и т.д.). Конвертор одновременно в сильной степени уменьшает возможность попадания рассеянных нейтронов в кристаллы. При $E \lesssim 10$ кэВ вероятность захвата рассеянного нейтрона в кристалле меньше 1% . Конвертор «Ромашки-2» отличается от описанного тем, что везде его диаметры больше на 20 мм, а наружный слой толщиной 10 мм засыпан только бором-10. Этот слой уменьшает фон рассеянных нейтронов и улучшает постоянство эффективности конвертирования (уход эффективности $\sim 3\%$ при $0,1 \leq E_n \leq 100$ кэВ).

Детектор расположен на пролетном расстоянии $L = 25$ м в отдельном павильоне. В качестве источника нейтронов служит урановая мишень, окруженная цилиндрическим слоем (толщина 30 мм) водяного замедлителя. Замедлитель отравлен Li^6NO_3 с концентрацией 6 мг/см³ по Li^6 , что существенно уменьшает γ -фон.

Основным коллиматором, формирующим нейтронный пучок на образец, является коллиматор из бора-10 толщиной 50 г/см^2 и диаметром канала 19 мм . Он расположен на расстоянии 1 м от образца. Канал и торцы коллиматора не содержат конструкционных материалов. Остальные коллиматоры (B_4C , F_2 и P_2) не уменьшают интенсивности нейтронов на образце и вместе с тем сводят к минимуму фон в экспериментальном павильоне. В бункере ускорителя расположена свинцовая теньевая защита ($\phi 50 \text{ мм}$, $l = 1000 \text{ мм}$). Для защиты от внешнего фона детектор окружен карбидом бора (15 см), свинцом (10 см) и борированным полиэтиленом (5 см - наружная защита).

В общем случае от детектора "Ромашка" поступают импульсы, несущие информацию о времени возникновения импульсов и энергии, выделяемой в каждой секции. В минимальном варианте электронная аппаратура из всего многообразия событий выделяет те, которые попадают в выделенный интервал по суммарному энергвыделению (E_{Σ}) в детекторе и при условии, что в этих секциях произошли регистрации энергвыделения не меньше $E_j^{(0)} = E_0$. Импульсы по 15 каналам (12 каналов от секций детектора после схемы-ворот, открываемый дискриминатором ДД1 суммы E_{Σ} , 13-й канал - от второго дискриминатора ДД2 суммы E_{Σ} , 14-й - соответственно от ДД3 также суммы E_{Σ} , 15-й канал - канал мониторингового спектра) поступают на МИВИ [2], который вырабатывает два слова - R и T . Каждое слово имеет 15 разрядов. В слове R единица в j -м разряде соответствует наличию импульса от j -й секции. Слово T описывает время пролета в двоичном коде. При этом слово R формируется на основе импульсов, пришедших в пределах задаваемого интервала времени совпадения $\tau < t_m$, отсчитываемого от времени первого же пришедшего импульса после окончания мертвого времени t_m ($t_m \sim 4 \text{ мкс}$) цикла обработки предыдущего события. В паре (R, T) T относится именно к указанному первому импульсу. Ширина канала МИВИ $40-600 \text{ нс}$, максимальное число каналов 32 К . Слова (R, T) накапливаются, контролируются и сортируются по сложным признакам [3] ЭВМ HP2100A. При этом потери времени на прерывание приема информации достаточно малы при скоростях до 10^3 сов/с . Результатом измерения являются 37 времяпролетных спектров с длиной по 8 К каждый. Они соответствуют различным кратностям (K) совпадения и

E_{Σ} .37-й спектр является мониторингом. Отвлекаясь от E_{Σ} , получаемые спектры кратностей совпадений будем обозначать через $N(\kappa)$ и для краткости называть спектрами множественности. Множественности самих γ -лучей будем обозначать переменной \mathcal{D} .

В [1] отмечалось, что детектор "Ромашка" позволяет проводить широкий круг исследований. Ниже приведем некоторые результаты.

А. Одновременное измерение сечений захвата и деления.

На рис.2 приведены $N(\kappa)$ для спонтанного деления Cf -252 ($E_{\Sigma} > 7$ МэВ) и радиационного захвата нейтрона ядром Cd -113.

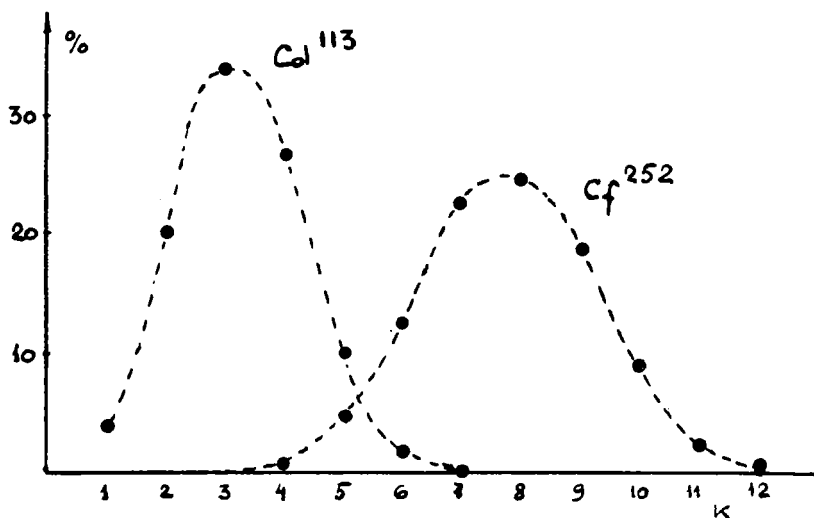


Рис. 2.

($E_{\Sigma} > 1$ МэВ). Видно, что при $\kappa \geq 8$ события захвата не регистрируются, а при $\kappa < 3$ не регистрируются события деления, т.е. существуют область, где регистрируются только акты деления, и область, где регистрируются акты захвата. Заметим, что при $E_{\Sigma} \leq 6$ МэВ для Cf -252 в районе $\kappa \approx 2$ наблюдается небольшой пик в $N(\kappa)$. Этот пик пока однозначно не идентифицирован.

Б. Определение квантовых характеристик уровней. Распределение $N(\kappa)$ зависит от спина и четности начального и конечного состояний, что, например, позволяет группировать уровни по спину верхнего состояния при фиксированном нижнем. Для исследования этой возможности проводились измерения $N_i(\kappa)$ на изолированных нейтронных резонансах Cd^{113} . Было обнаружено много новых уровней, в основном слабых. Для группировки S-уровней по спину (вернее, по $N(\kappa)$) из системы уравнений $N_i(\kappa) = a_i N_1(\kappa) + (1 - a_i) N_2(\kappa)$ методом наименьших квадратов определялись a_i , $N_1(\kappa)$ и $N_2(\kappa)$, где a_i есть доля принадлежности i -го уровня группе $N_1(\kappa)$, $1 - a_i$ - доля принадлежности к группе $N_2(\kappa)$. На рис.3 приводятся a_i для $E_n < 1$ кэВ и $0 \leq a_i \leq 1$. Видна четкая группировка вокруг $a_i = 1$

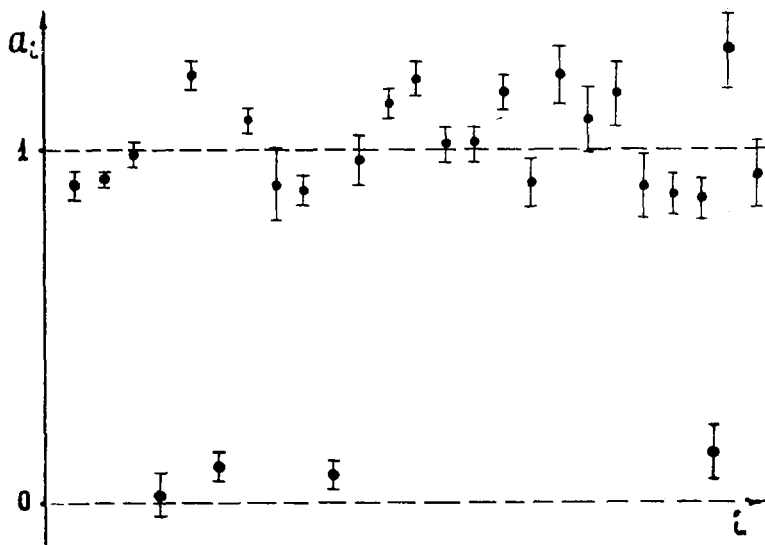


Рис. 3

($\mathcal{J}^{Cd} = 1$) и $a_i = 0$ ($\mathcal{J}^{Cd} = 0$). В области $E_n < 1$ кэВ нами обнаружены 51 уровень (из них только 19 были обнаружены ранее) и идентифицированы 27 уровней (из них только 13 идентифицированы ранее). Оптимизация измерений и увеличение статистической

точности позволит в дальнейшем идентифицировать также и ρ - уровни.

В. Абсолютизация нейтронных сечений. Для абсолютизации необходимо знание эффективности регистрации реакции, что в свою очередь требует знания функций отклика детектора [1]. Ввиду высокой эффективности детектора функции отклика практически не зависят от спектра γ -квантов и вычисляются довольно точно. Таблица, где приведены измеренные и расчетные распределения $N(k)$ для γ -квантов распада Co^{60} ($E_0=0,05$ Мэв, $E_{\gamma} \geq 0,2$ Мэв), показывает, что действительно функции отклика можно вычислить с высокой точностью и соответственно по $N(k)$ определить эффективность регистрации.

Кратность (k)	1	2	3	4
$N(k)$ эксп.	0,2472	0,4905	0,1709	0,0221
$N(k)$ расчет	0,2523	0,4900	0,1794	0,0217

Литература

1. Г.В.Мурадян, Ю.Г.Щепкин, Ю.В.Адамчук, Г.И.Устроев. Препринт ИАЭ-2634, 1976.
2. Zhook V.I., Markov D.A., Tsitovitch A.P., Shitikov K.I., Proceedings 2 nd Ispra Nuclear Electronics Symp.Stresa, Italy, 1975.
3. А.В.Белов, В.Н.Еремеев, В.И.Жук, Т.И.Калагина, Г.В.Мурадян, Е.А.Титова, Б.И.Шитиков, Ю.Г.Щепкин. Автометрия, 1976, 1, с.94.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ, ЗАХВАТА И АЛЬФА-УРАНА-235

Г.В.Мурадян, Г.И.Устроов, Ю.Г.Щепкин, Ю.В.Адамчук,
М.А.Восканян, Л.Ю.Прокофьева

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Методом спектрометрии множественности излучения возбужденных ядер проведены измерения абсолютного значения α , сечений деления и захвата урана-235 в области энергии нейтронов $0,1 \leq E_n \leq 30$ кэВ. Энергетический ход $\langle \alpha \rangle$ с точностью до калибровки хорошо согласуется с имеющимися данными. Однако не исключено, что абсолютная величина $\langle \alpha \rangle$ может оказаться существенно большей.

Measurements of α absolute value, fission and capture neutron cross-sections of U-235 in the neutron energy region $0,1 \leq E_n \leq 30$ keV are carried out by the excited nucleus radiation multiplicity spectrometry method. The energy dependence of $\langle \alpha \rangle$ with the accuracy up to normalization is in close agreement with data available. However, it is not excluded that the absolute value of $\langle \alpha \rangle$ can be essentially higher.

Измерение σ_f , σ_c и α урана-235 проведены с помощью новой методики [1], созданной на базе ЛЭУ-60 ИАЭ им. И.В.Курчатова, — методики спектра множественности. Различные процессы взаимодействия нейтронов с ядрами выделяются по спектру множественности γ -квантов и нейтронов, образующихся при захвате и делении. Спектр множественности получается с помощью 12 секционного 4 π -детектора NaJ (тс) "Ромашка-2". При этом нейтроны переводятся в γ -кванты с помощью конвертора из бора-10. С помощью ЭВМ события взаимодействия нейтронов с ядрами сортируются по времени пролета (номер временного канала i), по кратности (k) совпадения регистраций в различных секциях и по суммарному энерговыделению в детекторе. Более подробно методика описана в другом докладе настоящей конференции.

Измерения были проведены на пролетном расстоянии 25 м. При этом $E = 1$ МэВ, 2 МэВ, 6 МэВ; $E = 0,05$ МэВ; ширина временного канала — 40 нс, число каналов 32К; частота следования электронных импульсов ЛЭУ — 690 Гц; длительность электронного импульса — 50 нс; вес уранового образца — 1,1925 г, диаметр

28,5 мм; фильтры, находящиеся на пучке постоянно, — Al (27мм), бор-10 ($0,3 \text{ г/см}^3$). Спектр нейтронов измерялся посредством помещения в детектор углерода и регистрации одиночных γ - квантов с энергией 480 кэВ, образовавшихся вследствие попадания рассеянных углеродом нейтронов в конвертор. Были проведены также дополнительные измерения с фильтрами из кобальта, натрия и меди.

В таблице приведено отношение фона к полному эффекту (%) захвата в зависимости от кратности совпадения (здесь и всюду ниже приведены результаты для $E_x = 1 \text{ МэВ}$ при $E_n = 35 \text{ кэВ}$. По сравнению с другими методами здесь фон существенно меньше. С уменьшением E_n фон имитатора быстро падает.

Кратность (к)	1	2	3	4	5	6	7	8
Пост.фон	25,8	19,4	11,9	5,1	1,9	0,8	0,3	0,1
Фон имитат.	8,3	7,9	3,8	1,4	0,3	~0	~0	~0

На рис.1 приведена зависимость суммарного числа отсчетов в области 100-200 эВ и в области 500-600 эВ от K . Видно, что из-за частичного перекрытия спектров кратности захвата и деления образуется широкий спектр с одним пиком. Такое слияние в основном связано с недостаточно высокой эффективностью детектора (84% на акт захвата) и относительно малым числом секций. (В настоящее время изготовлен 24-секционный детектор с $\epsilon_\gamma \sim 99\%$.) На рис.2 приведено отношение кривых рис.1. Если представить себе, что каждая кривая рис.1 образуется из суперпозиции двух одинаковых кривых — захвата и деления, и поскольку величины α кривых рис.1 различны, то наличие плато на рис.2 в области $K \geq 7$ объясняется отсутствием регистрации актов захвата в этой области. Наличие приблизительного плато при $K \leq 2$ указывает на то, что здесь ($K \leq 2$) регистрируются в основном акты захвата. Из рис.3, где приводится зависимость отношения $N_2(\kappa=3)/\sum_{\kappa=2}^8 N_2(\kappa)$, следует, что во всей области $0,1 \leq E_n \leq 30 \text{ кэВ}$ при $K > 7$ регистрируются только акты захвата и что спектр множественности деления в пределах ошибок не коррелирован с энергией нейтрона.

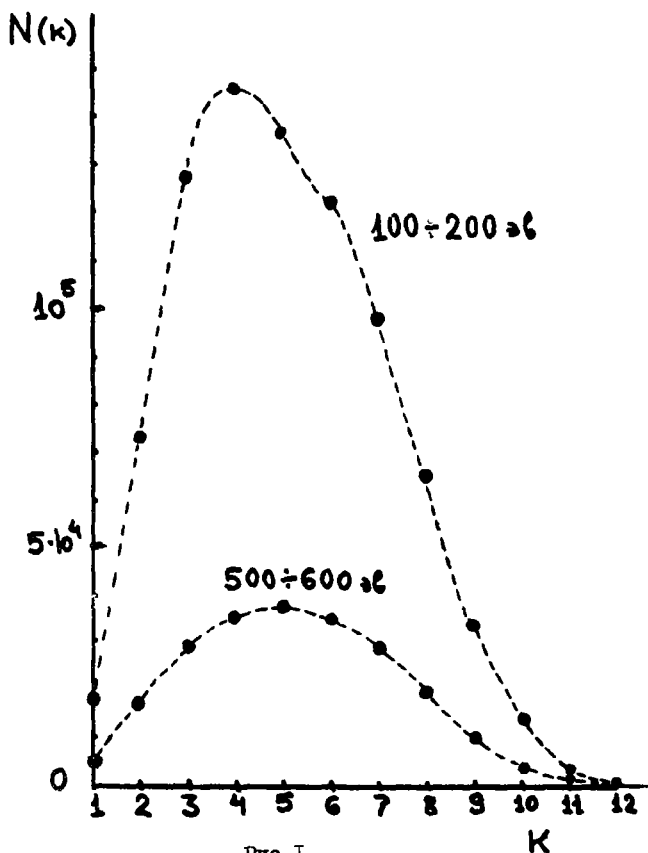


Рис. I

формы спектра множественности захвата $\gamma(k)$ и деления $f(k)$ ($\sum \gamma(k) = 1$, $\sum f(k) = 1$) связаны с числами отсчетов в i -м временном канале уравнением

$$N_i(k) = A_i \gamma(k) + B_i f(k), \quad (I)$$

где A_i и B_i - зарегистрированные числа актов захвата и деления соответственно. Поскольку с изменением i A_i и B_i меняются непропорционально и $\gamma(k) = 0$ для $k > 7$, то из избыточной системы уравнений (I) можно определить $\gamma(k)$ для любой области энергии. Для нахождения $f(k)$ был задан ряд $(1, 2, \dots, \beta, \dots)$

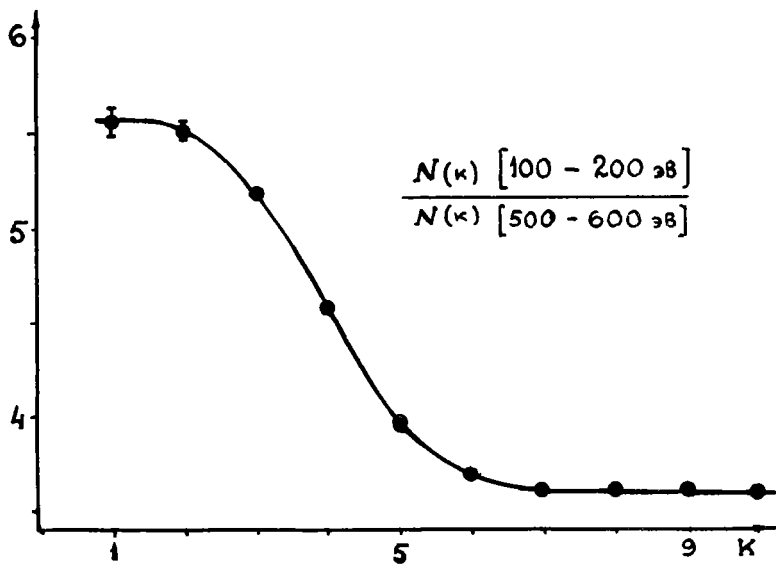


Рис. 2

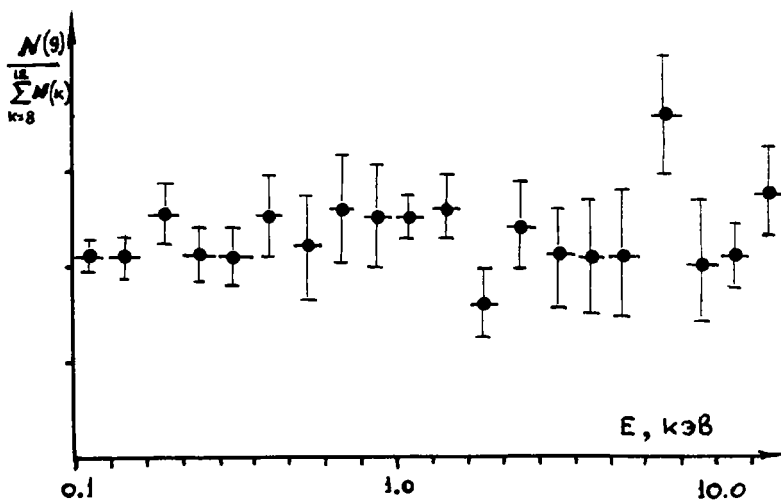


Рис. 3

значений $f(k=2) \equiv f_p(k=2)$ и по системе (I) определены соответствующие $f(k) \equiv f_p(k)$. Далее, используя функции отклика детектора $P(j, k) [I]$, находим $f_p(k)$, при котором $|\sum A_f(j) \cdot P(j, k) - f_p(k)|_{k=2} = \min$. Здесь $A_f(j)$ — эффективный спектр множественности γ -квантов, образовавшихся вследствие деления. $A_f(j)$ получается из требования

$$\sum_{k=3}^{12} \left(\sum_j A_f(j) \cdot P(j, k) - f_p(k) \right)^2 \frac{1}{\Delta f_p^2(k)} = \min, \quad (2)$$

где $\Delta f_p(k)$ — ошибки в $f_p(k)$. При подборе $A_f(j)$ в (2) предполагалось, что $A_f(j) = 0$ для $j = 1, 2$. Это единственное предположение в схеме данного измерения α . Вычисления дали $f(k=2) = 0,01$, т.е. доля деления при $k=2$ составляет 1% от общего числа зарегистрированных актов деления. Абсолютное число актов захвата есть B_z / ϵ_f , где

$\epsilon_f = \sum_k f(k) / \sum_j A_f(j) = 98,5\%$. Соответственно для захвата $\epsilon_g = \sum_k \gamma(k) / \sum_j A_g(j) = 84\%$ (для $E \leq 10$ кэВ).

На рис. 4 приведены $\gamma(k)$ и $f(k)$. Оказалось, что $\gamma(k)$ зависит от энергии нейтрона E_n — по мере роста E_n кривая $\gamma(k)$ сдвигается в сторону больших k . Это изменение автоматически учитывается при расчете α , σ_f и σ_g . В таблице приведены $\langle \alpha \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$ и $\langle \sigma_g \rangle$, а также оцененные

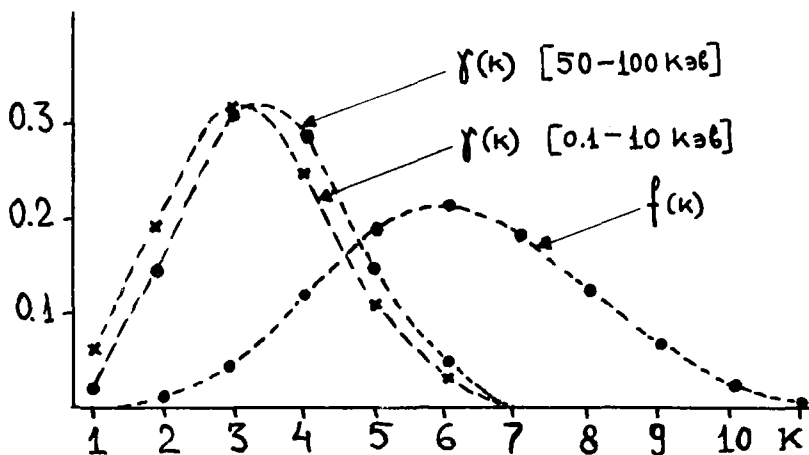


Рис. 4

В.А.Конькиным значения $\langle \alpha \rangle_0$ и $\langle \sigma_f \rangle_0$ [2]. Статистическая ошибка в $\langle \alpha \rangle$ меньше 2%. Ошибка в $\langle \sigma_f \rangle$ не более 2-3% (без учета ошибки калибровки; калибровка проводилась по величине $\int_{100 \text{ кэВ}}^{1000 \text{ эВ}} \sigma_f dE = 12209 \text{ барн.эВ}$). Видно, что $\langle \sigma_f \rangle$ удовлетворительно согласуется с $\langle \sigma_f \rangle_0$. Величина $\langle \alpha \rangle$ систематически выше $\langle \alpha \rangle_0$. Если сравнить $\langle \alpha \rangle$ с результатами работы [3] - $\langle \alpha \rangle_3$, то оказывается, что найденные нами $\langle \alpha \rangle = \langle \alpha \rangle_3 + 0,085$. Точность этого равенства $\sim \pm 1,5\%$ соблюдается всюду, за исключением интервала 0,5-0,6 кэВ, где расхождение достигает 5%. Такое

Энергетический интервал	$\langle \alpha \rangle$	$\langle \alpha \rangle_0$	$\langle \sigma_f \rangle$ (барн)	$\langle \sigma_f \rangle_0$ (барн)	$\langle \sigma_f \rangle$ (барн)
0.1 - 0.2	0.675	0.580	20.79	21.15	14.04
0.2 - 0.3	0.535	0.434	19.94	20.84	10.68
0.3 - 0.4	0.620	0.481	12.67	13.39	7.86
0.4 - 0.5	0.437	0.349	14.39	13.87	6.29
0.5 - 0.6	0.406	0.294	15.85	15.31	6.44
0.6 - 0.7	0.496	0.392	11.08	11.64	5.50
0.7 - 0.8	0.537	0.417	11.40	11.29	6.12
0.8 - 0.9	0.604	0.485	8.40	8.32	5.07
0.9 - 1	0.761	0.625	7.66	7.68	5.82
1 - 2	0.511	0.386	7.33	7.46	3.74
2 - 3	0.499	0.340	5.31	5.56	2,65
3 - 4	0.469	0.308	4.63	4,86	2.17
4 - 5	0.483	0.327	4.22	4.37	2.04
5 - 6	0.471	0.297	3.80	3.86	1.79
6 - 7	0.554	0.361	3.43	3.51	1.90
7 - 8	0.522	0.368	3.25	3.30	1.70
8 - 9	0.588	0.408	3.08	3.06	1.81
9 - 10	0.488	0.372	3.11	3.15	1.52
10 - 15	0.490	0.385	2.68	2.66	1.31
15 - 20	0.473	0.397	2.34	2.34	1.11
20 - 30	0.465	0.366	2,17	2.14	1.01

совпадение данных, полученных совершенно разными методами, дает основание думать, что ошибка в $\langle \alpha \rangle$ и $\langle \alpha \rangle_3$ с точностью до калибровки не превышает 1,5% (5% для 0,5-0,6 кэВ).

Еще раз подчеркнем, что абсолютное значение $\langle \alpha \rangle$ получено в предположении отсутствия актов деления, приводящих к образованию менее 3 γ -квантов. По-видимому, нельзя также исключать, что функции отклика недостаточно точно вычислены для определения $f(k=2)$ с требуемой точностью (~20%). Эти положения в настоящее время проверяются на 24-секционном детекторе с привлечением дополнительных возможностей идентификации актов деления. Предварительно получено, что $\langle \alpha \rangle = \langle \alpha \rangle_0 + 0,085$.

Литература

1. Г.В.Мурадян, Ю.Г.Щепкин, Ю.В.Адамчук, Г.И.Устроев. Препринт ИАЭ-2634, 1976г.
2. В.А.Коньшин, Г.В.Анципов. Труды III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975; том 2, стр.3, М., 1976.
3. R.Gwin, E.A.Silver, R.W.Ingle, H.Weaver, Nucl.Sci.Engin. 59, 79 (1976).

ДЕЛЕНИЕ С ВЫЛЕТОМ α -ЧАСТИЦЫ

Г.А.Пик-Пичак

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Представлены результаты траекторных расчетов тройного деления ^{252}Cf с испусканием длиннопробежных α -частиц для деформированных осколков.

The results of trajectory calculations have been represented for the ternary fission of ^{252}Cf with emission of the long-range α particle for deformed fragments.

Интерес к тройному делению с вылетом легких заряженных частиц связан с возможностью получения информации о делящейся системе в момент образования легкой частицы. Совокупность экспериментальных фактов указывает на то, что α -частица вылетает либо в момент образования осколков, либо сразу после образования осколков, когда они находятся ещё на близком расстоянии. Естественно, возникает вопрос: насколько средняя конфигурация делящейся системы в момент вылета α -частицы похожа на среднюю конфигурацию при двойном делении? Если похожа, то образование α -частицы не является существенным событием для деления, и можно получить дополнительную информацию о двойном делении из тройного. Если же очень отличается, то вылет α -частицы существенно меняет характер процесса деления, и тройное деление не совпадает с двойным. Чтобы ответить на этот вопрос, надо восстановить начальную конфигурацию (в момент вылета частицы) делящейся системы с помощью экспериментальных данных. Обычно эта процедура проводится на основе траекторных расчетов для точечных осколков и легкой частицы /1,2/. Для точечных объектов начальная конфигурация тройного деления оказывается похожей на конфигурацию при двойном делении /2/. Однако учет деформаций осколков и конечности размеров α -частицы и осколков очень существен /3,4/. В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния конечных размеров α -частицы (R_α - её радиус), радиуса осколка $R_B = r_0 A_B^{1/3}$, квадрупольной α_{2B} и октупольной α_{3B} деформаций осколков на наблюдаемые величины.

При расчетах предполагалось, что частица вылетает с оси деления, а деформации тяжелого и легкого осколков равны ($\alpha'_{к\bar{л}} = \alpha'_{к\bar{т}}$). Далее введены обозначения $\alpha = 0$ ($\alpha'_{2\bar{т}} = \alpha'_{3\bar{т}} = 0$), $\alpha = 0,25$ ($\alpha'_{2\bar{т}} = 0,25$; $\alpha'_{3\bar{т}} = 0,1$) и $\alpha = 0,4$ ($\alpha'_{2\bar{т}} = 0,4$; $\alpha'_{3\bar{т}} = 0,15$). Деформация осколков в процессе разлета не меняется, поскольку мультипольные члены в кулоновском взаимодействии на траектории практически не влияют /4/. Распределение по массам осколков было взято из эксперимента. Распределения по расстоянию между осколками D , начальной скорости тяжелого осколка V , положению точки вылета частицы на оси деления относительно тяжелого осколка X были выбраны гауссовыми ($\exp(-(x-x_0)^2/s_x^2)$), причем $X_0 = D r_T / (r_T + r_D)$, где $r_B = R_B (1 + \alpha_{2B} + \alpha_{3B})$, $s_x = K(D - r_T - r_D - 2 R_\alpha)$ с $K=3$, что соответствует почти равновероятному положению точки вылета на всей оси деления между осколками. Если частица касается осколка, то она поглощается. Величина $s_D = 1,35$ ферми, а s_V выбиралось так, чтобы среднеквадратичная ширина распределения суммарной кинетической энергии осколков $\Delta E_K = 19$ Мэв. Величины D и V подбирались так, чтобы $\bar{E}_K = 170$ Мэв, а величина T , параметр распределения начальной энергии частиц ($E_\alpha^0 \exp(-E_\alpha^0/T)$), находилась из условия $\bar{E}_\alpha = 16$ Мэв.

На рис.1 показана зависимость среднеквадратичной ширины $\Delta \theta$ углового распределения α -частиц относительно легкого осколка от начальной скорости тяжелого осколка. Видна сильная зависимость ширины от параметров τ_0 , R_α и α . Для отбора варианта по этим параметрам вычислялись также зависимости $\bar{E}_\alpha(\theta)$, $\mathcal{J}(E_\alpha)$ и $\bar{E}_K(E_\alpha)$. Хотя эти зависимости плавно меняются с изменением параметров, тем не менее они позволяют отбросить некоторые варианты при сравнении с экспериментом. Однако полностью однозначный выбор варианта сделать нельзя. На рис.2 и 3 показано сравнение расчетных $\bar{E}_\alpha(\theta)$ и $\bar{E}_K(E_\alpha)$ с экспериментом /5/, а на рис.4 показано сравнение $\bar{E}_K(E_\alpha)$ с /6/. Расчет проделан для случая $\tau_0 = 1,4$, $R_\alpha = 2,22$ и $\alpha = 0,25$. С целью сравнения с экспериментом расчеты проводились как для всего энергетического спектра частиц, так и для $E_\alpha \geq 10$ Мэв. На рис.2 видно различное поведение $\bar{E}_\alpha(\theta)$ для этих случаев.

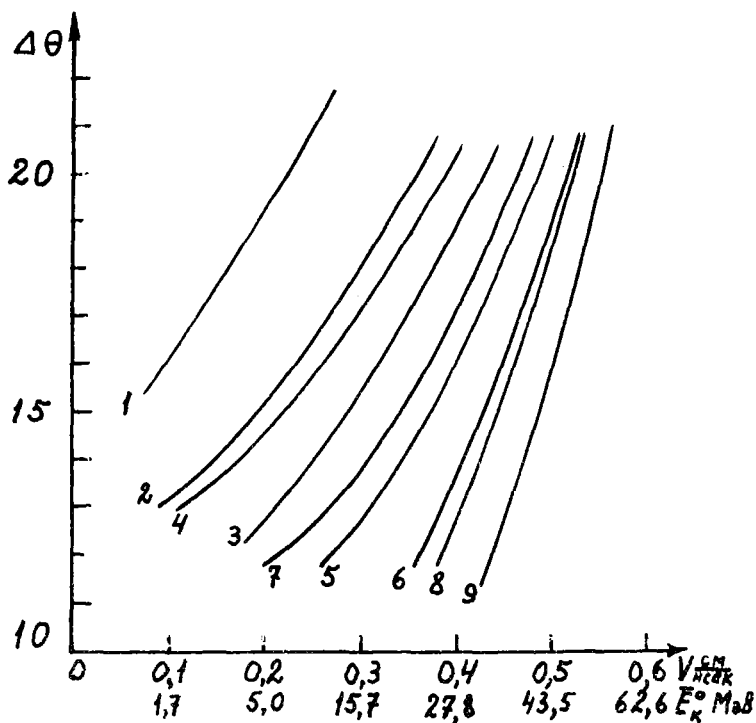


Рис.1. 1- $\tau_0=1,2$; $R_{\alpha}=0$; $\alpha=0$. 2- $\alpha=0,25$. 3- $\alpha=0,4$.
 4- $\tau_0=1,2$; $R_{\alpha}=1,91$; $\alpha=0$. 5- $\alpha=0,25$. 6- $\alpha=0,4$.
 7- $\tau_0=1,4$; $R_{\alpha}=2,22$; $\alpha=0$. 8- $\alpha=0,25$. 9- $\alpha=0,4$

Все расчеты сделаны при $5 \cdot 10^3$ траекторий для каждого варианта, поэтому в области малых и больших углов и энергий α -частицы статистическая точность невелика. Следует заметить, что использованное здесь распределение для E_{α}^0 довольно жестко связывает ширину ΔE_{α} энергетического распределения со средней начальной энергией частицы, т.е. с T . Поэтому возникает связь между V и ΔE_{α} , показанная на рис. 5. В дальнейших расчетах в распределении для E_{α}^0 следовало бы разделить параметры, определяющие среднее значение E_{α}^0 и ширину ΔE_{α} распределения, т.е. использовать распределение типа гауссова.

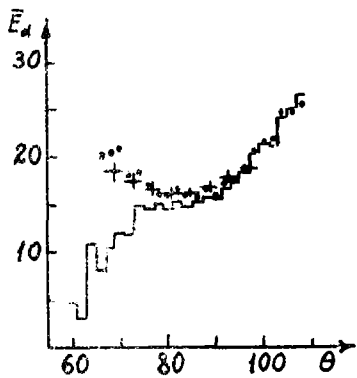


Рис.2. + эксперимент /5/;
 --- расчет для $0 \leq E_d \leq 40$ Мэв;
 • - расчет для $10 \leq E_d \leq 40$ Мэв

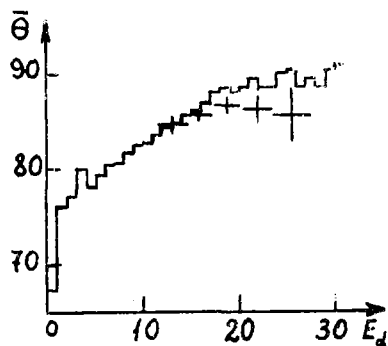


Рис.3. +-эксперимент /5/;
 --- расчет

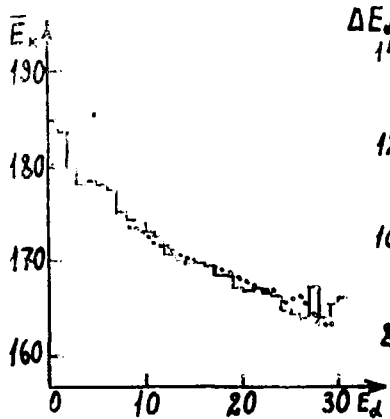


Рис.4. •-эксперимент /6/;
 --- расчет

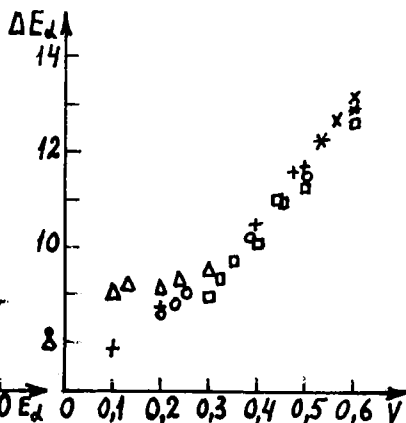


Рис.5. $\Delta - z_0 = 1,2; R_d = 0; \alpha = 0.$
 $\circ - \alpha = 0,25. \square - \alpha = 0,4.$
 $+ - z_0 = 1,4; R_d = 2,22; \alpha = 0.$
 $* - \alpha = 0,25. \times - \alpha = 0,4.$

Расчеты проводились также с другими распределениями. Например, распределение по E_{α}^0 в виде $(E_{\alpha}^0)^{1/2} \exp(-E_{\alpha}^0/T)$ приводит при прочих равных результатах к некоторому увеличению ΔE_{α} (на 1-2 Мэв) и незначительному увеличению $\Delta \theta$ (на $0,3-1,0^{\circ}$). Если использовать $X_0 = (D - r_d + r_p)/2$, т.е. точка вылета строго посередине между поверхностями осколков, то результаты остаются практически теми же. Если же X_0 определить как точку минимума кулоновской энергии частицы в поле сферических осколков, то при прочих равных условиях заметно уменьшается $\Delta \theta$ (на $1,5-2,0^{\circ}$).

Таким образом, учет конечности размеров осколков и частицы и деформации осколков приводит к существенному изменению конфигурации системы при тройном делении. Ширина экспериментального углового распределения $16^{\circ}/5$ требует сравнительно большого расстояния между осколками в момент вылета частицы (27,2 ферми), что связано с уменьшением доступной области вылета α -частицы из-за конечности размеров осколков и частицы. Такое расстояние между осколками требует, чтобы начальная суммарная кинетическая энергия осколков была равна примерно 38 Мэв.

Литература

1. Boneh Y., Fraenkel Z., Nebenzahl I., "Phys. Rev.", 1967, v. 157, p. 1305.
2. Rajagopalan M., Thomas T. D., "Phys. Rev.", 1972, v. 5C, p. 2064
3. Пик-Пичак Г.А. "Учет деформации осколков в делении с вылетом α -частицы", препринт ИАЭ-2372, М., 1974.
4. Пик-Пичак Г.А. "Деление с вылетом α -частицы", препринт ИАЭ-2399, М., 1974.
5. Fluss M. J., Kaufman S. B., Steinberg E. P., Wilkins B. D., "Phys. Rev.", 1973, v. 7C, p. 353.
6. Mehta G. K., Poiton J., Ribrag M., Signarbieux C., "Phys. Rev.", 1973, v. 7C, p. 373.

СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{233}U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЯМИ 2, 24, 55 И 144 КЭВ

К. Д. Журавлев, Н. И. Крошкин, Л. В. Карин

(НИИАР)

В целях уточнения ядерно-физических констант измерены сечения деления ^{233}U нейтронами с энергиями 0,0253 эВ, 2, 24, 55 и 144 кэВ. Для указанных энергий нейтронов полученные сечения деления соответственно равны $528,6 \pm 8,0$; $8,93 \pm 0,22$; $2,94 \pm 0,08$; $2,45 \pm 0,06$; $2,16 \pm 0,05$ барн.

To improve nuclear physical constants the cross sections of uranium-233 fission by the neutrons with the energies of 0.0235 eV and of 2, 24, 55, 144 KeV were measured. For the neutrons with the above energies the fission cross sections are 528.6 ± 8.0 , 8.93 ± 0.22 , 2.94 ± 0.08 , 2.45 ± 0.06 , 2.16 ± 0.05 barn, respectively.

Потребности в точных ядерно-физических константах для расчета реакторов на быстрых нейтронах и решения других задач стимулируют исследования с моноэнергетическими нейтронами, получаемыми пропусканием сплошного спектра нейтронов реактора через фильтры из различных элементов, для которых в ходе полного эффективного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами имеются глубокие минимумы, обусловленные интерференцией резонансного и потенциального рассеяния [1, 2]. С помощью таких фильтров можно выделить нейтроны в достаточно узкой энергетической области, соответствующей энергии интерференционных минимумов. Нейтроны других энергий при достаточной толщине фильтра будут выводиться из пучка. Помимо этого в таком фильтре будет поглощена значительная часть γ -излучения реактора.

Используя этот метод, с помощью фильтров из скандия, железа и кремния мы получили интенсивные пучки монохроматических нейтронов с энергиями 2, 24, 55 и 144 кэВ.

Измерения сечения деления ^{233}U велись относительно сечений деления ^{235}U , которые измерены нами с точностью 2% [3]. Для измерений применялась двойная камера деления,

Результаты измерений

Б, кэВ	25,3 10^{-6}		2		24±2		55±5		144±15		Литер.
^{233}U	528,6±8,0		8,93±0,22		2,94±0,08		2,45±0,06		2,16±0,05		наст. раб. [3]
^{235}U	582,2±1,3 *		6,69±0,13		2,26±0,05		1,92±0,04		1,49±0,03		
$\sigma_4(^{233}U)$	0,908±0,014		1,335±0,020		1,301±0,026		1,275±0,019		1,451±0,022		наст. раб.
$\sigma_5(^{235}U)$											
Б, кэВ	-		-		20-30		50-60		100-200		
^{233}U	-		-		2,89±0,17		2,45±0,16		2,33±0,24		[5]
^{235}U	-		-		2,11±0,09		1,82±0,08		1,49±0,10		"
$\sigma_4(^{233}U)$	-		-		1,37±0,09		1,35±0,08		1,56±0,13		"
$\sigma_5(^{235}U)$											
Б, кэВ	1,925	2,075	23,5	26,0	52,5	57,5	110	165	-		[6]
^{233}U	8,51± 2,96%	8,81± 3,16%	3,53± 2,75%	3,34± 3,64%	2,98± 4,85%	2,74± 4,88%	2,49± 3,27%	2,34± 3,3%	-		"
^{235}U	1,8-2,0	2,0-2,5	20-22	22-25	25-27	50-55	55-60	130-200	-		"
$\sigma_4(^{233}U)$	1,38±	1,35±	1,41±	1,42±	1,39±	1,50±	1,42±	1,60±	-		"
$\sigma_5(^{235}U)$	2,57%	1,75%	3,12%	2,75%	3,64%	4,86%	4,88%	3,3%	-		"

* Рекомендованная величина.

Причем мишени из ^{233}U и ^{235}U устанавливались в камеру так, что подложки касались друг друга обратными сторонами и служили общим электродом камеры.

Мишени из ^{235}U и ^{233}U с диаметром активного пятна 18 мм наносились на алюминиевые подложки диаметром 75 мм и толщиной 0,1 мм. Число ядер в мишенях урана определено с точностью 1%.

Пучки тепловых нейтронов и нейтронов с энергиями 2, 24, 55 и 144 кэВ формировались на горизонтальных каналах реактора СМ-2. Формирование и некоторые характеристики "фильтрованных пучков" и методика измерений сечений описаны в работах [3,4].

Результаты измеренных отношений сечений деления $\sigma_f(^{233}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ и полученные из них сечения деления ^{233}U тепловыми нейтронами и нейтронами "фильтрованных пучков" приведены в таблице. В полученные результаты введены поправки на присутствие в мишени ^{233}U урана-235. В таблице для сравнения приведены результаты измерений других авторов для интервалов энергий нейтронов, близких к нашим. Результаты наших измерений при 24, 55 и 144 кэВ хорошо согласуются с измерениями Гвина [5] и Альберта [6] при 2 кэВ.

Полученное в наших измерениях сечение деления ^{233}U тепловыми нейтронами $528,6 \pm 8,0$ барна хорошо согласуется с рекомендованной величиной: $531,1 \pm 1,3$ барна [7].

Литература

1. Simpson O. and Miller W., Nucl.Instrum and Methods, 1968, v.61, p.245.
2. Кузин Е.Н. и др. "Атомная энергия", 1973, т.35, вып.6, с.391.
3. Журавлев К.Д. и др. "Атомная энергия" (в печати).
4. Журавлев К.Д. и др. "Атомная энергия", 1975, т. 39, вып.4, с.285.
5. Gwin R., et al., Nucl.Sci. and Eng. 1976, v.59, № 2, p.79.
6. Albert R.D., Phys.Rev., 1966, v.142, p.778.
7. Neutron cross sections vol. I, BNL-325, Third Edition.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ $\frac{\sigma_{nj}(Pu-239)}{\sigma_{nj}(U-235)}$ И $\frac{\alpha(Pu-239)}{\alpha(U-235)}$
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ.

Ю.В.Рябов

(ИЯИ АН СССР)

На нейтронном спектрометре по времени пролёта ОИЯИ с разрешением около 100 нс/м измерены $\sigma_{nj}(g)/\sigma_{nj}(s)$ и $\alpha(g)/\alpha(s)$ в области энергий 0,1 - 100 кэВ с точностью 3,5 - 8 и 5,5 - 14% соответственно.

The JINR time-of-flight spectrometer is used to measure $\sigma_{nj}(g)/\sigma_{nj}(s)$ and $\alpha(g)/\alpha(s)$ in the neutron energy region 0,1 - 100 keV with the uncertainty 3,5 - 8 and 5,5 - 14 percent.

Измерения $\sigma_{nj}(g)/\sigma_{nj}(s)$ и $\alpha(g)/\alpha(s)$ были проведены методом времени пролёта на нейтронном спектрометре ОИЯИ [1] с разрешением около 100 нс/м. Акты деления регистрировались ионизационными камерами, а γ -кванты радиационного захвата и деления из образца регистрировались цилиндрическим 6-секционным жидкостным спцинтилляционным детектором (Ж.С.Д.) общим объемом около 200 л. Сцинтиллятор был "отравлен" бором для того, чтобы уменьшить чувствительность детектора к рассеянным нейтронам и довести время жизни нейтрона в объёме детектора до нескольких мкс [2]. Образцы и камеры помещались поочередно в центре детектора на оси цилиндрической вакуумированной трубки в геометрии, близкой к 4π . Информация о временной зависимости скорости счёта камеры делений и совпадений трёх γ -квантов из образца с порогами регистрации 1,2 МэВ (выше средней энергии γ -квантов деления) накапливались анализаторами с числом каналов 2048 (перые 1024 канала с шириной 16 мкс, вторые - 64 мкс). Нейтронный пучок в процессе измерений был перекрыт фильтром из Cd для исключения рециклических нейтронов. Энергетическая зависимость фона определялась по провалам в резонансах фильтров Cd, Ag, Co, Mn, Na, Al, перекрывающих пучок, а чувствительность детектора к рассеянным образцам нейтронов и γ -квантам

определялась с помощью эквивалентного рассеивателя из сеница. Подгонка фоновой кривой и обработка результатов проводились на ЭВМ методом, описанным в работе [3].

Отношение сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U получалось из выражения

$$\frac{\sigma_{nf}(g)}{\sigma_{nf}(s)} = \left[\frac{N_f(g) - \varphi_f(g)}{N_f(s) - \varphi_f(s)} \right] \frac{f_s(E) \cdot \mathcal{E}_f(s) \cdot S_g \cdot m_k(s) \cdot t_s}{f_g(E) \cdot \mathcal{E}_f(g) \cdot S_g \cdot m_k(g) \cdot t_g}, \quad (1)$$

где N_f, φ_f - скорости счёта ионизационной камеры; t - полное время измерений; \mathcal{E}_f - эффективность регистрации делений; S - площадь делящегося слоя; m_k - количество ядер на 1 см^2 в камере. Обозначения (9) и (5) относятся к ^{239}Pu и ^{235}U соответственно. Отношения $f_s(E)/f_g(E)$ и t_s/t_g близки к 1 и с высокой точностью ($\approx 0,1\%$) определялись по интегральному счёту мониторов и по счёту запусков анализатора. Величины S, m_k и \mathcal{E}_f определялись в специальных измерениях при изготовлении ионизационных камер. На рис. 1 полученные результаты сравниваются с данными Р.Гевна [4], Е.Пфлетшингера [5], Дж.Фаррала [6] и с рекомендуемыми Ф.Вейером [7]. Видно, что полученные данные лежат несколько выше данных [5,6,7] и в пределах ошибок 3,5 - 7,5 % согласуются с данными [4].

Отношение величин α для ^{239}Pu и ^{235}U получилось из выражения

$$\frac{\alpha(g)}{\alpha(s)} = \frac{\mathcal{E}_{ff}(g)}{\mathcal{E}_{ff}(s)} \cdot \frac{\mathcal{E}_c(s)}{\mathcal{E}_c(g)} \left\{ \frac{K_1 \frac{\mathcal{E}_f(g) \cdot m_k(g) [N_f(g) - \varphi_f(g)]}{\mathcal{E}_{ff}(g) \cdot m(g) [N_f(g) - \varphi_f(g)]} - 1}{K_2 \frac{\mathcal{E}_f(s) \cdot m_k(s) [N_f(s) - \varphi_f(s)]}{\mathcal{E}_{ff}(s) \cdot m(s) [N_f(s) - \varphi_f(s)]} - 1} \right\}, \quad (2)$$

где $\mathcal{E}_{ff}, \mathcal{E}_c$ - эффективности регистрации f -квантов деления и радиационного захвата Ж.С.Д.; N_f, φ_f - скорости счёта f -квантов и фона; $m(g), m(s)$ - количество ядер на 1 см^2 в образцах ^{239}Pu и ^{235}U ; величины K_1, K_2 зависят от отношения счёта мониторов и запусков анализаторов в измерениях с камерами и образцами, а также от фиксированной геометрии образцов и камер. Остальные обозначения такие же, как в соотношении (1). Поверхностная плотность образцов составляла для ^{239}Pu и ^{235}U $2,129 \cdot 10^{21}$ и $3,053 \cdot 10^{21}$ ядер/ см^2 , слои ионизационных камер $4,569 \cdot 10^{19}$ и $4,718 \cdot 10^{19}$ ядер/ см^2 . Величины \mathcal{E}_{ff} измерялись на интегральном спектре резонансных нейтронов в совпадениях Ж.С.Д. с соответствующей камерой и

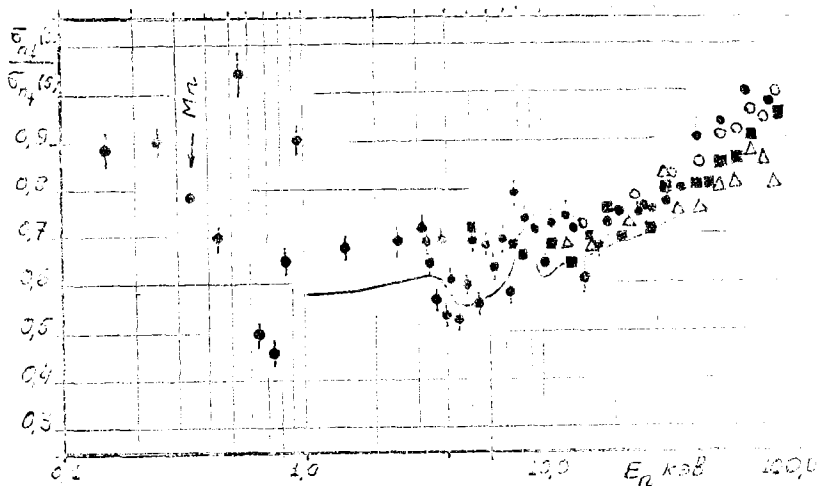


Рис.1 Величины $\sigma_{nf}(9) / \sigma_{nf}(5)$ в области энергий нейтронов 0,1 - 100 кэв;
 † - настоящая работа; ○ - [4]; ■ - [5]; △ - [6], - [7]

считались независимыми от энергии взаимодействующих нейтронов. Таким образом, все входящие в выражение (2) величины определялись экспериментально, кроме $\sigma_c(5) / \sigma_c(9)$. Отдельно величина σ_c пока не может быть определена, но в данном методе измерений достаточно убедиться в том, что $\sigma_c(5) / \sigma_c(9) \approx 1$ при выбранных условиях регистрации γ -квантов. Для этого рассматривались хорошо изолированные резонансы ^{239}Pu и ^{235}U со значениями α в пределах 0,4 - 0,6; 0,8 - 1,0; 1,2-1,5; 1,8 - 2,0 и $> 3,0$. Получено, что для каждой из этих групп отношение суммарных счетов γ -квантов из образца в пределах резонанса, нормированное на единичную площадь, не отличается от 1 более, чем на 3 - 4%. Эта величина была принята для $\sigma_c(5) / \sigma_c(9)$ с ошибкой $\pm 3,4\%$, которая является основной систематической ошибкой для $\alpha(9) / \alpha(5)$. На рис.2 приведены полученные результаты в области энергий 0,1 - 100 кэв (полная ошибка от 5,5 до 14%).

Настоящие измерения проведены не в оптимальных методических условиях, но всё же позволяют получать величины $\sigma_{nf}(9) / \sigma_{nf}(5)$ и $\alpha(9) / \alpha(5)$ в основной исследуемой ме-

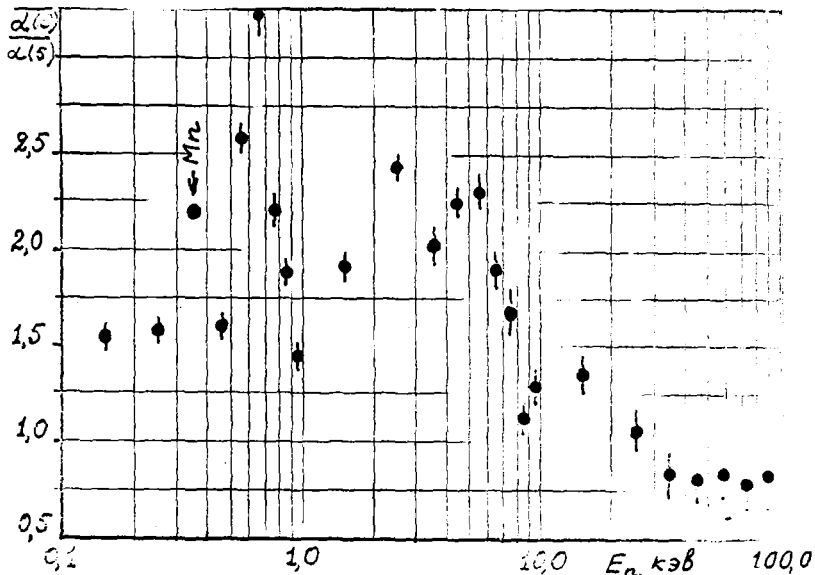


Рис.2. Величина $\alpha(9)/\alpha(5)$ в области энергий нейтронов 0,1 - 100 кэВ.

тодом времени пролета области энергий 0,1 - 30 кэВ с точностью ≤ 5 и $\leq 7\%$ соответственно. Совершенствование данной методики в сочетании с возможными абсолютными измерениями $\alpha(5)$ позволяет, по-видимому, получить $\alpha(9)$ с требуемой для практики реакторостроения точностью.

Литература

1. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев и др. Ат.энергия, 1964, т.10, в.5, стр. 437.
2. К.Малецкий, Л.Б.Панальнер и др. Сообщение ОИЯИ, 1972, 13-6609.
3. М.А.Куров, Ю.В.Рябов и др. Ат.энергия, 1971, т.30, в.4., стр.362.
4. R.Gwin, E.G.Silver et al. Nucl Science and Eng., 1976, 59, p 79.
5. E.Pfletschinger, F.Käppeler. Nucl.Sci. and Eng. 1970, 40, p 375
6. J.A.Farrell. Atomic Energy Review, 1972, vol. 10, 4, p 618.
7. T.A.Byer. Atomic energy Review, 1972, vol.10, 4, p 529.

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ГАММА-КВАНТОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ УРАНА-235
РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Г.З.Борухович, К.Н.Иванов, Г.А.Петров, А.К.Петухов, О.А.Щербаков
(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова АН СССР)

На нейтронном спектрометре по времени пролета ГНЕИС с разрешением 8 нсек/м измерены вариации среднего числа γ -квантов, сопровождающих деление ^{235}U резонансными нейтронами с энергиями от 6 до 130 эВ. Полученные данные для $\bar{\nu}_\gamma$ анализируются совместно с известными данными для вариаций числа нейтронов деления $\bar{\nu}_n$ для одних и тех же резонансов и групп. В пределах достигнутой точности измерений ($\sim 1\%$) анализ не обнаруживает статистически значимых корреляций $\bar{\nu}_\gamma$ и $\bar{\nu}_n$, а также $\bar{\nu}_\gamma$ и $1/\Gamma_f$ для резонансов со спинами 4^- . На основании анализа для ширины $(\nu\gamma f)$ -процесса на уровне двух стандартных ошибок получена оценка $\Gamma_{\gamma f}^{4^-} \leq 1,2$ мэВ.

Using time-of-flight neutron spectrometer GNEISS with the resolution 8 nsec/m the average fission γ -rays multiplicity for the ^{235}U resonance neutron fission has been measured in the energy region 6-130 eV. The results obtained for $\bar{\nu}_\gamma$ are analyzed in the combination with known results for neutron multiplicity $\bar{\nu}_n$ for the same resonances and intervals. The data analysis performed does not show any significant correlations $\bar{\nu}_\gamma$ with $\bar{\nu}_n$ and $\bar{\nu}_\gamma$ with $1/\Gamma_f$ for the 4^- resonances. As a result of this analysis the estimation for $\Gamma_{\gamma f}^{4^-}$ has been obtained on the level of two statistical errors $\Gamma_{\gamma f}^{4^-} \leq 1.2$ meV.

Введение

$(\nu\gamma f)$ -процесс является естественным следствием теории компаунд-ядра, предложенной Н.Бором еще в 1936 году, и интенсивно обсуждается в последние годы в целом ряде теоретических /1-5/ и экспериментальных работ /6-12/. Такой интерес можно понять в связи с практической важностью получения точных данных о вариациях среднего числа вторичных нейтронов деления $\bar{\nu}_n$, о величинах радиационных ширин и сечений радиационного захвата, а также о величине $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_f$, при определении которых может оказаться важным учет вклада $(\nu\gamma f)$ -процесса /5/. С другой стороны, как

это следует из теоретического анализа, исследование $(n\gamma f)$ -процесса может дать информацию о высоте и структуре барьера деления, о демпфировании переходных состояний при делении и различных характеристиках возбуждённого компаунд-ядра. Однако, к сожалению, имеющиеся теоретические оценки вероятности $(n\gamma f)$ -процесса весьма противоречивы, а экспериментальные исследования находятся ещё только на начальной стадии. Принятая сейчас физическая картина $(n\gamma f)$ -процесса выглядит следующим образом. При испускании компаунд-ядром дипольного γ -кванта энергия возбуждения падает, и если остаточная энергия оказывается близки соответствующего порога деления, то ядро может разделиться. При этом среднее число вторичных нейтронов будет меньше, чем в случае деления из начального состояния возбуждения. В то же время среднее число γ -квантов и их средняя полная энергия будут меняться гораздо меньше, так как γ -кванты возникают на последней стадии процесса разрядки сильно возбуждённых осколков деления. Таким образом, для числа γ -квантов, их полной энергии и числа нейтронов можно написать следующие простые соотношения:

$$\bar{N}_\gamma = \bar{N}_{0\gamma} + \frac{I_\gamma}{I_f} \bar{n}_\gamma; \quad \bar{E}_\gamma = \bar{E}_{0\gamma} + \frac{I_\gamma}{I_f} \bar{\epsilon}_\gamma; \quad \bar{N}_n = \bar{N}_{0n} - \frac{I_\gamma}{I_f} \left(\frac{\partial \bar{N}_n}{\partial E} \right) \bar{\epsilon}_\gamma$$

Из этих соотношений видно, что для резонансов с большим вкладом

$(n\gamma f)$ -процесса должны наблюдаться соответствующие корреляции \bar{N}_γ , \bar{E}_γ и \bar{N}_n с I_γ и I/I_f . Такие корреляции, а также вариации \bar{N}_γ , \bar{E}_γ и \bar{N}_n чётко наблюдаются для нескольких резонансов при делении ^{239}Pu .

Настоящая работа является продолжением ранее начатых исследований /6/ и представляет собой первый шаг в большой программе экспериментов по изучению $(n\gamma f)$ -процесса. ^{235}U был выбран в качестве первого объекта исследований, так как он является широко используемым делящимся ядром, и в этом случае эксперимент не даёт чётких указаний на заметный вклад $(n\gamma f)$ -процесса, хотя, с точки зрения теории, веские аргументы в обосновании такой ситуации отсутствуют.

Методика эксперимента,

В работе для изучения вероятности $(n\gamma f)$ -процесса был использован метод множественности γ -квантов деления из-за его относительной простоты и минимальной возможности разного рода аппаратных ошибок. С помощью двух анализаторов АИ-4096 с шириной канала 0,25 мксек одновременно измерялись временные спектры им-

пульсов осколков в совпадении и без совпадения с γ -квантами деления. В качестве детектора осколков была использована быстрая ионизационная камера деления, содержащая около 0,5 г ^{235}U , нанесённого в виде окиси урана на 5 алюминиевых фольг с поверхностной плотностью около 1 мг/см². Временное разрешение камеры составляло ~ 10 нсек. γ -кванты регистрировались двумя сцинтилляционными детекторами с кристаллами $\text{NaI}(\text{Tl})$ диаметром 150 мм и высотами 100 мм каждый. Эффективность регистрации γ -квантов спектра деления каждым кристаллом не превышала 5%, что обеспечивало достаточно низкую эффективность одновременной регистрации двух и более γ -квантов. Специальных мер ограничения регистрации кристаллом $\text{NaI}(\text{Tl})$ нейтронов деления не принималось (кроме фильтра из ^6Li), так как, согласно оценкам, возможные вариации в \bar{V}_n , могли исказить измеряемый эффект при пороге дискриминации γ -квантов 500 кэВ не более, чем на доли процента.

Экспериментальная установка вместе с электроникой размещалась на пролётной базе спектрометра ГНЕИС длиной 41 метр /13/. Импульсный нейтронный источник спектрометра работал в режиме 50 имп./сек., с интегральным потоком нейтронов из мишени около 10^{14} н/сек при длительности вспышки 8–10 нсек. Полная длительность измерений составляла около 30 часов.

Основные результаты измерений и их обсуждение.

Первичная обработка экспериментальных данных сводилась к калибровке анализаторов, вычитанию фона, введению поправок на прощёты и к нахождению отношений скоростей счёта для соответствующих участков временных спектров.

Для удобства представления результатов среднее взвешенное значение относительных выходов γ -квантов деления принималось за единицу. Анализ флуктуаций выходов для различных резонансов и интервалов энергий (рис.1) не обнаруживает в пределах точности существенных отклонений от среднего.

На рис.2 анализируется корреляция данных по \bar{V}_γ с наиболее точными известными данными по $\bar{V}_n/14$ для одних и тех же резонансов и интервалов. Как визуальный, так и математический анализ не обнаруживает корреляций в пределах ошибок.

На рис. 3 данные по \bar{V}_γ и $\bar{V}_n/14$ для резонансов (4⁺) представлены в зависимости от $1/\Gamma_f$. Из рисунка видно, что если какая-то корреляция данных и имеется, то она весьма слабая.

$$\bar{\nu}_g = (1,005 \pm 0,003) + (0,021 \pm 0,063) \cdot I/\Gamma_g$$

$$\bar{\nu}_n = (1,001 \pm 0,001) - (0,036 \pm 0,024) \cdot I/\Gamma_g$$

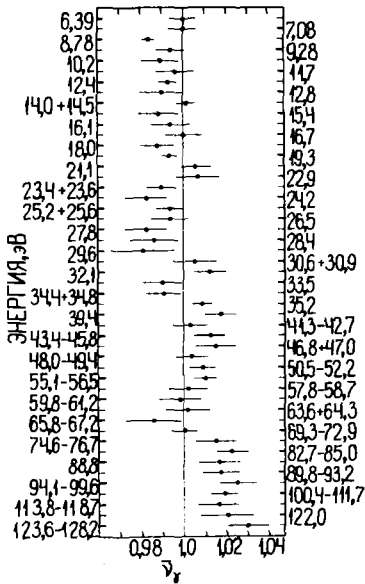


Рис. 1. Вариации числа J -квантов для отдельных резонансов, группы и интервалов энергий.

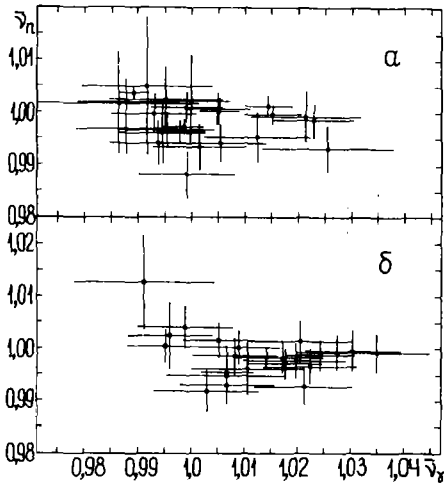


Рис. 2. Корреляция величин ν_n и ν_g для отдельных резонансов (а) и интервалов энергий (б).

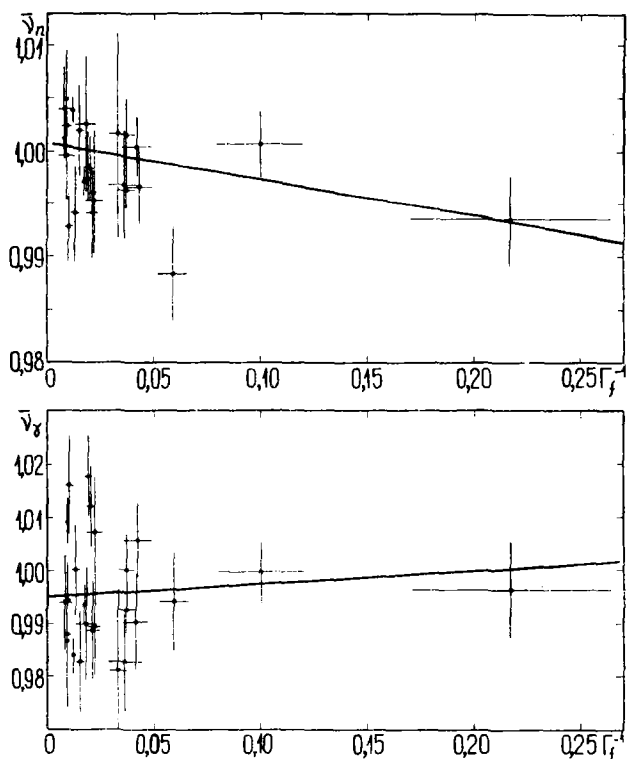


Рис. 3. Корреляции $\bar{\nu}_n$ и $\bar{\nu}_\gamma$ с $1/\Gamma_f$. Прямые проведены по методу наименьших квадратов.

Отсюда, предполагая, что на акт деления испускается 8 γ -квантов, а число предделительных γ -квантов порядка единицы, можно получить оценку величины $\bar{\nu}_{\gamma f}$ для резонансов со спином 4^- . На уровне двух стандартных ошибок $\Gamma_{\gamma f} \leq 1,2$ мэВ.

В настоящее время можно указать несколько причин относительной малости $\bar{\nu}_{\gamma f}$ в случае деления ^{235}U . Прежде всего, как показывают теоретические рассмотрения [1-5], вероятность $(n\gamma f)$ -процесса сильно зависит от целого ряда ядерных характеристик, таких, как температура, плотность уровней, мультипольность переходов и т.д. Кроме того, малая вероятность $(n\gamma f)$ -процесса при делении ^{235}U может свидетельствовать о том, что энергия воз-

буждения компаунд-ядра над соответствующим барьером деления в этом случае существенно меньше наиболее вероятной энергии γ -перехода (~ 1 МэВ). По данным теоретического анализа формы γ -спектра предделительных γ -квантов /4/, на вероятность ($n\gamma f$)-процесса сильное влияние оказывает и степень демпфирования состояний во 2-й потенциальной яме.

Литература

1. Stavinski V., Shaker M., Nucl. Phys. 62, (1965)
2. Lynn T. E., Phys. Lettr., 18, 31 (1965)
3. Лукьянов А. А., Шакер М. О., Труды XIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Ереван, 1969, стр. 92.
4. Trochon I. et al. "Нейтронная физика", сб. ч. 5, 323, 1976.
5. Суховицкий Е. Ш. и др. Материалы IV Конференции по нейтронной физике г. Клеве 18- 22 апреля 1977 года.
6. Panteleev et al. Phys. Lettr. 35B, 507 (1971) Я. Ф. II, 4, 1971.
7. Shackleton et al. Phys. Lettr. 42B, 344 (1972)
8. Ryabov Yu. et al. Nucl. Nucl. Phys. A216, 395 (1973)
9. Frehaut I. et al. "Phys. and Chem. of Fission", Conf., Rochester, A. I. E. A. Vienne 11, 201 (1973)
10. Вен Чан Бай, Ц. Пантелеев, Тянь Сан Хак. Изв. АН СССР, сер. физ. 37, 82, 1973.
11. Simon G., Frehaut I., "Нейтронная физика", сб. ч. 5, 337, 1976.
12. L. W. Weston, J. H. Todd. Phys. Rev., 10C, No. 4, 1974, p. 1402
13. Н. К. Абросимов и др. "Нейтронная физика", сб. ч. 6, 221, 1976.
14. Howe R. E., Philipps P. W., C. D. Bowman., Phys. Rev. 13C, 195 (1976).

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ
 ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu
ОТНОСИТЕЛЬНО СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U

Б.И.Фурсов, В.М.Куприянов, Г.Н.Смиренкин
(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Проведены измерения сечений деления быстрыми нейтронами урана-233, урана-238, плутония-239, плутония-240, плутония-241, плутония-242 относительно сечения деления урана-235. Работа выполнена на электростатических ускорителях с использованием в качестве источников нейтронов реакций $\text{Li}(p,n)$, $\text{T}(p,n)$ и $\text{D}(d,n)$. Детектором осколков деления служила двойная ионизационная камера.

The U-233, U-238, Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242 to U-235 neutron induced fission cross sections ratios were measured. The reactions Li(p,n), T(p,n) and D(d,n) produced at electrostatic accelerators were used as a neutron sources. The double ionization chamber were used to detect the fission fragments.

Настоящая работа посвящена измерению отношений сечений деления совокупности изотопов урана и плутония, имеющих наибольшее значение для практики расчета и проектирования реакторов на быстрых нейтронах, и обобщает результаты многолетнего исследования, проведенного в ФЭИ.

Предварительные результаты измерений отношения сечений деления $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ представлялись на II конференцию [1], $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ - на III конференцию [2]. Включение в настоящее сообщение тех же отношений обусловлено тем, что измерение отношения сечений деления $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ выполнено повторно, причем точность результатов улучшена в ~ 2 раза проведением четырех независимых калибровок, а изученный диапазон энергий расширен в область подбарьерного деления ^{238}U . Представленные результаты отношения сечений деления $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ опираются, в целом, на данные работы [2], но содержат ряд изменений, обусловленных проведением второй независимой калибровки по α -активности, использованием согласованной совокупности данных по тепловым сечениям и постоянным распада ^{239}Pu и ^{235}U [3], более тщательным анализом поправок, что улучшило точность результатов на $\sim 0,5\%$.

Работа проводилась на электростатических ускорителях. В качестве источников нейтронов использовались реакции $Li(p,n)$, $T(p,n)$ и $D(d,n)$, осуществлявшиеся на твердых мишенях из гидрида титана или фторида лития на молибденовых подложках. Диапазон энергий ниже 127 кэВ достигался в реакции $Li(p,n)$ проведением измерений под углом 120° к направлению падающих на мишень протонов.

Детектор осколков деления описан в [17] и представлял собой две размещенные последовательно сдвоенные ионизационные камеры, в которых располагались две пары слоев. Поскольку для отношений $^{238}U/^{235}U$ и $^{239}Pu/^{235}U$ требовалась наиболее высокая точность, при их исследовании в обеих сдвоенных камерах размещались одинаковые пары слоев, что повышало статистическую точность результатов и облегчало введение некоторых поправок. Вместе с тем возможности методики позволили произвести измерения отношений $^{233}U/^{235}U$ и $^{241}Pu/^{235}U$, а также $^{240}Pu/^{235}U$ и $^{242}Pu/^{235}U$ одновременно. В работе использовались слои толщиной 0,3–0,4 мг/см² следующей изотопической чистоты: ^{235}U – 99,99%, ^{233}U – 93,3%, ^{238}U – 99,6%, ^{239}Pu – 99,9%, ^{240}Pu – 99,6%, ^{241}Pu – 96,0% (к моменту очистки от ^{241}Am), ^{242}Pu – 99,9%. Для проведения калибровочных измерений пороговых изотопов применялись образцы с примесью ^{235}U (^{238}U) или ^{239}Pu (^{240}Pu , ^{242}Pu).

Измерение каждого отношения сечений деления проводилось в два этапа. На первом ионизационной методикой во всем диапазоне энергий нейтронов изучалась энергетическая зависимость отношения. На втором этапе проводилась абсолютизация отношения: одним или несколькими из описанных ниже методов определялось отношение количества делящихся ядер в каждой паре слоев, ионизационной методикой (^{238}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu) или стеклянными детекторами (^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{233}U) измерялись абсолютные значения отношений, на которые затем нормировалась измеренная на первом этапе кривая энергетической зависимости.

В процессе работы на ускорителях измерялись различные компоненты нейтронного фона: экспериментального зала – по отклонению скорости счета от зависимости I/R^2 ; фон рассеяния на конструкции мишени – увеличением эффективной толщины конструкции с последующей экстраполяцией к нулевой толщине; фон нейтронов сопутствующих (p,n) и (d,n) реакций на Mo и Ti , входящих

в состав мишени, — проведением измерений на эквивалентном шаблоне, не содержащем дейтерия или трития. Первые две компоненты нейтронного фона были значительными, а соответствующие им поправки отношений сечений деления достигали нескольких процентов в области порога (^{238}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu) и в измерениях под углом 120° (^{233}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu). В области "плато" поправки, как правило, составляли $\leq 1\%$. Фон сопутствующих (d, n) реакций был высоким (до 30% от полного числа делений при $E_n \geq 7$ Мэв) для всех ядер, однако величина соответствующей поправки отношений сечений деления оказалась наиболее значительной (14%) для отношения $^{238}\text{U} / ^{235}\text{U}$ ввиду сравнительно невысокой энергии части фоновых нейтронов и резкой зависимости сечения деления ^{238}U на пороге. Для других ядер, в том числе и с пороговой зависимостью сечения, но высокой подбарьерной делимостью (^{240}Pu , ^{242}Pu), аналогичная поправка не превосходила 3-6%.

В результаты измерений расчетным путем вносились поправки, которые учитывали: деление посторонних изотопов в слоях; энергетическую зависимость эффективности регистрации осколков с учетом движения центра масс и угловой анизотропии деления; различие потоков в слоях, разделенных электродом; оценку эффекта упругого и неупругого рассеяния нейтронов на материале между делющимися слоями.

Абсолютизация отношений сечений деления $^{239}\text{Pu} / ^{235}\text{U}$, $^{233}\text{U} / ^{235}\text{U}$, $^{241}\text{Pu} / ^{235}\text{U}$ достигалась проведением дополнительных измерений цилиндрическими стеклянными детекторами в тепловой колонне реактора БР-10 с соотношением эпитепловых и тепловых нейтронов $\sim 10^{-4}$. Температура нейтронного спектра определялась пропусканием через золотой фильтр и составила в разных опытах 22 ± 12 и $27 \pm 11^\circ\text{C}$. Опорные значения отношений сечений деления на максвелловском спектре нейтронов с учетом температурной зависимости g -факторов брались из работы [3]. Как говорилось выше, для $^{239}\text{Pu} / ^{235}\text{U}$ отношение количеств делющихся ядер в слоях определено также сравнением их α -активности в "хорошей" геометрии с помощью полупроводникового детектора. Результаты согласовались в пределах 1%. Средняя точность абсолютных значений отношений сечений деления, полученных методикой стекол, которые затем использовались в качестве опорных для нормировок кривых энергетической зависимости, составила: для $^{239}\text{Pu} / ^{235}\text{U}$ - 1,30%; $^{233}\text{U} / ^{235}\text{U}$ - 1,23%; $^{241}\text{Pu} / ^{235}\text{U}$ - 1,68%.

Абсолютизация отношений сечений деления пороговых изотопов производилась непосредственно в ионизационной камере. С этой целью были специально приготовлены и подвергнуты тщательному масс-анализу слои ^{238}U , содержащие некоторое количество ^{235}U ($\sim 0,4$; $0,7$; $1,3$; $2,5\%$), а также слои ^{240}Pu и ^{242}Pu , содержащие соответственно $6,8$ и $5,7\%$ ^{239}Pu . Пары слоев $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$, $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$, $^{242}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ помещались в ионизационный детектор и облучались нейтронами из мишени ускорителя, замедленными полиэтиленом толщиной 10 см. Отношение чисел деления ядер ^{235}U в слоях ^{238}U и ^{235}U (аналогично - отношение чисел деления ядер ^{239}Pu в слоях ^{240}Pu и ^{239}Pu , ^{242}Pu и ^{239}Pu) в сочетании с результатами масс-анализа позволили определить отношение количеств делящихся ядер в слоях. Затем при энергиях $1,0$; $1,5$; $2,0$; $2,5$ и 3 Мэв этими же камерами были получены абсолютные отношения сечений деления, причем для $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ эти значения были усреднены по четырем независимым опытам с разными смесями. Поскольку в опыте были получены абсолютные отношения ^{240}Pu и ^{242}Pu к ^{239}Pu , а кривая энергетической зависимости измерена относительно ^{235}U , наши данные отношения $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ использовались для перехода к абсолютным отношениям $^{240}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ и $^{242}\text{Pu}/^{235}\text{U}$. Средняя по пяти энергиям точность абсолютных значений составила: для отношения $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ - $0,54\%$, $^{240}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ - $2,0\%$, $^{242}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ - $2,1\%$.

Полная ошибка результатов измерений, кроме ошибки абсолютных значений, включала в себя также ошибку энергетической зависимости ($0,5$ - $4,8\%$) и ошибку нормировки кривой на опорные значения ($0,1$ - $0,3\%$), причем средняя ошибка абсолютных значений и неопределенность нормировки кривой на эти опорные значения является систематической частью полной ошибки, скоррелированной по всему изученному диапазону энергий.

Результаты настоящей работы представлены на рисунках I-9. $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ (рис. I). Изучен диапазон энергий нейтронов $0,024$ - $7,4$ Мэв. Полная ошибка результатов составляет $1,2$ - $1,6\%$ и возрастает до 2% для $E_n < 100$ кэв. Ниже 700 кэв хорошее согласие с оценками Коньшина [4] и Соверби [5], при более высоких энергиях наши результаты на 2 - 4% выше, что соответствует тенденции к смещению отношения сечений деления $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ в этой области энергий, предсказанной в работе [6] на основании подгонки

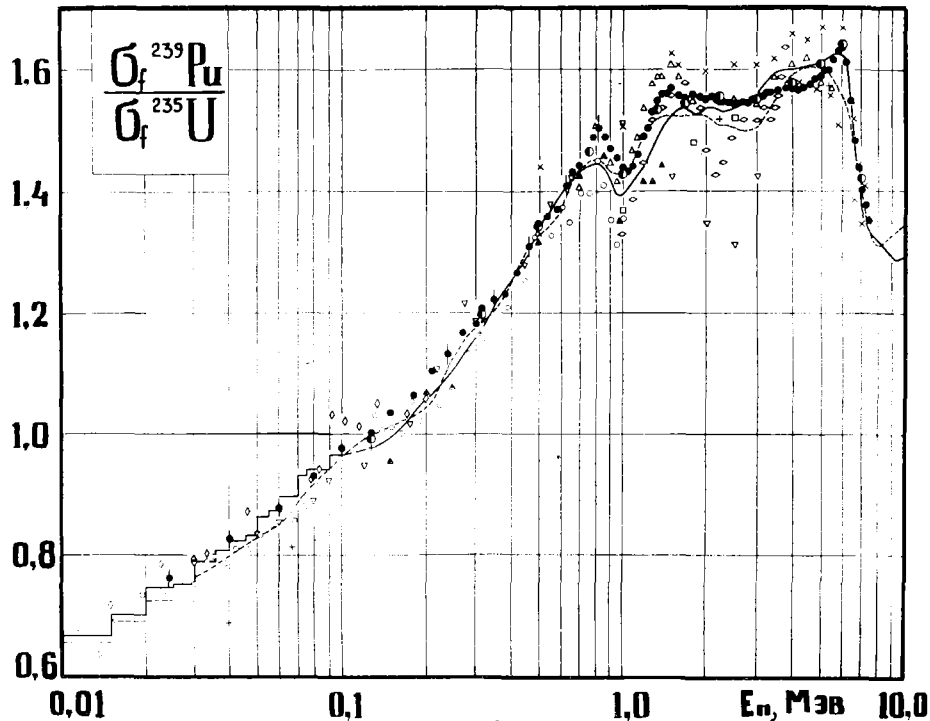


Рис.1. Отношение сечений деления $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$:
 ● - камера, ○ - стекла, результаты настоящей работы; □ - Нестеров 1968; --- Коньшин 1974; — Soverby 1974; △△ - Poenitz 1972, 1970; ◇ - Szabo 1971; ○ Pfletchinger 1970; + - White et al 1967, 1965; ◊ - Netter 1961; X - Smith 1957; ▽ - Allen and Fergusson 1957.

системы констант с результатами интегральных экспериментов. $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ (рис. 2, 3). Измерения проведены в области 1–7 Мэв. Полная ошибка результатов составляет 0,8% в большей части изученного диапазона и возрастает до 2,2–3,5% на его границах. В области выше 2 Мэв наши данные хорошо согласуются с оценкой **ENDF B IV** и выше оценки Соверби [57], что также соответствует выводам работы [67]. Следует отметить очень хорошее согласие во всем диапазоне с результатами Мидоуза [77]. Данные Коутса [87] в области плато на $\sim 3\%$ ниже, на пороге наблюдается энергетическая сдвигка на 20–30 кэв.

$^{233}\text{U}/^{235}\text{U}$ (рис. 4). Изучен диапазон энергий 0,024–7,4 Мэв. Полная ошибка результатов составляет 1,3–2,2%. Наши данные на 3–5% систематически ниже результатов Мидоуза [97], но хорошо согласуются с ними по форме энергетической зависимости.

$^{241}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ (рис. 5). Исследован тот же диапазон энергий (измерения проведены в одном опыте с $^{233}\text{U}/^{235}\text{U}$). Полная ошибка результатов составляет 1,7–2,4%. Следует отметить, в целом, согласие с результатами Кепплера и Цфлечингера [107], хотя для отдельных значений расхождения превосходят совместные ошибки.

$^{240}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ (рис. 6, 7). Изучен диапазон 0,127–7,4 Мэв. Полная ошибка результатов составляет 2,2–2,5% в области "плато" и возрастает до 5% при $E_n = 0,127$ Мэв. Наши данные, в целом, хорошо согласуются с результатами Нестерова и др. [117] в районе порога. В области "плато" расхождение достигает 6%.

$^{242}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ (рис. 8, 9). Исследован тот же диапазон энергий (измерения проведены одновременно с $^{240}\text{Pu}/^{235}\text{U}$). Полная ошибка результатов составляет 2,3–2,7% в области "плато" и увеличивается до 5,3% при $E_n = 0,127$ Мэв. Расхождения с данными Фомушкина [127] в области "плато" достигают 20%.

В этой работе надел отражение лишь константный аспект проведенных исследований. Однако полученные результаты, позволившие впервые для большой совокупности ядер получить подробные представления об энергетической зависимости сечений деления в пределах первого "плато" и районе порога реакции ($n, n'f$), представляют интерес для обсуждения ряда актуальных вопросов физики деления, таких, как энергетическая зависимость Γ_f/Γ_n , структура барьера деления, спектр переходных состояний, на что обращалось внимание в наших работах [13, 147]. В настоящее время за-

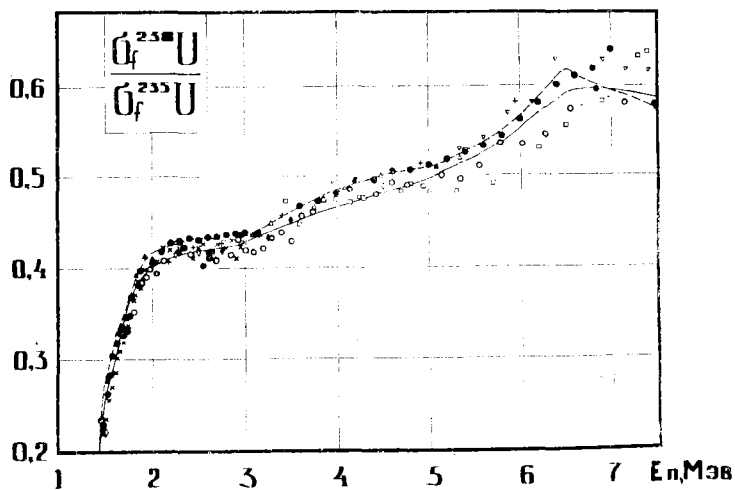


Рис.2. Отношение сечений деления ^{238}U / ^{235}U .
 Диапазон 2-7 МэВ.

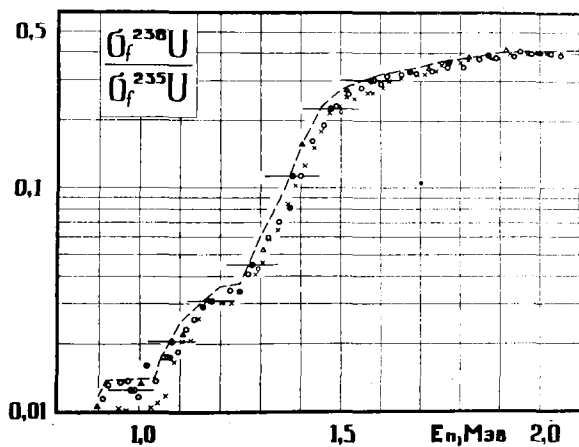


Рис.3. Отношение сечений деления ^{238}U / ^{235}U .
 Диапазон 1-2 МэВ.

● - результаты настоящей работы; — Soverby et al., 1974;
 --- ENDF BIV; Δ - Meadows, 1972; ▽ - Meadows, 1975; ○ - Coates et al.,
 1975; ◇ - White and Warner, 1967; □ - Kalinin and Pankratov, 1958;
 X - Lamphere, 1956; ◊ - Stein et al., 1968; +, ⊕ - Grundl, 1967.

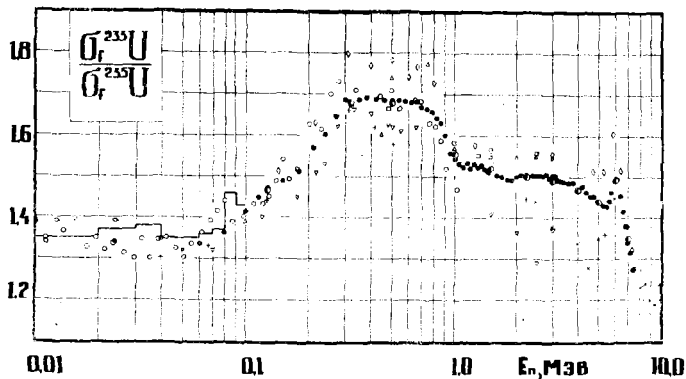


Рис.4. Отношение сечений деления ^{233}U / ^{235}U :
 ● - камера, ○ - стекла, результаты настоящей работы;
 □ - Нестеров, Смирнин, 1968; — Gwin, 1976; ○ - Pflitchinger and Kappeler, 1970; ◇ - Meadows, 1974; △ - Lamphere, 1956; ◇ - Lehto, 1970; + - White and Warner, 1967; + - White et. al., 1965; ▽ - Allen and Fergusson, 1957; X - Smith et. al., 1957.

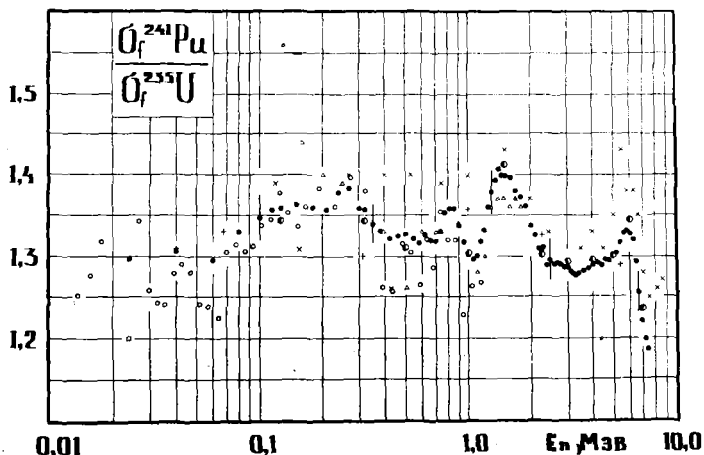


Рис.5. Отношение сечений деления ^{241}Pu / ^{235}U :
 ● - камера, ○ - стекла, результаты настоящей работы;
 + - White and Warner, 1967; + - White et. al., 1965; ○ - Kappeler and Pflitchinger, 1973; X - Smith et. al., 1962; △ - Butler and Sjoblom, 1961; □ - Perkin et. al., 1965.

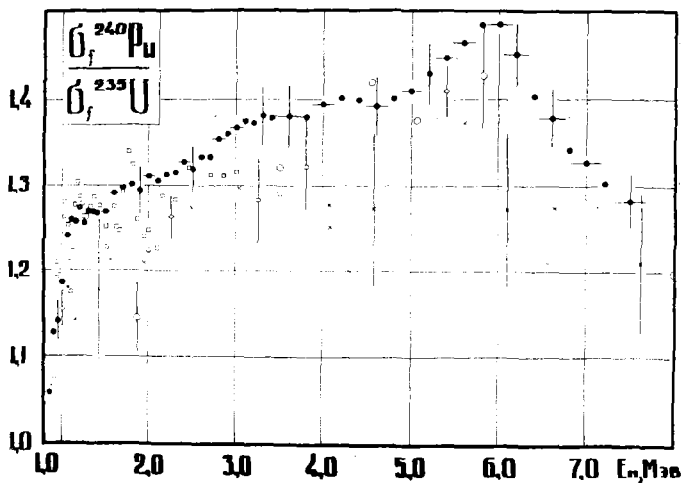


Рис.6. Отношение сечений деления $^{240}\text{Pu}/^{235}\text{U}$. Диапазон 1-8 Мэв.

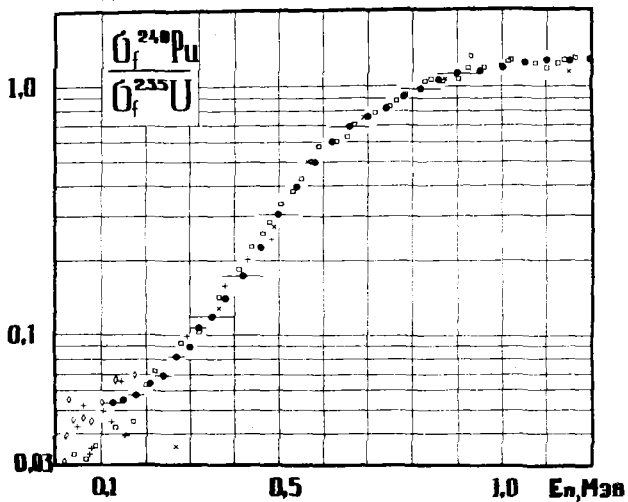


Рис.7. Отношение сечений деления $^{240}\text{Pu}/^{235}\text{U}$. Диапазон 0,1-1 Мэв:

● - результаты настоящей работы; □ - Местеров, Смиреникин, 1960; ○ - Frehaut, 1973; ◇ - White and Warner, 1967; + - Riddik and White, 1964; ◊ - Gilboy, Knoll, 1966; X - Henkel et. al., 1957.

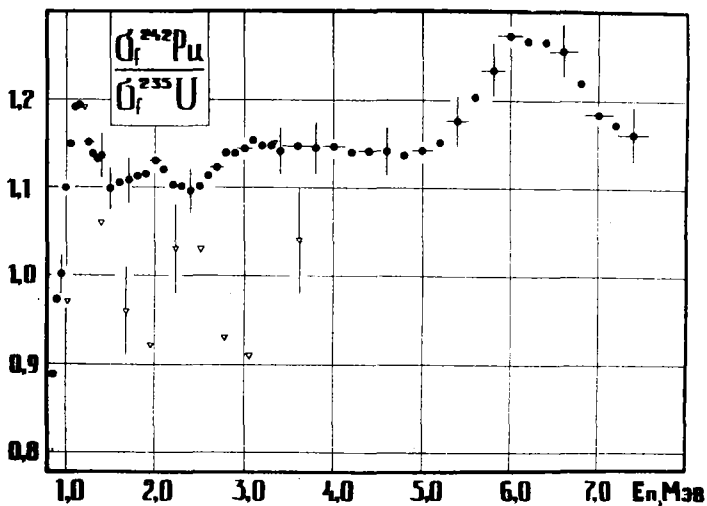


Рис.8. Отношение сечений деления $^{242}\text{Pu}/^{235}\text{U}$.
 Диапазон 1-8 Мэв

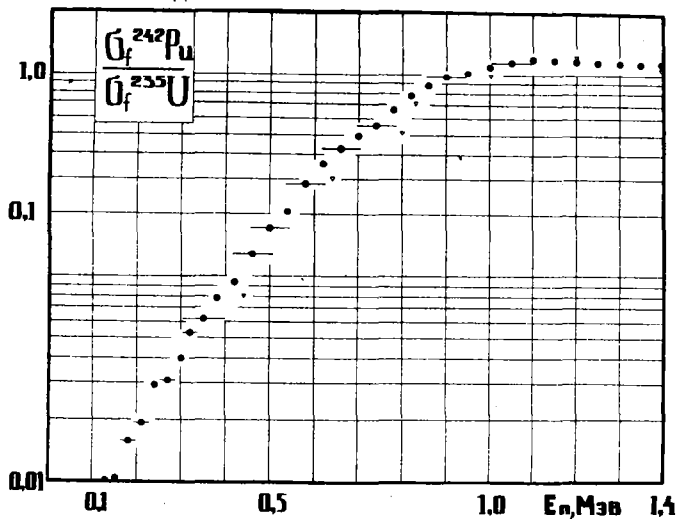


Рис.9. Отношение сечений деления $^{242}\text{Pu}/^{235}\text{U}$.
 Диапазон 0,1-1 Мэв.

● - результаты настоящей работы; ▽ - Фомушкин и др., 1971.

вершается анализ ядерно-физических аспектов работы, результаты которого будут опубликованы.

Литература

1. Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Масленников Б.К., Смиреникин Г.И., Сурин В.М. "Нейтронная физика". (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике) Обнинск, ФЭИ, 1974, т.4, с.3.
2. Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Смиреникин Г.И. "Нейтронная физика" (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике). М.ИИИ атоминформ, т.6, с.3.
3. Lemmel H;D. "Proceedings of a Conference on Nuclear Cross Sections and Technology". Washington, 1975, v.I, p.286.
4. Конышин В.А., Аншипов Г.Б., Баханович Л.А., Морговский Г.Б., Суховицкий В.Ш., Бендерский А.Р. "Ядерные константы" Обнинск, 1974, вып.16, с.329.
5. Soverby M.G., Patrick V.H., Mather D.S. "Annals of Nuclear Science and Engineering", 1974, v.I, p.409.
6. Бобков Ю.Г., Дулин В.А., Казанский Ю.А., Усачев И.И. "Нейтронная физика" (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике). М.ИИИ атоминформ, т.1, с.64.
7. Meadows J.W., "Nuclear Science and Engineering", 1972, v.49, p.310; "Nuclear Science and Engineering", 1975, v.58, p.255.
8. Coates M.S., Gayther D.B. and Pattenden N.J. "Proceedings of a Conference on Nuclear Cross Sections and Technology." Washington, 1975, v.I, p.568.
9. Meadows J.W. "Nuclear Science and Engineering", 1974, v.54, p.317
10. Kappeler F. and Pfletchinger E. "Nuclear Science and Engineering", 1973, v.51, p.124.
11. Нестеров В.Г., Смиреникин Г.И. "Атомная энергия", 1960, т.9, вып.16, с.16.
12. Фомушкин Э.Ф., Гутникова В.И., Маслов А.И., Новоселов Г.Ф., Манин В.И. "Ядерная физика", 1971, т.14, с.73.
13. Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Смиреникин Г.И. "Новости в ЭЭФ", 1973, т.17, вып.7, с.382.
14. Фурсов Б.И., Иванов Б.И., Смиреникин Г.И. "Ядерная физика" 1974, т.19, вып.1, с.30.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ^{233}U , ^{237}Np И ^{239}Pu
НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14,8 Мэв*

И.Д.Алхазов, С.С.Коваленко, О.И.Косточкин, Л.З.Малкин, К.А.Петржак,
А.М.Соколов, А.В.Фомичев, В.И.Шпаков

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

Выполнены абсолютные измерения сечений деления ^{233}U , ^{237}Np и ^{239}Pu нейтронами с энергией 14,8 Мэв с помощью метода совпадений делений в мишени исследуемого изотопа с частицами, сопутствующими нейтронам. Точность измерений лучше 2%. Приведены источники и величины погрешностей измерений.

Absolute measurements of fission cross-section for ^{233}U , ^{237}Np and ^{239}Pu by 14,8 Mev neutrons have been carried out by the method of coincidences between the fissions in the target of the investigated isotope and associated particles. Measurement accuracy was better than 2%. Measurement errors are given.

Методом совпадений осколок деления — сопутствующая альфа-частица проводились абсолютные измерения сечений деления ^{233}U , ^{237}Np и ^{239}Pu на нейтронах с энергией 14,8 Мэв. Применяемый метод позволяет исключить ряд экспериментальных трудностей — абсолютные измерения величины потока нейтронов, определение телесных углов и других геометрических факторов, учет эффекта рассеяния нейтронов и т.д. — и тем самым обеспечить достаточно высокую точность результатов.

Источником нейтронов служил нейтронный генератор, работающий по реакции $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$. Осколки деления регистрировались мишенью киневационной камеры в режиме собирания импульсов тока, сопутствующим нейтронам альфа-частицы регистрировались тонким пластическим сцинтиллятором. Сечения деления определялись из отношения числа совпадений и числа альфа-частиц. Подробно сам ме-

* Работа выполнена при поддержке Международного агентства по атомной энергии (исследовательский контракт 5 1718/RB).

тод и другие детали эксперимента - приготовление и взвешивание мишеней, аппаратура, введение поправок - описаны в предыдущих работах [1,2].

Вес мишеней определялся измерением их альфа-активности в малом телесном угле. Кроме того, при взвешивании мишени ^{233}U примесь ^{238}U определялась с помощью масс-спектрометрического анализа. При расчете числа ядер в мишени использовались следующие значения периодов полураспада:

для ^{233}U	$(1,5911 \pm 0,0015) \cdot 10^5$ лет	[3],
для ^{237}Np	$(2,11 \pm 0,01) \cdot 10^6$ лет	[4],
для ^{239}Pu	$(2,4335 \pm 0,0029) \cdot 10^4$ лет	[5].

В результаты измерений вводился ряд поправок, которые пересчитаны в таблице 1. В этой же таблице приведены результаты анализа величин погрешностей эксперимента.

В таблице 2 приводятся полученные величины сечений деления в сравнении с данными других авторов.

Таблица 1. Погрешности измерений сечений деления

Источник погрешности		^{233}U	^{237}Np	^{239}Pu
		Относ. погрешность (%)		
Взвешивание в камере с малым телесным углом	Телесный угол	0,3	0,3	0,3
	Статистическая погрешность	0,56	0,45	0,35
	Доля исследуемого изотопа	0,2	0,1	0,34
	Период полураспада	0,28	0,47	0,12
Определение числа делений	Статистическая погрешность	1,0	1,4	1,0
	Число случайных совпадений	0,2	0,2	0,2
	Потери потока нейтронов	1,0	1,0	1,0
	Экстраполяция спектра осколков к нулевой энергии	0,45	0,30	0,36
	Поглощение осколков в слое	0,35	0,30	0,30
	Вклад делений примесей	0,45	0,15	0,71
	Число сопутствующих частиц	0,05	0,05	0,05
Полная погрешность определения сечения		1,80	1,94	1,76

Таблица 2. Результаты измерений сечений деления в сравнении с данными других авторов

Изотоп	Сечение деления (барны)	
	Данная работа	Другие авторы
^{233}U	$2,350 \pm 0,042$	$2,39 \pm 0,07$ (14,0 МэВ) 77
		$2,52 \pm 0,14$ (14,0 МэВ) 77
		$2,36 \pm 0,08$ (14,0 МэВ) 78
^{237}Np	$2,430 \pm 0,047$	$2,36 \pm 0,09$ (14,1 МэВ) 87
		$2,50 \pm 0,07$ (14,0 МэВ) 76
		$2,40 \pm 0,20$ (14,0 МэВ) 79
^{239}Pu	$2,620 \pm 0,046$	$2,76 \pm 0,14$ (14,0 МэВ) 107
		$2,61 \pm 0,08$ (14,0 МэВ) 76
		$2,58 \pm 0,09$ (14,1 МэВ) 77
		$2,54 \pm 0,03$ (14,1 МэВ) 78

Литература

1. Алхазов И.Д., Коваленко С.С., Косточкин О.И., Малкин Л.Б., Петряк К.А., Шпаков В.И. Нейтронная физика. Часть 4. Стр.13 Обнинск, 1974.
2. Алхазов И.Д., Касаткин В.П., Косточкин О.И., Малкин Л.Б., Петряк К.А., Фомичев А.В., Шпаков В.И. Нейтронная физика. Часть 6. Стр.9. Москва, 1976.
3. Jaffey A.H. et al. Phys. Rev., 09, 1991 (1974).
4. Brauer F.P. et.al. J. Inorg. Nucl. Chem., 12, 234 (1960).
5. Second IAEA Panel Meeting on Neutron Standard Reference Data, Vienna. 1972.
6. Moat A. (ref. from the review /11/).
7. Uttley C.A. and Phillips J.A. ABRE NP/R, 1996 (1956)
(ref. from the review /11/).
8. White P.H. and Warner G.P. EANDC (UK), 77S (1966)
(ref. from the review /11/).
9. Protopopov A.N., Selitskii U.A. and Solov'ev S.M.
J. Nucl. En. 2, 157 (1959).
10. Smith R.K. et al. Bull. Am. Phys. Soc., 2, 196 (1957).
11. Hart W., AHSB (S) R 169. Risley, Warrington, Lancashire (1969).

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ^{233}U , ^{237}Np И ^{239}Pu
НЕЙТРОНАМИ ДЕЛИТЕЛЬНОГО СПЕКТРА ^{252}Cf *

В.М.Адамов, Л.В.Драпчинский, С.С.Коваленко, Г.Ю.Кудрявцев,
К.А.Петржак, Л.А.Плоскачевский, А.М.Соколов

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

Проведены абсолютные измерения сечений деления ^{233}U ,
 ^{237}Np и ^{239}Pu нейтронами делительного спектра ^{252}Cf
методом совпадений между осколками деления исследуемого
изотопа и осколками деления ^{252}Cf . Погрешность измере-
ний 1,6%.

The fission cross section of ^{233}U , ^{237}Np and ^{239}Pu by
 ^{252}Cf fission spectrum neutrons have been measured. Coinci-
dence method between ^{252}Cf spontaneous fission and/or U,Np,
Pu induced fission was used.

Measurement accuracy is 1,6 %.

Несмотря на имеющиеся запросы высокого приоритета
(например, в сборнике WRENDA 76/77 [1]), данные по абсо-
лютным измерениям сечений деления тяжелых элементов нейтро-
нами делительного спектра ^{252}Cf пока единичны [2,3,4].
Основными причинами этого являются трудоемкость такого рода
измерений и очевидные трудности точного определения потока
нейтронов. Последнее обстоятельство устраняется в случае
применения метода совпадений осколок деления калифорния -
осколок деления исследуемого изотопа. В этом методе величина
интегрального потока нейтронов вводится в расчетные формулы
через полное число делений в источнике ^{252}Cf , величину сред-
него числа мгновенных нейтронов на акт спонтанного деления
 ^{252}Cf [5] и геометрический фактор, описывающий взаимное рас-
положение источника нейтронов и мишени делящегося вещества.

* Работа выполнена при поддержке Международного агентства
по атомной энергии (исследовательский контракт
№ I718/RB).

Т а б л и ц а 1

Погрешности данных, связанных с определением сечений деления (в процентах)

Источник погрешностей		И з о т о п		
		^{233}U	^{237}Np	^{239}Pu
Геометрический фактор		0,35	0,35	0,35
		0,71	0,91	0,71
Взвешивание в камере с малым телесным углом	Телесный угол	0,3	0,3	0,3
	Статистическая погрешность	0,56	0,45	0,35
	Доля исследуемого изотопа	0,2	0,1	0,34
	Период полураспада	0,28	0,47	0,12
Определение числа делений исследуемого изотопа	Статистическая погрешность	0,97	0,96	0,62
	Экстраполяция спектра осколков к нулевой энергии	0,43	0,41	0,58
	Поправка на поглощение в слое	0,55	0,28	0,61
	Определение вклада делений от примесей	0,21	-	0,71
ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ		1,60	1,59	1,62

Т а б л и ц а 2
Сечения деления нейтронами делительного спектра ^{252}Cf

Изотоп	Сечение деления (миллибарны)	
	Данные настоящей работы	Данные других авторов
^{233}U	1947 ± 31	-
^{237}Np	1442 ± 23	-
^{239}Pu	1861 ± 30	1800 ± 60 [3]

В течение ряда последних лет мы развили этот метод до уровня, позволяющего измерять сечения деления с погрешностью менее 2%. В нашей работе [7] а также в докладе на предыдущей конференции по нейтронной физике [6] детально описаны методика эксперимента и приведены результаты измерений сечений деления ^{235}U и ^{238}U .

В настоящей работе представлены результаты абсолютных измерений сечений деления ^{233}U , ^{237}Np и ^{239}Pu нейтронами делительного спектра ^{252}Cf . В таблице I приводятся погрешности всех величин, используемых при определении сечений деления. В таблице 2 даны результаты измерений и данные других авторов.

При расчете чисел ядер в мишенях использовались следующие значения периодов полураспада:

$$\begin{aligned}T_{\alpha} I/2 (^{233}\text{U}) &= (1,5911 \pm 0,0015) \cdot 10^5 \text{ лет [8]}, \\T_{\alpha} I/2 (^{237}\text{Np}) &= (2,11 \pm 0,01) \cdot 10^6 \text{ лет [9]}, \\T_{\alpha} I/2 (^{239}\text{Pu}) &= (2,4335 \pm 0,0029) \cdot 10^4 \text{ лет [5]}.\end{aligned}$$

Литература

1. WREXDA 76/77, INDC(SEC)-55/URSF, IAEA, Vienna, 1976.
2. Grundl J.A. et al. Trans.Am.Nucl.Soc., 15, 945 (1972).
3. Pauw H. et al. J.of Nucl.Energy, 25, 457 (1971).
4. Heaton H.T., II et al. Nucl.Cross Sections and Technology. Proc. of Conference, Washington, D.C., 1975, v.1, p.266.
5. Second IAEA Panel Meeting on Neutron Standard Reference Data. Vienna, 1972.
6. Адамов В.М. и др. "Нейтронная физика". Ч.6. Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. Москва, 1976, с.19 - 23.
7. Адамов В.М. и др. Препринт Радиового института им. В.Г.Хлопина РИ-52, Ленинград, 1976 г.
8. Jaffey A.H. et al. Phys. Rev., C9, №5, 1991 (1974).
9. Brauer F.P. et al. J. Inorg.Nucl.Chem., 12, 234(1960).

ДЕЛЕНИЕ ^{227}Ac НЕЙТРОНАМИ И γ -КВАНТАМИ

И.М.Кукс, Ю.А.Селицкий, В.Б.Фунштейн,
С.В.Хлебников, Б.И.Шестаков, И.А.Шестакова

(РИ ГКАЭ СССР)

В.Е.Жучко, Ю.М.Ципенюк

(ИФП АН СССР)

Уточнён характер энергетической зависимости сечения деления ^{227}Ac нейтронами вблизи барьера и в области эмиссионного деления. Из данных эксперимента рассчитана делимость ядра ^{228}Ac при различных энергиях возбуждения. Измерена зависимость выхода фотоделения ^{227}Ac от граничной энергии тормозного спектра в диапазоне $E_{\text{гр}} = 7,5 + 12,75$ МэВ. Из нейтронных сечений определены барьеры деления $V_f(^{228}\text{Ac}) = 7,2 \pm 0,2$ МэВ, $V_f(^{227}\text{Ac}) = 7,0 \pm 0,5$ МэВ и из выходов фотоделения $V_f(^{227}\text{Ac}) = 7,8 \pm 0,5$ МэВ.

The cross-sections of ^{227}Ac fission by neutrons vs. neutron energy were measured with better accuracy than previously data at energies near threshold and near two chance fission. These data were used to calculate the fissibility of ^{228}Ac at different excitation energies. The photofission yield of ^{227}Ac by bremsstrahlung γ -rays vs. the high energy limit of γ -rays spectra was measured also in the energy region $E = 7,5 + 12,75$ MeV. The neutron and photofission barriers were found to be $V_f(^{228}\text{Ac}) = 7,2 \pm 0,2$ MeV, $V_f(^{227}\text{Ac}) = 7,0 \pm 0,5$ MeV (neutron barriers), $V_f(^{227}\text{Ac}) = 7,8 \pm 0,5$ MeV (photofission barrier).

Сечения деления ядра ^{227}Ac нейтронами измерены нами ранее и опубликованы в /1/. В настоящей работе уточнён характер зависимости $\sigma_f(E_n)$ вблизи барьера и в области эмиссионного деления компаунд-ядер ^{228}Ac , получены также новые сведения о делении ^{227}Ac γ -квантами.

Методики очистки актиния, изготовления мишеней и регистрации осколков деления детекторами из слюды подробно описаны в /1/.

Деление ^{227}Ac нейтронами

Источниками нейтронов служили реакции $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ и $\text{D}(d,n)^4\text{He}$. При измерениях в области барьера ширина распределения энергии нейтронов, обусловленная потерями энергии заряженных частиц в твёрдых водородосодержащих мишенях и геометрией эксперимента, не превышала 100 кэВ. Вес активной мишени составлял $3,2 \pm 0,2$ мкг. Интегральный поток нейтронов определялся по числу делений в ^{238}U , мишень из которого располагалась вплотную к активной мишени и имела такой же диаметр. Измеренные сечения деления ^{227}Ac приведены в таблице I и на рис. I. Структуры в зависимости $\sigma_f(E_n)$ вблизи барьера обнаружено не было.

Для определения эффективной делимости ^{228}Ac ($W_f = \sigma_f/\sigma_c$) были использованы сечения образования компаунд-ядра, σ_c , рассчитанные по оптической модели с погрешностью /6/ ~25%. В области доэмиссионного деления эффективная делимость равна отношению делительной и нейтронной ширины Γ_f/Γ_n . Экспериментальные данные о сечении деления Ac в области "плато" ($E_n = 3 + 6$ МэВ) можно описать, если воспользоваться выражением для Γ_f/Γ_n в рамках модели с постоянной температурой ядра $T/2$. Согласие с экспериментом достигается при $T \approx 0,4$ МэВ. Такое же значение температуры, как известно /3/, получается из аналогичных расчётов для более тяжёлых нечётно-нечётных актинидов.

На основе кривой зависимости $W_f(^{228}\text{Ac})$ от энергии нейтронов получены барьеры деления ^{228}Ac и ^{227}Ac , которые оказались соответственно равными $7,2 \pm 0,2$ МэВ и $7,0 \pm 0,5$ МэВ. В пределах погрешности они совпадают с барьерами, определёнными в работе /4/ при использовании прямых реакций $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, p)^{228}\text{Ac} \rightarrow f$ и $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, d)^{227}\text{Ac} \rightarrow f$.

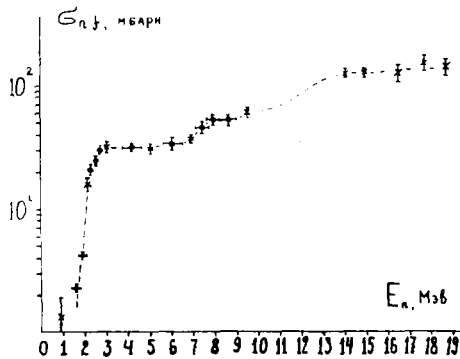
Фотоделение ^{227}Ac

Эксперимент был выполнен на сильноточном микротроне Института физических проблем. Погрешность определения энергии электронов составляла ± 20 кэВ. Тормозной спектр γ -квантов излучался вольфрамовой пластинкой толщиной 1 мм. Непо-

ТАБЛИЦА I

Сечение деления ^{227}Ac нейтронами

E_n , МэВ	σ_f , мбарн	E_n , МэВ	σ_f , мбарн
$0,9 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,6$	$6,9 \pm 0,4$	37 ± 3
$1,6 \pm 0,1$	$2,3 \pm 0,7$	$7,4 \pm 0,3$	46 ± 5
$1,8 \pm 0,1$	$4,2 \pm 0,4$	$7,9 \pm 0,4$	53 ± 5
$2,1 \pm 0,1$	16 ± 2	$8,6 \pm 0,4$	52 ± 5
$2,3 \pm 0,05$	22 ± 3	$9,5 \pm 0,4$	60 ± 6
$2,5 \pm 0,05$	26 ± 3	$14,0 \pm 0,1$	124 ± 12
$2,7 \pm 0,05$	30 ± 3	$14,9 \pm 0,1$	126 ± 13
$2,9 \pm 0,1$	32 ± 3	$16,4 \pm 0,4$	126 ± 20
$4,1 \pm 0,1$	33 ± 3	$17,4 \pm 0,4$	151 ± 20
$5,0 \pm 0,4$	31 ± 3	$18,6 \pm 0,4$	140 ± 20
$6,0 \pm 0,5$	34 ± 4		

Рис. I. Сечения деления ^{227}Ac нейтронами;

- - данные настоящей работы;
- × - данные работы /1/

средственно за ней был установлен алюминиевый поглотитель электронов толщиной 30 мм. Актиниевая мишень весом 0,6 мкг и диаметром 10 мм устанавливалась плоскостью слоя нормально к направлению пучка γ -квантов.

В таблице 2 и на рис.2 приведены выходы реакции $^{227}\text{Ac}(\gamma, f)$ в виде числа делений на микроампер тока электронов и микрограмм веса актиния. При определении выходов $Y_{\gamma f}(^{227}\text{Ac})$ учтён небольшой вклад в количество регистрируемых осколков от деления дочернего ^{227}Th , находящегося в равновесии и составляющего 1/400 его веса. На том же рис.2 приведена кривая выхода для $^{232}\text{Th}/5/$. По относительному сдвигу кривых $Y_{\gamma f}(^{232}\text{Th})$, $Y_{\gamma f}(^{227}\text{Ac})$ в области их резкого спада и по известному барьеру фотоделения $^{232}\text{Th}/5/$ может быть оценена высота барьера деления актиния. Полученная таким способом величина $V_f(^{227}\text{Ac}) = 7,8 \pm 0,5$ МэВ (рис.3) в пределах погрешности совпадает с высотой барьера, определённого выше при облучении актиния нейтронами.

ТАБЛИЦА 2

Энергетическая зависимость полного выхода делений ^{227}Ac γ -квантами

$E_{\text{гр}}, \text{МэВ}$	Y эксп. дел./мкг·мка·сек)	$E_{\text{гр}}, \text{МэВ}$	Y эксп. дел./мкг·мка·сек)
7,5	$(3,6 \pm 1,6) \cdot 10^{-5}$	10,25	$(1,15 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$
8,0	$(5,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$	10,5	$(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
8,25	$(9,9 \pm 0,?) \cdot 10^{-4}$	10,75	$(2,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$
8,50	$(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	11,0	$(2,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
8,75	$(2,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	11,25	$(3,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
9,0	$(2,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	11,5	$(4,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$
9,25	$(4,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	11,75	$(3,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$
9,5	$(5,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	12,0	$(5,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$
9,75	$(8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$	12,25	$(6,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$
10,0	$(10 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	12,5	$(7,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$
		12,75	$(1,13 \pm 0,07) \cdot 10^{-1}$

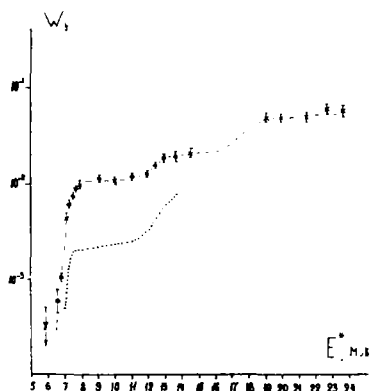


Рис.2. Эффективная делимость ^{228}Ac :

- - данные настоящей работы ;
- × - данные работы /1/ ;
- - результаты работы /4/

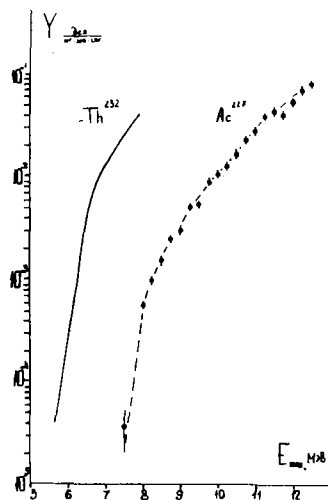


Рис.3. Энергетическая зависимость полного выхода фотоделения ^{227}Ac и ^{232}Th , дел/(мкг·мкв·сек).

Литература

1. И.М.Кукс, Ю.А.Селицкий, В.Б.Фунштейн, С.В.Хлебников, Б.И.Шестаков, И.А.Шестакова, ЯФ, 22, №5, 934, 1975.
2. Дж.Р.Хойзента, Р.Ванденбос. В сборнике "Ядерные реакции", т.2, М., 1964.
3. R.Vandenbosch, J.R.Huizenga, "Nuclear Fission", New York, 1973.
4. E.Koncsy, H.J.Specht, J.Weber, Phys.Lett., 45B, 329, 1973.
5. Н.С.Работнов, Г.Н.Смирнин, А.С.Солдатов, Л.Н.Усачёв, С.П.Кашица, Ю.М.Ципеник, Препринт ФЭИ-170, 1969.

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА
ТОРИЯ-233 НА КИНЕТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ ОСКОЛКОВ

Н.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, В.Ф.Митрофанов,
А.И.Сергачев

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Исследована зависимость средней кинетической энергии осколков от энергии нейтронов, вызывающих деление ядер тория-232 в диапазоне от 1,2 до 2,3 Мэв. Изменения кинетической энергии осколков происходят при тех же энергиях нейтронов, при которых изменяется угловая анизотропия осколков.

The dependence of ^{232}Th fission fragments kinetic energy on energy of neutron in the range 1.2 to 2.3 MeV have been investigated. There are the kinetic energy variations at the same neutron energies where the angular anisotropy changes.

Механизм явлений, сопровождающих процесс деформации делящегося ядра при его движении от седловой точки к точке разрыва, трудно доступен для изучения. В частности, уже длительное время обсуждается вопрос о влиянии переходных состояний делящегося ядра на среднюю кинетическую энергию осколков деления [1-5]. Однако однозначного объяснения вариациям кинетической энергии осколков до сих пор не выработано.

Одна из возможностей экспериментального исследования влияния переходных состояний делящегося ядра на кинетическую энергию осколков состоит в изучении корреляции этой величины с другими характеристиками процесса деления, на которых определено отражаются свойства переходных состояний.

Для подобных исследований весьма благоприятным является ядро тория-232, поскольку для него выполнены детальные измерения сечения деления и угловой анизотропии осколков при делении нейтронами с энергией вблизи порога деления [6]. В работе [3] обращалось внимание на значительные изменения кинетической энергии осколков (~ 1 Мэв) в этой же области энергий нейтронов, однако подробная картина зависимости E_k от энергии нейтронов не была установлена. Кроме того в этой работе

имелась затруднения в точном определении энергии нейтронов, вызывающих деления ядер, на участке крутого спада сечения деления.

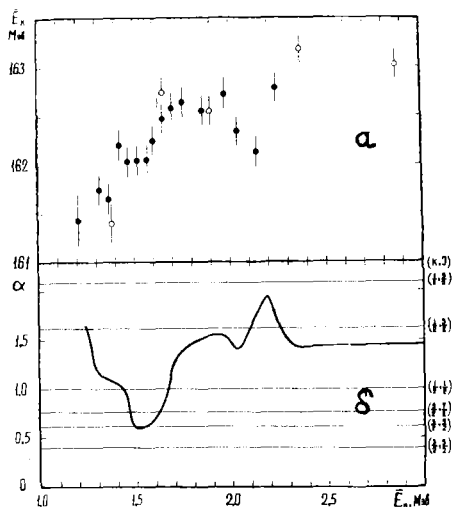
В настоящей работе были измерены средние кинетические энергии осколков при делении тория-232 нейтронами с энергией в интервале 1,2 - 2,3 Мэв с шагом 50 кэв при разрешении по энергии нейтронов ± 50 кэв (рисунок).

Для исследований использовались хорошо зарекомендовавшие себя метод и аппаратура [7], обладающие чувствительностью измерения кинетической энергии осколков около 100-200 кэв. Значение средней кинетической энергии осколков (163,17 Мэв) при делении тория-232 нейтронами с энергией 2,37 Мэв, полученное в работе [3], было принято в качестве опорного. В результате измерений были внесены поправки, учитывающие испускание мгновенных нейтронов деления и различие потерь энергии осколками в слое делящегося вещества, подложке и мертвом слое детектора при разных угловых распределениях осколков (< 50 кэв).

В верхней части рисунка приведены результаты измерений средней кинетической энергии осколков, в нижней части - сглаженная энергетическая зависимость угловой анизотропии осколков [6]. Области энергий нейтронов, в которых происходят изменения кинетических энергий и угловой анизотропии осколков, совпадают между собой.

Полученные результаты свидетельствуют о существовании связи изменений кинетической энергии осколков с квантовыми характеристиками переходных состояний делящегося ядра. Однако это заключение не даёт однозначного ответа на вопрос о природе вариаций кинетической энергии осколков в исследованном диапазоне энергий нейтронов, вызывающих деление тория-232. Возможны, по крайней мере, два варианта, в которых масштаб изменения кинетической энергии может определяться либо в седловой точке, либо после развала ядра.

1. Изменения кинетической энергии осколков отражают вклад энергии отдельных [2] или любых [5] коллективных колебаний ядра, осуществляющихся вблизи седловой точки. При спуске с барьера не происходит диссипации энергии этих колебаний в энергию возбуждения ядра. Такой подход можно применить к чётно-чётным делящимся ядрам, спектр переходных состояний которых состоит из коллективных уровней вплоть до энергий, при которых проис-



Средняя кинетическая энергия (а) (● - настоящая работа, ○ - [3]) и угловая анизотропия осколков (б) [6] при делении тория-232 нейтронами

ходит возбуждение первой пары квазичастиц. Для чётно-нечётных и нечётно-нечётных делящихся ядер вариации кинетической энергии осколков, по-видимому, должны быть подавлены благодаря отсутствию энергетического запрета на одночастичные состояния вблизи порога. Такое заключение оправдывается экспериментальными результатами при делении урана-238 и нептуния-237 нейтронами [7,8]. Однако случай деления тория-232 выходит за рамки такого заключения. Не исключено, что различие формы барьеров деления для перечисленных ядер приводит к различию энергий возбуждения над внешним барьером при околпороговом делении. Чрезвычайно скудные сведения о структуре переходных состояний затрудняют единообразную трактовку наблюдавшихся эффектов для изучаемых ядер.

2. Изменения кинетической энергии осколков обусловлены вариациями спина делящегося ядра.

Осколки деления принимают равновесную форму, соответствующую их энергии возбуждения, за время, при котором они ещё об-

ладают большой взаимной кулоновской энергией (~ 100 Мэв). Поэтому всякие вариации относительной конфигурации разлетающихся осколков будут отражаться на их кинетической энергии. С другой стороны, каналам деления с различными K соответствуют разные значения среднего спина делящегося ядра, которые сохраняются и на более поздних стадиях процесса деления. Величина проекции момента количества движения на ось симметрии ядра-осколка определяется его температурой и в исследованной области энергии нейтронов практически сохраняется постоянной, поскольку изменения энергии возбуждения равновесных осколков не превышает 7 %. В связи с этим вариации спина делящегося ядра, которые обусловлены различием каналов деления, должны приводить к изменению взаимной ориентации осколков и, следовательно, к изменениям их кинетической энергии.

Нам представляется, что выяснению механизма влияния переходных состояний делящегося ядра на величину кинетической энергии осколков будет способствовать дальнейшая детализация энергетической зависимости E_k при делении ядер вблизи барьера.

Литература

1. Андреев В.Н. Тезисы докладов Совещания по физике деления ядра. Ленинград. Изд. АН СССР, 1961.
2. Blumkina Yu.A. et al. Nucl. Phys., 1964, v. 52, p. 648.
3. Воробьева В.Г. и др. Ядерная Физика, 1968, т. 7, с. 778.
4. Strutinsky V.M., Pavlinchuk V.A. Phys. and Chem. of Fission IAEA, Vienna, 1965, v. 1, p. 127.
5. Boldeman I.W. et al. Nucl. Phys., 1976, v. 265, p. 337.
6. Blons J., Mazur C. and Paya D., Proc. Conf. Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., March 3-7, v. 2, p. 642.
7. Воробьева В.Г. и др. Ядерная Физика, 1969, т. 9, с. 296.
8. Сергачёв А.И. и др. Ядерная Физика, 1970, т. 11, с. 297.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ПО МАССАМ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ТОРИЯ-232 НЕЙТРОНАМИ

Н.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов, В.Ф.Митрофанов,
А.И.Сергачев

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Измерены распределения осколков по массам при делении тория-232 нейтронами с энергиями в интервале 1,2-3,0 Мэв. Тонкая структура распределения осколков по массам отчетливо проявляется при энергии нейтронов 1,2 Мэв и по мере увеличения энергии нейтронов становится менее выраженной.

The fragment mass distributions have been measured for fast-neutron-induced fission of ^{232}Th . The pre-neutron mass distribution in the 1,21 Mev-neutron-induced fission exhibits pronounced fine structure. The fine structure disappears in the 3,0 Mev - neutron-induced fission.

Распределения осколков деления по массам хранят следы сложных ядерных процессов, предшествующих моменту разрыва ядра, и в ряде случаев позволяют судить о некоторых особенностях коллективного движения ядра от седловой точки к точке разрыва. В этом смысле представляет интерес изучение тонкой структуры выходов первичных осколков деления.

В работах [1-6] отмечалось наличие тонкой структуры выходов осколков при делении чётно-чётных ядер. Наиболее отчетлива эта структура проявляется при отборе событий с большой кинетической энергией осколков.

В работах [7,8] было показано наличие тонкой структуры и для чётно-нечётных нелиняющихся ядер (уран-239, торий-233). Для нечётно-нечётного делящегося ядра нептуния-238 распределение осколков по массам оказалось гладким [9].

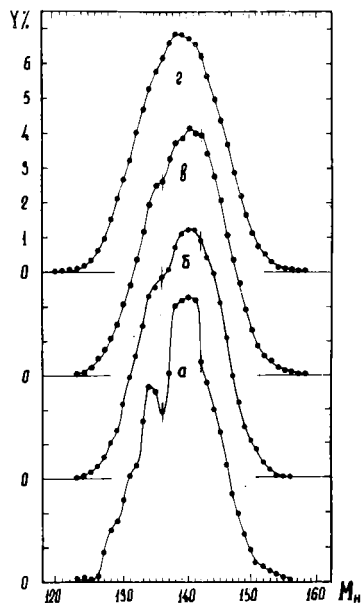
В работе [2] обращалось внимание на наличие корреляции тонкой структуры выходов и энергии деления для чётно-чётных пар осколков, т.е. тонкая структура распределений осколков по массам связывалась с явлениями, имеющими место с момента или после разрыва ядра.

В работе [3] подчеркивалось, что корреляция тонкой структуры выходов осколков с энергией деления носит скорее качественный характер, т.к. в большинстве случаев локальные максимумы распределений осколков по массам не совпадают с максимумами энергии деления. В то же время имеет место хорошее совпадение значений средних массовых чисел осколков, для которых наблюдается повышенный выход, со средними массовыми числами осколков, которые обладают чётными числом протонов. Авторы работы [3] тонкую структуру выходов осколков связывают с эффектами, имеющими место на более ранней стадии процесса деления, чем точка разрыва ядра. Подобный же подход к проблеме развит в работе [10], где тонкая структура распределений осколков по массам объясняется эффектами спаривания вблизи барьера деления.

В настоящей работе исследовалось деление чётно-нечётных ядер, образующихся при бомбардировке ядер тория-232 нейтронами с энергиями в интервале от 1,2 до 3,0 Мэв. Выбор этого ядра позволил проследить за поведением тонкой структурой выходов осколков при изменении энергии возбуждения над барьером деления практически от 0 до 2 Мэв. В опыте измерялись кинетические энергии парных осколков двумя поверхностно-барьерными кремниевыми детекторами, между которыми располагался слой делящегося вещества, нанесённый на прозрачную для осколков подложку. Для уменьшения разброса потерь энергии осколками в слое, подложке и окошках счётчика, а также величины кинематической добавки за счёт движения центра масс при делении быстрыми нейтронами измерения велись в геометрии, при которой максимальный разброс углов разлёта осколков не превышал 25° . Толщина подложки и слоя делящегося вещества составляли 1 и 1,5 Мэв, соответственно.

Измерения были выполнены для четырёх значений энергий нейтронов, вызывавших деления ядер: 1,2 ; 1,32; 1,57 и 3,0 Мэв.

На рисунке приведены результаты измерений распределений осколков по массам. Тонкая структура распределений наиболее отчетливо проявляется при наименьшей энергии возбуждения делящегося ядра и практически исчезает при увеличении энергии нейтронов до 3,0 Мэв. Таким образом, влияние энергии возбуждения на тонкую структуру весьма велико в том смысле, что рост энергии возбуждения на 1,8 Мэв приводит к исчезновению тонкой структуры в интегральных распределениях осколков по массам.



Распределения осколков по массам при делении тория-232 нейтронами с энергией:
 а - 1,21 Мэв; б - 1,32 Мэв; в - 1,57 Мэв;
 г - 3,0 Мэв.

Вследствие малой статистической точности в данном опыте не удалось проследить за изменениями выходов осколков с фиксированной кинетической энергией. Тем не менее отмеченная высокая чувствительность тонкой структуры в интегральных распределениях осколков по массам к энергии возбуждения делящегося ядра скорее всего свидетельствует о том, что за тонкую структуру ответственны такие явления, которые проявляются на ранних этапах спуска с барьера, где изменения энергии возбуждения на 1,8 Мэв являются относительно большими. Этот результат можно понять в рамках представлений, развитых в работах [3,10]. При делении ядер с малой энергией возбуждения над внешним барьером парные корреляции протонов не нарушаются вплоть до момента развала ядра (особенно для таких способов деления, которым соответствуют большие кинетические энергии осколков). Увеличение энергии возбуждения

делящегося ядра на величину порядка энергии спаривания нарушает парные корреляции уже при деформациях, соответствующих внешнему барьеру деления, что приводит к исчезновению тонкой структуры распределений осколков по массам.

Литература

1. J.C.D. Milton and J.S. Fraser, *Can. J. Phys.*, 1962, v.40, p.1626.
2. T.D. Tomas and R. Vandenbosch, *Phys.Rev.*, 1964, v.133, p.976.
3. W.H. Reisdorf, J.P. Unik and L.E. Glendenin, *Nucl.Phys.*, 1973, v.A205, p.348.
4. И.А.Баранов, Г.А.Тутин. Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике, г.Киев.Обнинск, 1974, с.277.
5. В.А.Коростылев, Д.К.Рязанов, В.А.Сафонов. Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев 1972, Обнинск 1974, ч. II, с.78.
6. I.P. Unik, I.E. Gidler, L.E. Glendenin, K.F. Flynn, A. Gorsky, Sjoblom Third Conference Phys. and Chem. of Fission, Rochester, 1973, v.2, p.19.
7. В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминов, А.И.Сергачёв, М.З.Тараско. Ядерная физика, 1969, т.9, с.296.
8. А.И.Сергачёв, В.Г.Воробьева, Б.Д.Кузьминов, В.Б.Михайлов, Ядерная физика, 1968, т.7, с.778.
9. Б.Д.Кузьминов, А.И.Сергачёв, Л.Д.Смиренкина. Ядерная физика 1970, т. II, с.297.
10. S. Vjrnholm, *Physica Scripta*, 1974, v.10A, p.110.

ДИСПЕРСИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР:
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ

Ю.А.Лазарев

(ОИЯИ)

Поставлен вопрос о природе флуктуаций энергии осколков деления. Проанализирована совокупность экспериментальных данных о дисперсии энергетических распределений осколков деления тяжелых слабовозбужденных ядер. Найденная регулярная и сильная зависимость дисперсии от Z и энергии возбуждения делящегося ядра сравнивается с предсказаниями теории.

The question of the nature of the energy fluctuations of fission fragments is raised. Different experimental data on the variance of the energy distributions of the fragments formed as a result of fission of heavy weakly excited nuclei are analysed. The regular strong dependence of the variance on Z and the excitation energy of the fissioning nucleus is found and compared with relevant theoretical predictions.

Одним из интересных и важных вопросов физики деления является вопрос о существовании значительных флуктуаций в свойствах осколков. Буквально при открытии деления выяснилось, что в результате этого образуются осколки с широким спектром масс, зарядов, кинетических энергий, энергий возбуждения (числа нейтронов ν). Возникает вопрос: чем обусловлены эти вариации, составляющие, по существу, одну из главных особенностей реакции деления? Например, среднеквадратичная флуктуация полной кинетической энергии или энергии возбуждения осколков σ_E составляет по порядку величины 10–15 Мэв. Вполне понятно, что при равновесной деформации делящееся ядро не имеет такой неопределенности в энергии: она возникает лишь в результате процесса деления. Конкретно вопрос ставится так: что является первопричиной флуктуации и какие факторы являются решающими при развитии её до экспериментально наблюдаемых размеров – особенности ландшафта потенциальной энергии в седловой точке, динамика движения между седловой точкой и точкой разрыва или статистические свойства делящейся системы в точке разрыва?

Несмотря на существование значительного объема экспериментальной информации, в целом эти вопросы изучены мало. Однако в

результате их решения мы можем получить ценную дополнительную информацию о механизме образования соответствующих средних величин - масс, зарядов, энергий осколков, т.е. о механизме деления и, в частности, о его динамических аспектах.

В настоящем докладе кратко рассматриваются основные результаты анализа полной совокупности экспериментальных данных о дисперсии суммарной кинетической энергии осколков $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и дисперсии полного числа мгновенных нейтронов деления (вполне определенно связанной с дисперсией энергии возбуждения осколков $\hat{\sigma}_{E_k}^2$)

$$\hat{\sigma}_\nu^2 = \sum_{\nu} (\nu - \bar{\nu})^2 P_\nu,$$

где $\bar{\nu}$ - среднее число нейтронов на акт деления, а P_ν - вероятность эмиссии точно ν нейтронов в одном акте деления. Рассмотрение проводится для тяжелых ядер с $90 \leq Z \leq 102$ и $230 \leq A \leq 258$ при двух значениях энергии возбуждения: $E^* = 0$ (спонтанное деление) и $E^* \approx 6,5$ МэВ (деление тепловыми нейтронами). Сводку численных данных и ссылки на оригинальную литературу можно найти в работе [1]. Здесь мы обсудим лишь главные черты зависимости $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_\nu^2$ от основных параметров делящегося ядра: A , Z , E^* и параметра делимости x .

Систематики значений $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_\nu^2$ представлены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Отсюда следует, во-первых, что обе величины подвержены существенным изменениям. Так, при переходе от $^{225}\text{Th}(n, f)$ к $^{255}\text{Fm}(n, f)$ величина $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ возрастает в 4 раза, в то время как средняя кинетическая энергия осколков увеличивается всего на 30%. Аналогично $\hat{\sigma}_\nu^2$ при переходе от спонтанного деления ^{238}U ($\bar{\nu} = 1,98$) к спонтанному делению $^{252}\text{102}$ ($\bar{\nu} = 4,15$) возрастает в 5 раз, что существенно превышает масштаб изменения $\bar{\nu}$. Во-вторых, из рис. 1 и 2 следует, что как $\hat{\sigma}_{E_k}^2$, так и $\hat{\sigma}_\nu^2$ в гораздо большей степени зависят от Z , чем от полного числа нуклонов A в делящемся ядре. Чтобы проследить эту зависимость более детально, усредним значения $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_\nu^2$ по A для каждого данного Z , отдельно для случаев спонтанного и вынужденного деления. В результате на рис. 3 видно, что Z -зависимости дисперсий выражены необычайно резко и по характеру в целом напоминают экспоненты. Лишь в области $Z = 94 \div 96$ наблюдается "аномалия": Z -зависимость дисперсии существенно замедляется и на границах этой области кривые испытывают двойной перегиб. По-видимому, эта аномалия и ответственна за установленные в литературе [2] мнение о слабой (Z, A, E^*)-зависимости $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_\nu^2$.

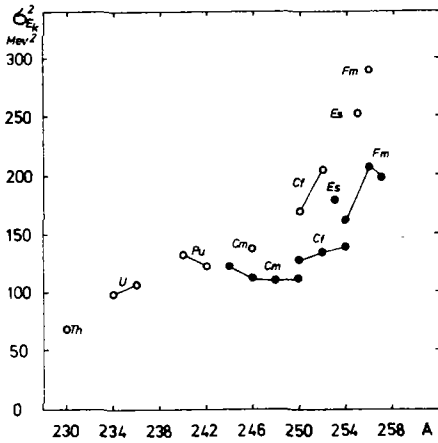


Рис. 1. Зависимость дисперсии суммарной кинетической энергии осколков $\sigma_{E_k}^2$ от Z и A делящегося ядра: ● — спонтанное деление; ○ — деление тепловыми нейтронами

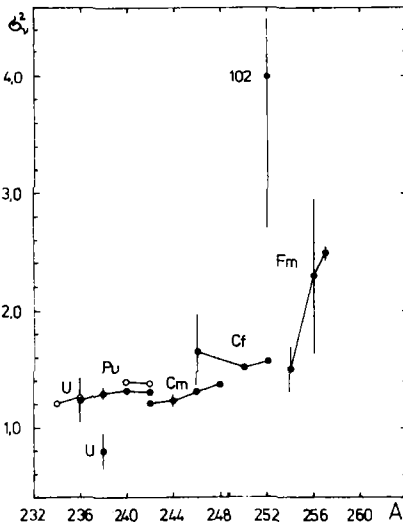


Рис. 2. Зависимость дисперсии полного числа нейтронов деления σ_{ν}^2 от Z и A делящегося ядра. Обозначения — см. рис. 1

Отметим также и тот факт, что кривые для $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_v^2$ совершенно подобны и для спонтанного, и для вынужденного деления. Количественное сравнение $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ с величиной $(\hat{\sigma}_v^2 - 1/12)E_0^2$, где E_0 — энергия, затрачиваемая в среднем на эмиссию одного нейтрона из осколка, показывает, что их отношение примерно постоянно. Это видно на рис. 4, где нанесена величина $E = \sqrt{\hat{\sigma}_{E_k}^2 / (\hat{\sigma}_v^2 - 1/12)}$, равная в среднем $9,7 \pm 0,7$ МэВ, что значительно превышает энергию E_0 , необходимую для отделения нейтрона от осколка. Соответственно разность между $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и дисперсией полной энергии возбуждения $\hat{\sigma}_{E_x}^2$, определенной Терреллом [2] как $(\hat{\sigma}_v^2 - 1/12)E_0^2$, составляет в среднем около 70 МэВ^2 , т.е. мы приходим к неравенству $\hat{\sigma}_{E_k}^2 > \hat{\sigma}_{E_x}^2$. Тогда можно поставить вопрос о балансе флуктуаций энергии, вытекающем непосредственно из закона сохранения энергии. Этот баланс согласуется, если, учитывая дисперсию полного энерговыделения $\hat{\sigma}_Q^2$, принять дисперсию распределения полной энергии γ -квантов деления равной по порядку величины 30 МэВ^2 . Хотя подобная оценка и близка к полученной в литературе (26 МэВ^2 для $^{235}\text{U}(n, f)$ [3]), такая величина $\hat{\sigma}_{E_x}^2$ представляется большой, поэтому для более тщательного подведения баланса флуктуаций энергии осколков представляет интерес прямое экспериментальное определение $\hat{\sigma}_{E_x}^2$.

Поскольку (Z, A) -зависимости $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_v^2$ подобны, а их отношение практически постоянно для всех тяжелых ядер, то в первом приближении можно рассматривать изменения какой-либо одной из этих двух величин, например $\hat{\sigma}_{E_k}^2$, дополняя при необходимости её зависимость от того или иного параметра результатами измерения дисперсии числа нейтронов $(\hat{\sigma}_v^2 - 1/12)E^2 = \hat{\sigma}_{E_x}^2$. На рис. 5 таким образом построена зависимость дисперсии энергетического распределения осколков $\hat{\sigma}_E^2 = \hat{\sigma}_{E_k}^2 \cong \hat{\sigma}_{E_x}^2$ от параметра делимости x для $E^* = 0$ и $E^* = 6,5$ МэВ. Здесь видно, что увеличение x на 15% в обоих случаях приводит к многократному усилению флуктуаций энергии осколков деления; лишь в области $x = 0,78 \div 0,81$ наблюдается ослабление зависимости. Аналогичный вид имеет зависимость от кулоновского параметра $Z^2/A^{1/3}$.

Неожиданным является заметное увеличение $\hat{\sigma}_E^2$ (в среднем на 40%) при переходе от подбарьерного к надбарьерному делению. Разность $\Delta \hat{\sigma}_E^2$, связанная с этим переходом, может составлять $40-60 \text{ МэВ}^2$; по-видимому, она растет с ростом Z , однако в области $Z = 94 \div 96$ снова наблюдается "аномалия": при $Z = 94$ величина $\Delta \hat{\sigma}_E^2$ минимальна и составляет $5-10 \text{ МэВ}^2$.

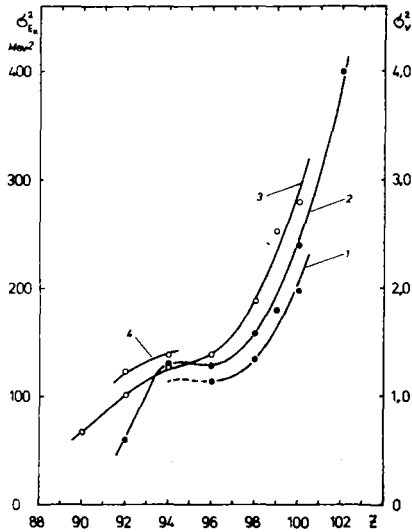


Рис. 3. Сравнение Z -зависимостей дисперсии суммарной кинетической энергии осколков $\sigma_{E_k}^2$ (кривые 1 и 3) и дисперсии полного числа нейтронов σ_{ν}^2 (кривые 2 и 4).

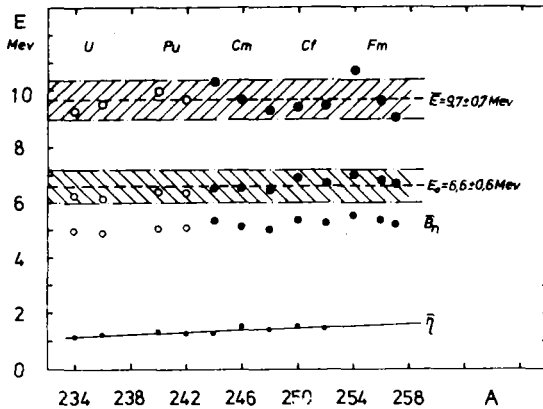


Рис. 4. Зависимость величины $E = \sqrt{\sigma_{E_k}^2 / (\sigma_{\nu}^2 - 142)}$ от Z и A делящегося ядра.

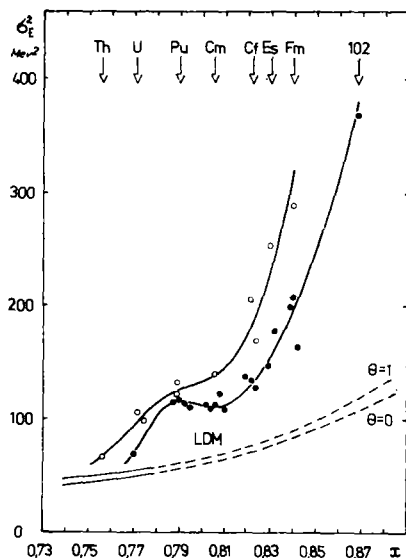


Рис. 5. Зависимость дисперсии энергетических распределений осколков от параметра делимости ядра α ; закрытые символы - спонтанное деление, открытые - деление тепловыми нейтронами. В нижней части рисунка - результаты расчета σ_E^2 по динамической модели жидкой капли [4]

Теперь обратимся к сравнению экспериментальных данных с предсказаниями теории. Отметим сразу, что в настоящее время не существует строгой и последовательной теории, способной количественно описать столь сложные характеристики процесса деления, каковыми являются флуктуации энергий осколков.

Наиболее детальные предсказания σ_E^2 для полного рассматриваемого нами диапазона Z и A делящихся ядер дает динамическая модель жидкой капли, развитая Никсом [4]. Результаты этих расчетов показаны на рис. 5 для двух значений температуры делящегося ядра в седловой точке $\theta=0$ и $\theta=1$ МэВ. Сравнение на рис. 5 достаточно наглядно показывает, что модель жидкой капли приводит к существенно заниженным значениям дисперсии, не позволяя даже качественно описать резкий рост σ_E^2 с увеличением α , "аномалии" при $\alpha=0,78 \pm 0,01$ и заметное увеличение при переходе от подбарьерного к надбарьерному делению. Таким

образом, игнорируя существование оболочечных эффектов, модель жидкой капли, наряду со многими другими важными чертами процесса деления тяжелых ядер, не позволяет объяснить и существование значительных флуктуаций энергии осколков. Попытка учета оболочечных эффектов в рамках динамической модели жидкой капли [4], сделанная Хассе [5], также не привела к прогрессу в описании энергетических распределений.

Альтернативой динамической модели жидкой капли является статистическая теория деления, в рамках которой Фонгом [6] было получено следующее выражение для дисперсии суммарной кинетической энергии осколков при фиксированном отношении их масс и зарядов:

$$S_{E_k} = \text{constant} (Z_1, Z_2)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E}{a_1 + a_2} \right)^{\frac{1}{4}} \left(1 - \frac{9}{8} \frac{1}{\sqrt{(a_1 + a_2)^2 E}} \right) M_3 B, \quad (1)$$

где E - полная внутренняя энергия возбуждения системы двух взаимодействующих и находящихся в тепловом равновесии осколков; a_1 и a_2 - параметры плотности уровней в модели ферми-газа.

Ряд заключений, сделанных Фонгом на основе формулы (1), в частности вывод о преимущественной зависимости $S_{E_k}^2$ от Z делящегося ядра, качественно согласуется с экспериментом, однако абсолютная величина $S_{E_k}^2$, рассчитанная им для $^{235}\text{U}(n, f)$, оказывается сильно заниженной. Кроме того, зависимость S_{E_k} от Z в формуле (1) в явной форме выражена лишь фактором $(Z_1, Z_2)^{\frac{1}{2}}$. Если этим она и исчерпывается, то вряд ли можно согласовать формулу (1) с экспериментом: зависимость $S_{E_k}^2$ от Z скорее всего гораздо сильнее, чем $S_{E_k}^2 \propto Z^2$ (см. рис. 3). Для более определенного выяснения возможностей статистической теории, на наш взгляд, представляет значительный интерес проведение подробных расчетов $S_{E_k}^2$ для широкого круга ядер с использованием современных ядерных данных, методов вычисления потенциальной энергии и плотности уровней сильнодеформированных ядер и т.д. Подобные расчеты никогда не были проведены.

Для расчета энергетических распределений осколков использовался также ряд других моделей [7 - 10], общей чертой которых является применение дополнительных по сравнению с [4, 6] приближений и введение в расчет тех или иных параметров, определяемых прямо из эксперимента. Расчеты по этим моделям приводят, как правило, к существенно заниженным значениям ширины энергетических распределений, и ни одна из них не обнаруживает необходимо сильной зависимости дисперсии от Z делящегося ядра. На-

пример, авторами [8] для дисперсии полной энергии возбуждения $U_1 + U_2$ индивидуальной пары осколков было получено выражение

$$\mathcal{G}_{(U_1+U_2)}^2 = \mathcal{G}_{E_K}^2 = \mathcal{G}_{U_1}^2 + \mathcal{G}_{U_2}^2 = 2(\bar{U}_1 + \bar{U}_2)t_0, \quad (2)$$

где $\bar{U}' = \bar{U} - \Delta$; Δ - энергия спаривания, а t_0 - средняя начальная температура осколков деления. Несмотря на то, что в этих расчетах значения \bar{U}_1 , \bar{U}_2 и t_0 брались непосредственно из эксперимента, согласие рассчитанных величин $\mathcal{G}_{(U_1+U_2)}^2$ с экспериментальными является неудовлетворительным; также и вопрос о пропорциональности $\mathcal{G}_U^2 \propto \bar{U}$ представляется весьма спорным [1].

Итак, сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями показывает, что последние не дают удовлетворительного описания наблюдаемых на опыте закономерностей, оставляя открытым вопрос о первопричинах возникновения флуктуаций в энергиях осколков, а следовательно, и о причинах существенного изменения амплитуды флуктуаций при вариациях Z , E^* и A делящегося ядра. Вместе с тем любая теория или модель, претендующая на количественную интерпретацию последней стадии процесса деления, должна воспроизводить не только положение средних масс, зарядов и энергий осколков, но также и дисперсию их распределений, и качество этого воспроизведения может служить одним из существенных критериев реальности описания.

Литература

1. Lazarev Yu. A. - Atomic Energy Review, 1977, v. 15, No. 1.
2. Terrell J. - Phys. Rev., 1957, v. 108, No. 3, p. 783.
3. Ширяев Б. М. - ЖЭТФ, 1962, т. 43, в. 6, с. 2150.
4. Nix J. R. - Nucl. Phys., 1969, v. A130, No. 2, p. 241.
5. Hasse R. W. - Phys. Rev., 1971, v. 4C, No. 2, p. 572.
6. Fong P. - Statistical Theory of Nuclear Fission, Gordon and Breach, New York, 1969.
7. Erba E., Facchini U., Saetta-Menichella E. - Nucl. Phys., 1966, v. 84, No. 3, p. 595.
8. Facchini U., Saetta-Menichella E. - Journal of Physics A: Math., Nucl., Gen., 1974, v. 7, No. 8, p. 975.
9. Schmitt H. W. - Physics and Chemistry of Fission, Vienna, IAEA, 1969, p. 67.
10. Wilkins B. D., Steinberg E. P., Chasman R. R. - Phys. Rev., 1976, v. 14C, No. 5, p. 1832.

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ И АСИММЕТРИЯ МАСС ПАРНЫХ ОСКОЛКОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{232}Th НЕЙТРОНАМИ

В.Г.Воробьева, Н.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов,
В.Ф.Митрофанов, А.И.Сергачев

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

Д.Поенару

(Институт атомной физики, Бухарест)

Измерена угловая анизотропия осколков для симметричных и асимметричных по массам пар осколков при делении ^{232}Th нейтронами с энергией 3 МэВ. Угловая анизотропия в пределах ошибок измерений одинакова для обоих способов деления.

Fragment angular anisotropies have been measured for symmetric and asymmetric 3 MeV-neutron-induced fission of ^{232}Th . The angular anisotropies for both components seem to be the same.

До настоящего времени не исчерпана проблема различия седловых конфигураций для случаев деления ядра на симметричные и асимметричные по массам пары осколков. Энергетическая зависимость выходов симметричных осколков похожа на пороговую, но сдвинутую на 1-2 МэВ относительно соответствующей кривой для асимметричных осколков (см. рис.1). Этот экспериментальный факт и теоретические указания на различие потенциальных барьеров для симметричной и асимметричной седловых конфигураций на 1-3 МэВ послужили основанием для развития модельных представлений [1-3], согласно которым симметричному и асимметричному способам деления ядра соответствуют симметричная и асимметричная седловые конфигурации ядра.

Различие барьеров деления может отразиться не только на вероятности симметричных и асимметричных способов деления ядра, но также и на угловых распределениях осколков деления.

Именно сочетание различий в энергетической зависимости выходов и в угловых распределениях осколков для симметричных и асимметричных способов деления могло бы служить достаточно веским экспериментальным подтверждением существования разницы

барьеров для этих способов деления. Исследования угловой анизотропии осколков для симметричных и асимметричных способов делений были предприняты в работах [4-6] с использованием реакций деления при бомбардировке заряженными частицами. Результаты этих работ не дали однозначного ответа.

В настоящей работе для исследований была выбрана реакция деления при взаимодействии нейтронов с ядрами тория-232. Такой выбор обусловлен следующими обстоятельствами:

1. Для ядер вблизи тория высота внешнего барьера, по крайней мере, не меньше высоты внутреннего барьера. Это означает, что как вероятность деления, так и угловые распределения осколков определяются параметрами внешнего барьера.

2. При делении тория-232 нейтронами вблизи барьера отчетливо проявляются каналовые эффекты в угловой анизотропии осколков и сечениях деления.

3. Энергетическая зависимость симметричных способов деления качественно может быть объяснена большей величиной барьера для симметричного деления по сравнению с высотой барьера для асимметричного деления приблизительно на 1,5 Мэв (рис. I).

Энергия нейтронов была выбрана равной 3 Мэв, что близко к предполагаемому порогу симметричного деления. При этом следовало ожидать проявления отдельных каналов симметричного деления, которые по угловым распределениям осколков могут существенно отличаться от угловых распределений осколков для асимметричных делений при той же энергии нейтронов.

В настоящей работе были также исследованы кинетические энергии и распределения осколков по массам, летящих под 0 и 90° к направлению движения нейтронов при делении тория-232 нейтронами с энергией 1,55 и 1,7 Мэв.

Нами был использован метод измерений, подробно описанный в работе [7].

Обсуждение результатов измерений

На рис. I показана энергетическая зависимость выходов симметричных по массам пар осколков при делении тория-232 нейтронами. Результаты настоящих измерений хорошо согласуются с радиохимическими данными.

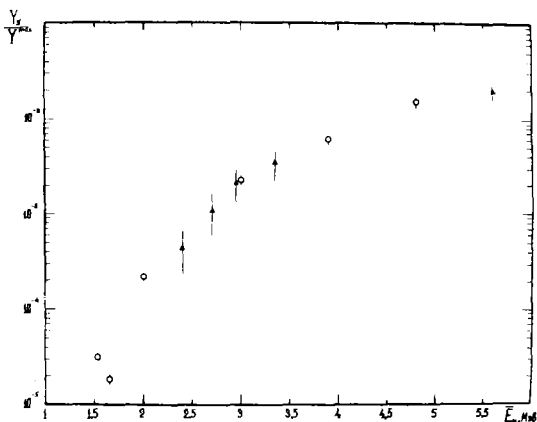


Рис. 1. Энергетическая зависимость выходов симметричных по массам пар осколков при делении тория-232 нейтронами: \circ - [8]; \blacktriangle - настоящая работа и [9]

В таблице приведены средние значения кинетических энергий и масс осколков при делении тория-232 нейтронами с энергией 1,55; 1,7 и 3 Мэв. Для осколков, разлетающихся под 0° и 90° к направлению движения нейтронов, эти величины одинаковы.

E_n (Мэв)	M_H		E_K	
	0°	90°	0°	90°
1,55	$140,0 \pm 0,2$	$140,4 \pm 0,2$	$160,6 \pm 0,15$	$160,6 \pm 0,15$
1,7	$140,0 \pm 0,2$	$140,0 \pm 0,2$	$161,1 \pm 0,2$	$161,3 \pm 0,2$
3,0	$139,6 \pm 0,1$	$139,6 \pm 0,1$	$161,45 \pm 0,1$	$161,55 \pm 0,1$

Примечание. Приведённые в таблице значения не исправлены на эффекты, обусловленные эмиссией нейтронов из осколков.

На рис. 2 приведена зависимость угловой анизотропии от массы тяжёлого осколка. В пределах ошибок измерений угловая анизотропия не зависит от способа деления в широком диапазоне масс осколков. Для асимметричных по массам пар осколков форма ядра в седловой точке, по-видимому, одина, а всё разнообразие

масс осколков формируется на более поздних стадиях процесса деления.

Чтобы сузить неопределённость суждения о седловой конфигурации ядра, предшествующей симметричным способам деления, было выполнено 25 серий измерений под 0 и 90° при делении тория-232 нейтронами с энергией 3,0 Мэв. О реальности событий в симметричной области масс судили по величине выхода осколков и их кинетической энергии. Величина угловой анизотропии симметричных и асимметричных по массам пар осколков составляет $1,46 \pm 0,15$ и $1,40 \pm 0,01$, соответственно, при делении тория-232 нейтронами с энергией 3,0 Мэв, т.е. в пределах точности измерений 10% различия в угловой анизотропии не существует.

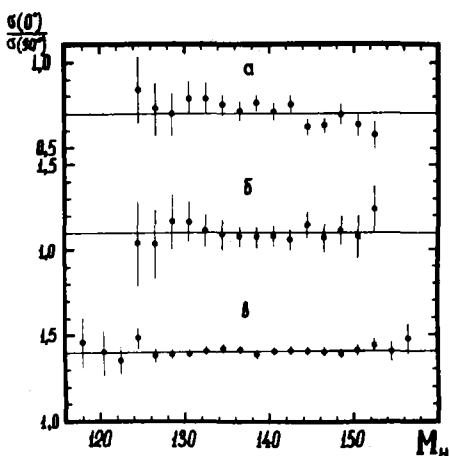


Рис. 2. Зависимость угловой анизотропии от массы тяжёлого осколка при делении тория-232 нейтронами с энергией 1,55 (а), 1,7 (б), 3 Мэв (в)

Если ограничиться рассмотрением только этого результата, то можно заключить, что седловая конфигурация ядра одинака для симметричных и асимметричных способов разделения ядра. Однако, до тех пор, пока своеобразная энергетическая зависимость выходов симметричных по массам пар осколков не найдёт своего объяснения с точки зрения процессов, имеющих место вблизи точки разрыва ядра, такой вывод нельзя признать окончательным.

Литература

1. Baba H., Baba S., Nucl. Phys., 1971, v. A175, p. 199.
2. Alm A., Kivikas T., Lindger L. J., Phys. and Chem. of Fission. Proc. of a Symposium, Rochester-1973, IAEA, Vienna, 1974, v. 1, p. 55.
3. Kapoor S. S., Ramamurthy V. S., Phys. and Chem. of Fission. Proc. of a Symposium, Rochester-1973, IAEA, Vienna, v. 1, p. 375.
4. Konecny E., Schmitt H. W., Phys. Rev., 1968, v. 172, p. 1226.
5. Konecny E., Specht H. J., Weber J., Phys. and Chem. of Fission. Proc. of a Symposium, Rochester-1973, IAEA, Vienna, 1974, v. 2, p. 3.
6. Weber J., Britt H. C., Garvon A., Konecny E., Phys. Rev., 1976, v. 13, p. 2413.
7. Воробьева В. Г., Гентош А. И., Кузьминов Б. Д., Сергачёв А. И., Ядерная Физика, 1969, т. 10, с. 491.
8. Дубровина С. М., Новгородцева В. И., Морозов А. Н., Пчелин В. А., Чистяков Л. В., Шигин В. А., Шубко В. М., Ядерная Физика, 1973, т. 17, с. 470.
9. Сергачёв А. И., Воробьева В. Г., Кузьминов Б. Д. и др. Ядерная Физика 1968, т. 7, с. 778.

ЭФФЕКТ ОТДАЧИ ПРИ ЭМИССИИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ИЗ ОСКОЛКОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf

Б.Г.Басова, Д.К.Рязанов
(НИИАР)

Для осколков спонтанного деления ^{252}Cf рассчитана величина эффекта отдачи от нейтронов для углов $0, 90, 180^\circ$ между направлениями вылета нейтронов и осколков в лабораторной системе координат (л.с.к.).

For californium-252 spontaneous fission the neutron recoils at angles of $0, 90, 180^\circ$ to the direction of a fragment path within the laboratory coordinate system were calculated.

При измерении кинетических энергий парных осколков с помощью двойной ионизационной камеры или полупроводниковых детекторов и последующем определении массы осколков определяются согласно соотношению

$$E_1/E_2 = M_2/M_1, \quad (1)$$

где E_1, E_2 и M_1, M_2 - соответственно кинетические энергии и массы осколков.

Точность определения масс зависит не только от аппаратурной точности, с которой измеряются кинетические энергии осколков, но и от самих масс осколков из-за влияния нейтронной эмиссии из осколков. Это влияние проявляется в виде трех составляющих:

а) дисперсия начальных кинетических энергий осколков за счет эффекта отдачи при испускании нейтронов.

Она описывается выражением [1,2]

$$\sigma_i^2(M_1, E_1) = 4E_1 \cdot E_{\text{ц.м.}}(M_1, E_1) \cdot \bar{\nu}(M_1, E_1) / 3M_1.$$

Здесь $E_{\text{ц.м.}}(M_1, E_1)$ - средняя энергия нейтронов в системе центра масс осколка (с.ц.м.) с массой M_1 и кинетической энергией E_1 ;

$\bar{\nu}(M_1, E_1)$ - среднее число нейтронов, испущенное осколком с массой M_1 и кинетической энергией E_1 .

Из формулы следует сильная зависимость дисперсии от среднего числа нейтронов. Грубая оценка, сделанная для ^{252}Cf , даст величину $\sigma_i^2 \approx 2,4 \text{ МэВ}^2$;

б) уменьшение кинетических энергий осколков за счет уменьшения начальных масс осколков на число испущенных нейтронов. Оно вычисляется по формуле:

$$E_2 = E_1' \left[1 + \frac{\bar{\nu}(M_1, E_1)}{M_1} \right],$$

в которой E_1' - кинетическая энергия осколка после вылета нейтронов. Если известна зависимость $\bar{\nu}(M_1, E_1)$, эту поправку можно ввести в экспериментальные данные;

в) дисперсия кинетических энергий осколков из-за статистической природы испускания нейтронов. Среднее число нейтронов

$\bar{\nu}(M_1, E_1)$ реализуется с какой-то дисперсией $\sigma_{\bar{\nu}}^2(M_1, E_1)$, также имеющей свою зависимость от массы осколка [3]. Вклад этой составляющей будет равен [2]

$$\sigma_2^2(M_1, E_1) = (E_1/M_1)^2 \cdot \sigma_{\bar{\nu}}^2(M_1, E_1).$$

Приблизительная оценка на основе данных для ^{252}Cf даст величину 0,4 МэВ².

Вклады в разрешение по массам (б) и (в) можно исключить, применив метод определения масс осколков по измерениям их скоростей. Вклад (а) не удается устранить выбором подходящей методики измерения параметров осколков. Необходим корректный его учет, который осложняется дополнительной зависимостью эффекта отдачи от угла между направлением полета осколка и испущенного им нейтрона.

Воспользуемся диаграммой скоростей для выхода необходимых математических соотношений (рис.1).

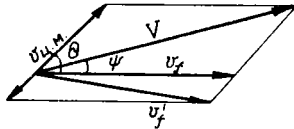


Рис. 1. Векторная диаграмма скоростей:

- $v_{c.m.}$ - скорость нейтрона в с.ц.м. осколка;
- v_f - скорость осколка до вылета нейтрона;
- v_f' - скорость осколка после вылета нейтрона;
- V - скорость нейтрона в л.с.к.

Легко получить следующее соотношение:

$$V_f^2 = V_f^2 + \left(\frac{V_{ц.м.}}{M_f - 1} \right)^2 - 2V_f \cdot V_{ц.м.} \cos \theta / (M - 1).$$

Отбросим второй член и выразим величину эффекта отдачи через скорость нейтрона и осколка в с.п.м.:

$$\Delta E = E_T - E_f = V_f \cdot V_{ц.м.} \cdot \cos \theta$$

или через скорость нейтрона в л.с.к.:

$$\Delta E = \frac{2E_f}{(M-1)} \cdot \left[\frac{V}{V_f} \cdot \cos \psi - 1 \right].$$

Для вычисления влияния эффекта отдачи в угловых измерениях нейтронов деления удобно пользоваться последней формулой, в которой V будет означать спектр скоростей нейтронов в л.с.к. для угла ψ .

Расчет эффекта отдачи был проведен для спонтанного деления ^{232}Cf . Скорость осколка V_f (М) в зависимости от его массы бралась из работы [4]. Дисперсией скорости осколка пренебрегалось. Угловой спектр нейтронов $v(\psi)$ находился расчетным путем на основе модели испарения [5]. Полное угловое разрешение детекторов осколков и нейтронов задавалось равным 15° . Исходные данные по $E_{ц.м.}(M_f, E_T)$ - средней энергии нейтронов - в зависимости от массы и кинетической энергии осколка строились на основе результатов работы [6]. Вычисления угловых спектров производилось для углов $\psi = 0, 90, 180^\circ$ для каждого осколка без учета вклада от дополнительного осколка. Предполагалось также, что испускается один нейтрон.

По спектру $v(\psi)$ рассчитывался спектр $\Delta E(\psi)$, для которого находились среднее значение $\langle \Delta E \rangle$ и дисперсия. Полученные результаты приведены на рис.2, 3.

Для угла $\psi = 0^\circ$ величина эффекта отдачи отрицательная и почти не зависит от массы осколка, хотя следует иметь ввиду, что отдельные значения спектра $\Delta E(\psi)$ могут иметь положительные значения. Для угла $\psi = 90^\circ$ и особенно $\psi = 180^\circ$ (обратные нейтроны) кинетическая энергия осколка увеличивается за счет эффекта отдачи, и это увеличение заметно меняется с массой осколка. Понятно также, что наибольшее влияние эффект отдачи оказывает на легкие осколки. В работе [2] показывается, что сдвиг $\langle \Delta E \rangle$, различный для разных углов, может изменять зависимости чис-

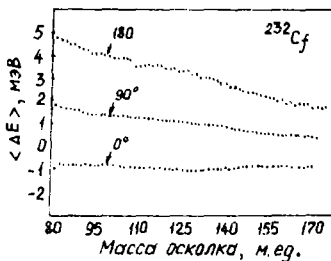


Рис. 2. Зависимость $\langle \Delta E \rangle$ от массы осколка

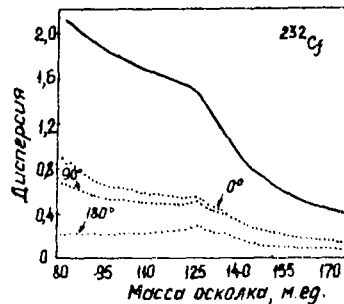


Рис. 3. Зависимость $\sigma^2 \Delta E$ от массы осколка

ла нейтронов от параметра осколков, особенно сильно в тех случаях, когда они измеряются с хорошим угловым и массовым разрешением.

Из рис.3 видно, что дисперсия в угловых измерениях значительно меньше, чем в том случае, когда нейтроны не регистрируются или регистрируются в угле 4° . Основным источником этой дисперсии являются спектр нейтронов в с.п.м. осколка (разброс энергий нейтронов и их углов вылета) и в меньшей мере дисперсия скоростей осколков и угловое разрешение детекторов. В этом случае также нагляден рост эффекта отдачи с уменьшением массы осколка. Влияние дисперсии кинетической энергии на характеристики $\bar{\nu}(M)$, $\bar{\nu}(E_R)$ мало, но может сказаться на зависимости $d\bar{\nu}/d(E_1 + E_2)$.

Если рассматривать эффект отдачи от нескольких нейтронов, то, видимо, дисперсии можно складывать, предполагая вылет каждого нейтрона независимым процессом. Вообще ясно, что средние значения $\langle \Delta E \rangle$ нельзя просто складывать, так как угол ψ имеет различное значение для каждого испущенного нейтрона.

Литература

1. Terrell J. Phys.Rev., 1962, v. 127, No.3, p. 880.
2. Gavron A. Nucl.Instr. and Meth., 1974, v.115, No.1, p.93, p.99.
3. Signarbieux C., Poiton J., Ribrag M. et al. Phys.Lett., 1972, v.39B, No.4, p. 503.
4. Stanle L., Whetstone J. Phys.Rev., 1963, v.131, p.1232.
5. Савельев А.Е. Вуллетень ЦЯД. 1971, в. 7, с. 1.
6. Bowman H.R., Thompson S.G., Milton J.C.D., et al. Phys.Rev., 1963, v. 129, p. 2133.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ТОРИЯ-232,
УРАНА-233, УРАНА-235, УРАНА-238, ПЛУТОНИЯ-239
БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.Н.Гудков, В.М.Живун, И.В.Жуков, А.В.Звонарев,
В.В.Коваленко, А.Б.Колдобский, Ю.Ф.Колеганов,
В.М.Колобашкин, М.Я.Кулаковский, Н.С.Пивень

(МИФИ - ФЭИ ГКАЭ СССР)

Методом прямой гамма-спектрометрии неразделенной смеси продуктов деления измерены выходы короткоживущих продуктов деления ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{239}Pu нейтронами реакторного спектра.

The short-lived fission products yields were measured for the reactor neutron induced fission of ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu by direct gamma-ray spectroscopy of the gross fission-product.

Для исследования выходов продуктов деления тяжелых ядер быстрыми нейтронами в настоящее время применяются масс-спектрометрия, радиохимия и гамма-спектрометрия несепарированной смеси продуктов деления (ПД). Достоинствами последнего метода являются экспрессность, возможность высокой автоматизации эксперимента, отсутствие потерь исследуемых нуклидов, а также простота подготовки и проведения эксперимента. Последнее обстоятельство имеет немаловажное значение при исследовании выходов ПД и их зависимости от энергии делящих нейтронов на различных быстрых реакторах, которые обычно специально для проведения таких экспериментов не оборудованы.

Использование гамма-спектрометрического метода связано с необходимостью обработки сложных спектров гамма-излучения. В имеющихся публикациях этим методом исследовались лишь выходы некоторых долгоживущих ПД ($T_{1/2} \geq T_{1/2}^{97}\text{Zr} = 16,5$ часов). При этом точность полученных значений выходов существенно уступала достигнутой масс-спектрометрией [1-3].

Нами была разработана гамма-спектрометрическая методика, которая позволила: а) расширить число анализируемых ПД и б) повысить точность получаемых значений выходов.

Образцы делящихся материалов облучались в центральном канале быстрого реактора БР-I. Плотность потока по быстрым нейтронам в точке облучения составляла около $3 \cdot 10^{10}$ н/(см² х сек), средняя энергия нейтронов 1,3 мэв.

Измерение облученных образцов производилось на спектрометре, включающем полупроводниковый Ge(Li)- детектор ДГДК-40 А, зарядочувствительный предусилитель, входное устройство ВУС-2, амплитудный анализатор АИ-4096. Вывод информации осуществлялся на ленточный перфоратор ПЛ-80. Разрешение спектрометра по линии 1333 кэв ⁶⁰Со составляло около 4,5 кэв, по линии 122 кэв ⁵⁷Со - 2,5 кэв. Для расшифровки сложных линейчатых спектров гамма-излучения облученных образцов использовалась программа для ЭВМ М-220 М, составленная авторами.

При исследовании короткоживущих ПД следует иметь в виду быстрое изменение спектра за время, необходимое для набора хорошей статистики. Поэтому в настоящей работе применялся амплитудный анализ в последовательных временных интервалах (анализ "амплитуда - медленное время" или АТ-анализ). Его использование позволило:

1. Значительно улучшить разрешение (удается исследовать в спектре смеси ПД линии с практически одинаковыми энергиями, если только существует заметное различие в периодах полураспада соответствующих нуклидов).

2. Измерить не только кумулятивные, но и независимые выходы ПД.

3. Повысить точность получаемых результатов за счет внесения необходимых поправок при измерении активности исследуемых нуклидов.

Можно показать, что зависимость интенсивности любой линии гамма-излучения короткоживущего ПД (и, следовательно, любой суммы таких интенсивностей) от времени выдержки выражается в виде суммы экспоненциальных функций:

$$n_i(t, T) = \sum_{j=1}^k b_{ij} (1 - e^{-\lambda_j T}) e^{-\lambda_j t}, \quad (1)$$

где

$$b_{ij} = A_{ij} \eta(E_i) \mathcal{E}(E_i); \quad (2)$$

$\eta(E_i)$ - квантовый выход данной линии гамма-излучения, (квант/распад);

$\mathcal{E}(E_i)$ - абсолютная эффективность регистрации гамма-квантов с энергией ;

A_{ij} - некоторый размерный коэффициент.

Индекс i соответствует порядковому номеру исследуемого нуклида в изобарной цепочке.

Коэффициенты A_{ij} зависят от $T_{1/2}$ и выходов исследуемого нуклида и его предшественников, а также от вида изобарной цепочки радиоактивных превращений.

Конечно, число экспонент в разложении (I) и их показатели определяются не только исследуемым ПД и его генетическими предшественниками, но и теми "посторонними" нуклидами, которые дают вклад в пик полного поглощения рассматриваемой гамма-линии в пределах разрешения спектрометра. Однако, поскольку периоды полураспада ПД известны достаточно точно, анализ разложения типа (I) позволяет надежно выделить ту часть скорости счета, которая обусловлена исследуемым ПД. Такой анализ производился на ЭВМ "МИР-2" и М-220 М с использованием программ, составленных авторами. При этом вводилась коррекция просчетов в условиях быстро изменяющейся загрузки спектрометра.

Анализ коэффициентов разложения (I) позволяет определить величину x_i , равную

$$x_i = Y_i W \mathcal{E}(E_i) \eta(E_i), \quad (3)$$

где W - число делений в образце в единицу времени.

Переход от x_i к кумулятивным выходам Y_i (нормировка выходов) производился с использованием двух методов:

I. Модифицированный метод "R - отношений" определяется формулой

$$Y_{pi} = Y_{ti} \frac{Y_{pt} x_{ti} x_{pi}}{Y_{tt} x_{ti} x_{ti}}. \quad (4)$$

Здесь индекс i относится к исследуемому ПД, t - к реперному ПД, p - к исследуемому делящемуся материалу, t - к делению ^{235}U тепловыми нейтронами.

Возможность использования этого метода была обусловлена наличием на реакторе БР-I графитовой тепловой призмы с кад-

миевым отношением по делению в тепловом канале около 200. Достоинством метода является, во-первых, независимость величины x от времени, что позволяет применять его к короткоживущим ПД; во-вторых, величины x определяются по многим измерениям, и их статистическая погрешность меньше, чем погрешность в определении Π . Статистическая погрешность становится еще меньше, если исследуемый и реперный ПД имеют несколько линий гамма-излучения. В этом случае (4) преобразуется к виду

$$Y_{pi} = Y_{ti} \frac{Y_{pr} \left(\frac{x_{tz}}{x_{ti}} \right) \left(\frac{x_{pi}}{x_{ti}} \right)}{Y_{tz} \left(\frac{x_{tz}}{x_{ti}} \right) \left(\frac{x_{pi}}{x_{ti}} \right)}, \quad (5)$$

где усреднение проводится по всем линиям гамма-излучения соответствующих нуклидов.

2. Выходы определяются относительно выхода какого-либо ПД для того же процесса деления:

$$Y_i = Y_z \frac{x_i}{x_z} \frac{\epsilon(E_z) \eta(E_z)}{\epsilon(E_i) \eta(E_i)}. \quad (6)$$

Такая нормировка использует только две экспериментально определяемые величины (x_i и x_z) вместо четырех в (4) и (5), поэтому вклад статистической погрешности в ошибку результата в этом случае меньше. Отношение эффективностей регистрации для двух энергий может быть определено с хорошей точностью, таким образом, достоверность результата в основном определяется точностью квантовых выходов гамма-линий. Если исследуемый и реперный ПД имеют несколько гамма-линий, то

$$Y_i = Y_z \frac{\left(\frac{x_i}{\epsilon(E_i) \eta(E_i)} \right)}{\left(\frac{x_z}{\epsilon(E_z) \eta(E_z)} \right)}. \quad (7)$$

Для калибровки спектрометра по относительной эффективности был использован ^{226}Ra в равновесии с дочерними продуктами распада. Энергетическая зависимость эффективности аппроксимировалась полиномом третьей степени.

Результаты измерений кумулятивных выходов ПД ядер T_h , U и Pu сведены в таблицу.

Если за время, сравнимое с периодом полураспада материнского по отношению к исследуемому ПД нуклида, удастся произвести несколько измерений, то в некоторых случаях мож-

ПД		^{85m} Kc	⁸⁷ Kc	⁸⁶ Kc	^{91m} Y	⁹² Nb	¹⁴² La	¹⁴³ Ce		⁸³ Se
Выход	²³² Th	4,20	6,4	6,8	4,3	4,1	6,5	6,4	²³³ U	0,55
Погр.		0,35	0,5	0,5	0,3	0,3	0,7	0,7		0,07
^{85m} Kc	⁸⁷ Kc	^{91m} Y	⁹² Se	⁸⁶ Kc	¹³¹ I	¹³⁶ Te	¹³³ I	¹³⁴ Te	¹³⁹ Ba	¹⁴² La
3,05	4,85	4,20	5,90	1,68	4,80	4,50	5,10	4,30	8,00	7,80
0,28	0,51	0,38	0,51	0,17	0,65	0,36	0,65	0,45	0,80	0,85
²³⁵ U	^{85m} Kc	⁸⁷ Kc	⁸⁶ Kc	^{91m} Y	⁹² Se	⁹³ Y	⁹⁷ Zr	^{97m} Nb	⁹⁷ Nb	¹⁰⁵ Ru
	1,30	3,02	3,31	3,27	5,72	5,90	5,46	5,52	5,95	1,42
	0,05	0,10	0,11	0,10	0,32	0,89	0,39	0,17	0,18	0,13
¹²⁷ Sb	^{131m} Te	¹³¹ I	¹³² Te	¹³³ I	^{133m} Te	¹³³ I	¹³⁴ Te	¹³⁴ I	¹³⁵ I	¹³⁵ Xe
0,52	1,9	3,28	4,72	4,78	2,76	6,50	4,10	5,2	6,78	7,35
0,05	0,1	0,07	0,11	0,13	0,22	0,40	0,41	0,6	0,20	0,15
¹³⁹ Ba	¹⁴² La	¹⁴³ Ce	²³⁸ U	^{85m} Kc	⁸⁷ Kc	⁸⁸ Kc	^{91m} Y	^{92m} Nb	⁹² Nb	¹⁰⁵ Ru
5,7	5,7	5,50	0,59	1,15	1,85	2,43	5,18	5,76	2,80	
0,6	0,4	0,12	0,04	0,10	0,10	0,08	0,20	0,20	0,21	
^{131m} Te	¹³¹ I	¹³² Te	¹³³ I	¹³⁴ Te	¹³⁵ I	¹³⁵ Xe	¹³⁹ Ba	¹⁴² La	²³⁹ Pu	^{85m} Kc
1,72	3,82	5,22	6,82	6,2	6,06	5,98	5,3	3,73	0,50	
0,15	0,12	0,25	0,32	0,7	0,37	0,25	0,7	0,35	0,06	
⁸⁷ Kc	⁸⁸ Kc	^{91m} Y	⁹¹ Se	⁹² Se	⁹⁷ Zr	^{97m} Nb	⁹⁷ Nb	¹⁰⁴ Tc	¹⁰⁵ Ru	¹²⁸ Sn
0,96	1,62	1,71	2,67	2,93	4,70	4,43	4,80	5,20	5,30	0,44
0,06	0,10	0,06	0,14	0,15	0,37	0,10	0,09	0,65	0,11	0,06
¹²⁹ Sb	^{130m} Sb	^{131m} Te	¹³¹ I	¹³² Te	¹³² I	^{135m} Te	¹³⁵ I	¹³⁴ Te	¹³⁴ I	¹³⁵ I
1,30	1,80	2,90	4,25	5,46	5,70	3,57	6,55	4,70	6,9	5,53
0,14	0,13	0,35	0,25	0,15	0,21	0,24	0,30	0,35	0,7	0,23
¹³⁵ Xe	¹³⁹ Ba	¹⁴² La	¹⁴³ Ce							
7,25	4,95	4,15	3,96							
0,24	0,09	0,18	0,18							

но определить независимый выход исследуемого ПД. Нами были получены следующие относительные независимые выходы ПД быстрыми нейтронами: ¹³²I - (6,7±0,5)·10⁻²; ¹³⁵Xe - 0,21±0,07.

Литература.

1. Dudev N.D., Popek R.J., Greenwood R.C., Helmer R.G., Rodgers J.W., Kellogg L.S., Zimmer W.H. "Nucl. Techn.", 1975, v. 25, p. 294.
2. Larsen R.P., Dudev N.D., Heinrich R.R., Oldham R.D., Armani R.J., Popek R.J., Gold R. "Nucl. Sci. Eng.", 1974, v. 54, p. 263.
3. Юрова Л.Н., Бушуев А.В., Кожин А.Ф. В сб. "Нейтронная физика", т. I, с. 315. Атомиздат, М., 1974.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf
В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ

М.В.Блинов, В.А.Витенко, В.Т.Туз
(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

В работе приведены результаты измерения спектра нейтронов деления ^{252}Cf в интервале энергий 0,01-10 МэВ методом времени пролета. В качестве нейтронного детектора использовалась многослойная урановая ионизационная камера.

The results of the measurements of the spontaneous fission neutron spectrum of ^{252}Cf by time-of-flight method are given in the energy range 0,01-10 MeV. A multiplate uranium ionisation chamber was used as the neutron detector.

Энергетический спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf начинает широко использоваться как калибровочный при измерениях различных нейтронных спектров. В связи с этим необходимы тщательные измерения этого спектра с помощью различных методов и разных детекторов.

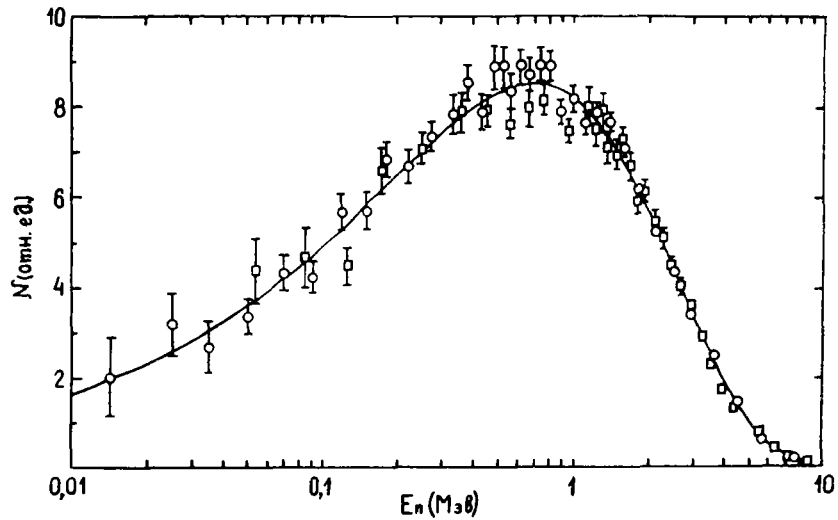
В данной работе измерялся спектр нейтронов деления ^{252}Cf в широком интервале энергий (10 кэВ-10 МэВ) методом времени пролета, причем нейтроны регистрировались по осколкам деления ^{235}U . Преимуществом детектора, использующего реакцию деления ^{235}U нейтронами, является то, что сечение такой реакции сравнительно мало меняется в очень широком интервале энергий, а зависимость величины сечения от энергии нейтронов известна достаточно хорошо. Кроме того, данные о величине этого сечения все время уточняются. В результате этого зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов в данном случае может определяться сравнительно просто.

Детектором нейтронов являлась ионизационная камера с 12 слоями окиси-закиси ^{235}U диаметром 10 см и с общим количеством вещества, равным 1,5 г. Камера наполнялась метаном

до атмосферного давления. Она соединялась с быстрым усилителем и работала в токовом режиме. Для оценки временного разрешения камеры в контрольном опыте на одну из ее пластин крепился источник со слоем ^{252}Cf , при этом камера регистрировала осколки деления ^{252}Cf . γ -кванты деления регистрировались пластическим сцинтиллятором, установленным на фотоумножителе ФЭУ-30. Импульсы от этих датчиков подавались на время-амплитудный конвертор, соединенный с анализатором АИ-Ю24. Ширина на полувысоте полученной таким образом γ -линии оказалась равной 1,9 нс. При измерении временных спектров нейтронов камера с ^{235}U обеспечивала "стартовый" импульс для время-амплитудного конвертора. "Стоповый" импульс, соответствующий моменту вылета нейтрона из осколка, обеспечивался другой быстрой ионизационной камерой со слоем ^{252}Cf ($1,2 \cdot 10^5$ дел./с) на одной из двух пластин. Эффективность регистрации осколков деления ^{252}Cf в камере была равна 99%. Эта камера работала с воздушным зазором между электродами. Ширина γ -линии на полувысоте для данной камеры, полученная способом, аналогичным вышеописанному, составляла 1,4 нс. Корпуса обеих камер были достаточно тонкостенными, что позволило свести к минимуму массу детекторов, способную исказить нейтронный поток. Описание конструкции камер и их характеристик будет опубликовано.

Для учета относительной эффективности нейтронного детектора использовались оцененные сечения деления ^{235}U нейтронами различных энергий, взятые из работы /1/. На рис. приведены предварительные результаты измерения энергетического спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . Представленные результаты получены на двух пролетных расстояниях: 25 и 50 см. В результаты были введены поправки на фон случайных и истинно-случайных совпадений и на фон рассеянных нейтронов.

В измеренном диапазоне энергий экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются в пределах ошибок опыта с максвелловским распределением с параметром $T = 1,41 \pm 0,03$ МэВ. Близкие значения величины T были получены в работах /2-7/. Для уточнения формы спектра в области низких энергий соответствующие измерения будут продолжены в улучшенных экспериментальных условиях.



Энергетический спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf :

○ - измерения на пролетной базе 25 см;

□ - измерения на пролетной базе 50 см.

Сплошная линия - максвелловское распределение с параметром $T = 1,41$ МэВ.

Литература

1. Анципов Г.В., Бендерский А.Р., Коньшин В.А., Коренной В.П., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш. В сб.: "Ядерные константы", Атомиздат, 1975, вып. 20, ч. 2, с.3.
2. Green L., Mitchel J.A., Steen N.M. "Nucl. Science and Engineering", 1973, v. 50, p. 257.
3. Knitter H.H., Paulson A., Liskien H., Islam M.M. "Atomkernenergie", 1973, Bd. 22, Lfg. 2, p. 84.
4. Werle H., Bluhm H. Proceedings of a Consultants Meeting on Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna, 1971, p. 65.
5. Котельникова Г.В., Кузьминов Б.Д., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Семенова Н.Н., Нестеренко В.С., Труфанов А.М., Фетисов Н.И. "Нейтронная физика". Москва, 1976, ч. 5, с. 109.
6. Батенков О.И., Блинов М.В., Витенко В.А., Туз В.Т. "Нейтронная физика". Москва, 1976, ч. 5, с. 114.
7. Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Москва, 1974, с. 139.

К ВОПРОСУ О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ
СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf

О.И. Батенков, М.В. Блинов, В.А. Витенко, В.Т. Туз
(Радиевый институт им. В.Г. Хлопина)

Проведены поиски тонкой структуры в спектре нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf в области энергий 1-5 МэВ. Нерегулярностей в спектре в пределах ошибок опыта (1,5-2,5%) не найдено.

A search of the fine structure in the ^{252}Cf fission neutron spectrum was carried out in the energy range 1-5 MeV. The irregularities in the spectrum in the limits of the experimental errors (1,5-2,5%) were not observed.

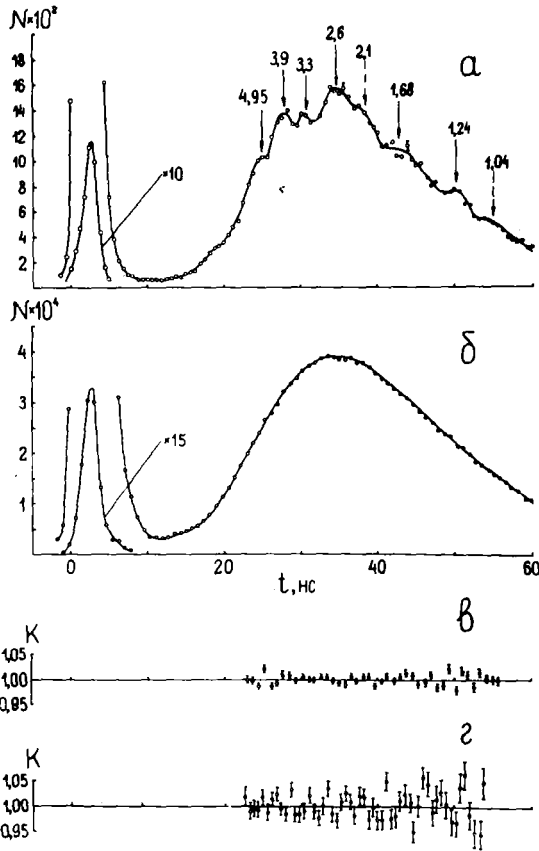
В работах /1-4/ при измерениях спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf наблюдались значительные нерегулярности. Авторы указанных работ сообщили, что, по их данным, эти нерегулярности не связаны с аппаратурными эффектами и поэтому трактовали их как тонкую структуру спектра. Тонкая структура была зафиксирована в этих работах /1-4/ с помощью различных детекторов в широкой области энергий. Наиболее отчетливо тонкая структура наблюдалась в работах /1, 3, 4/, где интенсивность отдельных линий достигала 10-15% уровня сплошного спектра под ними.

Однако в работах /5/ и /6/ при исследовании спектра нейтронов деления ^{252}Cf отклонения от плавной кривой составили не более 2-3%. Таким образом, имеется очевидное расхождение в результатах различных работ.

Если обратить внимание на экспериментальные условия выполнения работ, то оказывается, что в работах /1-2/ и /5, 6/ регистрация сопутствующих частиц проводилась по осколкам, а в работах /3, 4/-по гамма-квантам деления. Кроме того, в работах /1, 2/ и /5/ осуществлялось быстрое торможение ре-

гистрируемых осколков в плотной среде, а в работе /6/ этого не было. По мнению авторов работ /1-4/, эти обстоятельства могут влиять на степень проявления структуры в спектре.

В связи с этим в данной работе мы предполагали экспериментально исследовать форму спектра нейтронов деления ^{252}Cf в условиях, максимально приближающихся к условиям работ /1, 3, 4/. Кроме того, предполагалось, что исследования будут проводиться только в области самых интенсивных линий, найденных в этих работах в интервале энергий 1-5 МэВ. В нашей работе, как и в работах /1, 3, 4/ применялся метод времени пролета. В первой части работы "старт" определялся осколками деления, регистрируемыми ионизационной камерой, работающей в токовом режиме. Расстояние между электродами камеры было равно 2 мм. Давление газа равнялось атмосферному. Экспериментальные условия измерений в этом случае аналогичны условиям работы /1/. Во второй части работы "старт" задавался регистрацией гамма-квантов деления, что аналогично экспериментальным условиям работ /3, 4/. Гамма-кванты регистрировались кристаллом стильбена (50 x 30 мм), находящимся в 1,5 см от источника ^{252}Cf . Детектором "стоп" являлся кристалл стильбена (50 x 40 мм) в сочетании с фотоумножителем ФЭУ-30. Разрешающее время установки, определенное по полной ширине гамма-пика на полувисоте, в обоих случаях было менее 2 нс. Использовалась пролетная база 75 см. Дифференциальная нелинейность аппаратуры была лучше $\pm 1\%$. В первой части работы статистическая точность точек в исследуемой области спектра была лучше 1%, а во второй части - не хуже 2% (в интервале энергий 1,5-5 МэВ). На рисунке показан спектр нейтронов деления ^{252}Cf по времени пролета из работы /3/ (база 75 см). Здесь же приведен спектр, измеренный в настоящей работе. Пролетная база и временное разрешение такие же, как и в работе /3/. На этом рисунке приведено также отношение величин, соответствующих нашим экспериментальным точкам (N_{Σ}), к величинам, полученным по плавной кривой, проходящей через эти точки (N_0). Две группы отношений на рисунке относятся к различным способам определения "старта". Для случая регистрации осколков (верхняя группа - "в") экспериментальные точки разбросаны в пределах $\pm 1,5\%$, а для регистрации гамма-квантов (нижняя группа - "г") - в



Спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf по времени пролета

- а) Спектр из работы /3/. Пролетная база $L = 75$ см.
- б) Спектр, измеренный в данной работе, $L = 75$ см.
- в) Зависимость величины $K = N/N_0$ (см. текст) от времени пролета. "Старт" определялся осколками деления.
- г) То же, что и "в", но для случая регистрации "старта" по гамма-квантам деления

пределах $\pm 2,5\%$ около плавной кривой (область энергий 1,5-5 МэВ). Учитывая дифференциальную нелинейность аппаратуры ($\pm 1\%$), можно отметить, что разброс точек находится в пределах статистической точности опыта.

Обращает внимание некоторое несоответствие между данными работ /1/ и /2/ одной группы авторов. Так, если в первой работе была обнаружена тонкая структура величиной более 10% на базе 100 см, то в последующей работе /2/ в аналогичных условиях потребовалась база 350 см для ее выделения, а интенсивность линий упала до уровня 3-4%.

В заключение отметим, что в пределах наших экспериментальных погрешностей тонкая структура спектра нейтронов деления ^{252}Cf не найдена в исследованной области энергий. Работа будет продолжена с целью выяснения возможного влияния рассеянных нейтронов на форму спектра.

Литература

1. Нефедов В.Н. Препринт П-52, НИИАР, 1969.
2. Нефедов В.Н., Мельников А.К., Старостов Б.И. Нейтронная физика, ч. 2, с. 19, "Наукова думка", Киев, 1972.
3. Аверченков В.Я., Нефедов Ю.Я., Хилков Ю.В. ЯФ, 14, 1134, 1971.
4. Аверченков В.Я., Нефедов Ю.Я., Хилков Ю.В. Нейтронная физика, ч. 4, с. 143, Обнинск, 1974.
5. Green L., Mitchel I.A., Steen N.M. "Nucl. Science and Engineering", 1973, v. 50, p. 257.
6. Котельникова Г.В., Кузьминов Б.Д., Ловчикова Г.И., Сальников О.А., Семенова И.Н., Нестеренко В.С., Труфанов А.М., Фетисов М.И. Препринт ФЭИ-575, 1975.

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{252}Cf

В.Н.Нефедов, Б.И.Старостов, А.Ф.Семенов

(НИИАР)

Методом времени пролета измерены спектры мгновенных нейтронов вынужденного деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами в диапазоне 0,01 - 4 МэВ и спонтанного деления ^{252}Cf в диапазоне 0,01 - 10 МэВ.

Prompt fission neutron spectra induced by thermal neutrons on ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu for the energy interval from 0,01 to 4 Mev and the spontaneous fission of ^{252}Cf from 0,01 to 10 Mev was measured by the time-of-flight method.

Анализ опубликованных данных по спектрам нейтронов деления показывает их существенные расхождения для энергий нейтронов $E_n < 1$ МэВ. В области $E_n < 0,6$ МэВ, при измерении которой экспериментальные трудности велики, спектры нейтронов вынужденного деления изотопов ^{235}U и ^{239}Pu , являющихся основными компонентами ядерного горючего, практически неизвестны. Для вынужденного деления изотопа ^{233}U тепловыми нейтронами данных по спектру для $E_n < 0,8$ МэВ нет. В области 0,3 - 0,7 МэВ спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf имеет различия в своих крайних значениях /1-6/ 30%. В то же время актуальность изучения спектра нейтронов ^{252}Cf возросла в связи с рекомендацией МАГАТЭ об использовании этого спектра в качестве международного стандарта [7]. Все эти обстоятельства стимулировали проведение в НИИАРе измерений спектров изотопов ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu в широком диапазоне энергий-от 0,01 до 4 МэВ и спектра нейтронов ^{252}Cf в диапазоне 0,01 - 10 МэВ.

Нами были разработаны нейтронные беспороговые детекторы на основе ^{235}U , не чувствительные к γ -квантам. Измерения проводились методом времени пролета. В качестве нейтронных детекторов использовались два типа детекторов. В первой серии измерений спектр определялся с помощью газовой сцинтилляционно-ионизационной камеры со слоем металлического ^{235}U (90% обо-

гащения) [3,8]. Для надежного отделения импульсов осколков от импульсов α -частиц в камере была установлена сетка-анод ионизационной камеры. Ионизационные импульсы использовались для управления анализатором АИ-256. Измерения выполнены на пролетных расстояниях 10,4; 21,4; 29,5 см. Временное разрешение было 2,5-3 нсек.

Во второй серии в качестве нейтронного детектора использовалась ионизационная камера, собранная по схеме работы [9], с 16 слоями ^{235}U диаметром 90 мм и толщиной $1,5 \text{ мг/см}^2$. Зазор между слоями - 2 мм. Камера наполнялась чистым метаном. Эффективность регистрации осколков ^{236}U была $\sim 90\%$. Временное разрешение $\sim 6 - 7$ нсек. Измерения выполнены на расстояниях 12, 21,4; 40 см.

В качестве детекторов осколков деления ^{252}Cf , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu использовались газовые сцинтилляционные детекторы, описанные в [8]. Скорость счета осколков ^{252}Cf в разных циклах измерений была от $1,2 \cdot 10^5$ до $5,5 \cdot 10^5$ дел/сек, а осколков деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu в первой серии - $1,2 \cdot 10^5$ дел/сек и во второй серии - $\sim 2 \cdot 10^5$ дел/сек. Эффективность регистрации осколков деления была $\sim 95\%$. Во всех измерениях использовался время-амплитудный конвертор, описанный в [10].

Работа выполнялась на пучке тепловых нейтронов реактора М-2. Для уменьшения фона нейтронные детекторы покрывались чехлом из кадмия ($t = 0,5$ мм) с порошком ^{10}B (90% обогащения) толщиной $\sim 0,3 \text{ г/см}^2$ и помещались в защиту из парафина с карбидом бора. Поправки на рассеянные нейтроны определялись по разности спектров нейтронов деления ^{252}Cf , измеренных в защите и без неё. За основу спектра в "чистых" условиях были взяты измерения, выполненные с помощью сцинтилляционно-ионизационного нейтронного детектора и приведенные здесь. Эти данные в области 0,06 - 1 МэВ хорошо согласуются с работами [1,2,4,11], но в области 0,3 - 0,7 МэВ на 15 - 20 % находятся ниже результатов работ [5,6]. В области 1 - 10 МэВ получено хорошее согласие с работами [12,13,14].

Обе серии измерений в пределах статистической точности дали одинаковые результаты. На рис 1,2 приведены спектры нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и спонтанного деления ^{252}Cf .

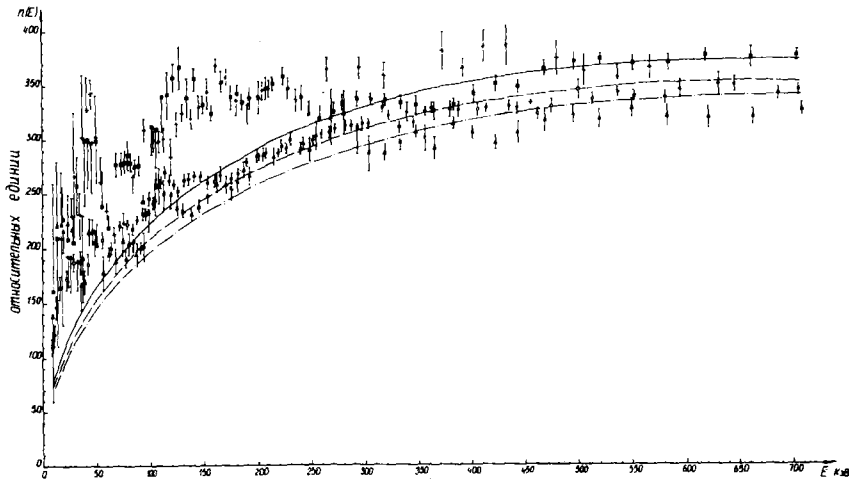


Рис.1. Энергетические спектры мгновенных нейтронов деления:

- - спектр нейтронов ^{252}Cf ; ▲ - спектр нейтронов ^{239}Pu ;
 - - спектр нейтронов ^{235}U ; + - спектр нейтронов ^{233}U ;
 - — — максвелловское распределение с $T=1,428$ МэВ;
 - - - максвелловское распределение с $T=1,377$ МэВ;
 - — — максвелловское распределение с $T=1,31$ МэВ.
- Значения E_n и $n(E)$ даны как средневзвешенные.
 Ошибки указаны среднеквадратичные

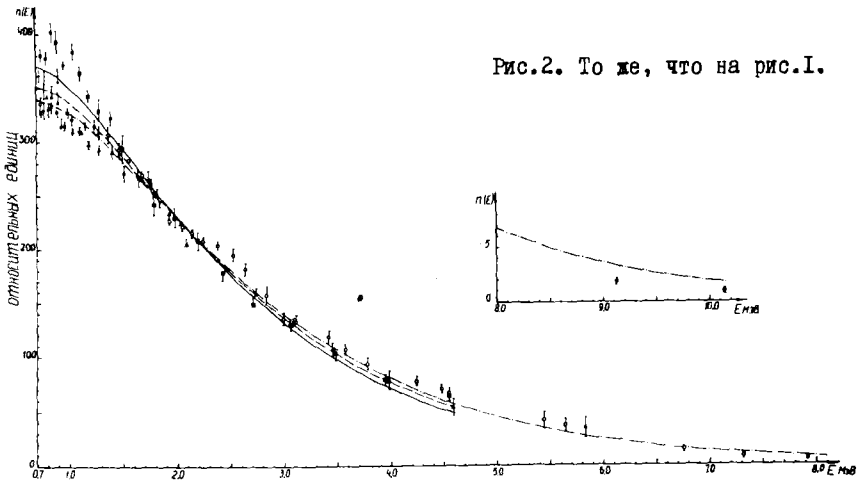


Рис.2. То же, что на рис.1.

Максвелловское распределение $n(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/T}$ имеет значения T : для спектра ^{235}U в диапазоне 0,9 - 3,5 МэВ $T = 1,31 \pm 0,04$ МэВ, для спектра ^{239}Pu в диапазоне 1,4 - 4,5 МэВ $T = 1,38 \pm 0,04$ МэВ, для спектра нейтронов ^{252}Cf в диапазоне 0,8 - 5 МэВ $T = 1,43 \pm 0,03$ МэВ. Спектр ^{233}U отнормирован к распределению с $T = 1,32$ МэВ [8,15]. Все максвелловские распределения отнормированы по площади на единицу. Описание спектров во всем диапазоне энергий дало для спектра нейтронов ^{252}Cf $T = 1,28$ МэВ, для ^{235}U $T = 1,14$ МэВ и ^{239}Pu $T = 1,38$ МэВ. Описание спектров в диапазоне 0,01 - 0,7 МэВ дало значение $T = 0,6 - 0,7$ МэВ. Таким образом, максвелловское распределение полностью не описывает спектры в диапазоне 0,01 - 4 МэВ. Вторая особенность спектров - это наличие "провала" точек под распределение Максвелла в области 0,3 - 0,6 МэВ, которое для спектра ^{239}Pu равно в среднем 8%. Третья особенность - это превышение спектров ^{233}U , ^{235}U , ^{252}Cf над распределением Максвелла в области ниже 0,4 МэВ. Это превышение меняется от изотопа к изотопу так, что в области 0,06 - 0,2 МэВ спектр нейтронов ^{235}U выше на ~30% спектра нейтронов ^{239}Pu . Обнаруженные "провал" и превышение указывают на сложную структуру спектров. Можно предположить, что в области 0,3 - 0,6 МэВ наиболее в чистом виде выделяется испарительная часть спектра нейтронов деления. В области $E_n < 0,3$ МэВ - значительная доля нейтронов, не связанных с движением осколков и состоящая, по-видимому, из нейтронов с дискретными значениями энергий. В меньших количествах эти же нейтроны есть и при более высоких энергиях. Также можно предположить, что начиная с 0,9 - 1 МэВ на испарительную часть накладывается спектр так называемых "нейтронов деления".

Литература

1. Smith A.B. "Nuclear science and engineering", 1971, v.44, p.439.
2. Jeki L., Kluge Gy., Lajtai A., Dyachenko P., Kuzminov B. Prompt Fission Neutron Spectra, 1972, Vienna, p.81-87.
3. Неведов В.Н., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях", 1974, т. 2, с. 139-142.
4. Zamyatin Y.S., Kroskin N.J., Melnikov A.K., Nefedov V.H. Proc. 2nd X Conf. Nuclear Data for Reactors, 1970, Helsinki.
5. Werle H., Bluhm H. Prompt Fission Neutron Spectra, 1972, Vienna, p.65-80.
6. Батенков О.И., Блинов М.В., Витенко В.А., Крижук И.Т., Туз В.Т. Сб. "Нейтронная физика" 1976, т. 5, Обнинск.

7. "Prompt Fission Neutron Spectra", 1972, Vienna, p.169.
8. Андрейчук Л.М., Коростылев В.А., Басова Б.Г., Нефедов В.Н., Рязанов Д.К., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. Сб. "Нейтронная физика" 1976, т. 5, Обнинск.
9. Rosiler H., Millard J.K., Hill M.W. Nuclear Instruments and Methods, 1972, v.99, p.477-486.
10. Басова Б.Г., Качалин В.А., Старостов Б.И. ПТЭ. 1970. 4. с. 69.
11. Meadows J.W. "Phys.Rev.", 1967, v.157, p.1076.
12. Green L., Mitchell J.A., Steen N.M. "Nucl.Sci.Eng", 1973, v.50.
13. Котельникова Г.В., Кузьминков Б.Д., Ловчинова Г.Н., Сальников О.А., Семенова Н.Н., Нестеренко В.С., Труфанов А.М., Фетисов Н.И. Препринт ФЭИ-575, 1975, Обнинск.
14. Knitter H.H., Paulsen A., Liskien H., Islam M.M. Atomkern. Energie, 1973, v.22, N 2, p.84-86.
15. Green L. "Nucl.Sci. and Eng.", 1973, v.52, p.406.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ^{239}Pu
КОРРЕЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ

В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин, Ю.С.Кулабухов,
С.Э.Сухих, М.Э.Тараско, Л.А.Тимохин
(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Рассматриваются выполненные измерения спектров вторичных нейтронов на ядрах Pu^{239} при начальной энергии 14 Мэв. Измерения проведены на корреляционном спектрометре нейтронов по времени пролёта. Спектры нейтронов измерены в диапазоне от 100кэв до 14Мэв под 5 углами рассеяния.

The measurements of secondary spectra formed by the interaction of 14MeV neutrons with nuclei of Pu^{239} is discussed.

The measurements were performed using the neutron time-of-flight pseudo-statistical spectrometer. The neutron spectra were measured in 100keV-14MeV range at five scattering angles.

Изучение взаимодействия нейтронов с ядрами Pu^{239} в области неразрешенных уровней ядра мишени имеет важное значение для проблемы термоядерных реакторов и реакторов на быстрых нейтронах. В литературе отсутствуют данные по угловым распределениям вторичных нейтронов при начальной энергии 14 Мэв. Сложный механизм взаимодействий нейтронов с энергией 14 Мэв с ядрами делящихся элементов представляет интерес и для теории ядерных реакций.

Измерения спектров вторичных нейтронов на Pu^{239} при начальной энергии нейтронов 14,3 Мэв проводились на корреляционном спектрометре нейтронов по времени пролёта. Геометрия эксперимента показана на рис.1.

Для получения нейтронов используется каскадный генератор, работающий в импульсном режиме с псевдослучайной модуляцией пучка дейтронов с периодом 750 нсек. В этом режиме на мишени ускорителя получают импульсы нейтронов длительностью 2,5 нсек, расположенные по коду длиной, равной 15,с интервалом 50 нсек (рис.2).

Для получения нейтронов с энергией 14 Мэв используется реакция $T(d,n)\text{He}^4$. Пролетная база спектрометра 3 м. В качестве детектора нейтронов применяется ФЭУ-30 с кристаллом

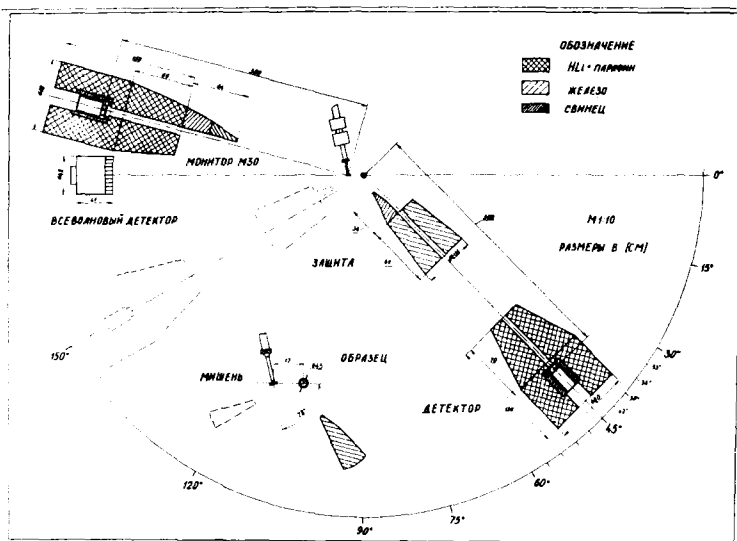


Рис.1. Геометрия эксперимента

стальбена. Использовалась схема Брукса для подавления γ -лучей. Защита детектора состояла из стального конуса, смеси парафина с гидридом лития и свинца.

Эффективность нейтронного детектора определялась по измерению спектра Cf^{252} и по рассеянию на водородосодержащем сцинтиляторе [3]. Температура спектра калифорния принималась равной 1,42 Мэв. Точность значений эффективности во всем диапазоне энергий составила $\pm 4\%$. Порог детектора составляет 100 кэв. Рассеиватель из Pu^{239} представляет собой полный цилиндр высотой 45мм, внешним диаметром 43мм и внутренним 38мм. Энергия нейтронов, падающих на образец, — 14,3 Мэв. Разрешение спектрометра по ширине пика упруго рассеянных нейтронов составляет 4,5 нсек при пролетной базе 3м.

Суммарные спектры нейтронов реакций (n, f) , (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ измерялись под углами 30°, 60°, 90°, 120°, 150°.

На рис.2 представлены результаты измерения спектров вторичных нейтронов на плутонии для угла 60°. На рисунке представлено распределение первичных нейтронов по коду (А), эффект с фоном (Б), фон (В), эффект с некоррелированным фоном, обусловленным γ -активностью образца (Г), и спектр нейтронов по времени

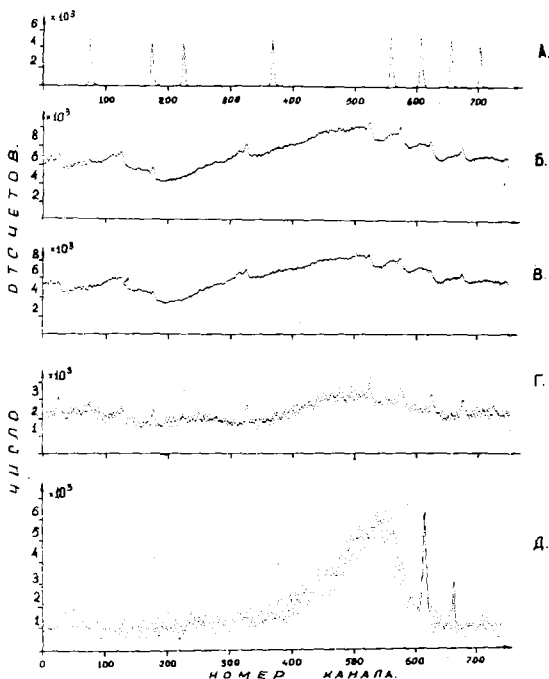


Рис. 2. Распределение нейтронов по коду на мишени ускорителя (А). Распределение отсчетов детектора нейтронов: Б-эффект + фон, В-фон, Г-эффект с постоянным фоном. Вычисленный временной спектр (Д)

пролета (Д), восстановленный из распределения (Г). Уровень некоррелированного фона на спектре (Д) в 8 раз меньше уровня, получаемого на спектрометре нейтронов по времени пролета с периодической модуляцией лучка. Восстановление спектра нейтронов по времени пролета $h(t)$ (рис. Д) по измеренному распределению отсчетов детектора $y(t)$ (рис. Г) приводит к решению уравнения Фредгольма первого рода [1]: $\int_0^T g(t-\tau)h(\tau) d\tau = y(t)$ с ядром $g(t) = \begin{cases} x(t-\tau) & \text{при } 0 \leq \tau < t \\ x(T+t-\tau) & \text{при } t \leq \tau < T \end{cases}$ $0 \leq t < T$, где $x(t)$ — распределение первичных нейтронов по псевдослучайному коду; T — период псевдослучайного сигнала, равный в нашем случае 750 нсек.

В дискретной форме интегральное уравнение записывается в виде

$$\sum_{k=1}^n g_{ik} h_k = y_i, \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

где
$$g_{ik} = \begin{cases} x_{i-k+1} & \text{при } k \leq i, \\ x_{n+i-k+1} & \text{при } k > i, \end{cases}$$

$$y_i = \int_{t_{i-1}}^{t_i} y(t) dt, \quad x_j = \int_{t_{j-1}}^{t_j} x(t) dt, \quad h_k = \int_{t_{k-1}}^{t_k} h(t) dt;$$
 n - число интервалов дискретизации на периоде T .

Если интервалу (t_{i-1}, t_i) поставить в соответствие i -й канал системы регистрации, то X_j и Y_i получаются из эксперимента как распределение нейтронов в начале (рис.2А) и конце (рис.2Б,В,Г) пролетного расстояния.

При корреляционном методе измерения, основанном на модуляции интенсивности и потоке нейтронов в виде псевдослучайной последовательности [2], распределение X_j можно представить в виде
$$x_j = \sum_{p=1}^m C_p \delta(j, [p-1] \frac{n}{m} + 1),$$
 где m - длина псевдослучайного кода;

$$\delta(j, j_p) = \begin{cases} 0 & \text{при } j \neq j_p, \\ 1 & \text{при } j = j_p, \end{cases}$$

а C_p - пропорционально интенсивности p -й единицы кода (в реальном случае определяется суммой $\{X_j\}$, соответствующих p -й единице кода). При таком представлении $\{X_j\}$ дискретная система уравнений преобразуется к виду

$$\sum_{p=1}^m a_{qp} h_{i+(p-1)\frac{n}{m}} = y_{i+(q-1)\frac{n}{m}}, \quad i = 1, 2, \dots, \frac{n}{m}, \quad q = 1, 2, \dots, m,$$
 где

$$a_{qp} = \begin{cases} C_{q-p+1} & \text{при } p \leq q, \\ C_m + q - p + 1 & \text{при } p > q. \end{cases}$$

Обозначая через B_{pq} элементы матрицы, обратной к $A = \{a_{qp}\}$, получаем значения спектра нейтронов по времени пролета и его дисперсии:

$$h_{i+(p-1)\frac{n}{m}} = \sum_{q=1}^m B_{pq} y_{i+(q-1)\frac{n}{m}},$$

$$\sigma(h_{i+(p-1)\frac{n}{m}}) = \sum_{q=1}^m B_{pq}^2 \sigma(y_{i+(q-1)\frac{n}{m}})$$

Заметим, что свертка измеренного распределения с инвертированным кодом является частным случаем описанной процедуры, поскольку

$$B_{pq} = \begin{cases} 1 & \text{при } a_{qp} = 1, \\ -1 & \text{при } a_{qp} = 0. \end{cases}$$

На основе изложенных выше алгоритмов обработки данных с корреляционного спектрометра разработан комплекс программ, который включен в библиотеку системы сбора и обработки данных коллективного пользования.

На рис.3 представлен спектр вторичных нейтронов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией $14,3 \pm 0,12$ Мэв с ядрами Pb^{239} под углом 90° .

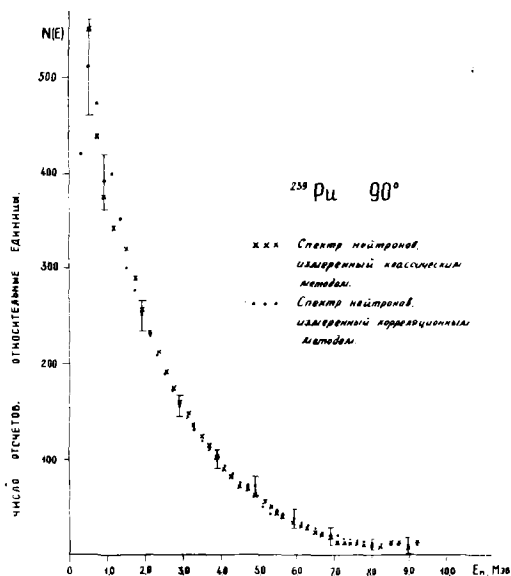


Рис.3.Спектр вторичных нейтронов ^{239}Pu

E_n	0,5	0,6	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	8,0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
χ^2	0,20	0,09	0,05	0,03	0,02	0,01	0,01	0,24	0,45	0,40	0,53	0,54						
ρ_c	0,25	0,07	0,04	0,04	0,05	0,07	0,10	0,20	0,32	0,42	0,45	0,48						
Δ^2	142	185	160	220	196	165	198	189	170	096	150	122						

На рис.3 представлен спектр, измеренный корреляционным и классическим методами времени пролёта. При измерении спектра классическим методом использовался тот же спектрометр с обычной периодической (период 750 нсек) модуляцией пучка ионов ускорителя. Спектры, измеренные двумя методами, совпадают в пределах ошибок измерений. На рис.3 в таблице приведены значения относительных ошибок измерений классическим (χ^2) и корреляционным (ρ_c) методами, а также α^2 -отношение дисперсий, пропорциональное отношению времен измерений двумя методами при достижении одинаковой точности. В данном эксперименте корреляционным методом получается выигрыш во времени измерения в 1,5-2 раза. При выполнении многомесячной программы измерений этот фактор становится существенным. На рис. 4 представлены спектры вторичных

нейтронов для Pb^{239} для углов 30° , 60° , 90° , 120° , 150° . Аналогичные измерения выполнены на U^{235} , U^{238} , Th^{232} .

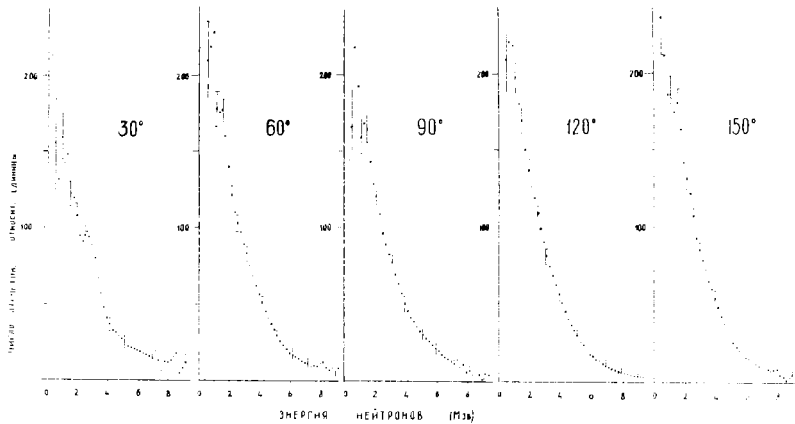


Рис.4.Спектры вторичных нейтронов Pb^{239} .

Литература

1. Могильнер А.И., Сальников О.А. и др. ПТЭ, 1966, № 2, 1966.
2. Золотухин В.Г. и др. "Атомная энергия", 1966, т.20, с.422.
3. Журавлев Б.В., Сальников О.А. и др. Спектр вторичных нейтронов, возникающих при бомбардировке ядер U^{238} нейтронами с энергией 14,3 Мэв. Препринт ФЭИ, № 671, г.Обнинск, 1976.

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОСКОЛКОВ
НА СПЕКТР МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.М.Ахмедов, В.С.Ставинский

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

В работе исследуется влияние каскадного характера испускания нейтронов и распределения первоначальной энергии возбуждения на различные характеристики спектра в приближении постоянной температуры. Эмиссионный спектр задается в форме Вейскопфа.

The influence of the cascade evaporation of neutrons and of the initial excitation energy distribution on various properties of prompt fission neutron spectrum is investigated. The nuclear temperature is considered constant. Emission spectrum is taken in Weisskopf form.

I. При последовательном испускании нейтронов из ядра с начальной энергией возбуждения U спектр нейтрона n -го каскада имеет вид

$$\Phi_n(\epsilon, U) = \int_0^{U-nB-\epsilon} \Psi(\epsilon, U-B) d\epsilon_1 \dots \int_0^{U-nB-\sum_{i=1}^{n-1} \epsilon_i - \epsilon} \Psi(\epsilon_{n-1}, U-(n-1)B - \sum_{i=1}^{n-2} \epsilon_i) \Psi(\epsilon, U-nB - \sum_{i=1}^{n-1} \epsilon_i) d\epsilon_{n-1}, \quad (I)$$

где ϵ - энергия нейтрона. Для простоты предполагается, что энергия связи одинакова для всех каскадов. Спектр эмиссии

$$\Psi(\epsilon_k, U-kB - \sum_{i=1}^{k-1} \epsilon_i) \text{ нормирован так, что} \int_0^{U-kB - \sum_{i=1}^{k-1} \epsilon_i} \Psi(\epsilon_k, U-kB - \sum_{i=1}^{k-1} \epsilon_i) d\epsilon_k = 1. \quad (2)$$

Выражение (I) можно записать в виде

$$\Phi_n(\epsilon, U) = \int_{B+\epsilon}^{U-(n-1)B} \Psi(\epsilon, y-B) Q_n(y, U) dy, \quad (3)$$

где $Q_n(y, U)$ - распределение энергии возбуждения y перед испусканием n -го нейтрона при заданной начальной энергии возбуждения U . $Q_n(x, U)$ удовлетворяет соотношению

$$Q_n(x, U) = \int_{B+x}^{U-(n-1)B} \Psi(z-B-x, z-B) Q_{n-1}(z, U) dz. \quad (4)$$

Легко показать, что

$$\int_0^{U-nB} \Phi_n(\epsilon, U) d\epsilon = \int_0^{U-(n-1)B} Q_n(y, U) dy. \quad (5)$$

Далее, средняя энергия n -го нейтрона

$$\bar{\epsilon}_n = \int_0^{U-(n-1)B} dy \bar{\epsilon}(y-B) Q_n(y, U) / \int_0^{U-(n-1)B} dy Q_n(y, U), \quad (6)$$

где $\bar{\epsilon}(y-B)$ - средняя энергия эмиссионного спектра при энергии возбуждения y .

Вероятность испускания заданного числа нейтронов K $W(K)$ (множественность) выражается через функцию источников

$$W(K) = \int_0^{U-(K-1)B} Q_K(y, U) dy - \int_0^{U-KB} Q_{K+1}(y, U) dy, \quad (7)$$

а среднее число испускаемых частиц \bar{n} выражается

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{U-(n-1)B} Q_n(y, U) dy. \quad (8)$$

2. Сделаем конкретные расчеты для эмиссионного спектра в форме Вейскопфа

$$\Psi(\epsilon, y-B) = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/\tau}}{\tau^2 F((y-B)/\tau)}, \quad (9)$$

$$F(x) = 1 - (1+x)e^{-x} \quad (10)$$

в приближении постоянной температуры, т.е. будем считать, что τ -величина, не зависящая от энергии возбуждения и номера каскада.

а) Начальная энергия возбуждения фиксирована. Тогда в приближении (9) решение уравнения для источников (4) имеет вид

$$Q_n(x, U) = q_n(\tau) = \frac{\tau^{2(n-1)} e^{-\tau/\tau}}{[2(n-1)-1]! \tau^{2(n-1)}}, \quad (11)$$

где

$$\tau = U - (n-1)B - x, \quad (12)$$

а выражение для спектра n -го нейтрона

$$\Phi_n(\epsilon, U) = \int_0^{U-nB-\epsilon} d\tau \Psi(\epsilon, U-nB-\tau) q_n(\tau) = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/\tau}}{[2(n-1)-1]! \tau^{2n}} \int_0^{U-nB-\epsilon} \frac{d\tau e^{-\tau/\tau} \tau^{2(n-1)-1}}{F\left(\frac{U-nB-\tau}{\tau}\right)}. \quad (13)$$

Воспользуемся аппроксимацией

$$\frac{1}{F(x)} \approx 1 + \frac{2}{x^2}, \quad (14)$$

и рассмотрим спектр в интервале энергии $U-(k+1)B < \epsilon \leq U-kB$. Тогда

$$\Phi(k, \epsilon, U) = \sum_{n=k}^{\infty} \Phi_n(\epsilon, U).$$

Если $K < K_{\max} = \left[\frac{U}{B} \right]$, то $F(x) \approx I$, если же $K = K_{\max}$, то с хорошим приближением $F^{-1}(x) \approx I + 2/x^2$. Считая $F(x) = I$, получим

$$\Phi_n(\epsilon, U) = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/\tau}}{\tau^2} \left\{ 1 - \frac{\Gamma(2(n-1), \frac{U-Bn-\epsilon}{\tau})}{\Gamma(2(n-1))} \right\}, \quad (15)$$

где $\Gamma(\alpha, x)$ - неполная гамма-функция. Поскольку в рассматриваемом интервале аргумент неполной гамма-функции достаточно большая величина, то можно воспользоваться ее асимптотическим представлением [1], из которого видно, что фигурная скобка в выражении (15) ближе к 1, так что суммарный спектр в K -м интервале

$$\Phi(K, \epsilon, U) \approx \frac{\epsilon e^{-\epsilon/\tau}}{\tau^2} K. \quad (16)$$

K -ступенчатая функция ϵ ; заменяя ее плавной функцией

$$K(\epsilon) = \frac{U-B/2}{B} \left(1 - \frac{\epsilon}{U-B/2} \right), \quad (17)$$

мы видим, что суммарный спектр отклоняется от стандартного спектра Вейскопфа при малых значениях ϵ слабо, если U достаточно велико. При сравнительно малых значениях $U \approx 2B$, это отклонение значительно, но аппроксимация (17) является слишком грубой. Таким образом, каскадный характер испускания частиц еще не является достаточным для того, чтобы суммарный спектр был близок к максвелловскому.

б) Если распределение начальной энергии возбуждения нормировано так, что

$$\int_B^{\infty} W(u) du = 1, \quad (18)$$

то спектр n -го нейтрона в приближении постоянной температуры имеет вид [2] ($n \geq 2$)

$$\Phi_n(\epsilon) = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/\tau}}{\tau^2 \Gamma(2(n-1))} \int_{\frac{\epsilon}{\tau}}^{\infty} \frac{dz}{F\left(\frac{z}{\tau}\right)} \int_0^{z(n-1)} e^{-x} W\left\{ \left[\frac{z}{\tau} + \frac{Bn}{\tau} - x \right] \tau \right\} dx. \quad (19)$$

Для $n=1$

$$\Phi_1(\epsilon) = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/\tau}}{\tau^2} \int_{\frac{\epsilon}{\tau}}^{\infty} \frac{W(z+B)}{F\left(\frac{z}{\tau}\right)} dz. \quad (20)$$

Если

$$W(u) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}\delta} \frac{e^{-(u-u_0)^2/2\delta^2}}{1 + \Phi((u_0-B)/\delta)},$$

$\Phi(x)$ - функция ошибок, и $\delta/T \gg 1$, то получим выражение

$$\Phi_n(\epsilon) = \frac{A\epsilon e^{-\epsilon/T}}{T^2} \int_0^{\infty} \frac{dz}{F(z)} \frac{e^{-z^n/2(\delta/T)^2}}{(1 + \frac{z^n}{(\delta/T)^2})^{2(n-1)}}, \quad (21)$$

справедливое для всех значений n , включая и $n=1$. В работе [2] на основании выражения (21) получены формулы для среднего числа нейтронов \bar{n} , множественности, которая при различных допущениях приводит к гауссовскому распределению числа испущенных нейтронов и средней энергии суммарного спектра. Здесь мы остановимся на качественном поведении суммарного спектра при малых и больших значениях ϵ . Суммарный спектр имеет вид

$$\Phi(\epsilon) = \frac{\epsilon}{T^2} e^{-\epsilon/T} \mathcal{J}(\epsilon), \quad (22)$$

где искажающая функция $\mathcal{J}(\epsilon)$ получена с использованием соотношения (14), причем суммирование по n заменено интегрированием. Поведение $\mathcal{J}(\epsilon)$ представлено на рис. 1.

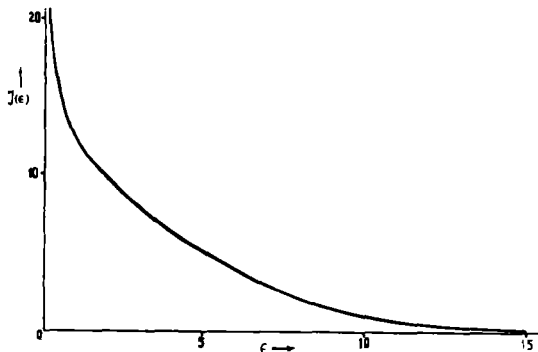


Рис. 1. Зависимость искажающей функции от энергии для значений параметров: $\delta = 5$ Мэв, $U_0 = 10$ Мэв, $V = 5$ Мэв, $T = 0,5$ Мэв

При $\epsilon/T \gg 1$ $\mathcal{J}(\epsilon)$ ведет себя приблизительно линейно в интервале, где $\Phi(\epsilon)$ еще заметно отличается от нуля. Тогда спектр $\Phi(\epsilon)$ становится по форме близким к максвелловскому.

При $\epsilon/T \rightarrow 0$ $\mathcal{J}(\epsilon) \rightarrow 2T^2/V\epsilon$, так что $\Phi(0) = \frac{2}{V}$.

При $V = 5$ Мэв $\Phi(0) = 0,4$ Мэв⁻¹, что составляет заметную долю от значения $\Phi(\epsilon)$ вблизи максимума спектра. Изменение

спектра вблизи максимума, как и положения самого максимума, сравнительно невелико (рис. 2.).

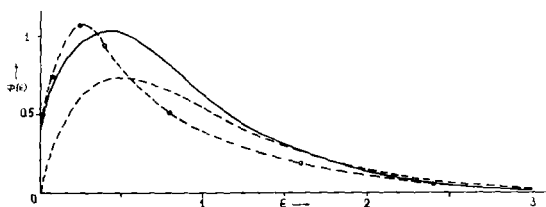


Рис. 2. Сопоставление расчетного спектра (—) с экспериментальным спектром (- - o - -) и спектром Вейскопфа (- - -)

Таким образом, широкое распределение начальной энергии возбуждения ($\delta/T \gg 1$) приводит к более значительному искажению стандартного эмиссионного спектра Вейскопфа, чем только каскадный характер испускания нейтронов. Однако форма суммарного спектра еще далекая от наблюдаемой на опыте максвелловской формы спектра мгновенных нейтронов деления в системе, связанной с осколком [3]. Итак, можно предполагать, что зависимость температуры от энергии возбуждения играет наиболее важную роль в формировании спектра нейтронов деления.

Литература

1. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Москва, ФМ, 1963.
2. Ахмедов Г.М., Ставинский В.С. Препринт ФЭИ-730, 1976.
3. Bowman H.R., Thompson S.G., Milton I.C.D., Swiatecki W. Phys.Rev., 1962, 126, p.2120.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ НА 4π -СПЕКТРОМЕТРЕ СРЕДНЕГО ЧИСЛА
ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ КАЛИФОРНИЯ-252

Ю.А.Васильев, Ю.А.Барашков, О.А.Голованов, Л.В.Сидоров
(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Описывается методика измерений $\bar{\nu}$ на 4π -спектрометре нейтронов по времени пролета. Приводятся результаты измерений для урана-235 и плутония-239.

The method of measuring $\bar{\nu}$ by using of 4π neutron time-of-flight spectrometer is described. The results of measurements for U^{235} and Pu^{239} are presented.

Методика предназначена для определения среднего числа вторичных нейтронов $\bar{\nu}$, образующихся при делении ядер нейтронами спектра деления. Измеряемая величина представляет собой значение $\bar{\nu}$, среднее по спектру нейтронов спонтанного деления калифорния-252 с учетом энергетической зависимости сечения деления исследуемого изотопа, и является, таким образом, интегральной величиной.

Слой калифорния-252 и изучаемого изотопа на подложках толщиной 0,3 мм устанавливались влотно друг к другу (back-to-back); при плотности слоя изотопа около 1 мг/см² вероятность деления в слое была равна $\sim 10^{-5}$ на одно спонтанное деление калифорния. Осколки деления калифорния и изучаемого изотопа регистрировались двумя поверхностно-барьерными счетчиками типа ДКС-350 с эффективностью, близкой к 100%. Слой и счетчики находились в измерительной камере, которая устанавливалась в центре 4π -спектрометра нейтронов по времени пролета /1/. В случае совпадения в интервале времени ~ 20 нс импульсов счетчиков осколков на спектрометре измерялись времена пролета нейтронов, испускаемых в практически одновременных актах спонтанного деления калифорния-252 и деления ядер изучаемого изотопа нейтронами калифорния. Информация о временах пролета нейтронов накапливалась в тридцати

двух — по числу счетчиков спектрометра — плоскостях анализатора АИ-4096 и затем обрабатывалась на ЭВМ.

4π -спектрометр был применен в качестве счетчика нейтронов прежде всего из-за его быстродействия. Время регистрации нейтронов на спектрометре определяется разностью времен пролета самых медленных и самых быстрых регистрируемых нейтронов ($E_n = 0,5$ и 7 Мэв соответственно) и равняется ~ 60 нсек. В этих условиях равномерно распределенный во времени фон первичных нейтронов от слоя калифорния интенсивностью 20.000 спонтанных делений в секунду был равен $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ нейтронов на одно деление в слое изучаемого изотопа, т.е. составлял менее одного процента числа нейтронов деления. Время регистрации нейтронов на спектрометре на несколько порядков меньше времени замедления и регистрации нейтронов высокоэффективными детекторами, которые обычно используются в измерениях $\bar{\nu}$; по эффективности же спектрометр сравним с этими детекторами.

Для проверки методики были проведены измерения с ураном-235 и плутонием-239, для которых значения $\bar{\nu}$ (E_n) и \bar{G} (E_n) известны с наибольшей точностью. За несколько часов было зарегистрировано по 4.000 нейтронов в совпадающих актах деления калифорния и урана-235, калифорния и плутония-239 и $\sim 10^5$ нейтронов калифорния при калибровке счетчиков спектрометра.

В результаты измерений были введены поправки на фон счетчиков нейтронов (менее 4% измеряемого числа нейтронов) и на просчеты нейтронов из-за множественности γ -лучей и нейтронов в актах деления (менее 12%).

В табл. приведены экспериментальные значения $\bar{\nu}$ экспер, которые находились из простого соотношения

$$\bar{\nu}_{\text{экспер}} = \frac{N_{\text{сф}} - u(P_u)}{N_{\text{сф}}} \times \bar{\nu}_{\text{сф}},$$

где $N_{\text{сф}} - u(P_u)$, $N_{\text{сф}}$ — число нейтронов, зарегистрированных в измерениях с ураном (плутонием) и при калибровке, $\bar{\nu}_{\text{сф}} = 3,724 \pm 0,008$

В табл. приведены также расчетные значения $\bar{\nu}$ расчетн. $\bar{\nu}$ расчетн. $cf-u(Pu)$.
 Величины $\bar{\nu}$ расчетн. определялись по соотношению

$$\bar{\nu}_{cf-u(Pu)} = \frac{\int_0^{\infty} N_{cf}(E_n) \times \zeta_{u(Pu)}(E_n) \times \bar{\nu}_{u(Pu)}(E_n) \times dE_n}{\int_0^{\infty} N_{cf}(E_n) \times \zeta_{u(Pu)}(E_n) \times dE_n} + \bar{\nu}'_{cf}$$

где $N_{cf}(E_n)$ - энергетический спектр нейтронов спонтанно-го деления калифорния-252; $\zeta_{u(Pu)}(E_n)$, $\bar{\nu}_{u(Pu)}(E_n)$ - сечение деления и среднее число вторичных нейтронов деления урана-235 (плутония-239); $\bar{\nu}'_{cf}$ - среднее число нейтронов деления калифорния в совпадающих актах деления. В расчетах были использованы данные работы В.Г.Нестерова и др. /2/ по $\bar{\nu}(E_n)$ для урана-235, обзора Davey, 1971г. /3/, по $\bar{\nu}(E_n)$ для плутония-239, оцененные сечения деления урана-235 и плутония-239 из работы Sowerby и др., 1974г. /4/ и спектр нейтронов калифорния-252 из работы L.Green и др., 1973г. /5/. Величина $\bar{\nu}'_{cf}$ была найдена по соотношению

$$\bar{\nu}'_{cf} = \frac{\sum [P(\nu) \times \nu \times (\nu - 1)]}{\sum [P(\nu) \times \nu]}$$

и оказалась равной 3,209 (функция $P(\nu)$ была взята из работы M.Szeilhas и др., 1967г. /6/).

В расчете предполагалось, что спектр нейтронов калифорния-252 не зависит от числа нейтронов, испускаемых в актах деления; это предположение будет проверено в дополнительных экспериментах на 4π -спектрометре. Дополнительно также

	Эксперимент	Расчет	Отношение	$\frac{\bar{\nu}_{экспер}}{\bar{\nu}_{расчетн.}}$
$\bar{\nu}_{cf-u}$	5,999±0,100	5,869	1,022±0,017	
$\bar{\nu}_{cf-Pu}$	6,621±0,110	6,375	1,039±0,017	

повысить статистическую точность величин $\bar{\nu}$ экспериментально и учесть некоторое различие спектров нейтронов деления урана-235, плутония-239 и калифорния-252. Однако из сравнения экспериментальных и расчетных значений $\bar{\nu}$ следует, что методика, уже на данном этапе разработки, может быть применена для определения числа вторичных нейтронов при делении неисследованных изотопов.

Литература

1. Васильев Ю.А., Сидоров Л.В., Барашков Ю.А., Гладков В.С., Косоулин В.Г., Копалкин Н.В., Немудров Н.И., Сурин В.М., Торопов П.В., "Нейтронная физика", Москва, ЦНИИ атоминформ, 1976.
2. Нестеров В.Г. Nuclear Data for Reactors 1970. IAEA, Vienna.
3. W.G.Davey. Nucl.Sci.Engng, 44, 345, 1971.
4. M.G.Sowerby, B.H.Patrick and D.S.Mather Annals of Nucl.Sci.Engng., 1,409, (1974).
5. L. Green, J.A. Mitchell and N.M. Steen. Nucl.Sci.Engng. 50, 257 (1973).
6. E.Baron, J.Frehaut, F. Ouyry, M.Soleilhac. Nucl.Data for Reactors. IAEA Vienna, 1967.

СВЯЗЬ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ НА АКТ ДЕЛЕНИЯ $\bar{\nu}_T$ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С ОБОЛОЧЕЧНЫМИ СВОЙСТВАМИ ИХ ОСКОЛКОВ

В.П.Захарова

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Оценка основана на предположении, что центры массовых распределений сверхтяжелых ядер определяются парами: дважды магический осколок-дополнительный осколок. Значение $\bar{\nu}_T$ зависит главным образом от податливости дополнительного осколка к деформирующим силам. Эта характеристика оценивается по опубликованному теоретическим и экспериментальным данным.

The estimate is based on the assumptions that the super-heavy mass distributions are centered near the fragment pairs: a double-magic fragment and a complementary fragment. The value of $\bar{\nu}_T$ depends mainly on the deformability of the complementary fragment. This quantity is evaluated by means of the published theoretical and experimental data.

С тех пор, как была показана возможность существования сверхтяжелых элементов вблизи замкнутых оболочек $Z=114, N=184$, предпринимаются попытки синтезировать эти элементы, поэтому оценки соответствующих значений представляют большой интерес. Для ядра $^{298}114$ были предсказаны значения $\bar{\nu}_T = 10,5/1/$ и $\bar{\nu}_T = 14/2/$, причем оценка $1/2/$ соответствовала предположению, что ядро делится на дважды магический сферический осколок ^{132}Sn и дополнительный осколок ^{166}Gd . Наряду с этим в $1/2/$ была приведена оценка $\bar{\nu}_T \leq 1$ для случая деления ^{264}Fm на сферические осколки ^{132}Sn . Этот результат указывает на важность учета квантовых свойств осколков. В связи с этим представляет интерес статическая модель деления $1/3/$, согласно которой ядро в момент деления можно аппроксимировать двумя почти касающимися сферами. Относительные вероятности формирования пар дополнительных осколков определялись в $1/3/$ из относительных значений потенциальной энергии системы V , включающей энергию кулоновского отталкивания сферических V_c и энергию их деформации, которая рассчитывалась по методу Струтинского $1/4,5/$. Было показано, что максимальный выход пар осколков Y коррелирует с минимальной потенциальной энергией системы V по закону $Y = \exp(-0,6V)$ (1). В $1/6/$ было

обращено внимание на то обстоятельство, что ^{166}Gd , подобно некоторым другим лантанидам, характеризуется одновременным проявлением Z и N отрицательных оболочек поправок (см. [5], Fig. 2, точки). Поэтому предполагалось, что ядро $^{298}114$ должно преимущественно делиться на осколки ^{132}Sn и ^{166}Gd со сферической ($\beta = 0$) и деформированной ($\beta = 0,3$) равновесными формами (β - параметр деформации). В таком случае можно полагать, что $\bar{\nu}_T \leq 1$ для ядра $^{298}114$ по аналогии с оценкой [2] для ^{264}Fm . Вероятно, пара этих осколков может испустить более 10 нейтронов, если второе ядро сильно деформировано. Известно, что мерой неравновесной деформации осколка с массой m является среднее число испущенных им нейтронов $\bar{\nu}(m)$. Интересно установить связь экспериментальных значений $\bar{\nu}(m)$ с оболочечными свойствами осколков, используя карты оболочечных поправок. В [6] уже отмечалась корреляция минимумов функций $\bar{\nu}(m)$ ($^{235}\text{U} + n$ менн.) со сферическими оболочками, а максимумов - с деформированными оболочками на картах [5], Fig. 2, 5. Аналогичные карты приведены в [7], Fig. 1, 2. Авторы этой работы предлагают ассоциировать первый под"ем зависимости $\bar{\nu}(m)$ (^{252}Cf сн. ген) с оболочками A-B-C-F для легких осколков, а второй - с оболочками G-H-J для тяжелых осколков. Зависимость $\bar{\nu}(m)$ для ^{252}Cf сн. ген изображена на рис. 1 слева. Кружками представлены данные [8], треугольниками - данные [9]. Поскольку пока отсутствуют данные типа $\bar{\nu}(Z, m)$, сделаем допущение, что значение $\bar{\nu}(166) = 3,5$ характеризует интересующее нас ядро ^{166}Gd . Итак, можно полагать, что в реакции деления $^{252}\text{Cf} = ^{86}\text{Se} + ^{166}\text{Gd}$ деформация тяжелого осколка определяется значением $\beta = 0,85$ (оболочка J) и он испускает при этом $\sim 3,5$ нейтронов (см. рис. 1).

Допустим, что эти значения не изменятся, если ^{166}Gd сформируется в процессе деления сверхтяжелого ядра $^{298}114 = ^{132}\text{Sn} + ^{166}\text{Gd}$. В таком случае мы получаем для этого ядра следующую оценку $\bar{\nu}_T$: $\bar{\nu}_T = \bar{\nu}(132) + \bar{\nu}(166) = 4+5$ (см. рис. 1). Итак, оценку $\bar{\nu}_T \leq 1$ (см. выше) можно ассоциировать с оболочечным состоянием ^{166}Gd при $\beta = 0,3$ (обозначим его символом L), а оценку $\bar{\nu}_T = 4+5$ - с состоянием $\beta = 0,85$ (оболочка J). Выбор между ними следует связы-

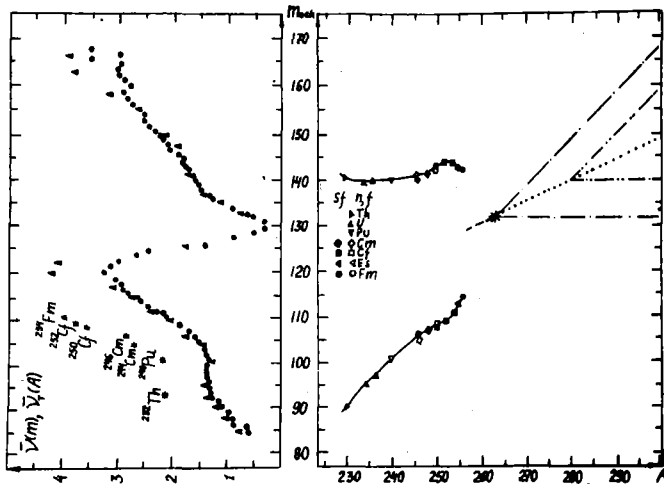


Рис. 1

вать с уточнением данных $\bar{V}(m)$ (поправки на разрешение и т.п.), а также с получением новых данных типа $V(z, m)$. Что касается оценки $\bar{V} = |A|/2$, то ее, вероятно, следует связывать с гипотетической оболочкой X, более деформированной, чем J. Поскольку минимумы и максимумы оболочечных поправок расположены на соответствующих картах в шахматном порядке, можно предположить, что интервал $\Delta\beta$ между оболочками X и J будет приблизительно равен интервалу $\Delta\beta$ между оболочками K и G, т.е. $\sim 0,85$. Опираясь на расчеты энергии деформации ядерных сфероидов (/10/, Fig. 5), а также используя формулу для расчета потенциальной энергии кулоновского отталкивания осколков V_c в предположении, что она равна их суммарной кинетической энергии, можно показать, что рост деформации ^{166}Gd от $\beta = 0,85$ ($\bar{V}(166) = 3,5$) до $\beta = 1,7$ приведет к испусканию дополнительно ~ 7 нейтронов. Однако падение V_c не компенсирует при этом энергетические затраты на деформацию осколка ^{166}Gd . Разница составляет приблизительно 15 Мэв, что по критерию (I) снижает вероятность выхода таких пар на несколько порядков. Чтобы устранить эту разницу, надо увеличить заряд дополнительного осколка от $Z = 50$ до $Z = 68$. Заметим также, что глубина оболочечных минимумов падает с

ростом β . По этим причинам можно полагать, что наиболее вероятные осколочные пары будут представлять собой комбинации наиболее сильных оболочек G или H с подходящими оболочками для дополнительных осколков - A, B, C, F, K, L, J . Как указывалось выше, каждую из этих оболочек можно охарактеризовать определенным числом нейтронов, испущенных соответствующим осколком. Тогда искомые числа $\bar{\nu}_T$ можно определять как суммы чисел $\nu_G + \nu_A, \dots, \nu_G + \nu_J, \nu_H + \nu_A, \dots, \nu_H + \nu_J$. Для конкретных приближительных оценок можно использовать формулы: $\bar{\nu}_T = \bar{\nu}(\bar{m}_n) + \bar{\nu}(\bar{m}_T)$ (2), $\bar{m}_n + \bar{m}_T = A, (3)$

где A - масса делящегося ядра; \bar{m}_n и \bar{m}_T - средние массы легких и тяжелых осколков, а числа $\bar{\nu}(\bar{m}_n), \bar{\nu}(\bar{m}_T)$ заимствовать из данных $\bar{\nu}(m)$ для ^{252}Cf *см. гел.* Этим способом в [II] были определены значения $\bar{\nu}_T$ для спонтанного деления ядер $^{252}\text{Cm}, ^{256}\text{Cf}, ^{244}\text{Fm}, ^{256}\text{Fm}, ^{252}\text{102}, ^{255}\text{104}, ^{260}\text{104}, ^{262}\text{104}$, которые оказались равными 3,7; 4,3; 3; 3,3; 3,7; 4,1; 1,7; 1,5 с ошибкой $\pm 0,5$.

Целью настоящей работы явилось получение оценок $\bar{\nu}_T$ для более тяжелых элементов, включая ядро $^{298}\text{114}$. При расчете использовались данные, представленные на рис. I. На нем изображена зависимость средних масс осколков от массы делящегося ядра ([12], Fig. 5). Предположенные в данной работе экстраполированные массовые распределения изображены штрихованными и пунктирными линиями. Слева массам осколков поставлены в соответствие числа испущенных ими нейтронов. Предполагалось [II], что для ядер с массами $258 < A \leq 264$ массовое распределение можно считать симметричным.

Для более тяжелых ядер ($264 \leq A \leq 298$) рассматривались три варианта массовых распределений: $\bar{m}_n = A-132, \bar{m}_T = A-132$;

$$\bar{m}_n = 140, \bar{m}_T = A-140; \bar{m}_n = \bar{m}_T.$$

Результаты расчета изображены на рис. 2 в сопоставлении с аналогичными данными [2], Fig. 4. Звездочками на рис. I и 2 представлены экспериментальные значения $\bar{\nu}_T$ для ^{232}Th - ^{254}Fm (см. [III]). Квадратиком изображено значение $\bar{\nu}_T(258)$, полученное, как указывалось выше, для массового распределения $\bar{m}_T = 140, \bar{m}_n = 258 \div 140$. Далее результаты настоящей работы и работы [2] совпадают вплоть до значения $A = 264$. Для более тяжелых

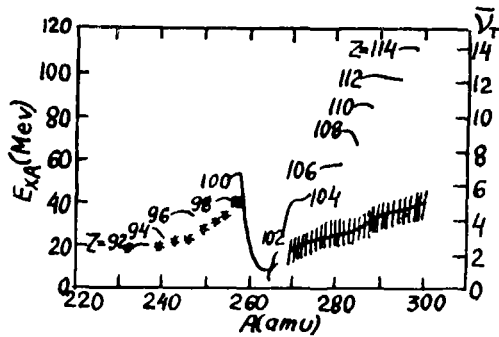


Рис. 2

ядер проявилось значительное расхождение результатов. Значения \bar{V}_T , соответствующие первому варианту массового распределения ($\bar{m}_n = 132$, $\bar{m}_p = A-132$), соединены на рис.2 сплошной линией. Для двух других вариантов массового распределения результаты оказались весьма близкими. Они не выходят за пределы заштрихованной полосы. Уточнение приведенных выше оценок следует связывать с получением экспериментальных данных типа $\bar{V}(Z, m)$, что позволяет получать оценки $\bar{V}(Z, A)$ по формулам: $\bar{V}(Z, A) = \bar{V}(\bar{Z}_n, \bar{m}_n) + \bar{V}(\bar{Z}_p, \bar{m}_p)$ (4); $\bar{Z}_n + \bar{Z}_p = Z(5)$, $\bar{m}_n + \bar{m}_p = A$, где Z - заряд делящегося ядра.

Литература

1. J.R.Nix, Phys.Lett., 30B, I, 1969.
2. H.W.Schmitt, U.Mosel, Nucl.Phys., A186, I, 1972.
3. B.D.Wilkins, E.P.Steinberg, Phys.Lett., 42B, 141, 1972.
4. V.M.Strutinsky, Nucl.Phys. A95, 420, 1967.
5. V.M.Strutinsky, Nucl.Phys. A 122, I, 1968.
6. В.И.Захарова, ФФ, 24, 26, 1976.
7. B.D.Wilkins, E.P.Steinberg, and R.R.Chasman, Phys.Rev., C 14, 5, 1832, 1976.
8. C.Signarbleux, R.Babinet, H.Nifenecker, J.Paiton IAEA-SM-174/41, Vienna, 1974.
9. H.R.Bowman, J.C. Milton, S.G.Thompson, W.F.Suratecki, Phys.Rev., 129, 2133, 1963.
10. R.W.Hasse Annals of Phys., 68, 377, 1971.
11. В.И.Захарова, Препринт ИАЭ - 2738, 1976.
12. J.P.Unik, J.E.Gindler, L.E.Glendenin, K.F.Flynn, A.Gorski, R.K.Sjoblom, IAEA-SM-174/209, Vienna, 1974.

УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ
КАЛИФОРНИЙ-252

Л.М.Андрейчук, В.А.Коростылев, В.Н.Нефедов,
Д.К.Рязанов

(НИИАР)

Измерены выходы нейтронов двойного и тройного деления ^{252}Cf под углами 0 и 90° к направлению разлета осколков. Делаются выводы о механизме испускания разделительных нейтронов.

Neutron yields at angles of 0 and 90° to the axis of californium-252 binary and ternary fissions are measured. Some conclusions are drawn on the mechanism of fissioned neutron emissions.

Из экспериментов известно, что количество мгновенных нейтронов, испускаемых при тройном делении, на 20-30% меньше, чем при двойном делении [1-4]. Уменьшение числа нейтронов может быть связано с уменьшением энергии возбуждения осколков деления в результате испускания легких заряженных частиц или конкуренцией между испусканием этих частиц и "разделительных" нейтронов. В первом случае среднее число нейтронов $\bar{\nu}_{\text{тр}}$ тройного деления должно зависеть от вида третьей заряженной частицы, испускаемой в тройном делении. Однако, как показали опыты [5], среднее число нейтронов тройного деления практически не зависит от рода испускаемых третьих заряженных частиц. Поэтому можно сделать вывод о том, что причиной уменьшения $\bar{\nu}_{\text{тр}}$ при тройном делении является уменьшение или полное отсутствие нейтронов деления.

Для подтверждения этого предположения в настоящей работе были выполнены измерения угловых спектров нейтронов тройного деления ^{252}Cf . Из опытов по измерению угловых спектров мгновенных нейтронов деления известно, что под углом 90° к направлению разлета осколков деления испускается больше нейтронов, чем ожидалось на основании предположения об испарении нейтронов из полностью ускоренных осколков. Это расхождение удастся объяснить существованием разделительных нейтронов, испускаемых изотропно в лабораторной системе координат со сред-

ней энергией около 2,5 МэВ [6]. В случае тройного деления, если верно предположение об отсутствии разделительных нейтронов, угловое распределение нейтронов деления будет описываться теорией испарения.

В работе выполнены одновременные измерения спектров нейтронов двойного и тройного делений ^{252}Cf под углами $0 + 180$ и 90° к направлению разлета осколков деления. Детектор α -частиц тройного деления для исключения регистрации нейтронов, возникающих при распаде ядер ^5He , постоянно располагался под углом 90° к оси нейтронного детектора. Измерение спектров нейтронов производилось методом времени пролета. Пролетное расстояние составляло 80 см. Спектры регистрировались в двух половинах анализатора АИ-2048. Блок-схема эксперимента показана на рис. 1.

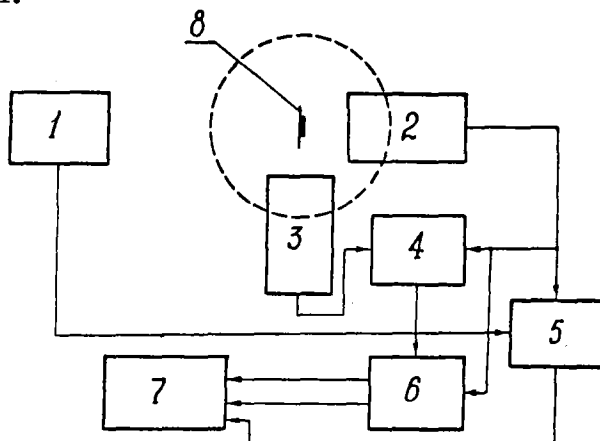


Рис. 1. Блок-схема регистрирующей аппаратуры: 1 - детектор нейтронов; 2 - детектор осколков; 3 - детектор α -частиц; 4 - схема совпадения; 5 - преобразователь Т-А; 6 - устройство управления; 7 - анализатор импульсов; 8 - мишень из делящегося материала

Мишень из ^{252}Cf , установленная в центре вакуумной камеры, нанесена на алюминиевую подложку толщиной 3 мг/см^2 . Диаметр мишени 5 мм. Осколки деления регистрировались слоем $\text{ZnS}(\text{Ag})$ диаметром 7 мм, нанесенным на фотокат ФЭУ-36. Размеры мишени и

слоя $ZnS(Ag)$ обеспечивали коллимацию осколков в пределах тельесного угла 20° . Вылетающие в тройном делении α -частицы регистрировались слоем $ZnS(Ag)$, нанесенным на фотокде ФЭУ-97 и закрытым слоем алюминиевой фольги толщиной 7 мг/см^2 для защиты от осколков деления и α -частиц радиоактивного распада ядер ^{252}Cf . При обработке результатов измерений учитывался фон рассеянных нейтронов, полученный в отдельных измерениях с защитным конусом. Нормировка спектров нейтронов осуществлялась по площади γ -пигов, так как выходы γ -лучей двойного и тройного деления ^{252}Cf практически одинаковы [7] и угловая анизотропия, благодаря применению фильтра из свинца, не превышает 3-5%.

в результате обработки получены относительные выходы нейтронов двойного и тройного делений под углами $0 + 180$ и 90° относительно направления разлета осколков деления, приведенные в таблице.

Выход нейтронов в относительных единицах

Двойное деление	0°	90°
		1
Тройное деление	$1,03 \pm 0,15$	$0,155 \pm 0,028$

Из таблицы видно, что выход нейтронов деления в направлении разлета осколков для обоих видов деления одинаков в пределах точности эксперимента. В то же время выход нейтронов тройного деления под углом 90° на 30% меньше, чем при двойном делении. Этот результат может быть объяснен отсутствием разделительных нейтронов при тройном делении, т.к. полученное угловое распределение нейтронов тройного деления соответствует картине изотропного испарения нейтронов из полностью ускоренных осколков. Совпадение выхода нейтронов двойного и тройного делений под углом 0° позволяет сделать вывод о том, что испарительная составляющая спектров нейтронов двойного и тройного делений практически одинакова. Полученная картина позволяет также сделать вывод о том, что количество разделительных нейтронов, наблюдаемых в двойном делении, близко к разности средних чисел

нейтронов двойного и тройного деления данного ядра. Однако выходы нейтронов двойного и тройного делений под углом 0° говорят об отсутствии вылета разделительных нейтронов в направлении разлета осколков. Разделительные нейтроны преимущественно испускаются под углом 90° к оси деления. Однако для получения полной картины испускания разделительных нейтронов необходимы более детальные измерения угловых спектров нейтронов деления. Точные измерения спектров нейтронов двойного и тройного делений ^{252}Cf под углом 90° , ведущиеся в настоящее время, позволят получить данные о форме спектра разделительных нейтронов.

Литература

1. Апалин В.Ф. и др. АЭ., 1959, т. 7, с. 375.
2. Нефедов В.Н. и др. АЭ, 1966, т. 20, с. 342.
3. Адамов В.М. и др. ЯФ, 1967, т. 5, с. 42.
4. Адамов В.М. и др. ЯФ, 1970, т. II, с. 1001.
5. Pickars H. Nucl. Phys., 1970, 146, p.273.
6. Блинов М.В. и др. ЯФ, 1970, т. 12, с. 41.
7. Иванов О.И. ЯФ, 1972, т. 15, с. III2.

О ПРИРОДЕ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

П. Е. Воротников

(ИАЭ им. И. В. Курчатова)

Показано, что в предположении о связи вероятности деления с энтропией ядра свойства спонтанно делящихся изомеров можно объяснить 4-, 5-квaziчастичными высокоспиновыми состояниями тяжелых ядер при нормальной деформации.

The features of spontaneously fissioning isomers in heavy nuclei are shown to be explained by high spin 4- and 5-quasiparticle states at the equilibrium deformation under the assumption of a close relationship between the fission probability and the entropy of a nucleus.

Одним из наиболее интересных явлений в физике деления являются спонтанно делящиеся изомеры (СПИ), обычно интерпретируемые как изомеры формы [1]. Покажем, однако, что СПИ могут быть объяснены на основе представлений о малочастичных $2p\ 2n$, $2p\ 3n$ и т. п. изомерах обычной природы, без предположения об изменении формы ядра.

На предыдущих Киевских конференциях по нейтронной физике сообщалось [2], что, как показывает каналовой анализ сечений деления $\sigma_{nf}(E_n)$, выте барьера деления B_f .

$$T_f(E^* B_f) = \frac{\hbar}{T_f(B_f)} e^{-\Delta S} = \frac{2\pi\hbar\rho(B_f)}{N_f(B_f)} \frac{\rho(B_f)}{\rho(E^*)}, \quad (1)$$

где энтропия ядра определяется через плотность состояний $S(E^*) = \ln \rho(E^*)$ и $\Delta S = S(E^*) - S(B_f)$. Мы будем в дальнейшем пользоваться показанными на рисунке I эмпирическими $\rho(E^*)$

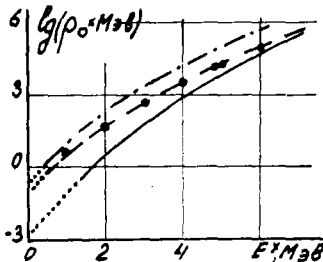


Рис. I

(сплошная линия — 4Ч ядра, штриховая — 5Ч и 6Ч, штрих-пунктирная — 6Ч), полученными из анализа $\sigma_{nf}(E_n)$ [3], хорошо согласующимися, впрочем, для 4Ч ядер с расчетами работы [4] (точки на рисунке). При малых E^* ($\approx 0,5$ мэв для 6Ч, 5Ч и 4Ч ядер), где $\rho_{эмпир}(E^*)$ определена плохо, используем логарифмическую ($T = \text{const}$) экстраполяцию к $E^* = 0$. Каналовой

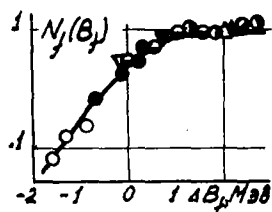


Рис.2

Th-○, Pa-▽, U-●, Np-▽, Pu-○,
Am-△, Cm-○, Bk-△, Cf-○.

$B_{f, \text{экл}}$ взяты из работы [5]. Предположим, что и ниже $B_{f, \text{экл}}$ $\tau_f(E^*)$ определяется энтропией, но более сложной функцией, чем (1). Поскольку она нам неизвестна, ограничимся первым членом разложения

$$\tau_f(E^* < B_f) = \tau_f(B_f) \exp(-k \Delta S). \quad (3)$$

Постоянную k определим из периода спонтанного деления при $E^* = 0$ [6]

$$k = \ln[\tau_f(0)/\tau_f(B_{f, \text{экл}})] / \ln[\rho(B_{f, \text{экл}})/\rho(0)]. \quad (4)$$

Величины k оказываются численно равными отношениям T и обратной логарифмической производной $\tau_{f, \text{экл}}/2\pi$ ширины деления $\tau_f(E^*)$ вблизи барьера [5], что, видимо, свидетельствует о сохранении характера $\tau_f(E^*)$ в области $0 < E^* < B_{f, \text{экл}}$.

В докладе [7] выдвинуто предположение, что группы резонансов с большой τ_f , обнаруженные у многих ядер, являются результатом фрагментации 2- или 3-частичных возбуждений ядра. В отсутствие фрагментации такое возбуждение увеличило бы вероятность деления в

$$R = 2(\sum \tau_{fi}^{1/2})^2 / \tau_{f_0} \quad (5)$$

раз, где τ_{fi} - делительная ширина i -го резонанса группы, τ_{f_0} - средняя τ_f вдали от группы. Фактор R вносит наибольшую неопределенность в расчет - у разных ядер R может отличаться, и из опыта мы можем оценить лишь верхний пре-

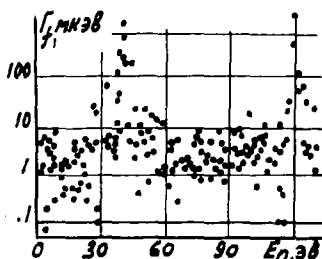


Рис.3

анализ $\sigma_{nf}(E_n)$ показывает также (рисунок 2), что для $Z > 90$ $N_f(B_f)$ N -нечетных ядер могут быть представлены в виде фермиевой зависимости

$$N_f(B_f) = [1 + \exp \frac{\Delta B_f}{T}]^{-1} = [1 + \exp \Delta B_f]^{-1} \quad (2)$$

где $T \approx 650$ кэВ - ядерная температура при $E^* = B_f$, $\Delta B_f = B_{f, \text{кап}} - B_{f, \text{экл}}$, $B_{f, \text{кап}} = 3,5 \cdot 10^3 (48 - \frac{Z^2}{A})^3$ МэВ, а

дел f_0 , т.е. нижний предел R . На рисунке 3 показаны f_0 резонансов изученного лучше других № 237 [8]. Для него $\sum f_0^{1/2} \geq \geq 600$ мкэв^{1/2}, $\langle f_0 \rangle \approx 0,2$ мкэв, т.е. $R \approx 4 \cdot 10^6$. Близкие значения получаются и для других ядер, поэтому

$$\tau_{fuz}(E_{uz}) = \frac{2\pi\hbar\rho(B_{fz})}{R N_f(B_{fz})} \left[\frac{\rho(B_{fz})}{\rho(E_{uz})} \right]^k = 10^{-21} \left[\frac{\rho(B_{fz})}{\rho(E_{uz})} \right]^k \frac{\rho(B_{fz}) [g\delta]}{N_f(B_{fz})} \text{ сек.} \quad (6)$$

На рисунке 4, в качестве примера, показаны одночастичные протонные уровни A_m , построенные по экспериментальным данным [6]. Аналогичные схемы для нейтронов приведены в [7]. Сравнение четно-четных и A -нечетных ядер позволяет определить эффективные энергии спаривания (для $Z > 90$ $2\Delta_p \text{ эр} = 1,4 \div 1,1$ Мэв, $2\Delta_n \text{ эр} = 1,0 \div 0,9$ Мэв, т.е. фактор экранирования $\sim 0,8$). Этих данных достаточно для

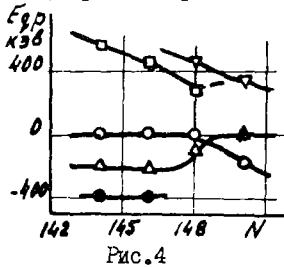


Рис. 4

●-5301, ▲-6421, ○-5234,
□-5211, ▽-6331.

определения E_p нижних протонных и нейтронных квазичастичных конфигураций со структурой $F11, F$ и $F11, F, F1$ для четных и нечетных Z, N и их моментов $K = \sum \Omega_i$. Результаты расчета τ_{fuz} с $E_{uz} = E_{gp} + E_{gn}$ показаны на рисунке 5а (ступенчатая линия-вычисления, точки-эксперимент [6]). Ниже приведены рассчитанные E_{uz} и K для протонной (точки) и нейтронной (треугольнички) компонент. Значения B_{fz} взяты из [9], $\tau_f(0)$ - из [6]. Неопределенности расчета τ_{fuz} характеризуются величинами $\partial \lg \tau_{fuz} / \partial E_{uz} \approx (130 \text{ кэВ})^{-1}$, $\partial \lg \tau_{fuz} / \partial B_{fz} \approx (400 \text{ кэВ})^{-1}$, $\partial \lg \tau_{fuz} / \partial \lg \tau_f(0) = 0,4$. Общая неопределенность $\lg \tau_{fuz}$ около 0,6-0,7. Отметим, что проведенные вычисления не содержат каких-либо свободных параметров.

Серьезной проблемой СПИ считается большое время их γ -распада, но экспериментальные данные сравнивают с оценками Вайскопфа даже без учета запретов Алаги ($\sim 10^4 - 10^{10}$). Сведения о спиновых изомерах при $Z > 90$ [6] показывают, что даже эти запреты не исчерпывают замедления γ -распада, и дополнительный запрет переходов $2g_p$ - $coll$ и $coll$ - $coll$ составляет в этих ядрах $\sim 10^3$ (переход 328,3 кэв в U^{234} , 540 кэв в Cm^{244} и др.), доходя до 10^5 (распад уровня 990 кэв в U^{234}). Учет этих факторов снимает проблему и позволяет объяснить не только τ_γ

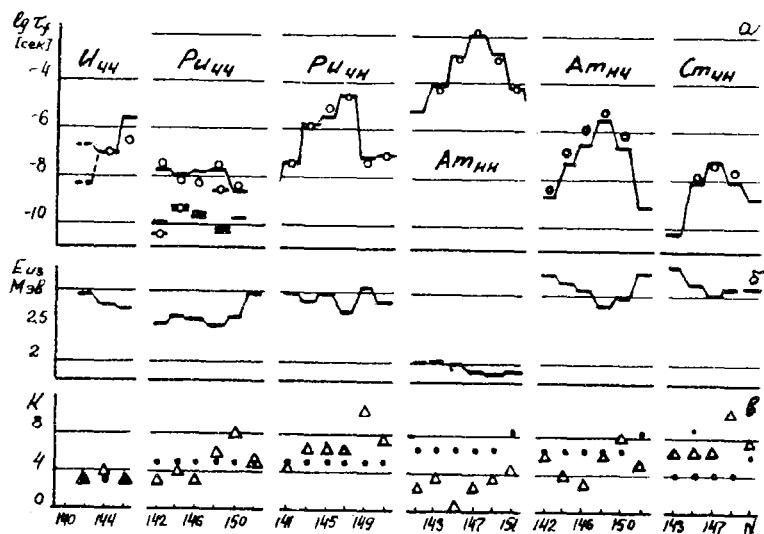


Рис. 5

СПИ, но и возможность, например, наблюдения вилки γ -распада СПИ U^{238} . Расчет показывает, что у некоторых ядер должны возникать вторые СПИ с большей E_{us} , меньшим $T_{\gamma 2}$ ($T_{\gamma 2} < T_{\gamma 1}$) и структурой, отличной от F^+ , F^- или F^+ , F^- . Примеры таких СПИ показаны на рисунке 5а для изотопов Pu . Вместе с тем он показывает также, что при $Z < 91$, где на поверхности Ферми выходит группа протонных состояний с малой Ω ($530\uparrow$, $651\uparrow$, $532\uparrow$, $660\uparrow$ и др.), T_{γ} оказывается слишком малой и образование СПИ невозможно.

На рисунке 6 показано сравнение наблюдаемых выходов СПИ в ряде реакций ($\alpha 2n-0$, $\alpha 3n-0$, $n\gamma-\Delta$, $n,n'-\square$, $n,2n-\blacksquare$) [10-13], с полученной из анализа данных по реакции $Lu^{175}(\alpha, 4n)Ta^{175}$ [14] кривой выхода высокоспиновых состояний в зависимости от $\Delta I = I_{\text{сост}} - (I_{\text{мин}}^2 + (I_{\text{над}}^2 + \sum (I_{\text{вилки}}^2))^{1/2}$, грубо характеризующего число γ -квантов, необходимых для заселения состояния. Более тщательный расчет в рамках статтеории энергетических зависимостей сечений образования в реакциях $Am^{241}(n,\gamma)Am^{242mf}$, $U^{238}(nn')U^{238mf}$ обычных спиновых изомеров с E_{us} и K_{us} , предсказываемых описанной выше схемой, также продемонстрировал [11, 12] хорошее согласие с эксперимен -

тально измеренными выходами соответствующих СПИ.

Предлагаемое объяснение природы СПИ, не связанное с изменением деформации ядра, является альтернативным по отношению к общепринятому в настоящее время [1]. Были бы весьма целесообразны эксперименты, позволяющие произвести прямой выбор между ними. К сожалению, очень малый

выход СПИ ($\sim 10^{-4} - 10^{-6}$) делает такие измерения весьма трудными и их интерпретация не всегда однозначна.

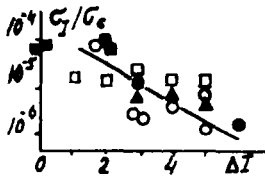


Рис. 6

Литература

1. V.M.Strutinsky, S.Björnholm in "Proc. Dubna Symp. Nucl. Struct.", Vienna, 1968, p. 431.
2. П.Е.Воротников. "Нейтронная физика" 1972, ч. II, стр. 56 изд. "Наукова думка".
3. П.Е.Воротников. Изв. АН СССР, сер. физ. XXXVI, 175, 1972.
4. В.Г.Соловьев, Л.А.Малов. Препринт ОИЯИ Р4-6346, 1972.
5. П.Е.Воротников. "Атомная энергия", 33, 995, 1972.
6. В.М.Горбачев, Ю.С.Замятин, А.А.Лбов. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. Атомиздат, 1975.
7. П.Е.Воротников. "Группировка нейтронных ширин резонансов тяжелых ядер". "Нейтронная физика". 1976, ч. IV, стр. 80. ЦНИИАтоминформ. Москва.
8. Neutron cross sections ENL-325, 3 ed., v.1, 1973.
9. B. Back, O. Hansen, H.C. Britt, J.D. Garrett, B. Leroux. "Proc. Rochester Symp. Phys. Chem. Phys.", Vienna, 1974, v.1, p. 3, 25.
10. H.C. Britt, M. Bolsterli, J.R. Nix, J.L. Norton. "Phys. Rev." C 7, p. 801, 1973.
11. П.Е.Воротников, Г.А.Отрощенко. "Нейтронная физика", 1976, т. 5, стр. 241. ЦНИИАтоминформ, Москва.
12. П.Е.Воротников, Г.А.Отрощенко. Тройственный советско-голландско-бельгийский симпозиум по ядерным реакциям на тепловых нейтронах, Петтен. 1973.
13. Ю.П.Гангренский, Б.Н.Марков, Т.Надь. "Нейтронная физика", 1976, ч. 5, стр. 245. ЦНИИАтоминформ, Москва.
14. O. Foin, T. Lindblad, B. Skänberg, H. Ryck. "Nucl. Phys." A-195, p. 465, 1972.

ОБРАЗОВАНИЕ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА В РЕАКЦИИ $^{238}\text{U}(n,n')$

П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, Е.А.Колтыпин,
Ю.Д.Молчанов, Г.А.Отрошенко

(ИА) им. И.В.Курчатова)

Исследовался выход делящегося изомера в реакции $^{238}\text{U}(n,n')$ в интервале энергии нейтронов от 2,5 до 4,7 Мэв. Получен период полураспада изомера, равный 300 ± 32 нсек. Порог образования изомера равен $2,7 \pm 0,15$ Мэв. Выход изомера относительно выхода мгновенного деления в интервале 2,9 - 4,7 Мэв равен примерно $2 \cdot 10^{-4}$.

The yield of the fissile isomer produced in $^{238}\text{U}(n,n')$ reaction was investigated in the neutron energy interval from 2,5 to 4,7 MeV. The isomer half life was found to be 300 ± 32 nsec. The threshold of the reaction is $2,7 \pm 0,15$ MeV. The relative isomer yield equals to approximately $2 \cdot 10^{-4}$ in the 2,9-4,7 MeV neutron energy interval.

Делящийся изомер ^{238}U исследовался в последние годы в нескольких лабораториях. Так, в работе [1] образование изомера наблюдали в реакции $^{238}\text{U}(d,pn)$, в работе [2] использовалась реакция $^{238}\text{U}(n,n')$, в работе [3] - реакции $^{238}\text{U}(n,n')$ и $^{238}\text{U}(\gamma,\gamma')$. Несмотря на то, что объект исследования указанных работ был один и тот же, характеристики его, приводимые разными группами авторов, различаются иногда весьма существенно. Так, в работе [1] период полураспада считается равным 200 нсек, а высота изомерного уровня над основным состоянием получена равной 2,514 Мэв. В работе [2] приводится период полураспада 295 нсек, а энергия возбуждения изомера - $2,1 \pm 0,2$ Мэв. В работе [3] приводятся соответственно величины 0,3 мксек и 2,2 Мэв. Интересно, что в работе [2] получено указание на то, что в сечении образования изомера в реакции $^{238}\text{U}(n,n')$ существует пик при энергии 2,8 Мэв [4].

Целью настоящей работы являлось уточнение указанных характеристик делящегося изомера и измерение его выхода в диапазоне энергии нейтронов от порога до примерно 5 Мэв.

Работа проводилась на импульсном электростатическом ускорителе ИАЭ им. И.В.Курчатова. Ускоритель работал в режиме ускорения пучка дейтронов с длительностью импульса около 1,5 нсек и частотой следования импульсов 2 МГц. Средний ток в измерениях 7 - 8 мкА. Нейтроны получались в реакции $D(d,n)$. Энергия ускорения была выбрана такой, чтобы нейтроны, выходящие под 0° относительно пучка дейтронов, имели энергию 5 МэВ. Образец ^{238}U с 200-кратным обеднением по содержанию изотопа ^{235}U толщиной около 4 мг/см² и диаметром 1,6 см помещался в газовую сцинтилляционную камеру, наполнявшуюся ксеноном до давления 1 ат. Свет от сцинтилляций в камере попадал через кварцевое окно камеры на фотокатод ФЭУ - 30. Импульсы с анода фотоумножителя подавались на стартовый вход преобразователя время - амплитуда. На стоповый вход преобразователя подавались импульсы от емкостного датчика, связанного с импульсным пучком. Импульсы с выхода преобразователя подавались на анализатор АИ-4096. С целью снижения количества возможных ложных регистраций от помех вводилось совпадение импульсов с анода и последнего динода фотоумножителя. В цепи анода и динода были введены быстрые дискриминаторы, пороги которых обеспечивали подавление импульсов от альфа-частиц распада урана до уровня порядка 10^{-6} от темпа счета мгновенных делений в рабочих условиях (около 20 актов деления в секунду). При этом фон установки в отсутствие пучка ускоренных дейтронов составлял не более 3 - 4 отсчетов в час. Непосредственно в экспериментах регистрировался временной спектр делений. Так как определенная доля запаздывающих делений может быть вызвана нейтронами, многократно рассеянными в стенах измерительного зала, экспозиции велись попеременно для двух расстояний образца урана от источника нейтронов: 1 см и 6 см. Это давало возможность выделить в запаздывающих делениях долю, связанную с прямым потоком нейтронов, падающих на образец. Число запаздывающих делений за вычетом фона, отнесенное к числу событий в пиках мгновенного деления, непосредственно дает величину относительного выхода изомера, образующегося в реакции $^{238}\text{U}(n,n')$. Расслаивая образец урана под различными углами к пучку дей-

тонов, можно было экспонировать его в потоках нейтронов различной энергии.

На рис.1 приведен временной спектр запаздывающих делений, который использовался для определения периода полураспада изомера. Спектр снят при средней энергии нейтронов 4,4 Мэв и содержит около 1600 событий, распределенных по временным каналам шириной 10 нсек. Точки, связанные с пиками мгновенного деления, и ближайшие к ним - опущены. Уровень фоновых делений в канале, вызванных рассеянными нейтронами, показан пунктирной прямой. Он составляет по всему спектру около 8 % полного числа событий. Период полураспада изомера, полученный по этим данным, равен 300 ± 32 нсек.

На рис.2 приведены измеренные относительные выходы делящегося изомера в реакции $^{238}\text{U}(n,n')$ для энергий нейтронов от 2,7 до 4,7 Мэв. В приводимые данные включена поправка на разрешение по энергии, составлявшее в этих экспериментах величину около $\pm 0,2$ Мэв. Вертикальными штрихами указана результирующая статистическая погрешность. Большая величина погрешности в области нейтронных энергий 2,8 - 3,1 Мэв не позволяет сделать сколь угодно определенных заключений о наличии пика в кривой выхода изомера, однако расположение экспериментальных точек не противоречит такой возможности. Выход изомера относительно выхода мгновенного деления в области энергий нейтронов 2,9 - 4,7 Мэв составляет около $2 \cdot 10^{-4}$, то-есть эффективное сечение образования изомера, измеренное по выходу запаздывающих делений, равно в этой области примерно 0,1 мб. в сторону меньших энергий сечение падает очень быстро, так что при 2,7 Мэв можно указать лишь верхний предел сечения: 0,05 мб. С учетом энергетического разрешения мы оцениваем величину порога в $2,7 \pm 0,15$ Мэв.

Нами была сделана попытка вычислить сечение образования изомера в предположении, что изомерным является четырехквартичное $2p, 2n$ -состояние. Рассмотрение схем одночастичных возбуждений тяжелых ядер показывает, что низайшее $2p, 2n$ -состояние расположено при энергии примерно 2,7 Мэв и имеет $K = 6$. Предполагалось также,

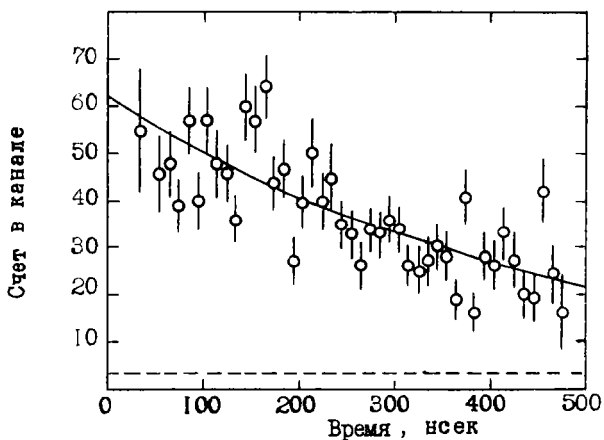


Рис. 1. Временной спектр запаздывающих делений

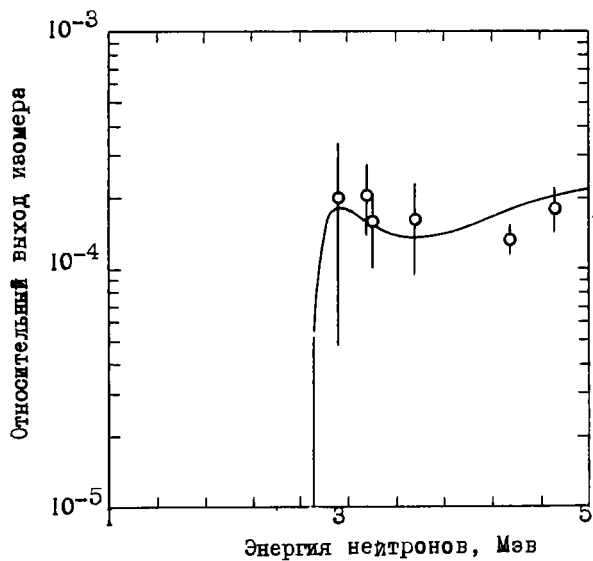


Рис. 2. Относительный выход изомера

что аналогичное состояние с $K = 5$ полностью распадается в это изомерное состояние радиационным переходом. Для расчета нейтронных сечений использовались оптические коэффициенты Перей и Бака [5]; радиационные переходы предполагались дипольными $E1$ -переходами; плотность уровней возбужденного ядра ^{238}U вычислялась по ферми-газовой формуле с параметром плотности $28,7 \text{ Мэв}^{-1}$, поправкой на спаривание $1,12 \text{ Мэв}$ и фактором обрезания спина 5. Результат представлен на рис. 2 плавной кривой также в виде относительного выхода изомера. Как видно, величина выхода неплохо совпадает с экспериментальными данными. Расчетный выход обнаруживает локальный максимум при энергии, близкой к порогу ($2,8 - 2,9 \text{ Мэв}$). Появление максимума связано с тем, что сразу над порогом быстро нарастает сечение заселения изомерного уровня непосредственно в неупругом процессе (α, α'), которое затем примерно экспоненциально падает с энергией. Одновременно более плавно нарастает сечение заселения этого уровня последующими радиационными переходами. Оба процесса, складываясь, и дают выход изомера с максимумом вблизи энергии возбуждения.

Литература

1. P.A.Russo, J.Pedersen, E.Vandenbosch. "Physics and chemistry of fission", IAEA, Vienna, 1974, v.I, p. 271;
2. K.L.Wolf, J.M.Meadows. "Bull.Am.Phys.Soc.", 1974, v. 19, p. 595;
3. А.Г.Белов, И.П.Гангрский, Б.Далхурен, М.Б.Миллер. Препринт ОИЯИ Р6-9397, Дубна, 1975;
4. И.П.Гангрский. "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях", "Наука", Москва, 1976, стр. 173;
5. E.H.Auerbach, F.G.J.Perey. "Optical Model Transmission Coefficients, 0,1 to 5,0 MeV", BNL 765, 1962.

О СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕМСЯ ИЗОМЕРЕ ^{238}U

А.П.Бордуля, С.Н.Ежов

(Киевский госуниверситет)

Исследовалось запаздывающее деление при β -распаде ^{238}Pa , полученного в реакции $^{238}\text{U}(n,p)$ на 14,7-МэВ нейтронах. Вероятность запаздывающего деления не превышает $5 \cdot 10^{-7}$.

The delayed fission during β -decay process of ^{238}Pa from $^{238}\text{U}(n,p)$ reaction at 14,7 MeV energy has been investigated. The probability of the delayed fission has been found to be not more than $5 \cdot 10^{-7}$.

В реакциях с тяжелыми ионами в 1966 г. были получены нейтронодефицитные ядра ^{234}Am , ^{232}Am , ^{230}Am , ^{228}Np , испытывающие запаздывающее деление после β -захвата /1-2/. Из анализа энергий β -распада и высот барьера деления следует, что запаздывающее деление возможно как для нейтронодефицитных, так и для нейтроноизбыточных ядер, причем с большей вероятностью запаздывающее деление будут испытывать нечетно-нечетные ядра, так как они имеют большую энергию β -распада, а дочерние четно-четные ядра - большую делимость.

В настоящей работе предпринята попытка получения спонтанно делящегося изомера ^{238}U при β -распаде ^{238}Pa . Нейтроноизбыточный изотоп ^{238}Pa имеет энергию β -распада больше 4 МэВ, период полураспада 2,3 мин и может быть получен в сравнительно простой реакции $^{238}\text{U}(n,p)$ /3/.

В работе использовались нейтроны с энергией 14,7 МэВ, образующиеся на нейтронном генераторе в реакции $T + D$.

Для того, чтобы отделить эффект спонтанного деления от вынужденного деления ^{238}U нейтронами, а также измерить период спонтанного деления, был использован импульсный режим работы нейтронного генератора. Облучение образца производилось в течение 200 с с таким же интервалом между импульсами. Интервал между импульсами использовался для наблюдения осколков спонтанного деления.

Импульсная работа нейтронного генератора осуществлялась путем модуляции напряжения на сетке высокочастотного генератора источников ионов.

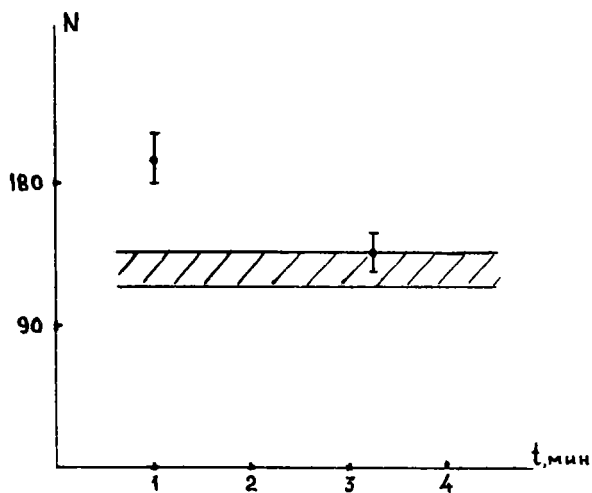
Регистрация осколков деления производилась ионизационной камерой деления с быстрым усилителем-дискриминатором. Слои ^{238}U общим весом 4 г были нанесены путем двухстороннего напыления 2I электроде ионизационной камеры и имели толщину 2 мг/см^2 . Камера была наполнена смесью Xe (70%) и CH_4 (30%). Общее давление смеси составляло 1,5 атм. Импульсы с ионизационной камеры подавались на временной анализатор, работа которого была синхронизирована с импульсной работой ускорителя. Наряду с регистрацией запаздывающего деления камерой производился также счет осколков мгновенного деления во время существования потока нейтронов.

Для определения отношения числа осколков запаздывающего деления и числа осколков мгновенного деления были проанализированы возможные источники фона и проведены контрольные опыты. Спектры показали, что большая часть фона была связана с делением урана под действием запаздывающих нейтронов и γ -квантов высокой энергии, а также со спонтанным делением урана и делением урана под действием космических лучей. Поэтому были приняты меры для снижения уровня фона: измерения начинались спустя 30 с после окончания облучения, когда существенно снижалась интенсивность запаздывающих нейтронов и жестких γ -квантов; в той же геометрии опыте при отсутствии пучка нейтронов был измерен фон от спонтанного деления урана.

Результаты измерений (зависимость числа отсчетов от времени) представлены на рис.

Из рис. видно, что наблюдаемый выход осколков в пределах ошибок совпадает с уровнем фона (интенсивность нейтронов составляла $2 \cdot 10^9 \text{ н/с.см}^2$).

Отношение числа осколков запаздывающего и мгновенного деления (с учетом эффективности регистрации, а также накопления и распада активности ^{238}Pa) не превышает 10^{-9} .



Зависимость числа отсчетов от времени; ширина горизонтальной линии означает ошибку в определении фона.

Литература

1. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н., ЯФ, 1967, т.5, с.221.
2. Скобелев Н.К. ЯФ, 1972, т.15, с.444.
3. Trautman, N., Denig E., Kaffrell N., Herrmann G. Z.Naturforsch., 1968, v.23a, p.2127.

ВОЗБУЖДЕНИЕ СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{238m}U
НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МэВ

Р. Арльт, Г. Музиоль

(Технический университет, г. Дрезден, ГДР)

Д. ХOFFман

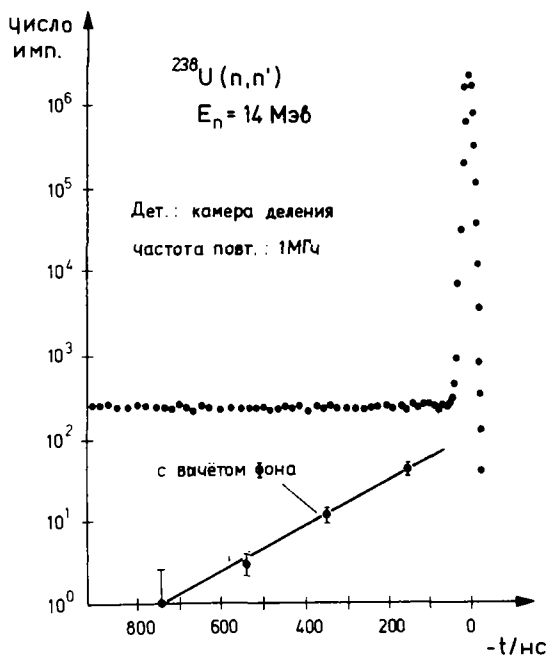
(Государственный комитет по атомной безопасности, ГДР)

Спонтанно делящиеся изомеры возбуждались в различных реакциях с заряженными частицами, γ -квантами и отрицательными мюонами [1]. В реакциях с нейтронами эти изомеры возбуждаются с достаточно большим сечением [2]. Однако такие эксперименты сложны из-за обратно рассеянных в мишень нейтронов. Результаты работ [3 - 7] приведены в таблице. В данной работе ставилась цель возбуждения изомера в реакции $^{238}\text{U}(n, n')^{238m}\text{U}$ с 14-МэВ нейтронами из реакции $\text{T}(D, n)$ и определения сечения и изомерного отношения.

Для этой цели импульсный режим нейтронного генератора /8/ был улучшен так, чтобы расстояние между импульсами было не только 200 нс, но также 1000 нс. Полуширина дейтеронных импульсов составляла ≈ 5 нс, отношение числа дейтронов в импульсе к их числу в таком-же интервале, но во время перерыва $10^7 - 10^8$. Средний ток дейтронов составлял 10 и 100 мкА при частоте повторения 1 и 5 МГц соответственно. В качестве мишени - детектора применялась быстрая камера деления, наполненная метаном. Временное разрешение составляло 5 - 7 нс, а расстояние между мишенью и окном нейтронного генератора с тритиевой мишенью - 5 мм. Измерение временного спектра продуктов деления производилось в режиме старт (камера деления) - стоп (нейтронный генератор). Установка для измерения времён описана в работах [9, 10].

Результаты первого эксперимента, длившегося 100 часов, показаны на рис. С вычетом фона проявляется экспоненциальный спад интенсивности регистрируемых делений. Для определения хода интенсивности нейтронов во время перерывов были прове-

дены измерения с мишенью из ^{232}Tl . В этом случае экспоненциальный спад не наблюдался. Однако возможным источником является ^{235}U , так как мишень содержала изотопы урана в естественной смеси. В настоящее время проводится эксперимент для выяснения этой проблемы. С этой оговоркой мы отнесем найденное время полураспада $T_{1/2} = 125 \pm 20^{35}$ нс к изомеру $^{238\text{m}}\text{U}$, возбужденному в реакции $^{238}\text{U}(n, n')^{238\text{m}}\text{U}$. Изомерное соотношение составляет $\sigma_i/\sigma_f = (2,4 \pm 1,3) 10^{-4}$, сечение возбуждения $^{238\text{m}}\text{U}$ $\sigma_i = 290 \pm 160$ мкбарн. Мониторинг проводился с помощью метода ассоциированных частиц [11].



Временной спектр продуктов деления в реакции $^{238}\text{U}(n, n')^{238\text{m}}\text{U}$ с 14-Мэв нейтронами

Возбуждение спонтанно делящегося изомера ^{238}U бы-
стрыми нейтронами в ^{238}U в ряде работах

$E_n/\text{Мэв}$	G_i [микбарн]	$(G_i/G_f) \cdot 10^{-4}$	$(G_i/G_g) \cdot 10^{-4}$	Замечания	Лит.
0,5 ~ 2,5	-	-	-	Измер не наблюдается	[3]
0,5; 2,2	-	-	-	То же	[4]
14,7	< 12	< 0,1		Нет изомера с $T_{1/2} > 1$ мкс	[5]
Порог-7	140 ± 50		1,8		[6]
~ 2,8		1,5			[7]
14,7	290 ± 160	$2,4 \pm 1,3$	$9,6 \pm 5,2$		Настоя- щая ра- бота

Литература

- С.М. Поликанов, УФН, 107, (1972), 685
R. Arlt et.al. Preprint JINR, B6 - 9869
- Ю.П. Гангрский и др., препринт ОИЯИ, P3 - 5528, Дубна 1970
- R. Müller et.al., Phys. Lett. 48B, (1974), 25
- A.J. Elwyn et.al., Nucl. Phys. A 148, (1970), 337
- A.G. Belov et.al., Indian J. of Phys. 47, (1973), 232
- Ю.П. Гангрский и др., Атомная Энергия, 31, (1971), 156
- K.L. Wolf et.al. N.S.N.D.C. 11, (1974), 31;
Bull. Am. Phys. Soc. 19, (1974), 595
- D. Seeliger, Dissertation TU Dresden, (1968)
- F. Gabriel, ZfK - 228, Rossendorf (1962)
- K. Andert, ZfK - 299, Rossendorf (1975)
- W. Hausseen u.a., Nucl. Instr. and Meth. 88 (1970) 251

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА ГАММА-ЛУЧЕЙ,
СОПРОВОЖДАЮЩИХ ОБРАЗОВАНИЕ СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{242m}Am
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ^{241}Am С ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Г.В.Вальский, В.Л.Варенцов, Г.И.Каражанова, Д.В.Николаев,
Я.М.Отчик, Г.А.Петров, Ю.С.Плева, К.И.Турапина, Г.Н.Шапкин
(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова АН СССР)

Описана экспериментальная установка для исследования спектров γ -лучей, сопровождающих образование спонтанно делящегося изомера ^{242m}Am в реакции захвата тепловых нейтронов. Установка состоит из многосчётчиковой системы регистрации осколков запаздывающего деления, сцинтилляционного γ -спектрометра, вращающейся кольцевой мишени и программно-управляемой измерительно-регистрационной системы. Параметры установки и режим измерений оптимизированы с целью достижения максимальной точности результатов.

The experimental set-up for the investigation of the γ -ray spectra preceding the Am^{242m} spontaneously fissioning isomer formation in the thermal neutron capture reaction is described. The set-up consists of the multiscaler system for delayed fission fragment registration, a γ -ray scintillation spectrometer, a steady rotating ringed target and program - controlled data handling. All set-up parameters and experimental conditions have been optimized to get the best statistical accuracy.

1. Введение.

Исследование каскадных γ -переходов при образовании спонтанно делящихся изомеров является одной из экспериментальных возможностей проверки гипотезы о двугорбом барьере деления и природе спонтанно делящихся изомеров. Однако из-за малой вероятности изомерного деления по сравнению с вероятностью мгновенного деления ($\sigma_i/\sigma_d \sim 10^{-4} + 10^{-5}$) такие эксперименты очень сложны, и до настоящего времени нет надёжной информации по этому вопросу. В ЛИЯФ АН СССР на реакторе ВВР-М предпринимаются попытки исследовать каскадные γ -переходы при образовании спонтанно делящегося изомера ^{242m}Am в реакции захвата

тепловых нейтронов. В этом случае в отличие от реакций с заряженными частицами каскад γ -квантов является единственно возможным путём заселения изомерного состояния с периодом полураспада около 10 мсек; отношение сечений изомерного и мгновенного деления $6.1/6.4$ составляет величину порядка $10^{-4} / 1,2/$. Для выполнения такого эксперимента с необходимой точностью потребовалась разработка специальной, достаточно сложной экспериментальной установки, описание которой и приводится в настоящей работе.

Принципы построения и работы экспериментальной установки

Основная трудность эксперимента состоит в том, что интенсивность δ -лучей исследуемого спектра составляет менее чем 10^{-6} полной интенсивности γ -излучения, испускаемого при захвате нейтронов ядрами ^{241}Am . Кроме того, ^{241}Am обладает большой α -активностью ($\sim 1,2 \cdot 10^8$ распад/мг.сек), на фоне которой необходимо надёжно регистрировать редкие акты (в наших условиях $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ распад/мг.сек) наведённого спонтанного деления. Эти весьма тяжёлые экспериментальные условия и определяли выбор схемы экспериментальной установки и режима измерений. Из общих соображений ясно, что в подобных экспериментах необходимо с максимально возможной точностью фиксировать момент захвата нейтрона (по существу совпадающий с моментом испускания сопутствующих γ -квантов) и момент деления изомера. Проведённый анализ показал, что при существующих условиях измерений на горизонтальном пучке реактора наиболее выгодным методом является метод вращающейся кольцевой мишени, непрерывно облучаемой хорошо коллимированным узким пучком тепловых нейтронов. При этом γ -кванты регистрируются спинтилляционным спектрометром с кристаллом $\text{NaJ}(\text{Tl})$, помещённым вблизи облучаемой площадки мишени, а акты запаздывающего деления регистрируются системой многих счётчиков, помещённых вблизи поверхности мишени по кольцу. Таким образом, точность фиксации моментов времени поглощения нейтрона и спонтанного деления определяется размером облучаемой площади мишени, размером счётчиков и скоростью вращения. Задача измерительно-регистрационной системы состоит в том, чтобы для каждого зарегистрированного акта спонтанного деления обеспечить измерения и запись соответствующего ампли-

тудного спектра импульсов γ -спектрометра. Кроме того, требуется измерить и записать спектр фона с достаточно высокой статистической точностью в том же положении мишени и в течение промежутка времени, близкого к основному измерению. Ко всей системе в целом предъявляется требование надёжности при длительной работе и точности при сравнении спектров эффекта и фона $\approx 0,1\%$.

Основные элементы экспериментальной установки

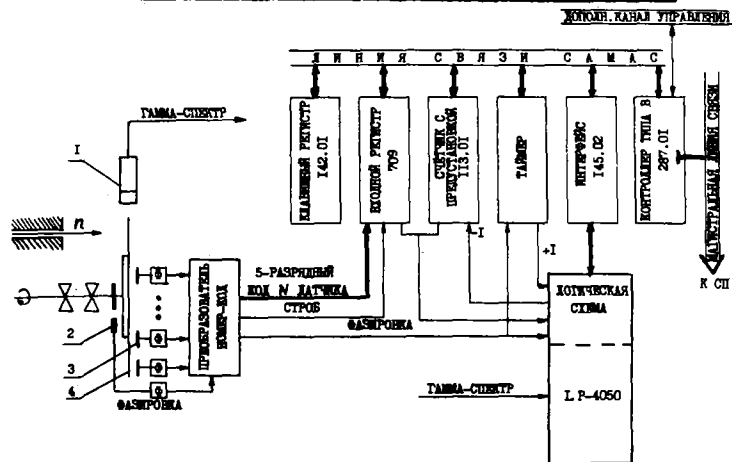


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - ФЭУ с кристаллом NaJ(Tl); 2 - магнитная головка; 3 - 27 искровых счётчиков, Ф-формирователи; 4 - мишень ^{241}Am на алюминиевой фольге.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Мишень (~ 70 мг ^{241}Am) была приготовлена методом "вжигания" окиси амриция в алюминиевую фольгу, имеющую форму кольца, толщиной 30 мкм, со средним радиусом 95 мм и шириной 29 мм. Фольга с источником укреплялась по периферии диска, вращаемого синхронным двигателем со скоростью 25 оборотов в секунду. Диск с мишенью, а также сборка счётчиков осколков деления располагались в герметичной камере, наполненной смесью He и N_2 (1,3 + 1,7 %) при атмосферном давлении. Смесью подвергалась непрерывной очистке. В качестве детекторов осколков деления, обеспечивающих необходимую дискриминацию от высокой естественной α -

активности мишени (около 250 мкюри), могли быть использованы либо искровые счётчики, либо газовые сцинтилляционные счётчики с ФЭУ-36. Исползованная в предварительных измерениях детектирующая система состояла из 27 искровых счётчиков, занимающих до 9/10 полной окружности. В результате специальных экспериментальных исследований были выбраны оптимальная конструкция, состав газовой смеси и режимы работы искровых счётчиков. Каждый счётчик состоял из шести параллельных вольфрамовых нитей диаметром 0,13 мм, натянутых над полированным плоским катодом с опорой на дугообразные изоляторы. Расстояние между нитями и катодом составляло 2 мм, а между мишенью и нитями — 4 мм. На рис. 2 приводится одна из характеристик счётчиков — зависимость эффективности регистрации осколков от положения относительно центра счётчика точечного источника, укрепленного на диске. В реальных условиях измерений при α -загрузке счётчиков $\sim 1,7 \cdot 10^8$ I/сек и токе через счётчик около 30 мка полная эффективность регистрации осколков составляла $\sim 15\%$. При этом фон счёта α -частиц был много меньше фона спонтанных делений ^{241}Am .

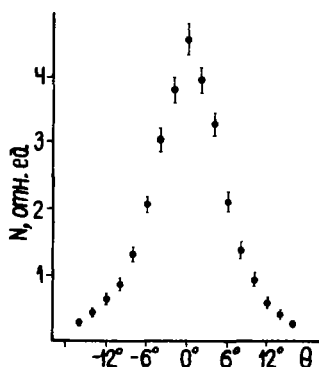


Рис. 2 Зависимость эффективности регистрации актов деления от положения точечного источника относительно центра искрового счётчика.

Общий вид экспериментальной установки с двумя вариантами сборки детекторов осколков на горизонтальном пучке реактора показан на рис. 3. Для уменьшения фона рассеянных нейтронов и γ -квантов вся экспериментальная установка помещена в комбинированную защиту из свинца, борированного полиэтилена и ^6Li . Нейтронный пучок реактора термализовался при помощи кварцевого фильтра и тщательно коллимировался (диаметр пучка ~ 20 мм).

Измерительно-регистрационная система содержит 512-канальный анализатор L P-4050, специально модернизированный для данной задачи, и семейство модулей, удовлетворяющих стандарту SAMAC, программно-управляемые при помощи специализированного процессора ИРЦ ЛНИ ЛИЯФ /3/. Анализатор обеспечивает буферное накопление 16-канальных γ -спектров в отдельных 30 зонах памяти в течение каждого оборота диска. В отсутствие регистрации изомера каждый спектр сохраняется в течение одного оборота, после чего стирается и заменяется новым. В случае регистрации акта деления одним из счётчиков вход анализатора блокируется, запрещается смена зон памяти, происходит поиск соответствующего γ -спектра и перепись его в долговременную память по адресам, отведённым для данного счётчика. Затем производится измерение фона один или несколько раз.

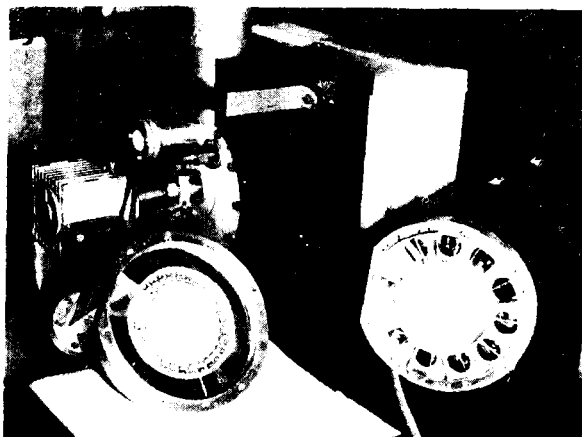


Рис.3. Общий вид экспериментальной установки на пучке реактора ВВР-М. Отдельно показана сборка из 27 искровых счётчиков и сборка из 9 газо-сцинтилляционных счётчиков.

С целью проверки правильности и стабильности работы всей системы был выполнен ряд тестов и нулевых экспериментов. Кроме того, была выполнена первая серия физических измерений. Все проверки показали, что экспериментальная установка в целом может обеспечить проведение физического эксперимента по изучению

спектров γ -квантов, предшествующих образованию спонтанно-делящегося изомера ^{242m}Am , за время порядка месяца при статистической погрешности, в 2-3 раза меньшей ожидаемого эффекта, если спектр γ -лучей окажется подобным спектру "фона". Любое отличие спектра "эффекта" от спектра "фона" приведёт к более уверенному наблюдению исследуемого явления.

Литература

1. В. Dalhsuren, G. N. Flerov, Yu. P. Gangrsky, Yu. A. Lazaren, B. N. Markov, Nguyen Cong Khanh. Preprint E1544744, JINR, Dubna, 1969.
2. Г. В. Вальский, В. Л. Варенцов, Г. А. Петров, Ю. С. Слева, Б. М. Александров, А. С. Кривохатский. Я. Ф., 1975, т. 22, стр. 701.
3. В. И. Виноградов, В. И. Кадашевич, В. Г. Муратов, В. И. Петрова, В. П. Григорьев. Материалы VII Всесоюзной школы по автоматизации научных исследований. Ленинград, 1974, стр. 411.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ^Х

Л.А.Попеко, Ю.П.Руднев, Г.А.Петров, Е.Ф.Кочусей

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Исследовались электронные спектры в области энергий 150-1500 кэВ при делении ^{235}U тепловыми нейтронами. В запаздывающем электронном излучении обнаружена линия с энергией 843 ± 3 кэВ, периодом 65 ± 10 нсек и интенсивностью $(2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ электрон/деление, которая может быть объяснена изомерным ЕО-переходом в одном из легких осколков с зарядом $Z=40 \pm 1$. Показано, что выход электронов, связанных с флуктуационным электромагнитным полем делящегося ядра, $\leq 10^{-4}$ электрон/деление. Получено подтверждение доминирующего вклада Е2-переходов в мгновенный γ -спектр ядер-осколков.

The electron spectra for energies from 150 to about 1500 keV within 0-80 nsec after ^{235}U thermal neutron fission have been studied. Energies and intensities of many prompt conversion electron peaks have been obtained. The delayed electron peak with energy 843 ± 3 keV, total intensity $(2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ electron/fission and half-life time 65 ± 10 nsec has been observed. To explain this peak the isomeric EO transition for one of the light fission fragments with the charge $Z=40 \pm 1$ should be taken. The estimation of the atomic shell ionization by the fluctuational electromagnetic field of the fissioning nuclei has been obtained. The electron yield connected with this possible effect is not more than 10^{-4} electron/fission. The electron and γ -ray spectra comparison proved the dominance of E2 transitions in the fission fragment deexcitation process, the fact, which has been pointed out in our previous works.

^ХПрепринт ЛИЯФ № 210. Л., 1976.

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ α -ЧАСТИЦ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ^x

В.Т.Грачев, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

При помощи полупроводникового $\Delta E-E$ телескопа измерены энергетические распределения α -частиц, образующихся при делении ^{235}U тепловыми нейтронами в диапазоне энергий 4-25 МэВ для области углов вылета α -частиц относительно направления движения легких осколков $45-100^\circ$. Показано, что во всем измеряемом диапазоне энергии и углов вылета α -частиц энергетические спектры хорошо аппроксимируются нормальными распределениями и в них не обнаружено никаких структур в области энергий α -частиц, меньших 8 МэВ, о наблюдении которых сообщалось ранее рядом авторов.

The energy spectra of α -particles produced in neutron-induced fission of ^{235}U have been measured by $\Delta E-E$ method in the energy range 4-25 MeV at the angles from 45 to 100° to the fission axis. All the energy spectra are good fitted and the data do not show any existence of the structure in low-energy part of α -spectrum from ternary fission.

^x Препринт ЛИЯФ № 266. Л., 1976.

О ВЫХОДЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ

И.А.Кондуров, А.М.Никитин, Д.М.Селиверстов

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова АН СССР)

С использованием опубликованных данных об энергетических спектрах и выходах легких ядер при делении тяжелых ядер тепловыми нейтронами, а также имеющихся данных по энергетическим спектрам и выходам легких ядер, образующихся при спонтанном делении ^{252}Cf , проведены оценки выхода изотопов Li, Be, C при спонтанном делении ^{252}Cf . Приведены данные по систематике выхода α -частиц при делении различных ядер с разными энергиями возбуждения и экстраполяционный метод определения выхода α -частиц при делении еще неисследованных ядер.

Published data on energy spectra and yield of light nuclei in thermal-neutron fission of heavy nuclei as well as available data on energy spectra and yield of light nuclei in spontaneous fission of ^{252}Cf used, evaluation of the yield of Li, Be, C isotopes in spontaneous fission of ^{252}Cf has been carried out. Presented also are the data on systematics of yield of α -particles in fission of different nuclei with various excitation energy and extrapolation technique of α -particle yield in fission of uninvestigated nuclei.

К настоящему времени в области тройного деления накоплен большой экспериментальный материал, и одним из актуальных вопросов является вопрос систематизации и изучения этих данных.

В данной работе сделана попытка систематизировать результаты измерения выходов легких ядер при тройном делении.

В силу экспериментальных условий наиболее полно исследовано тройное деление ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , $^{242\text{m}}\text{Am}$ тепловыми нейтронами и спонтанноделящегося ^{252}Cf /1-12/. Сравнение результатов измерения энергетических спектров и выходов легких ядер, полученных различными методами и разными авторами, показывает их удовлетворительное согласие /13/.

Одним из характерных свойств тройного деления является сильная зависимость параметров энергетических спектров и выходов легких ядер от их Z и A и слабая зависимость от Z и A делящегося ядра (рис.1 и 2). Однако данные по ^{252}Cf получены только для изотопов H и He, а для ядер с $Z > 2$ получены сум-

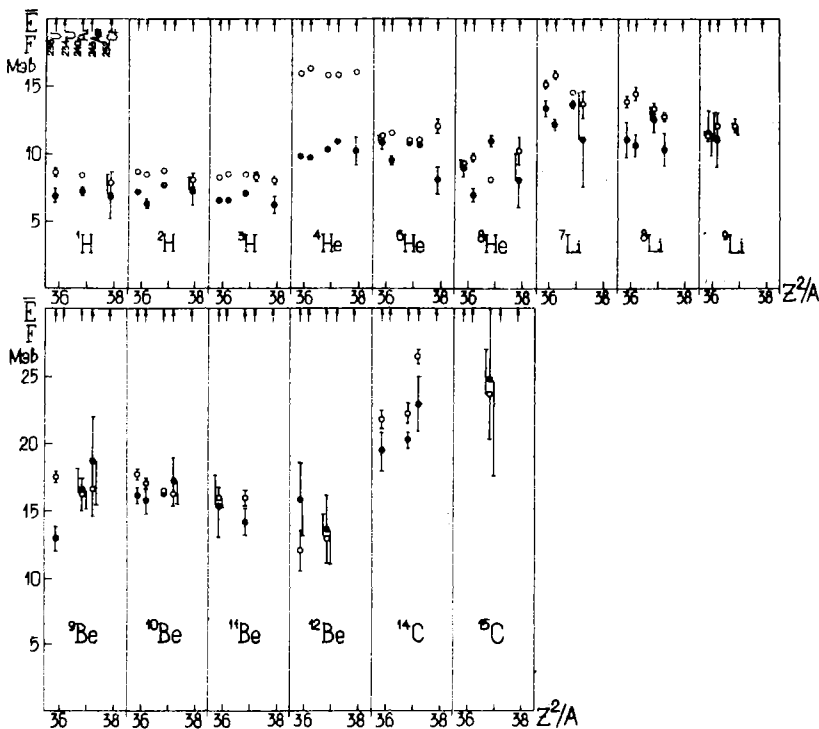


Рис.1. Параметры энергетических спектров лёгких ядер (наиболее вероятные энергии E (\circ) и ПШВ - F (\bullet)), образующихся при делении ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{242m}Am тепловыми нейтронами и спонтанном делении ^{252}Cf в зависимости от Z^2/A делящегося ядра

марные выходы изотопов /9,10,12/. При этом выходы Li и Be в работах /9/ и /12/ существенно отличаются. Можно предположить, что в работе /9/ неверно сделана экстраполяция спектра в неизмеренную область энергий. Сравнивая параметры энергетических спектров лёгких ядер, образующихся при спонтанном делении ^{252}Cf и делении на тепловых нейтронах, можно отметить, что они близки по величине. То же можно сказать и о характере изменения выходов от Z и A лёгкого ядра. Основываясь на этом,

можно подобрать подходящие параметры энергетических спектров для каждого из изотопов (Li, Be, C) и отношения их выходов, которые вместе с результатами по суммарным выходам Li, Be, C в измеренных пределах энергий дадут значения выходов этих лёгких ядер. Экстраполяция в область малых энергий проводилась в предположении гауссовской формы спектра. Результаты таких оценок показали совпадение данных из работ /9/, /10/ и /12/. Полученные выходы изотопов Li, Be, C показаны на рис.2.

Наиболее часто в тройном делении измерялся выход α -частиц. Как связана его величина с Z и A делящегося ядра? Попытки найти подходящую зависимость делались неоднократно. В данной

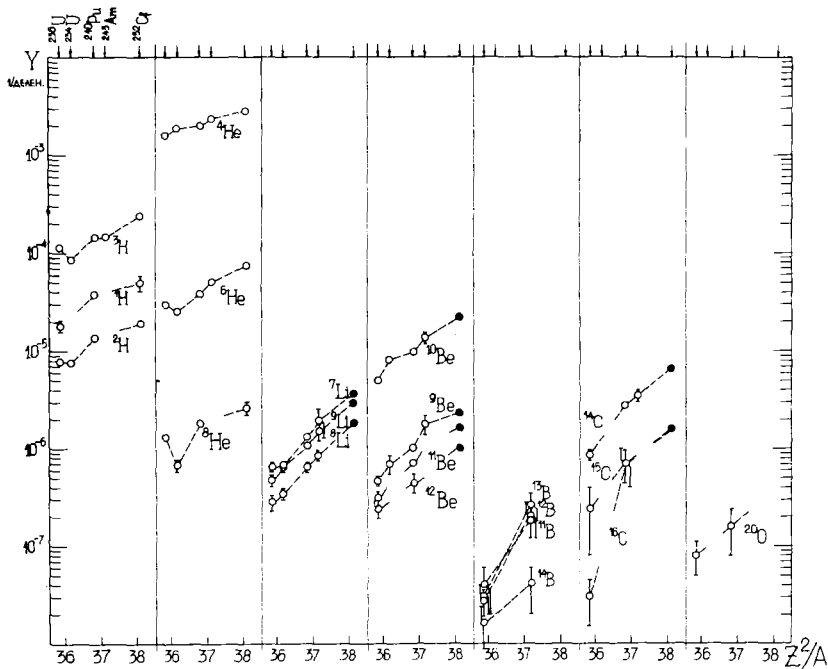


Рис.2. Выходы лёгких ядер, образующихся при делении ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{242}Am тепловыми нейтронами и спонтанном делении ^{252}Cf . Чёрные точки - выходы изотопов Li, Be, C, образующихся при спонтанном делении ^{252}Cf , оценённые в работе /13/

работе мы хотим представить результат ещё одной попытки. На рис.3 отношение выхода двойного деления $Y_{(дв)}$ к выходу α -частиц при тройном делении $Y_{(\alpha)}$ сопоставляется с логарифмом перво-

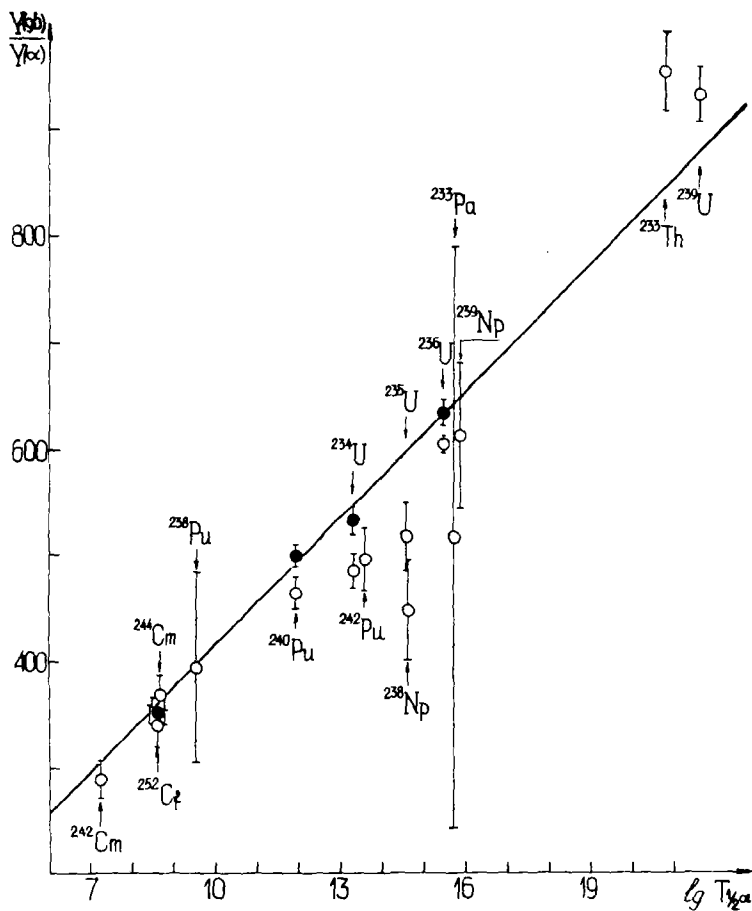


Рис.3. Выход α -частиц при тройном делении различных ядер и при разных энергиях возбуждения.

Чёрные точки - данные из работы /14/, открытые точки - результаты, усреднённые по данным работ /15-23/.

Прямая проведена по МНК через чёрные точки.

да α -распада исходного ядра из основного состояния. При систематизации данных возникает трудность в оценке надёжности имеющихся результатов. Для определения предполагаемой зависимости были использованы данные работы [14]. Результат линейной экстраполяции имеет вид: $Y(\Delta E)/Y(\alpha) = k \lg T_{1/2\alpha} + b$, где $k = 40 \pm 2,5$; $b = 15 \pm 1$ при $\chi^2 = 0,65$. Используя эту зависимость, можно по величине $\lg T_{1/2\alpha}$ определить, например, выход α -частиц при делении ^{242m}Am тепловыми нейтронами ($Y(\Delta E)/Y(\alpha) = 453 \pm 41$). Можно также высказать предположение, что уменьшение периода α -распада из основного состояния делящегося ядра должно коррелировать с увеличением выхода тройного деления.

Литература

- I. Vorobyov A.A., Seleverstov D.M., Grachov V.T., Kondurov I.A., Nikitin A.M., Yegorov A.I., Zalite Yu.K. "Phys.Lett", 1969, v.30B, p.332.
2. Dakowski M., Chwaszczewska J., Krogulski T., Piasecki E., Sowinski M. "Phys.Lett.", 1967, v.25B, p.213.
3. Андреев В.Н., Недопёкин В.Т., Рогов В.И. "Я.Ф.", 1968, т.8, с.38.
4. Blocki J., Chwaszczewska J., Dakowski M., Krogulski T., Piasecki E., Sowinski M. "Nucl.Phys.", 1969, v.A127, p.495.
5. Vorobyov A.A., Seleverstov D.M., Grachov V.T., Kondurov I.A., Nikitin A.M., Smirnov N.N., Zalite Yu.K. "Phys.Lett.", 1972, v.40B, p.102.
6. Krogulski T., Chwaszczewska J., Dakowski M., Piasecki E., Sowinski M., Tys I. "Nucl.Phys.", 1969, v.A128, p.219.
7. Андреев В.Н., Недопёкин В.Г., Рогов В.И. "Я.Ф.", 1969, т.9, с.23.
8. Воробьёв А.А., Грачёв В.Т., Кондуров И.А., Мирошниченко Ю.А., Никитин А.М., Селиверстов Д.М., Смирнов Н.Н. "Я.Ф.", 1974, т.20, с.461.
9. Cooper B.W., Cerny J., Gatti R.S., "Phys.Rev.", 1967, v.154, p.1193.
10. Raisbeck G.M., Thomas T.D. "Phys.Rev.", 1968, v.172, p.1272.
- II. Gavron A., Gazit Y. "Phys.Rev.", 1974, v.C10, p.388.
12. Gazit Y., Nardi E., Katcoff S. "Phys.Rev.", 1970, v.C1, p.2101.
13. Кондуров И.А., Никитин А.М., Селиверстов Д.М. "Бюллетень центра данных ДНЯФ", Д., 1977, в печати.
14. Кондуров И.А., Мирошниченко Ю.А., Никитин А.М., Александров Б.М., Кривохатовский А.С. "Нейтронная физика", М., 1976, ч.6, с.97.
15. Перфилов Н.А., Соловьёва З.И., Филов Р.А., "ЖЭТФ", 1964, т.46, с.2244.
16. Nobles R.A. "Phys.Rev.", 1962, v.126, p.1508.
17. Wagemans C., Deruytter A.I. "Z.Physik", 1975, v.A275, p.149.
18. Адамов В.М., Коваленко С.С., Петржак К.А., Тютин И.И., "Я.Ф.", 1969, т.9, с.732.
19. Надь Л., Надь Т., Виннаи И. "Я.Ф.", 1968, т.8, с.443.
20. Loveland W.D., Fairhall A.W., Halpern I. "Phys.Rev.", 1967, v.163, p.1315.
21. Соловьёва З.И. "Изв.АН СССР", сер.физ., 1970, т.34, с.438.
22. Перфилов Н.А., Соловьёва З.И., Филов Р.А. "ЖЭТФ", 1961, т.41, с.11.
23. Перфилов Н.А., Соловьёва З.И., Филов Р.А., Хлебников Г.И. "ЖЭТФ", 1963, т.44, с.1832.

ПОИСКИ ВЕТВИ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ
ПРИ β -РАСПАДЕ ИЗОТОНОВ ^{238}Pa И ^{232}Ac

А.Г.Белов, Ю.П.Гангский, А.М.Кучер,
Г.М.Маринеску, М.Б.Миллер, И.Ф.Харисов
(ОИЯИ)

Производился поиск ветви запаздывающего деления при β -распаде ядер ^{238}Pa и ^{232}Ac с периодами полураспада 2,3 мин и 35 с соответственно. Изотопы получались в реакции (n, p) на мишенях из ^{238}U и ^{232}Th . Запаздывающее деление с вероятностью $5 \cdot 10^{-8}$ по отношению к полному числу β -распадов обнаружено для ^{238}Pa . Для ^{232}Ac установлен верхний предел эффекта $5 \cdot 10^{-8}$.

Beta delayed fission branching ratios in the decay of ^{238}Pa and ^{232}Ac obtained through (n, p) -reactions on ^{238}U and ^{232}Th targets were measured. The beta delayed fission of ^{238}Pa was observed to occur with a probability of $5 \cdot 10^{-8}$.

Наряду со спонтанным делением, делением из изомерных состояний и вынужденным делением ядра, значительно удаленные от области стабильности, могут испытывать так называемое запаздывающее деление. В этом случае деление происходит из возбужденных состояний, которые заселяются в процессе β -распада. Впервые явление запаздывающего деления было обнаружено в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (Дубна) в 1966г. В реакциях с тяжелыми ионами были получены изотопы Np и Am с массовыми числами 228-234^{1,2/}, испытывающие деление после электронного K-захвата.

В последовавших вслед за этим работах^{/3/} было показано, что запаздывающее деление должно быть распространенным явлением в области нейтронодефицитных и нейтронообогатенных тяжелых ядер. Следует ожидать, что наибольшая вероятность запаздывающего деления имеет место для нечетно-нечетных ядер, при β -распаде которых благодаря высокой энергии β -распада возможно заселение высоколежащих уровней дочерних четно-четных ядер, обладающих большой делимостью. Запаздывающее деление характеризуется большими временами жизни β -активных ядер, распад которых сопровождается делением из возбужденных состояний. Времена жизни в неко-

торых случаях достигают нескольких минут. Это открывает интересные возможности для изучения закономерностей деления атомных ядер. Представляется заманчивым использовать явление запаздывающего деления для "зондирования" барьеров деления ядер, недоступных для изучения традиционными методами—путем возбуждения ускоренными частицами и γ - квантами - из-за удаленности от полосы β - стабильности. Такие ядра представляют особый интерес для многих задач, в частности для проверки надежности экстраполяции, лежащих в основе предсказаний сверхтяжелых элементов.

В настоящее время из-за малых эффективных сечений для процесса запаздывающего деления в ядерных реакциях единственной его измеримой характеристикой является вероятность $P_{\beta f}$ по отношению к полной интенсивности β - распада. Величина $P_{\beta f}$ определяется 2- факторами - вероятностью заселения высоколежащих уровней в процессе β - распада и вероятностью деления ядра из возбужденных состояний:

$$P_{\beta f} = \int_0^Q w_{\beta} (F/F_0) dE / \int_0^Q w_{\beta} dE .$$

Здесь $w_{\beta} = (G^2/2\pi^3)/M^2 \rho(E) F(Z, Q-E)$; F_0 и F - полная приведенная ширина и делительная ширина уровней; Q - энергия β - распада; M^2 - квадрат матричного элемента β - перехода; $\rho(E)$ - плотность уровней дочернего ядра при энергии возбуждения E ; $F(Z, Q-E)$ - функция Ферми для β - распада. Видно, что вероятность зависит от многих факторов помимо величин, связанных с барьером деления. Поэтому, прежде чем переходить к исследованию запаздывающего деления ядер с неизвестными свойствами, желательно экспериментально установить основные закономерности этого процесса для ядер с хорошо изученными характеристиками β - распада и известными параметрами барьера деления.

В настоящей работе производился поиск ветвей запаздывающего деления при β -распаде ^{238}Pa и ^{232}Ac . Изотопы имеют периоды полураспада 2,3 мин и 35 с соответственно, энергия β -распада для них составляет $Q = 4,1$ и $4,0$ МэВ. При β^- - распаде они превращаются в изотопы ^{238}U и ^{232}Th .

1. Получение ^{238}Pa производилось в реакции $^{238}\text{U}(n,p)^{238}\text{Pa}$. Использовались нейтроны с энергией 14,7 МэВ из реакции $T + d$ на электростатическом нейтронном генераторе НГ-200, а также нейтроны с широким энергетическим спектром из реакции $^9\text{Be} + d$ под действием дейтронов, ускоренных на изохронном циклотроне ДЯР до энергии 18 МэВ. Была сконструирована специальная

установка для автоматического облучения многослойных мишеней и регистрации осколков деления трековыми твердотельными детекторами. На время облучения отдельные слои мишени сдвигались вплотную друг к другу и максимально приближались к источнику нейтронов (T - или Be -мишени). По окончании циклов облучения многослойная стойка раздвигалась и в образующиеся между слоями зазоры вводились детекторы (лавсан). Такой режим обеспечивал эффективное облучение большого количества вещества (до $150\text{мг}/\text{см}^2$) пучком нейтронов в условиях большой угловой расходимости. Время облучения составляло 7 мин ($3T_{1/2}$), время измерений $\sim 2 \times 2,5$ мин. Поток нейтронов через мишень определялся по окончании опытов путем регистрирования $Ge(Li)$ - детектором γ - излучения, сопровождающего распад ^{140}Ba , выход которого известен и был принят равным 4,5%. Число случаев запаздывающего деления определялось по количеству зарегистрированных осколков. Измерения показали, что количество осколков составляет 10^9 - 10^{10} от числа осколков мгновенного деления урана нейтронами. Такой низкий относительный выход эффекта запаздывающего деления приводит к необходимости тщательного анализа имеющегося фона, и, по возможности, его устранения. Было установлено 3 основных источника фона: деление урана под действием запаздывающих нейтронов и γ - квантов высокой энергии, испускаемых при радиоактивном распаде продуктов деления; деление нейтронами микропримесей урана в материале детекторов и окружающих деталях установки; спонтанное деление урана и его деление космическими лучами. Для снижения уровня фона предпринимались специальные меры. Вводилась временная задержка длительностью 1 мин между следующими друг за другом циклами облучения и измерения. За это время интенсивность запаздывающих нейтронов и жестких γ - квантов снижалась примерно на порядок по величине. Использовались мишени, обедненные содержанием изотопа ^{235}U , имеющего большее сечение деления. На время облучений производился вынос детекторов в зону, защищенную от проникновения нейтронного потока. Фон от спонтанного деления урана и деления под действием космической радиации тщательно измерялся в геометрических условиях идентичных тем, при которых производились основные опыты, и в том же помещении.

В опытах с нейтронами с энергией 14,7 МэВ наблюдаемый выход запаздывающих осколков деления в пределах ошибок совпа-

дает с уровнем фона. Удалось установить лишь верхний предел для вероятности запаздывающего деления $P_{\beta\beta} < 6 \cdot 10^{-7}$. Чувствительность ограничивалась из-за недостаточной интенсивности потока нейтронов, составляющей $3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Более высокая чувствительность была достигнута в опытах с нейтронами, генерированными в Be-мишени, облучаемой дейтронами на циклотроне. Интенсивность потока нейтронов с энергией выше 6 МэВ в этом случае достигала $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Большой выход ^{238}Pa достигался также благодаря более высокой энергии нейтронов (вплоть до 23 МэВ). Распределение наблюдаемых осколков по времени соответствует периоду полураспада $T_{1/2} = 1,8 \pm 0,6 \text{ мин}$, что согласуется с известным значением $T_{1/2} = 2,3 \text{ мин}$ для ^{238}Pa . Для вероятности запаздывающего деления ^{238}Pa получено значение $P_{\beta\beta} = 5 \times 10^{-8}$. При определении было взято известное из опыта значение для сечения образования ^{238}Pa в реакции $^{238}\text{U} (n, p)$ под действием нейтронов с энергией 14,7 МэВ ^{14/}. Расчет среднего сечения для нейтронов из реакции $^9\text{Be} + d$ производился с учетом энергетической зависимости сечения реакции (n, p) на уране ^{15/}.

П. Опыты по поиску эффекта запаздывающего деления при распаде ^{232}Ac производились на пучке нейтронов с энергией 14,7 МэВ при облучении ^{232}Th . Схема эксперимента и методика аналогичная описанной для ^{238}Pa . Более низкий уровень фона в случае облучения ^{232}Th позволил при той же интенсивности нейтронов от генератора достичь большей чувствительности. Это обуславливалось отсутствием фона спонтанного деления, а также меньшими по сравнению с ^{238}U сечениями деления ^{232}Th запаздывающими нейтронами и жесткими γ -квантами. Верхний предел вероятности для ^{232}Ac определен равным $5 \cdot 10^{-8}$.

Полученные данные из-за больших статистических ошибок и неточного учета фона следует рассматривать как приблизительную оценку. Тем не менее интересно сравнивать их с результатами расчетов. Такие расчеты были нами выполнены в 2 различных предположениях о характере заселения возбужденных состояний при β -распаде: в предположении о постоянстве силовой функции β -перехода ($S_{\beta} = |M|^2(E)$) и в предположении о постоянстве матричного элемента ($|M|^2 = \text{const}$). Для вероятности деления ^{238}U из возбужденных состояний были взяты величины, известные из опытов по фотоделению ^{238}U . Было использовано 2 различных варианта экстраполяции энергетической зависимости вероятнос-

ти деления в область низких энергий: с учетом так называемого изомерного шелфа ^{6,7/} и в предположении о монотонном спаде вероятности деления по мере уменьшения энергии возбуждения.

С учетом изомерного шелфа для величины $P_{\beta\gamma}$ получено значение $10^{-9} - 10^{-10}$. В предположении о более резкой зависимости вероятности деления ядра от энергии расчетное значение значительно ниже ($10^{-12} - 10^{-10}$). Отсюда следует, что и в том случае, когда возбуждение ядра происходит в результате β -распада, его деление из низколежащих уровней протекает, по-видимому, через состояние изомерии формы. Предполагая, что заселение уровней ²³²Th носит приблизительно такой же характер, как при распаде ²³⁸Pa \rightarrow ²³⁸U, можно объяснить более низкую вероятность запаздывающего деления ²³²Ac меньшей делимостью тория по сравнению с ураном, что и на самом деле имеет место. Такое соответствие указывает на принципиальную возможность изучения относительной делимости различных ядер путем сопоставления измеряемых на опыте вилков на запаздывающее деление.

Изотоп	T _{1/2}	Q, МэВ	Реакция получения	E нейтр., МэВ	
²³⁸ Pa	2,3 мин	4,1	²³⁸ U (n, p)	14,7 10-23	6x10 ⁻⁷ 5x10 ⁻⁸
²³² Ac	35 с	4,0	²³² Th (n, p)	14,7	5x10 ⁻⁸

Литература

1. В.И. Кузнецов, Н.К. Скобелев, Г.Н. Флеров "Ядерная физика", 1967, т.5, в.2 с 221.
2. Н.К. Скобелев. "Ядерная физика", 1972, т.15, в.3 с.444.
3. Э.Н. Берлович, Ю.П. Новиков, ДАН СССР, 1969, т.185, с.1025.
4. K. Trautmann, R. Denig, G. Herrmann. "Radiochem. Acta", 1969, v. II, p. 168.
5. А.И. Алиев, В.И. Дрыжкин, Д.И. Лейпунская, В.А. Касакин. В кн: Ядерно-физические константы для нейтронного активационного анализа. М., Атомиздат, 1969.
6. C.D. Bouman, I.G. Schroder, C.E. Dick, H.E. Jackson. "Phys. Rev.", 1975, v. 12C, p. 863.
7. Р.Е. Лучко, Л.В. Игнатюк, Ю.В. Остапенко, А.С. Солдатов, Г.Н. Смирнин, Ю.М. Ципенюк, "Письма в ЖЭТФ", 1975, т.22, вып.5, с. 255.

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ РЕАКЦИИ $(n, \gamma f)$
 НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
 О РАДИАЦИОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ МЯГКИХ γ -ПЕРЕХОДОВ

В.А.Вторин, Ю.П.Попов
 (ОИЯИ)

Предлагается новый метод расчета вероятности реакции $(n, \gamma f)$. Метод основан на использовании экстраполированного в область тяжелых ядер значения силовой функции мягких γ -переходов, измеренного для ядер с $A \sim 150$. Полученные оценки величины $\sqrt{\gamma}$ удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

The new method of calculation of probabilities of the $(n, \gamma f)$ reaction is proposed. This method employs the extrapolated to heavy nuclei region strength function of soft gamma-transitions measured for the nuclei $A \sim 150$. The obtained $\sqrt{\gamma}$ estimates are in satisfactory agreement with experimental data.

На предыдущей конференции сообщалось о первых экспериментах по обнаружению реакции $(n, \gamma f)$. Однако непосредственное получение экспериментальных значений $\sqrt{\gamma}$ сопряжено с большими трудностями и для большинства делящихся ядер эта информация отсутствует. К настоящему времени имеется, в основном, косвенные данные для ^{235}U /2,8/, ^{239}Pu /8/, ^{241}Pu /1/. Теоретические оценки у различных авторов расходятся почти на порядок /3,9/. Предлагается новый метод оценки величин $\sqrt{\gamma}$, основанный на использовании экспериментальных данных о первичных мягких γ -переходах, полученных при исследовании реакции $(n, \gamma \alpha)$ на тепловых и резонансных нейтронах.

Для описания средних вероятностей γ -переходов в реакции $(n, \gamma \alpha)$ удобно использовать понятие радиационной силовой функции S_{γ}^{cc} /5/. Если предположить, что для ЕI γ -переходов существенную роль играет гигантский дипольный резонанс, то в случае мягких γ -переходов ($E_{\gamma} \ll 2\text{МэВ}$) между компаунд-состояниями

$$S_{\gamma}^{cc}(E1) = \frac{1}{D_{\gamma}^2} \left\langle \frac{\sqrt{K_i}}{E_{\gamma}^4} \right\rangle. \quad (\text{Ia})$$

Для МI γ -переходов, согласно оценке Вайскопфа /12/

$$S_{\gamma}^{cc}(M1) = \frac{1}{D_{\gamma}^2} \left\langle \frac{\sqrt{K_i}}{E_{\gamma}^3} \right\rangle, \quad (\text{Iб})$$

где $\bar{\Gamma}_i$ — средняя парциальная ширина γ -распада, E_γ — энергия соответствующего γ -перехода, а D_i^2 — расстояние между распадающимися состояниями с одинаковым спином и четностью.

Поскольку мы имеем дело с мягкими γ -переходами, более высокие мультипольности здесь не рассматриваются. Радиационная силовая функция, определенная в таком виде в общем случае, является функцией атомного веса, причем, зависимость от A определяется типом γ -переходов ^{/6/}. Экспериментальные данные о поведении S_γ в широком диапазоне атомных весов получены в основном при изучении жестких γ -переходов типа Е1 и М1. Для Е1-переходов наилучшее описание эксперимента дает подход с учетом гигантского дипольного резонанса, согласно которому $S_\gamma \sim A^{2/3}$. Экспериментальные значения силовой функции М1-переходов ^{/4,6/} не обнаруживают регулярной зависимости от атомного веса ядра при $100 < A < 250$.

Относительно преобладающего типа мягких γ -переходов в настоящее время имеются следующие экспериментальные факты:

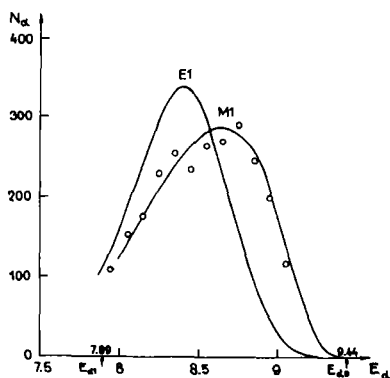


Рис. 1.

^{143}Nd , обладающих разными спинами, оказалось ближе к величине, ожидаемой для случая М1-переходов, чем для Е1 ^{/13/}; и (3) на преобладание М1-переходов в реакции $^{235}\text{U}(n, \gamma \dagger)$ указывалось в работе ^{/2/}. Исходя из этого, мы приняли, что S_γ полностью определяется М1-переходами. Следовательно,

(1) форма α -спектра из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)$ на тепловых нейтронах лучше описывается, если вероятность испускания γ -кванта пропорциональна E_γ^3 , чем E_γ^4 (и, тем более, E_γ^5), а следовательно, преобладают М1-переходы (или необходимо предположить, что в области мягких γ -лучей гигантский дипольный резонанс не играет существенной роли); (2) отношение экспериментальных величин $\bar{\Gamma}_\alpha$ в резонансах

$S_{\gamma}^{cc} = 24 \cdot 10^{-9} / 5/$ и от атомного веса ядра не зависит. Тогда величины Γ_{γ} могут быть рассчитаны по формуле (2), выведенной в аналогичных предположениях, как и для случая реакции $(n, \delta\alpha) / I3/$. При этом предполагается, что радиационные и делительные ширины на обоих этапах реакции флуктуируют независимо, в так же, что полная радиационная ширина промежуточного уровня

$$\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma} (B_n).$$

$$\Gamma_{\gamma j} = S_{\gamma}^{cc} \frac{2}{2\pi \Gamma_{\gamma}(B_n)} \Delta E_{\gamma} \sum_{r, k, j}^{E_{\text{возб}} \leq E} \langle E_{\gamma}^3 P_{rk} (1 - w_j^{rk}) \rangle, \quad (2)$$

где ΔE_{γ} — ширина интервала усреднения по конечным состояниям γ -переходов, а E_{γ} , P_{rk} , w_j^{rk} — соответственно энергия γ -переходов, проникаемость барьера деления и вероятность деления промежуточных состояний в j -м интервале. Верхний предел суммирования практически ограничивается $E_{\gamma} \leq 2 \text{ МэВ}$, так как вкладом $(n, \delta\alpha)$ реакции при больших E_{γ} (а следовательно, малых энергиях возбуждения) можно пренебречь из-за сильного падения проникаемости барьера деления. Проникаемости барьера деления в выражении (2) могут рассчитываться как в предположении одностороннего, так и двустороннего барьера.

Для всех ядер мы пользовались параметрами двустороннего барьера и зависимостью вероятности деления от энергии возбуждения из экспериментальных данных по $(d, p\alpha)$ реакции $/17/$. В этой работе приводятся средние по J и π значения параметров барьера деления, которые мы использовали в расчетах по формуле (2), считая, что и в реакциях $(d, p\alpha)$ и $(n, \delta\alpha)$ в среднем основной вклад дают те же промежуточные состояния. Таким образом, наши оценки являются усредненными по захватным состояниям и, кроме того, некоторая ошибка ($\leq 30\%$) вносится за счет фактической замены при расчете среднего произведения в формуле (2) произведением средних для j -го интервала P и $(1 - w_j)$.

Использование предположения о двустороннем барьере обуславливает 2 типа реакций $(n, \delta\alpha)$: "мгновенные", когда после испускания γ -кванта идет деление сквозь оба барьера (см. величины $\Gamma_{\gamma}^{\text{II}}$ в таблице) и "задержанные", когда после прохождения первого барьера ядро оказывается в одном из состояний второй ямы и делится с периодом полураспада соответствующего изомерного состояния. Поэтому экспериментальное значение Γ_{γ} будет

зависеть от методики измерений. Среди известных экспериментальных данных к измерениям "мгновенной" (n, γ) реакции можно отнести только результаты работы ^{12/}. Ошибки приводимых в таблице оценок Γ_{γ} , определяемые ошибками параметров барьера, могут изменить величины Γ_{γ} в полтора-два раза. Кроме того, возможны неточности, связанные с предположениями метода - учет только MI-переходов, постоянство $S_{\gamma}^{cc}(A)$ и др.

Сравнение наших оценок с имеющимися экспериментальными данными указывает на вполне удовлетворительное согласие, что подтверждает правомерность данного метода оценки вероятности (n, γ) -процесса.

Ядра-мишени	²³³ U	²³⁵ U	²³⁷ Np	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴¹ Am	²⁴³ Am
I Γ_{γ} (мэВ) оценка	8,3	3,2	0,15	$2 \cdot 10^{-2}$	16	2	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-4}
II Γ_{γ} (мэВ) оценка	4,6	1,6	$2 \cdot 10^{-7}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	12	1,4	—	—
Γ_{γ} (мэВ) эксп.		$2 \pm 0,7; 4 \pm 4$ /8/ /2/		-1×10^{-1} /10/ /11/	10 ± 3 /8/	4 ± 2 /1/		

Литература

1. G.Simon, J.Troshon. CEA-N-1798, Juin, 1975 (p.67).
2. З.Длюггы, Й.Криштяк, Ц.Пантелеев в кн. Избранные вопросы структуры ядра Д-9682, стр.113, Дубна, 1976г.
3. A.M.Lane, J.E.Lynn. Nucl.Phys. 17(1960)563,586.
4. H.E.Jackson. In: Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy, RCN, Petten, Netherland, p.437, 1975.
5. В.А.Втирин, К.Недведюк, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, В.И.Салацкий, В.И.Фурман. В кн. Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975), часть 4, стр.65, Москва, 1976г.

6. L.M.Bollinger. In: Nuclear Structure, Dubna Symp., p.317, 1968.
7. B.B.Back, J.P.Bondorf, G.A.Otrochenko, J.Petersen and B.Rasmussen. Nucl.Phys. A165(1971)N3, p.449.
8. J.Trochon, G.Simon. Intern.Symposium on Neutron induced Reactions. Smolenice 01-07, Sept.1974.
9. V.S.Stavinsky, M.O.Shaker. Nucl.Phys.62, 667(1965).
10. C.D.Bowman, G.F.Auchampangh, W.F.Stubbins, J.E.Young, F.B.Simpson and M.S.Moore. Phys.Rev.Lett, 18,N1,p.15, 1967.

II. BNL-325. Third ed. vol.1(1973).

I2. Альфа-бета-гамма-спектроскопия под ред. К.Зигбана
вып.3 стр.20 Атомиздат 1969.

I3. Yu.P.Popov. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy,
RCN, Petten, Netherland, p.437, 1975.

П.Винивартер, К.Недведж, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, В.И.Са-
лацкий, В.Г.Тшин, В.И.Фурман, Сообщение ОИЯИ
РЗ-6754, 1972.

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ СОСТОЯНИЙ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКУЮ ЗАВИСИМОСТЬ
ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев

В рамках каналового описания процесса деления выполнена оценка влияния переходных состояний делящегося ядра на энергетическую зависимость числа мгновенных нейтронов деления.

The influence of fissile nucleus transition states on energy dependence of the number of prompt fission neutrons is evaluated in view of canal description of fission process.

Каналовое описание экспериментальных данных по делению ядер заряженными частицами /1-2/ и нейтронами низких энергий /3/ позволило связать наблюдаемые на эксперименте различия в сечениях деления с осуществлением этого процесса через разные переходные состояния (ПС) в зависимости от спина и четности ядра-мишени и энергии присоединения нейтронов. Разница в энергии барьеров ПС положительной и отрицательной четности, равная ≈ 1 Мэв, и изменение вероятности образования составного ядра в состоянии с той или иной четностью при поглощении нейтронов s , p , d и т.д. воли с ростом энергии также могут привести к тому, что стадия прохождения седловой точки окажет влияние на распределение энергии деления между кинетической энергией осколков и энергией их возбуждения.

Способ оценки этого влияния был изложен в работе /4/, согласно которой, в пренебрежении зависимостью распределения масс и зарядов осколков и энергии, уносимой γ -квантами из осколков, от энергии налетающих нейтронов уравнение энергетического баланса при делении можно записать в виде

$$E_n = \Delta \bar{E}_k(E_n) + \alpha \cdot \Delta \bar{y}(E_n), \quad (1)$$

где E_n - энергия налетающих нейтронов; $\Delta \bar{E}_k(E_n)$ и $\Delta \bar{y}(E_n)$ - изменение средней кинетической энергии осколков и среднего числа мгновенных нейтронов деления соответственно в зависимости от энергий нейтронов; α - коэффициент пропорциональ-

ности. Согласно той же работе /4/ оценку влияния ПС на энергетическую зависимость среднего значения кинетической энергии осколков деления можно выполнить по формуле

$$\Delta \bar{E}_K(E_n) \sim \frac{\sum_{J_{n_2}K} \bar{\sigma}_f^{J_{n_2}K}(E_n) \cdot (V^{J_{n_2}K} - V_{min})}{\sum_{J_{n_2}K} \bar{\sigma}_f^{J_{n_2}K}(E_n)}, \quad (2)$$

где $\bar{\sigma}_f^{J_{n_2}K}(E_n)$ - сечение деления нейтронами с энергией E_n через ПС с фиксированными значениями момента J четности J_{n_2} и полосы K ; $V^{J_{n_2}K}$ - энергия барьера ПС с этими $J_{n_2}K$; V_{min} - энергия барьера нижайшего ПС. Это выражение получено в предположении, что в пределах энергетической щели ПС энергия барьеров ПС (относительно барьера нижайшего ПС) обусловлена возбуждением коллективных степеней свободы, слабо связанных с внутренними и дефакто степенями свободы системы, и в стадии разделения системы на осколки проявляется в виде их кинетической энергии.

С целью получения оценки влияния ПС на распределение энергии деления между кинетической энергией осколков (2) и энергией их возбуждения (1) были проведены расчеты энергетической зависимости нейтронных сечений ^{235}U нейтронами с энергией от 1 кэВ до 5 МэВ. Расчеты проводились по статистической модели, но в связи с расширением энергетического интервала налетающих нейтронов спектр низколежащих состояний ядра-мишени был дополнен в соответствии со схемой уровней /5/ и формулой плотности возбужденных состояний /6/ с параметрами работы /7/. Спектр ПС /2/ был дополнен в соответствии с той же формулой плотности возбужденных состояний с подобранными значениями параметров оболочечной поправки S и энергетической щели Δ , равными -1 МэВ и 1,05 МэВ соответственно. Разница рассчитанных значений сечений с оцененными /8/ не превышала 5% в полном сечении, 10% в сечении упругого рассеяния, 20% в сечениях неупругого рассеяния и деления.

В рамках такого каналового описания поведения сечения деления оценивалось изменение кинетической энергии осколков деления по формуле

$$\Delta \bar{E}_K(E_n) \sim \frac{\sum_{J_{n_2}K} \bar{\sigma}_f^{J_{n_2}K}(E_n) \cdot (V^{J_{n_2}K} - V_{min})}{\sum_{J_{n_2}} \left[\sum_K \bar{\sigma}_f^{J_{n_2}K}(E_n) + \bar{\sigma}_{cont}^{J_{n_2}}(E_n) \right]}, \quad (3)$$

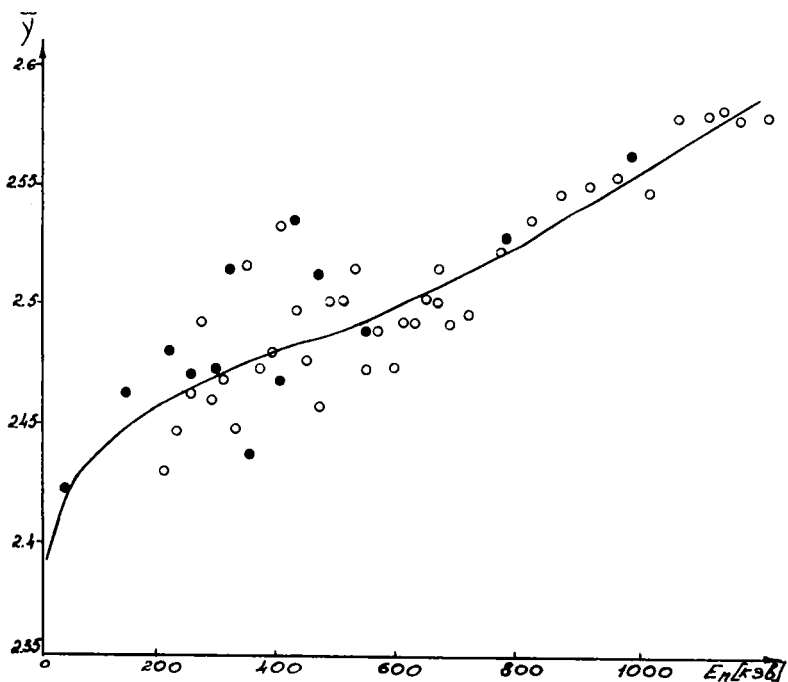
отличающейся от выражения (2) учетом деления через непрерывную часть ПС. В отличие от ПС нижних полос, ПС непрерывного спектра являются результатом возбуждения внутренних степеней свободы делящейся системы и соответственно не дают вклада в кинетическую энергию осколков.

Ниже показано изменение кинетической энергии осколков деления в зависимости от энергии налетающих нейтронов:

$E_n, \text{МэВ}$	0,001	0,05	0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1	1,2
$\Delta \bar{E}_k, \text{МэВ}$	0,73	0,48	0,38	0,31	0,27	0,24	0,24	0,26	0,22	0,22	0,1	0

Сравнительно большое значение вклада в кинетическую энергию осколков при энергии нейтронов 1 кэв обусловлено делением ^{236}U через ПС коллективной природы, имеющие отрицательную четность и расположенные на ≈ 1 Мэв выше нижайшего ПС. Резкое уменьшение этого вклада при возрастании энергии нейтронов до 50 кэв связано с соответствующим увеличением вероятности деления через нижайшую полосу ПС под действием нейтронов ρ -волны. Стремление к нулю вклада в кинетическую энергию осколков при энергиях нейтронов выше 800 кэв обусловлено увеличением вероятности деления через непрерывную часть спектра ПС.

В соответствии с выражением энергетического баланса (1), подобранного значения параметра $\alpha = 0,097$ и привязки к значению $\bar{y} = 2,58$ при энергии $E_n = 1,2$ Мэв было оценено изменение $\Delta \bar{y}$, соответствующее рассчитанному изменению кинетической энергии осколков. Приведенное на рис. поведение рассчитанной и экспериментальной /9,10/ энергетических зависимостей числа \bar{y} показывает их сравнительно хорошее согласие. Обращает на себя внимание, что резкое уменьшение рассчитанного значения \bar{y} при энергии налетающих нейтронов ниже 100 кэв, обусловленное делением через ПС отрицательной четности со сравнительно большой энергией коллективной природы, переходящей в кинетическую энергию осколков деления, соответствует экспериментальным данным /9/. Плавное изменение рассчитанного значения $\bar{y}(E_n)$ в зависимости от энергии налетающих нейтронов E_n позволяет сделать вывод, что структура ПС



Зависимость числа нейтронов деления $\bar{\nu}$ от энергии нейтронов, вызывающих деление: \bullet - данные работы /9/; \circ - данные работы /10/; кривая - результат расчета

не может быть причиной "тонкой" структуры, возможно и проявляющейся в экспериментальных данных /9,10/. Линейное возрастание $\bar{\nu}(E_n)$ при $E_n \geq 1,2$ Мэв согласуется с реализованным в формулах (3) и (1) предположением, что кинетическая энергия, вносимая нейтроном в ядро при его делении через ПС непрерывного спектра, уже в стадии прохождения седловой точки с большой вероятностью переходит в энергию возбуждения делящегося ядра и проявляется в виде энергии возбуждения осколков деления после их разделения.

Литература

- /1/ H.C.Britt, F.Rickey, W.Hall, Phys.Rev., 175, 1525 (1968)
- /2/ Б.Е.Маршалкин, В.М.Порывнев, Каналовый анализ процесса деления в $^{235}\text{Pu}(n,f)$, $^{239}\text{Pu}(d,p,f)$ и $^{238}\text{Pu}(t,p,f)$ -реакциях. - В сб.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, отв.ред.Усачев Л.Н., Киев, 9-13 июня 1975) ч.6, М., ЦНИИатоминформ, 1976, стр.135.
- /3/ A.N.Behkami, J.H.Roberts, W.Loveland, J.R.Huizenga, Phys.Rev., 171, 1267 (1968).
- /4/ Yu A.Blyumkina, I.I.Bondarenko, V.F.Kuznetsov, V.G.Nesterov, V.N.Okolovitch, G.M.Smirenkin, L.N.Usachev, Nucl.Phys., 52, 648 (1964).
- /5/ C.M.Lederer, J.M.Hollander, I.Perlman, Table of Isotopes, sixth edition, 1967.
- /6/ A.Gilbert, A.Cameron, Can.J.Phys., 43, 1446 (1965).
- /7/ J.L.Cook, H.Ferguson, A.R.Musgrove, Aust.J.Phys., 20, 477 (1967).
- /8/ В.А.Коньшин, Г.В.Аншипов, Г.Б.Мороговский, Е.М.Суховицкий, А.Р.Бендерский, Н.У.Давидовская, Оценка ядерных констант для ^{235}U в области энергий нейтронов 10^{-4} эв-15 Мэв. - В сб.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, отв.ред.Усачев Л.Н., Киев, 9-13 июня 1975) ч.2, М., ЦНИИатоминформ, 1976, стр.43.
- /9/ J.Meadows, J.Whalen, J.of Nucl.En., 21, 157 (1967).
- /10/ M.Soleilhac, J.Frehaut, J.Gaurian, J.of Nucl.En., 23, 257 (1969).

В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев

Выполнен каналовый анализ экспериментальных сечений взаимодействия нейтронов с энергией от 1 кэв до 5 Мэв с ядром ^{239}Pu . Извлечены параметры плотности переходных состояний делящегося ядра ^{240}Pu .

A canal analysis has been made on experimental cross sections of the interaction of neutrons with the energy from 1 keV to 5 Mev with a Pu-239 nucleus. Transition states density parameters of Pu-240 fissile nucleus has been derived.

В расчетах нейтронных сечений на делящихся ядрах по статистической модели определяющее значение имеют свойства спектров возбужденных состояний составного ядра, ядра-остатка и переходных состояний (ПС) делящегося ядра. Схема уровней основного и низколежащих возбужденных состояний ядер, прямая экспериментальная информация о состояниях с энергией возбуждения в области энергии связи нейтрона из нейтронных резонансов, интерполяция плотности возбужденных состояний при промежуточных значениях энергии и ее экстраполяция в область более высоких значений энергии возбуждения по ферми-газовой формуле сравнительно полно характеризуют спектр возбужденных состояний при стабильной деформации ядра. Подобная информация о спектре возбужденных состояний ядра при деформации соответствующей седлово* точке отсутствует. Единственным ее источником является анализ энергетической зависимости сечений деления и конкурирующих с ним реакций.

Делящееся ядро ^{240}Pu представляется одним из наиболее предпочтительных для такого анализа ядер, потому что оно наиболее полно, подробно и надежно изучено экспериментально. Экспериментальные данные /1, 2/ по делимости и угловым распределениям осколков деления в $^{239}\text{Pu}(t, pf)$, $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ -реакциях при энергии возбуждения в глубоко подбарьерной и околобарьерной областях дополняются экспериментальными данными /3/ по нейтронным сечениям при более высоких значениях энергии возбуждения. Каналовый анализ экспериментальных данных с заряженными частицами позволяет оценить параметры барьеров нижних ПС. Несмотря на то, что оцененные в разных работах /2, 4, 5/

значения параметров существенно различаются между собой, результаты канального анализа убедительно подтверждают, что при деформации ядра, соответствующей седловой точке, спектр нижних возбужденных состояний ^{240}Pu и других четно-четных деформирующихся ядер аналогичен спектру этих ядер при стабильной деформации и может быть описан как наложение вращательных полос на колебательные состояния. Соизмеримость сечений деления и неупругого рассеяния нейтронов при энергии падающих нейтронов 1-6 Мэв является прямым указанием возрастания плотности ПС аналогично плотности возбужденных состояний при стабильной деформации. Поэтому представляется естественным предположить, что плотность ПС также описывается ферми-газовой формулой.

При переходе от устойчивой деформации к деформации в седловой точке изменяется структура одночастичных состояний вблизи энергии Ферми, а соответственно значения оболочечных поправок, вносящих вклад в значения параметра a , и значения энергий спаривания, определяющих энергетическую щель Δ . Поэтому значение суммарной оболочечной поправки S и значение энергетической щели Δ будем считать параметрами, определяемыми из описания энергетической зависимости нейтронных сечений.

Расчеты сечений при энергии падающих нейтронов от 1 кэв до 5 Мэв проводились по статистической модели ядерных реакций. Здесь мы только отметим, что распад составного ядра ^{240}Pu из состояния с моментом J , четностью π , образованного поглощением нейтрона с энергией ε во все нейтронные каналы описывается выражением

$$\sigma_n^{J\pi}(\varepsilon) = \sum_{e'j'I'\pi'} \left[\sum_{E'} \Theta_{e'j'I'\pi'}^{J\pi} (\varepsilon - E') + \int_{E_{\min}}^{\varepsilon} \Theta_{e'j'I'\pi'}^{J\pi} (\varepsilon - E') \cdot \rho(E'I'\pi') \cdot dE' \right], \quad (1)$$

а распад этого же состояния в делительные каналы описывается следующей формулой:

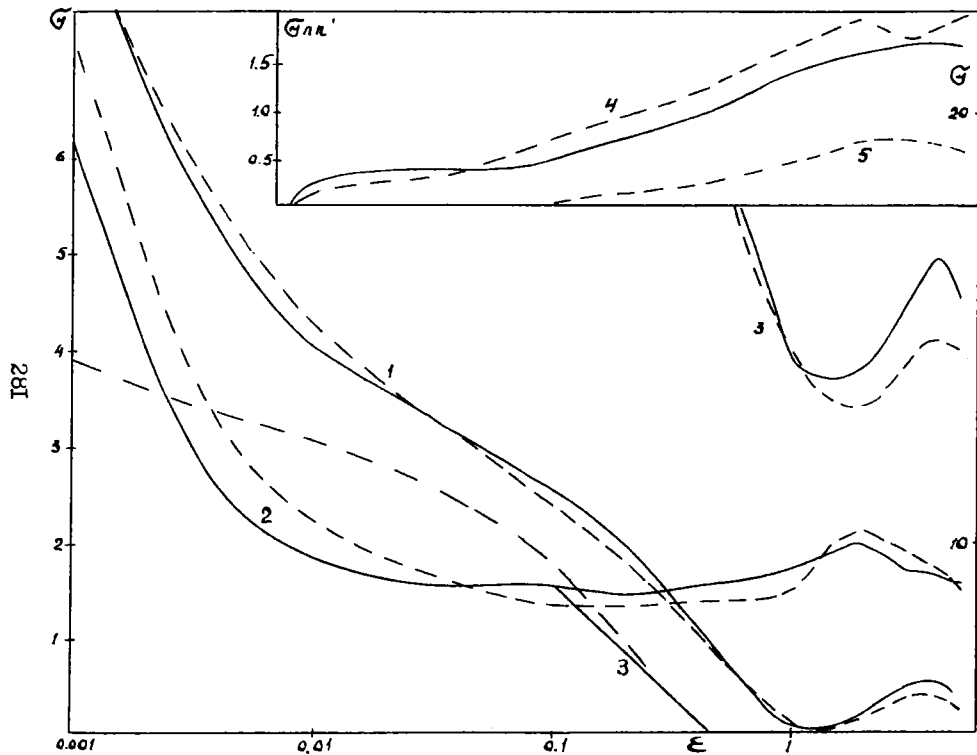
$$\sigma_f^{J\pi}(\varepsilon) = \sum_K \Theta_f^{J\pi, K}(\varepsilon + B_n(A+1)) + \int_{V_{\min} + \Delta}^{\infty} \rho_f(\varepsilon + B_n(A+1), E_f^{J\pi}) \cdot \rho(E_f^{J\pi}, J\pi) \cdot dE_f^{J\pi}. \quad (2)$$

Первое слагаемое в выражении (1) описывает распад составного ядра посредством вылета нейтрона с возбуждением дискретных уровней ядра-остатка ${}^{239}\text{Pu}$, второе слагаемое описывает возбуждение непрерывного спектра, начинающегося с E_{min} . В выражении (2) первое слагаемое описывает деление через дискретный спектр ПС, а второе — через непрерывную часть спектра ПС. В обоих выражениях (1),(2) использовалась ферми-газовая формула в формулировке работы /6/. При расчете плотности уровней ядра-остатка параметры энергии спаривания $P_N + P_Z = 0,76$ Мэв оболочечной поправки $S_N + S_Z = -1,13$ взяты из работы /7/. Как уже отмечалось выше, соответствующие величины Δ и S для плотности ПС являются определяемыми параметрами. Кроме них, ввлекаемым параметром является и кривизна барьеров ПС непрерывного спектра $\hbar\omega$, которая предполагается одинаковой для всех ПС и отражает скорость изменения прозрачности барьера деления P_f в около и подбарьерных областях.

В таблице приведены значения каждого слагаемого выражений (1),(2) для $J^{\pi} = 0^+$ состояния составного ядра при некоторых значениях энергии вылетающего нейтрона.

	Проницаемость нейтронов		Делительная проницаемость	
	дискретный спектр	непрерывный спектр	дискретный спектр	непрерывный спектр
0,001	0,021	0	0,91	0,035
0,01	0,064	0	0,91	0,038
0,10	0,200	0	0,912	0,075
0,2	0,290	0	0,914	0,128
0,5	0,604	0	0,919	0,389
0,8	1,53	0,003	0,922	0,919
1	2,07	0,111	0,925	1,55
2	4,67	8,164	0,933	17,60
3	6,83	110,7	0,939	187,2
4	8,23	1270	0,944	1714
5	9,15	12950	0,948	12629

Энергетические зависимости этих величин для других J^{π} — состояний совершенно аналогичны. Величины, приведенные во 2, 3 и 4-м столбцах, являются результатом использования соответствующих экспериментальных данных. В 5-м столбце приведены значения 2-го слагаемого выражения (2), характеризующие вероятность деления из 0^+ состояния через непрерывный



Сравнение рас-
считанных се-
чений (пунк-
тирные кривые)
с эксперимен-
тальными
(сплошные кри-
вые) при изме-
нении энергии
нейтронов от
1 кэв до 5 Мэв:
1 - полное се-
чение; 2 - се-
чение деления;
3 - сечение
упругого рас-
сеяния; 4 -
сечение неуп-
ругого рассея-
ния; 5 - сече-
ние прямого
неупругого рас-
сеяния. Зна-
чения сечений
1 и 3 до 500
кэв указаны
на правой шка-
ле, а осталь-
ных - на ле-
вой. Сечения -
в б.в./энергия -
в Мэв/

спектр ПС при описании экспериментального поведения сечения деления, показанном на рис. Извлеченные при этом значения параметров непрерывного спектра ПС оказались следующими: $\Delta = 1,15$ Мэв, $S = -1,6$ Мэв, $k\omega = 0,35$ Мэв. Величина оболочечной поправки при деформации ядра ^{240}Pu , соответствующей седловой точке, равная $S = -1,6$, решающим образом определялась падением сечения деления (соответственно менее быстрым ростом значений столбца 5, чем 3) при изменении энергии нейтронов от 2 до 5 Мэв. Величина энергетической щели $\Delta = 1,15$ Мэв определяется абсолютными значениями сечения деления в рассматриваемом энергетическом интервале. Значение кривизны барьеров ПС, равное $0,35$ Мэв, является приемлемым на всем энергетическом интервале падающих нейтронов. Изменение значения любого из этих параметров более чем на 10% приводит к существенно худшему описанию энергетической зависимости сечения деления и конкурирующих с ним реакций.

Оцененные таким образом параметры плотности ПС близки соответствующим значениям четно-четных ядер при устойчивой деформации /7/. Изменение значений энергетической щели и оболочечной поправки для ^{240}Pu от 1 Мэв и $-0,8$ Мэв при устойчивой деформации до $1,15$ Мэв и $-1,6$ Мэв при деформации, соответствующей седловой точке, представляется физически разумным.

Рисунок иллюстрирует описание энергетической зависимости сечений наиболее вероятных процессов при взаимодействии нейтронов с ядром ^{239}Pu , достигнутое в расчетах по статистической модели. Сплошные кривые /3/ - полное сечение взаимодействия нейтронов σ_c с ядром ^{239}Pu , оцененное с ошибкой 3-5%, сечение деления σ_f с ошибкой 3-8%, сечение неупругого рассеяния $\sigma_{nn'}$ с ошибкой 20-30%, сечение упругого рассеяния σ_{el} с ошибкой $\approx 30\%$. Пунктирные кривые - рассчитанные значения этих сечений. Ошибка рассчитанных сечений деления, радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов $\approx 20\%$. Наиболее сильное расхождение рассчитанного и оцененного сечения деления при энергии нейтронов от 50 кэв до 1 Мэв, возможно, связано с отклонением реальной плотности ПС от ее средних значений при низкой энергии возбуждения.

Литература

- /1/ J.D.Cramer, H.C.Britt, Phys.Rev., **62**, 2350 (1970).
- /2/ H.C.Britt, F.A.Rickey, W.S.Hall, Phys.Rev., **175**, 1525 (1968).

- /3/ Г.В.Анципов, Л.А.Баханович, В.А.Ковшин, Г.Б.Мороговский, Е.Ш.Суховицкий, Оценка констант для ^{239}Pu в области энергий 10⁻³ эв-15 Мэв, - В со.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28мая-1 июня 1973г.), ч.1, Обнинск, 1974, стр.209.
- /4/ В.В.Back, O.Nausen, H.C.Britt, J.D.Garrett, Phys.Rev., C9, 1924 (1974).
- /5/ В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев, Каналовый анализ процесса деления в $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{241}\text{Pu}(d, pf)$ и $^{241}\text{Pu}(t, pf)$ -реакциях. - В со. Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975г.), ч.6, ЦНИИАтоминформ, 1976, стр.135.
- /6/ A.Gilbert, A.G.W.Cameron, Can.J.Phys. 43, 1446 (1965).
- /7/ J.L.Cook, H.Ferguson et.al., Aust.J.Phys., 20, 447 (1967).

СРАВНЕНИЕ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ^{252}Cf

В.И.Большов, З.А.Александрова, К.Е.Володин, В.Г.Нестеров,
Г.Н.Смиренкин, Ю.М.Турчин

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

С помощью многорядного макроскопического спектрометра измерены отношения средних энергий нейтронов, испускаемых при делении урана-233, урана-235, плутония-239 и спонтанном делении калифорния-252 $(0,967 \pm 0,003) : (0,946 \pm 0,003) : (0,983 \pm 0,002) : 1$.

The system of countertray macroscopic spectrometers has been used to obtain the ratio of average energies of neutrons emitted from neutron-induced fission of uranium-233, uranium-235, plutonium-239 and spontaneous fission of californium-252 $(0.967 \pm 0.003) : (0.946 \pm 0.003) : (0.983 \pm 0.002) : 1$.

При решении реакторных задач широко используется простое описание спектров нейтронов деления максвелловским распределением

$$N(E, \theta) = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}\theta^3} \cdot e^{-\frac{E}{\theta}}, \quad (1)$$

которое содержит единственный параметр, однозначно определяющий среднюю энергию $\bar{E} = 3/2 \theta$. С одной стороны, точность этого представления, по-видимому, вполне удовлетворяет требованиям практики, а с другой стороны, в терминах θ и \bar{E} очень удобно производить сравнение спектров нейтронов деления разных ядер и сопоставление результатов экспериментов.

Анализ экспериментальной информации в ряде обзоров /1/ показывает, что совокупность данных о \bar{E} и θ даже для важнейших изотопов имеет разброс, сравнимый с ожидаемыми изменениями этих величин от ядра к ядру (порядка нескольких %). Одна из главных причин разброса данных заключена в неточностях калибровки энергии. Поэтому для надежного установления небольших различий в спектрах нейтронов деления разных изотопов целесообразно использовать относительный метод измерений, в значительной мере избавленный от указанного источника ошибок. В настоящей

работе с этой целью был использован высокоэффективный многорядный макроскопический спектрометр быстрых нейтронов /2/.

Не останавливаясь на вопросах данной методики, изложенных в работе /2/, укажем только, что она является разновидностью интегрального метода и заключается в одновременном измерении чисел отсчетов

$$A_n(\theta) = c \int_0^{\infty} \chi(E, \theta) \eta_n(E) dE \quad (2)$$

для набора детекторов, имеющих разную зависимость эффективности η_n от энергии нейтронов E . Благодаря этому обстоятельству возникает зависимость чисел отсчетов A_n от параметра θ . Сравнивая отношения $\rho_n = A_n(\theta) / A_n(\theta_0)$ для исследуемого спектра (θ_i) и стандарта (θ_0), можно определить отношение θ_i / θ_0 .

Измерения производились на реакторе БР-10. Стандартом в эксперименте служил спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf , малогабаритный и тонкостенный источник которого имел интенсивность $\sim 10^7$ н/сек. Сравнимые по интенсивности источники нейтронов вынужденного деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu были выполнены в виде металлических дисков толщиной 1 мм, в качестве конверторов помещавшихся в тепловой пучок реактора с кадмиевым отношением ~ 100 . Измерения велись в режиме эффект-фон короткими сериями попеременно для каждого из источников нейтронов деления, причем измерения фона выполнялись с диском из ^{238}U с целью наиболее близкого моделирования рассеяния нейтронов в конверторах.

Существуют разные возможности для математической обработки результатов измерений для определения отношения параметров θ_i / θ_0 сравниваемых спектров нейтронов деления. Здесь мы продемонстрируем наиболее простой и наглядный способ. Пользуясь малостью соотношений $|\frac{\Delta\theta_i}{\theta_0}| = |\frac{\theta_i}{\theta_0} - 1| \ll 1$, разложим $\chi(E, \theta)$ в ряд Тейлора в окрестности $\theta = \theta_0$, после чего легко получим:

$$\rho_n^i = \frac{A_n(\theta_i)}{A_n(\theta_0)} = c \left\{ 1 + \left(-\frac{3}{2} \frac{\langle E_n \rangle}{\theta_0} \right) \frac{\Delta\theta_i}{\theta_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{15}{4} - 5 \frac{\langle E \rangle_n}{\theta_0} + \frac{\langle E_n^2 \rangle}{\theta_0^2} \right) \left(\frac{\Delta\theta_i}{\theta_0} \right)^2 + \dots \right\}, \quad (3)$$

где $\langle E \rangle_n^y = \frac{\int_0^\infty E^y \chi(E, \theta_0) \eta_n(E) dE}{\int \chi(E, \theta_0) \eta_n(E) dE}$

есть y -й момент распределения нейтронов деления, регистрируемых n -м каналом (рядом счетчиков) спектрометра. Функции $\eta_n(E)$ и значения $\langle E \rangle_n$ приведены в работе /2/. Квадратичный член в (3) для исследовавшихся спектров деления для всех n составляет менее 3% от линейного. Пользуясь его малостью, а также нормировкой $\rho_i^i \equiv 1$, представим уравнение (3) в виде

$$\rho_n^i - 1 = (x_n - x_i) \frac{\Delta \theta_i}{\theta_0}; \quad x_n = \frac{\langle E \rangle_n}{\theta_0} - \frac{3}{2}, \quad (4)$$

удобном для анализа и сопоставления экспериментальных данных.

Зависимость экспериментальных отношений ρ_n^i от параметра $x_n - x_i$ для исследовавшихся трех ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu ($i = 3, 5, 9$) показана на рис. В таблице 1 приведены результаты измерений: значения $\Delta \theta_i / \theta_0$, полученные методом наименьших квадратов (ошибки статистические); отношения θ_i / θ_0 , в погрешности которых ошибки параметров x_n , связанные с неточностью хода функции $\eta_n(E)$, учтены.

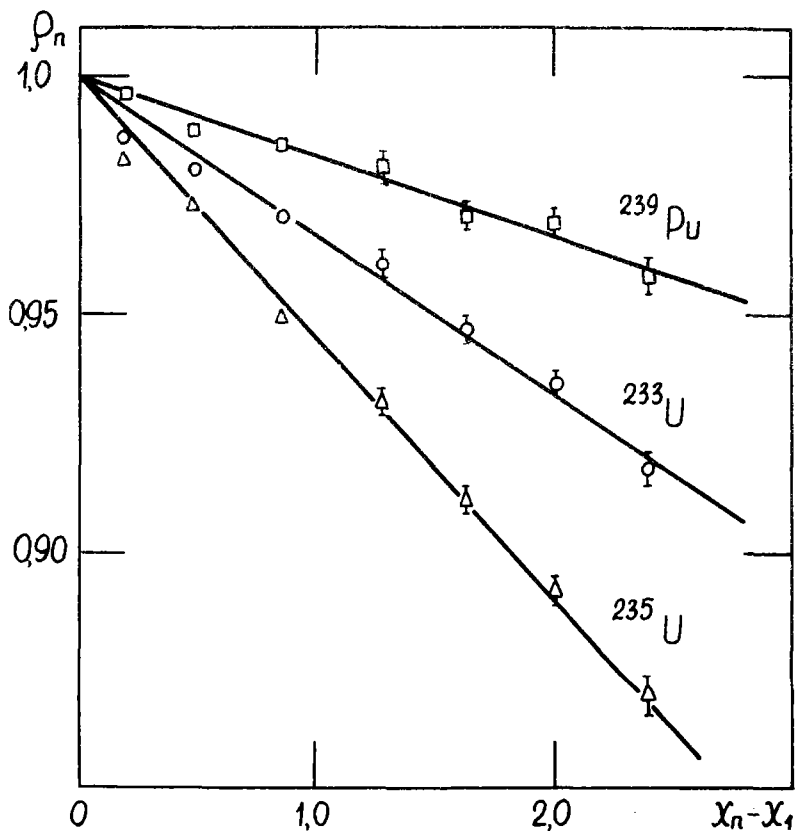
Таблица 1

Величина	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
$-\Delta \theta_i / \theta_0$	$0,0333 \pm 0,0020$	$0,0543 \pm 0,0013$	$0,0166 \pm 0,0010$
θ_i / θ_0	$0,967 \pm 0,0030$	$0,946 \pm 0,0030$	$0,983 \pm 0,0020$

В таблице 2 приведены более часто встречающиеся в литературе отношения, в которых стандартом служит значение θ_5 для ^{235}U .

Таблица 2

Автор	Методика измерений	θ_3 / θ_5	θ_9 / θ_5	θ_0 / θ_5
Настоящ. работа	Многозарядный макроскопич. спектрометр	$1,022 \pm 0,002$	$1,040 \pm 0,002$	$1,057 \pm 0,003$
Боннер /3/	Мультифер. макроскопич. спектрометр	$1,018 \pm 0,003$	$1,040 \pm 0,003$	$1,026 \pm 0,002$
Грандль /4/	Пороговые индикаторы	$1,021 \pm 0,005$	$1,039 \pm 0,002$	-



Зависимость экспериментальных отношений ρ_n^i от параметра $x_n - x_1$

Результаты настоящего эксперимента хорошо согласуются с другими данными, полученными интегральными методами, однако вполне заметно отличаются от значений $\theta_9 / \theta_5 = 1,06 \pm 1,08$ и $\theta_0 / \theta_5 = 1,08 \pm 1,11$ [1,5/], полученных с помощью дифференциальных методов. Природа этого расхождения, по-видимому, связана с несовершенством аппроксимации спектра нейтронов деления

максвелловским распределением (I). Некоторые отступления от линейной зависимости $\rho(x)$ видны и на рис., однако ответ на этот уже не новый вопрос требует специальных исследований.

Литература

1. **Prompt Fission Neutron Spectra, IAEA, Vienna, 1972.**
2. **Большов В.И., Александрова З.А., Бочарова И.Е. и др. Доклад, представленный на настоящую конференцию.**
3. **Bonner T.W., Nucl. Phys., 1961, 23, 116.**
4. **Grundl J.A., Nucl. Sci. Eng., 1969, 36, 191.**
5. **Александрова З.А., Большов В.И., Кузнецов В.Ф. и др. АЭ, 1975, 38, 108.**

Библиографический индекс работ книги "Нейтронная физика"
 (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.), ч.3
 в Международной системе СИИДА

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
✓ Ac-227	NP	RI		7	KIEV 161	77	KUKS+.SIG(NEUT-E),GRAPH
Ac-227	GP	RI		7	KIEV 161	77	KUKS+.SIG(NEUT-E),GRAPH
✓ Th-232	NPY	FBI	1.2 ⁶	3.0 ⁶	KIEV 171	77	DJACHENKO+.YLD,GRAPH
✓ Th-232	NPY	CCP	1.4 ⁷		KIEV	77	PETRZHAK+.YLD XE-131,132,134,136,TEL
Th-232	FRS	FBI	3.0 ⁶		KIEV 183	77	VOROB'YVA+.ANG ANIZ,GRAPH
Th-232	NPY	MIF		6	KIEV 192	77	GURKOV+.GE-LI,FISS PRODUCTS YLD,TEL
689 Th-233	SPN	FBI	1.2 ⁶	2.3 ⁶	KIEV 167	77	DJACHENKO+.ANGANIZ OF FRAGS,GRAPH
U-233	NP	NIR	2.5 ⁻²	1.4 ³	KIEV 131	77	ZHURAVLEV+.SIG GUN,TEL
✓ U-233	NP	RI	1.5 ⁷		KIEV 155	77	ALKHAZOV+.CØINC,CFD,SIG=2.350+-0.042
✓ U-233	NP	RI		7	KIEV 158	77	ADAMOV+.CØINC,SIG=1947+-31,MB
U-233	NPY	CCP		7	KIEV 258	77	KONDUROV+.YLD ALPHA-PART,GRAPH
✓ U-233	NPY	MIF		6	KIEV 192	77	GURKOV+.YLD NEUCL,TEL
U-233	NU	NIR	1.0 ⁴	4.0 ⁶	KIEV 205	77	MEFEDOV+.TOP,E-SPEC,GRAPH
U-233	NP	FBI	0.0 ⁰	1.0 ⁷	KIEV 144	77	PURSOV+.SIG FISS RELAT U-235,GRAPH
U-233	NPY	MIF		6	KIEV 192	77	GURKOV+.GE-LI,FISS PRODUCTS YLD,TEL
✓ U-235	NP	KUR	1.0 ²	3.0 ⁴	KIEV 119	77	MURADJAN+.AVG SIG(NEUT-E),TEL20 PTS
✓ U-235	NG	KUR	1.0 ²	3.0 ⁴	KIEV 119	77	MURADJAN+.AVG SIG(NEUT-E),TEL20 PTS
✓ U-235	ALP	KUR		6	KIEV 119	77	MURADJAN+.AVG ALPHA(NEUT-E),20PTS
U-235	NPY	CCP	1.0 ⁶	2.5 ⁷	KIEV 257	77	GRACHEV+.ANG+E CØRREL OF ALPHA-PART
U-235	NPY	CCP		7	KIEV 258	77	KONDUROV+.YLD ALPHA-PART,GRAPHS
✓ U-235	NPY	CCP	1.4 ⁷		KIEV	77	PETRZHAK+.YLD XE-131,132,134,136,TEL

Продолжение

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
✓ U-235	NFY	MIF	6		KIEV 192	77	GUDKOV+.YLD NEUCL, TBL
U-235	NU	NIR	1.0 ⁴ ₆	4.0 ⁶	KIEV 205	77	NEPEDOV+.TOP, E-SPEC, GRAPH
✓ U-235	NU	KUR	6		KIEV 221	77	VASIL'EV+.TOP, TBL
U-235	NF	DUB	6		KIEV 134	77	RJABOV+.TOP, SIG, GRAPH
U-235	ALF	DUB	1.0 ² ₆	1.0 ⁵	KIEV 134	77	RJABOV+.TOP, ALF(NEUT-E), GRAPH
U-235	NFY	MIF	6		KIEV 192	77	GUDKOV+.GE-LI, FISS PRODUCTS YLD, TBL
290 ✓ U-238	NFY	CCP	1.4 ⁷ ₆		KIEV	77	PETRZHAK+.YLD IE-131, 132, 134, 136, TBL
✓ U-238	NFY	MIF	6		KIEV 192	77	GUDKOV+.YLD NEUCL, TBL
U-238	DIN	IJE	6.0 ⁶ ₆	3.0 ⁷	KIEV	77	KRASIN+.CALCUL, +N, N'F, GRAPH
U-238	N2N	IJE	6		KIEV	77	KRASIN+.CALCUL, +N2NF, GRAPH
U-238	N3N	IJE	6		KIEV	77	KRASIN+.N3N, CALCUL, +N, 3NF, GRAPH
U-238	NF	FBI	0.0 ⁰ ₆	1.0 ⁷	KIEV 144	77	PURSOV+.SIG FISS RELAT U-235, GRAPH
U-238	NFY	MIF	6		KIEV 192	77	GUDKOV+.GE-LI, FISS PRODUCTS YLD, TBL
✓ Np-237	NF	RI	1.5 ⁷ ₇		KIEV 155	77	ALKHAZOV+.C ⁶ INC, CFD, SIG=2.430+-0.047
✓ Np-237	NF	RI	7		KIEV 158	77	ADAMOV+.SIG=1442+-23 MB
✓ Np-237	NFY	CCP	1.4 ⁷ ₇		KIEV	77	PETRZHAK+.YLD IE-131, 132, 134, 136, TBL
✓ Pu-239	NF	RI	1.5 ⁷ ₇		KIEV 155	77	ALKHAZOV+.C ⁶ INC, CFD, SIG=2.620+-0.046
✓ Pu-239	NF	RI	7		KIEV 158	77	ADAMOV+.SIG=1861+-30MB
✓ Pu-239	NFY	CCP	7		KIEV 258	77	KONDUROV+.YLD ALPHA-PART, GRAPHS

✓	Pu-239	HPY	RI	1.4 ⁷		KIEV	77	PETRZHAK+.YLD, IE-131, 132, 134, 136, TBL
✓	Pu-239	HPY	MIF	6		KIEV	192	GUDKOV+.YLD HEUGL, TBL
	Pu-239	NU	NIR	1.0 ⁴	4.0 ⁶	KIEV	205	NEPEDOV+.TOP, E-SPEC, GRAPH
✓	Pu-239	DIN	FEI	1.4 ⁷	6	KIEV	210	ANUPRIENKO+.TOP, NEUT-E, GRAPH
✓	Pu-239	NU	KUR	6		KIEV	221	VASIL'EV+.TOP, TBL
✓	Pu-239	NU	NIR	THR		KIEV	188	BASOVA+.NU(NEUT-E), GRAPH
	Pu-239	NG	IJE	1.0 ⁵	3.0 ⁷	KIEV	77	SUKHOVICKY+.REAC NGP, GRAPH
	Pu-239	ALP	FEI	1.0 ²	1.0 ⁶	KIEV	77	KONONOV+.AVG VALUE, TBL, GRAPH
	Pu-239	HP	DUB	6		KIEV	134	RJABOV+.TOP, SIG, GRAPH
	Pu-239	ALP	DUB	1.0 ²	1.0 ⁵	KIEV	134	RJABOV+.TOP, ALP(NEUT-E), GRAPH
	Pu-239	HP	FEI	0.0 ⁰	1.0 ⁷	KIEV	144	FURSOV+.SIG, FISS RELAT U-235, GRAPH
	Pu-239	HPY	MIF	6		KIEV	192	GUDKOV+.GE-LI, FISS PRODUCTS YLD, TBL
	Pu-240	HP	FEI	0.0 ⁰	1.0 ⁷	KIEV	144	FURSOV+.SIG, FISS RELAT U-235, GRAPH
291	Pu-241	EVL	IJE	1.0 ⁻⁴	1.5 ⁷	KIEV	77	KON'SHIN+.SIG, WDG, GRAPH
	Pu-241	HP	FEI	0.0 ⁰	1.0 ⁷	KIEV	144	FURSOV+.SIG FISS RELAT U-235, GRAPH
	Pu-242	HP	FEI	0.0 ⁰	1.0 ⁷	KIEV	144	FURSOV+.SIG FISS RELAT U-235, GRAPH
	Am-242	HPY	CCP	7		KIEV	258	KONDUROV+.YLD ALPHA-PART, GRAPH
✓	Cf-252	SPN	RI	1.0 ⁴	1.0 ⁷	KIEV	197	BLINOV+.TOP, NEUT-SPEC, GRAPH
✓	Cf-252	SPN	RI	1.0 ⁶	5.0 ⁶	KIEV	201	BATEKOV+.TOP, NEUT-SPEC, GRAPH
	Cf-252	NU	NIR	SPN		KIEV	205	NEPEDOV+.TOP, E-SPEC, GRAPH
✓	Cf-252	NU	KUR	6		KIEV	221	VASIL'EV+.TOP, TBL
✓	Cf-252	NU	NIR	SPN		KIEV	188	BASOVA+.NU(NEUT-E), GRAPH
✓	Cf-252	SPN	NIR	6		KIEV	230	ANDREICHUK+.TOP, YLD, RELAT 90DEG, TBL

СО Д Е Р Ж А Н И Е

С е к ц и я IY

Сечения и другие характеристики процесса деления
тяжелых ядер нейтронами

Gayther D.V., Thomas B.W.	
Measurement of the neutron capture and fission cross- sections of ^{241}Am	3
Измерение сечений захвата и деления ^{241}Am	
Gaiocoli F., Nifenecker H.	
Etude de la rupture de paires de protons dans la fission nucleaire	16
Изучение разрыва пар протонов в процессе деления	
Кучко В.Е., Ципеник Ю.М., Игнатик А.В., Остапенко Ю.Б., Смиреньки Г.Н., Солдатов А.С.	
Normal isomer shelf and the penetrability of double- barrier	21
The normal isomer shelf and the penetrability of double- humped barrier	
Лайтан А., Кечкемети Й., Клуце Д., Петрович Г., Дьяченко П.П., Пиксайкин В.М.	
Spectrum of prompt neutrons from the ^{235}U fission in the energy range from 30 keV to 1 MeV	26
Fission neutron spectra of ^{235}U in the region 30 keV to 1 MeV initiated by thermal neutrons	
Dezaõ Z., Csikai J.	
Average cross sections for the ^{252}Cf neutron spectrum	32
Средние сечения нейтронных реакций для спектра нейтронов деления ^{252}Cf	

Saruana J., Boldeman J.W., Walsh R.L. $\bar{\nu}_p$ for neutron fission of ^{232}Th near threshold	44
Число вторичных нейтронов деления $\bar{\nu}_p$ для ^{232}Th	
Saruana J., Boldeman J.W., Walsh R.L. Fission fragment angular distributions for neutron fission of ^{232}Th and their interpretation with a triple-humped fission barrier	52
Угловое распределение осколков деления ^{232}Th и его интерпретация с помощью трехгорбого барьера	
Игнатик А.В., Истеков К.К., Смиренин Г.Н. Роль парных корреляций и коллективных эффектов при описании вероятности деления ядер	72
Role of the pair correlations in the description of heavy nuclei fission	
Адеев Г.Д., Филипенко Л.А., Дёссинг Т. Статистические расчеты зарядового распределения осколков деления	78
Statistical calculations of the fission fragments charge distribution	
Адеев Г.Д., Филипенко Л.А. Распределение ядерной плотности в капельной модели и разделение заряда при делении	84
Nuclear density distribution in the droplet model and charge splitting by fission	
Адеев Г.Д., Филипенко Л.А., Черданцев П.А. Изотопные и зарядовые распределения осколков деления компаунд-ядер, образуемых в реакциях с тяжелыми ионами...	89
Isotope and charge distributions of fission fragments of compound nuclei in the heavy ions reactions	
Курочкин С.Г., Черданцев П.А. Предравновесные угловые и энергетические распределения нейтронов деления	94
Pre-equilibrium and energy distributions of fission neutrons	
Черданцев П.А. Временное описание деления атомных ядер	98
Description in time of the atomic nuclei fission	

Игнатик А.В., Иткис М.Г., Мульгин С.И., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н.	
Эффективные моменты инерции ядер с предельно большой деформацией	102
Effective inertia moments of the extremely deformed nuclei	
Бейзин С.Д., Игнатик А.В., Иткис М.Г., Мульгин С.И., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н.	
Исследование структуры барьеров деления доактинидных ядер	107
Study of preactinide nuclei fission barrier structure	
Мурадян Г.В., Щепкин Ю.Г., Адамчук Ю.В., Устроев Г.И.	
Исследование нейтронных сечений и квантовых характеристики ядерных уровней на основе спектрометрии множественности излучений возбужденных ядер	112
Study of neutron cross-sections and nuclear levels quantum characteristics on the base of excited nuclei multipli- city radiation spectrometry	
Адамчук Ю.В., Восканян М.А., Жук В.И., Марков Д.А., Мурадян Г.В., Устроев Г.И., Харитонов А.Д., Щепкин Ю.Г.	
Методика измерения нейтронных сечений и квантовых характеристик ядерных уровней	113
Neutron cross sections and nuclear levels quantum characte- ristics measuring technique	
Мурадян Г.В., Устроев Г.И., Щепкин Ю.Г., Адамчук Ю.В., Восканян М.А., Прокофьева Л.Ю.	
Измерение сечений деления, захвата и альфа-урана-235	119
Measurement of the cross-sections, capture and α -value for ^{235}U	
Пяк-Пичак Г.А.	
Деление с вылетом α -частицы	126
Fission with the α -particle emission	
Хуравлев К.Д., Крошкин Н.И., Карин Л.В.	
Сечения деления ^{235}U нейтронами с энергиями 2, 24, 55 и 144 кэВ	131
Fission cross-sections of ^{235}U for neutrons with energies 2, 24, 55 and 144 keV	

- Рябов Ю.В.
 Абсолютные измерения $\frac{\sigma_{nf}(Pu-239)}{\sigma_{nf}(U-235)}$ и $\frac{\alpha(Pu-239)}{\alpha(U-235)}$ в резонансной области энергии 134
 Absolute measurements of $\frac{\sigma_{nf}(Pu-239)}{\sigma_{nf}(U-235)}$ and $\frac{\alpha(Pu-239)}{\alpha(U-235)}$
- Борухович Г.З., Иванов К.Н., Петров Г.А., Петухов А.К., Щербачков О.А.
 Множественность гамма-квантов при делении урана-235 резонансными нейтронами 138
 Multiplicity of γ -quanta in ^{235}U fission by resonance neutrons
- Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Смиренкин Г.Н.
 Измерение сечений деления быстрыми нейтронами ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu относительно сечения деления ^{235}U 144
 Measurement of ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu fast neutron fission cross-section ratios with respect to ^{235}U fission cross-section
- Алхазов И.Д., Коваленко С.С., Косточкин О.И., Малкин Л.З., Петржак К.А., Соколов А.М., Фомичев А.В., Шапов В.И.
 Абсолютные измерения сечений деления ^{233}U , ^{237}Np и ^{239}Pu нейтронами с энергией 14,8 МэВ 155
 Measurement of ^{233}U , ^{237}Np , ^{239}Pu fission-cross sections with 14,8 MeV neutrons
- Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С., Кудрявцев Г.Ю., Петржак К.А., Плескачевский Л.А., Соколов А.М.
 Абсолютные измерения сечений деления ^{233}U , ^{237}Np и ^{239}Pu нейтронами делительного спектра ^{252}Cf 158
 Heavy nuclei fission cross-sections ^{233}U , ^{237}Np and ^{239}Pu by neutrons from ^{252}Cf fission spectrum
- Кукс И.М., Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б., Хлебников С.В., Шестаков Б.И., Шестакова И.А., Жучко В.Е., Циценко Ю.М.
 Деление ^{227}Ac нейтронами и γ -квантами 161
 Fission of ^{227}Ac by neutrons and γ -quanta

Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И.	
Влияние переходных состояний делящегося ядра тория-233 на кинетическую энергию осколков	167
Influence of the fissile nucleus ^{233}Th transition states on the kinetic energy of fragments	
Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И.	
Тонкая структура распределения осколков по массам при делении тория-232 нейтронами	171
Fine structure of the fragments yield in ^{232}Th fission by neutrons	
Лазарев Ю.А.	
Дисперсия энергетических распределений осколков деления ядер: экспериментальные данные и теоретические предсказания	175
Dispersion of the fission fragments energy distribution experimental data and theoretical predictions	
Воробьева В.Г., Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И., Поенару Д.	
Угловая анизотропия и асимметрия масс парных осколков при делении ^{232}Th нейтронами	183
Angular anisotropy and mass asymmetry of the pair fragments in ^{232}Th fission by neutrons	
Басова Б.Г., Рязанов Д.К.	
Эффект отдачи при эмиссии мгновенных нейтронов из осколков спонтанного деления ^{252}Cf	188
Recoil effect in the prompt neutrons emission from the fragments of ^{252}Cf spontaneous fission	
Гудков А.Н., Ливун В.М., Жуков И.В., Звонарев А.В., Коваленко В.Б., Колдобский А.Б., Колеганов Ю.Ф., Колобашкин В.М., Кулаковский М.Я., Ливень Н.С.	
Определение выходов продуктов деления тория-232, урана-233, урана-235, урана-238, плутония-239 быстрыми нейтронами....	192
Determination of the ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu fission products cumulative yields by fast neutrons	
Блинов М.В., Витенко В.А., Туз В.Т.	
Измерение спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf в широком интервале энергий	197
Measurement of the ^{252}Cf fission neutron spectrum form in the wide energy range	

Батенков О.И., Блинов М.В., Витенко В.А., Туз В.Т. К вопросу о тонкой структуре спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf	201
About the fine structure of ^{252}Cf fission neutron spectrum	
Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. Спектры мгновенных нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{252}Cf	205
^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{252}Cf fission prompt neutrons spectra	
Ануфриенко В.Б., Девкин Б.В., Кулабухов Ю.С., Суших С.Э., Тараско М.Э., Тимохин Л.А. Измерение спектров вторичных нейтронов на ядрах ^{239}Pu корреляционным методом	210
Measurement of the secondary neutrons spectra on ^{239}Pu nuclei by correlation method	
Ахмедов Г.М., Ставинский В.С. Влияние распределения энергии возбуждения осколков на спектр мгновенных нейтронов деления	216
Influence of the fragments excitation energy distribution on the prompt neutrons fission spectrum	
Васильев Ю.А., Барашков Ю.А., Голованов О.А., Сидоров Л.В. Методика измерений на 4π -спектрометре среднего числа вторичных нейтронов при делении ядер нейтронами кальфорния-252	221
4π -spectrometer method for the measurement of secondary neutrons average number in ^{252}Cf fission	
Захарова В.П. Связь выхода нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$ тяжелых ядер с оболочечными свойствами их осколков	225
Interconnection between the neutron yields per fission act $\bar{\nu}$ of heavy nuclei and the shell properties of their fragments	
Андрейчук Л.М., Коростылев В.А., Нефедов В.Н., Рязанов Д.К. Угловые спектры нейтронов тройного деления калифорния-252... Prompt neutrons angular spectra ^{252}Cf ternary fission	230

Воротников П.Е.	
О природе спонтанно делящихся изомеров	234
On nature of the spontaneous fissile isomers	
Воротников П.Е., Вуколов В.А., Колтыгин Е.А., Молчанов Ю.Д., Остроженко Г.А.	
Образование делящегося изомера в реакции $^{238}\text{U}(n,n')$	239
Formation of the spontaneous fissile isomer in the $^{238}\text{U}(n,n')$ reaction	
Бордуля А.П., Ежов С.Н.	
О спонтанно делящемся изомере ^{238}U	244
An isomer of ^{238}U spontaneous fission	
Арльт Р., Музиоль Г., Хоффман Д.	
Возбуждение спонтанно делящегося изомера ^{238m}U нейтронами с энергией 14 МеВ	247
Excitation of ^{238}U spontaneously fissionable isomer by 14 MeV neutrons	
Вальский Г.В., Варенцов В.Л., Каражанова Г.И., Николаев Д.В., Отчик Я.М., Петров Г.А., Плева Ю.С., Турашина К.И., Шапкин Г.Н.	
Установка для измерения спектра гамма-лучей, сопровождающих образование спонтанно делящегося изомера ^{242m}Am при взаимодействии ^{241}Am с тепловыми нейтронами	250
Set-up measurement of the γ -rays spectrum connected with the spontaneous fissile ^{242m}Am isomer formation in inter- action of ^{241}Am with thermal neutrons	
Поцeko Л.А., Руднев Ю.П., Петров Г.А., Кочубей Е.Ф.	
Исследование конверсионных электронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами	256
Study of conversion electrons in ^{235}U fission by thermal neutrons	
Грачев В.Т., Селиверстов Д.М., Смирнов Н.Н.	
Угловые и энергетические корреляции α -частиц при делении ^{235}U тепловыми нейтронами	257
Angular and energy correlations of light nuclei and fragments in ^{235}U fission by neutrons	

Кондуров И.А., Никитин А.М., Селиверстов Д.М.	
О выходе легких ядер при тройном делении	258
Yields of light nuclei in the ternary fission	
Белов А.Г., Гангровский Ю.П., Кучер А.М., Маринеску Г.М., Миллер М.Б., Харисов И.Ф.	
Поиски ветви запаздывающего деления при β -распаде изотопов ^{238}Pa и ^{232}Ac	263
Search of the delayed fission branch for β -decay of ^{238}Pa and ^{232}Ac isotopes	
Вторин В.А., Попов Ю.П.	
Оценка вероятности реакции $(n, \gamma f)$ на основе эксперимен- тальных данных о радиационной силовой функции мягких γ -переходов	268
Estimation of $(n, \gamma f)$ reaction probability on the base of experimental data about the soft γ -transitions radiative strength function	
Маршалкин В.Е., Повывшев В.М.	
Влияние переходных состояний на энергетическую зависимость числа мгновенных нейтронов деления	273
Influence of transient states on energy dependence of prompt neutron fission number	
Маршалкин В.Е., Повывшев В.М.	
Плотность переходных состояний ядра ^{240}Pu	278
Transient state density for ^{240}Pu nuclei	
Большов В.И., Александрова Э.А., Володин К.Е., Нестеров В.Г., Смиреньки Г.Н., Турчин Ю.М.	
Сравнение средних энергий нейтронов, испускаемых при делении ^{235}U , ^{239}Pu , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанном делении ^{252}Cf	284
Comparison of average energy for neutrons emitted in ^{235}U , ^{239}Pu , ^{239}Pu fission by thermal neutrons and in ^{252}Cf spontaneous fission	
Библиографический индекс работ книги "Нейтронная физика" (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.), ч.3 в Междуна- родной системе СИМДА	289

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы 4-й Всесоюзной конференции
по нейтронной физике, Киев, 18 - 22 апреля 1977 г.)

Часть 3

Подписано в печать 14.09.77 Т 16626 Формат 60x84 1/16
Бумага офсетная Печ.л.18,75 Уч.-изд.л.15 Тираж 500 экз.
Зак.тип.№689 Цена 1р.50к.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, ас/ящ 584

Цена 1 р. 50 к.