



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

¹¹⁸
INDC(СССР)-118
PART IV

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

АКАДЕМИЯ НАУК УССР

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть 4

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 4

Москва – 1977

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.4. М., 1977. 346 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

Секция У. ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ И ИХ ОЦЕНКА

Председатели: Л.Н.Усачев,
В.Н.Манохин

NEUTRON CROSS-SECTIONS FOR 22 MOST IMPORTANT FISSION PRODUCTS

E.Fort, J. Krebs, P.Ribon, Tran Quoc Thuong
(CEA - CEN Saclay - CEN Cadarache)

E.Menapace, M. Motta, G.Reffo
(CNEEN - Bologna)

INTRODUCTION

At the first IAEA Panel on Fission Product Nuclear Data held in Bologna in 1973, the reasons for a good knowledge of fission product cross sections have been outlined. Power reactor design, determination of nuclear fuel burn-up, cycles and fuel handling....

The work we present concerns 22 important fission products which represent about 90% of the total capture in fast reactors. It has been performed in a close cooperation between CNEEN and CEA. In addition to reliable cross sections, our aim was to obtain, as much as possible, a coherent set of parameters in order to verify the theories and build systematics of the major parameters.

In what follows we describe very briefly the techniques and the formalism we used.

I. THERMAL AND RESOLVED RESONANCES ENERGY RANGE

I.I. FORMALISM

I.I.I. CROSS SECTIONS

The single level Breit and Wigner formalism has been used. In order to reproduce the selected experimental thermal values, some additive resonances have been introduced, at positive or

negative energies E depending on the fact that their contribution to the capture cross section could have the form

$$\left(\frac{0.0253}{E}\right)^{1/2} \text{ or } \left(\frac{0.0253}{E}\right)^{1/2} \times \left(\frac{-E_{\lambda} + 0.0253}{E_{\lambda} + E}\right)^2.$$

The only exceptions were made for the isotopes Nd 144, Nd 148 and Sm 147 for which multilevel parameters were found in literature. The multilevel Breit-Wigner formalism with interference among resonances was therefore adopted for such isotopes in the calculation of elastic cross section and group cross sections.

I.1.2. CAPTURE RESONANCE INTEGRAL

As concerns the resonance capture integral calculations, Walker's formula has been applied. In addition to the resonances mentioned above, the contribution of the missing resonances has been taken into account by means of a "background cross section" determined elsewhere.

1.2. RESOLVED RESONANCE PARAMETERS

I.2.1. NUCLEI WITH EXPERIMENTAL DATA

In the resolved region the main sources of data for the compilation of the resonance parameters have been found in the CINDA 75 references and in the NEUDADA list of CGDN.

As a general rule, the following criteria have been adopted and, where possible, put together for the choice of data:

- i) Shape analysis of resonances has been preferred to the area analysis as a source of data, since the former is considered to be the most accurate and reliable one.
- ii) The Authors giving the most complete sequence of resonances have been preferred in order to save the internal consistency of the analysis performed by the experimentalist.
- iii) The most recent set of data has been assumed for an equal condition of accuracy.
- iv) The missing values of $\langle f_{\gamma} \rangle$ were filled with the average $\langle f_{\gamma} \rangle$ of the corresponding parity.

The published data have been completed for what concerns the orbital momentum assignment.

All the resonances, such as $g \Gamma_n^{l=0}(E) > 10x \langle g \Gamma_n^{l=1}(E) \rangle$ have been retained as sure "s" wave resonances.

The remaining resonances have been shared as "s" or "p" waves according as the quantity

$$P_p(g \Gamma_n) = \left\{ 1 + \frac{\mathcal{X}_s}{\mathcal{X}_p} \sqrt{\frac{\langle g \Gamma_n \rangle}{\langle g \Gamma_n \rangle}} \exp \left[\frac{g \Gamma_n}{2} \left(\frac{1}{\langle g \Gamma_n \rangle} - \frac{1}{\langle g \Gamma_n \rangle} \right) \right] \right\}^{-1}$$

(which is the probability to be a "p" wave) is smaller or greater than 0.5 (method due to Bollinger and Thomas) [1].

In the relations above the meaning of the symbols are:

$$\begin{aligned} \mathcal{X}_s, \mathcal{X}_p &= \text{number of } J \text{ states for } l=0,1, \text{ respectively} \\ \langle g \Gamma_{n_0}(E) \rangle &= \langle g \Gamma_{n_0}(1 \text{ eV}) \rangle \times \sqrt{E}, \\ \langle g \Gamma_{n_1}(E) \rangle &= \sqrt{E} V_1(Kr) \times \langle g \Gamma_{n_1}(1 \text{ eV}) \rangle \\ v_1(Kr) &= \text{penetration Factor} \end{aligned}$$

the quantities $\langle g \Gamma_{n_0}(1 \text{ eV}) \rangle$ and $\langle g \Gamma_{n_1}(1 \text{ eV}) \rangle$ result from a study which will be presented below.

Except for some very specific cases, the neutron width has never been attributed to the resonances for which this information was missing.

1.2.2. NUCLEI WITHOUT EXPERIMENTAL DATA

The isotopes, for which no resonance parameters have been measured at all or only few resonances have been analyzed, were treated as follows:

- resonance energy and Γ_n^0 values were randomly generated from the Wigner and Porter-Thomas distributions with mean parameters obtained by the systematics;
- several samples were generated until the capture thermal cross section and the effective resonance integral were reproduced within the experimental errors;
- the number of random generated resonances was established by the need of covering the total range below the lower limit of the statistical region. This limit was fixed looking at the experimental cross section behaviour, where existing, and at the average spacing adopted for generation.

I.3. BACKGROUND CROSS SECTIONS

These residual cross sections are an estimation of the contribution of the missing resonances. For elastic scattering cross section this contribution is small ($\sigma_s^{\text{residual}} \approx \frac{q\Gamma_n^2}{\Gamma_s}$) and can be neglected ($\Gamma_n \ll \Gamma_s$).

In the energy range where resonances are obviously missing the estimation, for the radiative neutron capture process, has been made by comparing the values of cross section, in some energy groups, calculated from the resonance parameters, with those given by an extrapolation of the statistical model. The random fluctuations in the distribution of these parameters have been taken into account.

II. STATISTICAL REGION

II.1. FORMALISM

II.1.1. UNRESOLVED REGION

The statistical model has been adopted with the Hauser-Feshbach formalism in which σ_x cross section for the x reaction (compound elastic or radiative capture) is proportional to the average value of the ratio $\Gamma_n \Gamma_x / \Gamma$. The last quantity is calculated taking the ratio of the mean values multiplied by a correction factor for the Porter-Thomas distribution of Γ_{nJ}^0 (with one or two degrees of freedom according to the number of the neutron open channels of proper J, s, values).

In the unresolved region the main values $\langle \Gamma_{nJ}^0 \rangle$ are deduced from the strength functions S_n^I (I=0,1,2) whereas in the continuum region the optical model penetrabilities are used.

S_0 and S_1 were obtained whenever possible, from the analysis of the resolved resonances in a consistent way with mean level spacing calculations.

The lacking values and the S_2 strength function were deduced from systematics, based on literature, and adjusted for the exigency to reproduce the experimental cross sections. The adopted S values are quoted in table 1.

The mean parameters are given in the unresolved region in order to permit the calculation of shielding corrections for the group libraries (e.g. the self-shielding factors in the ABW scheme [2]).

ISOTOPE	NO. OF RES.	THERMAL CAPTURE	REDUCED INTEGRAL	RESOLVED CONTRIBUTION	UNRESOLVED CONTRIBUTION	D^{∞} ev
MOLYBDENUM-100	26	1.9849E-01	3.5283E+00	3.4547E+00	7.3553E-02	520
MOLYBDENUM-95	55	1.4469E+01	1.1906E+02	1.1755E+02	1.5252E+00	89
MOLYBDENUM-97	68	2.4654E+00	1.3852E+01	1.2154E+01	1.6986E+00	65
MOLYBDENUM-98	24	1.6000E-01	7.7841E+00	7.7010E+00	8.3107E-02	730
TECHNETIUM-99	103	1.9946E+01	3.3962E+02	3.3619E+02	3.4282E+00	18.6
RUTHENIUM-101	29	2.9582E+00	9.5868E+01	8.5780E+01	1.0087E+01	16.7
RUTHENIUM-102	4	1.3741E+00	1.6346E+00	7.1009E-01	9.2455E-01	550
RUTHENIUM-103	9	6.5478E+01	5.7187E+02	4.9441E+02	7.7456E+01	7.5
RUTHENIUM-104	5	4.7000E-01	6.5191E+00	5.5208E+00	9.9830E-01	270
RHODIUM-103	277	1.5000E+02	1.0175E+03	1.0154E+03	2.0376E+00	26.4
PALLADIUM-105	61	1.4529E+01	7.9482E+01	7.0082E+01	8.6004E+00	10.0
PALLADIUM-107	6	2.0403E+01	2.5759E+02	2.1297E+02	4.4618E+01	5.5
SILVER-109	91	9.2002E+01	1.4073E+03	1.4035E+03	3.8600E+00	17.9
CESIUM-133	139	2.9600E+01	3.8499E+02	3.8259E+02	2.3924E+00	23.4
CESIUM-135	7	8.8839E+00	5.9402E+01	5.4349E+01	5.0533E+00	43.1
PRASEODYMIUM-141	136	1.0643E+01	1.3497E+01	1.3354E+01	1.4340E-01	132
NEODYMIUM-143	112	3.1533E+02	5.5245E+01	5.4378E+01	8.6706E-01	39.
NEODYMIUM-145	193	5.0034E+01	2.1476E+02	2.1347E+02	1.2904E+00	19.2
PROMETHIUM-147	42	1.9818E+02	2.1742E+03	2.1207E+03	5.3537E+01	5.5
SAMARIUM-149	92	4.0637E+04	3.4620E+03	3.3510E+03	1.1107E+02	1.95
SAMARIUM-151	121	1.5127E+04	3.2240E+03	3.1150E+03	1.0905E+02	0.90
EUROPIUM-153	79	4.5900E+02	1.4768E+03	1.2877E+03	1.8911E+02	1.06

II.1.2. OPTICAL MODEL REGION

The Optical model has been adopted above those energies where neutron d-wave contributions start being sizeable.

The various compound nucleus process cross sections were calculated according to the Hauser-Feshbach theory modified to account for the statistical fluctuation of widths.

The expression for a two channels c, c' cross-section (in $\pi \lambda^2$ units unless a statistical factor) is:

$$\sigma_{cc'}(E, E') = \frac{T_c(E) T_{c'}(E')}{T(E)} W_{cc'}(E)$$

$T_c(E), T_{c'}(E')$ being transmission coefficients in channels c, c' and $T(E)$ being the total transmission coefficient.

Neutron transmission coefficients have been calculated according to a local spherical optical model for all nuclei considered.

The factor $W_{cc'}(E)$ accounts for the statistical fluctuations of widths assumed to be distributed according to Porter Thomas distributions with one degree of freedom.

This formula has been extended to include continuum state excitation in residual nuclei.

$$d\sigma_{cc'}(E, E') = \frac{T_c(E) T_{c'}(E')}{T(E)} \rho_{c'}(E, E') dE'$$

where $\rho_{c'}(E, E')$ is the density of levels fed by channel c' . No width fluctuation correction was introduced where continuum level excitations were involved.

Computer code CERBERO [3] and FISINGA 2[4] have been used to calculate all compound nucleus binary cross sections, and particle emission spectra.

At higher energies where cascade processes take place, the optical model computer code ERINNI [5] has been used. This code works on the basis of an extension of Hauser-Feshbach formalism to describe multiple cascading emissions.

For the purpose of the present evaluation charged particle competitions have been neglected.

The transmission coefficients $T_{c'} = T_\gamma$ for γ -ray competitions were estimated according to Brink-Axel model [6], [7] and expressed as:

$$T_\gamma(E_\gamma) = \frac{2}{3} \pi \left(\frac{E_\gamma}{\hbar \lambda_c} \right)^2 \sigma_L(E_\gamma) N$$

where N is a normalization constant and $\sigma_L(E)$ is the photoabsorption cross section. Giant resonance parameters E_R, Γ_R were determined on the basis of the systematics given by ref [8]. Only elastic dipole transitions were considered.

II.3. TARGET NUCLEUS LEVEL SCHEME

A knowledge as accurate as possible of the target nucleus level scheme is essential in the calculation of the capture cross section and of secondary neutron spectrum. As a matter of fact, the capture cross section $\sigma_{n,\gamma}$ is roughly inversely proportional to the number of inelastic levels in the case where $\sigma_{n,\gamma} \ll \sigma_{\text{compound}}$.

The level schemes used were those published in the "Nuclear Data Sheets". They have been completed by the most recent experimental data, if any, and by virtual levels whose distribution should be statistically equivalent to the distribution of the missing levels. For this aim, we based our method on an interpolation between the density of the observed levels and the level density at the binding energy as given by Gilbert-Cameron [9], by a law $\rho(E) \approx K e^{E/T}$ or $\rho(E) \approx K e^{\frac{2\sqrt{QU}}{U^{3/2}}}$ depending upon the parity frequency being greater or less than 50%, respectively.

The spin assignment was based on the law $P(J) = (2J+1) \exp\left[-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}\right]$

II.3.1. ANALYSIS OF THE EXPERIMENTAL DATA

A real critical analysis (systematic study of parasitic effects, check of the estimation of their magnitude, complementary experiments in order to verify some particular assumptions of the authors,...) would have been a very long task. We limited our work to a renormalization of the data. Our reference cross sections were:

- ^{197}Au capture cross section from Poenitz [10] when this cross section was measured or used by the authors.
- ^{235}U fission cross section from Sowerby [11] for the renormalization concerning neutron flux measurements.

When some other cross sections were used as reference, such as $^{32}\text{S}(n,p)$, $^{31}\text{P}(n,p)$, we renormalized with respect to the data published in report BAWDC 95 "U".

The other data (branching ratio, internal conversion rate,...) were extracted from the "Nuclear Data Sheets" or "The Table of Isotopes, Sixth Edition".

The experimental data, even renormalized, are very often somewhat discrepant. The adjustment of the theoretical values

has been based on data chosen according to the experimental technique and in order to obtain satisfactory overlapping with averaged data in the resolved resonance region.

II.4. MEAN PARAMETERS DETERMINATION

Being classified according to the degree of sensitivity of the capture cross section, these parameters are $D^{l=0}$, $\langle \Gamma \gamma \rangle$, S^1 , whose meanings are obvious. They have been estimated by analysis of the resolved resonance parameter distribution, and then adjusted within the errors in order to fit the experimental data.

Special care has been taken for the determination of $D^{l=0}$ which is the most important parameter.

Several methods could be adopted for such determination. The most frequently used are the classical staircase method, the Dyson-Metha statistics [12], the missing level estimator [13] which is based on the fitting with a Porter-Thomas distribution for all the resonances which have a width greater than a threshold value.

All these methods have been applied to the present evaluations, but the results obtained by a new one were preferred. This method is based on the comparison between the chi-square distribution with one degree of freedom and the distribution of the experimental neutron reduced widths. The comparison is performed making use of the maximum likelihood method [14, 15].

In a selected energy interval ΔE this analysis gives:

- a) The total number N of resonances (observed + missing) of a given orbital momentum.
- b) The estimated average value $\langle g \Gamma_n^l \rangle$ within the same energy interval.
- c) Then D^1 and S^1 are obtained from the formulas $D^1 = \frac{\Delta E}{N}$ and $S^1 = \frac{\langle g \Gamma_n^l \rangle}{(2l+1)D^1}$. The last one must consistently give a value in good agreement with $S^1 = \frac{\sum g \Gamma_n^l}{(2l+1)\Delta E}$.

A test of consistency is obtained by comparing, in a proper energy subinterval, the frequency distribution of the resonance reduced widths with the Porter-Thomas distribution having the same estimated average $\langle g \Gamma_n^l \rangle$.

III - SUGGESTIONS FOR IMPROVEMENTS

III. 1 SYSTEMATICS

A systematic analysis, based on semi empirical arguments, has been performed in a consistent way on the trend of both the level density parameter "a" and radiative strength functions S_{γ} . (see figure).

The uncertainty on "a" systematic we adopted should still be considered of 2.5% to 5%, which is rather too high with respect to the required accuracies for cross-section calculations.

Accordingly, the recent efforts to apply Nilsson model [16] see worth while being further investigated.

The S strength functions have been obtained with accuracies at worse of one order of magnitude. Theoretical studies on the matter would be therefore desirable.

III. 2. OPTICAL MODEL POTENTIAL PARAMETERS

Different sets of optical model potential parameters were selected out of literature in order to fit data for the various nuclei. Namely Kawai [17] potential was used for a large amount of cases. Perey's [18] and Becchetti's [19] potential were also used for certain non spherical nuclei. Lagrange's potential, obtained by the so called "SPRT" method was utilized for Mo⁹⁸ [20].

The adopted optical model potential parameters (OMP) showed some unadequacies for describing inelastic cross-sections of lighter F.P., which rises the necessity of special OMP search. Lagrange's [21] methodology could be probably adopted for determining OMP according to isotopes families.

III. 3. WIDTH FLUCTUATIONS CORRECTION FACTOR

Recent work [22,23] on the width fluctuation correction factor gives information on how to extend this correction where channels decreasing to continuum levels in the residual nucleus are involved. In addition simplifications are given which allow for computer time reduction.

III. 4. REFERENCE DATA

Since 1975, date at which this work has been performed some improvements have been made concerning ^{197}Au capture cross section evaluation [25], and ^{235}U fission cross section measurements [26] which should have some consequences on the evaluation to which we referred.

III. 5. UNCERTAINTY ESTIMATES

Calculation of cross section covariances taking into account the inherent uncertainties due to the statistical nature of the model and the uncertainties on the model parameters could be usefully adopted for cross section uncertainty estimation [24]. In our work such an estimation has been done at one energy (25 KeV) only, looking at the spread of the selected experimental values with respect to the calculated value.

IV - CONCLUSIONS

As concluding remarks of the present study on the most important fission products the following statements may be made:

1. The needs of the reactor physicist seem to be almost satisfied by the joint information coming from the present work and from related integral experiments [27,28, 29,30].

2. However, for the others fission products experimental informations become scarce or absent. The evaluation of these FP will be more and more relevant to systematics. In order to improve such systematics and obtain significant theoretical interpretation that can be extrapolated to others nuclides, wider and/or more accurate experimental data are highly desirable. This is particularly true for what concerns:

- the resonance parameters
- Capture cross sections and inelastic cross sections at energies where they are the most sensitive to each main average parameters.

ACKNOWLEDGMENTS

Contributors to all the work here described, to whom our grateful thanks must be given are:

For CEA group: Mme LAURENT

For CNEN group: F.Fabrizi, T.Martinelli, A.Montaguti,
G.C.Panini, M.Vaccari, A.Ventura.

Special mention should be addressed in favor of CODR
SACLAY from which the experimental data have been obtained.

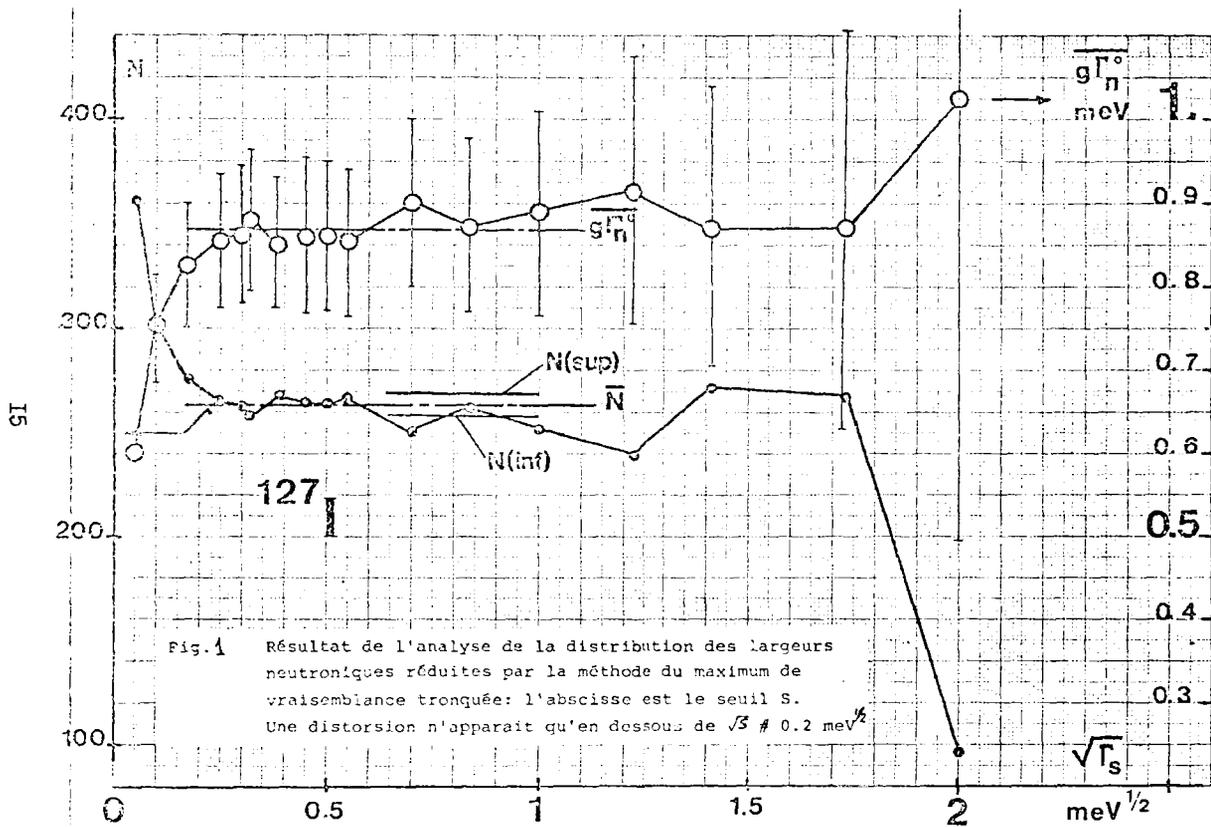
REFERENCES

1. Bollinger L.M., Thomas G.E. Phys. Rev. 171, 4, 1293
2. Abagyan L.P., Bazaziantz N.O., Bondarenko I.I., Nicolaev M.N. Us of multigroups constants of intermediate and fast neutrons for the purpose of reactor design. Moscow (1967).
3. Fabrizio F., Reffo G. CNEN Report RT/F1 (74) 36
4. G.Lecoq Rapport DRP/SMPNF 832/70
5. Fabrizio F., Reffo G. CNEN Report RT/F1 (77) in press
6. Brink D.M. Hand der phys vol. XI, 315 (1955) Springer Verlag
7. Axel P. Phys. Rev. 126, 671, (1962).
8. Carlos P. et Alii Nuclear Physics A 219, 61 (1974)
9. Gilbert A., A.G.W.Cameron Canadian Journal of Physics vol. 43, 1446 (1965)
10. Foenitz W.P. Proceedings of a symposium held at Argonne National Laboratory 21-23 Oct. 1971
11. Sowerby M.G., Patrick B.H., Mather D.S. AERE-R-7273
12. Dyson F., Mehta M.L. Journal of Mathematical Physics - Vol. IV, N5, 489
13. Keyworth G., Moore M.S., Moses J.D. ANL 7690 Argonne conference 1976
14. Ribon P., Fort E., Krebs J., Tran Quoc Thong. CEA-N-1882, NEANDC (E) 167 L
15. Tran Quoc Thong Thèse pour l'obtention du titre de docteur 3ème cycle Spécialité Physique Nucléaire - Université PARIS VII 1973.
16. Reffo G. Private communication
17. Kawai Jaeri H. Report M 5752, 1974
18. Perey F.G., Buck B. Nucl. Phys. 32, 353, (1962).
19. Becchetti F.D., Greenless G.W. Phys. Rev. 182, 1190 (1969)
20. Lagrange C. Private Communication
21. Delaroche J.P., C.Lagrange C., Salvy J. IAEA Consultants meeting on the use of nuclear theory in neutron nuclear data evaluation. Review paper N°5-TRIESTE 8-11 December 1975
22. Fabrizio F., Reffo G. To be submitted to NSE (1977)
23. Gruppelaar M., Reffo G. NSE in press
24. Gruppelaar M., Reffo G. IAEA Consultants Meeting on the use of nuclear Theory in neutron nuclear data evaluation - Contributed paper N°4 - TRIESTE - 8-11 December 1975.
25. Fort E. To be published
26. Gwin R., Silver E.G., Ingle R.W. and Weaver NSE 59, 79, 1976

27. Harker Y.P. et alii AWS national meeting on new developments in reactor physics and shielding p.613 KIAMESHA LAKE 1972
.. Heiboer R.J., Gruppelaar H., Dekker J.W.M., Jansen J. and Dragt J.B. Private communication.
29. Andreson -AB Proceedings of HELSINKI - Conference 1970 1970 CN.26/5
30. Langlet G. Private communication.

FIGURES CAPTION

- Fig. 1 - Example of determination of N and $g\sqrt{n}^2$ using the maximum of likelihood method applied to ^{127}I .
- Fig. 2 - Cumulative number of observed resonances of ^{101}Ru as a function of energy.
- Fig.3 - Experimental and theoretical distributions of the neutron reduced widths of the ^{101}Ru resonances of energies lower than 250 eV.
- Fig. 4- Distribution of the $\frac{g\sqrt{n}}{\sqrt{E}}$ as a function of energy for the ^{101}Ru resonances.
- Fig. 5 - Local systematic of "a".
- Fig. 6 - Local systematic of S_{γ} for even-odd target nuclei.
- Fig. 7 - Theoretical interpretation of inelastic cross section for some levels of ^{141}Pr (heavy FP) using some "generalized" OMP.
- Fig.8 and Fig. 9 - Same interpretation applied to ^{98}Mo (light FP)
- Fig. 10 - Improvements of ^{98}Mo inelastic cross sections fitting obtained by using LAGRANGE'S OMP.
- Fig. 11 - Capture cross section of ^{103}Rh .



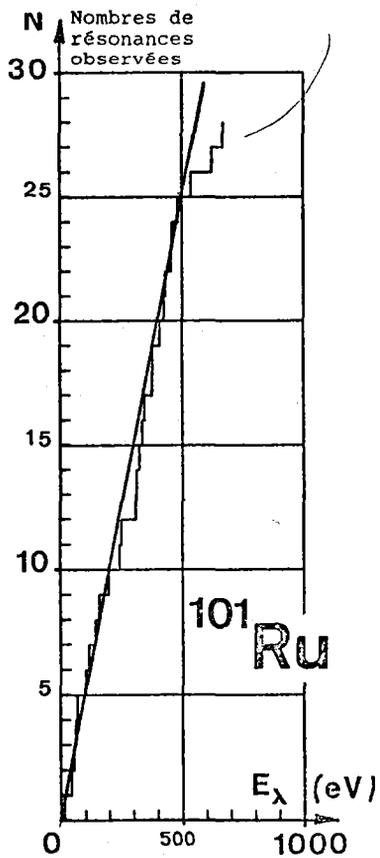


Fig.2 : Nombre de résonances identifiées en fonction de l'énergie.

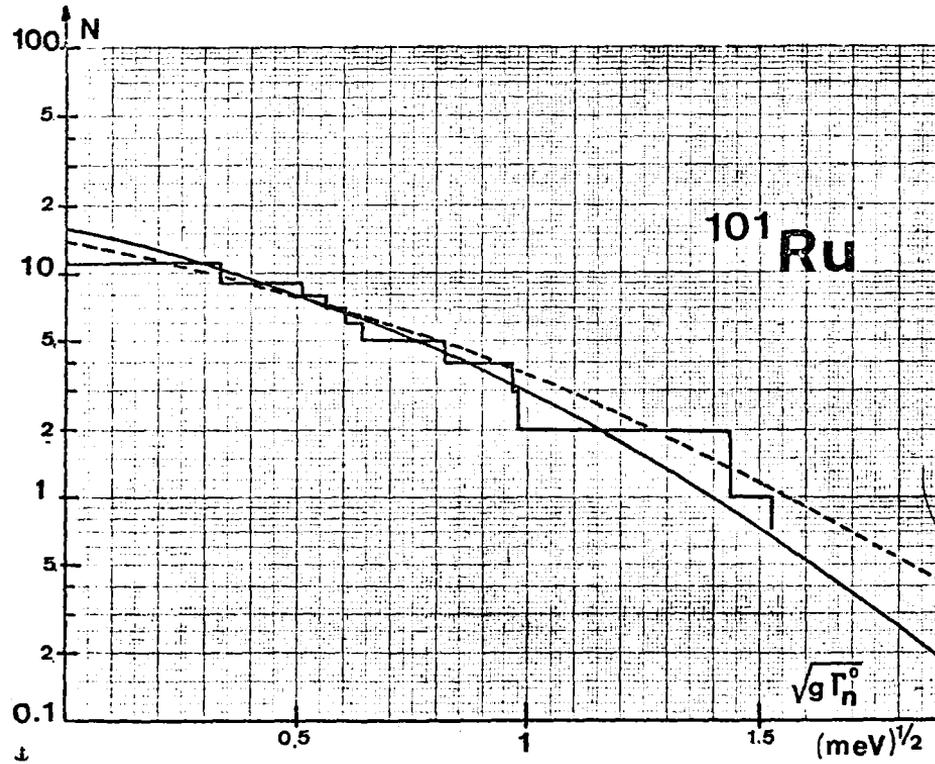


Fig.3 : Distribution de $g\Gamma_n^0$ pour les résonances en deça de 250 eV.

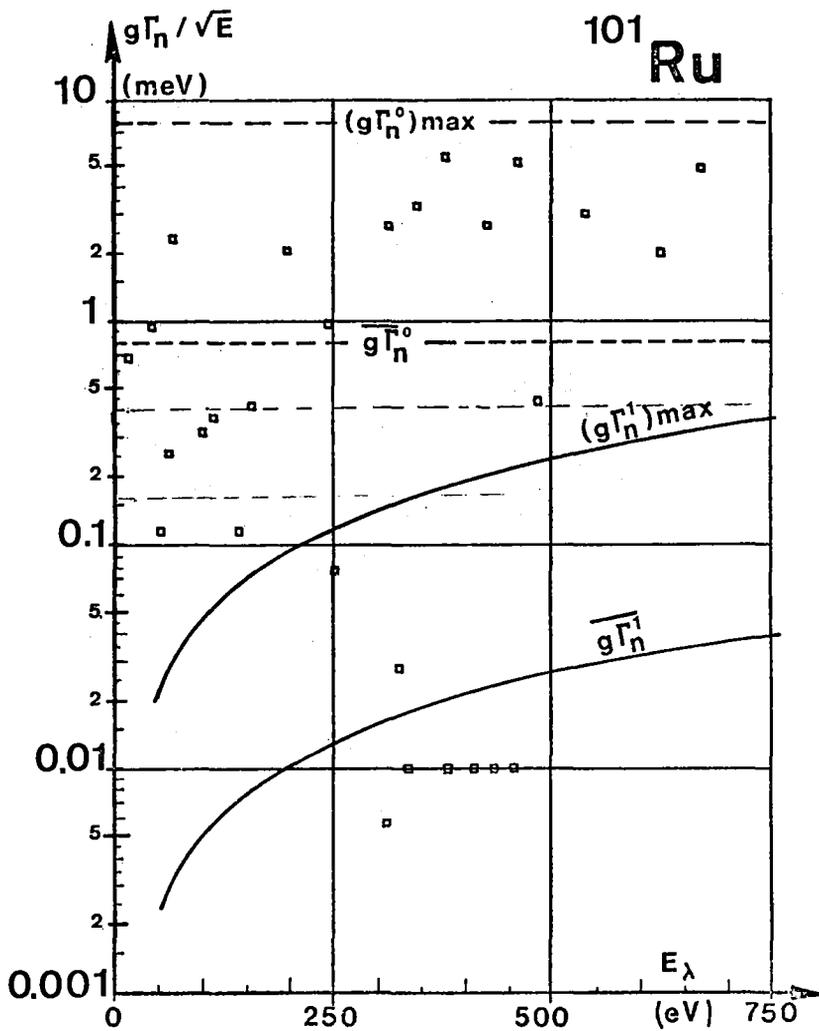


Fig.4 : Distribution de $g\Gamma_{n\lambda} / \sqrt{E_\lambda}$ en fonction de l'énergie.

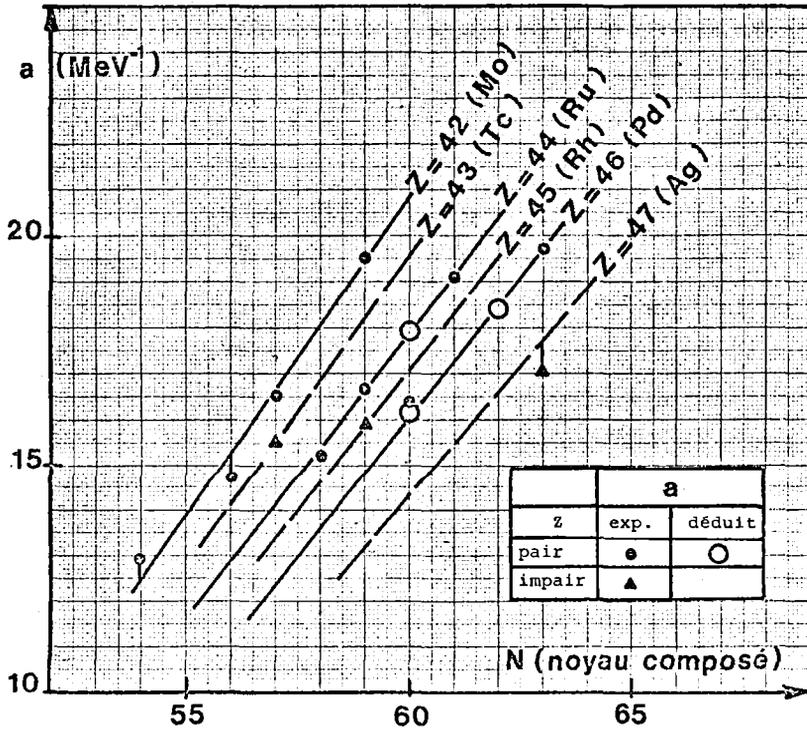


Fig. 5 - VALEURS DE a DEDUITES DES VALEURS DE \bar{D}

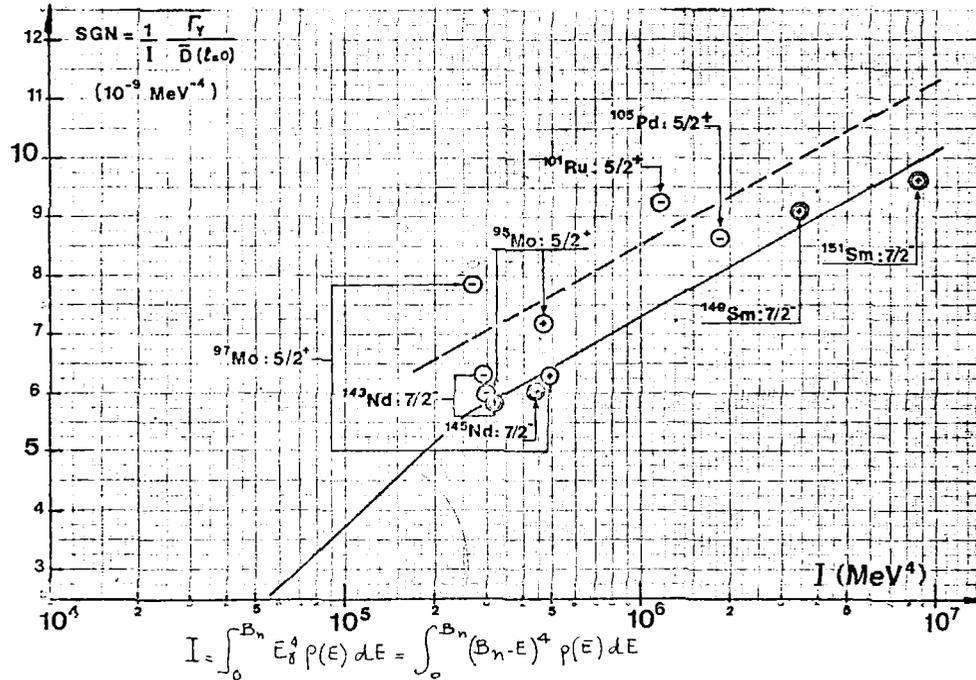


Fig. 6 - Systématique de Γ_γ pour les noyaux composés pairs pairs (noyaux cibles pi)

$^{141}\text{Pr} (n, n')$

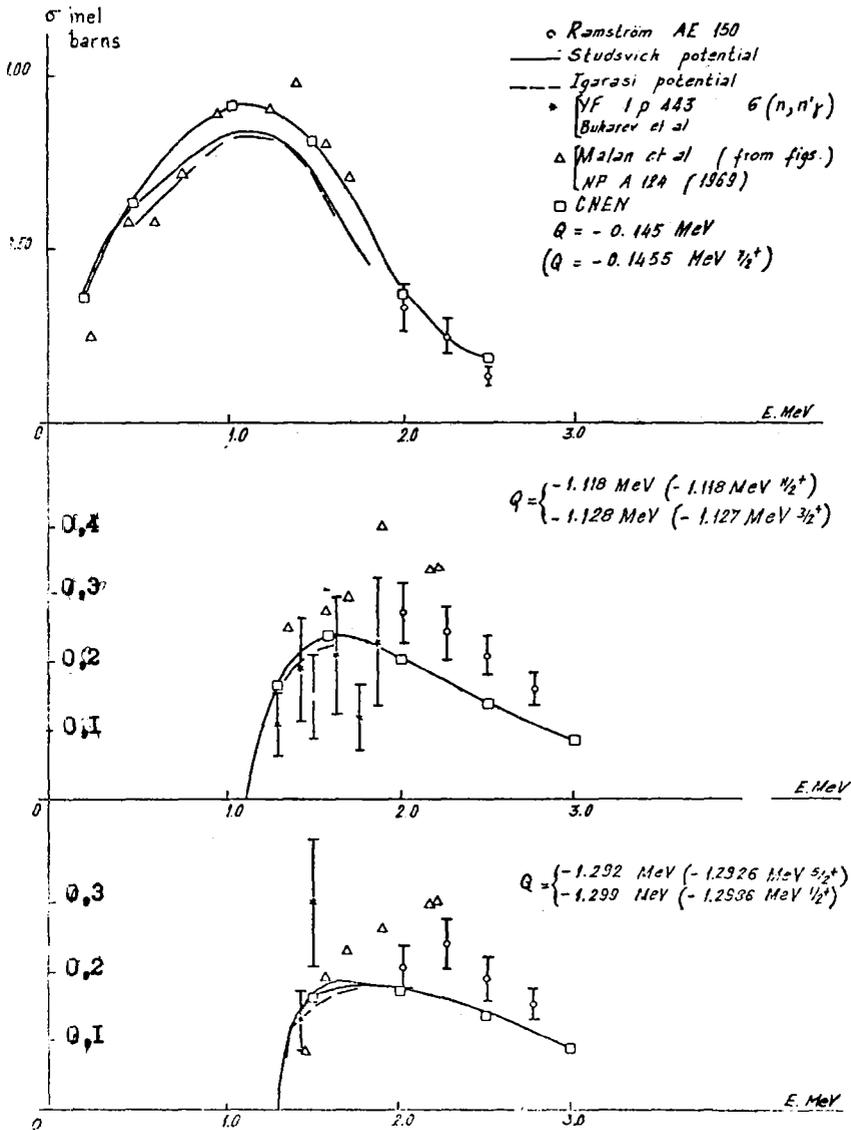
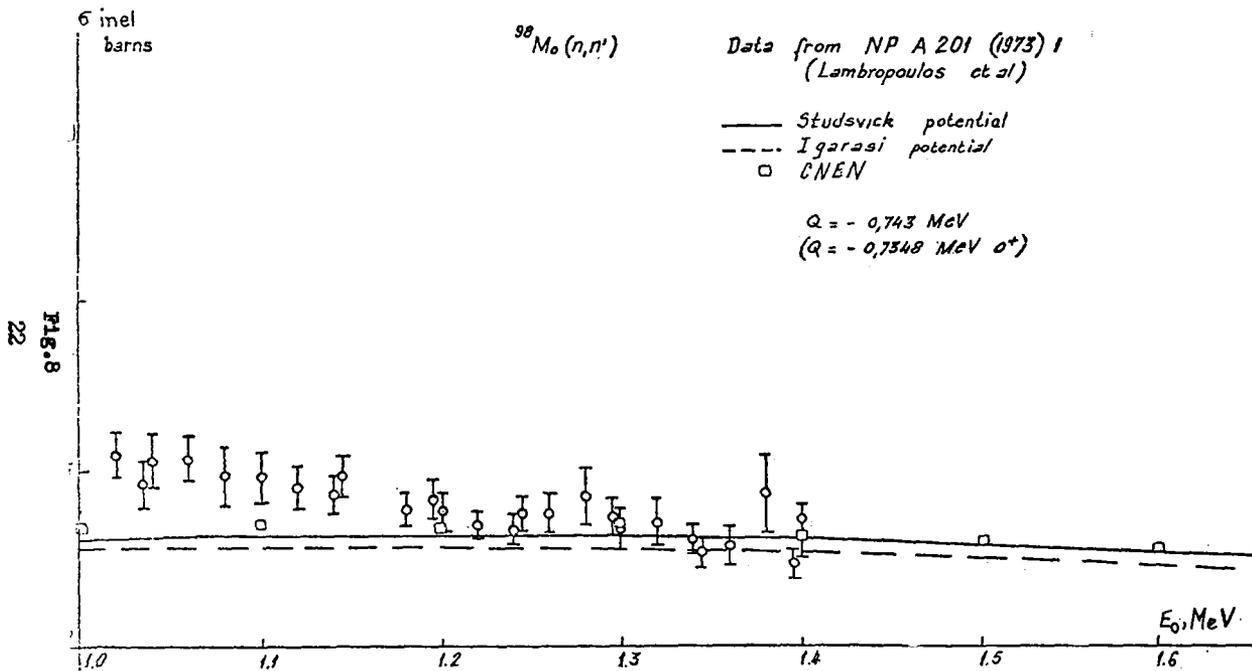


Fig. 7
21



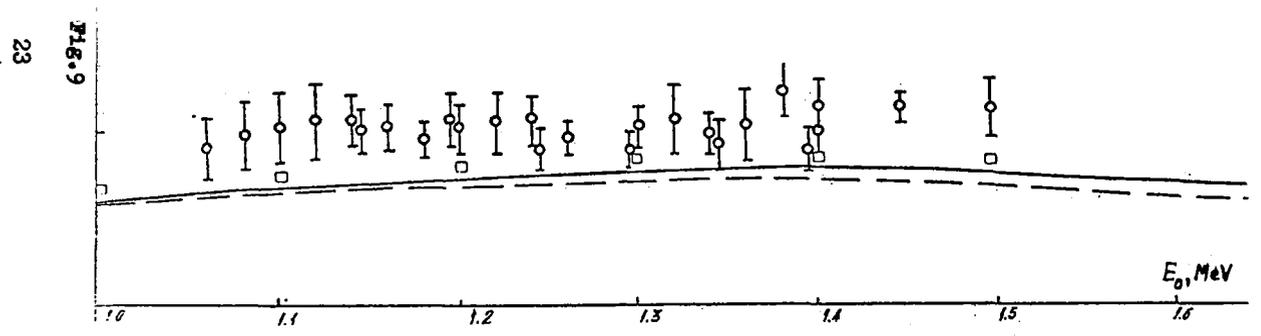
$^{88}\text{Mo} (n,n')$

Data from NP A 201 (1973) 1
(Lambropoulos et al)

5 inel
barns

— Studsvick potential
- - - Igarasi potential
□ CNEN

$Q = -0.795 \text{ MeV}$
($Q = -0.78 \text{ MeV } 2^+$)



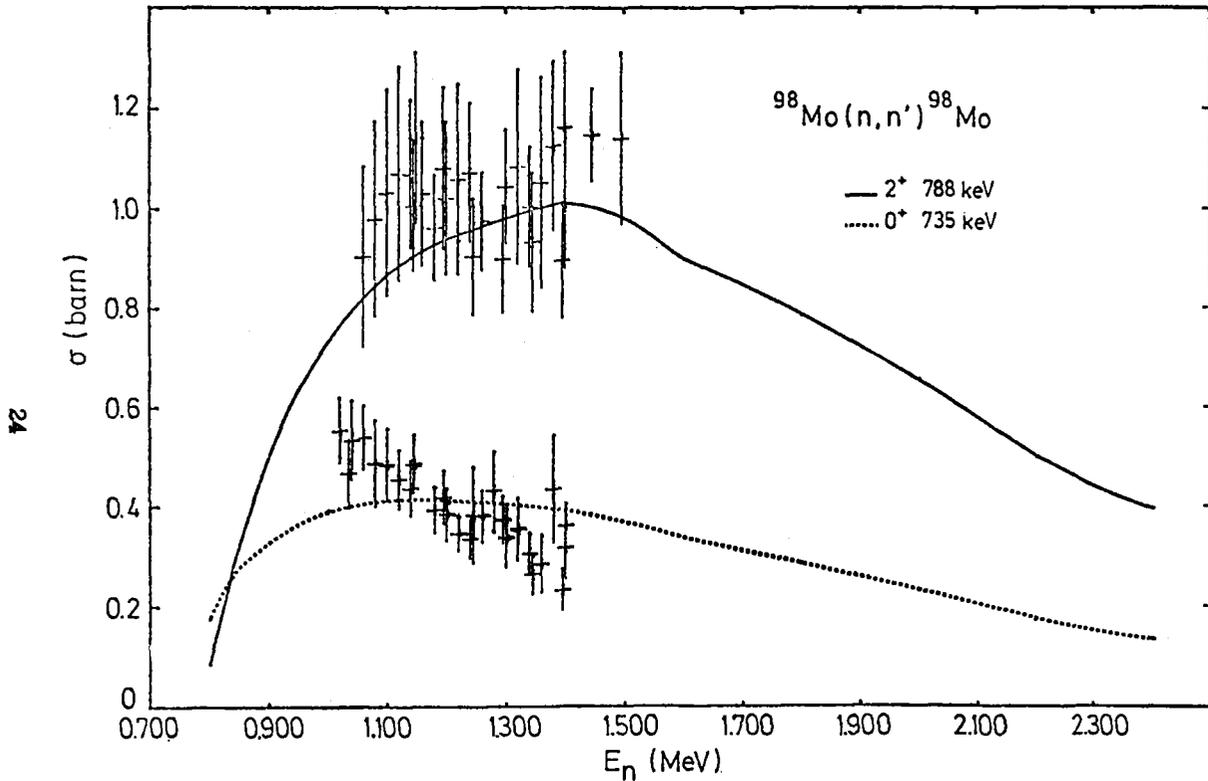


FIG. 10

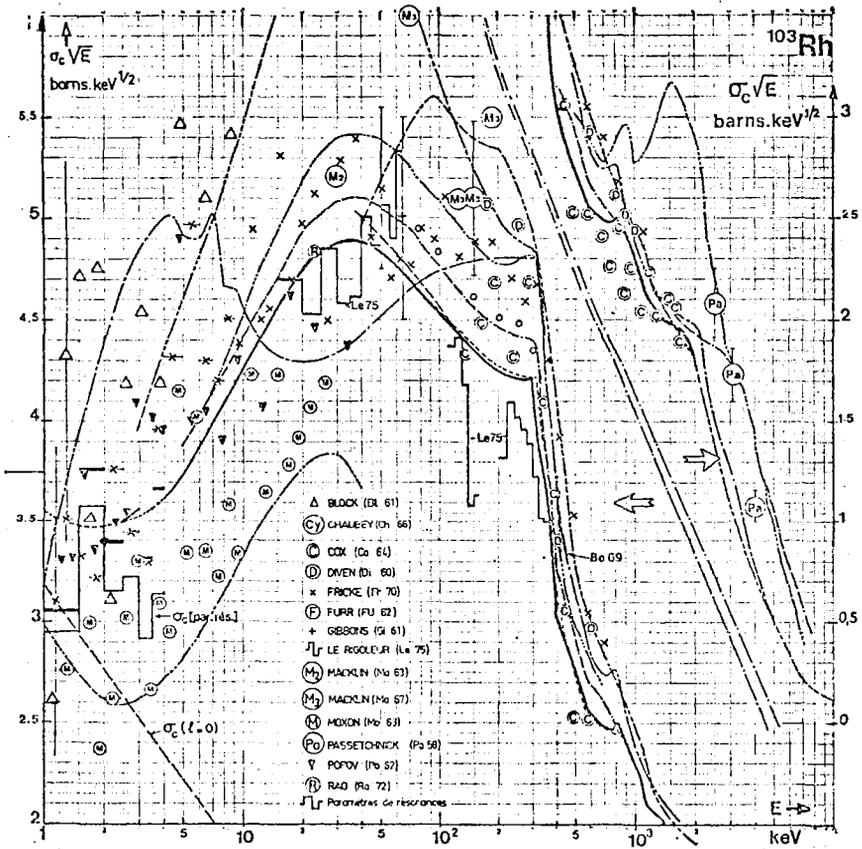


Fig. 11 - Sections efficaces de capture du ^{103}Rh

**RESONANCE REGION ANALYSIS AND RESONANCE
LADDERS**

S.Pearlstein

Energy auto-correlation functions are calculated for uranium-235 and 238 experimental data in the resolved and unresolved resonance region. The auto-correlation functions give information about the data relating to Doppler and resolution broadened resonance widths and inter-level spacings. Auto-correlation functions are also calculated for resonance ladders generated from resolved resonance parameter statistics. In general, only a few resonance ladders have auto-correlation functions that match the experimental data.

R e f e r e n c e s :

1. S.Pearlstein. "Auto-correlations of Data from Cross - section Measurements and Resonance Ladders". BNL - 22575, 1977.
2. S.Pearlstein. "Resonance Region Analysis Without Resonance Parameters". Nucl.Sci.Eng., 1975, 58, 354-360.

СМЕЩЕНИЕ ОЦЕНЕННЫХ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ
ДАННЫХ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ НАБОРА
ОЦЕНЕННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Л.Н.Усачев, Ю.А.Казанский, В.А.Дулин,
Ю.Г.Бобков

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

Новый набор 78 интегральных экспериментов описан в докладе и использован для оптимизации констант. Полученные смещения относительно оптимизированной системы констант для атомных реакторов ОСКАР-75, доложенной два года назад, невелики.

New set of 78 integral experiments is described and used for adjustment of constants. Obtained shifts to optimized system of constant for atomic reactors-OSCAR-75, reported two years ago are not big.

Два года назад на этой конференции была описана процедура получения оптимизированной системы констант для атомных реакторов ОСКАР-75 [1] [2] [3]. В докладе [2] приведены групповые константы, полученные из оцененных микроскопических ядерных данных, в докладе [3] — смещения этих групповых констант, полученные из условия наилучшего описания набора 48 интегральных экспериментов. Таким образом, указанная система констант определена работами [2] и [3].

На основе ОСКАР-75 проделаны расчеты стандартного реактора Бейкера [4] и отмечено для него значительное уменьшение коэффициента воспроизводства — от 1,36 для БНАБ-70 до 1,23±0,03.

К настоящему времени посвящена информация по большому числу новых интегральных экспериментов, выполненных как в СССР, так и за границей. Эти эксперименты выполнены так, что поправки, устанавливающие адекватность эксперимента и расчетной модели, невелики и их можно вводить с малой погрешностью. Это и было сделано, и тем самым библиотека оцененных интегральных экспериментов (БОИНЭ) в Центре по ядерным данным существенно пополнена и насчитывает 78 экспериментов, из которых только 30 использовалось ранее при получении ОСКАР-75. Полный список экспериментов, имеющихся в БОИНЭ, для которых рассчитаны и коэффициенты чувствительности, приведены в таблице I.

Методы введения поправок или методы оценки интегральных экспериментов проверены как расчетным, так и экспериментальным путем и авторы уверены в их надежности. Что же касается погрешности поправок, то предполагается, что она составляет $\sim \frac{1}{3}$ вводимой поправки. В таблице 2 в качестве примера приведены величины поправок в ряде критических сборок (столбец 1) для отношения коэффициентов реактивности (столбец 2). В столбце 3 приводится экспериментальная величина [5], [6] для образцов нулевой толщины, в столбце 4 - ее расчетная величина для гомогенной среды в P_1 - приближении по программе M26 [7] с константами БНАБ-70 [8], в столбце 5 - эта же величина с учетом разблокировки среды, в столбце 6 - эта же величина еще и с учетом гетерогенной структуры критсборки [10], [9], в столбце 7 - эта же величина с учетом еще и конечной ширины группы [11].

Результаты расчета с поправками (столбец 7) соответствуют расчетной модели адекватной реальной постановке эксперимента (столбец 3).

Оптимизация констант была проведена при нескольких наборах интегральных экспериментов. Смещения при этом отсчитывались от ОСКАР-75. Использование только советских или только зарубежных экспериментов дало те же смещения, что и использование полного набора. Это свидетельствует о взаимной согласованности экспериментов. Выделение набора экспериментов по методическому принципу дает некоторую разницу. Так, в таблице 3 в 1-м столбце приведены смещения для полного набора экспериментов, во 2-м столбце - по набору без отношений сечений, в 3-м столбце - по набору без реактивностей и коэффициентов $K_{эф}$. В столбце 4 приведены смещения величин P_1 , S_p и S_R для U-235, Pu-239, U-238 по отношению к групповым константам [2], полученным из одновременной оценки $S_{суб}$ и других. В последней строке таблицы приведены значения изменения коэффициента воспроизводства относительно ОСКАР-75 для модельного реактора ОК-5. Изменения меньше погрешности, указанной для КБ по ОСКАР-75, равной $\pm 0,03$.

Новая система ОСКАР в стиле групповых констант Бондаренко будет сделана на основе совокупности последних оценок микроскопических ядерных данных с использованием описанных 78 интегральных экспериментов.

Таблица 1

БЭС-23	F8/F5, P9/F5, P9/P5
БЭС-26	F8/F5, P9/F5, P9/P5, PB/P9, PC/P9
БЭС-27	F8/F5, P9/F5, P9/P5, PB/P9, PC/P9
БЭС-28	F8/F5, P9/F5, C8/F5, PB/P9, P9/P5, PC/P5
БЭС-30	F8/F5, P9/F5, C8/F5, P9/P5, PB/P5,
БЭС-31	K, P9/F5, F8/F9, C8/F9, P9/P5, PB/P5, PC/P5
БЭС-33	K, P9/F5, F8/F9, C8/F9, P9/P5, PB/P5, PC/P5
ZPR-6-6A	K, F8/F5, C8/F5, P9/P5, P8/P5, PB/P5
ZPR-6-7	K, P9/F5, F8/F9, C8/F9, P9/P5, P8/P5, PB/P5, PB/P5, PC/P5
ZPR-3-48	F8/F5, P9/F5, C8/F5, F0/F5
ZEBRA-3	K, P9/F5, F8/F9, F0/F9, P9/P5, PB/P5
SNEAK-7A	K, P9/F5, F8/F9, C8/F9, P9/P5, P8/P5, PB/P5
SNEAK-7B	P9/F5, K, F8/F9, C8/F9, P9/P5, P8/P5, PB/P5

Таблица 2

1	2	3	4	5	6	7
БЭС-33-I	PB/P5	-0,96±0,03	-0,715	-0,715	-0,716	-0,715
	P9/P5	1,250±0,015	1,205	1,205	1,204	1,210
	PC/P5	-0,0057±0,0005	-0,0082	-0,0087	-0,0087	-0,0092
ZPR-YI-7	PB/P5	-0,945±0,045	-0,801	-0,801	-0,890	0,886±0,029
	P9/P5	1,21±0,02	1,18	1,18	1,17	1,17
	P12/P5	-0,0047±0,0002	-0,0083	-0,0087	-0,0074	-0,0077 ±0,0002

Таблица 3

	1	2	3	4
САР Pu-239, E1	-1,3	-2,5	1,2	-0,6
САР Pu-239, E2	0,4	-0,25	0,7	-0,1
САР Pu-239, E3	-4,6	-2,9	2	4,0

Продолжение табл.3

	1	2	3	4
FIS Pu-239, E1	-5,4	-7	0,4	-0,9
FIS Pu-239, E2	-2,9	-3,5	-0,9	-3,0
FIS Pu-239, E3	0,8	1,1	1,7	5,1
NUF Pu-239, E1	-0,4	-0,4	0	-
NUF Pu-239, E2	-0,11	-0,2	0	-
NUF Pu-239, E3	0	0,1	0	-
CAP U-235, E1	-1,7	-2,5	1	35
CAP U-235, E2	-5	-2,3	-1	15
CAP U-235, E3	-3,7	0,6	0	-7,4
FIS U-235, E1	-3	-3	3	-7
FIS U-235, E2	-2,3	-1,5	0,1	-5
FIS U-235, E3	-2,1	-0,6	0	-3,6
NUF U-235, E1	0	-0,1	0	-
NUF U-235, E2	0	-0,07	0	-
NUF U-235, E3	0,1	-0,15	0	-
CAP U-238, E1	-1,5	-3	1,4	-9,4
CAP U-238, E2	-4	-7	1,1	-13,7
CAP U-238, E3	-4	-6,2	-0,3	-11
FIS U-238, E1	0	-1,8	1,2	8,5
NUF U-238, E1	0,8	0	-0,1	-
KB ОК-5	-0,5	-2	-1	

E1- $0,8 < E < 10,5$; E2- $0,1 < E < 0,8$; E3 $E < 0,1$ МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Усачев Л.Н. и др. Структура деятельности по выработке ядерных данных для реакторов и других приложений. В кн. "Нейтронная физика", ч.1, М., ЦНИАТОМИНформ, 1976.

2. Бобков Ю.Г. и др. Сравнительный анализ групповых констант, полученных на основе библиотеки U_{KIN} и системы БНАБ-70. В кн. Нейтронная физика. ч.1, М. ЦНИИАТОМинформ, 1976.
3. Бобков Ю.Г. и др. Подгонка групповых констант по оцененным интегральным экспериментам. В кн. Нейтронная физика., ч1. М., ЦНИИАТОМинформ, 1976.
4. Бобков Ю.Г., Усачев Л.Н. Препринт ФЭИ-659, Обнинск, 1976.
5. Дулин В.А. и др. Некоторые физические исследования на быстрых критсборках БЭС-1. А.Э. (1976) т.40 с.377.
6. Дулин В.А., Мамонтов В.Ф. Препринт ФЭИ-392, Обнинск, 1973.
7. Николайшвили Ш.С. и др. Методы и программы в кн. "Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума", т.1, М., ЦНИИАТОМинформ, 1970.
8. Абагян Л.П. и др. Препринт ФЭИ-525, Обнинск, 1975.
9. Горбатов Н.Е. и др. Исследование эффективности различных материалов в быстрой сборке БЭС-16. В кн. "Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума", т.2, М., ЦНИИАТОМинформ, 1970.
10. Дулин В.А. Влияние гетерогенной структуры быстрых критсборок на величину коэффициентов реактивности, Ядерные константы, вып.21, М., Атомиздат, 1976 (146).
11. Дулин В.А. Влияние группового приближения на величину коэффициентов реактивности. Ядерные константы, вып.21, М., Атомиздат, 1976, (134).

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ "СТАНДАРТНОГО" БЫСТРОГО РЕАКТОРА
С УЧЕТОМ РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ

А.И. Воропаев, А.А. Ваньков, М.Ф. Троянов

(ФЭИ ГК АЭ СССР)

Сравниваются результаты расчетов стандартного быстрого реактора с использованием последних версий констант. Получены компоненты расхождения КВ и Кэф по отношению к расчету БНАБ-70 методом коэффициентов чувствительности.

The results of standard fast reactor calculations with the use of new nuclear data systems are compared. The constituents of divergency related to ABN results are analysed by the sensitivity coefficients method.

В 1975 г. по инициативе ФЭИ были повторены расчеты стандартного реактора [1] с использованием последних версий констант СССР (БНАБ-70, ОСКАР-75) [2,3], США ($ENDF/B \bar{V}$) [4], Англии (FD-5) [5] и Франции (CADARACHE-III).

Таблица I

Параметры критичности и воспроизводства

Система констант	КВ	КВА	Критзагрузка $^{239}\rho_U$ [кг]	Отличие от БНАБ-70 ($\% \frac{\Delta K}{K}$)
БНАБ-70	1,39	0,764	999,1	0
ОСКАР-75	1,23	0,713	955,9	-1,7
CADARACHE-III	1,33	0,748	945,3	-2,2
FD5	1,34	0,753	928,8	-3,0
$ENDF/B \bar{V}$	1,30 ¹	0,755 ¹	970,6	-1,0
Оценка на основе работ [7]	1,33 ²	0,720 ²	960 ²	-1,5

Примечание: 1) внесена поправка на отличие Кэф от единицы в исходном расчете; 2) оценка сделана в результате анализа экспериментов на больших плутониевых критсборках.

Сравнение расчетных функционалов

	БНАБ-70	ОСКАР-75	CARNAVAL-III	FDS	ENDF/B IV
V_9^A	2,937	2,920 (-0,6%)	2,925 (-0,4%)	2,942 (+0,2%)	2,901 (-1,2%)
α_9^A	0,289	0,324 (+12%)	0,314 (+8,6%)	0,302 (+5%)	0,303 (+4,8%)
C_8^A/j_9^A	0,167	0,145 (-13%)	0,150 (-10%)	0,147 (-12%)	0,155 (-7,2%)
j_8^A/j_9^A	0,0252	0,0242 (-4%)	0,0236 (-6,3%)	0,0255 (+1%)	0,0243 (-3,6%)
C_{ss}^A/j_9^A	0,0047	0,0061 (+30%)	0,085 (+6%)	0,0065 (+38%)	0,0079 (+68%)
V_8^A	2,809	2,750 (-2,1%)	2,873 (+2,3%)	2,770 (-1,4%)	2,741 (-2,4%)
C_8^A/j_8^A	0,172	0,153 (-11%)	0,149 (-14%)	0,146 (-15%)	0,156 (-9,1%)
утечка из экрана	33,5	50 (+50%)	34,5 (+3%)	44,7 (+33%)	25,8 (-22%)
j_9^A	1,800	1,857 (+3%)	1,836 (+2%)	1,870 (+4%)	1,864 (+3,5%)

Примечание: 1) индексы 9, 8, ss относятся к ^{239}Pu , ^{238}U , нерж. стали; А - активная зона, Э - экран; 2) цифры в скобках - разница в % с расчетом БНАБ-70; 3) нормировка на 1000 рождений нейтронов в активной зоне и экране реактора.

Таблица 3

Основные составляющие различия в КВ (абсолютные единицы) по отношению к расчету БНАБ-70

Параметр	ОСКАР-75	САДАР-III	FDS	EMDFB-IV
V_g^A	-0,016	-0,010	+0,005	-0,032
α_g^A	-0,067	-0,048	-0,025	-0,027
C_s/t_g^A	+0,014	+0,010	+0,013	-0,008
V_g^A	-0,008	+0,009	-0,005	-0,009
t_s/t_g^A	-0,010	-0,016	+0,003	-0,009
C_{ss}/t_g^A	-0,013	-0,003	-0,017	-0,031
Утечка	-0,053	-0,003	-0,036	+0,025
Прочие	-0,01	0	+0,01	-0,01
Итого...	-0,16	-0,06	-0,05	-0,09

Таблица 4

Основные составляющие различия в Коэф (% Δ Коэф) по отношению к расчету БНАБ-70

Параметр	ОСКАР-75	САДАР-III	FDS	EMDF-IV
V_g^A	-0,5	-0,3	+0,2	-1,0
C_s/t_g^A	+3,6	+2,8	+3,4	+2,0
V_g^A	-0,3	+0,3	-0,2	-0,3
α_g^A	-1,0	-0,7	-0,4	-0,4
t_s/t_g^A	-0,3	-0,5	+0,1	-0,3
C_{ss}/t_g^A	-0,4	-0,1	-0,5	-1,0
Утечка	-1,7	-0,1	-1,1	+0,7
Прочие	-1,1	-3,6	-4,5	-1,6
Итого...	-1,7	-2,2	-3,0	-1,0

В табл. I даны результаты расчетов параметров воспроизводства и критзагрузки. Можно отметить: а) более низкое по сравнению с БНАБ-70 значение КВ во всех расчетах. Система ОСКАР предсказывает наиболее низкое значение КВ; б) значи-

тельное различие в критзагрузке, существенно превышающее обычно заявляемые точности $\pm 0,5\% \Delta K/K$. В табл.2 даны расчетные значения средних по активной зоне скоростей реакций и утечки нейтронов из экрана. Имеет место расхождение в величинах $\sqrt{9}$, $\sqrt{8}$, c^8/f^9 , утечки нейтронов из реактора.

Исходя из одnogруппового нейтронного баланса были найдены коэффициенты чувствительности КВ (с учетом компенсации реактивности обогащением) и $K_{эф}$. Вычисления на их основе компоненты расхождений КВ и $K_{эф}$ по отношению к расчету по НАБ-70 приведены в табл.3,4. Основные различия в КВ связаны с различием величин α^9 , $\sqrt{9}$ и утечки нейтронов из реактора. Понижение величины c^8/f^9 является одной из причин уменьшения критической загрузки во всех расчетах по сравнению с НАБ-70. Существенной является компонента, давшая основной вклад в компоненту "прочие", связанная с перераспределением потоков в активной зоне и экране. Из-за нехватки расчетных данных она не может быть выполнена в чистом виде.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Baker A.R., Hammond A.D. Calculations for a large fast reactor. A comparison of results organised by ISGFR of the IAEA. TRG Report 2133 (R). 1971.
2. Расчеты характеристик "стандартного" быстрого реактора. Препринт ФЭИ-525, Обнинск, 1974. Авт.: П.П.Асаган, М.А.Барыба, Л.В.Петрова, М.М.Савоськин.
3. Бобков В.Г., Усачев П.Н. Результаты расчета физических характеристик стандартного быстрого реактора по системе констант ОСКАР-75. Препринт ФЭИ-659, Обнинск, 1976.
4. Calculations on the breeding properties of a standard fast reactor. ANL Technical Note, July 1975. Auth.: R.G.Bucher R.D.McKnight, D.C.Wade, L.G.LeSage.
5. Rowlands J.L. A comparison of calculations for a simple spherical fast reactor model made in UK and USSR. RPD/JLR/69. 1975.
6. Chaadat J.P., Courchinoux J., Barre J.Y. Caracteristiques reacteur rapide "etalon" calcule avec le formulaire CARNAVAL version III. Note Technique 75/SPNR/MG. 1975.
7. Тенденции в оценках параметров критичности и воспроизводства перспективного бридера. В кн.: Ядерные константы, М., вып.20, ч.2, с.112-175. Атомиздат. Авт.: А.И.Воропаев, А.А.Ваньков, Б.В.Колосков, М.Ф.Троянов.

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ^{241}Pu ДЛЯ СОЗДАНИЯ
ПОЛНОГО ФАЙЛА КОНСТАНТ

В.А.Коньшин, Г.В.Анципов, Е.Ш.Суховицкий,
Л.А.Баханович, А.Б.Клепацкий, Г.Б.Мороговский

(ИЯЭ АН БССР)

На основе имеющихся экспериментальных данных и использования теоретических моделей проведена оценка нейтронных сечений ^{241}Pu в области энергии 10^{-4} эВ - 15 МэВ. Оцененные данные представлены в формате СОКРАТОР и переданы в Центр по ядерным данным в Обнинске.

Evaluation of neutron cross-sections for ^{241}Pu in the energy range 10^{-4} eV to 15 MeV is carried out on the basis of the experimental data available as well as theoretical models. The evaluated data are represented in the SOKRATOR format and sent to the Obninsk Nuclear Data Centre.

Настоящая работа является очередным этапом работ по оценке ядерных данных для тяжелых ядер, ведущихся в ИЯЭ АН БССР / I-3 /. Здесь излагаются лишь краткие результаты оценки с упоминанием использованных методов. Полный текст работы в традиционном виде подробного отчета передан в Центр по ядерным данным вместе с машинным носителем информации по оцененным данным в формате СОКРАТОР.

В тепловой области энергии нейтронов 10^{-4} - 1 эВ на основе имеющихся экспериментальных данных по σ_t , σ_f проведена оценка сечений σ_t , σ_f , σ_a , σ_x и выведенных величин χ и η . Результаты оценки были нормированы к тепловым ($E = 0,0253$ эВ) значениям сечений, рекомендованных Леммелем / 4 /.

В области разрешенных резонансов ^{241}Pu проведена самосогласованная параметризация сечений с использованием модифицированного формализма типа Адлер-Адлера. Резонансные параметры получены из предварительно отобранных экспериментальных данных. Эти самосогласованные параметры позволяют вос-

становивать сечения σ_t , σ_f , σ_g , σ_n для любых температур в области энергий до 150 эВ.

В области неразрешенных резонансов (0,1-100 кэВ) получены средние резонансные параметры, позволившие рассчитывать все типы средних сечений и учитывать наличие в этой области неразрешенной резонансной структуры. Оценка средних резонансных параметров проведена на основе экспериментальных данных по $\langle \sigma_f \rangle$ и использует средние резонансные параметры, полученные в области разрешенных резонансов ($\langle D \rangle_{\text{набл.}} = 1,34 \pm \pm 0,10$ эВ $\langle \Gamma_g \rangle = 0,043 \pm 0,005$ эВ, $S_0 = (1,16 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$, $S_1 = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$. Средние ширины $\langle \Gamma_f \rangle_{\text{эп}}$ рассчитывались по каналовой теории). Критерием качества оцененных средних параметров является сравнение рассчитанной величины α с экспериментом / 5 / (см. рис.1).

Для сечения деления σ_f имеется лишь два абсолютных измерения / 6, 7 /. Во всех остальных работах измерялись отношения $\sigma_f(^{241}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$. Поэтому вначале было получено наилучшее описание отношения $\sigma_f(^{241}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$. Из него затем получили $\sigma_f(^{241}\text{Pu})$, используя нашу оценку по $\sigma_f(^{235}\text{U})$ / 2 /. Полученные таким образом данные вместе с данными абсолютных измерений были затем использованы для получения окончательной оцененной кривой $\sigma_f(^{241}\text{Pu})$.

Оцененная энергетическая зависимость среднего числа нейтронов на деление $\nu_t(E)$ основывается на экспериментальных данных и аппроксимирована выражением

$$\nu_t(E) = 2,9243 + 0,1347E + 0,001125E^2 \quad (E \text{ МэВ}).$$

Сечения радиационного захвата σ_g и неупругого рассеяния σ_n были рассчитаны по статистической модели ядерных реакций как в области дискретного, так и непрерывного спектра уровней ядра-мишени (до 5 МэВ). При расчете сечения σ_f учитывалась конкуренция реакций $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$. Учет этих процессов необходим и позволяет более корректно рассчитывать сечения σ_g , σ_f и величину α для делющихся ядер. Так, учет процесса $(n, \gamma f)$ при энергии 1 МэВ приводит к уменьшению σ_g в 1,6 раза, а учет $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ - процессов при 3 МэВ - в 6 раз (см. рис.2).

Сечения реакции (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$, $(n, 2n'f)$ и спектры сопутствующих им нейтронов в области

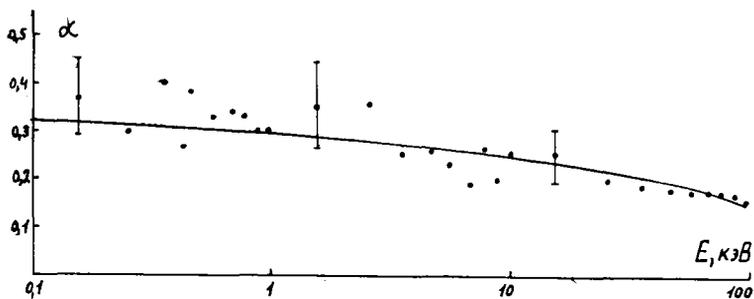


Рис. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных / 5 / данных по величине α ^{241}Pu в области 0,1-100 кэВ

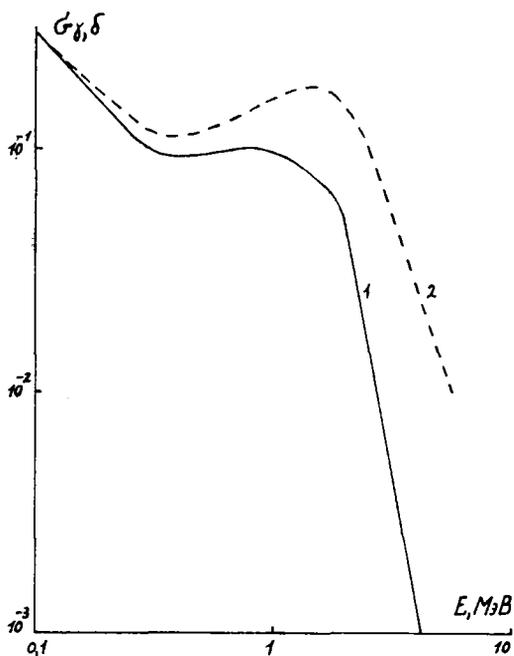


Рис. 2. Сечение радиационного захвата ^{241}Pu , рассчитанное с учетом процесса (n, γ) (1) и без учета (2)

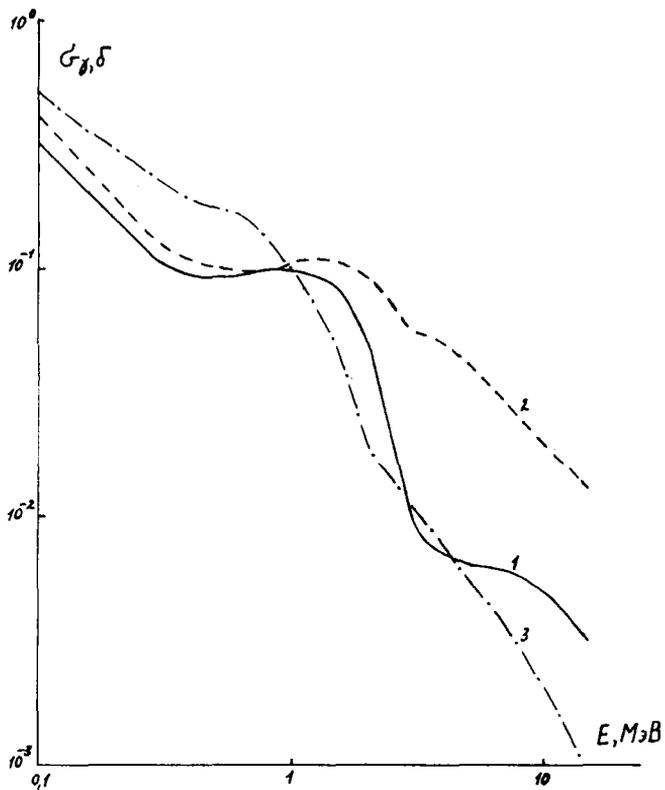


Рис.3. Сравнение различных оценок сечения $\sigma_{\delta}^{241\text{Pu}}$:
 1 - настоящая работа; 2 - Прино / 8 /;
 3 - Канер и Иста / 9 /

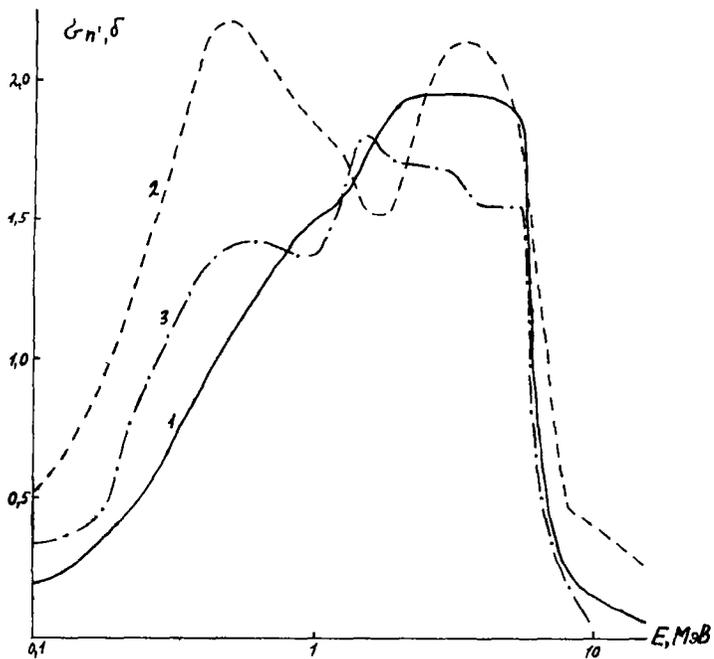


Рис.4. Сравнение различных оценок сечения σ_n ^{241}Pu .
Обозначения кривых аналогично рис.3

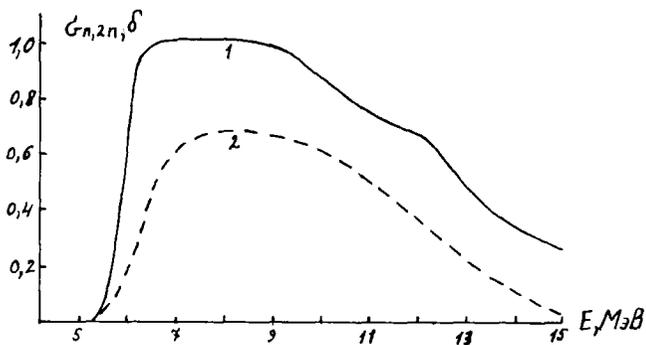


Рис.5. Сравнение различных оценок сечения $\sigma_{n,2n}$ ^{241}Pu .
Обозначения кривых аналогично рис.3

энергии выше 5 МэВ рассчитывались по статистической теории распада составного ядра, обобщенной на случай многочастичного распада. В расчетах учитывалась возможность предравновесного испускания нейтронов из ядра и использовалась экспериментальная информация о ядрах, возникающих на последовательных стадиях распада.

В работе на основе статистической модели рассчитаны также спектры γ -лучей, сопутствующих реакциям (n, γ) , (n, f) , (n, n') , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$.

Результаты настоящей оценки для сечений σ_γ , $\sigma_{n'}$ и $\sigma_{n, 2n'}$ существенно отличаются от других имеющихся оценок. Сравнение для иллюстрации приведено на рис. 3-5.

Литература

1. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Баханович Л.А., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш., Бендерский А.Р. Сб. Ядерные константы, в.16, 329, 1974.
2. Анципов Г.В., Бендерский А.Р., Коньшин В.А., Коренной В.П., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш. Сб. Ядерные константы, в.2, ч.2, 3, 1975.
3. Анципов Г.В., Бендерский А.Р., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Труды III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9-13 июня 1975 г., ч.2, 34, 1976.
4. Lemmel H.D., Proc. of the Conference on Neutron Cross-Sections and Technol., Wash. 5-9 March 1975, 1, 286, 1975.
5. Weston L.W., Todd J.H., ORENL-4800, 4, 1972.
6. Szabo I., Leroy J.L., Filippi G., Hulet J.L., Marquette J.P., Proc. of the Conference on Neutron Standards and Flux Normalisation, AES Symposium Series 23, 257, Oct. 1970.
7. Szabo I., Leroy J.L., Marquette J.P., Труды II Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г., ч.3, 27, 1974.
8. Prince A., Proc. of the Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1970, 2, 825, IAEA, Vienna, 1970.
9. Kaner M., Yiftah S., IA-1276, 1973.

ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu И
 ^{241}Pu И СРАВНЕНИЕ ИХ С ДАННЫМИ ДРУГИХ БИБЛИОТЕК

Ю.В. Породинский, В.А. Коньшин, Г.В. Анципов,
Е.Ш. Суховицкий

(ИЯЭ АН БССР)

Приводятся результаты расчетов констант для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu и ^{241}Pu в 26-групповом разбиении. Детальные данные по сечениям были взяты из полных файлов оцененных констант, полученных в ИЯЭ АН БССР.

The results of calculation of the 26-group cross-sections for ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu and ^{241}Pu are given. Detailed information for the calculations was taken from the evaluated neutron data files completed in the INPE of the Belorussian Academy of Sciences

По мере накопления полных файлов оцененных ядерных данных проводится работа по переводу их в групповые константы. Для этой цели был создан комплекс ЭВМ - программы ГРЕКО, позволяющий получать константы для произвольного группового разбиения и вида спектра. Алгоритм получения групповых констант, принятый за основу в настоящих расчетах, изложен подробно в работах / 1, 2 /. Поэтому основные отличия полученных групповых констант от имеющихся данных связаны с исходными данными по сечениям, энергетическим и угловым распределениям вторичных нейтронов, средним резонансным параметрам. При получении матриц неупругих переходов учитывалась возможность предравновесного испускания нейтронов, приводящая к ужесточению спектра и вследствие этого к увеличению элементов матрицы перехода в соседнюю группу.

Численное интегрирование в области разрешенных резонансов велось методом Гаусса по интервалам, границами которых являются энергии резонансов, что позволило уменьшить время вычислений.

При усреднении оцененных данных использовались набор весовых функции вида E^n ($n = -1, 0, 1$) и спектр нейтронов де-

ления, по которым, видимо, можно разложить реальный спектр с достаточной для расчетов точностью. Коэффициенты разложения реального спектра можно в дальнейшем уточнить при помощи итерационной процедуры.

Интегрирование при получении групповых сечений велось с точностью 10^{-3} ; при получении факторов резонансной самоэкранировки - с точностью 10^{-2} . Большая точность требует неоправданно больших затрат машинного времени, так как факторы резонансной самоэкранировки не могут быть получены с большей точностью из имеющихся резонансных параметров.

Групповые константы для вышеуказанных ядер, полученные усреднением по спектру $1/E$ (для $E < 2,5$ МэВ) и спектру деления ($E > 2,5$ МэВ), даны в таблице. Здесь приведены лишь групповые сечения и величины $\bar{\nu}_t$ в области энергии, характерных для быстрых реакторов. Групповые константы для других весовых спектров во всей области энергий, матрицы неупругих переходов, коэффициенты резонансной самоэкранировки переданы в Центр по ядерным данным.

Проведем краткое сравнение полученных групповых констант с данными, полученными из английской библиотеки / 3 / (экспериментальные данные до 1970 г.), немецкой библиотеки / 4 / (1968), и системой БНАБ-70.

^{239}Pu - сечение деления σ_f согласуется с БНАБ-70 и данными / 3 / для первых 12 групп в среднем в пределах 3%, в более низких энергетических группах согласие ухудшается и различие достигает ~7%; согласие с библиотекой / 4 / значительно хуже (до 10%). Сечение захвата $\sigma_c(^{239}\text{Pu})$ в области энергий ниже 1 МэВ в среднем согласуется в пределах 10% с БНАБ-70 и в пределах 15% с данными / 3 /, согласие с данными / 4 / значительно хуже.

^{235}U - сечение деления σ_f согласуется с БНАБ-70 и данными / 3 / в пределах 2-3% (кроме групп I0-I1), данные / 4 / лежат систематически выше. Сечение захвата $\sigma_c(^{235}\text{U})$ в области энергий ниже 1 МэВ систематически в среднем на 7% ниже данных БНАБ-70, согласие с данными / 3 / лежит в пределах 10%, за исключением групп I4-I5, где данные / 3 / ниже на ~25%. Данные / 4 / в области выше 5 кэВ согласуются с нашими данными в среднем в пределах 5%.

Групповые константы для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu и ^{241}Pu

i	ΔE	^{235}U					^{239}Pu				
		$\bar{\sigma}_f, \delta$	$\bar{\sigma}_g, \delta$	$\bar{\sigma}_{el}, \delta$	$\bar{\sigma}_{in}, \delta$	$\bar{\nu}_t$	$\bar{\sigma}_f, \delta$	$\bar{\sigma}_g, \delta$	$\bar{\sigma}_{el}, \delta$	$\bar{\sigma}_{in}, \delta$	$\bar{\nu}_t$
I	6,5-10,5 МэВ	1,680	0,009	3,335	1,429	3,525	2,174	0,001	3,455	1,019	4,045
2	4,0-6,5	1,118	0,018	4,281	2,216	3,069	1,772	0,002	4,521	1,624	3,645
3	2,5-4,0	1,202	0,030	4,521	2,094	2,800	1,828	0,003	4,506	1,682	3,360
4	1,4-2,5	1,266	0,053	4,059	1,754	2,626	1,928	0,013	3,814	1,586	3,107
5	0,8-1,4	1,218	0,103	3,950	1,661	2,535	1,784	0,048	4,004	1,412	3,021
6	0,4-0,8	1,164	0,160	4,955	1,569	2,470	1,609	0,097	5,672	1,103	2,947
7	0,2-0,4	1,279	0,253	6,826	1,238	2,455	1,504	0,155	7,679	0,818	2,907
8	0,1-0,2	1,474	0,388	8,915	0,624	2,436	1,496	0,210	9,530	0,642	2,886
9	46,5-100 кэВ	1,751	0,539	10,360	0,166	2,423	1,569	0,296	10,321	0,448	2,875
10	21,5-46,5	2,074	0,754	11,319	0,009	2,418	1,596	0,492	11,170	0,376	2,868
11	10,0-21,5	2,549	1,001	12,121	0,0	2,416	1,681	0,685	12,103	0,349	2,864
12	4,65-10,0	3,472	1,305	12,228	0,0	2,416	2,154	1,623	12,235	0,054	2,862
13	2,15-4,65	5,029	1,729	12,384	0,0	2,416	3,040	2,761	12,633	0,0	2,862
14	1,0-2,15	7,042	3,403	12,620	0,0	2,416	3,982	3,793	13,225	0,0	2,862
15	0,465-1,0	11,523	4,550	11,654	0,0	2,416	8,312	6,563	14,829	0,0	2,862
16	0,215-0,465	16,488	7,435	12,605	0,0	2,416	13,056	11,319	14,213	0,0	2,862
17	0,1-0,215	22,034	11,176	14,208	0,0	2,416	19,393	14,999	14,747	0,0	2,862

i	ΔE	^{240}Pu					^{241}Pu				
		$\bar{\sigma}_f, \delta$	$\bar{\sigma}_s, \delta$	$\bar{\sigma}_{el}, \delta$	$\bar{\sigma}_{in}, \delta$	$\bar{\nu}_t$	$\bar{\sigma}_f, \delta$	$\bar{\sigma}_s, \delta$	$\bar{\sigma}_{el}, \delta$	$\bar{\sigma}_{in}, \delta$	$\bar{\nu}_t$
I	6,5-10,5 МэВ	1,980	0,007	3,365	1,121	3,956	1,844	0,006	3,451	1,337	4,015
2	4,0-6,5	1,532	0,014	4,518	1,466	3,562	1,394	0,007	4,676	1,899	3,606
3	2,5-4,0	1,579	0,030	4,464	1,587	3,304	1,493	0,011	4,525	1,954	3,358
4	1,4-2,5	1,581	0,078	3,742	1,739	3,124	1,679	0,058	3,811	1,853	3,184
5	0,8-1,4	1,454	0,173	3,753	1,681	3,188	1,608	0,098	3,995	1,525	3,070
6	0,4-0,8	0,569	0,166	5,762	1,545	3,136	1,516	0,096	5,691	1,156	3,002
7	0,2-0,4	0,135	0,187	8,169	1,186	2,889	1,737	0,116	7,859	0,631	2,963
8	0,1-0,2	0,076	0,254	10,086	0,843	2,868	2,015	0,224	9,748	0,277	2,944
9	46,5-100 кэВ	0,081	0,425	11,146	0,324	2,857	2,293	0,359	10,944	0,135	2,934
10	21,5-46,5	0,117	0,750	12,215	0,002	2,852	2,701	0,510	11,704	0,012	2,929
11	10,0-21,5	0,117	1,085	12,888	0,0	2,850	3,238	0,703	12,292	0,0	2,926
12	4,65-10,0	0,097	1,374	13,945	0,0	2,848	4,319	1,063	12,750	0,0	2,924
13	2,15-4,65	0,153	1,882	15,674	0,0	2,847	6,149	1,636	13,102	0,0	2,924
14	1,0-2,15	0,287	3,273	18,242	0,0	2,847	8,416	1,947	13,316	0,0	2,924
15	0,465-1,0	0,269	4,814	18,528	0,0	2,847	12,046	3,904	13,703	0,0	2,924
16	0,215-0,465	0,059	7,852	22,048	0,0	2,847	22,624	6,018	14,299	0,0	2,924
17	0,1-0,215	0,130	24,044	29,189	0,0	2,847	26,515	9,213	13,954	0,0	2,924

^{240}Pu - сечение деления σ_f согласуется с данными БНАБ-70 в пределах 2% в первых шести группах; ниже порога деления расхождение достигает 80-100%. Сечение захвата $\sigma_g(^{240}\text{Pu})$, по данным БНАБ-70, систематически выше на ~ 50%; данные / 3 / согласуются в пределах ~ 5% в области выше 100 кэВ с нашими данными, в более низкой области энергий данные / 3 / примерно в два раза выше.

^{241}Pu - сечение деления σ_f в области энергий выше 0,2 МэВ, по данным БНАБ-70, систематически ниже на ~ 13%, а в области ниже 0,2 МэВ значительно выше (на ~ 40%). Данные / 3 / лежат систематически выше на 5-10% во всей области энергий. Расхождение по $\sigma_g(^{241}\text{Pu})$ достигает 40% для данных БНАБ-70 и данных / 3 /.

Литература

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев И.В. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. Николаев И.В., Абагян Л.П., Петрова Л.В., Поплавская Т.А., Корчагина И.А. Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Мелекес, февраль 1970, т. I, 19.
3. Manasse E., Motta M., Panini G.C., ET/PI(73)15, April 1973.
4. Nusske H., КЖК-770, April 1968.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЯЩИХСЯ
ЯДЕР В РАЗРЕШЕННОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НА
ПРИМЕРЕ ЯДЕР ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu

В.А.Коньшин, Г.Б. Мороговский

(ИЯЭ АН БССР)

В докладе обсуждаются вопросы параметризации сечений в резонансной области энергий и приводятся параметры отрицательных уровней для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu .

Parametrisation problems of neutron cross-sections in the resonance energy region are discussed; negative level parameters are given for ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu .

Как известно, задачей параметризации является представление большого количества экспериментальных данных по сечениям относительно малым числом не зависящих от энергии параметров, что особенно важно для тяжелых делящихся элементов, используемых в реакторах. Параметризация сечений проводится на основе одного из формализмов для описания сечений в резонансной области, подробный анализ которых проводился в работе [1].

Формализм Брейта-Вигнера оказался пригоден для параметризации ядра ^{239}Pu , у которого расстояние между уровнями велико, а межуровневая интерференция пренебрежимо мала. Для ядер с заметной межуровневой интерференцией (^{235}U и ^{241}Pu) мы разработали формализм [1,2], который, как нам кажется, сочетает в себе достоинства формализмов Брейта-Вигнера и Адлер-Адлера и свободен от недостатков последнего. Суть предложенного формализма заключается в том, что, сохранив формально выражение для $\sigma(E)$ в адлеровском виде, мы считаем параметр G_k чисто брейт-вигнеровским, т.е. $\sigma_k(E) = \frac{A}{\sqrt{E}} \sum_{k=1}^N (G_k \Psi_k + N_k \chi_k)$, где $G_k = \frac{\gamma_k \Gamma_{n,k}}{\Gamma_k}$. Для величины N_k также найдено выражение через параметры Брейта-Вигнера, однако здесь возникает обычная трудность с определением знака парной интерференции, поэтому мы это выражение здесь не приводим. Число учитываемых резонансов N определяется как минимально

необходимое для адекватного восстановления сечений из полученных параметров; наиболее чувствительна к значению N область между резонансами.

При решении задачи параметризации в первую очередь встает вопрос об экспериментальных данных, используемых для получения параметров. Из всей совокупности имеющихся рядов экспериментов мы отбирали такие, которые дают наиболее полное представление о поведении сечений в рассматриваемой области и являются взаимно дополняющими. При этом учитывались температура образцов; энергетическое разрешение и нормировка сечений. Отобранные таким образом ряды экспериментальных данных являлись базой для проведения параметризации.

Для получения надежной системы параметров необходимо предварительно решить вопрос о примесных и пропущенных уровнях в экспериментальных данных. Избавиться от примесных резонансов, в общем, несложно, для этого достаточно сравнить имеющиеся экспериментальные данные по сечениям как между собой, так и с системами резонансных параметров элементов, входящих в образец. Количество пропущенных уровней в данном энергетическом интервале (имеются ввиду резонансы, пропущенные в существующих системах параметров) определяют как по методике, изложенной в работе [1], так и при помощи метода наименьших квадратов, исходя из зависимости нарастающей суммы уровней от энергии. После этого пропущенные резонансы размещаются на энергетической шкале, им приписываются средние значения параметров, и они включаются в процедуру параметризации на общих основаниях.

Рассмотрим теперь проблему отрицательных уровней. Необходимость их введения вызывается тем, что никакой комбинацией параметров положительных резонансов не удастся достичь хорошего описания области энергии ниже 0,1 эв, особенно точки $E = 0,0253$ эв, и выше 0,5 эв, т.е. долины между первым и вторым резонансами, что особенно характерно для ^{239}Pu и ^{241}Pu , у которых расстояние между первым и вторым резонансами порядка 7 и 4 эв соответственно. Количество отрицательных резонансов, их положение на энергетической шкале и их параметры подгонялись таким образом, чтобы компенсировать разность между экспериментальными значениями сечений соответствующей реакции и величинами сечений, полученных из параметров положительных

них резонансов, дающих вклад в рассматриваемую область. Оказалось, что для ^{239}Pu достаточно одного отрицательного уровня с параметрами $E = -1,6$ эв, $\Gamma = 0,192$ эв, $\Gamma_r = 0,00246$ эв, $\Gamma_f = 0,17347$ эв, $\Gamma_\gamma = 0,01607$ эв, $J = 1$. Для ^{235}U и ^{241}Pu пришлось ввести по два отрицательных уровня с параметрами, приведенными в таблице.

Параметр \ Ядро	^{235}U	^{241}Pu
E_r , эв	- 0,5 - 0,01	- 0,25 - 0,01
Γ , эв	0,25 0,01	0,30 0,01
G_r , б.эв ^{1/2}	$0,3603 \cdot 10^{-7}$ $0,464235 \cdot 10^{-4}$	$0,69759 \cdot 10^{-4}$ $0,66502 \cdot 10^{-4}$
H_r , б.эв ^{1/2}	$0,8517 \cdot 10^{-4}$ 0	$0,40549 \cdot 10^{-4}$ 0,0
G_f , б.эв ^{1/2}	$-0,102212 \cdot 10^{-3}$ $0,49692 \cdot 10^{-4}$	$0,0465062 \cdot 10^{-4}$ $-0,327508 \cdot 10^{-4}$
H_f , б.эв ^{1/2}	$0,8501 \cdot 10^{-4}$ 0	$0,438284 \cdot 10^{-4}$ 0
G_γ , б.эв ^{1/2}	$0,100009 \cdot 10^{-4}$ $0,5 \cdot 10^{-6}$	
H_γ , б.эв ^{1/2}	$0,100117 \cdot 10^{-4}$ 0	

Эти параметры не приводились к брейт-вигнеровскому виду и не самосогласовались в связи с тем, что данные уровни являются подгоночными и их параметры определялись на большом расстоянии от пиков резонансов, где основной вклад дает интерференционные члены; поэтому нельзя требовать физичности полученных параметров и, следовательно, невозможно провести процедуру самосогласования их и превращения в параметры Брейта-Вигнера, как это удалось сделать для ^{239}Pu , в котором мы не учитывали интерференцию. Указанные выше параметры, наряду с данными, приведенными в работах [1,2], позволяют получить хорошее описание хода сечения в области 0,01 -- 1 эв при учете соответствующего числа резонансов.

Обратимся теперь к вопросу об идентификации резонансов по спектрам, т.е. без этой процедуры невозможно правильно провести самосогласование параметров и определить обычные параметры Брейта-Вигнера из значений G_x , получаемых в процессе параметризации. Данные по спектрам уровней для тяжелых деформирующихся ядер как правило не полны и не всегда достоверны, однако в некоторых случаях это положение можно исправить. Рассмотрим ситуацию отдельно для каждого из трех вышеуказанных ядер:

1) В ^{239}Pu спии основного состояния $-1/2$, таким образом, возможны 2 значения спинов уровней составного ядра $J = 0^+$ и $J = 1^+$, причем имеется совершенно четкое различие между полными ширинами резонансов с $J = 0^+$ (большие значения) и $J = 1^+$ (малые значения); следовательно, можно достаточно уверенно приписывать спины резонансам, исходя из полных шири.

2) В ^{235}U спии основного состояния $-7/2$, т.е. образуются резонансы с $J = 3^-$ и $J = 4^-$, причем, судя по имеющимся данным для спинов резонансов, нет четкого разделения шири по разным спиновым состояниям, что связано с относительной малостью полных шири по сравнению с ширинами в ^{239}Pu . Для определения спинов резонансов мы воспользовались параметрами $\{G_{r_i}\}$, $\{G_{f_i}\}$ и $\{G_{\gamma_i}\}$, полученными в результате параметризации соответствующих типов сечений с помощью нашего формализма. Легко видеть, что они связаны между собой соотношением $G_{r_i} = G_{f_i} + G_{\gamma_i} + G_{r_i}^2 \sqrt{E_{r_i}}/g_i$, следовательно, можно определить величину g_i для каждого резонанса, при котором это соотношение выполняется наилучшим образом. Полученные таким образом спины уровней, хотя мы и не утверждаем их абсолютной достоверности, дают возможность решить задачу самосогласования и получения брейт-вигнеровских параметров.

3) В ^{241}Pu спии основного состояния $-5/2$, т.е. имеем резонансы с $J = 2^+$ и $J = 3^+$, однако нет экспериментальных данных по $G_x(E)$ и $G_n(E)$, что не дает возможности определить спины уровней так, как это было сделано для ^{235}U . Определяя спины резонансов, абсолютное большинство которых неизвестно, мы исходили из отношения плотностей уровней в зависимости от J , приписав резонансам с большей полной шириной спии 2^+ . Здесь, как и для ^{235}U , нет четкого разделения полных шири по спином. Приписанные значения спинов мы считаем предвари-

тельными и нуждающимися в дальнейшем уточнении.

Остановимся теперь на процедуре самосогласования, которая тесно связана с обсуждавшимися выше вопросами о спицах. И в этом случае мы можем получить самосогласованные наборы параметров только при наличии хотя бы трех типов сечений. Как и в предыдущем случае, мы пользуемся соотношением $G_{ri} = G_{fi} + G_{yi} + G_{ri}^2 \sqrt{E_{ri}}/g_i$, причем, исходя из знаний точности эксперимента по каждому типу сечения, задается разрешенный интервал изменения параметров, а сами они варьируются внутри этих интервалов таким образом, чтобы указанное соотношение выполнялось точно. Полученные самосогласованные значения и используются как для восстановления сечений, так и для получения параметров Брейта-Виггера, исходя из соотношения $G_{ki} = \frac{g_i \Gamma_{ki}^2 G_{ki}}{\Gamma_i^2}$, которые в свою очередь необходимы как для проверок качества параметризации (наряду с восстановленными из параметров значениями сечений), так и для получения средних значений параметров и величины силовой функции S_0 , применяемых для расчетов в неразрешенной резонансной области.

Согласие величин S_0 , рассчитанных двумя способами: по параметрам в разрешенной резонансной области и по экспериментальным значениям полных сечений в области неразрешенных резонансов, - также является хорошим критерием качества параметризации. Так, для ^{235}U эти значения соответственно равны: $1,069 \cdot 10^{-4}$ и $1,08 \cdot 10^{-4}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Баханович Л.А., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш., Бендерский А.Р., сб. "Ядерные константы", в.16, 329, 1974.
2. Анципов Г.В., Бендерский А.Р., Коньшин В.А., Коренной В.П., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш., сб. "Ядерные константы", в.20, ч.2,3, 1975.

УЧЕТ КОРРЕЛЯЦИЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОШИБОК ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ

Е.Ш. Суховицкий, В.А. Коньшин

(ИЯЭ АН БССР)

Предлагается метод оценки величины и их ошибок на основе информации по корреляциям парциальных ошибок экспериментальных данных, позволяющий также оценить коэффициенты корреляции ошибок различных точек оцененной кривой. Приводится пример оценки величины $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и ее ошибки.

A method for estimating the evaluated neutron data values and their errors is proposed on the basis of information on the experimental data partial error correlation, which allows to evaluate the error correlation coefficients for different points of the evaluated curve. An example of evaluating the $\alpha(^{239}\text{Pu})$ -value and its error is given.

Одной из наименее разработанных проблем оценки ядерных констант является проблема определения погрешностей оцененных данных и конкретного определения "весов" экспериментальных данных, используемых в оценке.

Использование "весов", обратных квадратам ошибок экспериментальных данных, верно лишь в случае отсутствия корреляции между ошибками. Реально же ошибки экспериментальных данных часто сильно закоррелированы ввиду использования одинаковых методов измерения.

В настоящей работе по предложенной методике, использующей детальную информацию по корреляциям ошибок экспериментальных данных / 1 /, проведена оценка величин $\sigma_f(^{235}\text{U})$, $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$, $\alpha(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и их ошибок, получены также коэффициенты корреляции ошибок различных точек оцененных кривых. Ниже кратко изложен метод, использованный в оценке.

Пусть имеется N измерений величины σ_0 (неизвестное нам истинное значение измеряемой величины), равных $\sigma_i (i=1, \dots, N)$. Результат каждого конкретного измерения σ_i является функ-

диагональ от некоторого набора реально измеряемых величин $f_{ik} (k=1, \dots, M)$ с ошибкой Δf_{ik} , где M - полное число параметров, необходимых для получения величин σ_i .

Тогда, ограничившись линейным приближением, получаем

$$\sigma_i = \sigma_0 + \sum_{k=1}^M \frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ik}} \Delta f_{ik} \quad (1)$$

Величина $\frac{\partial \sigma_i}{\partial f_{ik}} \Delta f_{ik}$ есть часть ошибки i -го эксперимента, обусловленная неточностью знания k -го измеряемого параметра (ниже обозначается $\Delta \sigma_{ik}$).

Пусть теперь оцененное значение получено усреднением экспериментальных величин, взятых с "весами" a_i^2 , такими, что $\sum_{i=1}^N a_i^2 = I$. Тогда

$$\sigma_{0ч} = \sum_{i=1}^N \sigma_i a_i^2 \quad (2)$$

Суммируя по i уравнение (1), получаем:

$$\sum_{i=1}^N \sigma_i a_i^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_0 a_i^2 + \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \Delta \sigma_{ik} a_i^2 \quad (3)$$

Тогда

$$\begin{aligned} |\sigma_{0ч} - \sigma_0|^2 &= \left| \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \Delta \sigma_{ik} a_i^2 \right|^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \sum_{m=1}^M a_i^2 a_j^2 \Delta \sigma_{ik} \Delta \sigma_{jm} = \\ &= \sum \sum \sum \sum a_i^2 a_j^2 K_{ikjm} \sqrt{|\Delta \sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta \sigma_{jm}|^2}, \quad (4) \end{aligned}$$

где K_{ikjm} - коэффициент корреляции, определяемый соотношением

$$K_{ikjm} = \frac{\Delta \sigma_{ik} \Delta \sigma_{jm}}{\sqrt{|\Delta \sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta \sigma_{jm}|^2}} \quad (5)$$

Формула (4) дает ошибку оцененной величины через средне-квадратичное отклонение парциальных ошибок измерения $|\Delta \sigma_{ik}|^2$, коэффициент корреляции между этими парциальными ошибками K_{ikjm} и приняты при оценке веса a_i^2 .

Естественно использовать в оценке такие "веса" экспериментальных данных, которые минимизируют ошибку оцененной величины (4). Такие "веса", очевидно, зависят от парциальных ошибок экспериментов и коэффициентов корреляции между ними, т.е. отражают реально имеющуюся экспериментальную ситуацию и свидетельствуют о ценности того или иного эксперимента.

В случае полного отсутствия корреляции $K_{ikjm} = 0$ для $k \neq m$, $i \neq j$ и $K_{ikjm} = 1$ для $k=m$, $i=j$ этот метод даст "веса", обратно пропорциональные квадратам ошибок экспериментальных данных, т.е. он эквивалентен методу наименьших квадратов.

Считаем, что возможно такое мелкое разбиение суммарной ошибки на парциальные, что $K_{ikjm} = 0$ для $k \neq m$. Такое предположение означает, что ошибки двух любых различных параметров, которые необходимы для получения сечения, не коррелируют между собой. Используя обозначение $K_{kij} = K_{ikjk}$, можем переписать формулу (4) в виде:

$$|\sigma_{0i} - \sigma_{0j}|^2 = \sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N \sum_{j=1}^N a_i^2 a_j^2 K_{kij} \sqrt{|\Delta\sigma_{jkl}|^2} \cdot \sqrt{|\Delta\sigma_{jkl}|^2} \quad (6)$$

Формула (6) дает ошибку оцененной величины для отдельной точки кривой. При определении коэффициента корреляции ошибок двух любых оцененных точек $\beta_{n,m}$ воспользуемся определением:

$$\beta_{n,m} = \frac{\Delta\sigma_n \Delta\sigma_m}{\sqrt{|\Delta\sigma_n|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_m|^2}}, \quad (7)$$

где индексы n и m обозначают номера точек, для которых рассчитывается коэффициент корреляции, $\Delta\sigma_n$ и $\Delta\sigma_m$ - ошибки оцененных величин в этих точках. Используя для оцененных ошибок выражение (3), получим:

$$\beta_{n,m} = \frac{\sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N \sum_{k=1}^M a_{jn}^2 a_{im}^2 \Delta\sigma_{jkn} \Delta\sigma_{ikm}}{\sqrt{|\Delta\sigma_n|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_m|^2}}, \quad (8)$$

где $\Delta\sigma_{jkn}$ - l -я парциальная ошибка j -го эксперимента в точке n ; a_{jn}^2 - "вес" j -го эксперимента при использовании его в оценке в точке n .

Если воспользоваться определением

$$K_{jknim} = \frac{\Delta\sigma_{jkn} \Delta\sigma_{ikm}}{\sqrt{|\Delta\sigma_{jkn}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{ikm}|^2}}$$

и, как и прежде, считать, что коррелируют ошибки одной природы, т.е. $K_{jknim} = 0$ для $l \neq k$, то, используя $K_{kijm} = K_{jknim}$, для коэффициента корреляции между ошибками двух оцененных точек получим

$$\beta_{n,m} = \frac{\sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^N a_{jn}^2 a_{im}^2 K_{kjinm} \sqrt{\Delta\sigma_{jkn}^2} \sqrt{\Delta\sigma_{ikm}^2}}{\sqrt{\Delta\sigma_n^2} \sqrt{\Delta\sigma_m^2}} \quad (9)$$

Таким образом, коэффициент корреляции между ошибками двух оцененных точек выражается через значения парциальных ошибок экспериментов, использованных в оценке, "веса", с которыми эти эксперименты использовались в оценке, и коэффициенты корреляции парциальных ошибок в этих точках.

В расчетах коэффициент корреляции K_{kjinm} принимался не зависящим от n и m , т.е. $K_{kjinm} = K_{kji}$, и поэтому для K_{kji} можно воспользоваться (5). Действительно, если коэффициент корреляции для парциальных ошибок зависит от точки (например, какой-то параметр для определения сечения измеряется по-разному в разных точках), то формально можно считать, что это различные работы, и зависимость коэффициента корреляции по точкам перевести в зависимость по работам, т.е.

$$\beta_{nm} = \frac{\sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^N a_{jn}^2 a_{im}^2 K_{kji} \sqrt{\Delta\sigma_{jkn}^2} \sqrt{\Delta\sigma_{ikm}^2}}{\sqrt{\Delta\sigma_n^2} \sqrt{\Delta\sigma_m^2}} \quad (10)$$

Описанный алгоритм реализован в ЭЕМ-программе, которая на основе парциальных ошибок и корреляций между ними определяет "веса" экспериментальных данных, минимизирующие ошибку оцененной величины, ошибки оцененных величин в различных точках и коэффициенты корреляции между ними.

Рассмотрим кратко оценку величины $\alpha(^{239}\text{Pu})$. Исползованные в нашей предыдущей оценке /2/ данные работ /3-13/ были дополнены новыми данными из работ /14-20/. Анализ методов и ошибок различных экспериментов позволил разложить полную ошибку каждого эксперимента на следующие парциальные ошибки: зависящие от E_n фон ($\kappa=1$), зависящие от энергии статистические ошибки ($\kappa=2$), ошибка в нормировке ($\kappa=3$), фон от запаздывающих γ -лучей деления ($\kappa=4$), неопределенность в относительном нейтронном потоке ($\kappa=5$), рассеяние нейтронов в образце и стенках детектора ($\kappa=6$), неопределенность в эффективности детектора из-за возможного изменения спектра γ -лучей ($\kappa=7$), ошибка в \bar{v} , приводящая к

неопределенности в α ($\kappa=8$), определение эффективности детекторной системы ($\kappa=9$), изменение эффективности детекторной системы во времени ($\kappa=10$), неопределенности в поправке на примеси в образце ($\kappa=11$), вероятность, что событие деления не сопровождается регистрацией нейтронов деления ($\kappa=12$), энергетическое разделение ($\kappa=13$). Были замечены следующие корреляции парциальных ошибок: по $\kappa=1$ эксперименты / I4 / и / I5 /, сделанные на одном и том же линейном ускорителе, считались скоррелированными с коэффициентом 0,5, так же, как работы / 6 / и / I6 /, / I0 / и / 8 /; по $\kappa=3$ - работа / 3 / коррелирует с / I4 /, / I5 /, / 4 /, / 5 /, / I6 /, / 8 /, / I0 /, / I9 / и частично с / 6 / и / 7 /. Данные работ / 9 / и / II / являются относительными, они были перенормированы к среднеарифметическому значению α при 30 ± 10 кэВ, полученному из работ / I8 /, / I2 /, / I3 /, и потому скоррелированы с ними; по $\kappa=4$ и $\kappa=7$ считалось, что эта парциальная ошибка полностью скоррелирована во всех экспериментах; по $\kappa=5$ + имеются корреляции / 8 / с / I4 /, / I5 /, / 5 /, / 6 /, / I6 /, работы / 4 / с / 7 /, / 9 /; по $\kappa=6$ работа / I4 / коррелирует с / 3 /, / I6 / - с / 6 /; по $\kappa=8$ работа / I5 / коррелирует с / 4 /, / 5 /, / 6 /, / I6 /, / I0 /, / I9 /, / 9 /, / II /; по $\kappa=9$ / 3 / коррелирует с / I4 /, частично коррелирует между собой / I2 /, / I3 /, / I8 /; по $\kappa=10$ работа / 3 / скоррелирована с / I4 /.

В таблице приведены оцененные значения $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и их ошибок, полученные с учетом и без учета имеющихся корреляций между парциальными ошибками измерений. Ошибки оцененной величины $\alpha(^{239}\text{Pu})$ для различных энергетических точек сильно скоррелированы между собой. Например, для энергии 0, I-0,2 кэВ и I-2 кэВ $\beta = -0,922$; 0, I-0,2 кэВ и 20-30 кэВ $\beta = 0,706$; 0, I-0,2 кэВ и 100-200 кэВ $\beta = 0,588$; 0, I-0,2 кэВ и 0,5 МэВ $\beta = 0,199$; 0, I-0,2 кэВ и I МэВ $\beta = 0,075$.

Оцененные значения $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и их ошибки с учетом
и без учета имеющихся корреляций между парциальными
ошибками ("веса" оптимизированы)

E_n , кэВ	α	$\Delta\alpha$, %	$\Delta\alpha_{\text{стат}}$, %	E_n , кэВ	α	$\Delta\alpha$, %	$\Delta\alpha_{\text{стат}}$, %
0,1-0,2	0,86	5,5	3,1	15-20	0,33	8,8	5,8
0,2-0,3	0,93	5,4	3,0	20-30	0,36	7,1	4,7
0,3-0,4	1,15	5,7	3,2	30-40	0,28	8,1	5,1
0,4-0,5	0,45	5,7	3,8	40-50	0,25	8,2	5,6
0,5-0,6	0,72	5,7	3,4	50-60	0,23	8,6	5,9
0,6-0,7	1,50	5,7	3,2	60-70	0,20	8,9	7,5
0,7-0,8	0,92	5,5	3,2	70-80	0,18	9,4	8,0
0,8-0,9	0,80	5,7	3,5	80-90	0,21	13,6	12,0
0,9-1,0	0,69	5,7	3,6	90-100	0,15	13,0	11,9
1 - 2	0,89	5,9	3,5	100-200	0,14	9,8	6,9
2 - 3	1,01	6,0	3,6	250	0,11	16,7	16,7
3 - 4	0,78	6,0	3,8	300	0,12	12,7	11,5
4 - 5	0,84	6,0	3,7	400	0,085	10,6	9,5
5 - 6	0,84	6,2	3,9	500	0,078	14,1	13,0
6 - 7	0,80	6,1	3,9	600	0,056	15,6	15,0
7 - 8	0,63	6,2	3,9	750	0,067	17,2	16,6
8 - 9	0,56	6,0	3,9	900	0,038	25,4	25,0
9 -10	0,61	6,0	3,9	1000	0,027	26,0	26,0
10-15	0,54	8,3	5,1				

Литература

1. Суховицкий Е.Ш., Коньшин В.А. Известия АН БССР, сер. физ.-энерг., 1976, № 3, с.19.
2. Sowerby M.G., Konshin V.A. Atomic Energy Review, 1972, v.10, №4, p.453.
3. Gwin R., Weston L.W., De Saussure G., Ingle R.W., Todd J.H., Gillespie F.E., Hockenbury R.W., Block R.C. Nucl. Sci. Eng., 1971, v.45, p.25.
4. Schomberg M.G., Sowerby M.G., Sutton D.L., Boyce D. A., Murray K.J., IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, 1970, v.1, p.315.
5. Czllr J.B., Lindsey J.S. Nucl. Sci. Eng., 1970, v.41, p.56.
6. Беляев В.П., Игнатьев К.Г., Сухоручкин С.И., Боровлев С.П., Павлов В.В., Полозов М.В., Солдатов А.Н. IAEA Conference

- он Nuclear Data for Reactors, 1970, v.1, p.339.
7. Farrell J.A., Auchampaugh G.F., Moore M.S., Seager P.A. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, 1970, v.1, p.339.
 8. Куров М.А., Рябов Д.В., Со Дон Сик, Стависский Д.Я., Чиков Н., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Прокопец Ю.С. Препринт, ОИЯИ, 1970, P8-5112.
 9. Kandi E.H., Meissner H., Frohner F.H. Nucl. Sci. Eng., 1972, v.48, p.324.
 10. Рябов Д.В., Со Дон Сик, Чиков Н., Куров М.А., Препринт, ОИЯИ, 1970, P8-5113.
 11. Воротников П.Е., Буколов В.А., Колтыпин Е.А., Молчанов Д.Д., Яньков Г.Б. 2-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, 1974, ч.4, с.42.
 12. Lottin A., Weston L.W., De Saussure G., Todd G.H. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, 1967, v.2, p.233.
 13. Hopkins J.C., Diven B.C. Nucl. Sci. Eng., 1962, v.12, p.169.
 14. Gwin R., Silver E.G., Ingle E.W., Weaver H. Nucl. Sci. Eng., 1976, v.59, p.79.
 15. Weston L.W., Todd J.H. Proc. of a Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, 3-7 March 1975, v.2, p.627.
 16. Болотский В.П., Петрушин В.И., Солдатов А.Н., Сухоручкин С.И. 2-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике, 1974, ч.4, с.49.
 17. Бергман А.А., Медведев А.Н., Самсонов А.Е., Толстиков В.А. Атомная энергия, 1975, т.39, с.291.
 18. Полетаев Е.Д. Автореферат кандидатской диссертации, Дмитровград, 1976.
 19. Рябов Д.В. Атомная энергия, 1976, т.41, с.45.
 20. Двухшерстнов В.Г., Казанский Д.А., Фурманов В.М., Петров В.Л. Атомная энергия, 1974, т.37, с.131.

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$,
 $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$, $(n, 3nf)$ НА ОСНОВЕ ЭКСИТОННОЙ
МОДЕЛИ ПРЕДРАВНОВЕСНОГО РАСПАДА ЯДРА

А.К. Красин, С.Е. Чигринов, В.А. Коньшин

(ИЯЭ АН БССР)

Экситонная модель предравновесного распада обобщена на случай делящихся ядер. Переход неравновесной возбужденной ядерной системы в равновесное, а затем и в основное состояние рассчитывается методом Монте-Карло. На основе этой модели проводится анализ неупругого взаимодействия нейтронов с энергией 6-30 МэВ с ядром ^{235}U .

The pre-equilibrium exciton model is generalized for the case of fissile nuclei. The probability of transition of a non-equilibrium excited nuclear system into equilibrium and then into ground states is calculated by the Monte-Carlo method. The analysis of nonelastic interaction of neutrons with energies of 6 to 30 MeV with ^{235}U is carried out using the model proposed.

Развитая в последние годы модель предравновесного распада [1-2] успешно применяется для предсказания сечений и спектров испущенных частиц, образующихся в неупругих реакциях в области средних энергий. Однако до настоящего времени исследовались ядерные реакции в области массовых чисел, где процессом деления можно пренебречь. В настоящей работе проводится обобщение экситонной модели предравновесного распада на случай делящихся ядер. Наиболее удачной для этой цели является модель, предложенная в работе [3], в которой установлена связь между процессом перехода неравновесной ядерной системы в равновесную и случайными марковскими процессами. Это позволило использовать метод Монте-Карло для детального описания развития возбужденной системы во времени, включая последовательное испускание частиц на стадии установившегося статистического равновесия. Преимуществом развитой в [3] экситонной модели является также и то, что она, в отличие от других подходов, позволяет, во-первых, учесть

обеднение состояний за счет испускания частиц на предравновесной стадии и, во-вторых, учитывает возможность перехода системы как в сторону увеличения, так и уменьшения числа экситонов. Поскольку процесс деления по своей природе является коллективным процессом, то, по-видимому, деление главным образом будет происходить после достижения системой равновесного состояния.

Обычно переход в основное состояние высоковозбужденных ядер хорошо описывается на основе статистической теории Ван-Экгоффа. Использование метода Монте-Карло позволяет наиболее детально описать последовательное испускание частиц, происходящее при этом изменения свойства возбужденного ядра, а также конкуренция процессов испарения и деления. Парциальные вероятности деления Γ_p рассчитывались по формуле Бора и Уилера [4]

$$\Gamma_p = \frac{g_p}{2\pi\hbar\rho(E)} \int_0^{E-E_p} \rho_2(E-E_p-\epsilon) d\epsilon$$
, где $\rho(E)$ - плотность уровней составного ядра при энергии возбуждения E ; E_p - барьер деления; ρ_2 - плотность уровней в седловой точке. Вероятность испускания нейтронов дается выражением

$$\Gamma_n = \hbar \int_0^{E-E_n} W_n(\epsilon) d\epsilon$$
, где $W_n(\epsilon) = \sigma(E, \epsilon) g \left(\frac{E-E_n-\epsilon}{2\pi\hbar} \right) \left[\rho(E-E_n-\epsilon) / \rho(E) \right]$.
Здесь E - энергия возбуждения первоначального составного ядра; E_n - энергия связи нейтрона в нем; $\sigma(E, \epsilon)$ - сечение обратной реакции; g - статистический вес спиновых состояний; m - масса нейтрона; $\rho(E-E_n-\epsilon)$ - плотность уровней остаточного ядра после испускания нейтрона. Сечение обратной реакции $\sigma(E, \epsilon)$ бралось в виде, предложенном Достровским [5].

Для плотности уровней испаряющегося и делищегося ядра использовалось выражение, полученное в модели Ферми-газа:

$$\rho(E) = \text{Const} \exp\{2\sqrt{a}E\}$$
, где a - параметр плотности уровней. Необходимо заметить, что при расчете плотности уровней необходимо проводить различие между параметром a в точке деления a_d и параметром, относящимся к остаточному ядру после испускания нейтрона: a_n . Значения параметра a , полученные в результате анализа экспериментальных данных на основе равновесной модели, лежат в пределах $\left(\frac{A}{7} - \frac{A}{20}\right) \text{ МэВ}^{-1}$, где A - массовое число [6].

При расчетах энергия связи нейтронов вычислялась по формуле Камерона с учетом оболочечных поправок [7]. Значения барьеров деления, полученные из анализа экспериментальных данных

по делению актинидов, брэнды взяты из работы Линна [8].

В рамках развитой модели при различных предположениях о параметрах плотности уровней a_n и a_f , начального числа экситонов n_0 ($n_0 = p + w$) были рассчитаны сечения следующих реакций: (n, n') , $(n, n'f)$, $(n, 2n)$, $(n, 2nf)$, $(n, 3n)$, $(n, 3nf)$. Оценивались также влияние эффектов спаривания на характеристики реакций.

Рассмотрим на примере ядра ^{238}U наиболее критичные к учету неравновесных процессов сечения реакций: (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, где имеется наибольшее количество экспериментальных данных. Теоретические результаты по сечению неупругого рассеяния для ^{238}U , полученные при $a = \frac{A}{7}$, $a = \frac{A}{10}$, $n_0 = 3$, при $a = \frac{A}{10}$, $n_0 = 2$ и $a_f = 0,1A$, $a_n = 0,1A$, $n_0 = 3$, даны на рис. 1.

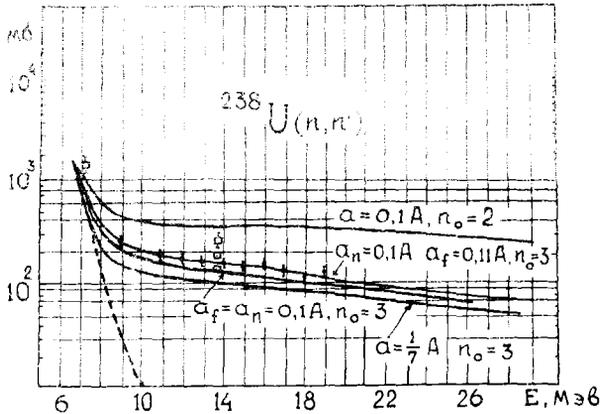


Рис. 1. Зависимость сечения неупругого рассеяния $\sigma_{nn'}$ от начальной энергии нейтрона E_0 . Указаны значения параметра плотности уровней a_n и a_f , а также начальное число экситонов n_0 . Экспериментальные значения σ взяты из работ [9] - [12].

Из рис. 1 видно, что расчет с $a = \frac{A}{7}$, $n_0 = 3$ дает резко заниженное значение по сравнению с экспериментальными данными

при 14 МэВ. Результаты расчета с $a_n = \frac{A}{10}$ и $a_f = 0,11A$, $a_f = a_n = \frac{A}{10}$ согласуются с экспериментальными данными при 7 и 14 МэВ. На рис. 1 даны также сечения реакции (n, n'), рассчитанные без учета предравновесных процессов (пунктирная кривая). Видно, что при увеличении энергии возбуждения вклад предравновесных процессов резко возрастает. Обращает на себя внимание зависимость результатов расчетов от n_0 - числа экситонов в начальном состоянии. При $n_0 = 2$ результаты расчета

отличаются от экспериментальных данных и от результатов расчета при $n_0 = 3$. Это связано с тем, что на стадии установления равновесия с $n_0 = 2$ средняя энергия испускаемых нейтронов больше, чем в случае $n_0 = 3$ (энергия возбуждения перераспределяется на меньшее число экситонов в начальной стадии) (см. рис. 2).

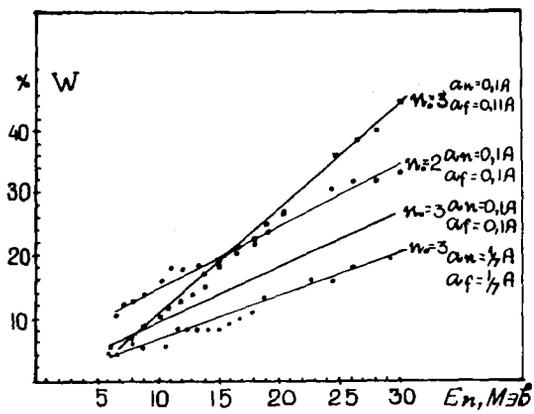


Рис. 2. Зависимость вклада предравновесных процессов от первичной энергии нейтронов.

Следует отметить, что вероятность испускания предравновесных частиц в области 14 МэВ близко к значениям, определяемым из экспериментальных данных по спектрам нейтронов от неупругого

взаимодействия ($\sim 20\%$ для ^{238}U) в случае $n_0 = 2$, и несколько ниже для $n_0 = 3$.

На рис.3 даны расчетные и экспериментальные данные для сечения реакции $(n, 2n)$ при $\alpha_n = \alpha_f = \frac{A}{10}$, $n_0 = 3$ и $\alpha = \frac{A}{7}$, $n_0 = 3$.

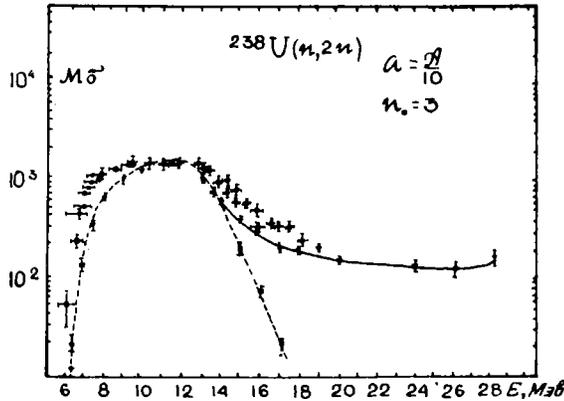


Рис.3. Зависимость $\sigma_{n,2n}$ от E_0 (пунктир-расчет по равновесной модели).

Расчет при $\alpha = \frac{A}{7}$ и $n_0 = 3$ дает абсолютную величину сечения примерно в 2 раза ниже. Наилучшее согласие по сечению реакции $(n, 2n)$ получается при $\alpha = \frac{A}{10}$, $n_0 = 3$ и при $\alpha_n = \alpha_f = \frac{A}{10}$, $n_0 = 2$.

На рис.3 приведены также расчетные значения, полученные по равновесной модели ядерных реакций (пунктирная кривая). Видно, что с увеличением первичной энергии роль предравновесных процессов увеличивается и в целом предложенная модель позволяет описать поведение сечения $\sigma_{n,2n}$.

На рис.4 даны результаты расчета $\sigma_{n,2n}$ с учетом эффектов спаривания, т.е. когда энергия возбуждения заменяется эффективной энергией:

$$E^* = \begin{cases} E - 2\Delta & \text{для чётно-чётных ядер,} \\ E - \Delta & \text{для } A\text{-нечётных ядер,} \\ E & \text{для нечётно-нечётных ядер,} \end{cases}$$

где Δ -нечётно-чётный массовый параметр, значения которого брались из работы [9].

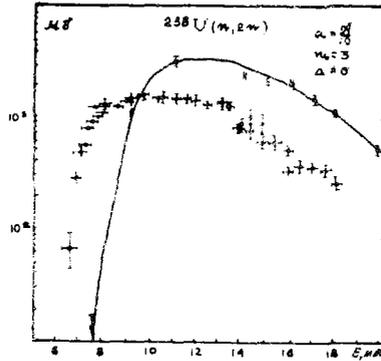


Рис.4. Зависимость σ_{n2n} от E_0 (■ — расчет по статистической с учетом спаривания, ○ — экспериментальные точки взяты из работ [13], [19] — [21]).

Из рис.4, видно, что, хотя форма совпадает с экспериментальной, имеет место сдвиг расчетных точек в сторону больших энергий. Следует подчеркнуть, что такой же вывод следует из расчета

σ_{n2n} . Поэтому во всех расчетах мы не учитывали эффектов спаривания, и кривая на рис.4 приведена лишь для иллюстрации влияния четно-четных эффектов.

Была проведена также оценка зависимости сечений реакций $(n, 2n)$ от начального числа акситонов ($\nu_0=2$ и $\nu_0=3$). Оказалось, что до 15 МэВ теоретические значения лучше согласуются с экспериментальными данными при $\nu_0=2$, и сами расчетные значения по абсолютной величине при $\nu_0=2$ меньше, чем при $\nu_0=3$. При энергии выше 15 МэВ σ_{n2n} при $\nu_0=2$ больше σ_{n2n} при $\nu_0=3$, хотя различие между ними и невелико. Такая зависимость от ν_0 объясняется тем, что до 15 МэВ при $\nu_0=2$ спектр испущенных частиц на предравновесной стадии более жесткий, что приводит к тому, что некоторые каналы с большим числом частиц оказываются закрытыми, а при более высоких энергиях открывается новый канал $(n, 3n)$, что приводит к уменьшению σ_{n2n} для $\nu_0=3$.

На рис.5 приведены экспериментальные и расчетные данные для σ_{n3n} при $a_n = a_f = \frac{A}{10}$ и $n_0 = 3$.

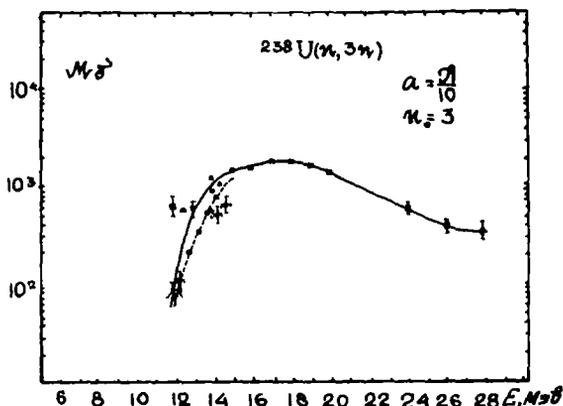


Рис.5. Зависимость σ_{n3n} от E_0 (■ - расчет по предравновесной модели; экспериментальные точки взяты из работ [13] - [17])

При переходе к большим значениям a в районе порога реакции сечение реакции $(n, 3n)$ превышает сечение, рассчитанное при меньших a , что связано с более мягким спектром испускаемых частиц. В целом расчетные значения σ_{n3n} лежат несколько выше имеющихся весьма скудных экспериментальных данных.

В рамках данной модели были рассчитаны также сечения процессов $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$ и $(n, 3nf)$. Эти сечения зависят существенно образом от вида энергетической зависимости Γ_n/Γ_f . На рис.6 представлена энергетическая зависимость $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ для ^{238}U , ^{239}U , ^{237}U , использовавшаяся в наших расчетах, которая была получена без учета эффекта спаривания, с использованием экспериментальных значений барьеров деления V_f и энергии связи, рассчитанной по формуле Камерона.

На рис.7 дана энергетическая зависимость сечений процессов $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$ и $(n, 3nf)$.

Дальнейшее развитие модели связано с учетом зависимости параметра плотности уровней от энергии возбуждения и учетом структуры барьера деления.

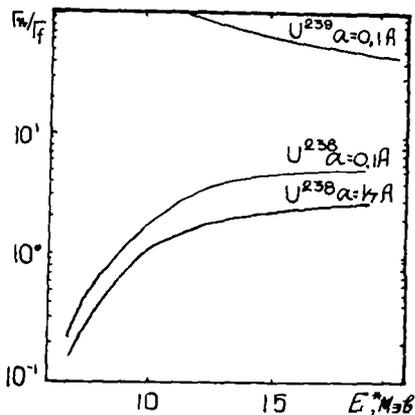


Рис.6. Зависимость Γ_n/Γ_f , использованная в настоящих расчетах.

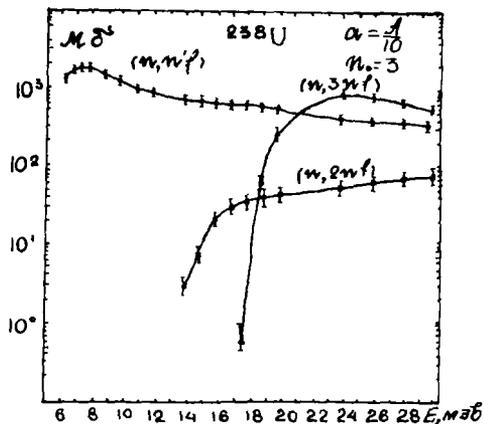


Рис.7. Энергетическая зависимость сечений процессов $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$ и $(n, 3nf)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Griffin J.J., "Phys.Rev.Lett.", 1966, v.17, p.478.
2. Blann M., "Phys.Rev.Lett.", 1968, v.21, p.1357.
3. Гудима К.К., Ососков Г.А., Тонеев В.Д. "Ядерная физика",

1975, т.21, с.260.

Машин С.Г., Токеев В.Д. ОЯЭИ-Р4-8417, Дубна, 1974.

4. Bohr N., Wheeler J.A., "Phys.Rev.", 1939, v.56, p.426.
5. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Friedlander G., "Phys.Rev.", 1959, v.116, p.683.
6. Машинев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969.
7. Cameron G.C.W., "Canad.J.of Phys.", 1956, v.35, p.1021.
8. Lynn J.E., AERE-R7468, 1974.
9. Batcheler R., "Nuclear Physics", 1965, v.65, p.236.
10. Clarke R.L., "Can.J.of Phys.", 1961, v.39, p.957.
11. Rosen L., Stewart L., LA-2111, 1957.
12. Сальников О.А., Ануфриенко В.Б., Девкин Б.В., Котельникова Т.В. Препринт ФЭИ-671, г.Обнинск, 1976.
13. Frehaut J., Mosinski G., CEA-R-4627, 1974 and Proc.of the Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, 1975, v.2, p.855.
14. White P.H., "J.of Nucl.Energy", 1962, v.A/B 16, p.261.
15. Allen K.W., "J.of Nucl.Energy", 1961, v.14, p.100.
16. Флёров Н.Н., Березин А.А., Челмоков Н.Е. "Атомная энергия", 1958, т.5, с.1593.
17. Mather D.S., Hampton P.F., Coles R.E., James G., Mind P.J., AERE-072/72, 1972 and AERE-047/69, 1969.
18. Knight J.D., Smith R.K., Warren B., "Phys.Rev.", 1958, v.112, p.259.
19. Phillips J.A., AERE NP/R, 1956, p.2033.
20. Дароци Н., Райч П., Чикал И. Труды I-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1972, ч.1, с.228.
21. Askermann A., Andres B., Borgmann M. and Scobel W., Proc. of the Conference on Nuclear Cross Sections and Technology, 1975, v.2, p.819.

УЧЕТ ПРОЦЕССА $(n, \gamma f)$ ПРИ РАСЧЕТЕ ШИРИН РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Е.Ш.Суховицкий, А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин, Г.В.Анципов

(ИЯЭ АН БССР)

В рамках статистической модели рассчитаны ширины и сечения процессов радиационного захвата и деления ^{239}Pu с учетом процесса $(n, \gamma f)$. Показана важность учета этого процесса для тяжелых ядер с отрицательными порогами деления.

Widths and cross sections of radiative capture and fission processes for ^{239}Pu are calculated taking into consideration the $(n, \gamma f)$ - process within the framework of statistical model. The importance of taking into account this process for heavy nuclei with negative fission thresholds is shown.

Необходимость учета процесса $(n, \gamma n')$ при расчете радиационных ширин для энергий нейтронов, больших средней энергии испускаемых γ -квантов ($\bar{\epsilon}_\gamma \sim 1$ МэВ), хорошо известна. Для делящихся ядер, кроме того, следует учитывать процесс $(n, \gamma f)$, когда энергетически возможно деление возбужденного составного ядра после испускания первичного γ -кванта. Однако имевшиеся теоретические оценки / 1, 2, 3 / ширин этого процесса при энергии возбуждения, равной энергии связи, противоречивы.

В настоящей работе проанализировано влияние процесса $(n, \gamma f)$ на результаты расчета энергетической зависимости средних ширин, сечений радиационного захвата σ_γ и деления σ_f и величины α .

Предполагалось, что ширина испускания первого γ -кванта, учитывающая только Е1-переходы, может быть представлена в виде / 4 /

$$\Gamma_{\gamma}^{\mathcal{J}\pi}(E) = \frac{1}{\rho(E+B_n, \mathcal{J}, \pi)} \int_0^{E+B_n} \sum_{\mathcal{J}_n=\mathcal{J}-1}^{\mathcal{J}+1} f(E, \epsilon_{\delta}) \rho(E+B_n-\epsilon_{\delta}, \mathcal{J}_n, \pi) d\epsilon_{\delta}, \quad (1)$$

где $\rho(u, \mathcal{J}, \pi)$ - плотность уровней ядра с энергией возбуждения u , спином \mathcal{J} и четностью π . Для спектрального фактора $f(E, \epsilon_{\delta})$ использовались два представления: предложенное Вайскоффом / 5 / $f(E, \epsilon_{\delta}) \sim \epsilon_{\delta}^3$ и лоренцевская зависимость, следующая из вида сечения обратной (фотоядерной) реакции, обобщенная на случай деформированных ядер / 6 /:

$$f(E, \epsilon_{\delta}) \sim \sum_{i=1}^2 \frac{i}{3} \frac{\Gamma_{i\alpha} \epsilon_{\delta}^4}{(\epsilon_{\delta}^2 - E_{i\alpha}^2)^2 + (\Gamma_{i\alpha} \epsilon_{\delta})^2}. \quad (2)$$

Параметры гигантского резонанса $E_{i\alpha}$, $\Gamma_{i\alpha}$ выбирались как средние по тяжелым ядрам / 4 /: $E_{1\alpha} = 11$ МэВ, $\Gamma_{1\alpha} = 2,9$ МэВ, $E_{2\alpha} = 14$ МэВ, $\Gamma_{2\alpha} = 4,5$ МэВ. Плотность уровней принималась в виде, следующем из модели не взаимодействующих частиц / 7 /, предполагающей независимость от четности.

При расчетах радиационных ширин принималось, что если после испускания первого γ -кванта остаточное возбуждение ядра больше энергии связи нейтрона B_n , то в дальнейшем происходит лишь деление или испускание нейтрона. Поэтому вклад этих γ -переходов в ширину радиационного захвата равен нулю. Для ядер с отрицательным порогом деления конкуренция процесса $(n, \gamma f)$ радиационному захвату возможна в том случае, когда остаточное возбуждение ядра после испускания первого γ -кванта меньше энергии связи нейтрона при условии $E - E_f > \epsilon_{\delta}$, где E_f - энергия порога деления.

В этом случае вероятность дальнейшей γ -разрядки равна $\Gamma_{\delta}^{\mathcal{J}_n, \pi}(E - \epsilon_{\delta}) / (\Gamma_{\delta}^{\mathcal{J}_n, \pi}(E - \epsilon_{\delta}) + \Gamma_{\gamma}^{\mathcal{J}_n, \pi}(E - \epsilon_{\delta}))$, и поэтому подынтегральное выражение в (1) следует умножить на эту величину. Здесь $\Gamma_{\gamma}^{\mathcal{J}_n, \pi}(E - \epsilon_{\delta})$ - делительная ширина канала $\{\mathcal{J}_n, \pi\}$ при энергии возбуждения $E + B_n - \epsilon_{\delta}$. Делительные ширины $\Gamma_{\gamma}^{\mathcal{J}_n, \pi}$ рассчитывались по каналовой теории Бора-Хилла-Уилера / 8 / с параметрами переходных состояний из работы / 9 /. Ширина $\Gamma_{\gamma}^{\mathcal{J}_n, \pi}$ рассчитывалась по формуле (1).

Четность π при расчете ширины $\Gamma_{\gamma}^{J-\pi}$ и $\Gamma_{\gamma}^{J-\pi}$ противоположна четности составного ядра, так как предварительно испускается $E1 \gamma$ -квант.

Рассмотрим результаты учета процессов $(n, \gamma n')$ и $(n, \gamma f)$ при расчете средних ширины и сечений реакции (n, γ) и (n, F) на примере ядра ^{239}Pu . Описанные ниже расчеты проводились по статистической модели со следующими параметрами: для составного ядра ^{239}Pu $B_n = 5,655$ МэВ / 10 /, энергия старения $\Delta = 0,420$ МэВ / 10, 11 / и параметр плотности уровней $\alpha = 27,48$ МэВ $^{-1}$, найденный из $\langle D \rangle_{\text{набл.}} = 9,5 \pm 0,7$ эВ / 12 /. Для составного ядра ^{240}Pu $B_n = 6,534$ МэВ / 10 /, $\Delta = 0,919$ МэВ / 10, 11 /, $\alpha = 26,46$ МэВ $^{-1}$, $\langle D \rangle_{\text{набл.}} = 2,38 \pm 0,06$ эВ / 13 /. Параметры оптического потенциала взяты из работы / 14 /.

Так как делительные ширины являются функциями спина и четности канала, то учет конкуренции $(n, \gamma f)$ - процесса приводит к появлению зависимости средних радиационных ширины от четности и более сильной спиновой зависимости (см. табл.).

Средние радиационные ширины ^{239}Pu , рассчитанные с учетом и без учета процесса $(n, \gamma f)$ с различными представлениями спектрального фактора для энергий нейтронов $E = 0,1$ кэВ

Канал	С учетом		Без учета	
	$(n, \gamma f)$ - процесса, мэВ		$(n, \gamma f)$ - процесса, мэВ	
	Представление Вайскопфа	Лоренцевская зависимость	Представление Вайскопфа	Лоренцевская зависимость
0^+	36,58	39,73	43,47	43,53
0^-	56,14	49,73	43,47	43,53
1^+	46,01	44,65	43,24	43,22
1^-	35,10	36,98	43,24	43,22
2^+	41,22	41,81	42,81	42,62
2^-	39,35	39,95	42,81	42,62

Приведенные значения ширины нормированы к значению $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{\text{экс.}} = 43,3 \pm 3,0$ МэВ / 12 /. Видно, что результаты для двух

представления спектрального фактора $f(\epsilon, \epsilon_0)$ существенно различаются. Это является следствием различия средних энергий первичных γ -квантов, что сказывается на конкуренции процесса $(n, \gamma f)$ радиационному захвату. Такое различие и имеющаяся экспериментальная информация позволяет сделать некоторые выводы о виде спектрального фактора. В работе / 15 / измерена разность ширины $\Gamma_{\gamma 5}^{3\pi}$ для состояний 0^+ и 1^+ : $|\Gamma_{\gamma 5}^{0^+} - \Gamma_{\gamma 5}^{1^+}| < 4$ мэВ. В работе / 16 / получено значение $\Gamma_{\gamma 5}^{1^+}$, равное $4,1 \pm 0,9$ мэВ. Расчет со спектральным фактором Вайскопфа дает значения $\Gamma_{\gamma 5}^{0^+} = 20,3$ мэВ и $\Gamma_{\gamma 5}^{1^+} = 10,6$ мэВ. Использование выражения (2) дает значения $\Gamma_{\gamma 5}^{0^+} = 10,2$ мэВ и $\Gamma_{\gamma 5}^{1^+} = 4,9$ мэВ, которые близки к оценке Линна / 1 /, использовавшего лоренцевскую зависимость для спектрального фактора и получившего значения $\Gamma_{\gamma 5}^{0^+} = 8$ мэВ и $\Gamma_{\gamma 5}^{1^+} = 3$ мэВ. Кроме того, имеется возможность сравнить результаты расчетов $\Gamma_{\gamma 5}^{3\pi}$ для ^{241}Pu с экспериментальными данными работы / 17 /: $\Gamma_{\gamma 5}^{2^+} \sim 7$ мэВ и $\Gamma_{\gamma 5}^{3^+} \sim 2$ мэВ. Расчет ($B_n = 6,301$ МэВ; $\Delta = 1,013$ МэВ, $\alpha = 26,90$ МэВ $^{-1}$, $\langle D \rangle_{\text{набл.}} = 1,34 \pm 0,10$ эВ; $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_{\text{экс.}} = 43,0 \pm 3,0$ мэВ) с использованием лоренцевской зависимости для спектрального фактора дает $\Gamma_{\gamma 5}^{2^+} = 5,0$ мэВ и $\Gamma_{\gamma 5}^{3^+} = 2,9$ мэВ, а с использованием представления Вайскопфа - 10,4 мэВ и 6,3 мэВ, соответственно. Видно, что представление спектрального фактора в виде Вайскопфа не дает согласия с экспериментом, тогда как лоренцевская зависимость (2) обеспечивает хорошее согласие с экспериментом.

В работе / 3 / сделано противоположное заключение. Противоречие, по-видимому, вызвано различием используемых параметров. Используемые нами параметры оптимизированы по последним экспериментальным данным, и наш вывод представляется более обоснованным.

Учет процессов $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$ приводит к изменению энергетической зависимости средних радиационных ширины (рис.1) и, следовательно, сечения σ_{γ} (рис.2). Видно, что результаты расчета σ_{γ} с учетом и без учета процесса $(n, \gamma f)$ различаются в ~ 2 раза при энергии 1 МэВ. При энергии 3 МэВ, где существен процесс $(n, \gamma n')$, результаты расчета различаются в ~ 10 раз.

В области низких энергий, где сечение σ_{γ} составляет значительную часть сечения неупругого взаимодействия, процесс $(n, \gamma f)$ может давать существенный вклад в сечение деле-

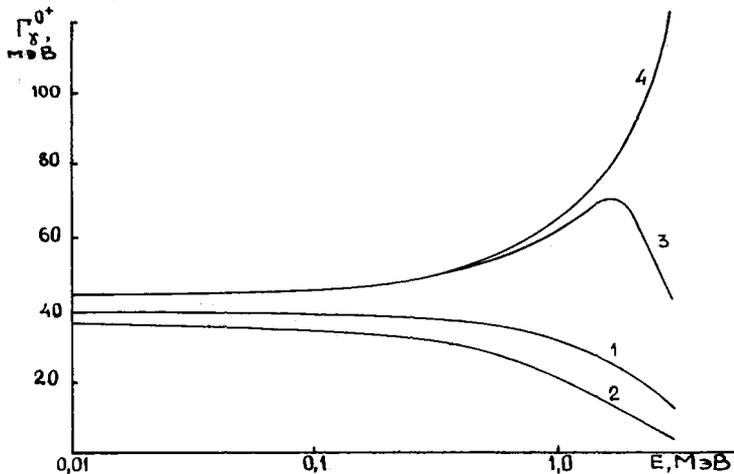


Рис.1. Зависимость $\Gamma_{\gamma}^{0+}(E)$: 1 - с учетом $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, $f(E, \epsilon_{\gamma})$ в виде (2); 2 - с учетом $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, $f(E, \epsilon_{\gamma})$ в виде Вайскопфа; 3 - с учетом $(n, \gamma n')$, $f(E, \epsilon_{\gamma})$ в виде (2); 4 - без учета $(n, \gamma f)$ и $(n, \gamma n')$, $f(E, \epsilon_{\gamma})$ в виде (2).

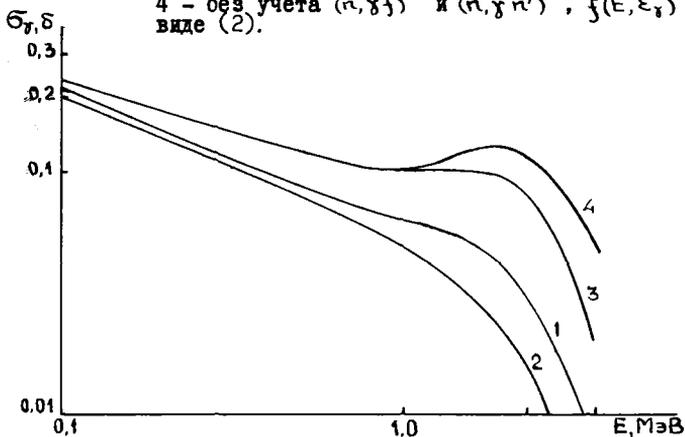


Рис.2. Сечение радиационного захвата $\sigma_{\gamma}^{239}\text{Pu}$. Обозначение кривых аналогично рис.1.

ния $\sigma_F = \sigma_f + \sigma_{\gamma f}$. Так, расчет по средним резонансным параметрам для ^{239}Pu показывает, что при энергии 1 кэВ вклад сечения процесса $(n, \gamma f)$ в σ_F составляет $\sim 10\%$. Естественно, что с увеличением энергии вклад сечения $(n, \gamma f)$ - процесса уменьшается.

Изменение сечения σ_γ и σ_F при учете процесса $(n, \gamma f)$ существенно сказывается на рассчитываемой величине $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_F$. Так, расчеты α с учетом и без учета этого процесса различаются на 15% при 1 кэВ, на 10% при 40 кэВ, на 20% при 0,3 МэВ и на 50% при 0,7 МэВ. Ниже 100 кэВ увеличение расхождения в α с уменьшением энергии вызвано ростом вклада сечения $\sigma_{\gamma f}$ в σ_F . Выше 100 кэВ увеличение расхождения с ростом энергии обусловлено увеличением конкуренции $(n, \gamma f)$ - процесса радиационному захвату.

Таким образом, при расчете средних ширины и сечений радиационного захвата и деления для ядер с отрицательным порогом деления необходимо учитывать процесс $(n, \gamma f)$. Учет процесса $(n, \gamma f)$ приводит к существенной зависимости радиационных ширины от характеристик каналов. Результаты расчетов показывают, что более предпочтительным является представление спектрального фактора $f(E, \epsilon_\gamma)$ в виде лоренцевской зависимости.

Литература

1. Lynn J.E., Phys. Lett., 18, 31, 1965.
2. Stavinsky V.S., Shaker M.O., Nucl. Phys., 62, 667, 1965.
3. Trochon J., Simon G., CEA-COMF-2975., 1974.
4. Lynn J.E., AERE-R7468, Nov. 1974.
5. Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, И.Л., М., 1954.
6. Veysiere A., Veil H., Bergere R., Carles P., Lepretre A., Nucl. Phys., A199, 45, 1973.
7. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Госатомиздат, 1969.
8. Bohr N., Wheeler J., Phys. Rev., 54, 426, 1939, Hill R., Wheeler J., Phys. Rev., 89, 1102, 1953.
9. Lynn J.E., Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford, 1968.
10. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974.
11. Nemirovsky P.E., Adamchuk Yu.V., Nucl. Phys., 39, 551, 1962.
12. Юньшин В.А., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш. Изв. АН БССР, сер. физ.-энерг., № 2, 21, 1974.

13. Анципов Г.В., Кобылин В.А., Суховицкий Е.Ш. Труды III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9-13 июня 1975 г., ч.2, 21, 1976.
14. Smith A., Guenther P., Whalen J., J. Nucl. En., 27, 317, 1973.
15. Зен Чан Бом, Пантелеев Ц., Тянь Сан Хак. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 82, 1973.
16. Ryabov Y., Trochou J., Shackleton D., Frehaut J., Nucl. Phys., A216, 325, 1973.
17. Сямон И., Фрео Ал. Труды III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев 9-13 июня 1975 г., ч.5, 337, 1976.
18. Кобылин В.А., Анципов Г.В., Баханович Л.А., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш., Бендерский А.Р. Ядерные константы, в.16, 329, 1974.

АНАЛИЗ И ОЦЕНКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО
ВЕЛИЧИНЕ α ПЛУТОНИЯ - 239

В.Н. Кононов, Е.Д. Полетаев

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

На основании анализа экспериментальных данных по α плутония-239 (микроскопические эксперименты) в области энергий нейтронов 0,1 кэв - 1 Мэв получены оценённые значения и ковариационная матрица величины альфа.

The experimental data for plutonium-239 alpha (microscopic experiments) in the energy range 0,1kev-1Mev were analysed and the evaluated values of alpha with the covariance matrix were obtained.

С момента опубликования широко известных оценок величины α плутония-239 Соверби-Коньяина [1] и Коньяина и др. [2] список экспериментальных работ по измерению этой величины существеннополнился, в связи с чем кажется целесообразным произвести новую оценку. При этом мы считали важным оценить не только погрешности оценённых данных, но и также их корреляционные свойства - вопрос, который в предыдущих оценках практически не рассматривался.

Эксперименты по измерению α плутония-239 выполнены на различных установках с использованием различных детекторных систем. Однако можно сказать, что все они являются не прямыми и требуют от авторов всестороннего анализа условий эксперимента и детальной оценки погрешностей получаемых данных. К сожалению, общего подхода к оценке погрешностей ещё не выработано, и в большинстве работ этому важному вопросу уделяется мало внимания. Поэтому при получении оценённых данных, погрешностей и их корреляционных свойств мы руководствовались сложившимся у нас представлением о различных экспериментальных методах.

Анализ использованных для измерения α методов [3] показал, что наряду со статистической точностью и случайными погрешностями измерения всем методам присущи, и они являются определяющими, другие погрешности, связанные с вычитанием фона, нормировкой, несовершенством детекторной и измерительной аппаратуры, введением различного рода поправок. Эти погреш-

ности носят систематический характер и оказываются в значительной степени скоррелированными по всему измеряемому интервалу энергий нейтронов. То обстоятельство, что данные по величине α базируются в основном на результатах двух групп экспериментов — измерения на спектрометрах резонансных нейтронов, охватывающих область энергий от 0,1 до 10 кэв и выше, и измерения на импульсных электростатических генераторах в области энергий от ~ 5 кэв до 1 Мэв, приводит к тому, что погрешности оценённых данных также оказываются скоррелированными по двум широким интервалам энергий, определяя тем самым характерный вид структуры ковариационной матрицы.

В табл. I приведены полученные нами оценённые значения в представлении 26-групповой системы констант [4] вместе с полной оценённой погрешностью и корреляционной матрицей. Более подробные оценённые данные содержатся в работе [3].

Для получения ковариационной матрицы сечения радиационного захвата $\bar{\sigma}_{nr}$, получаемого в настоящее время из данных по α и $\bar{\sigma}_f$, очевидно, дополнительно требуется знание ковариационной матрицы оценённых значений сечения деления. Однако поскольку погрешность в величине α вносит основной вклад в погрешность сечения $\bar{\sigma}_{nr}$, то приведённая в табл. I корреляционная матрица, видимо, в достаточной степени будет передавать основные особенности корреляционной матрицы погрешности $\bar{\sigma}_{nr}$.

На рис. 1 и 2 производится сравнение оценок величины α и $\bar{\sigma}_{nr}$ [1, 2, 5, 6] с данными настоящей работы ($\bar{\sigma}_{nr}$ наст. раб. получено с привлечением данных по $\bar{\sigma}_f$ из оценки [7]). Видно, что, хотя в отдельных энергетических интервалах имеется заметное различие с результатами цитируемых оценок, в целом все оценки согласуются удовлетворительно. Это подтверждается также сравнением усреднённых по спектру стандартного реактора Бейкера [8] величин $\langle \alpha \rangle$ (табл. 2). Следует отметить, что описание погрешностей оценённых данных полученной нами ковариационной матрицей приводит к увеличению в ~ 2 раза погрешности величины $\langle \alpha \rangle$ по сравнению с тем случаем, когда ковариационная матрица принимается диагональной.

Таблица I

Оценённые значения величины α и сечения радиационного захвата
для плутония-239

i	$E_{\alpha}, \text{кэВ}$	α	Корреляционная матрица погрешностей величины α	$\sigma_{\alpha},$ барн
5	800-1400	$0,029 \pm 0,008$	I	$0,05 \pm 0,01$
6	400-800	$0,068 \pm 0,012$	0,93 I	$0,11 \pm 0,02$
7	200-400	$0,102 \pm 0,013$	0,90 0,89 I	$0,15 \pm 0,02$
8	100-200	$0,134 \pm 0,015$	0,87 0,87 0,87 I	$0,20 \pm 0,02$
9	46,5-100	$0,184 \pm 0,021$	0,70 0,70 0,71 0,71 I	$0,30 \pm 0,04$
10	21,5-46,5	$0,304 \pm 0,028$	0,36 0,38 0,42 0,42 0,48 I	$0,49 \pm 0,05$
11	10-21,5	$0,483 \pm 0,045$	0,27 0,29 0,31 0,29 0,33 0,36 I	$0,84 \pm 0,08$
12	4,65-10,0	$0,714 \pm 0,064$	0,28 0,30 0,32 0,30 0,32 0,36 0,45 I	$1,47 \pm 0,14$
13	2,15-4,65	$0,904 \pm 0,075$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 I	$2,63 \pm 0,24$
14	1,0-2,15	$0,889 \pm 0,073$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 0,87 I	$3,71 \pm 0,33$
15	0,465-1,0	$0,827 \pm 0,068$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 0,87 0,87 II	$6,89 \pm 0,61$
16	0,215-0,465	$0,930 \pm 0,077$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 0,87 0,87 0,87 I	$12,0 \pm 1,06$
17	0,100-0,215	$0,868 \pm 0,072$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 0,87 0,87 0,87 0,87 I	$16,4 \pm 1,45$

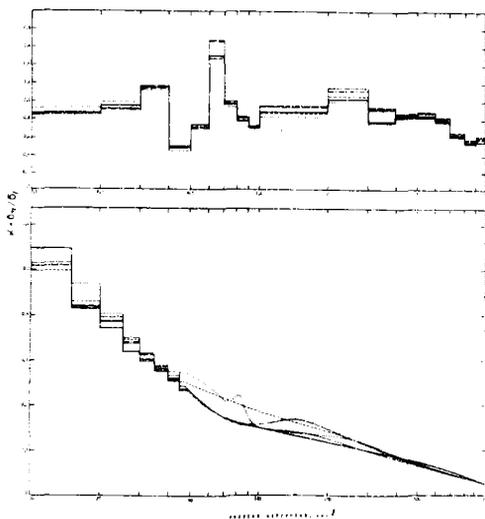


Рис.1. Величина α плутония-239 в области энергий нейтронов 0,1 кэв - 1 Мэв: — наст. работа; — Соверби-Коньшин [1]; — Коньшин и др. [2]; - ENDF/B-IV [5]; - - - - Каваи [6].

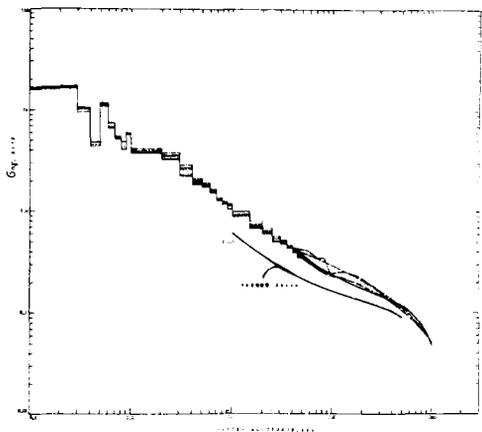


Рис.2. Сечение радиационного захвата нейтронов для плутония-239 в области энергий 0,1кэв -1 Мэв (обозначения-рис.1).

Таблица 2

Сравнение оценённых значений $\langle \alpha \rangle$ плутония-239, усреднённых по спектру нейтронов стандартного реактора Бейкера (без учёта резонансной блокировки)

Работа	$\langle \alpha \rangle$	Отношение $\frac{\langle \alpha \rangle}{\langle \alpha \rangle_{\text{наст. раб.}}}$
БНАБ-70	0,300	1,007
Соверови-Кольшин	0,307	1,030
Кольшин и др.	0,303	1,017
ENDF/V - IV	0,304	1,020
ENDF/V - III	0,299	1,003
Настоящая работа	$0,298 \pm \begin{matrix} 0,020 \text{ а)} \\ 0,009 \text{ б)} \end{matrix}$	

- Примечание.** Погрешность $\langle \alpha \rangle$ наст. раб. получена:
- а) - с учётом корреляционной матрицы табл. I;
 - б) - в предположении диагональной корреляционной матрицы.

Литература

1. Sowerby M.G. and Konshin V.A. Atomic Energy Review. V. 10, N. 4, IAEA, Vienna, 1972, 453.
2. Кольшин В.А. и др. Сб. "Ядерные константы", вып. 16, Атомиздат, 1974, 329.
3. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. Сб. "Ядерные константы", в печати. Выпуск 25.
4. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчёта ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1964.
5. Garber D.I. and Kinsey R.R. BNL - 325, 3-d Edition, V. 2, 1976.
6. Kawai M. INDC(JAP) -30"L", 1976.
7. Sowerby M.G. et. al. Ann. of Nucl. Sci. and Eng., 1974, V. I, N. 7/8.
8. Абагян Л.П. и др. Препринт ФЭИ-525, Обнинск, 1974.

ОЦЕНКА НЕКОТОРЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ СМЕСИ ИЗОТОПОВ КАЛЬЦИЯ

Х.Ш.Абдуллаев, В.В.Возяков, С.М.Гаджиев,
В.Н.Маножин, Б.М.Степанов, Г.Я.Труханов

Приведены результаты оценки полного, упругого
и полного неупругого сечений природного кальция в
области энергии нейтронов 0,1-15 МэВ.

The results of the evaluation of the total, the
elastic and the nonelastic cross-sections of natu-
ral calcium in the 0.1 MeV - 15 MeV neutron energy
region are reported.

I. Необходимость учета кальция во многих задачах переноса
нейтроново обусловлена достаточно высокой его распространенностью
в природе и тем, что сечение взаимодействия нейтронов с кальци-
ем не мало.

Время проведения последних оценок, результаты которых при-
ведены в библиотеках UKNDL, ENDF/B, LLL, - 1967-1977 гг. [1]. Для
этих оценок характерны недостатки, отмеченные в работе [2].
В ряде статей, в частности в статье [3], появились сообщения о
новой оценке нейтронных сечений для кальция, выполненной Фу
и Пири. Однако результаты этой оценки нам не известны.

В настоящей работе приводятся некоторые результаты нашей
оценки для полного σ_{tot} , упругого σ_{el} и полного неупругого σ_{nonel}
сечений природного кальция в области энергий нейтрона от 0,1
МэВ до 15 МэВ. В оценке использовались доступные эксперименталь-
ные сечения, выполненные авторами расчеты по оптической модели
и данные имеющихся в наличии библиотек. Разрисовка эксперимен-
тальных и библиотечных данных осуществлялась с помощью комплек-
са программ АЛГРАФ [4]. Для оценки выбирались те эксперименты,
числовые данные которых введены в международную машинную библи-
отеку EXFOR. Предпочтение отдавалось данным, полученным методом
времени пролета (см.табл.).

Экспериментальные данные по полному сечению природного кальция, использованные в оценке

Автор работы, год	E_{min} , МэВ	E_{max} , МэВ	Число точек	Статистическая погрешн. $\pm \Delta \sigma_{tot}, \%$
1. H. Newson, 1961	0,010	0,100	102	-
2. E. Bilpuch, 1958	0,012	0,190	109	-
3. C. Bowman, 1962	0,130	0,685	1055	-
4. R. Wilenzick, 1961	0,220	0,7	154	5
5. D. Foster, 1971	2,25	14,87	244	2-9
6. J. Reber, 1967	1,82	8,34	208	1,5-3
7. S. Cierjacks, 1968	0,5	32	5113	3
8. R. Schwarz, 1971	0,48	20	3536	1,5-4
9. F. Perey ж, 1972	0,18	29	3501	1-3

* Погрешность в начале энергетической шкалы достигает $\pm 70\%$, затем плавно уменьшается.

По величине энергетического разрешения выделяются результаты Пири (0,12 нс/м) и Сирикса (0,03 нс/м), в остальных экспериментах разрешение значительно хуже.

Экспериментальные сечения и данные библиотеки LLL усреднялись по энергетическим интервалам шириной 0,5 МэВ с шагом 0,1 МэВ. Результаты усреднения представлены на рис.1. Видно, что расхождение данных составляет в основном $\pm (2-3)\%$; аномалии наблюдаются при энергиях нейтронов ниже 1,5 МэВ, где сечения из библиотеки LLL на 20-40% превышают значения сечений, даваемых другими авторами, и в области 11,5-12,5 МэВ, в которой данные библиотеки превышают результаты остальных работ, хорошо согласующихся между собой, на 5%. В районе 3 МэВ сечения Сирикса идут выше генерального среднего на 4%. Хорошее совпадение результатов различных авторов для σ_{tot} природного кальция в значительной степени облегчает выбор опорных точек, используемых в поиске параметров оптической модели.

Предварительная оценка σ_{el} и σ_{ninel} осуществлялась по всем доступным работам, $d\sigma_{el}/dn$ оценивалось по результатам компиляции [5].

На рис.2 представлены результаты экспериментов и теоретических расчетов по σ_{el} , а также данные библиотеки LLL, усредненные по полумэвным интервалам. Там же приведены интегралы по углу от $d\sigma_{el}/dn$, взятых из работы [5], при некоторых фиксированных значениях энергии. Видно, что данные библиотеки LLL (усред-

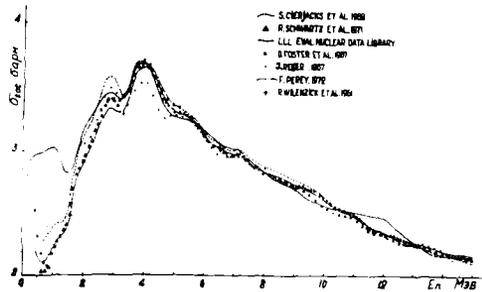


Рис.1. Сравнение усредненных данных по полному сечению для природного кальция.

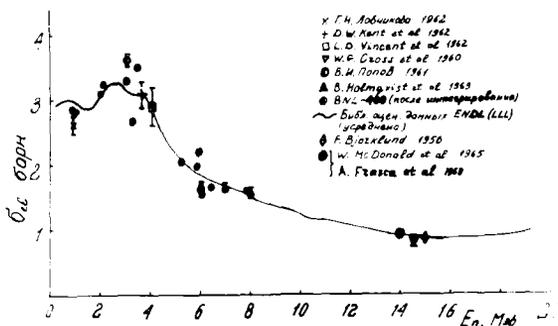


Рис.2. Полное сечение упругого рассеяния природного кальция.

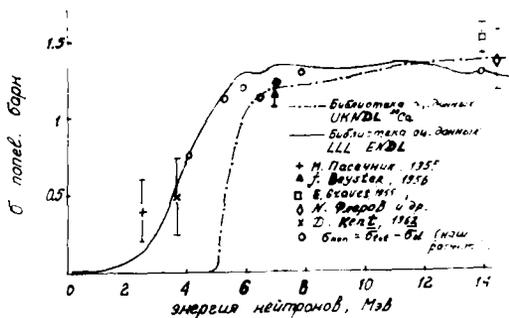


Рис.3. Полное сечение неупругого рассеяния для природного кальция и изотопа ^{40}Ca .

ненные) удовлетворительно описывают эксперименты практически во всей области энергии, за исключением интервала от 2 МэВ до 4 МэВ. В этом интервале отличие экспериментального значения сечения от среднего, по библиотечным данным, достигает 15%.

Данные по $\sigma_{\text{полн}}$ показаны на рис.3. Среди них - результаты прямых измерений, - данные английской библиотеки UKNDL для изотопа Ca^{40} , а также вычисленные по формуле $\bar{\sigma}_{\text{полн}} = \bar{\sigma}_{\text{tot}} - \bar{\sigma}_{\text{el}}$ для $\bar{\sigma}_{\text{el}}$, усредненных по экспериментальным значениям Кента [7] и данным библиотеки LLL. В первом случае $\bar{\sigma}_{\text{tot}}$ бралось из нашей оценки (рис.1), во втором - использовались усредненные данные библиотеки LLL. На рис.3 приведены также значения $\bar{\sigma}_{\text{полн}}$, вычисленные по вышеупомянутой формуле для $\bar{\sigma}_{\text{tot}}$, взятого из нашей оценки $\bar{\sigma}_{\text{tot}}$ (рис.1) и $\bar{\sigma}_{\text{el}}$, полученного путем интегрирования $d\sigma_{\text{el}}/d\Omega$ работы [5]. Из рис.3 видно, что в области ниже 6 МэВ данные UKNDL для Ca^{40} значительно расходятся с остальными результатами, находящимися между собой в удовлетворительном согласии. Для окончательного вывода об ошибочности данных UKNDL необходимо проведение оценки $\sigma_{\text{полн}}$ для других изотопов кальция.

Параметры оптической модели, найденные нами с помощью программы поиска [8]:

$V_0 = 50,39$ МэВ; $z_1 = -0,2$; $W_0 = 4,25$ МэВ; $z_2 = 0,3$;
 $V_{\text{во}} = 7,0$ МэВ; $z_3 = 0$; $V_r = (V_0 + z_1 E)$ МэВ; $A_v = 0,65$ фм;
 $W_s = (W_0 + z_2 E)$ МэВ; $A_w = 0,47$ фм; $W_r = z_3 E$ МэВ; $r_v = r_w = 1,26$ фм, -
 позволяют хорошо описать $\bar{\sigma}_{\text{tot}}$ в области энергии нейтронов от 3 МэВ до 15 МэВ. Расчетная кривая совпадает с кривой, аппроксимирующей экспериментальную совокупность данных рис.1 (расчетная кривая на рис.1 не приводится, чтобы не затемнять картину). В области 2-3 МэВ расчетные точки идут выше экспериментальных на 15-20%.

Данные работы [5] удовлетворительно описываются теоретическими кривыми, вычисленными для найденного набора оптических параметров во всех случаях, за исключением одного - $E=14$ МэВ. Это говорит о необходимости продолжения поиска параметров оптической модели, с помощью которых можно было бы удовлетворительно описать $d\sigma_{\text{el}}/d\Omega$ во всех опорных точках, включая $E=14$ МэВ.

2. Сравнение детального хода полного сечения, даваемого различными авторами в области энергий нейтронов 0,1 МэВ - 15 МэВ, указывает на расхождение данных библиотеки LLL с результатами

новых экспериментов, выполненных в период с 1967 по 1972 г. в разных лабораториях с различным разрешением. Например, в интервале 0,5 МэВ–2 МэВ различие в сечениях достигает 20–100%; с ростом энергии оно уменьшается до нескольких процентов. Увеличение систематического расхождения наблюдается вновь в области энергии 9 МэВ–10 МэВ и 11,5 МэВ–12,5 МэВ. Отметим, что в интервале 1,5 МэВ–3 МэВ в библиотеку LLL заложены либо усредненные сечения, либо устаревшие экспериментальные данные: в этой области энергии в сечениях наблюдаются флуктуации порядка $\pm(50\div 70)\%$, тогда как библиотечная кривая практически не имеет структуры.

Эксперименты Сирыкса, Пири, Шварца и др., как правило, хорошо совпадают между собой, если учесть различие в функциях разрешения. Иногда наблюдаются систематические отклонения данных одного из авторов в пределах 10–15%. Например, в области 3 МэВ–4 МэВ эксперимент Ребера выпадает из общей картины.

С учетом результатов предварительной оценки (см. предыдущий раздел), проведенный выше анализ позволяет принять данные Сирыкса в качестве рекомендованных для σ_{tot} в области 3,0 МэВ–7 МэВ. Выше 7 МэВ флуктуации сечения становятся сравнимыми со статистической ошибкой. В связи с этим нет необходимости иметь так много точек, сколько дает Сирыкс, поэтому между 7 МэВ и 15 МэВ в качестве рекомендованных принимаем результаты Фостера.

В интервале от 0,5 МэВ до 3,0 МэВ данные Сирыкса хорошо согласуются с результатами Пири и Шварца, превосходя их в разрешении структуры. Данные Сирыкса будем считать в этой области в качестве основных.

В интервале (0,19 МэВ–0,5 МэВ) конкурируют результаты Баумана и данные LLL. Похоже, что последние имеют поправку на разрешение. Результаты Виленчика систематически смещены по энергетической оси на 5–10 МэВ и чаще всего неполностью разрешают структуру, что можно заметить уже при 0,3 МэВ.

В области энергий меньших 0,19 МэВ, для анализа σ_{tot} , по-видимому, следует привлечь данные Ньюсона, Билпача и Баумана.

Литература

1. Neutron Nuclear Data Evaluation. Technical Reports. Series No. 146. IAEA, Vienna, 1973.

2. Ю.А.Медведев, Б.М.Степанов, Г.Я.Труханов. "Проблемы выработки стандартных ядерных данных по сечениям взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры", Информационный бюллетень ГСССД, вып.4, с.33-34. М., Издательство стандартов, 1976г.
3. J.K.Dickens, T.A.Love and G.L.Morgan. "Neutron-induced gamma-ray production in Calcium in the energy range $0,7 \leq E_n \leq 20$ MeV". Nucl. Sci. Engn., 53, No.3, 277-284 (1974).
4. А.И.Блохин, П.Е.Кузнецов, В.М.Паньков, В.П.Платонов, Л.Н.Усачев. "Алграф: комплекс программ для представления информации на графопостроителе", Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", М., Атомиздат, Вып.20, с.38, 1975г.
5. D.Garber, L.Stromberg, M.Goldberg et al. Angular distributions in neutron-induced reactions. Volume II, Z=21 to 94. III Edition (BNL-400), June 1970.
6. F.Bjorklund, S.Fernbach, N.Sherman. Optical Model of Nucleus with Absorbing Surface. Phys.Rev., 1956, 101, 6, 1832.
7. D.Kent, S.Pury, S.Snowdon, W.Bucher. Interaction of 3,7-MeV Neutrons with Medium Weight Nuclei. Phys.Rev., 1962, 125, 1, 331.
8. В.М.Бычков, В.И.Попов, Н.В.Васильева. "Программы для оценки дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов", Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", М., Атомиздат, 1973, вып.15, с.5.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ДЛЯ КИСЛОРОДА
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ОТ 0 ДО 2,5 МэВ

М.Н.Николаев, Н.О. Базазянц, А.С.Забродская

(ФЭИ ГИАН СССР)

Описана оценка сечения и угловых моментов упругого рассеяния нейтронов на кислороде для энергий от 0 до 2,5 МэВ. В основе оценки лежит одноканальное многоуровневое представление матрицы столкновений, параметры которого подобраны для описания совокупности экспериментальных данных.

The evaluation of the cross-section and the angular momenta for the elastic scattering of neutrons by oxygen in energy range from 0 to 2,5MeV is described. The single - channel multilevel representation for a collision matrix with some parameters fitted for describing the experimental data is assumed as a basis of this evaluation.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния неполяризованных нейтронов на четно-четном ядре описывается формулой Блатта и Баденхарна [1,2]

$$\sigma(\theta, E) = \frac{1}{4\pi} \sum_{L=0}^N B_L(E) \cdot P_L(\cos\theta),$$

где

$$B_L(E) = \frac{4\pi\lambda^2}{8(2I+1)} \sum_{\mu, \nu} Z^2 \cdot (l_\mu J_\mu \cdot l_\nu J_\nu / S_L) \cdot \text{Re} [(1-S^\mu) \cdot (1-S^\nu)^*].$$

Здесь μ и ν - две независимые системы уровней составного ядра, каждая из которых характеризуется значением полного момента J , четности $\pi = (-1)^L$; $J = L + S$; $S = I + 1/2$ (S - спин канала реакции, L - относительный орбитальный угловой момент нейтрона, I - спин ядра-мишени); $Z(l_\mu J_\mu \cdot l_\nu J_\nu / S_L)$ - коэффициенты векторного сложения [3,1]; S^μ и S^ν - элементы матрицы столкновений, которые в многоуровневом одноканальном приближении могут быть записаны [2] следующим образом:

$$S^{\mu}(E) = e^{-2i\varphi_{\mu}} \cdot \frac{x_{\mu} + i}{x_{\mu} - i} ; \quad S^{\nu} = e^{2i\varphi_{\nu}} \cdot \frac{x_{\nu} - i}{x_{\nu} + i} .$$

Для описания энергетической зависимости фаз потенциального рассеяния φ_{μ} и φ_{ν} использовались формулы (П.12)-(П.14) из работы [4]. Расчет сечения упругого рассеяния кислорода и его моментов осуществлялся с помощью программы УГРА [5] по параметрам работы [6] в совокупности с отрицательным уровнем из работы [7] ($E_0 = -3,272$ МэВ, $J^{\pm} = I/2^{\pm}$, $l = 0$). Приведенная нейтронная ширина отрицательного уровня подбиралась нами из условия наилучшего описания экспериментальных данных и принята равной 0,442 МэВ. Результаты наших расчетов показаны на рис.1 и 2 сплошными линиями. На рис.1 приведено полное сечение кислорода, измеренное в работах [8-15]. Экспериментальные данные для первого и второго моментов сечения упругого рассеяния кислорода до энергии $\sim 1,67$ МэВ представлены в основном работой Лейна и др. [16] (см.рис.2). Однако в области энергий 1,65-2,5 МэВ нет детальных экспериментальных результатов, а те, которые имеются [17-19], не выявляют детальную энергетическую зависимость моментов кислорода.

Как видно из рисунков, результаты теоретических расчетов удовлетворительно описывают экспериментальные данные в той энергетической области, в которой резонансная структура сечений кислорода проявляется наиболее сильно и в которой может быть существенным учет резонансной самоэкранировки угловых распределений при расчете распространения нейтронов в кислородосодержащих средах [21].

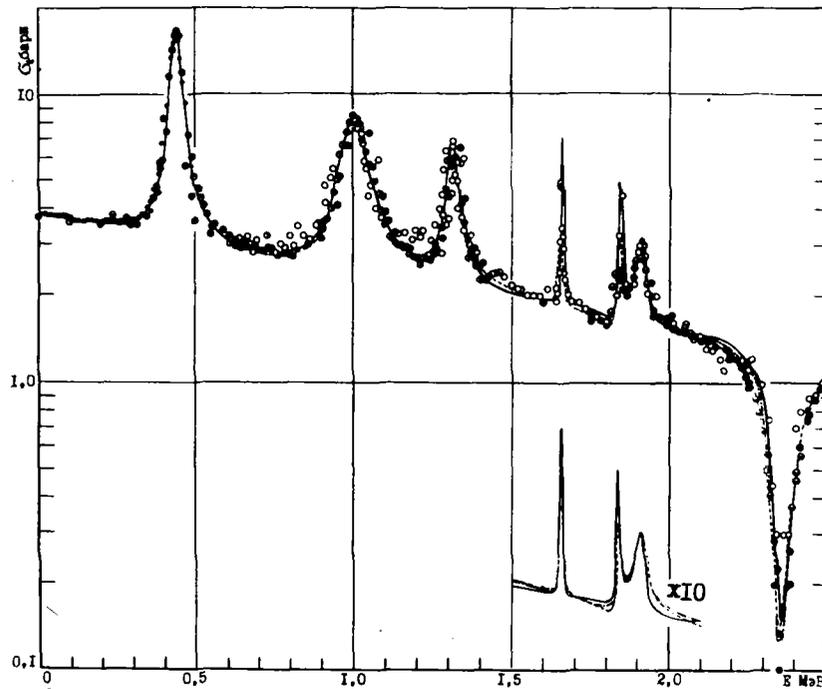


Рис. I. Энергетическая зависимость полного сечения кислорода. Обозначения приведенных экспериментальных данных: \circ - Бокельман [8]; \square - Окаzuki [9]; \diamond - Штрибл [10]; \bullet - Муриг [11]; \square - Фостер [15]; \circ - Фаулер [13]; \cdots - Сирьякс [12]; $---$ - Шварц [14]. Наш расчет $---$.

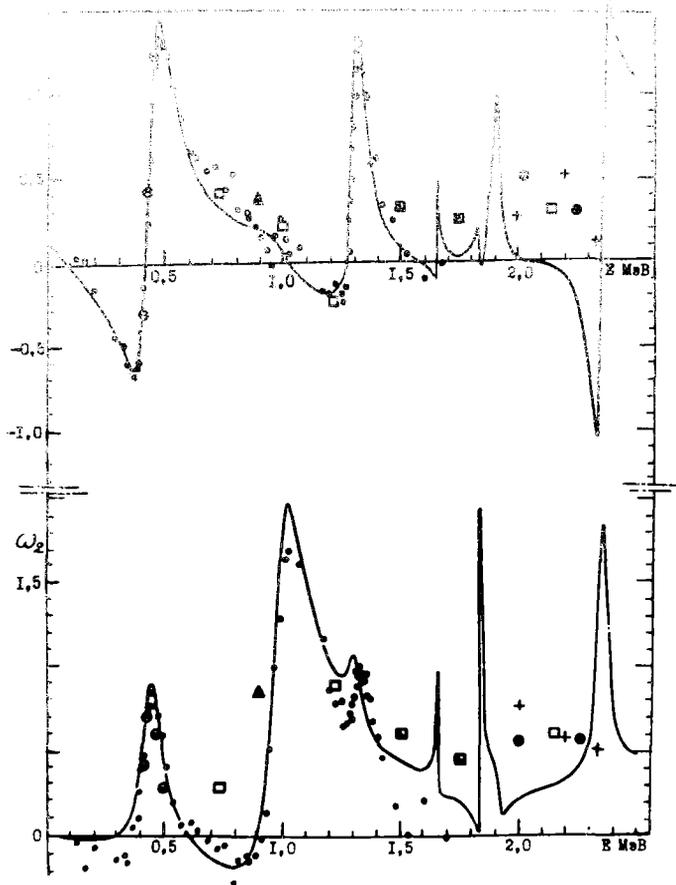


Рис.2. Энергетическая зависимость угловых моментов кислорода. Обозначения приведенных экспериментальных данных: \circ - Оказаки [9]; \circ - Лейн [16], \square - Фаулер [17]; \bullet - Мартин [18]; \blacksquare - Фаулер и Мартин; $+$ - Хунцингер [19]. Наш расчет —————.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blatt J.M., Biedenharn L.C. "Rev.Mod.Phys.", 1952, v.24, p.258.
2. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
3. Балдин А.М. и др. Кинематика ядерных реакций. М., Атомиздат, 1968.
4. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М., ИЛ, 1960.
5. Базазянц Н.О., Забродская А.С., Николаев М.Н. В сб.: Вопросы атомной науки и техники (Серия "Ядерные константы"). М., Атомиздат, 1976, вып.21, с.261.
6. Johnson C.H. "Phys.Rev.", 1973, v.7C, p.561.
7. Hickey G.T. "Nucl.Phys.", 1974, v.17, p.470.
8. Bockelman C.K. e.a. "Phys.Rev.", 1951, v.84, p.69; Bockelman C.K. "Phys.Rev.", 1950, v.80, p.1011.
9. Okazaki A. "Phys.Rev.", 1955, v.99, p.55.
10. Striebel H.R. e.a. "Nucl.Phys.", 1958, v.6, p.188.
11. Mooring F.P. "Nucl.Phys.", 1966, v.82, p.16.
12. Cierjacks S. In: Proc.Conf. Helsinki "Nuclear Data for Reactors". Vienna, IAEA, 1970, v.II, p.219.
13. Fowler J.L. e.a. In: Proc.Conf. Knoxville "Cross Sections and Technology", N.-Y., NBS, 1971, v.1, p.179.
14. Schwartz R.B. e.a. EANDC (US)-165 "U", 1971, p.172.
15. Foster D.G., Young P.G. LA-4780 1972 (данные см.в [7]).
16. Lane R.O. e.a. "Ann.Phys.", 1961, v.12, p.135.
17. Fowler J.L., Cohn H.O. "Phys.Rev.", 1958, v.109, p.89.
18. Martin J.P., Zucker M.S. "BAPS", 1963, v.7, p.72; Zucker M.S., BNL-400, 1962, v.1, II Ed.
19. Hunzinger W., Huber P. "Helv.Phys.Acta", 1962, v.35, p.351.
20. Довчикова Г.Н. "Атомная энергия", 1962, т.13, с.60.
21. Абагян Д.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Гусейнов А.Г., Лукьянов А.А., Маханов У.М., Мелентьев В.И., Николаев М.Н., Орлов В.В., Работнов Н.С., Суворов А.П., Усачев Л.Н., Филиппов В.В. In: Proc. of the Third Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy 31 August-9 September 1964, United Nations, N.-Y., 1965, v.2, p.47.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ХРОМА И НИКЕЛЯ В
ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,025 эв - 15 Мэв

В.М.Бычков, В.В.Возяков, В.Н.Манохин,
В.П.Платонов, В.И.Попов

(ФЭИ ИКАЭ СССР)

В работе дано краткое описание полных файлов
хрома и никеля.

The brief description of the full files of Cr
and Ni is given.

Введение

В Центре по ядерным данным выполнена оценка всех сечений взаимодействия нейтронов с хромом и никелем в области энергий от тепловой до 15 Мэв. Получены рекомендованные значения полного сечения, сечений и угловых распределений упруго и неупруго рассеянных нейтронов, функций возбуждения и спектров неупругого рассеяния, сечений радиационного захвата и сечения реакций (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$, (n,np) , (n,nr) и спектры второй частицы, испускаемой в этих реакциях. Оценка выполнена на основе имеющихся экспериментальных данных и расчетов по современным моделям ядерных реакций. Данные введены в библиотеку СОКРАТОР (Cr - БНФ* 2013, Ni - БНФ 2014).

Оценка сечений в резонансной области энергий

В области энергий до порога неупругого рассеяния полное сечение изотопов хрома и никеля состоит из сечений упругого рассеяния и радиационного захвата. До энергии 200-300 кэв оценка полного сечения и сечения захвата проведена с использованием расчетов по резонансным параметрам в рамках многоуровневого R - матричного формализма согласно методике, описанной в работе [1]. В области энергий выше 30 кэв к расчету сечения

* БНФ - Библиотечный номер файла.

использованы экспериментальные данные, полученные в реакторе "Демос" в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [1] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [2] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [3] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [4] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [5] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [6] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [7] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [8] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [9] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв. В работе [10] приведены экспериментальные данные по сечению упругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах ^{56}Fe и ^{58}Ni в области энергий от 0,1 до 10 Мэв.

Оценка сечений в области энергий выше 1 Мэв

При оценке сечений на быстрых нейтронах были использованы все доступные экспериментальные данные, опубликованные до 1976 года, и расчеты по неэвристическим моделям.

Для оценки функций возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов применялись расчеты по статистической модели Тепеля-Вайденомюллера [2]; для учета неразрешенных уровней вращательного ядра вводилась плотность уровней в модели ферми-газа. В расчетах использованы коэффициенты проницаемости, вычисленные по оптической модели с оптимальными параметрами, найденными в работе [3]. Вклад прямых процессов при неупругом рассеянии нейтронов на первых коллективных уровнях оценивался по методу связанных каналов [4].

При оценке угловых распределений упруго-рассеянных нейтронов использовалось разложение экспериментальных результатов по полиномам Лежандра. В области, где экспериментальные данные отсутствуют ($8 \text{ Мэв} < E < 14 \text{ Мэв}$), угловые распределения вычислялись по оптической модели.

Спектры неупруго-рассеянных нейтронов, а также спектры второго нейтрона из реакций $(n, 2n)$ и (n, pn) рассчитывались по методике, предложенной в работе [5], в рамках испарительной модели и модели предравновесного распада Гриффина.

Поскольку экспериментальные данные по сечениям (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ и (n, pn) на изотопах хрома и никеля чрезвычайно скудны (за исключением изотопов ^{56}Cr и ^{58}Ni), оценка этих сечений опирается в основном на результаты теоретических расчетов, описанные в работе [6].

Сравнение вычисленной оценки с данными эксперимента (рис. 1) для реактора ВВЭР-Т. Расчет выполнялся в программе "СВЕТ" для расчета быстрых реакторов, она позволяет управлять параметрами оценки по заданной форме спектров и группировке ячеек ядра, применяя в этой библиотеке. Проведенное сравнение указывает на существенное отличие результатов данной оценки от получаемой в настоящее время в реакторных задачах системы констант БМБ, особенно в резонансной области энергий. В частности, в энергетическом интервале 1-400 кэВ отечение радиационного захвата в нашей оценке выше на 30-40%.

Литература

1. Бычков В.М., Платонов В.И., Сидица В.В. В сб.: "Нейтронная физика" (Материалы 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975). Москва, 1976, ч.1, с. 186.
2. Terrell J.W., Hofmann H.M., Weidenmüller H.A. Phys.Lett. 1974, 49B, 1.
3. Бычков В.М., Шорин В.С. "Ядерные константы". Атомиздат, 1975, в.20, ч.1, с. 29.
4. Бычков В.М., Манохин В.Н., Проняев В.Г., Попов В.И., Пашенко А.Б. В сб.: "Нейтронная физика" (Материалы 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975). Москва, 1976, ч.1, с.160.
5. Игнатюк А.В., Дунев В.П., Шорин В.С. "Ядерные константы", 1974, в.13, с.59.
6. Бычков В.М., Пляскин В.И. В сб.: "Ядерные константы". Обнинск, 1976, в.23, с.20.
7. Бычков В.М., Пашенко А.Б. Препринт ФЭИ-699, Обнинск, 1976.
8. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.

ОЦЕНЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ
ИНТЕГРАЛЫ ДЛЯ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ И ДРУГИХ
ИЗОТОПОВ С $Z = 32 \div 56$

А.Ф. Федорова, Ж.И. Писанко

(ИЯИ АН УССР)

Для продуктов деления и других изотопов с $Z=32\div 56$ приведены оцененные нейтронные сечения при $v=2200$ м/сек и резонансные интегралы.

The estimated values of neutron cross sections for neutron velocity $v=2200$ m/sec and resonance integrals for isotops of elements with $Z=32\div 56$ are given.

В работе приведены оцененные нейтронные сечения при $v=2200 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$ и резонансные интегралы для продуктов деления и других изотопов с $Z=32\div 56$. Эта работа является продолжением ранее проведенной оценки нейтронных сечений и резонансных интегралов продуктов деления с $Z=57\div 71$ /1/. При получении рекомендованных величин в таблице использовался тот же подход, что и в работе /1/.

В таблице 1-я колонка - символ изотопов элемента, его массовое число; 2-я колонка - для стабильных изотопов-их содержания в естественной смеси, для радиоактивных-их период полураспада из/2, 3/. В 3-й колонке - изомерные состояния, образующиеся после захвата нейтронов, и их периоды полураспада. В 4-й колонке - рекомендованные значения сечений активации; в 5-й - сечения поглощения для скорости нейтронов $v=2200 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$; в 6-й - сечения рассеяния; в 7-й - приведены рассчитанные значения вкладов положительных резонансов по резонансным параметрам, приведенным в /3/. В 8-й - рекомендованные значения резонансных интегралов поглощения или активации. В 9-й колонке - рассчитанные значения резонансных интегралов по резонансным параметрам, взятым из /3/.

Л и т е р а т у р а

1. Федорова А.Ф., Писанко Ж.И., Новоселов Г.М. Препринт КИЯИ-76-6, препринт КИЯИ-76-7, Нейтронная физика, Материалы III конференции по нейтронной физике, Киев, июнь, 1975, ч. I, стр. 169.
2. Селинов И.П., Изотопы, ч. I, Москва, 1970.
3. BNL-325, Third Edition. v.1. 1973.

ЯДРО: %; T _{1/2} : <i>A^m, A^g</i> ; T _{1/2}		σ акт, барн	σ _α , барн	σ _γ , барн	ΔG ⁺ : барн	R _γ барн	R _{расч} барн
<i>Ue^{238m}</i>				2,6 _{±0,1}	7,0 _{±0,2}		
70	20,7	3,22 _{±0,14}	3,4 _{±0,3}	8,2 _{±0,7}			
72	27,5		1,1 _{±0,1}	5,1 _{±0,7}			
73	7,7		14,8 _{±1,2}	0,98 _{±0,84}			
74	27,5	0,55 _{±0,06}	0,62 _{±0,6}	5,7 _{±0,4}			
		<i>Ue^{75m}; T_{1/2}=48 сек</i>	0,165 _{±0,012}				
		<i>Ue^{75g}; T_{1/2}=82 мин</i>	0,39 _{±0,08}			0,77 _{±0,12}	
76	7,7		0,36 _{±0,07}				
		<i>Ue^{77m}; T_{1/2}=54 сек</i>	0,10 _{±0,01}				
		<i>Ue^{77g}; T_{1/2}=12 час</i>	0,055 _{±0,006}			0,69 _{±0,07}	
<i>Ue⁷⁵</i>							
83	100	4,5 _{±0,1}	5,0 _{±0,15}	5,1 _{±0,2}		67 _{±5}	
<i>Se^{84m}</i>				11,8 _{±0,1}	10 _{±1}		
74	0,9	63 _{±1,3}	50 _{±8}				
76	9		85 _{±7}				
		<i>Se^{77m}; T_{1/2}=17,5 сек</i>	20 _{±1}				
77			41,6 _{±4,2}				
78	23,5		0,41 _{±0,04}				
		<i>Se^{79m}; T_{1/2}=3,9 тсек</i>	0,28 _{±0,02}			4,72 _{±0,6}	
80	50		0,61 _{±0,06}				
82	9		2,1 _{±1,5}				

		$\% ; T_{1/2}$	$A^m, A^g, T_{1/2}$	Бакт. д.арн	$\bar{G}_a, \bar{G}_{арн}$	$\bar{G}_s, \bar{G}_{арн}$	$\Delta G^+ ; R.D.$	$\bar{G}_{арн} ; \bar{G}_{арн}$
			$Se^{83m}; T_{1/2}=25$ мин	$0,0057 \pm 0,0004$				
			$Se^{83g}; T_{1/2}=69$ сек	$0,039 \pm 0,003$				
96	Bz^{85m}				$6,9 \pm 0,1$	$5,7$		
	79	50,69	$Bz^{80m}; T_{1/2}=4,5$ час	$11,6 \pm 1,6$				164 ± 24
			$Bz^{80g}; T_{1/2}=18$ мин	$2,7 \pm 0,2$				55 ± 4
	81	49,31	$Bz^{82m}; T_{1/2}=6,1$ мин	$8,7 \pm 0,3$				152 ± 4
			$Bz^{82g}; T_{1/2}=36$ час	$3,2 \pm 0,2$	$3 \pm 0,1$			$41,3 \pm 1$
				$2,7 \pm 0,9$				51 ± 5
96	Kr^{86m}			30 ± 5		$7,14 \pm 0,03$		
	78	0,35		$4,7 \pm 0,7$				
			$Kr^{79m}; T_{1/2}=55$ сек	$0,21 \pm 0,03$				
			$Kr^{79g}; T_{1/2}=34,9$ час	$4,5 \pm 0,7$				
	80	2,25		$11,6 \pm 0,4$				60 ± 3
			$Kr^{81m}; T_{1/2}=13$ сек	$4,6 \pm 0,7$				
			$Kr^{81g}; T_{1/2}=2,1 \cdot 10^5$ лет	$12,5 \pm 1,5$				
82	11,6		45 ± 15					
		$Kr^{83m}; T_{1/2}=1,86$ час	$20,0 \pm 3,5$					
83	11,5		205 ± 10					
84	57			$0,130 \pm 0,013$				

Продолжение

	с/с, T _{1/2}	A ^m , A ^g ; T _{1/2}	Бакт., барн:		Бс, барн	ΔБ ⁺ : барн	РД, барн	РД р.к.з барн
			Бакт., барн	Ба., барн				
		X ₂ ^{85m} ; T _{1/2} =44 час	0,090±0,013					
		X ₂ ^{85g} ; T _{1/2} =10,73гд	0,042±0,004					
	85 10,73 гд				1,66±0,20			2,6±1
	86 17,97;76мин		0,060±0,020					
87	87 72,17				0,73±0,07	6±0,2		8,0±0,9
		X ₄ ^{86m} ; T _{1/2} =1,1мин	0,47±0,02					
		X ₆ ^{86g} ; T _{1/2} =18,7дн	0,067±0,008					
			0,4±0,02					
	87		0,125±0,025					
88	88 0,56				1,85±0,05	5,85±0,05		16,6
								7±1,4
		S ₂ ^{85m} ; T _{1/2} =70 мин	0,59±0,02					
		S ₂ ^{85g} ; T _{1/2} =64 дн	1,5±0,1					
	86 9,9							
		S ₂ ^{87m} ; T _{1/2} =2,83час	1,08±0,06					
	87 7							16±3
	88 82,6;55дн							0,005±0,001
	89 51 дн							0,50±0,10
	90 29лет							0,9±0,5
Y	89				1,44±0,15	7,64±0,05		
	89 100							

Продолжение

		% , $T_{1/2}$	A^m , A^g , $T_{1/2}$	$\Sigma_{акт}$, $\Sigma_{барн}$	$\Sigma_{св}$, $\Sigma_{барн}$	$\Sigma_{св}$, $\Sigma_{барн}$	ΔG^+ : R_{Σ} : $R_{\Sigma_{рас}}$: $R_{\Sigma_{рас}}$: $\Sigma_{барн}$: $\Sigma_{барн}$	
			⁹⁰ ⁹⁰ ; $T_{1/2}=8,2$ час ; $T_{1/2}=60,5$ час	$1,21 \pm 0,05$ $0,001 \pm 0,0002$			$0,45 \pm 0,06$	
	⁹¹	58,6 дн			$1,4 \pm 0,8$			
	Zr_{40}^{90m}				$0,184 \pm 0,007$	$6,4 \pm 0,07$	$3,8 \pm 0,5$	
	⁹⁰	51,46			$0,104 \pm 0,078$			
	⁹¹	11,28			$1,58 \pm 0,14$			
	⁹²	17,11		$0,34 \pm 0,12$	$0,26 \pm 0,07$			
	⁹⁴	17,4		$0,056 \pm 0,008$	$0,08 \pm 0,04$		$0,4 \pm 0,04$	
	⁹⁶	2,8		$0,06 \pm 0,01$	$0,1 \pm 0,1$		$5 \pm 0,5$	
86	Ni_{41}^{98}	100		$1,03 \pm 0,40$	$1,16 \pm 0,02$	$6,4 \pm 1$		
	Mn_{42}^{92m}				$2,8 \pm 0,08$	5,2	20 ± 1	
	⁹²	15,84			$0(+0,8)$			
	⁹⁵	15,72			$14,5 \pm 0,5$		108 ± 20	
	⁹⁶	16,52			$1,25 \pm 0,6$			
	⁹⁷	9,46			$2,2 \pm 0,6$			
	⁹⁸	28,78		$0,186 \pm 0,006$			$6,74 \pm 0,12$	
	100	9,68		$0,20 \pm 0,01$			$3,9 \pm 0,1$	
	Tc_{48}^{98}	$1,5 \cdot 10^6$ лет			$2,6 \pm 1,8$			

Продолжение

	$\% , T_{1/2}$	$A^m, A^g; T_{1/2}$	Блкт. барн	Ба, барн	Бс. барн	$\Delta \sigma^+$ барн	R^+ барн	$R^+_{рав}$ барн	
	99	$2,18 \cdot 10^5$ лет	21 ± 2		5 ± 1		840 ± 20		
88	Ru_{44}^{96}		$0,21 \pm 0,008$				$6,2 \pm 0,2$		
	98			<8					
	99	12,72	$5 \pm 0,5$				195 ± 20		
	100	12,62		$5,8 \pm 0,6$			$11,8 \pm 2,6$		
	101	17,07		8,1			79,1		
	102	81,61	$1,35 \pm 0,15$				$4,35 \pm 0,2$		
	108	89,5 дн							
	104	18,58	$0,47 \pm 0,2$				$4,6 \pm 0,4$		
	105	4,44 час	$0,8 \pm 0,08$						
	106	369 дн	$0,15 \pm 0,04$				$2 \pm 0,6$		
Rh_{45}^{108}	100		150 ± 20	150 ± 8			1100 ± 50		
	105	35,5 час	20000 ± 2500				17000 ± 8000		
			$Rh^{106m}; T_{1/2} = 2,2$ час	5800 ± 1000					
		$Rh^{106g}; T_{1/2} = 30$ сек	14000 ± 1500						
Rd_{46}^{102}	0,96		$4,8 \pm 1,5$						
	104	10,97	Данные отсутствуют						
	105	22,28					85 ± 10		

Продолжение

	%, $T_{1/2}$	$A^m, A^g; T_{1/2}$	Бакт. Бактн			РЗ, РЗрост		
			Бакт. Бактн	Ба, Бактн	Бс, Бактн	ΔB^+ , Бактн	РЗ, Бактн	РЗрост, Бактн
I06	27,88		0,3±0,08				5,7±0,6	
		$Pd^{I07m}; T_{1/2}=22$ сек	0,018±0,002					
I07	16,5·10 ⁶ лет	$Pd^{I07g}; T_{1/2}=7 \cdot 10^6$ лет	0,292±0,029					
		Данные отсутствуют						
I08	26,7I		10,7±I				240±50	
		$Pd^{I09m}; T_{1/2}=4,7$ мин	0,2±0,04					
		$Pd^{I09g}; T_{1/2}=18,5$ час	10,5±I					
I09		Данные отсутствуют						
I10	18,5		0,25±0,05				6±0,6	
		$Pd^{III m}; T_{1/2}=5,5$ час	0,04±0,006					
		$Pd^{III g}; T_{1/2}=22$ мин	0,21±0,08					
I11		Данные отсутствуют						
I12		"-"						
A^{g47}	51,82		37,5±I	81,1±2,5			107±5	
I09	48,18			92±2			1480±50	
		$A^{g}^{I10m}; T_{1/2}=290$ дн	4,1±0,8				50±5	
		$A^{g}^{I10g}; T_{1/2}=24$ сек	88±2				1480±80	
I10	252 дн		82±II					
I11	7,5дн		8,2±2,0				105±20	

101

Продолжение

		$T_{1/2}$	$A^m, A^g; T_{1/2}$	Бакт. барн	Бакт. барн	Бс барн	ΔG^+ барн	РД барн	РД, г/кг барн
I01	Cd^{I06} 48	1,215		$1 \pm 0,5$					
	I08	0,875		$1,8 \pm 0,3$	$1, 1 \pm 0,3$				
	I10	12,39			$0,9 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,8$	$0,85 \pm 0,3$		40 ± 4
			$Cd^{IIIm}; T_{1/2}=48,6 \text{ мин}$	$0, 1 \pm 0,03$					
	I11	12,75			8 ± 1	$5,2 \pm 0,3$			50 ± 5
	I12	24,07			0,9	$6,9 \pm 0,3$	0,1		17 ± 3
			$Cd^{IIIm}; T_{1/2}=13,6 \text{ гд}$	$0, 03 \pm 0, 015$					
	I13	12,26			20 ± 200				
	I14	28,86			$5,6 \pm 1,2$	$5,2 \pm 0,3$			28 ± 2
			$Cd^{II5m}; T_{1/2}=43 \text{ дн}$	$0, 036 \pm 0, 007$					
			$Cd^{II5g}; T_{1/2}=53,5 \text{ час}$	$0, 3 \pm 0, 015$					
	I16	7,58				$1,5 \pm 1,0$	$6,4 \pm 0,3$		
			$Cd^{II7m}; T_{1/2}=3,4 \text{ час}$	$0, 027 \pm 0, 005$					
		$Cd^{II7g}; T_{1/2}=2,4 \text{ час}$	$0, 05 \pm 0, 003$						
I02	Zn^{II3} 49	4,28		$11, 4 \pm 1, 1$					280 ± 30
			$Zn^{II4m}; T_{1/2}=49 \text{ дн}$	$4, 4 \pm 0, 7$					
			$Zn^{II4m}; T_{1/2}=42 \text{ сек}$	$3, 1 \pm 0, 7$					
			$Zn^{II4g}; T_{1/2}=72 \text{ сек}$	$3, 9 \pm 0, 4$					
	I15	95,72			205 ± 1				3300 ± 100

Продолжение

	$\rho_0, T_{1/2}$	$A^m, A^g; T_{1/2}$	$G_{\text{кст}}, \text{барн}$	$G_a, \text{барн}$	$G_s, \text{барн}$	$\Delta \sigma^+, \text{барн}$	$RУ, \text{барн}$	$RУ \text{ расч}, \text{барн}$
		$J_{n116m}; T_{1/2}=2,2 \text{ сек}$	92 ± 10					
		$J_{n116m}; T_{1/2}=54 \text{ мин}$	65 ± 5					
		$J_{n116g}; T_{1/2}=18 \text{ сек}$	48 ± 4					
102	S_{n112}^{112}							
	50	0,96		$1, 1 \pm 0,2$				
			$S_{n113m}; T_{1/2}=20 \text{ мин}$	$0,85 \pm 0,08$				
			$S_{n113g}; T_{1/2}=118 \text{ дн}$	$0,7 \pm 0,1$			27 ± 2	
	114	0,66	Данные отсутствуют					
	115	0,85		50 ± 20				28 ± 9
	116	14,8				$0,24 \pm 0,08$		$14 \pm 1,5$
			$S_{n117m}; T_{1/2}=14 \text{ дн}$	$0,006 \pm 0,002$			$0,49 \pm 0,02$	
	117	7,61		$2,6 \pm 1$				16 ± 5
	118	24,08					$8,2 \pm 1,2$	
			$S_{n119m}; T_{1/2}=250 \text{ дн}$	$0,05$				
	119	8,58		$2,3 \pm 1,0$		$0,08 \pm 0,01$		$3,5 \pm 1,0$
	120	32,85		$0,14 \pm 0,08$				$1,5 \pm 0,2$
			$S_{n121m}; T_{1/2}=76 \text{ лет}$	$0,001 \pm 0,001$				
		$S_{n121g}; T_{1/2}=27 \text{ час}$	$0,14 \pm 0,08$					
121								
122	4,72		$0,15 \pm 0,02$				$0,6 \pm 0,2$	
		$S_{n123m}; T_{1/2}=40 \text{ мин}$	$0,001 \pm 0,0005$					
		$S_{n123g}; T_{1/2}=125 \text{ дн}$	$0,18 \pm 0,02$					

Продолжение

	$\% , T_{1/2}$	$A^m, A^g; T_{1/2}$	Бакт. барн	Са, барн	С ₅ , барн	$\Delta C^+, \text{барн}$	Р _У барн	Р _У расч, барн
	I24	5,94	Данные отсутствуют					
			$S_{125m}; T_{1/2}=9,7 \text{ мин}$	$0,13 \pm 0,02$			$7,5 \pm 1$	$10,5$
			$S_{125g}; T_{1/2}=9,62 \text{ дн}$	$0,004 \pm 0,002$				
	S_{121}	57,25			$5,9 \pm 0,5$		205 ± 10	207 ± 10
			$S_{122m}; T_{1/2}=4,1 \text{ мин}$	$0,055 \pm 0,01$				
			$S_{122g}; T_{1/2}=2,8 \text{ дн}$	$6,1 \pm 0,1$				
	I23	42,75			$4,1 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,8$	122 ± 10	122 ± 20
			$S_{124m}; T_{1/2}=21 \text{ мин}$	$0,0011 \pm 0,002$				
			$S_{124m}^g; T_{1/2}=1,3 \text{ мин}$	$0,04 \pm 0,02$				
			$S_{124g}; T_{1/2}=60,2 \text{ дн}$	$4,28 \pm 0,1$				
	I24				$6,5 \pm 1,5$			
	T_e I20							
	52	0,091		$2,34 \pm 0,4$				
			$T_e I21m; T_{1/2}=154 \text{ дн}$	$0,34 \pm 0,5$				
			$T_e I21g; T_{1/2}=17 \text{ дн}$	$2,0 \pm 0,3$				
	I22	2,46			$2,8 \pm 0,9$	$2,4 \pm 0,8$		80 ± 5
			$T_e I23m; T_{1/2}=117 \text{ дн}$	$1,1 \pm 0,5$				
			$T_e I23g; T_{1/2}=1,2 \cdot 10^{18} \text{ лет}$	$1,7 \pm 0,5$				
	I23	0,87			406 ± 30	410 ± 25		5630 ± 300

Продолжение

	$\% \cdot T_{1/2}$	$A^m, A^g; T_{1/2}$	Бакт. барн	Ба, барн	Бс, барн	ΔG^+ , барн	РУ, барн	РУраск, барн
I24	4,6I	$T_e^{I25m}; T_{1/2}=58 \text{ дн}$	0,04±0,025	6,8±1,3	3,9			7±2
I25	6,99			1,55±0,16				20±4
I26	18,7I	$T_e^{I27m}; T_{1/2}=104 \text{ дн}$ $T_e^{I27g}; T_{1/2}=9,3 \text{ час}$	1,0±0,2 0,13±0,02 0,9±0,15	0,8±0,2		0,85±0,10	8,9±0,7	10±2
I27	9,3час	Данные отсутствуют						
I28	31,79	$T_e^{I29m}; T_{1/2}=34 \text{ дн}$ $T_e^{I29g}; T_{1/2}=69 \text{ мин}$	0,216±0,008 0,016±0,001 0,2±0,008	0,3±0,3			1,67±0,05	
I30	34,48	$T_e^{I31m}; T_{1/2}=30 \text{ час}$ $T_e^{I31g}; T_{1/2}=25 \text{ мин}$	0,02±0,01 0,18±0,02	0,5±0,25			0,44±0,05	
J_{58}^{I25}	59,7дн		890±90				13730±2000	
I27	100		6,0±0,15	6,3±0,1			150±5	162±20
I29	1,59·10 ⁷ лет		27±2	28±2			36±4	22±7
I30	12,4 час		18±3					
I31	8,04Iдн							
X_{54}^{I24}	0,096		112±10	104±10			3600±500	

104

Продолжение

	$q_0, T_{1/2}$	$A^m, A^g; T_{1/2}$	Бакт. Барт	Ба, Барт	Бс. Барт	$\Delta \sigma^+$ Барт	РД Барт	РД раз Барт
		χ_e^{I24m}	21,5±2,5					
		$\chi_e^{I24(m+g)}$	112±10					
105	I25 16,8 час			5600				
	I26 0,09						38±3,8	
		$\chi_e^{I27(m+g)}$	4,2±0,6					
		$\chi_e^{I27m; T_{1/2}=75 \text{сек}}$	0,3±0,1					
	I28 1,92		4±1					30±3
		$\chi_e^{I29m; T_{1/2}=8 \text{дн}}$	0,36±0,1					
	I29 26,44			21±7				250±25
	I30 4,08		Данные отсутствуют					
		$\chi_e^{I31m; T_{1/2}=11,8 \text{дн}}$	0,42±0,08					14
	I31 21,18			93±10				870±40
	I32 26,89		0,44±0,05					2,5±0,5
		$\chi_e^{I38m; T_{1/2}=2,26 \text{дн}}$	0,08±0,005					
		$\chi_e^{I38g; T_{1/2}=5,27 \text{дн}}$	0,41±0,05			0,01		
	I33			190±90				
	I34		0,25±0,02	0,23±0,02		0,23±0,06		6,5±2
		$\chi_e^{I35m; T_{1/2}=15,6 \text{мин}}$	0,003±0,0003					
	I35 9,172 час			(3,09±0,04) · 10 ⁶				
	I36 3,9 мин		0,16±0,03					

Продолжение

		$\gamma_0, T_{1/2}$	$A^M, A^S, T_{1/2}$	Бакт. барн	Га, барн	Гс, барн	ΔG^+ барн	РД барн	Рурас барн
C ₅₅	I88	100		30±1	29±1		16±8	450±15	
			$C_5^{I84m}; T_{1/2}=2,9$ час	2,6±0,2					
	I84	2,06 гд		140±12	I84±12				
	I85	2·10 ⁶ лет		8,8±0,5				62±2	
	I86	I8,5 дн					I,8		
	I87	80 лет		0, II					
90I R ₅₆	I80	0, I0I		18,5±0,7				275±10	
			$R_{56}^{I81m}; T_{1/2}=14,5$ мин	2,5±0,8					
			$R_{56}^{I81g}; T_{1/2}=11,6$ дн	11±8					
	I82	0,098							
			$R_{56}^{I83m}; T_{1/2}=89$ час						
			$R_{56}^{I83g}; T_{1/2}=7,2$ гд	8,5±1,0					
	I84	2,42				2±2			28±5
			$R_{56}^{I85m}; T_{1/2}=29$ час	0, I58±0,024					
I85	6,59				5,8±0,8			100±5	
I86	7,8I				0,4±0,4			I,5±0,5	
			$R_{56}^{I87m}; T_{1/2}=2,6$ мин	0,011±0,001					

		Окончание						
$\rho_0, T_{1/2}$	$A^m, A^d; T_{1/2}$	Бакт. барн	Ба, барн	Бс, барн	ΔG^+ барн	РУ, барн	РУ, рас, барн	
I37	11,82		5,1 \pm 0,1				4 \pm 1	
I38	71,66	0,85 \pm 0,015	0,70 \pm 0,10			0,2 \pm 0,01		
I39	88,8 мин		6 \pm 1					
I40	12,79 дн	1,57 \pm 0,08				18,6 \pm 1,4		

СОВМЕСТНАЯ ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ И УГЛОВЫХ
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ УПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ НА
УРАНЕ-238 В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

М.Н. Николаев, Г.Н. Мантуров

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Представлены результаты оценки $\sigma_t, \sigma_s, \sigma_e, \sigma_{1n}$ и 1-го и 2-го угловых моментов индикатрисы упругого рассеяния для U-238 в области энергий 10 - 200 кэВ. Оценка основана на модели Хаузера-Фешбаха-Молдауэра, параметры которой, силовые функции, определены по данным 31 эксперимента. Демонстрируется взаимная непротиворечивость данных.

The results of evaluation of $\sigma_t, \sigma_s, \sigma_e, \sigma_{1n}$ and of the 1st and 2nd elastic scattering angular momenta for U-238 for the energy region of 10-200 keV are presented. The evaluation is based on the Hauser-Feshbach-Moldauer model, the parameters of which, strength functions, have been determined according to the data of 31 experiments. A mutual consistency of the data is demonstrated.

Для оценки нейтронных данных урана-238 в области неразрешенных резонансов был применен метод максимума правдоподобия, основанный на минимизации квадратичного функционала

$$S(\rho) = [\sigma_0 - \sigma_T(\rho)]^T V^{-1} [\sigma_0 - \sigma_T(\rho)] + (\rho_0 - \rho)^T W_0^{-1} (\rho_0 - \rho), \quad (I)$$

где σ_0 - вектор экспериментальных данных с ковариационной матрицей V ; $\sigma_T(\rho)$ - вектор теоретических сечений $\sigma_t, \sigma_s, \sigma_e, \sigma_{1n}$ и первых двух моментов ω_1, ω_2 в разложении $\sigma_e(\rho) = \frac{\sigma_0}{4\pi} [1 + \sum_{l=1}^2 \omega_l P_l(\mu)]$; ρ_0 - вектор начальных параметров, оцененных из области разрешенных резонансов, с ковариационной матрицей W_0 , в данном случае диагональной. Сечения рассчитывались по модели Хаузера-Фешбаха-Молдауэра/1/, угловые моменты - на основании работы/2/. Учет флуктуаций нейтронных ширин проводился по методике/4/. Параметрами модели являлись силовые нейтронные и радиационные функции и радиусы ядра для s-, p- и d-волн. Ввиду нелинейности задачи поиск набора параметров, при котором функционал (I) минимален, осуществлялся итерационно методом линеаризации, т.е. в приближении $\sigma_T(\rho) = \sigma_T(\rho_0) + \frac{\partial \sigma_T}{\partial \rho} (\rho - \rho_0)$.

Для анализа были отобраны эксперименты/5-36/(ЗII экспериментальных точек), ковариационные матрицы которых были первоначально оценены на основании приведенных авторами составляющих погрешностей. Согласованность разных типов экспериментов проверялась по двум критериям: 1) величина $S(p)$ подчиняется χ^2 -распределению и в минимуме должна быть близка к N с дисперсией $2N$, где N - число экспериментальных точек; 2) рассмотрим квадратичную форму разностей $\sigma_s - \sigma_r(p)$: $\theta(p) = [\sigma_s - \sigma_r(p)]^T U^{-1} [\sigma_s - \sigma_r(p)]$. Она подчиняется χ^2 -распределению, а сами разности распределены нормально с ковариационной матрицей $U = V + \frac{\partial \sigma_s}{\partial p} W \frac{\partial \sigma_r}{\partial p}^T$, где $W = [\frac{\partial \sigma_s}{\partial p}^{-1} + \frac{\partial \sigma_r}{\partial p}^T V^{-1} \frac{\partial \sigma_r}{\partial p}]^{-1}$. В нашем случае можно положить $U \approx V$ и тогда $\theta(p) \approx [\sigma_s - \sigma_r(p)]^T V^{-1} [\sigma_s - \sigma_r(p)] = [\sigma_s - \sigma_r(p)]^T Y^T Y [\sigma_s - \sigma_r(p)] = Z^T Z$. Отсюда вытекает, что компоненты вектора $Z = Y [\sigma_s - \sigma_r(p)]$ также распределены нормально с параметрами распределения $(0, I)$ и, таким образом, нормальность распределения компонент вектора Z может являться критерием непротиворечивости экспериментальных данных между собой и с расчетной моделью - более мощным, чем χ^2 -критерий.

На основе этого была проведена оценка ковариационных матриц всех экспериментов, в частности, были внесены коррективы в данные/25/-увеличены погрешности сечений захвата при низких энергиях, введены корреляции в данные/5-9/, увеличивающие их информативность, и др.

В результате анализа получены силовые нейтронные и радиационные функции и радиусы ядра-мишени урана-238 для s -, p - и d -волн и их точности, следующие из линейной оценки ковариационной матрицы погрешностей параметров-матрицы W : $R_0 = 9,24 \pm 0,06$, $R_1 = 4,82 \pm 0,21$, $R_2 = 8,29 \pm 0,46$, $S_0 = (0,94 I \pm 0,034) 10^{-4}$, $S_1 = 0,014 I \pm 0,0004$, $S_2 = (2,78 \pm 0,66) 10^{-4}$, $S_{r0} = (10,7 \pm 0,5) 10^{-4}$, $S_{r1} = (9,83 \pm 0,20) 10^{-4}$, $S_{r2} = (7,16 \pm 0,29) 10^{-4}$ ($S_{rr} = \Gamma_{rr} / D_{набл.}$).

Результаты оценки сечений и угловых моментов приведены на рис. 2-5. На рис. 1 приведено распределение величин Z/\sqrt{N} в сравнении с $\mathcal{N}(0, I)$. Согласно критерию Колмогорова/3/ вероятность того, что наблюдаемые малые отклонения от нормальности не случайны, равна 0,2. Значение величины $S(p)/N$ равно 1,0.

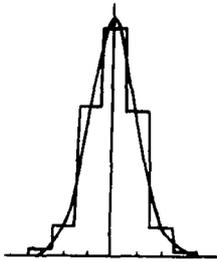


Рис.1. Распределение компонент вектора z/\sqrt{N} в сравнении с $\mathcal{N}(0,1)$.

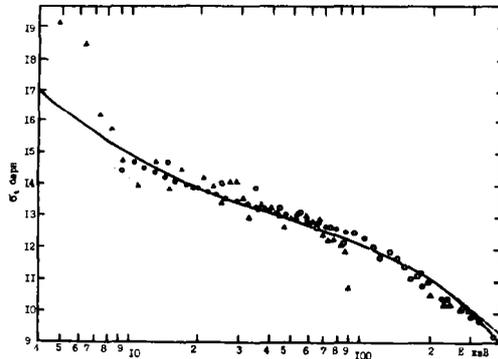


Рис.2. Полное сечение урана-238 :
● /5/; ▲ /6/; △ /7/; ○ /8/; ● /9/.

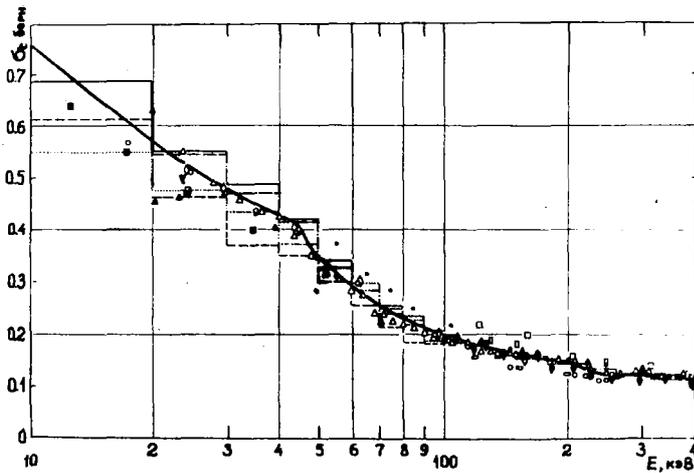


Рис.3. Сечение захвата урана-238 : ▲ /11/; ■ /12/; --- /13/;
▽ /14/; — /15/; △ /16/; ○ /17/; ▼ /18/; ▣ /19/; □ /20/; ▲ /21/;
◇ /22/; ▨ /23/; ... и ◆ /24/; ● /25/; --- /26/; ▤ /27/.

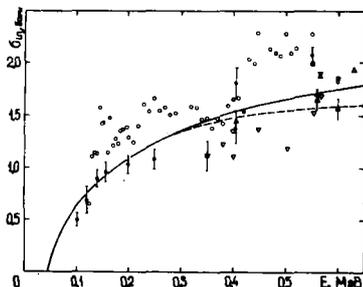
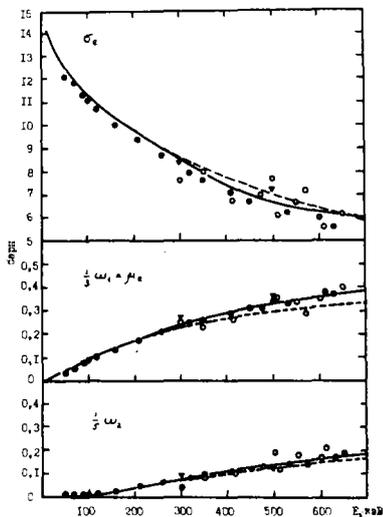


Рис.5. Сечение неупругого рассеяния урана-238: \square /31/; \blacktriangle /32/; \bullet /33/; \circ /34/; \blacktriangle /35/; ∇ /36/.

— Рис.4. Сечение и параметры анизотропии упругого рассеяния урана-238: \bullet /28/; \circ /29/; ∇ /30/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hauser W., Feshbach H. "Phys. Rev.", 1952, v.87, p.366, Moldauer P. "Rev. Mod. Phys.", 1971, v.36, p.1074.
2. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов, М., Атомиздат, 1974, стр.21.
3. Кондалл М. Дж., Стварт А. Статистические выводы и связи, М., "Наука", 1973.
4. Коцеев В.Н., Снина В.В. Учет флуктуаций ширины резонансов при расчете сложных функционалов сечений. Доклад на IV Конференции по нейтронной физике, Киев, 1977.
5. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. В сб.: Нейтронная физика, Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, ч.2, стр.199.
6. Buoun P.Y., Block R.C. In: Proc. Conf. 720901 "National Topical Meeting on New Developments in Reactor Physics and Shielding", N.Y., 1972, v.2, p.57.
7. Whalen J.F. e. a., Данные 1969 года из работы /10/.
8. Uttley C.A. e. a., Данные 1969 года из работы /10/.
9. Caba J. e. a., /10/, p.31.
10. Korsch D., Cierjacks S., Kironac G.J. In: Proc. Conf. Helsinki "Nucl. Data for Reactors", Vienna, IAEA, 1970, v.2, p.39.
11. Hanna R.C., Rose B. "J. Nucl. Energy", 1959, v.8, p.197.
12. Челноков В.Б. и др. Препринт ФЭИ-292, Обнинск, 1971.
13. Moxon M.C. AERE-R6074, 1971.
14. Ryves T.B. e. a. "J. Nucl. Energy", 1973, v.27, p.519.
15. De Saussure G. e. a. "Nucl. Sci. Eng.", 1973, v.51, p.385.
16. Poenitz W.P. "Nucl. Sci. Eng.", 1975, v.57, p.300.
17. Le Rigoleur C., Arnand A., Taste J. In: Proc. Conf. Washington

- "Nuclear Cross Sections and Technology", Washington, NBS, 1975, v.2, p.953.
18. Yamamuro N., Doi T., Hayase T./I7/, p.802.
 19. Rimawi K., Chrien R.E./I7/, p.920.
 20. Barry J.F.e.a."J.Nucl.Energy", 1964, A/B, v.18, p.481.
 21. Tolstikov V.A.e.a."J.Nucl.Energy", 1964, A/B, v.18, p.599.
 22. Menlove H.O., Poenitz W.P."Nucl.Sci.Eng.", 1968, v.33, p.24.
 23. Poenitz W.P."Nucl.Sci.Eng.", 1970, v.40, p.383.
 24. Fricke M.P.e.a./IO/, p.265.
 25. Паняткин Ю.Г., Толстиков В.А., Ставиский Ю.Я.В сб.: Нейтронная физика, Киев, "Наукова Думка", 1972, ч.1, стр.321.
 26. Spencer R.R., Kappeler F./I7/, p.620.
 27. Nagle R.J.e.a.In: Proc.III Conf.Knoxville "Neutron Cross Sections and Technology", 1971, v.1, p.259.
 28. Lane R.O.e.a."Ann.Phys.", 1961, v.12, p.135.
 29. Smith A.B., Guenther P.T.INDSWG-48(ANL), 1964.
 30. Корж И.А.и др."Укр.физ.ж.", 1964, т.9, стр.929.
 31. Cranberg L., Levin J.S."Phys.Rev.", 1958, v.109, p.2063.
 32. Smith A.B."Nucl.Phys.", 1963, v.47, p.633.
 33. Barnard E.e.a."Nucl.Phys.", 1966, v.80, p.46.
 34. Barnard E.e.a./IO/, p.103.
 35. Smith A.B.Priv.com.in: Prince A./IO/, p.825.
 36. Guenther P., Smith A./I7/, p.700.

СРАВНЕНИЕ ОЦЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГИХ ПЕРЕХОДОВ
ДЛЯ УРАНА-238

А.С.Кривцов, В.И.Попов

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Произведена оценка функций возбуждения ядерных уровней при неупругом рассеянии нейтронов на уране-238. Полученная на основе оцененных данных матрица неупругих переходов сравнивается с константами системы БНАБ-70.

The evaluation of the nuclear level excitation functions at the neutron inelastically scattering by uranium-238 is made. Inelastic transfer matrix received on the basis of evaluated data are compared with the constants of BNAB-70 system.

В связи с появлением новых экспериментальных данных произведена частичная переоценка функций возбуждения уровней и полного неупругого сечения ядра урана-238. При этом учтены измерения Смита, включающие интервал начальных энергий от порога до 3,5 Мэв и его оценки [1,3], а также оценку аналогичных величин, сделанные методом "псевдоуровней" до 15 Мэв в работе [2].

На основе настоящей оценки в соответствии с методикой, изложенной в работе [5], были рассчитаны групповые сечения неупругих переходов. При этом предполагалось, что угловое распределение вторичных нейтронов изотропно в системе центра масс. Групповые сечения представлены в табл. 1,2 и на рис. , где они сравниваются с аналогичными сечениями из работы [4], которые без изменения использовались и в системе БНАБ-70 [6].

Сравнение указывает на возрастание полного сечения неупругого рассеяния для нейтронов с энергиями 0,0465-0,8 Мэв ($K = 6+9$) и его уменьшение для более высоких энергий: 2,5-10,5 Мэв ($K=1+3$), а также некоторое ужестчение спектра неупруго рассеянных нейтронов при энергиях 1,4-2,5 Мэв ($K=4$) и смягчение спектра для 0,8 - 1,4 Мэв ($K=5$).

Таблица 1

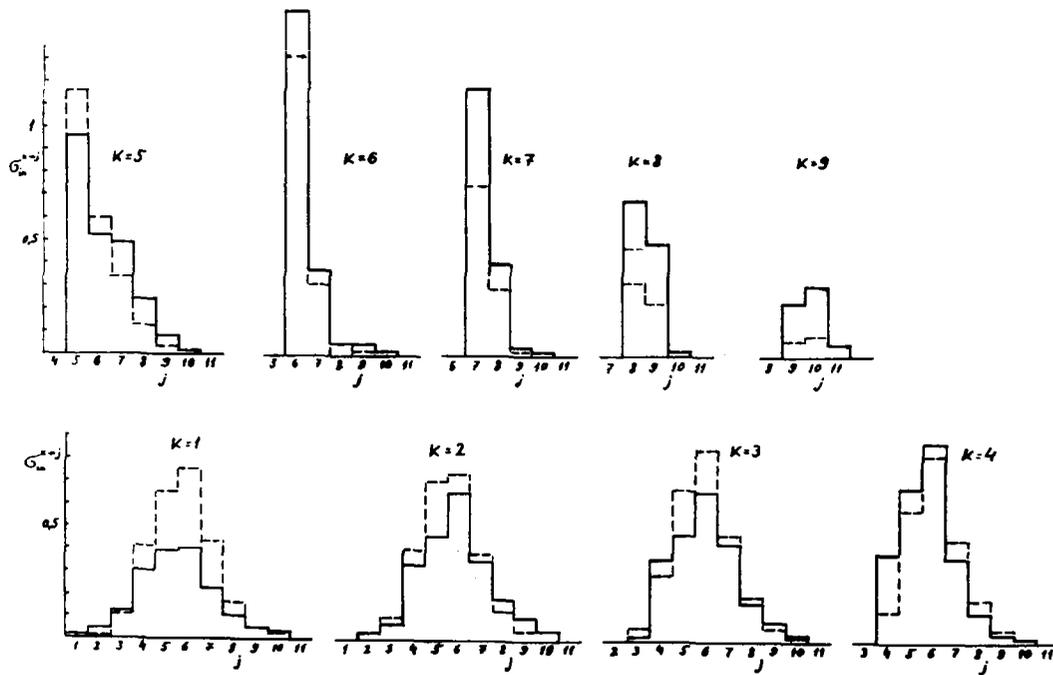
Матрица неупругих переходов на уране-238, рассчитанная
на основе настоящей оценки для группового разбиения,
согласно работе [4]
 σ_{ij}^{k+j} , барн

	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	0,01	0,04	0,12	0,30	0,39	0,39	0,22	0,10	0,05	0,03	
2		0,03	0,07	0,33	0,46	0,65	0,35	0,18	0,09	0,04	
3			0,02	0,35	0,47	0,66	0,43	0,17	0,08	0,03	
4				0,39	0,68	0,88	0,37	0,13	0,04	0,02	
5					0,96	0,52	0,48	0,24	0,07	0,02	
6						1,50	0,37	0,05	0,05	0,01	
7							1,16	0,40	0,04	0,01	
8								0,68	0,49	0,01	
9									0,23	0,03	0,05

Таблица 2

Матрица неупругих переходов на уране-238, приведенная
в работах [4,6]
 σ_{ij}^{k+j} , барн

	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	0,00	0,01	0,11	0,41	0,65	0,75	0,43	0,16	0,05	0,02	
2		0,02	0,10	0,40	0,70	0,73	0,38	0,13	0,04	0,01	
3			0,06	0,29	0,66	0,84	0,47	0,20	0,06	0,02	
4				0,14	0,58	0,82	0,45	0,19	0,06	0,01	
5					1,15	0,49	0,34	0,13	0,03	0,01	
6						1,31	0,31	0,00	0,02	0,01	
7							0,74	0,29	0,02		
8								0,32	0,23		
9									0,07	0,09	0,03



Сравнение групповых сечений неупругих переходов на уране-238, рассчитанных в настоящей работе (сплошная линия) и в работах [4,6] (пунктир).

Литература

1. Guenther P., Havel D. and Smith A. ANL/NDM-16. Sep.1975, exile 10, 1973, 1.
2. Попов В.И., Внуков В.С. Бюллетень ЦЯД.Атомиздат,1969, в.6, с.212.
3. Guenther P., Smith A. Nuclear Cross Sections and Technology. Washington 1975, v.2, p.862.
4. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета атомных реакторов. М.,Атомиздат,1964.
5. Колесов В.Е., Кривцов А.С. Материалы 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев,1975, ч.1, в.140.
6. Абагян Л.П. и др. Препринт ФЭИ-525, Обнинск,1975.

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СМЕСИ ПРОДУКТОВ
ДЕЛЕНИЯ И АКТИНИДОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКТОРАХ НА
ТЕПЛОВЫХ И БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В.М.Колобашкин, П.М.Рубцов, П.А.Ружанский, В.Г.Александрин
(МФИ)

М.Я.Кулаковский
(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Предлагается новый способ расчета концентраций продуктов деления и актинидов, образующихся в ядерном реакторе. Проводится одновременный учет продуктов деления как при делении первичного, так и вторичного горючего. Полученные радиационные характеристики будут включать в себя α -, β -, γ -излучение, испускаемое не только продуктами деления, но и актинидами.

A new calculation method of fission products concentrations and actinides concentrations formed in a reactor is suggested. A calculation of fission products is carried out simultaneously both by fission of primary and secondary fuel. Radiation characteristics will include α -, β -, γ -radiation emitted not only fission products but actinides.

Обычно радиационные характеристики рассчитывались с учетом накопления продуктов деления по изобарным цепочкам в интервале массовых чисел от 72 до 166 посредством радиоактивного распада и реже радиационного захвата нейтронов в предположении деления чистого ядерного горючего, например урана-235 и т.д. [1-6], без учета выгорания и образования вторичного горючего. Последующее использование результатов расчета в такой форме при рассмотрении реальной нагрузки реактора вызывает определенные трудности при оценке количественного вклада продуктов, образованных в результате деления вторичного горючего.

Большинство радиационных характеристик рассчитывается по довольно простым формулам [3,4], однако во всех случаях необходимо знать изменение во времени концентраций продуктов деления.

Ниже предлагается способ расчета концентраций ядер-продуктов деления и актинидов с учетом реальных процессов, происхо-

дящих во время работы и после остановки реактора. При этом накопление продуктов деления происходит как за счет деления первичного горючего, так и за счет деления актинидов, образованных во время работы реактора.

В предположении постоянства плотности потока нейтронов, а не выделяемой мощности, рассмотрим накопление p актинидов, имея в виду схему образования изотопов тяжелых элементов (актинидов) в реакторе [7, с.189], а также одновременное накопление q продуктов деления как при условии деления всех актинидов (как первичных, так и образующихся в ходе работы реактора), так и по цепочкам радиоактивного распада с учетом реакций (n, γ) , $(n, 2n)$ и т.п. В пределах каждого из двух списков расположим все ядра в такой последовательности, чтобы номер любого материнского ядра был меньше номера дочернего. Процесс образования ядер описывается системой $(p+q)$ дифференциальных уравнений, в которой уравнение для числа ядер i -го актинида и для l -го продукта деления имеет вид

$$\begin{cases} \frac{dU_i}{dt} = -\lambda_i U_i - (\sigma_i^c + \sigma_i^f) \Phi U_i + \sum_{j=1}^{i-1} \lambda_{ji} U_j + \sum_{j=1}^{i-1} \sigma_{ji}^c \Phi U_j - \nu_i U_i \\ \frac{dN_l}{dt} = -\lambda_l N_l - \sigma_l^c \Phi N_l + \sum_{i=1}^p \gamma_{il} \sigma_i^f \Phi U_i + \sum_{m=1}^{l-1} \lambda_{ml} N_m + \sum_{m=1}^{l-1} \sigma_{ml}^c \Phi N_m - \nu_l N_l \end{cases} \quad (1)$$

при начальных условиях

$$\begin{cases} U_i(0) = U_{0i} & i = 1, 2, \dots, p \quad (j < i) \\ N_l(0) = N_{0l} & l = 1, 2, \dots, q \quad (m < l) \end{cases} \quad (2)$$

Здесь:

U_i - количество ядер i -го актинида в единице веса облученного материала;

N_l - количество ядер l -го продукта деления в единице веса облученного материала;

Φ - плотность потока нейтронов со спектром $\varphi(E)$ в активной зоне реактора, $\Phi = \int \varphi(E) dE$;

λ_i, λ_l - вероятность распада i -го (l -го) ядра;

$\lambda_{ji}, \lambda_{ml}$ - вероятность распада j -го (m -го) ядра посредством α -, β^- -, β^+ -, β^+ - распада, K -захвата, изомерного перехода и т.д. в i -ое (l -ое) ядро;

$\sigma_i^f, \sigma_i^c, \sigma_l^c$ - сечение деления и захвата нейтронов (реакции

$(n, \gamma) + (n, 2n) + (n, \alpha) + (n, 3n) + \dots$ i -го (ℓ -го) ядра соответственно;

$\sigma_{ji}^c, \sigma_{m\ell}^c$ - сечение реакций $(n, \gamma), (n, 2n), (n, \alpha), (n, 3n)$ и т.п. на j -м (m -м) ядре с образованием i -го (ℓ -го);

$y_{i\ell}$ - независимый выход ℓ -го продукта деления при делении i -го ядра;

ν_i, ν_ℓ - вероятность утечки i -го (ℓ -го) ядра из активной зоны реактора.

Введя обозначения

$$\lambda_i + (\sigma_i^c + \sigma_i^f)\phi + \nu_i \rightarrow \lambda_i, \quad \lambda_{ji} + \sigma_{ji}^c\phi \rightarrow \lambda_{ji}, \quad (3)$$

$$\lambda_\ell + \sigma_\ell^c\phi + \nu_\ell \rightarrow \lambda_\ell, \quad \lambda_{m\ell} + \sigma_{m\ell}^c\phi \rightarrow \lambda_{m\ell},$$

перепишем систему $(p+q)$ уравнений (I) в виде

$$\frac{dU_i}{dt} = -\lambda_i U_i + \sum_{j=1}^{i-1} \lambda_{ji} U_j \quad (4)$$

$$\frac{dN_\ell}{dt} = -\lambda_\ell N_\ell + \sum_{i=1}^p y_{i\ell} \sigma_i^f \phi U_i + \sum_{m=1}^{\ell-1} \lambda_{m\ell} N_m.$$

Решение для концентрации актинидов $U_i(t)$ ищем в виде

$$U_i(t) = a_i e^{-\lambda_i t} - \sum_{j=1}^{i-1} b_{ji} U_j(t). \quad (5)$$

Из начальных условий (2) для коэффициентов a_i получаем

$$a_i = U_{oi} + \sum_{j=1}^{i-1} b_{ji} U_{oj}. \quad (6)$$

Подставив (5) в (4) с учетом (4), записанного для $U_j(t)$, после алгебраических преобразований и изменения порядка суммирования в образующихся двойных суммах получаем

$$\left[b_{i-1,i} (\lambda_i - \lambda_{i-1}) + \lambda_{i-1,i} \right] U_i(t) + \sum_{j=1}^{i-2} \left[b_{ji} (\lambda_i - \lambda_j) + \sum_{k=j+1}^{i-1} b_{ki} \lambda_{jk} + \lambda_{ji} \right] U_j(t) = a_i \quad (7)$$

Для того, чтобы это уравнение выполнялось тождественно при всех t , необходимо и достаточно равенства нулю всех коэффициентов при $U_j(t)$. Из этого следуют рекуррентные соотношения

$$b_{ji} = \lambda_{ji} / (\lambda_j - \lambda_i), \quad j = i-1; \quad (8)$$

$$b_{ji} = (\lambda_{ji} + \sum_{k=j+1}^{i-1} b_{ki} \lambda_{jk}) / (\lambda_j - \lambda_i), \quad 1 \leq j \leq i-1 \quad (9)$$

Решение для концентрации продуктов деления $N_\ell(t)$ ищем в виде

$$N_\ell(t) = c_\ell e^{-\lambda_\ell t} - \sum_{m=1}^{\ell-1} d_{m\ell} N_m(t) - \sum_{i=1}^{i-1} e_{i\ell} U_i(t). \quad (10)$$

После аналогичных преобразований получаем:

$$c_\ell = N_{o\ell} + \sum_{m=1}^{\ell-1} d_{m\ell} N_{om} + \sum_{i=1}^p e_{i\ell} U_{oi}; \quad (11)$$

$$d_{me} = \lambda_{me} / (\lambda_m - \lambda_e) \quad m = \ell - 1; \quad (I2)$$

$$d_{me} = (\lambda_{me} + \sum_{n=m+1}^{\ell-1} d_{ne} \lambda_{mn}) / (\lambda_m - \lambda_e) \quad 1 \leq m < \ell - 1; \quad (I3)$$

$$e_{i\ell} = (y_{i\ell} + \sum_{m=i}^{\ell-1} y_{im} d_{m\ell}) \sigma_i^t \phi / (\lambda_i - \lambda_e) \quad i = \rho; \quad (I4)$$

$$e_{i\ell} = [y_{i\ell} + \sum_{m=i}^{\ell-1} y_{im} d_{m\ell}] \sigma_i^t \phi + \sum_{k=i+1}^{\rho} e_{k\ell} \lambda_{ik} \quad 1 \leq i < \rho. \quad (I5)$$

Окончательное решение при этом получается после обратной замены (3) в решениях (5) и (I0).

Для получения некоторых радиационных характеристик, таких, как выгорание, доза и т.д., требуется получение величин, содержащих в себе интеграл $\int_{t_1}^{t_2} U_i(t) dt$ или $\int_{t_1}^{t_2} N_j(t) dt$. Эти величины можно получить как разность двух интегралов (например, для $U_i(t)$):

$$\int_{t_1}^{t_2} U_i(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} U_i(t) dt - \int_{t_1}^{t_2} \tilde{U}_i(t) dt, \quad (I6)$$

при этом $\int_{t_1}^{t_2} \tilde{U}_i(t) dt = \frac{U_{0i}}{\lambda_i} e^{-\lambda_i t_2} + \sum_{j=i}^{\ell-1} b_{ji} \left[\frac{U_{0j}}{\lambda_j} e^{-\lambda_j t_2} - \int_{t_1}^{t_2} U_j(t) dt \right]. \quad (I7)$

Итак, алгоритм вычисления концентраций актинидов и продуктов деления выглядит следующим образом:

- I. Выбирается i - е тяжелое ядро из ρ рассматриваемых актинидов так, что все j - е ядра-предшественники были уже рассчитаны ранее (т.е. $j < i$).
2. Для $j = i-1$ вычисляется коэффициент $b_{i-1,i}$.
3. Вычисляются коэффициенты $b_{i-2,i}$ и т.д. вплоть до $b_{1,i}$.
4. Вычисляются $a_i, U_i(t), \int_{t_1}^{t_2} U_i(t) dt$.
5. Для $(i+1)$ -го актинида п.п. I-4 повторяются и т.д. вплоть до $i = \rho$.
6. Выбирается ℓ -й продукт деления из φ рассматриваемых так, что все m - е нуклиды-предшественники были ранее рассчитаны (т.е. $m < \ell$).
7. Для $m = \ell-1$ вычисляется коэффициент $d_{\ell-1,\ell}$.
8. Вычисляются коэффициенты $d_{\ell-2,\ell}$ и т.д. вплоть до $d_{1,\ell}$.
9. Для $i = \rho$ вычисляется коэффициент $e_{\rho\ell}$.
10. Вычисляются коэффициенты $e_{\rho-1,\ell}$ и т.д. вплоть до $e_{1,\ell}$.
11. Вычисляются $c_\ell, N_\ell(t), \int_{t_1}^{t_2} N_\ell(t) dt$.
12. Для $(\ell+1)$ -го продукта деления п.п. 6-II повторяются и т.д. для всех φ продуктов деления.

В общем случае при расчете концентрации i -го (ℓ -го) ядра в решение (5) ((I0)) входят $i-1$ ($\ell-1$) предшествующих решений. Однако практически число j - х (m - х) нуклидов, дающих

прямой вклад в накопление i -го (ℓ -го) нуклида, не превышает I5 (см. рис.), т.к. образование ядер происходит в основном

	$Z-1$	Z	$Z+1$
A-1		.11 .10 .9	
A	3. 2. 1.	.8 .7 $\boxed{1}$.6 .5 .4
A+1	.12	.15 .14 .13	

Схема вклада окружающих ядер в концентрацию ядра ${}^A_Z R^g$ с массовым числом A и атомным номером Z:

I-3 - β^- -распад ядер ${}^{A-1}_{Z-1} R^{g,m,m_2}$;
 4-6 - β^- -распад и К-захват ядер ${}^A_{Z+1} R^{g,m,m_2}$;
 7-8 - γ -распад ядер ${}^A_Z R^{g,m,m_2}$;
 9-II - (n, γ) -реакция на ядрах ${}^{A-1}_{Z-1} R^{g,m,m_2}$;
 I2 - β^- -распад и испускание запаздывающего нейтрона ядром ${}^{A+1}_{Z+1} R^g$;
 I3-I5 - $(n, 2n)$ -реакция на ядрах ${}^A_Z R^{g,m,m_2}$;
 g, m, m_2 - основное и метастабильные состояния ядер.

за счет следующих процессов по отношению к ядру ${}^A_Z R^g$:

- а) β^+ , β^- - распад и К-захват ($\Delta A = 0, \Delta Z = \pm 1$);
- б) реакции (n, γ) и $(n, 2n)$ ($\Delta A = \pm 1, \Delta Z = 0$);
- в) изомерный γ -переход ($\Delta A = 0, \Delta Z = 0$);
- г) β^- -распад и испускание запаздывающего нейтрона ($\Delta A = +1, \Delta Z = -1$).

Вкладом в ядра за счет α - и двойного β^- распада, а также за счет реакций (n, α) , $(n, 3n)$ и т.п. можно пренебречь из-за малой вероятности этих процессов.

Эта схема позволяет также расположить все ядра в необходимом порядке.

Предлагаемый способ весьма удобен для реализации на ЭМ как с точки зрения точности и учета реальных процессов, происходящих в реакторе, так и программирования рекуррентных соотношений, а также из-за его быстродействия.

Литература

1. Коваленко В.В., Рубцов П.М., Колобашкин В.М. "Известия вузов" Сер. "Физика", 1972, № 9, с. 32-34.
2. Коваленко В.В., Колобашкин В.М., Рубцов П.М. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений" Вып. 13, с.97-101, М., Атомиздат, 1973.
3. Радиационные характеристики продуктов деления. М., Атомиздат, 1974, Авт.: Гусев Н.Г., Рубцов П.М., Коваленко В.В., Колобашкин В.М.
4. Гусев Н.Г. Защита от гамма-излучения продуктов деления. М., Атомиздат, 1968.
5. Tasaka K., Sasamoto N. "Nucl. Sci. Eng.", 1974, v.54, N.2, p. 177-189
6. Tasaka K. JAERI-M5972, 1975.
7. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. 2-ое изд. М., Атомиздат, 1975

К ВОПРОСУ О ПОСТРОЕНИИ БАНКОВ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

В.В.Колобавкин, Б.А.Щукин, Т.М.Телевинов,
С.Б.Поскакухин, А.А.Цыганов

(МИФИ)

Обсуждается вопрос о создании банков ядерных данных. Рассматривается возможный подход к проектированию подобных систем, применяемый при разработке автоматизированной системы информации по ядерным данным (АСИЯД).

**Nuclear data banks are discussed.
Possible approach to such systems design applied
in elaboration of the Automized Information
Nuclear Data System (AINDS) is given.**

Тенденции в информационном обеспечении задач
ядерной энергетики

В настоящее время в связи с бурным развитием ядерной энергетики, интенсивными исследованиями в этой области имеется острая необходимость в ядерных данных. Причем, как видно из перечня основных ядерных данных и задач, обеспечиваемых ими, приведенного в работе [1], наблюдается многоаспектное использование ядерных данных. Подобная многоаспектность наблюдается при решении и более узкого класса задач. Рассмотрим две проблемы, связанные с использованием однотипных данных: расчет тепловыделения продуктов деления и определение ядерно-физических характеристик продуктов деления. Данные, необходимые для решения 1-й проблемы, должны иметь структуру, представленную на рис.1 с помощью диаграммы [2].

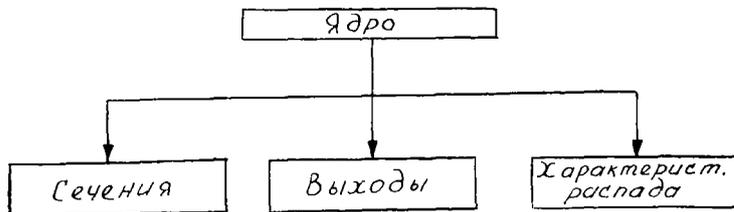


Рис.1

Данные, необходимые для решения 2-й проблемы, должны иметь другую структуру, показанную на рис.2.

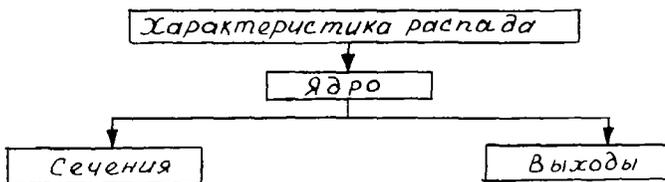


Рис.2

Таким образом, однотипные данные оформляются структурно различно для различных задач с целью создания эффективных алгоритмов для их решения.

Это и определяло существующий позадачный подход к информационному обеспечению. Подобный подход имеет свои положительные стороны особенно при узкой области исследований. При расширении области исследований подобный подход начинает обладать значительными недостатками, существенно снижающими эффективность разработок, т.к. отсутствует общая информационная картина области исследований (модель данных) и как следствие:

- 1) осуществляется дублирование работ;
- 2) наблюдается раздробленность данных, ведущая к несовместимости результатов, и т.д.

В настоящее время расчеты по ядерной энергетике носят комплексный характер и информационное обеспечение становится самостоятельной проблемой. В настоящее время в СССР и за рубежом созданы центры ядерных данных, разрабатывающие определенные структуры отображения проблемных областей ядерной энергетике. В СССР это прежде всего Центр по нейтронным ядерным данным при физико-энергетическом институте (г.Обнинск) [3] и Центры по нейтронным ядерным данным при Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова (г.Москва) [4] и при Ленинградском институте ядерной физики (г.Гатчина) [5]. Перспективным направлением в этой области являются так называемые банки данных. Банк данных (БД) – это комплекс, включающий специальные структуры организаций данных, алгоритмы, специализированные языки, программы и технические средства, в совокупности обеспечивающие

создание и эксплуатацию эффективных систем накопления информации, поступающей от нескольких источников, ее обновление, корректировку и многоаспектное использование в интересах ряда систем, и прямую связь с пользователем для получения ответов на произвольные, в том числе заранее незапланированные запросы [6].

Важнейшей проблемой, возникающей при разработке БД, является проектирование организации данных.

Подход к организации данных

Различаются два уровня информационного отображения проблемной среды: логический и физический.

Логический уровень характеризуется прежде всего номенклатурой данных и отношениями между ними – моделью данных. Логический уровень хорошо описывается так называемой реляционной моделью данных [7], в рамках которой пользователь может удобно сформулировать произвольные запросы к банку данных на некотором алгебраическом языке, что обеспечивается его полнотой [8].

При создании модели ядерных данных, в частности реляционной модели, необходимо проведение системного обследования проблемной области. На первых этапах такого обследования можно использовать номенклатуру данных и отношений между ними, которые систематизированы в существующих обменных форматах экспериментальных и оцененных ядерных данных *ENSDF* [9], *EXFOR* [10] и др.

На физическом уровне данные могут быть представлены либо с помощью ряда независимых наборов данных, которые логически связываются друг с другом путем использования однопольных полей данных, либо с помощью системы взаимосвязанных наборов данных (баз данных), объединяемых с помощью адресных указателей. В первом случае могут быть использованы наборы данных со стандартной организацией, предусмотренной в операционной системе ЕС ЭВМ, во втором случае требуется применение специальных пакетов по организации баз данных [2].

Использование независимых наборов данных для организации информационного отображения имеет определенные положительные стороны. Во-первых, они могут быть отработаны независимо друг от друга на достаточно скромных вычислительных мощностях, во-вторых, организация их достаточно проста.

Организация баз данных требует значительно более мощных вычислительных средств, так как вся система взаимосвязанных физи-

ческих баз должна все время находиться "на линии". Такая организация имеет существенные преимущества при работе с данными в реальном времени, когда идет интенсивный поток изменений.

Существуют два способа работы с банками данных. При первом способе каждый пользователь генерирует из базы данных под конкретную проблему собственную систему массивов, которые затем используются в проблемных расчетах, при втором способе промежуточные массивы не организуются. Первый способ целесообразен, когда данные относительно стабильны, второй – когда существует поток изменений к данным.

З а к л ю ч е н и е

Изложенная выше концепция банка данных положена в основу разработок по автоматизированной системе информации по ядерным данным (АСИЯД) [11]. Дальнейшим развитием функций БД является возможность генерации новой информации, не заложенной явно в БД, а также расширение языка общения с БД до естественного, что обеспечивает доминирующее положение пользователя-непрограммиста в системе [12].

Л и т е р а т у р а

1. Николаев М.Н. В сб. Нейтронная физика, ч.1, стр.5-28, 1976.
2. Информационные системы общего назначения. Пер. с англ. под ред. Кшенко Е.А., М., Статистика, 1975.
3. Манохин В.Н. В сб. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях, т.2, стр. 133-135, М., 1974.
4. Nucl.Data Sci. and Technol.
Proc. Symp. Paris, v.2, pp 319-322. Vienna, 1973.
5. Kondurov I.A. Nucl. Data Sci. and Technol.
Proc. Symp. Paris, v.2, pp 339-340. Vienna, 1973.
6. Каган Б.М., Розенкноп В.Д. В сб. Организация банков данных, стр. 3-13, М., 1975.
7. Codd E.F., Communication of ACM, v.13, n.6, pp.377-387, 1970.
8. Chamberlen D.D., Computing Surveys, v.8, pp.43-66, 1976.
9. ORNL-5054, 1975.
10. Goldberg M.D., Proceeding of the Third Conference on Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville, 1971.

11. Колобашкин В.М., Гудков А.Н., Щукин Б.А., Стрижевский В.С.,
Зинкевич С.П., Телевинова Т.М., Глухова Е.С., Посакухин С.Б.,
Цыганов А.А. В сб. I-ое Всесоюзное совещание по автоматизации
научных исследований в ядерной физике, стр.90-91, Киев, 1976.
12. Кузьян Л.Т., Преображенский А.Б., Щукин Б.А. В сб. Банки
информации для принятия решений, стр. 14-22, М., 1976.

КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА РАДИАЦИОННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК СМЕСИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ И АКТИНИДОВ,
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКТОРАХ НА ТЕПЛОВЫХ И БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

В.М.Колобашкин, П.М.Рубцов, П.А.Ружанский, А.Г.Александркин
(МИФИ)

В работе проводится обсуждение достоверности входных данных для расчета радиационных характеристик смеси продуктов деления и актинидов, таких, как независимые выходы, сечения ядерных реакций (n, f) , (n, γ) , $(n, 2n)$, периоды полураспада, коэффициенты ветвления и т.д. Описаны способы получения недостающей информации.

Reliability of input data for computation of fission product and actinide radiation characteristics such as independent yields, (n, f) , (n, γ) , $(n, 2n)$ -cross-sections, half-lives, branching ratios and others is discussed. Some methods of obtaining of missing information are described.

Константное обеспечение программы для корректного расчета радиационных характеристик смеси продуктов деления и актинидов (удельных концентраций и активностей ядер, эффективных спектров β -, γ -излучений смеси, энерговыделения за счет β -, γ -излучений, макроскопического сечения захвата и т.д.) в зависимости от типа реактора и временного режима его работы предполагается знание следующей информации.

I. Цепочки распада

Сведения о структуре изобарных цепочек собирались вплоть до I марта 1976г. Нами идентифицировано 629 продуктов деления в диапазоне массовых чисел от 72 до 166 (из них радиоактивных-507). Существенные дополнения по сравнению с [1-5] заключаются в более полном количестве идентифицированных продуктов деления. При этом использование последних данных о схемах распада привело к уточнению коэффициентов ветвления изобарных цепочек; уточнение значений периодов полураспада касается в основном родоначальников цепочек с $T_{1/2} < 1$ мин.

Анализ радиоактивных продуктов деления по степени изученности их схемам распада позволил установить следующее [6] :

ядра с изученной схемой распада ($\beta + \gamma$) - излучатели - составляют 57%; "чистые" β -излучатели - 4%; "чистые" γ - излучатели (как правило, изомеры) - 9%; ядра, схема распада которых или неизвестна, или недостаточно изучена, - 30%.

Данные для актинидов взяты почти полностью из работы [7] .

II. Независимые выходы продуктов деления

В настоящее время имеется несколько наборов массовых и независимых выходов продуктов деления [3-4, 8-II]. Однако при рассмотрении различных типов деления (ядерное горючее - энергии делящихся нейтронов) очень заметна неравноценность этих данных в обеспечении экспериментальными результатами [8,9] (см. табл.). Экспериментальные сведения для таких типов, как деление урана и плутония нейтронами реакторных спектров, крайне незначительны и не превышают 1%.

Для практического использования наиболее убедительными по полноте представленных сведений нам кажутся работы [8,9] .

Отношение числа продуктов деления с известными экспериментальными независимыми выходами к общему числу продуктов деления (~ 500 ядер)

Тип деления!	$^{235}\text{U}_{th}$	$^{233}\text{U}_{th}$	$^{239}\text{Pu}_{th}$	$^{232}\text{Th}_{th}$	$^{235}\text{U}_{14}$	$^{238}\text{U}_{14}$	$^{233}\text{U}_{14}$
Отношение, %!	24	5,6	3,4	7,2	6,4	4,8	3,6

III. Сечение захвата нейтронов продуктами деления (n, γ), ($n, 2n$)

В уравнения, описывающие образование какого-либо продукта деления при работе реактора [12], входят члены, содержащие $\bar{\sigma} \Phi$, где Φ - интегральная плотность потока нейтронов со спектром $\varphi(E)$: $\Phi = \int_0^\infty \varphi(E) dE$, а $\bar{\sigma}$ - усредненное по спектру нейтронов микросечение $\sigma(E)$ какой-либо реакции захвата ($\bar{\sigma} = \frac{\int_0^\infty \sigma(E) \varphi(E) dE}{\int_0^\infty \varphi(E) dE}$).

Очевидно, что использование некоего одного среднего сечения при расчете радиационных характеристик продуктов деления быстрого реактора в принципе неверно в силу многообразия спектров нейтронов ядерных реакторов различных конструкций и назначений. Это приводит к необходимости создания системы многогрупповых сечений для всех идентифицированных продуктов деления, и в первую очередь сечений реакций (n, γ).

В качестве основных была выбрана наиболее полная на сегодняшний день мультигрупповая библиотека сечений 13, содержащая сведения для 192 продуктов деления. Поскольку обычно принято

спектр нейтронов реактора представлять в виде 9,2I или 26 энергетических групп, а данные библиотеки [I3] представлены весьма произвольно, возникла необходимость преобразовать эти данные в любом нужном групповом представлении.

Для этого на мультигрупповую библиотеку сечений [I3] наносились нужные точки E_j , которые являются границами выбранных j -х энергетических интервалов, и в этих точках рассчитывались значения сечений $\sigma_j = \sigma(E_j)$; в результате этого получался более полный набор энергий E_i и сечений σ_i .

Среднее сечение $\bar{\sigma}_j$ в энергетическом интервале имеет вид

$$\bar{\sigma}_j = \frac{\int_{E_{j-1}}^{E_j} \sigma(E) \varphi(E) dE}{\int_{E_{j-1}}^{E_j} \varphi(E) dE} = \frac{\sum_{E_i}^{E_{j+1}} \int_{E_i}^{E_{i+1}} \varphi(E) \sigma_{i,i+1}(E) dE}{\sum_{E_i}^{E_{j+1}} \int_{E_i}^{E_{i+1}} \varphi(E) dE}$$

где $\sigma_{i,i+1}(E)$ - вид функции $\sigma(E)$ в одном интервале $E_i < E < E_{i+1}$, а границы выбранного интервала $E_j - E_{j+1}$ связаны с текущими значениями E_i неравенством $E_j \leq E_i < E_{i+1} \leq E_{j+1}$.

Спектр нейтронов в пределах одного интервала $E_i - E_{i+1}$ описывался функцией [I4]

$$\varphi(E) = \begin{cases} \frac{1}{E} & (E \leq E_0) \\ A e^{-E/T} \operatorname{sh} \sqrt{B E} & (E > E_0) \end{cases}$$

с параметрами $E_0 = 2,5$ МэВ, $T = 0,0965 (7,6 + \nu)$ МэВ, $B = 22,9 \times (7,6 + \nu)^{-2}$ МэВ⁻¹, ν - число вторичных нейтронов, принятое равным 2,4 для деления $^{235}\text{U}_{th}$.

При этом в точке $E = E_0$ должно быть выполнено условие сшивки $\frac{1}{E_0} = A e^{-E_0/T} \operatorname{sh} \sqrt{B E_0}$, чтобы функция $\varphi(E)$ в ней не терпела разрыв, иначе значения сечений в окрестности этой точки будут браться с разным весом $\varphi(E)$.

IV. Сечения деления и захвата нейтронов актинидами

Так как накопление продуктов деления описывается с учетом образования вторичного ядерного горючего, была проведена систематизация сведений по реакциям деления (n, f) и захвата нейтронов (n, γ) и ($n, \alpha n$) для актинидов от ^{231}Th до ^{244}Cm в том же многогрупповом приближении, что и для продуктов деления.

Основой мультигрупповой библиотеки нейтронных сечений являются обобщенные данные, имеющиеся в Центре ядерных данных физико-энергетического института (г.Обнинск), а также результаты оригинальных работ, например [I5-20]. Процедура получения многогрупповых сечений актинидов такая же, как и для продуктов деления.

У. Сведения о γ -излучении продуктов деления и актинидов

Общее количество γ -линий, формирующих эффективный спектр γ -излучения всей совокупности продуктов деления и актинидов, за последнее время резко увеличилось, и если сравнить между собой компиляции [2, 5, 21-23], то видно, что наиболее полной является работа [21], которая включает в себя наиболее достоверную информацию из перечисленных работ, а также сведения из работ по схемам распада до середины 1976г. Количество γ -линий для ядер в диапазоне массовых чисел от 72 до 166 в работе [21] превышает 20 тысяч, и к тому же самым аккуратным образом представлены сведения о КХ-излучении продуктов деления. γ -излучение актинидов достаточно полно представлено также и в работе [7].

VI. Сведения о β -излучении продуктов деления и актинидов

Данные по β -излучению для отдельных ядер, как правило, представлены в литературе по схемам распада в виде, неудобном для практического использования, то есть из схемы распада можно установить лишь общее количество парциальных переходов, их граничные энергии и интенсивности. Так как наиболее полной величиной, описывающей β -излучение радионуклида, является суммарный β -спектр $N(\epsilon) = \sum N_i(\epsilon) n_i$, а также его средняя энергия $\bar{E} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N(\epsilon) \epsilon d\epsilon}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N(\epsilon) d\epsilon}$, где $N_i(\epsilon)$ -парциальный β -спектр i -го перехода, n_i -интенсивность i -го перехода на один распад ядра, E_{\max} -граничная энергия β -спектра ядра, то задача идентификации продуктов деления и актинидов как β -излучателей превращается в самостоятельную проблему. Это предопределило проведение тщательного изучения периодической литературы с целью систематизации сведений (таких, как спин, четность, lgt , граничные энергии и т.д.), необходимых, в первую очередь, для классификации парциальных β -переходов по степени запрета (разрешенные, запрещенные, уникальные) и выбора методики расчета формы β -спектра каждого парциального перехода ядра.

После реализации на ЭВМ нами был составлен каталог суммарных спектров эмиссии для всех продуктов деления и актинидов. Установлено, например, что β -излучение смеси продуктов деления формирует более 3500 парциальных β -переходов.

Обоснование методики, блок-схема и текст программы "Бета-спектр", а также вся необходимая входная информация и полученные результаты расчета в полной мере приведены в работе [6]. Там же представлена библиография из почти 300 наименований.

В заключение необходимо сказать, что константное обеспечение программы расчета радиационных характеристик смеси продуктов деления и актинидов будет иметь полностью заверченный вид, когда будет собрана вся информация по каждому из шести обсуждавшихся выше пунктов, в первую очередь по схемам распада (для группы ядер в 30%, упоминаемой в п. I) и сечениям реакций (n, f) , (n, γ) , $(n, 2n)$, а также уточнена уже имеющаяся информация.

Литература

1. Радиационные характеристики продуктов деления, М., Атомиздат, 1974, Авт.: Гусев Н.Г., Рубцов П.М., Коваленко В.В., Колобашкин В.М.
2. Гусев Н.Г. Защита от гамма-излучения продуктов деления. М., Атомиздат, 1968.
3. Грешилов А.А., Колобашкин В.М., Дементьев С.И. Продукты мгновенного деления U^{235} , U^{238} , Pu^{239} в интервалах 0-1 ч. М., Атомиздат, 1969.
4. Tobias A. RD/B/2669, 1973.
5. File ENSDF. ORNL, 1974.
6. Отчет МИФИ Б459720, 1975. Авт.: Колобашкин В.М., Гудков А.Н., Рубцов П.М., Александрин В.Г., Ружанский П.А.
7. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. 2-ое изд. М., Атомиздат, 1975.
8. Колдобский А.Б. Исследование продуктов деления тяжелых ядер нейтронами. Диссертация. МИФИ, 1976.
9. Crouch E.A.C. AERE-R7785, 1975.
10. Meek M.E., Rider B.F. NBD0-12.154-, 1974.
11. Tasaka K., Sasamoto N. JAERI-M5552, 1974.
12. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Александрин В.Г., Кулаковский М.Я. См. настоящий сборник, с.117, 1977.
13. Bertram W.K., Clayton E., Cook J.L., Ferguson H.D., Musgrove A.R., Rose E.K. AARC/D214, 1971.
14. Kikuchi Y., Tasaka K., Nishimura H., Hasegawa A., Katsuragi S. JAERI-M5492, 1973.
15. Шпак Д.Д., Смиренкин Г.Н. "Ядерная физика", 1975, т.21, вып.4 с.704-707
16. Sowerby M.G., Patric B.H. "Ann.Nucl.Sci.Eng.", 1974, v.1, no.7-8, p.409-435.
17. Kobayashi K. "Annu.Rep.Res.React.Inst.Kyoto.Univ." 1974, v.7, p.72-74.
18. Peres R.B., Saussure G., Silver E.G., Ingle R.W., Weaver H. "Nucl.Sci.Eng." 1974, v.55, N.2, p.203-218.
19. Czirr J.B., Sidhu G.S. "Nucl.Sci.Eng.", 1975, v.57, N.1, p.18-27.
20. Paulson C.K., Hennelly E.J. "Nucl.Sci.Eng.", 1974, v.55, N.1, p.24
21. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных изотопов. М., Атомиздат, 1977.
22. Wakat M.A., "Nucl.Data Tables", 1971, v.8, N.3, p.445.
23. Bowman W.W., MacMurdo K.W. "Atomic Data and Nuclear Data Tables", 1974, v.13, Nos.2-3.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

В.Е. Колесов, Н.Н. Титаренко

(ФЭИ ИКАЭ СССР)

В работе проводится сопоставление расчетов по упругому и неупругому рассеянию нейтронов на атомных ядрах в рамках оптической и статистической моделей с данными библиотеки *BNL400*.

The cross-section data of BNL 400 elastic and inelastic scattering neutron on nuclei were analyzed on the basis of the optical and statistical nuclear models.

В настоящее время для описания процессов упругого и неупругого рассеяния нуклонов и сложных частиц на ядрах в области низких и средних энергий разработано несколько достаточно точных и ставших классическими методов. К таким подходам прежде всего относятся оптическая модель, метод Хаузера-Фешбаха, метод искаженных волн. Несмотря на простоту, оптическая модель в настоящее время является фактически единственной для проведения многих физических расчетов и базой для развития более строгих моделей и схем. В данной работе обсуждается возможность применения оптической модели и формализма Хаузера-Фешбаха для описания упругого и неупругого рассеяния нейтронов в области 2-14 мэв при фиксированном наборе параметров.

В этой работе при расчете процессов упругого и неупругого рассеяния через составное ядро в рамках статистической модели/1/ учитывались все возможные каналы распада составного ядра с вылетом как нуклонов, так и любой сложной частицы со спином 0, 1/2, 1. Необходимые значения оптических потенциалов упругого рассеяния сложных частиц на ядрах выбирались либо по литературным данным в оной области энергий, либо подгонкой по χ^2 с имеющимися опытными данными. При этом, как правило, варьировались только динамические параметры потенциалов, геометрические оставались фиксированными. Схема уровней для каждого ядра определялась либо по имеющимся экспериментальным данным, либо бралась из теоретических расчетов других авторов. Рассматривался комплексный сферический оптический потенциал со спин-орбитальным взаимодействием с 10 свободными параметрами.

При поиске параметров потенциала оптической модели для протонных и нейтронных каналов привлекались современные опытные данные по угловым распределениям, поляризации и полным сечениям в области энергий 15–20 мэв. Для каждого анализируемого ядра сначала определялись параметры потенциала подгонкой по χ^2 для экспериментальных угловых и поляризационных данных без учета процессов упругого рассеяния через составное ядро. При таком поиске в качестве начальных значений параметров потенциала использовались глобальные оптические потенциалы работ /2/ и /3/. Затем учитывались процессы упругого рассеяния через составное ядро и параметры вновь варьировались в той же области энергий. Полученные таким образом значения параметров оптических потенциалов в дальнейшем оставались неизменными.

На рис.1 дается сопоставление расчетов с опытными данными для различных вариантов оптических потенциалов. Экспериментальные данные взяты из работы /4/. В целом наблюдается хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными для всех наборов параметров в области тяжелых ядер, для легких ядер согласие хуже, особенно при больших углах рассеяния. Учет процессов упругого рассеяния через составное ядро при этой энергии слабо влияет на рассчитанные угловые распределения.

Слева на рис.2 показаны угловые распределения упругого рассеяния нейтронов на алюминии при разных энергиях рассеиваемых частиц. Сплошная кривая – расчет в рамках оптической модели с учетом процессов упругого рассеяния через составное ядро. Пунктирная кривая – расчет в рамках только оптической модели. Экспериментальные данные взяты из компиляции /5/.

Справа на рис.2 для того же ядра показаны угловые распределения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня при 2,21 мэв. Сплошные кривые – расчет в рамках формализма Хаузера–Фешбаха. Аналогичные характеристики упругого и неупругого рассеяния нейтронов на кальции и никеле показаны на рис.3.

Анализ рисунков 2 и 3 позволяет сделать вывод, что в рамках одного фиксированного набора параметров моделей для каждого ядра удастся в среднем неплохо описать процессы упругого рассеяния нейтронов в области энергий от 1 до 14 мэв. По этой причине можно надеяться, что с помощью оптической модели с привлечением формализма Хаузера–Фешбаха удастся описать упругое рассеяние и той области спектра, где нет экспериментальных данных.

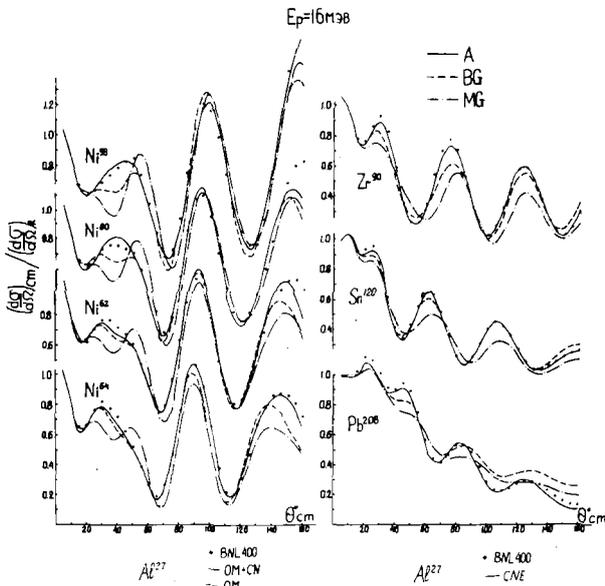


Рис.1. Отношение дифференциального сечения к резерфордскому в упругом рассеянии протонов энергии 16 мэВ на ядрах. Расчеты в рамках оптической модели с глобальными потенциалами $2/(BG)$ и $3/(MG)$ и с потенциалом (A) выбранным по лучшему согласию с опытными данными $/4/$ LLG

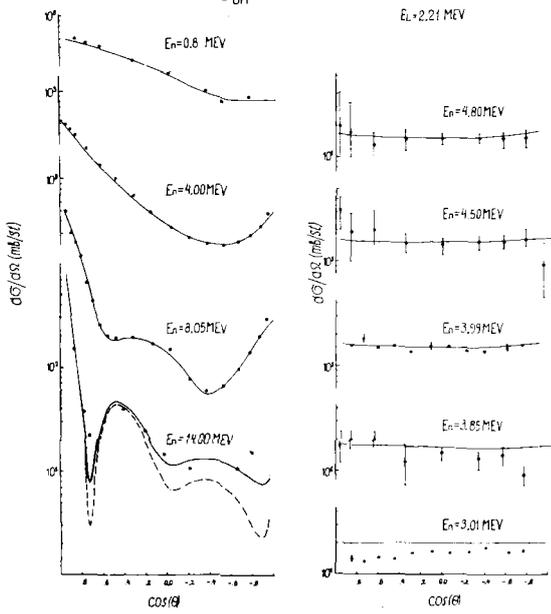


Рис.2. Слева: упругое рассеяние нейтронов на алюминии, • - $5/$; — расчет в рамках оптической модели с учетом упругого рассеяния через составное ядро, — — оптическая модель. Справа: возбуждение уровня при 2,21 мэВ в неупругом рассеянии нейтронов на алюминии, — — расчет в рамках формализма Хаузера-Фешбаха

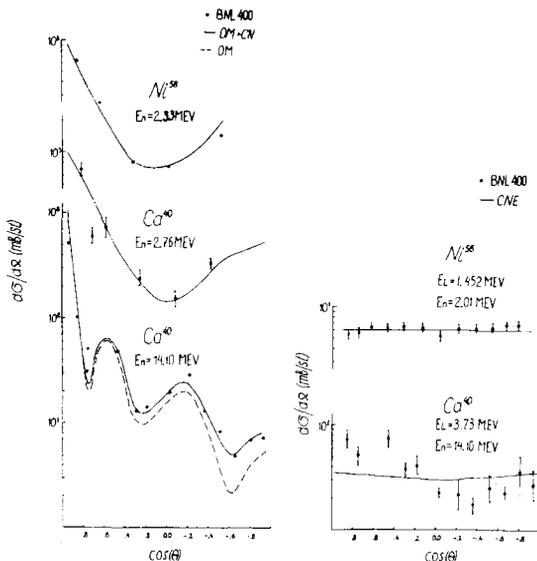


Рис.3. То же, что и на рис.2, только для ядер кальция и никеля

Сложнее обстоит дело с процессами неупругого рассеяния нейтронов. При небольших энергиях возбуждения ядра статистический подход неплохо описывает реакции неупругого рассеяния. Однако, при больших энергиях рассеиваемых частиц в неупругое рассеяние уже заметный вклад дают прямые процессы, о чем говорит анизотропия в опытных данных. Для описания реакции в этой области спектра необходимо привлекать другие, более последовательные подходы.

Литература

1. W. Hauser, H. Feshbach; Phys. Rev. 87 (1952), 366.
2. F. D. Beccetti, G. W. Greenlees; Phys. Rev. 182 (1969), 1190.
3. J. J. H. Menet, E. E. Gross, J. J. Malanify, A. Zucker; Phys. Rev. C4 (1971), 1114.
4. M. Makofske, G. W. Greenlees, H. S. Liers, G. J. Pyle; Phys. Rev. C5 (1972), 780.
5. BNL 400, 3-edition, 1970, vol. I, 2.

ФАКТОРЫ САМОЭКРАНИРОВКИ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

В.В.Филипов

(ФЭИ ИКАЭ СССР)

По измерениям неэкспоненциальности пропускания нейтронов уточняются факторы самоэкранировки полного сечения 13 элементов в энергетических интервалах, принятых в 26-групповой системе констант.

The correction of total cross section self-shielding factors adopted in 26-group system was made from neutron transmission nonexponentiality measurements.

Недостаточность энергетического разрешения в существующих результатах измерений полного нейтронного сечения большинства элементов приводит к тому, что значения моментов распределения сечения, необходимых [1,2] для корректного учета эффектов резонансной структуры в расчетах ядерных реакторов и защиты, рассчитываются неточно. Так, фактор самоэкранировки $f = \langle \sigma^{-4} \rangle / \langle \sigma^{-2} \rangle / \langle \sigma \rangle$,

используемый в 26-групповой системе [3] констант для расчета ядерных реакторов, оказывается [4,5] существенно завышенным. Основной причиной здесь, повидимому, является недостаточная изученность минимумов полного нейтронного сечения, присущая даже наилучшим [6,7] по энергетическому разрешению экспериментам. С другой стороны, в ФЭИ уже давно развивалась методика измерения плотности распределения полного нейтронного сечения и его моментов по неэкспоненциальности функции пропускания нейтронов, измеренной в условиях хорошей геометрии. Получаемые таким путем средние характеристики резонансной структуры свободны от тенденции к занижению роли экстремумов полного нейтронного сечения, неизбежно присущей измерениям детального хода.

Цель данной работы состояла в том, чтобы представить полученную к настоящему времени информацию о функциях пропускания нейтронов в экспериментах на ускорителе Ван-де-Граафа ФЭИ в форме факторов самоэкранировки. Для алюминия, титана, железа и никеля такие результаты сообщались 5 на прошлой конференции. В таблице собраны результаты еще для 13 элементов в диапазоне > 0 кэв-2,5 Мэв (группы 9-4 по [3]). Для хрома, представленного в ней, была попутно проверена равноправность для краткой [9] и непрерывной [10] форм плотности распределения полного нейтронного сечения: значения моментов $\langle \sigma^{-1} \rangle$, $\langle \sigma^{-2} \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$, найденные в обоих представлениях плотности из 14 экспериментальных функций пропускания до усреднения по группам [3], совпали в пределах соответственно 1-2%, 1-4% и 3-5%. В итоге различие значений фактора самоэкранировки, рассчитанных по двум формам плотности распределения, которое может считаться мерой его погрешности, не превышает 3-5%. Между тем значения $\{$, полученные численным интегрированием результатов измерений в Кардрузе [6], снова, как и раньше [5] для алюминия и железа, оказались выше полученных нами величин. На этот раз превышение было несколько меньше: 15-20%.

Сопоставление значений фактора самоэкранировки с принятыми в системе [3] выявляет тенденцию к недооценке резонансных эффектов в ней. Для большинства собранных здесь элементов и рассматриваемых групп в системе [3] предполагается отсутствие заметной резонансной структуры и фактор самоэкранировки полагается равным единице. Из таблицы следует, что это не так. Для циркония, ниобия и молибдена резонансные эффекты в [3] учитываются лишь ниже энергий порядка 10 кэв; фактически они весьма ощутимы вплоть до $E \sim 0,5$ Мэв. Для меди наши значения $\{$ ниже принятых в [3] для групп 9 и 7 на 14% и 17%. Резонансная самоэкранировка полного нейтронного сечения ванадия и хрома рассматривается в [3] лишь для случаев, когда содержание этих элементов в среде мало (сечение разбавления $\sigma_0 > 10$ барн) и лишь для энергий ниже 50 кэв-100 кэв. Для тория и урана также выявлены более низкие, чем в [3], значения фактора самоэкранировки.

**Факторы самоэкранировки полного
нейтронного сечения**

Элемент	Группа по [3] Интервал Энергий, Мэв	9	8	7	6	5	4
		0,046 -0,1	0,1 -0,2	0,2 -0,4	0,4 -0,8	0,8 -1,4	1,4 -2,5
Магний					0,82	0,88	0,90
Кремний					0,76	0,76	0,81
Сера					0,76	0,89	0,90
Ванадий	0,32	0,36	0,56		0,72	0,88	0,95
Хром					0,53	0,60	0,76
Медь	0,57	0,72	0,73		0,90		
Цинк	0,60	0,67	0,80				
Галлий	0,83	0,78	0,88				
Цирконий	0,79	0,80	0,80				
Ниобий	0,77	0,80	0,85				
Молибден	0,80	0,85					
Торий	0,91	0,94	0,95				
Уран	0,85	0,89	0,93				

Литература

1. Орлов В.В. Труды Физико-энергетического института. Москва, Атомиздат, 1974, с.157.
2. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение быстрых нейтронов. Москва, Атомиздат, 1974.
3. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Москва, Атомиздат, 1964.
4. Филиппов В.В. "Ядерные константы". Москва, 1972, в.8, ч.1, с.39.
5. Филиппов В.В., Тараско М.З. В сб.: "Нейтронная физика". (Материалы 3-ей Всесоюзной конференции. Киев, 1975). Москва, 1976, ч.2, с.57.
6. Sierjacks S et al. Атлас КФК -1000. Karlsruhe, 1968.
7. Rahn F., Samarda H., Havens W.W. et al. Nucl.Sci.Engng. 1972, 47, No.3, p.372.
8. Филиппов В.В., Николаев М.Н. Доклад АСС-68/17 на англо-советском семинаре. Дубна, 1968.
9. Николаев М.Н., Хохлов В.Ф. БИИЯД. Атомиздат, 1967, в.4, с. 420.
10. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-156, 1969.

С е к ц и я VI. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НЕЙТРОННОЙ
ФИЗИКИ

Председатели С.С.Коваленко,
Г.А.Петров

A NEW ELECTRON LINEAR ACCELERATOR AT A.E.R.E., HARWELL

M.S.Coates, P.P.Thomas, B.P.Clear, R.N.Sinclair,
J.E.Lynn

(A.E.R.E., Harwell, Didcot, Oxfordshire, OX11 0RA, U.K.)

1. Introduction

A new 136 MeV electron linac* is to be installed at Harwell to replace the 45 MeV machine which has operated since 1959, primarily as a source of short pulses of neutrons for time of flight experiments. The most important part of the work has been in support of the nuclear power programme both through measurements of nuclear data of direct reactor interest and measurements of an underlying nature designed to give an understanding of the basic physics involved. It became increasingly apparent that the neutron intensity and energy range available with the 45 MeV linac were not sufficient to make a significant impact on many of the problems either existing or likely to arise in the continuing nuclear energy programme, and the main reason for upgrading the facility is to provide a suitable capability in this field. With the new machine the gain in average neutron intensity over the neutron energy range covered by the old linac will vary from a factor of 55 for short pulse work to a factor of 12 for low and intermediate neutron energies. Apart from the possible resolution gain due to the intensity increase there will be an absolute resolution gain due to availability of shorter pulses (5 nsec minimum instead of 10 nsec). The maximum neutron energy for effective nuclear physics measurements will be pushed up from 5 MeV to 30 MeV or even higher.

* The manufacturers are Radiation Dynamics Ltd., Swindon, Wiltshire

Other types of experimental work which were underway on the old linac will benefit considerably from the new machine. A major experimental programme has been established using pulsed source techniques to study the structure and dynamics of condensed matter with slow neutrons. For such investigations the number of neutrons available during a machine pulse will be increased by a factor of 10. Photonuclear studies have been carried out for many years using the old linac as a bremsstrahlung source, and the wider range of electron energies available from the new machine will broaden the scope of these experiments. In particular an electron beam with energy that can be varied in a controlled way between 2 MeV and 30 MeV will be provided as a facility. Use of the old linac as an irradiation source of electrons, photons and neutrons increased in recent years and arrangements will be made in the new installation to allow such work to be carried out at several target positions.

The upgrading of the linac laboratory involves major changes to the experimental buildings. A new accelerator hall, klystron hall, and control room are partially built and work has started on the construction of three new target cells. It is intended, however, to retain without any alteration the neutron booster target cell (see Section 4(c)) and its associated flight paths. This was the major neutron facility on the old installation.

Pulsed magnets will be incorporated in the electron beam lines to allow multiplexed target operation. This type of target sharing on a pulse to pulse basis has proved of great value in the past in terms of efficient and flexible machine utilisation.

The old linac ceased to operate at the end of November 1976. All building work is expected to be finished by the end of 1977, allowing the new machine to be installed during the first part of 1978. Following a commissioning period, experimental work should begin during the latter half of the same year.

2. Parameters and performance figures for the new linac.

The accelerator is basically a four module L-band machine. Each module consists of two 2 metre long accelerating sections driven by a klystron rated at 20 MW maximum peak power and 40 kW mean power. The electron pulse duration and frequency are variable between 5 nsec at 1000 pps maximum and 5 μ sec at 300 pps maximum.

The beam current is guaranteed to be at least 6 Amps during short pulses and 0.6 Amps during long pulses, although it is likely that the values which will be achieved in practice could be higher. Using an identical 80 kV triode gun and a single accelerator section of similar design to that used on the new machine, a current of 11 Amps has been obtained by the manufacturers in short pulses, and 1 Amp in long pulses. The conservative guarantee figures take into account the uncertainty in the life of the cathode for currents in excess of 6 Amps, while for long pulse performance the possibility of beam break up for currents approaching 1 Amp cannot be ruled out with a longer accelerator, although investigations have shown that the effect is unlikely to occur.

The maximum unloaded energy of the machine is 136 MeV and with loading this falls to 60 MeV at 1 Amp during long pulses. The low energy electron beam facility referred to earlier will be provided by extracting the beam after the first two accelerator sections.

A summary of machine parameters and performance figures is given in Table 1. Figs. 1 and 2 show the expected energy variation of the electron beam under various operating conditions.

3. Proposed experimental arrangement

The layout of the experimental facilities is illustrated in Fig. 3. The axis of the new linac is at right angles to that of the old one and some 60 cms higher. Two of the new target cells, one for fast neutron work and the other for condensed matter studies, are to be built in line with the undeflected

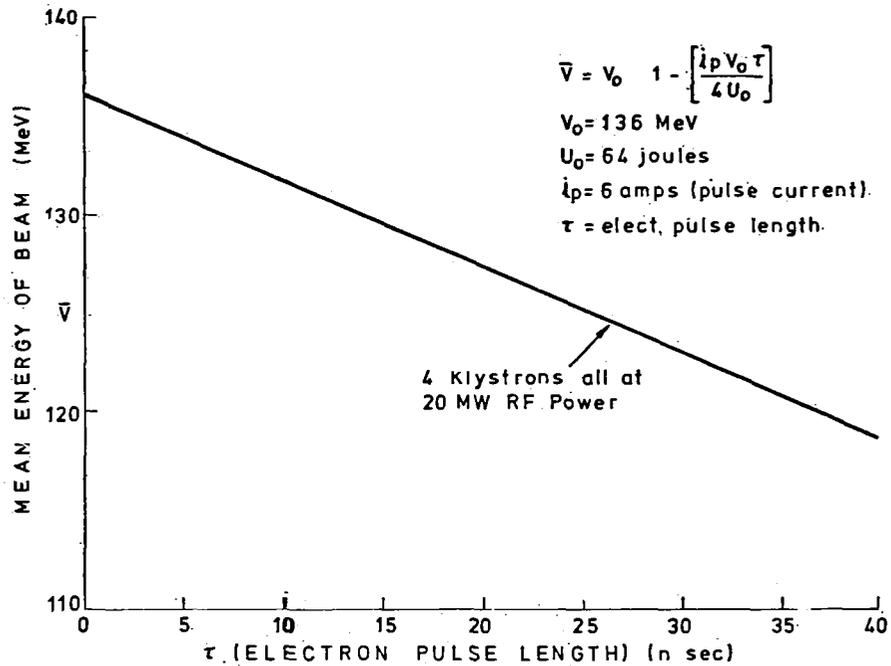


FIG. 1. STORED ENERGY MODE: BEAM ENERGY VARIATION

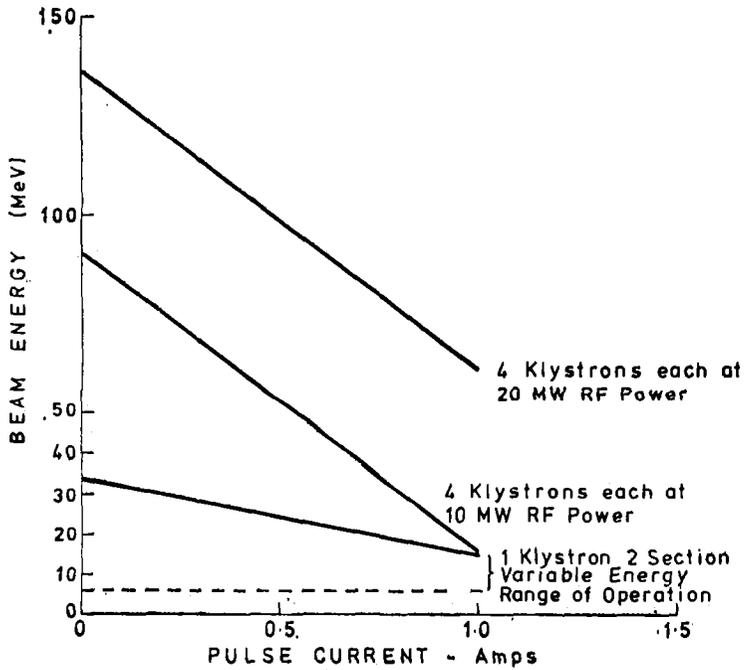


FIG 2. STEADY STATE MODE: BEAM ENERGY VARIATION

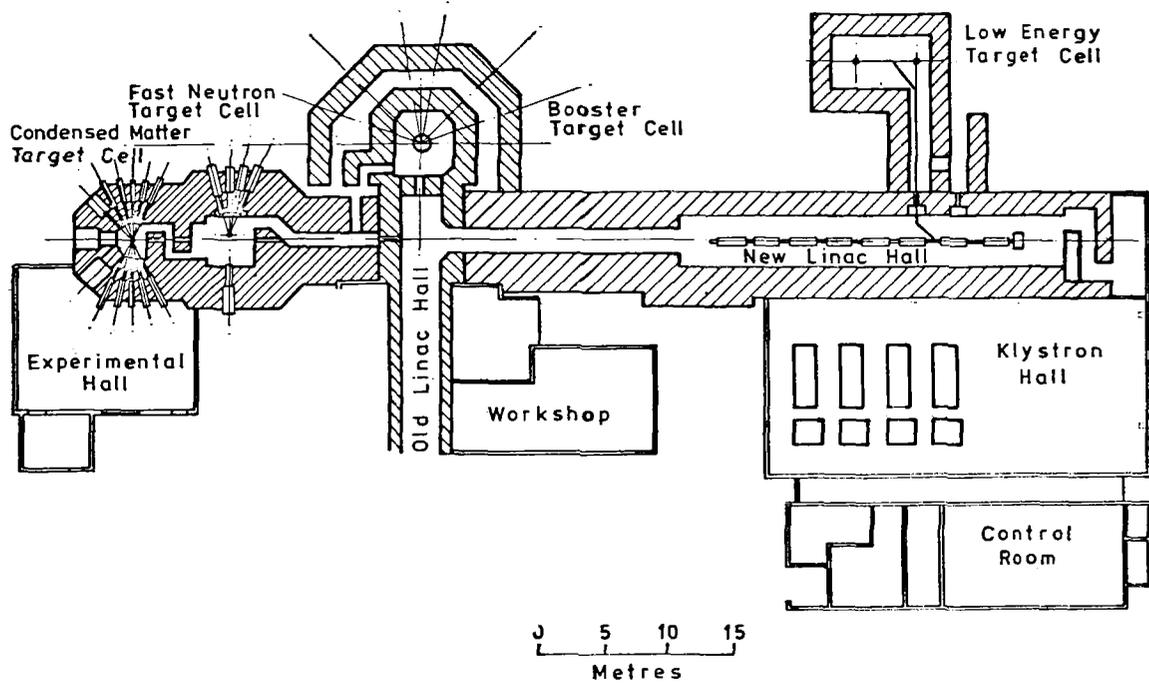


FIG. 3 136 MeV LINAC AND TARGET AREAS

electron beam, while the third new cell for low energy electron beam experiments will lie to the side of the new linac hall. To reach the neutron booster the electron beam has to be transported downwards and then turned through 90° , since this target was in line with the axis of the old linac.

The system of deflecting magnets and quadrupole lenses used to steer the electron beam to the different target positions is shown diagrammatically in Figs. 4 and 5.

Pulsed magnets on the low energy, booster, and fast neutron target beam routes allow in principle multiplexed operation into all target cells. For such

Table 1 Design Parameters and Performance Specification

Operating frequency	1300 MHz (L band)									
Klystrons	Four Thomson-CSF type TV 2022									
RF peak power	80 MW (4 x 20 MW) or 40 MW (4 x 10 MW)									
RF maximum average power	160 kW (4 x 40 kW)									
Acceleration length	16 metres (8 x 2 metres)									
Filling time	1 μ sec									
Klystron maximum R.F. duty cycle	0.002 (20 MW/40 kW)			0.004 (10 MW/40 kW)						
Modulator pulse duration (μ s)	7.6	3.8	2.0	7.6	3.8	2.0				
Corresponding maximum R.F. pulse duration (μ s)	7.2	3.4	1.6	7.2	3.4	1.6				
Corresponding maximum electron beam pulse duration (μ s)	5.0	2.0	0.4	5.0	2.0	0.4				
Corresponding maximum pulse repetition frequencies (pps)	300	600	1000	600	1200	2000				
Electron pulse duration	Variable between a minimum of 5 nsec and a maximum of 5 μ sec									
Using R.D.L. 80 kV gridded triode electron gun	<table border="0"> <tr> <td rowspan="2">Maximum pulse current during short pulses</td> <td rowspan="2">(6 \rightarrow 11) Amps</td> </tr> <tr> <td>Maximum pulse current during long pulses</td> <td>(0.6 \rightarrow 1) Amps</td> </tr> </table>						Maximum pulse current during short pulses	(6 \rightarrow 11) Amps	Maximum pulse current during long pulses	(0.6 \rightarrow 1) Amps
Maximum pulse current during short pulses	(6 \rightarrow 11) Amps									
		Maximum pulse current during long pulses	(0.6 \rightarrow 1) Amps							

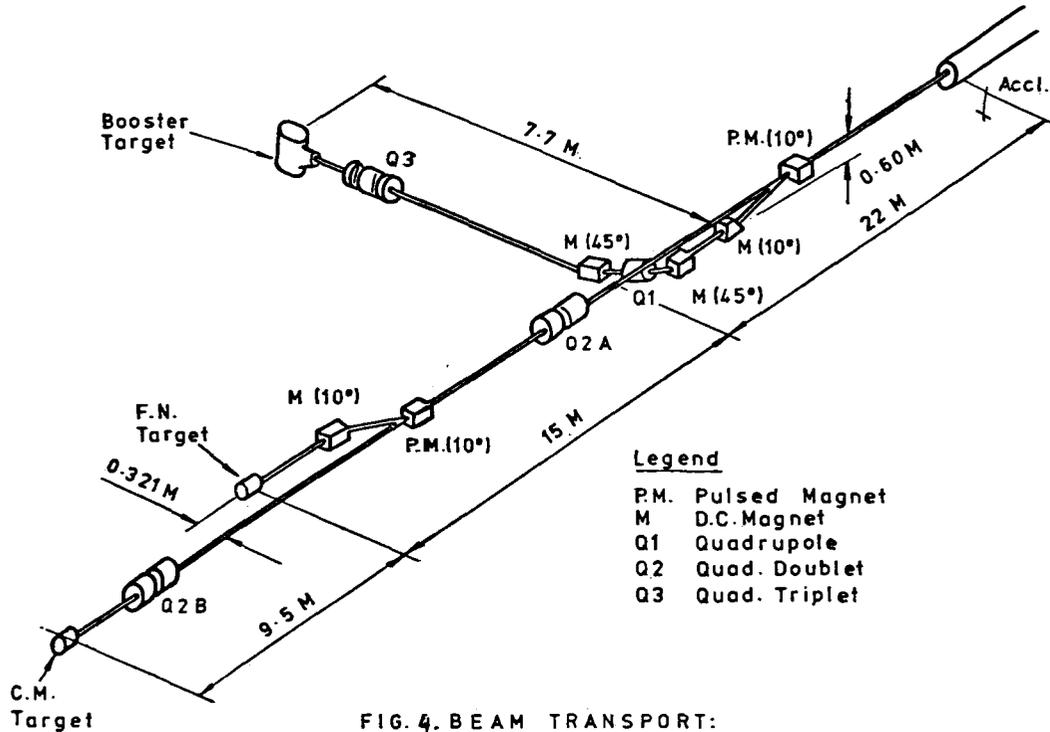


FIG. 4. BEAM TRANSPORT:
ACCELERATOR TO HIGH ENERGY TARGETS
MAJOR COMPONENTS

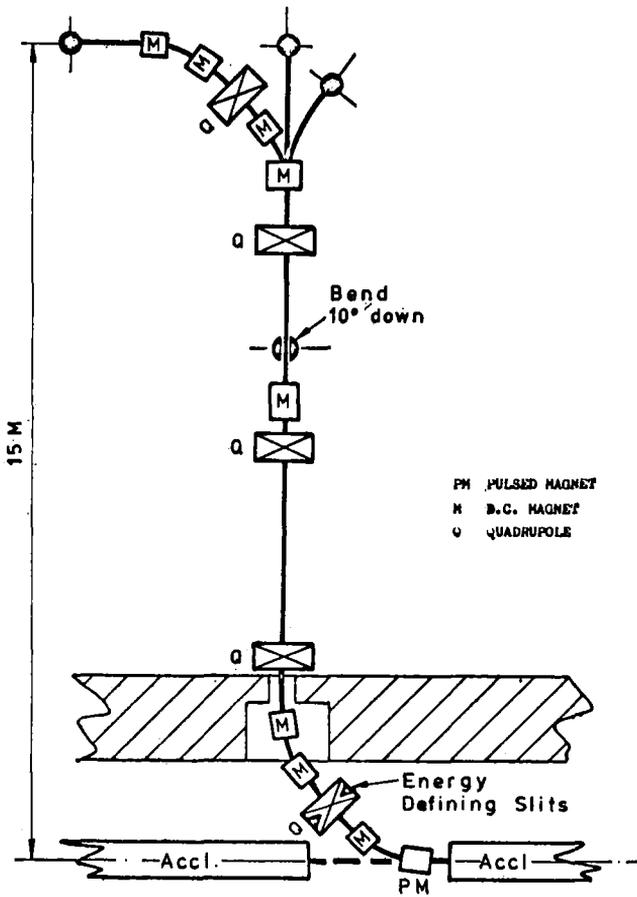


FIG. 5. BEAM TRANSPORT INTO LOW ENERGY TARGET CELL

Maximum stored energy	64 joules (8 x 8 joules)
Maximum unloaded beam energy	136 MeV
Maximum beam power delivered in short pulse operation	30 kW
Maximum beam power delivered in long pulse operation	90 kW

use the capability exists at present to vary only the electron pulse width from pulse to pulse, by altering the duration of the grid pulse applied to the electron gun. Following development work it is hoped that it will prove possible in addition to vary current amplitude from pulse to pulse by suitably modulating the grid-cathode voltage. In multiplexed operation the combined pulse repetition frequency is constrained either by the duration of the longest pulse of the operating sequence chosen, because of klystron power limitations (see Table 1), or by the time interval needed to de-gauss the magnet before the passage of the next electron pulse. It is expected to use multiplexed operation with up to 1000 pps although it remains for this limit to be established experimentally.

4. Experimental target facilities

A brief description is given of the facilities available on each target cell. Table 2 gives a summary of the outputs expected from the various targets.

(a) Fast Neutron Target Cell

This cell is designed for high resolution time of flight measurements using flight paths up to 400 m long. The physical arrangement is shown in Fig. 6. Five flight tube ports are set in 3.5 m thick walls of ordinary poured concrete. The neutron producing target will operate in either of two positions near the centre of the cell. Normally it will be offset in a horizontal plane by ~30 cm from the line containing the linac axis, with the beam directed onto the target by two deflecting magnets (see Fig. 4). This arrangement allows

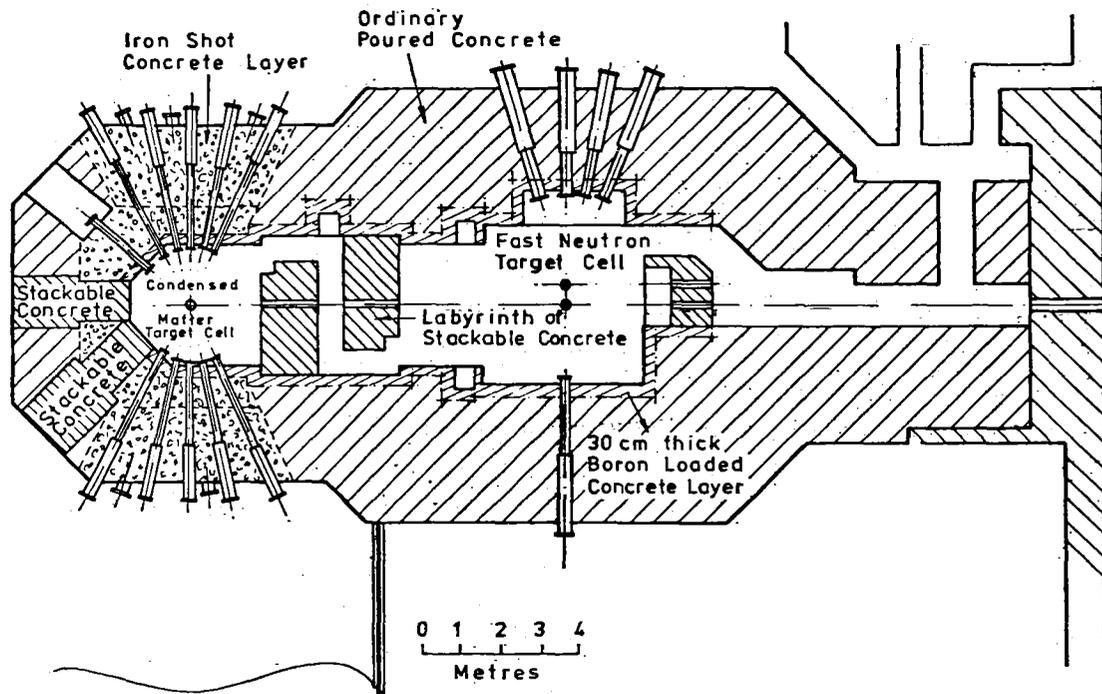


FIG. 6. FAST NEUTRON AND CONDENSED MATTER TARGET CELLS.

target operation in both the Fast Neutron Cell and the Condensed Matter Cell without any alteration to the vacuum lines on the electron beam routes. The other option for the target position is in line with the undeflected beam. The need to operate here could arise for example if a smaller electron beam spot were needed at the target than could be achieved in the alternative target position ($\sim 10 \text{ cm}^2$). The axes of the flight tube ports diverge from a point midway between the two target positions, so that with suitable collimation either target position can be used without the need to re-orient the flight path tubes.

The target will be a water cooled plate arrangement as shown schematically

Table 2 Target Outputs

1. Fast Neutron Target (Short pulse performance)

Pulse current 6 Amps. Klystrons operating at 20 MW/40 kW for 1000 p.p.s. running and at 10 MW/40 kW for 2000 p.p.s. running. Assume natural uranium target with 4×10^{12} neutrons/sec/kW(e) yield.

Electron pulse duration (nsec)	Mean energy of electron beam (MeV)	Pulse repetition frequency (p.p.s.)	Mean current μA	Joules ⁺ /pulse	Beam power (kW)	Neutrons/pulse ($\times 10^{-10}$)	Neutrons/sec ($\times 10^{-13}$)
5	134	1000	30	4.0	4.0	1.6	1.6
	94	2000	60	2.8	5.6	1.1	2.2
10	132	1000	60	7.9	7.9	3.2	3.2
	92	2000	120	5.5	11.0	2.2	4.4
20	127	1000	120	15.3	15.3	6.1	6.1
	87	2000	240	10.5	21.0	4.2	8.4
30	123	1000	180	22.1	22.1	8.8	8.8
	83	2000	360	15.0	30.0	6	1.2
40	119	1000	240	29	29.0	11.0	11.0

⁺ Upper limit set when pulse energy is $\sim 50\%$ of stored energy

Table 2 (continued)

2. Condensed Matter Target (Long pulse performance)

Pulse current 1 Amp. Klystrons operating at 20 MW/40 kW for 300 p.p.s. running and at 10 MW/40 kW for 600 p.p.s. running. Assume natural uranium target with 4×10^{12} neutrons/sec/kW(e) yield.

Electron pulse duration (μ sec)	Mean energy of electron beam (MeV)	Pulse repetition frequency (p.p.s.)	Mean current (μ A)	Joules/pulse	Beam power (kW)	Neutrons/pulse ($\times 10^{-11}$)	Neutrons/sec ($\times 10^{-14}$)
2	$\sim 70^*$	600	1200	140	84	5.7	3.4
5	60	300	1500	300	90	12	3.6

* > 60 MeV because 2μ sec is only twice the filling time of 1μ s

3. Neutron Booster Target

The power limit for beam dissipation is 5 kW(e). The energy spread in the electron beam is limited to $\lesssim 14\%$ by beam transport considerations. Optimum electron pulse duration is $\lesssim 100$ nsec. The primary target is ^{235}U which has 6×10^{12} neutrons/sec/kW(e) yield. The sub-critical booster multiplies this output by a factor of 10. A representative operation condition is given below.

Electron pulse duration (nsec)	Peak current (Amps)	Beam Energy (MeV)	Pulse repetition frequency (p.p.s.)	Mean current (μ A)	Joules/pulse	Beam power (kW)	Neutrons/pulse ($\times 10^{-11}$)	Neutrons/sec ($\times 10^{-14}$)
100	1	128	390	39	12.8	5	7.6	3

Table 2 (the end)

4. Low Energy Targets

Representative beam conditions at target positions are given below. At first experimental operation will be limited to target powers < few kW. Currents available at low energies are uncertain.

Beam energy (MeV)	Peak current (Amps)	Pulse duration	Pulse repetition frequency (p.p.s.)	Mean current (μ A)	Joules/pulse	Beam power (kW)
30	0.2	5 μ sec	300	300	30	9
30	6	20 nsec	1000	120	3.6	3.6
2	0.2	5 μ sec	300	300	2	0.6
2	1	20 nsec	1000	20	0.04	0.04

5. Irradiation Targets

Electrons: Doses up to 3×10^{11} Rads/sec (peak) and 10^8 Rads/sec (mean)

Photons : (30 MeV) Doses up to 7×10^6 Rads/hr at 1 m in forward direction

Neutrons: Fast fluxes of up to $\sim 3 \times 10^{12}$ neut/cm²/sec

in Fig. 7, capable of dissipating 30 kW of electron beam power. The details of the materials to be used in its construction have yet to be decided upon but it is hoped that the neutron producing plate elements will be tantalum clad natural uranium contained in a vessel of either beryllium or tantalum. Natural uranium gives a higher neutron yield per incident electron by a factor of ~ 2 than other non-fissionable materials, while either beryllium or tantalum are suitable choices for the containment vessel since neither introduces troublesome fine structure into the emergent fast neutron spectrum. This effect, caused by resonance scattering, rules out other materials which are more suitable on mechanical and metallurgical grounds.

The energy spectrum of the neutrons produced in the target has an evaporation peak around 1 MeV, with a high energy tail where neutrons are

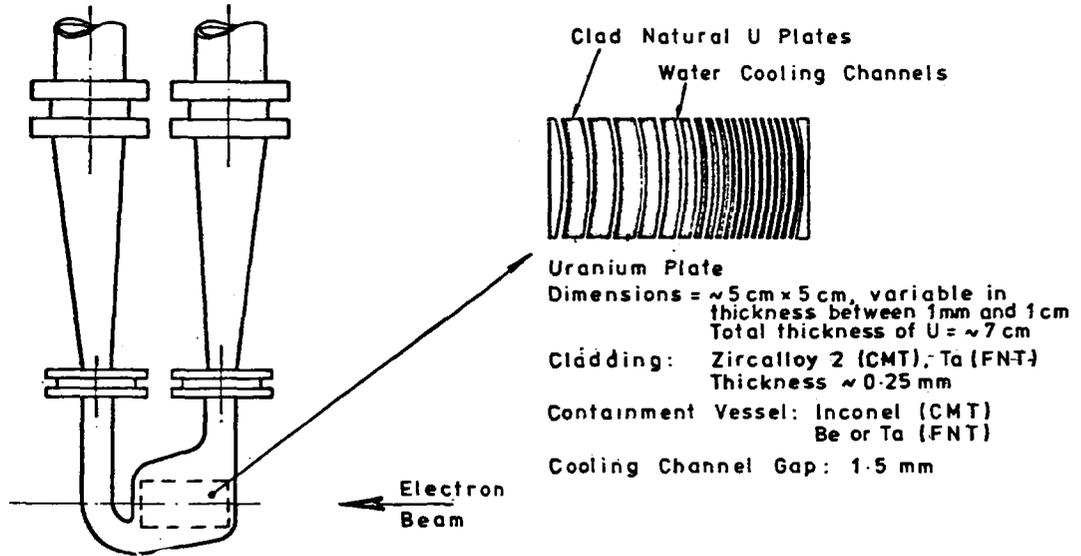


FIG. 7. TARGET CONFIGURATION

produced by direct photon interactions. Below energies of $\sim 50-100$ keV the neutron population is greatly enhanced by placing a slab of hydrogenous moderator a few cm thick adjacent to the target. This moderator will be a separately mounted water filled vessel ~ 20 cm long, 20 cm high and 2 cm thick with walls of thin beryllium, which can be used when required. Resolution considerations preclude the moderator tank from being an integral part of a target system for fast neutron studies.

The pumps, heat exchangers, and chilling units for the main target water cooling circuit are situated in a building on the roof of the cell. The output and inlet pipes to the target enter the cell through a rotatable plug arrangement which allows the target to be positioned as required. When not in use the target can be withdrawn into the roof and shielded, and, should the need arise, can be withdrawn completely to be loaded into a transport flask for removal from the area.

(b) Condensed Matter Cell

The general arrangement is shown in Fig. 6. Sixteen flight tube ports radiate from a centrally positioned target which will be moderated and reflected, in some way yet to be chosen, to maximise the slow neutron population. The centre lines of eleven of these ports lie 5 cm above the level of the electron beam and those of the remaining five are 20 cm below the beam level. This allows a variety of moderator or reflector positions to be viewed without necessarily looking at the fast neutron source. The flight paths for the experiments will be only a few metres long and to minimise the available length the ordinary concrete shielding walls are augmented with a suitable layer of iron shot concrete. Parts of the shielding walls are made up with stackable concrete blocks, as indicated in Fig. 6, to allow for possible future changes in configuration. To one side of the cell, as shown in Fig. 3, there will be an experimental hall with crane facilities which will contain the spectrometers and other equipment on half of the available cell flight paths.

The neutron producing target has the same general form and mounting arrangements as described for the fast neutron target in Section 4(a), although the uranium plate cladding material will be Zircaloy 2 for this target and the containment vessel will be made from Inconel. The nuclear physics constraints which restricted the choice of construction materials for the fast neutron target do not apply here, since only moderated neutrons are of interest. The target will dissipate between 50 kW and 90 kW of electron beam power. The upper limit depends on the current density distribution which can be obtained over the incident electron beam area, which is designed as 10 cm^2 . If the density distribution has a gaussian shape then the dissipation limit will be near to 50 kW, but a flat distribution should allow 90 kW to be achieved. The shape of this distribution will have to be determined experimentally when the accelerator is available.

(c) The Neutron Booster Target

This target was installed in 1959 and has been in continuous operation since then. A detailed description is given by M. J. Poole and E. R. Wiblin in Proc. Second Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy 14 (1958)266. The booster target is a sub-critical mercury cooled assembly of highly enriched uranium contained inside a sub-critical assembly of similar uranium which enhances the primary neutron yield by a factor of about 10. Polythene slabs (which have replaced the original water tanks) outside this arrangement moderate the emerging fast neutrons to increase the number of slow neutrons available. The inherent die away time (100 nsec) of the multiplied primary neutron population means that good experimental resolution cannot be obtained at high neutron energies, but as a source for intermediate and low energy neutrons the booster has proved itself to be an invaluable tool over the years. A particular experimental advantage it offers over other linac targets is its reduced 'gamma flash', due to the strong absorption of bremsstrahlung in the sub-critical uranium assembly. The booster is at the centre of a radial set of flight paths

whose lengths range from 300 down to 10 m. The design of the booster target limits the electron beam energy dissipation to $\lesssim 5$ kW. A further constraint is imposed by electron beam handling considerations which limit the electron energy spread of the transported beam to $\sim 14\%$.

(d) Low Energy Target Cell

The target positions for use with the low energy electron beam are shown in Fig. 5 and this arrangement will be contained in a cell constructed from large concrete blocks, which allows the configuration to be changed when required. The presently envisaged layout is indicated in Fig. 3. Although not shown there the cell will have one or possibly two flight paths for time-of-flight experiments. The targets operating in the cell will be at relatively low power, at least initially, compared to the fast neutron and condensed matter targets so that either air cooling or unsophisticated water cooling will be adequate. The target shown in Fig. 5 using the downward deflected beam is expected to be used as an irradiation position for gamma-induced activation work. The other positions will be used most frequently for photonuclear experiments and can if needed be adapted for electron irradiations. The electron beam energy into the cell can be varied between 2 MeV and 30 MeV, with a pulse current of at least 0.2 Amps over this range, the energy variation being controlled by changing the relative phase of the R.F. drive in the first two accelerator sections which provide the beam.

(e) Irradiation Targets

In addition to the irradiation positions in the Low Energy Target Cell it is likely that another irradiation position for gamma induced activation work may be needed, along the direct beam line into the Fast Neutron and Condensed Matter Target Cells, which is capable of providing higher photon energies than 30 MeV. Should this be so a magnet can be positioned in the beam line near the entrance to the Fast Neutron Cell to deflect the electron beam on to a suitable target.

Neutron irradiations can be provided at any of the neutron producing target positions. Several small diameter holes have been provided through the roofs of both the Fast Neutron and the Condensed Matter Target Cells to allow easy access for a range of samples, while similar facilities exist on the neutron booster target.

A DETECTOR SYSTEM FOR MEASURING η IN THE NEUTRON
ENERGY REGION BELOW 10 eV

M.C.Moxon, J.E.Jolly

Nuclear Physics Division, A.E.R.E., Harwell, Didcot,
Oxfordshire, OX11 0RA, U.K.

1. Introduction

Even when using the best differential data in calculations which are expected to accurately model the neutron transport, there are discrepancies between predictions and performance for thermal reactors. This is particularly so for the temperature coefficient of reactivity. Many explanations have been put forward for these discrepancies; these include errors in the energy dependence of the partial cross-sections of ^{235}U in the neutron energy region below 1 eV. The thermal reactor designers⁽¹⁾ have therefore asked for a measurement of the energy dependence of η (i.e. the number of neutrons emitted per neutron absorbed), to an accuracy of better than 1% in the neutron energy region below 1 eV.

A description is given in this paper of a detector system used at A.E.R.E. Harwell to measure η as a function of neutron energy, using time of flight techniques on the plain uranium target of the Harwell 45 MeV electron linear accelerator with 24 pulses per second.

Five types of detector were used in these measurements:-

- (1) Two ^3He counters, at a pressure of one quarter atmosphere, as neutron detectors in the transmission measurements.
- (2) Two low pressure ^3He counters to monitor the energy dependence of the neutron flux.
- (3) A Moxon-Rae capture detector to measure the energy dependence of the neutron flux at the sample position.

- (4) A liquid scintillator as a fast neutron detector to measure the fission rate in the ^{235}U samples, pulse shape discrimination being used to distinguish between fast neutrons and gamma rays.
- (5) Two pencil ^{235}U fission chambers to monitor the neutron output from the neutron source.

The time of flight data were recorded on a PDP-11 computer and covered a neutron energy range from 1 meV to 100 eV.

2. Requirements

In principle eta (η) can be obtained from measurements of \bar{v} and the partial cross-sections. However, in practice this is not a good method because it is difficult to reach the required accuracy in measurements of the partial cross-sections. The best approach appears to be a measurement of the relative number of fast neutrons emitted by a thick sample of fissile material which absorbs most of the incident neutron beam (as described in references 2 and 3). In this case the count rate C is given by

$$C = \phi \cdot \epsilon \cdot Y_{nf} \quad (1)$$

where ϕ is the incident neutron flux, ϵ is the efficiency of the fast neutron detectors and Y_{nf} is the number of fast neutrons produced in the sample per incident neutron. The flux is measured using a standard cross-section (e.g. $^{10}\text{B}(n,\alpha)$). The yield of fast neutrons is given by the following formula for a sample of thickness n atoms/barn

$$Y_{nf} = (1-T) \frac{\bar{v}\sigma_f}{\sigma} M_S Y_m = (1-T) M_S Y_m \left(1 - \frac{\sigma_s}{\sigma}\right) \eta, \quad (2)$$

where $T = e^{-n\sigma}$, σ , σ_s and σ_f are the total, scattering and fission cross-sections, \bar{v} is the average number of neutrons emitted per fission event, M_S the effect of scattered neutrons and Y_m is the multiplication of emitted fission neutrons due to their interaction in the sample.

In this paper only the detectors associated with the measurement of the total cross-section, the fission neutron yield from samples of ^{235}U and the measurement of the incident neutron flux are described.

3. Equipment

(a) Time of flight

The computer based time of flight equipment (as described by Chapman et al⁽⁴⁾) was common to all the measurements.

The basic time of flight scaler has been described fully by Morris⁽⁵⁾. At any one time the outputs of four detectors could be fed into the time of flight scaler, each using 4096 time of flight channels. The programme unit was set up such that the channels were in blocks of 512, starting at a width of 125 ns, increasing by a factor of two at each multiple of 512. This covered a time range of 16320 μ sec, i.e. extending down to ~ 0.4 meV on the 4.6 m flight path. The changes in the channel width have little effect on the timing resolution of the equipment as this was governed by the moderation time jitter in the neutron energy range of interest.

(b) Flight path

The main part of the flight path was common to both the measurements of the transmission and the fission neutron yields. The layout of the flight path is shown in figure 1. The collimators were designed for partial cross-section measurements at a 4.6 m station, with a maximum sample diameter of 80 mm.

The double sample changer was mounted in a 300 mm air gap in the flight tube at 2.1 m from the neutron source. In the partial cross-section measurement resonance filters of In, Gd, Co and Ta were mounted on each one. The thickness of the foils of these elements were sufficient to have zero transmission to neutrons in the regions of the larger resonances. In the case of the transmission measurements, one set of resonance filters was replaced by the sample. The sample was held in a mounting on the sample changer which could be adjusted to ensure that the sample was always normal to the neutron beam.

(i) Neutron flux monitors

Two ²³⁵U pencil fission chambers were mounted 350 mm from the moderator. These were each placed at the centre of a cylindrical shield of boric acid and

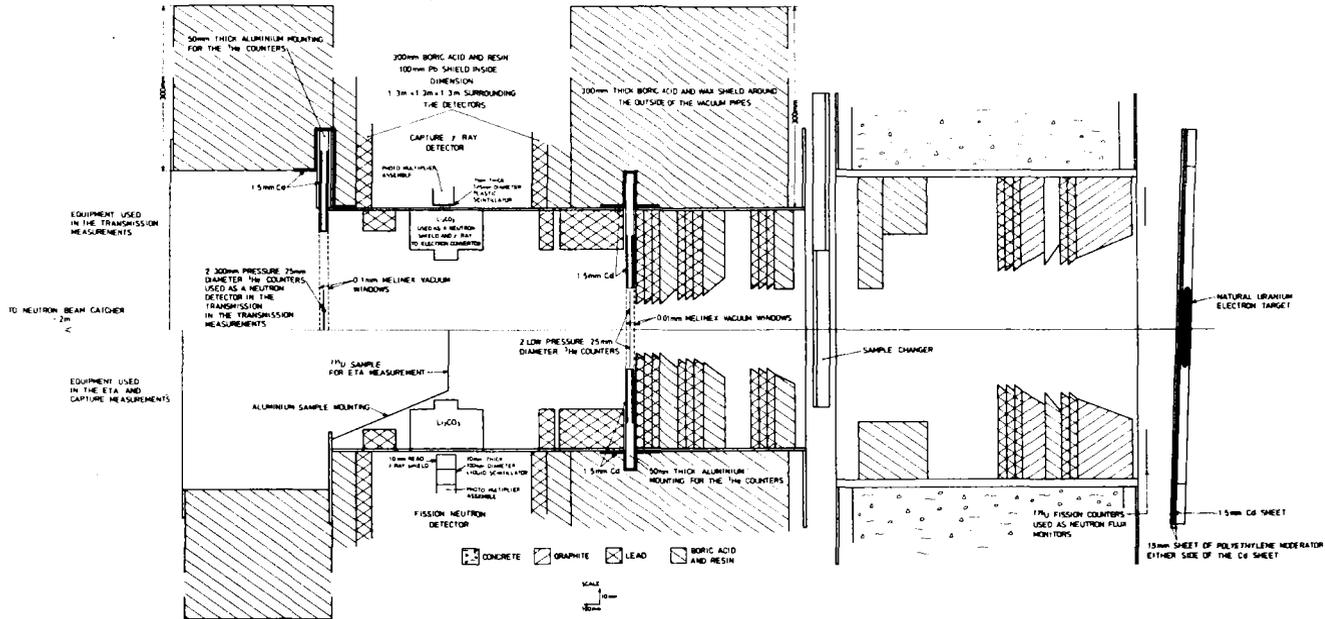


Figure 1 The layout of the 4.6 m flight path.

resin. The shield was 150 mm long and had a diameter of 150 mm. A 50 mm diameter by 75 mm long hole from one end allowed the neutrons into the counter. The pulses were separately amplified and processed by standard Harwell electronics. The output of the fission chamber with the higher count rate was fed into one of the inputs of the time of flight scaler. The time of flight data enabled a more accurate count loss correction to be carried out and to see if there were any problems with the background; this proved to be negligible.

The output of one of the monitors was fed into a rate meter which was used to switch on and off automatically the data recording equipment, according to the neutron output of the linac. This monitor output was also fed into a count-down scaler used to control the sample changer sequence.

(ii) The neutron flux energy variation monitors

To monitor the energy variation of the neutron flux during the runs, two 25 mm diameter, low pressure (15 torr) ^3He counters, with beryllium walls, 0.025 mm thick in the region of the neutron beam, were placed in the neutron beam at 3.5 m, and shielded by 1.5 mm of cadmium and 300 mm of boric acid and wax.

The neutron spectrum measured by the counters can be either used directly, or to check that there were no energy variations of the flux between measurements with the samples and with the ^{10}B sample used to measure the flux at the sample position.

(iii) Partial cross-section detectors

The partial cross-section detectors were placed in a shielded enclosure, of inside dimensions 1.3 m x 1.3 m x 1.3 m, made of 100 mm of lead surrounded by 300 mm of boric acid and wax.

The evacuated thin walled aluminium flight tube through the centre of the shield contained a lithium carbonate sleeve; this not only absorbs the neutrons scattered by the sample, but acts as a gamma ray to electron converter for the capture detector.

The capture detector consisted of a 1 mm thick, by 120 mm diameter, plastic scintillator mounted on a 58 AVP photo-multiplier. The detector is described fully in reference 6.

The detector used in the eta measurements consisted of a NE213 liquid scintillator in a cell of 100 mm diameter and 10 mm thickness. The output of the photomultiplier was coupled directly to the pulsed shape discrimination (PSD) equipment design by White⁽⁷⁾.

The voltage of the photo-multiplier was adjusted so that the gamma ray energy range 50 KeV to 6 MeV was within the range of the equipment. The linearity of the pulse height with gamma ray energy was checked over the range 0.06 to 2.38 MeV with the peak of the 60 KeV gamma-ray of ²⁴¹Am, and the Compton edges from the gamma rays from ⁶⁰Co, ²²Na and ²³²Th. The upper and lower biases were then adjusted to correspond to neutron energies of 500 KeV and 10 MeV respectively, using the relationship given by Batchelor⁽⁸⁾ for the light output of NE213 for gamma rays and neutrons.

The separation and rotation controls were then adjusted to give the best separation of the neutron and gamma ray pulses, using a ²⁵²Cf neutron source (see figure 2). Figure 3 shows the display output from the pulse shape discrimination unit. The horizontal axis being proportional to the pulse height and the vertical axis the separation into the neutron and gamma ray pulses; (a) is the total pulse output from a ²⁵²Cf fission neutron source, (b) and (c) are the neutron and gamma ray output channels respectively gated by all the required biases.

The neutron and gamma ray outputs were fed into two inputs of the time of flight scaler. In about 50% of the runs on fissile samples the 'pile up' output was fed into the time of flight scaler in place of the neutron flux monitor to check the loss of counts via this mechanism. The 'pile up' channel gave an output signal when two pulses occurred within the selection time (500 ns) of the equipment and therefore could not be classified as either a neutron or a gamma ray. The recording of both the neutron and gamma ray time of flight spectra was

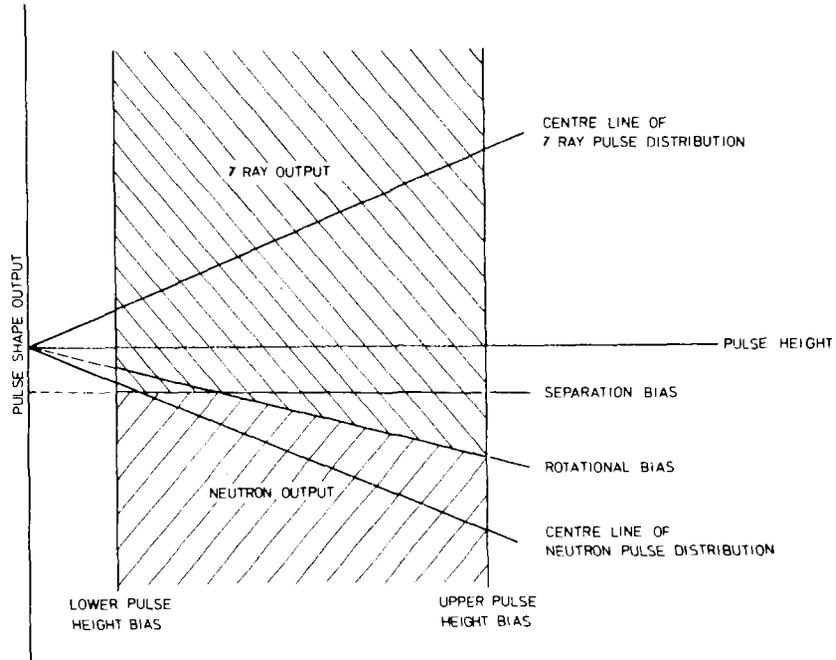
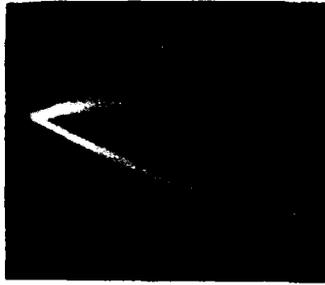


Figure 2 Bias levels for the pulse shape discriminator equipment.

(a)



(b)



(c)



Figure 3 The display outputs of the pulse shape discriminator equipment, the horizontal axis being proportional to the pulse height and vertical axis to the pulse shape discrimination.

(a) the total pulse output from a ^{252}Cf fission source

(b) and (c) the neutron and gamma ray output channels gated by all the required biases.

necessary because the dead time of the equipment is dependent on the total count rate. The recording of the gamma ray time of flight spectra also provided a bonus, since, from the data, information about the capture yield could be obtained.

(iv) The transmission detector

In the transmission mode of operation the two tapered collimators on either side of the sample changer were replaced by two parallel ones 50 mm in diameter.

The transmission detectors were mounted in the neutron beam at the rear of the partial cross-section shield. The detectors consisted of two ^3He (150 torr) counters. Because of the high count rates from these counters it was necessary to feed their outputs separately into the time of flight scaler in order to keep the count loss correction small.

4. Measurements and results

(a) Transmission

All the ^3He counters were set up using the neutrons from the linac target. The counters had a resolution for the $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ peak of between 5 and 10%. With the linac switched off, the background for each of the transmission detectors was between 2 and 5 counts per hour. The background for the beam monitors was extremely small being only a few counts a day.

The sample under investigation was mounted on one of the sample changers and its position adjusted so that it was normal to the neutron beam, one set of resonance filters being mounted on the other one.

In order to determine accurately the transmission of a sample, eight measurements are required:-

- (1) open neutron beam
- (2) sample in the neutron beam
- (3) 1st set of filters in the neutron beam
- (4) sample and 1st set of filters in the neutron beam
- (5) 2nd set of filters in the neutron beam

- (6) sample and 2nd set of filters in the neutron beam
- (7) 1st and 2nd sets of filters in the neutron beam
- (8) sample, 1st and 2nd sets of filters in the neutron beam

In one run on a sample, lasting about 24 hours, (1) to (4) were carried out with the sample and filters cycling in and out of the neutron beam about every 40 minutes depending on the neutron output of the target. In the next run (5) to (8) were carried out with a set of resonance filters permanently in the neutron beam, the sample and other set of filters being cycled as for the first run.

The use of this technique enables the attenuation of the resonance filters for the background to be determined. Simultaneous fits were carried out to find the parameters and the attenuation factors, assuming that the attenuation factors were exponential in form. A check on the consistency of the transmission of the sample from different measurements of the data indicated that the two following equations gave a good representation of the time dependent background $b(t)$ as a function of time:-

$$b(t) = \beta e^{-\lambda/t} t^{-\gamma}; \quad (3)$$

$$b(t) = \beta/t + \gamma e^{-\lambda t}, \quad (4)$$

where β , λ and γ are determined from fits to the data. A signal to background ratio of better than 1000 to 1 was obtained from all the counters in the open beam measurements, in the neutron energy region of 0.2 eV and 200 to 1 in the region of the 130 eV cobalt resonance. This high signal to background ratio enabled us to measure accurately a transmission as low as 3×10^{-3} in the energy region around 0.2 eV (see figure 4) and transmissions of 10^{-2} in the energy region 1 to 20 eV (see figure 5).

From these transmission results, accurate total cross-sections for the samples can be calculated. These will be used in the analysis of the eta measurements and to determine resonance parameters using a multi-level R-matrix fitting program that can simultaneously fit several sample thicknesses.

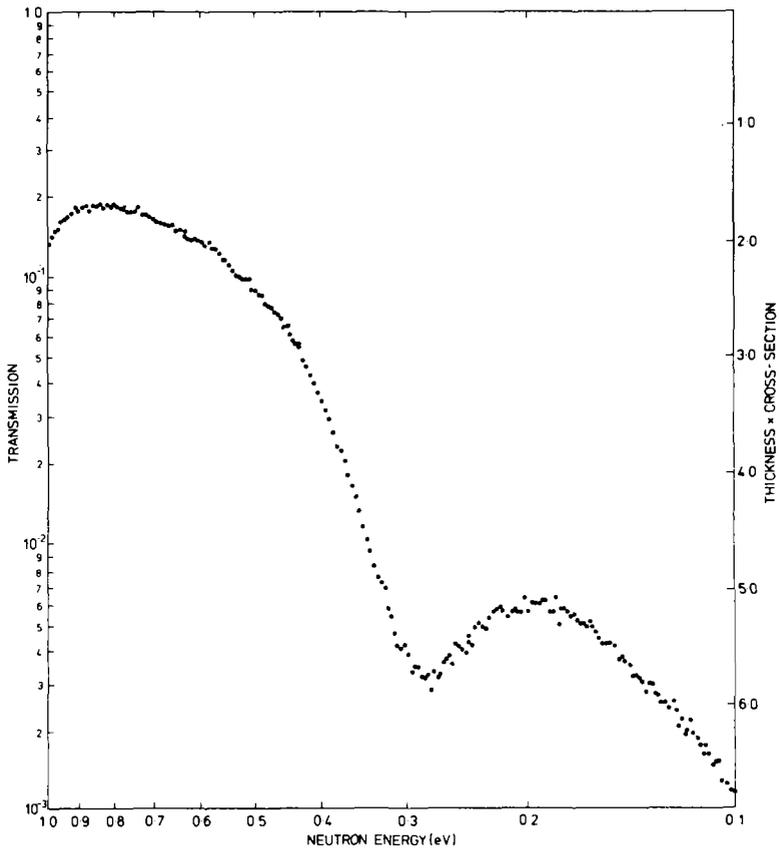


Figure 4 The transmission of a ^{235}U sample in the energy region 0.1 to 1.0 eV.

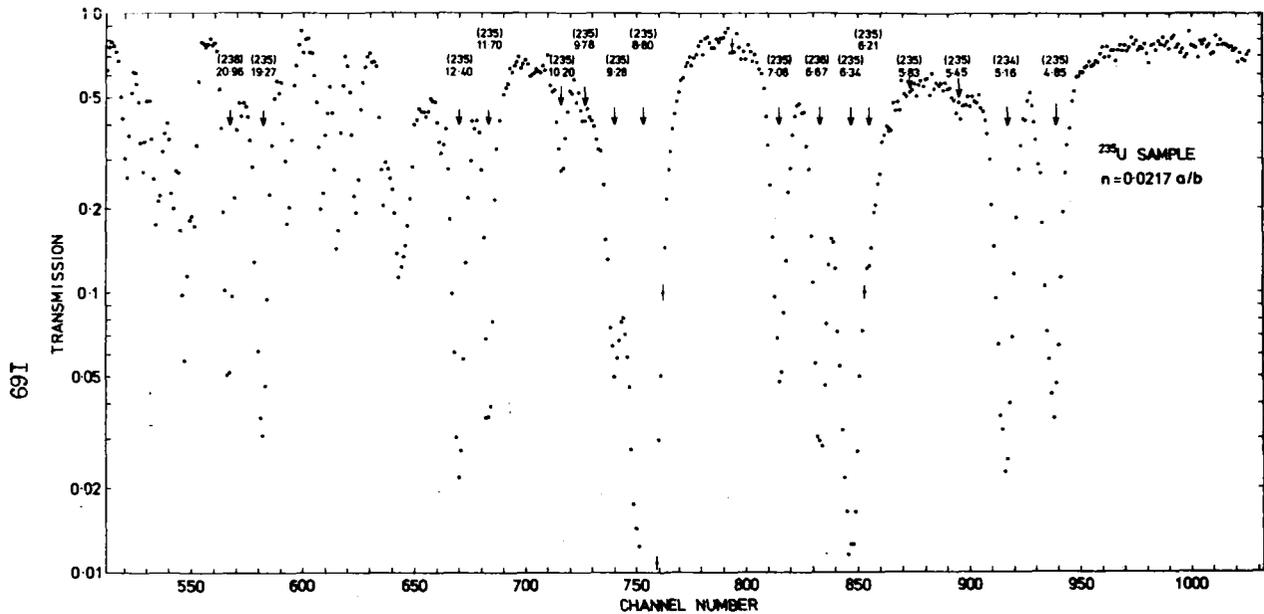


Figure 5 The transmission of a ^{235}U sample in the energy region 3.5 to 25 eV.

(b) Eta

Measurements were carried out with a ^{252}Cf fission chamber to check the stability of the equipment and the efficiency of the scintillator for detecting fission events via the fission neutron and the ratio of the efficiencies for detecting fission events via the fission neutron and fission gamma-rays. The chamber was mounted in the centre of the flight tube at the sample position. Table 1 gives the results of the coincident measurement between the output of the fission chamber and the neutron and gamma ray channels of the PSD equipment. The neutron output of 1.081×10^4 n/sec of the chamber calculated from the measured fission rate, assuming a value of 3.746 for $\bar{\nu}$, is slightly higher

TABLE 1

(i) Scintillator Bias Neutron energy (MeV)	Scintillator Efficiency (a) %	Ratio (b)
0.5	0.5858 ± 0.0061	0.4661
1.0	0.3548 ± 0.0023	0.6297
2.0	0.1505 ± 0.0014	0.7673
4.0	0.0229 ± 0.0005	0.9372

(a) The efficiency for detecting a fission event using the neutron output of the PSD equipment and equals the efficiency for detecting a neutron multiplied e.g. $\bar{\nu}$ the average number of neutrons per fission

(b) The ratio of detecting a fission event via the gamma ray channel to the neutron channel of the PSD equipment

(ii) fission events per second = $(2.867 \pm 0.020) \times 10^3$

assuming ^{252}Cf $\bar{\nu}$ prompt = 3.746 ± 0.009

gives a neutron output of (1.081×10^4) n/sec

Dr. E. W. Lees' neutron detector have $(1.004 \pm 0.034) \times 10^4$ n/sec

than the value of Lees⁽⁹⁾ $(1.004 \pm 0.034) \times 10^4$ n/sec who used a calibrated array of $^{10}\text{BF}_3$ counters immersed in oil as the neutron detector. This may indicate that we were detecting some alpha 'pile-up' pulses above the bias of the fission chamber. If this were the case then the absolute efficiency for detecting fission events via the fast neutrons, would be increased by about 7½%; but the ratio of detecting fission events by the gamma rays to that of neutrons would remain unaltered.

Some of the first measurements carried out with the scintillator and the PSD equipment with neutrons from the linac were made on non-fissile nuclei. These were used to measure the cross talk between the gamma ray and neutron outputs for neutron capture events taking place in the sample. Figure 6 shows the data obtained from a 0.044 mm sample of natural hafnium. The upper half of the figure is the count rate observed from the neutron output channel of the PSD equipment and the lower half that from the gamma ray output channel. Only by taking the ratio of the areas of the neutron and gamma ray outputs, in the regions of the peaks indicated by the gamma ray side, could values of the cross talk be obtained. Measurements were carried out on samples of Au, Ta and natural uranium. The latter measurement could not be used for this ratio due to the observation of fission events in the naturally occurring ^{235}U of the sample. This cross talk is dependent on the time after the firing of the linac but at long times approaches the value obtained from a ^{60}Co source of $(9.4 \pm 4.5) \times 10^{-5}$. It was thought that the increase of the cross talk with decreasing time may have been due to either long lasting decay components in the scintillator excited by the gamma flash or long lasting overload problems in the PSD equipment caused by the gamma flash.

The measured low level of the cross talk meant that there was only a small correction to the observed neutron yield due to neutron capture events in the sample.

Eta measurements on four samples of enriched ^{235}U were carried out recently on both the neutron and gamma ray yields as a function of time of

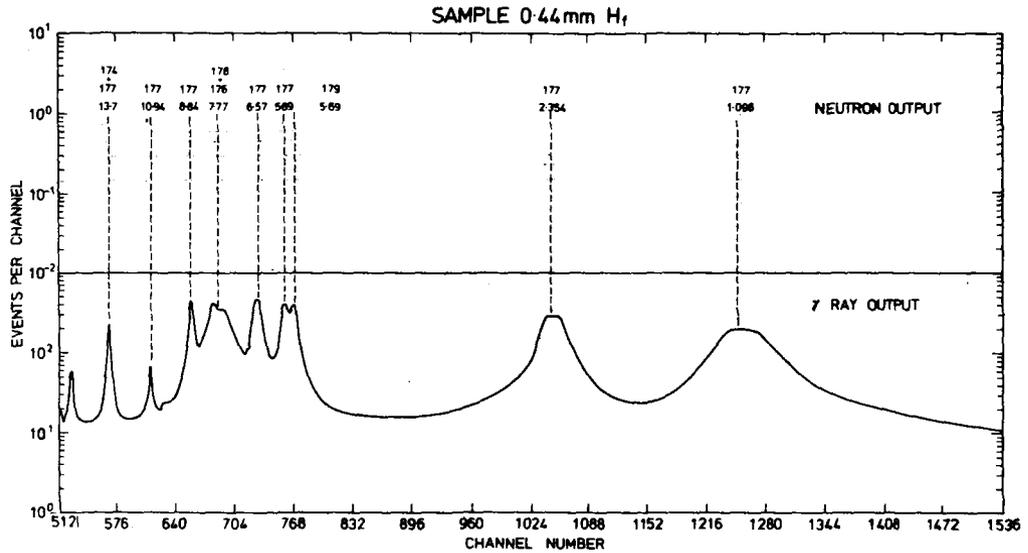


Figure 6 The normalised count rate from the PSD equipment (a) the neutron channel and (b) the gamma ray channel for a 0.044 mm Hf sample.

flight; an example of some of the data is shown in figure 7. This illustrates several features of the data. The resonances at 6.67 eV in ^{238}U and 5.19 eV in ^{234}U are clearly seen in the capture data, but show up as dips in the neutron channel as they remove nearly all the neutrons from the beam via capture events. The resonance at 2.028 eV in ^{235}U has a small fission width and is only seen clearly in the gamma ray channel of the data. Resonance interference effects in the fission cross-section can also be seen, especially in the region below the 3.145 eV resonance in the neutron channel.

The background with the linac switched off was 5.6 counts/minute and 210.0 counts/minute for the neutron and gamma ray channels of the PSD equipment respectively.

The machine dependent background was measured in a similar way to the transmission experiments with two sets of 'black' resonance filters mounted on the double sample changer. The same equations were used to interpolate between the data points and again the attenuation factors of the filters for the background were assumed to be exponential in form. In the case of the neutron output a signal to background ratio of 50 to 1 was obtainable in the energy region below 1 eV. The background in the gamma ray output was higher and only a ratio of 6 to 1 in the same region was obtainable.

(c) Incident neutron spectrum

It was hoped early on in these measurements that the incident neutron spectrum could be measured with a slab of ^{10}B in the sample position and the gamma ray channel of the PSD equipment on liquid scintillator. The signal to background ratio proved to be too small, only approaching a value of 3 to 1 in the region below 1 eV. A Moxon-Rae detector had been set up in the shielded enclosure and this in conjunction with a thick ^{10}B sample, the same size as the ^{235}U samples, was used to measure the shape of the incident neutron spectrum as a function of neutron time of flight. A thick sample of ^{10}B being used in order to reduce the dependence of the gamma ray yield on the absolute

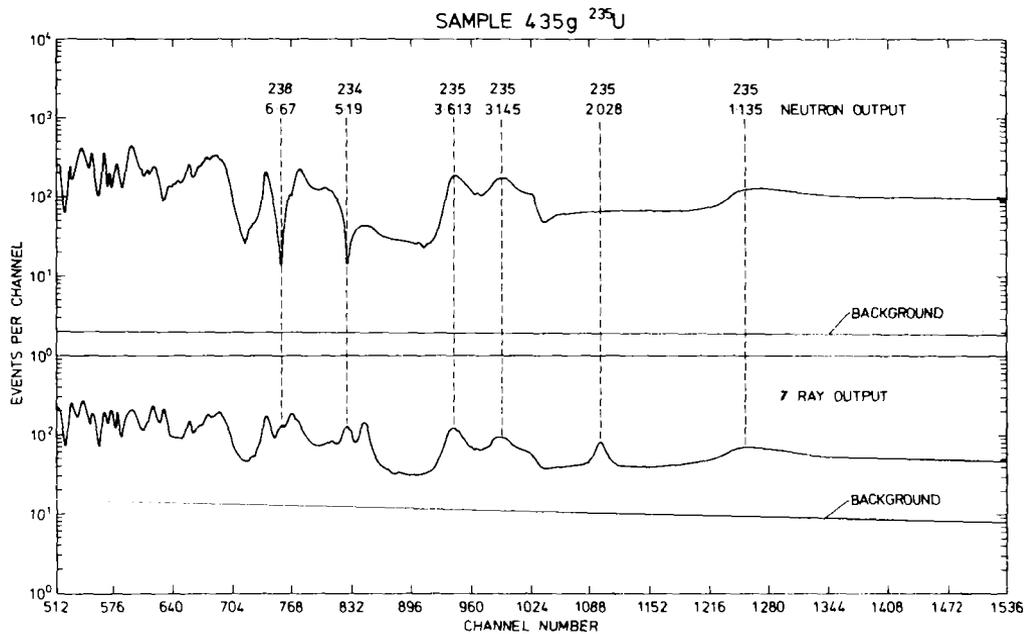


Figure 7 The normalised count rate from the PSD equipment (a) neutron channel and (b) gamma ray channel from a ^{235}U sample.

values of the reaction cross-section. The background was measured in the same way as for the eta experiment. Signal to background ratios of 30 to 1 in the region below 1 eV and 10 to 1 at the 130 eV cobalt resonance were obtained.

The time of flight data from the ^3He flux monitors was not only used to check for any energy variations of the neutron flux, but to give the shape of the neutron flux at the sample position. This was carried out using computer codes to calculate the shape of the flux from the observed counts in the ^3He counters, assuming the $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ reaction cross-section follows the $1/v$ law. The signal to background ratio for the flux monitors was better than 1000 to 1 in the region below 1 eV decreasing to 50 to 1 in the region of 130 eV.

The data collected from the liquid scintillator measurements on the non-fissile samples was also used to determine the shape of the incident neutron flux. In the neutron energy region below 1 eV the observed count rate can be used to calculate the neutron flux assuming that the capture cross-section follows the $1/v$ law plus some small correction terms due to the resonances. In the regions of the peaks of the 'black' resonances the gamma ray yield is almost independent of the resonance parameters and the observed counts used to check the shape given by the ^{10}B slab and Moxon-Rae detector.

5. Analysis

The analysis of the data obtained from these measurements is being carried out at the present time and it is hoped to be completed later this year.

The data from the transmission measurements have been reduced and total cross-sections are being calculated from observed transmissions.

The data from the eta measurements have been corrected for the count losses and at present the incident neutron spectrum is being calculated from the accumulated data.

From the ratio of the counts corrected for the background from the gamma ray and neutron outputs of the PSD equipment, the energy dependence of the ratio of the capture cross-section to product of the fission cross-section and

nu-bar can be deduced on the assumption that the efficiencies for detecting fission and capture are independent of neutron energy. The observed counts from the neutron C_n and gamma ray C_γ outputs of the PSD equipment can be written as follows:-

$$C_n = \phi [\epsilon_{nf} Y_{nf} + \epsilon_{n\gamma} Y_{n\gamma}] ; \quad (5)$$

$$C_\gamma = \phi [\epsilon_{\gamma f} Y_{nf} + \epsilon_{\gamma c} Y_{n\gamma}] , \quad (6)$$

where ϕ is the incident neutron flux, Y_{nf} and $Y_{n\gamma}$ are the fraction of the incident neutrons that cause fission and capture in the sample. ϵ_{nf} is the efficiency of the scintillator for detecting a fission event via the fast neutrons emitted. $\epsilon_{n\gamma}$ is the efficiency of detecting a capture event in the neutron channel. $\epsilon_{\gamma f}$ is the efficiency of the scintillator detecting fission events via the gamma rays emitted at fission. $\epsilon_{\gamma c}$ is the efficiency for detecting neutron capture events in the sample.

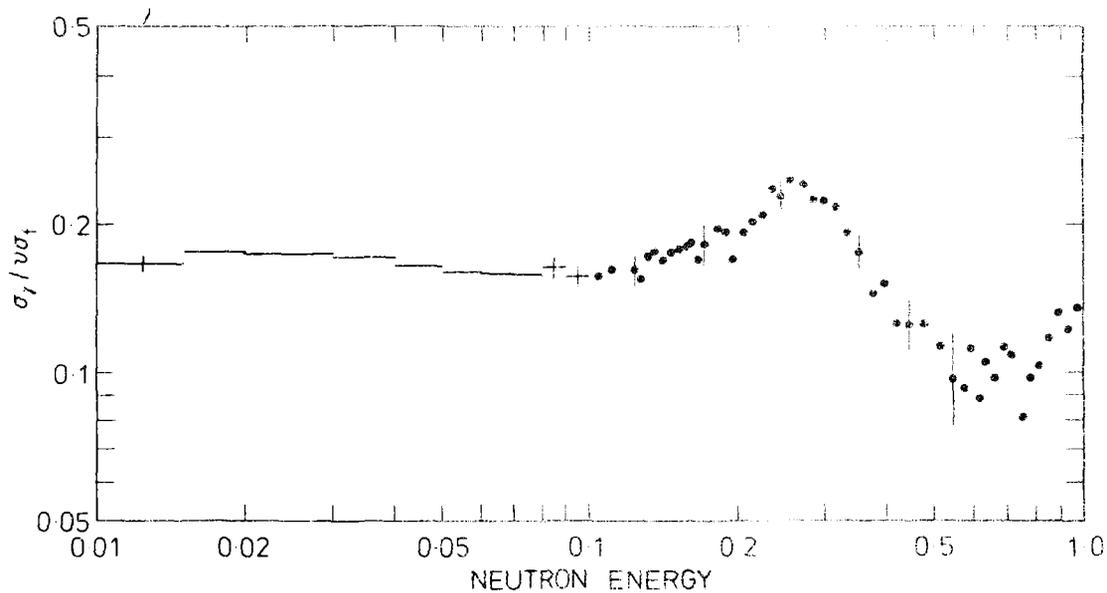
The fission yield Y_{nf} is given in equation 2; a similar expression can be derived for the capture yield and is as follows:-

$$Y_{n\gamma} = (1-T) \frac{\sigma_c}{\sigma} M_s , \quad (7)$$

where σ_c and σ_s are the capture and scattering cross-section. From equations 2, 5, 6 and 7 alpha divided by the product of $\bar{\nu}$ and Y_m can be written as follows:-

$$\frac{\alpha}{Y_m \bar{\nu}} = \frac{\sigma_c}{Y_m \bar{\nu} \sigma_f} = \frac{\epsilon_{nf}}{\epsilon_{\gamma f}} \left\{ \frac{C_\gamma - C_n \epsilon_{\gamma f} / \epsilon_{nf} \bar{\nu} Y_m}{C_n - C_\gamma \epsilon_{n\gamma} / \epsilon_{\gamma c}} \right\} . \quad (8)$$

The ratio $\epsilon_{nf} / \epsilon_{\gamma f}$ is the cross talk factor and was measured using the non-fissile samples. The ratio $\epsilon_{\gamma f} / \epsilon_{nf} \bar{\nu}$ was measured for fission events in ^{252}Cf with the fission chamber and is given in table 1. The value for neutron induced fission in ^{235}U can be simply obtained by multiplying the californium value by the ratio of $\bar{\nu}$ for ^{252}Cf to that of $\bar{\nu}$ $^{235}\text{U}(n,f)$, if it is assumed that the



DATA NORMALISED TO A VALUE OF α OF 0.175 AT 0.025 eV

Figure 8 The observed ratio $\sigma_{\gamma}/\sigma_{\alpha}$ normalised to 0.175 at 0.025 eV.

gamma ray spectra for both types of fission are the same. The data for the thinnest sample is shown in figure B⁴. These have been normalised to a value of alpha of 0.175 at a neutron energy of 0.0253 eV with γ_m assumed to be unity.

There is reasonable agreement with other determinations of the energy dependence of alpha in the region below 1 eV. It must be pointed out, however, that this was not the primary aim of these measurements and in obtaining this neutron energy dependence of alpha it has been assumed that the efficiency for both capture and fission events is independent of the neutron energy.

This is as far as the analysis of the data has reached at present, but it already shows that the data may reach the accuracy requested by reactor physicists.

Acknowledgements

We would like to thank Dr. G. White for his help in modifying and setting up the pulse shape discrimination equipment, and Dr. J. Leake for the manufacture and help in choice of material for the ³He counters, and for the loan of the ²⁵²Cf fission chamber. We would also like to thank all members of the linac group for their help, co-operation and discussions about these measurements.

References

- (1) WRENDA 76/77 - INDC(SEC)-55/URSF. Editor R. M. Lessler (1976).
- (2) H. Palevsky, D. J. Hughes, R. L. Zimmerman and R. M. Fisberg, J. Nucl. Energy 3 (1956) 177.
- (3) F. D. Brooks, J. E. Jolly, M. G. Schomberg and M. G. Sowerby, AERE - M 1670 (1966).
- (4) W. S. Chapman, D. A. Boyce, J. B. Brisland, A. E. Langman, D. V. Morris, M. G. Schomberg and D. A. Webb, AERE - R 8597 (1977).
- (5) D. V. Morris, AERE - R 7556 (1973).

- (6) M. C. Moxon and E. R. Rae, Nuc. Inst. and Meth. 24 (1963) 445.
- (7) G. White, Second Nuclear Electronics Symposium, Iapra, 1975, EUR 5370e.
- (8) R. Batchelor, Nuc. Inst. and Meth. 13 (1961) 70.
- (9) E. W. Lees, private communication (1977).

ПОЛУЧЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ С БОЛЬШИМИ СКОРОСТЯМИ

Г. В. Муралин, М. А. Восканян, Г. И. Устрав, Ю. В. Адамчук,
Ю. Р. Щепкин

(ИАН им. И. В. Курчатова)

Рассмотрена возможность получения колебательно-го движения образца в широком диапазоне скоростей (до ~ 200 м/сек), амплитуд и масс (до нескольких кг) колеблющегося образца. Показано, что колебательное движение с указанными параметрами можно получить в наполненном газом цилиндре, где колебания поддерживаются с помощью тепловой энергии. Такая установка может быть использована, в частности, в экспериментах, основанных на эффекте Доплера и при осадании импульсных реакторов.

The possibility of obtaining the oscillating sample motion in the wide velocity range (up to ~ 200 m/sec), amplitudes and the mass (up to several kg) of oscillating sample was considered. It was shown that the oscillating motion with the indicated parameters can be obtained in the cylinder field with gas where oscillations are sustained by means of thermal energy. In particular such a device can be used in experiments based on Doppler effect and of the construction of impulse reactors.

В настоящей работе рассматривается возможность получения колебательного движения в широком диапазоне скоростей (до ~ 200 м/с), амплитуд и масс (до нескольких кг) колеблющегося образца.

Важнейшей частью этой методики является механизм движения образца, основные требования к которому следующие:

1. Скорость движения образца должна обеспечить сдвиг уровня на величину $\Gamma + \Delta$. Поскольку для слабых уровней в области $E_n \geq 100$ эВ $\Gamma + \Delta \sim \Delta$, то скорость образца должна соответствовать примерно скорости теплового движения ядер исследуемого вещества. Значения скорости образца, при которых можно достаточно эффективно идентифицировать уровни, составляют ~ 70 – 150 м/с для ядер в области атомных весов $A \sim 200$ и 100 – 220 м/с для ядер в области $A \sim 100$.

2. Необходимо, чтобы условия измерения по направлению и против направления распространения нейтронов были достаточно идентичными, с тем чтобы не вводить заметную асимметрию в результаты измерений. Это, в частности, относится к толщине и скорости образца, а также к величине фона в симметричных фазах движения по пучку и против пучка нейтронов.

3. Механизм движения должен выдержать непрерывную работу в течение десятка часов.

В измерениях как по пучку, так и против пучка нейтронов целесообразно использовать один и тот же образец. Поэтому движение исследуемого образца должно быть периодическим. Из класса периодических движений наибольший интерес представляют колебательное и вращательное движения. В экспериментах, проведенных в ИАЭ им. И.В. Курчатова [1-4], применялось вращательное движение образца ($v \sim 140$ м/с) ввиду относительной простоты его осуществления. При этом вращение образца и момент возникновения нейтронной вспышки (запуск ускорителя) синхронизированы так, что в момент запуска плоскость образца перпендикулярна оси пучка.

Однако использование вращательного движения в сильной степени ограничивает точность метода. Во-первых, поскольку измерения по пучку и против пучка производятся не одновременно, то условия этих измерений неодинаковы. Во-вторых, при большой частоте (~ 1000) вспышек нейтронного источника во избежание недопустимых значений центробежного ускорения необходимо уменьшить радиус вращения, что означает уменьшение размеров исследуемого образца. Это приводит к потере светосилы.

Колебательное движение практически свободно от указанных недостатков. Кроме того, при колебательном движении образца не обязательно совпадение периода колебаний с периодом возникновения нейтронных вспышек.

Колебательное движение можно получить различными способами. Однако в настоящее время не существуют механизмы, которые в относительно малой области пространства, отведенной для колебаний, т.е. при малых амплитудах ($\sim 0,5$ м), позволяли бы получить скорости ~ 100 м/с. Например, с помощью механизмов типа кривошипно-шатунных или таких, в которых используются колебания пружин, стержней, струн, мембран, невозможно получить эти

скорости в основном из-за ограниченного предела прочности, эффектов "усталости" и трения.

В настоящей работе описывается механизм колебания образца, с помощью которого можно получить требуемые значения скорости. Рассмотрим свободные колебания цилиндрического образца с массой m и площадью поверхности основания S в закрытом цилиндре (рис.1), наполненном газом под давлением P_0 .

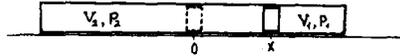


Рис.1.

Покажем, что образец в таких условиях может совершать колебательное движение с нужными параметрами. Пусть в равновесном положении образец разделяет цилиндр на два равных объема $V_1 = V_2 = V_0$ и пусть перетечка газа из объема V_1 в объем V_2 отсутствует. При отклонении образца от этого положения на расстояние x значения объемов V_1 и V_2 будут $V_1 = V_0 - Sx, V_2 = V_0 + Sx$. Считая, что изменения объемов происходят адиабатически, давления P_1 и P_2 в объемах V_1 и V_2 будут $P_1 = P_0 V_0^\gamma (V_0 - Sx)^{-\gamma}$ и $P_2 = P_0 V_0^\gamma (V_0 + Sx)^{-\gamma}$, где $\gamma = c_p/c_v$. Возвращающая сила, действующая на образец со стороны газа, есть

$$F(x) = (P_1 - P_2) \cdot S = P_0 \cdot V_0^\gamma \cdot S \cdot \left[(V_0 - Sx)^{-\gamma} - (V_0 + Sx)^{-\gamma} \right]. \quad (1)$$

Если предположить, что масса цилиндра бесконечно велика по сравнению с массой образца, то уравнение движения в отсутствие внешних сил и сил сопротивления будет иметь следующий вид:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{S P_0 V_0^\gamma}{m} \left\{ (V_0 - Sx)^{-\gamma} - (V_0 + Sx)^{-\gamma} \right\}. \quad (2)$$

При $x \ll \frac{V_0}{S}$ движение образца представляет собой гармонические колебания с частотой

$$\omega = \sqrt{\frac{2 P_0 S^2 \gamma}{V_0 m}}. \quad (3)$$

Например, при гелиевом наполнении ($\gamma = 5/3$) и $V_0 = 10^4 \text{ см}^3$, $P_0 = 100 \text{ ат}$, $S = 40 \text{ см}^2$ и $m = 300 \text{ г}$ частота колебаний $\omega \approx 400 \text{ Гц}$, и при амплитуде 25 см максимальная скорость образца достигает $\sim 100 \text{ м/с}$.

В общем случае, когда колебания образца нельзя считать малыми, значение скорости и частоты колебаний можно определить численно. На рис.2 приводится зависимость скорости образца от его положения для значений $V_0 = 800 \text{ см}^3$, $P_0 = 3 \text{ ат}$, $m = 200 \text{ г}$, $S = 20 \text{ см}^2$ и $\gamma = 5/3$. Из рисунка видно, что при амплитуде $\sim 34 \text{ см}$ скорость образца составляет $\sim 100 \text{ м/с}$. При этом на

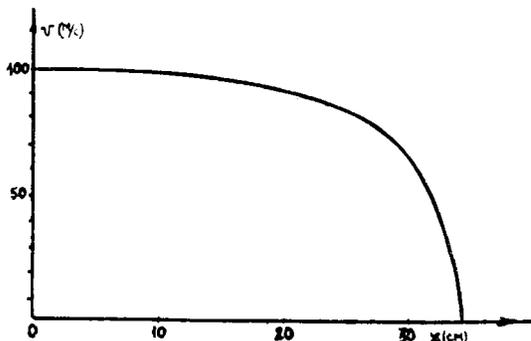


Рис.2. Зависимость скорости образца от его положения.

значительном отрезке пути движения образца эта скорость остается почти неизменной. Таким образом, рассматриваемая система в принципе позволяет получить требуемые параметры колебаний образца.

Очевидно, что для раскачки образца и компенсации потерь в систему необходимо вводить соответствующую энергию. При достаточно хорошей теплоизоляции потери определяются трением образца и рабочего газа о стенки направляющего цилиндра. Энергетические потери на трение образца массой 500 г, движущегося со скоростью $\sim 100 \text{ м/с}$, при коэффициенте трения 0,1 составляют $\sim 50 \text{ Вт}$. Это сравнительно небольшая величина. Более существенным является износ трущихся поверхностей, вследствие чего механизм может быстро выйти из строя. Однако если между доста-

точно гладкими боковыми поверхностями цилиндра и образца создавать некоторый зазор, то износ можно свести к минимуму, поскольку движение образца будет происходить при "газовой смазке". Зазор должен быть достаточно малым, чтобы не терять упругость "газовых пружин". Энергетические потери на трение потока газа, движущегося со скоростью ~ 100 м/с, о стенки цилиндра длиной 1 м и диаметром 7,5 см в случае гелиевого наполнения при $P_0 = 10$ ат составляют ~ 600 Вт. Таким образом, для эффективной раскачки образца и поддержания его колебаний в рассматриваемую систему с указанными параметрами необходимо ввести мощность не менее ~ 600 Вт.

Рассмотрим теперь, каким образом можно раскачать образец и поддержать его колебания. Одним из возможных методов решения этой задачи является применение внешней периодической силы, действующей на образец или на направляющий цилиндр. Реализация этих способов представляет технически сложную задачу, т.к. к этим способам предъявляется жесткое требование — большая механическая мощность, высокое к.п.д. передачи движения образцу, возможность изменения частоты и жесткая синхронизация ($\Delta \omega / \omega \sim 10^{-4}$).

В предлагаемом механизме колебаний образца, который схематически показан на рис.3, представленная задача довольно просто и эффективно решается с помощью непосредственного преобразования тепла в энергию колебательного движения. Исследуемый об-

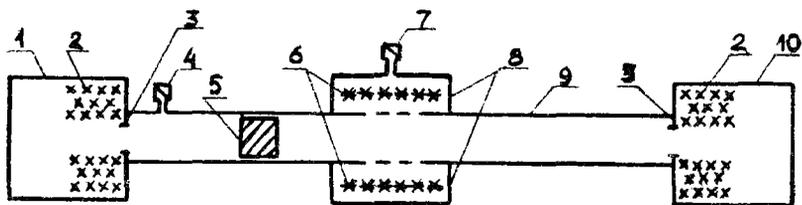


Рис.3.

разец 5 колеблется в цилиндре 9, на обоих концах которого расположены камеры нагрева 1, 10 с нагревательными элементами 2. Камеры нагрева общаются с цилиндром через отверстие ди-

афрагм 3. Нагревательные элементы отстоят от стенок камеры нагрева и расположены вне области, ограниченной поверхностью отверстия диафрагмы и образующими, проходящими через контур этого отверстия перпендикулярно его плоскости, причем от стенок камер нагрева к отверстию диафрагм имеется свободный доступ рабочего газа через промежутки между нагревательными элементами. Температура поверхности нагревательных элементов поддерживается с помощью непрерывно действующего источника тепла. Часть объема камер нагрева, занимаемая нагревательными элементами, в несколько раз меньше всего объема камер. В средней части боковой поверхности цилиндра 9 симметрично относительно его концов имеются отверстия. Через них цилиндр общается с камерой охлаждения 8, в которой расположены охлаждающие элементы 6. Система через вентили 4 и 7 наполняется газом. Положение образца устанавливается регулировкой давления газа по обе его стороны. Колебания образца возбуждаются быстрым выпуском (впуском) части газа из системы через вентиль 4. Возможные утечки газа из системы можно компенсировать через вентиль 7.

Качественно принцип работы предлагаемого механизма следующий. При движении образца, например, слева направо газ из камеры нагрева I движется в цилиндр через отверстие диафрагмы, полностью обтекая при этом нагревательные элементы и интенсивно отбирая у них тепло. Часть этого тепла переходит в кинетическую энергию образца. Когда образец при своем движении вправо оказывается правее отверстий на боковой поверхности цилиндра, холодный газ из камеры охлаждения поступает в цилиндр. Одновременно уменьшается поток газа из камеры нагрева I в цилиндр вследствие подклучения объема камеры охлаждения. При обратном ходе образца справа налево, пока образец не дошел до отверстий на боковой поверхности цилиндра, часть газа между образцом и этими отверстиями поступает в камеру охлаждения и интенсивно охлаждается. Когда образец проходит эти отверстия и продолжает движение влево, он выдувает газ из цилиндра в камеру нагрева I направленной струей, которая формируется отверстием диафрагмы. Эта струя газа минует нагревательные элементы вследствие описанного их расположения ("эффект струи"), и поскольку, к тому же, часть объема камеры нагрева, занятая

нагревательными элементами, в несколько раз меньше всего объема камеры нагревания, теплопередача к газу при его сжатии практически отсутствует. Аналогично осуществляется передача энергии образцу от нагревательных элементов, расположенных в камере нагревания IO. Таким образом, нагревание и охлаждение газа происходит практически в первой половине процессов расширения и сжатия соответственно, что обеспечивает высокий к.п.д. устройства. Заметим, что при наличии камеры охлаждения с объемом $V_{хол}$ выражение для действующей на образец силы (I), посредством которого определяется скорость образца $U(x)$, принимает следующий вид:

$$F(x) = P_0 S \cdot \left\{ \left(1 - \frac{x}{l}\right)^{-\gamma} - \left(1 + \frac{1}{1 + V_{хол}/V_0} \cdot \frac{x}{l}\right)^{-\gamma} \right\}, \quad (4)$$

где $V_0 = V_{цил} + V_{наг}$ и $l = V_0/S$; $V_{цил}$ - объем половины цилиндра; $V_{наг}$ - объем камеры нагревания.

Для проверки основных положений проведенного рассмотрения была изготовлена модель устройства. Испытания модели проводились при воздушном и гелиевом наполнении. Наполнение гелием является более целесообразным, поскольку гелий характеризуется большой теплопроводностью, большой величиной γ , малым трением, малым сечением рассеяния нейтронов, безопасностью работы с ним. Эксперименты с моделью показали, что: 1) "эффект струи" играет существенную роль в работе устройства; при отсутствии этого эффекта требуется значительно более мощный нагрев и охлаждение газа; 2) сухое трение между образцом и стенками цилиндра отсутствует; колебания образца происходят при "газовой смазке"; 3) динамические эффекты обмена холодного и горячего газа способствуют усилению охлаждения и улучшению работы устройства. На этой модели была получена скорость образца ~ 30 м/с при массе образца 700 г и амплитуде его колебаний 17 см. В настоящее время изготовлен рабочий механизм, на котором планируется получить скорость образца $\sim 100-200$ м/с.

Л и т е р а т у р а

- I. Muradyan G.V., Shchepkin Yu.G., Adamchuk Yu.V., Arutiunov M.G. - Nucl.Phys., 1970, v. A147, p.205.

2. Г.В.Мурадян, Д.В.Адамчук. Доклад на конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов (Бельгия, июль 1965 г.). Препринт ИАЭ-897. М., 1965.
3. Г.В.Мурадян, Д.В.Адамчук, Д.Г.Щепкин. Доклад на франко-советском семинаре (июль 1970 г.). Препринт ИАЭ-1901. М., 1969.
4. Д.Г.Щепкин, Г.В.Мурадян, Д.В.Адамчук. Труды I Совзаной конференции по нейтронной физике (Киев, 1971 г.). "Наукова Думка", т.1, с. 132; препринт ИАЭ-2116. М., 1971.

ПОТРЕБНОСТЬ И ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ОЧЕНЬ ИНТЕНСИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

С. Главач, И. Рибански, Ю. Пиварч

(Институт физики САН, Братислава, Чехословакия)

Источники нейтронов с энергией около 14 МэВ используются в ядерной физике уже больше 30 лет. За это время такие источники нашли множество применений в практической деятельности человека. Сегодня можно довольно легко получить выходы порядка 10^{10} нейтрон/с. Оказывается, однако, что существует множество факторов, говорящих в пользу повышения выхода до уровня порядка 10^{15} н/сек.

Одним из существенных факторов в этом отношении является то что спектр такого источника совпадает со спектром нейтронов в потенциальных энергетических реакторах, работающих на базе управляемого ядерного синтеза (УЯС). Практически все данные об эффективных сечениях ядерных реакций с 14-МэВ нейтронами найдут применение в программах УЯС [1]. Известно, что современная экспериментальная техника не дает возможности измерения соответствующих сечений с точностью лучше 10% вследствие малого выхода нейтронов. Для некоторых редких реакций, как (n, d) , (n, t) , $(n, {}^3\text{He})$, ошибки намного больше или вообще отсутствуют. Уточнение и дополнение таких данных важно для теоретической ядерной физики и также необходимо для программы УЯС. Чрезвычайно важной является проблема регенерации и производства трития с помощью 14-МэВ нейтронов в стенке реактора. Реализация экспериментов с целью точно измерить соответствующие сечения, выбрать эффективный метод регенерации представляет фактор принципиальной важности с точки зрения экономики реактора.

Не менее важной является проблема радиационного нарушения разнх конструкций стенок реактора [2]. Типичная загрузка стенки ~ 1 Мватт/м² дает плотность потока 14-МэВ нейтронов $\sim 3 \cdot 10^{14}$ н/(сек·см²) (при температуре 300 - 1000°C). При таких нагрузках появляются разные виды радиационного повреждения, ведущие к деформации, возникновению трещин итп. Облучение металов энергетическими частицами большей интенсивности сопровождается очень частым перемещением атомов кристаллической решетки, трансмутацией атомов и продукцией очень опасных для решетки продуктов реакции, таких,

как H и He. Точечные дефекты решетки, разного типа примеси и возникновение макроскопических пузырьков серьезно влияют на механические свойства материалов. Взаимодействие излучения с поверхностью стенки приводит к разным видам эрозии и контаминации плазмы.

Сегодня практически не существуют данные по радиационному повреждению материалов, которые ожидаются в реакторах. Не существует теорий, способных изучать эквивалентное радиационное повреждение с помощью зараженных частиц. Оказывается необходимым осуществить соответствующие эксперименты для потенциальных материалов с дозами $\geq 10^{20}$ н/см², что практически невозможно совершить с помощью существующих нейтронных генераторов (НГ).

Важной областью применения интенсивных НГ является активационный анализ, позволяющий совершать неdestructивный и быстрый анализ многих элементов с возможностью полной автоматизации процесса. Современная техника позволяет делать активационный анализ на уровне 10^{-3} ппм. Использование интенсивного НГ позволило бы достигнуть уровень 10^{-3} ппм, что дает возможность пользоваться этим надежным методом для анализа сверхчистых материалов.

Интенсивные нейтронные пучки являются очень важным фактором и с точки зрения биологическо-медицинской практики. Одной из привлекательных возможностей является их использование для лечения раковых заболеваний. Ввиду специфики взаимодействия с веществом нейтроны незаменимы другим видом излучения. Оценки показывают, что эффективное лечение нуждается в выходах нейтронов $> 5 \cdot 10^{12}$ н/сек [3].

Из сказанного следует, что интенсивный НГ найдет широкое применение не только в ядерной физике, но и в других областях науки и практики, и для некоторых целей его создание необходимо. Выход нейтронов такого НГ должен быть $\sim 10^{15}$ н/сек, экспериментальная плотность потока $\sim 1/5$ выхода и время непрерывной работы как минимум 100 часов. Простые соображения показывают, что надо ускорять пучок ионов около $1A D^+ (T^+)$ до энергий ~ 300 кэВ.

Конструкцию интенсивного НГ будут сопровождать многие технические и технологические проблемы. Но, исходя из современного уровня знаний и технологии, можно сказать, что многие из них уже практически решены и у других это просто вопрос технической реализации. Такими частями являются источник высокого напряжения мощностью ~ 1 Мватт и вакуумная система. Положение источника ионов немного другое, но благодаря программам УАС, где для нагревания плазмы используют источ-

ники ионов, способные дать пучок с интенсивностью 1 - 10 А и энергией порядка 10 кэВ [4]. Проблема - в основном технологическая - в требовании получать 1А в непрерывном режиме примерно 100 ч. Из физических проблем, которые не решены вообще или только частично, надо назвать транспорт интенсивного пучка и мишень для продукции нейтронов.

Естественно поместить мишень далеко от ионного источника. Это требует решать вопросы транспорта пучка с учетом влияния пространственного заряда. Однако оказывается, что при переходе интенсивного пучка ионов разреженным газом возникают заряды, частично компенсирующие собственный заряд пучка, возникает ионно-пучковая плазма. Многие проблемы, связанные с газовой компенсацией, коллективными процессами в ионно-пучковой плазме, хорошо изучены теоретически и подтверждены экспериментально [5]. Все-таки надо еще много сделать, чтобы использовать эти результаты при создании ионной оптики. Недавно появилась статистическая теория транспорта интенсивных пучков [6], которой удается учесть влияние пространственного заряда для пучков с конечным эмиттансом. Хотя эта теория не учитывает нейтрализацию и колебания пучка, результаты указывают на возможность транспорта с помощью периодического квадрупольного поля.

Требуемый выход нейтронов предъявляет жесткие требования к мишени именно с точки зрения тепловой нагрузки. Из функции возбуждения реакции $T(d, n)^4\text{Ne}$ и ионизационных потерь ионов в материале мишени следует, что всегда можно повысить выход нейтронов с увеличением энергии ионов (при достаточной толщине мишени). Однако тепловые затраты нарастают до такой степени, что практически нельзя отвести тепло и удержать температуру мишени ниже критической с точки зрения десорбции трития из мишени. Оказывается необходимым исключить потери мощности в подложке твердой мишени и тем самым повысить примерно на порядок выход нейтронов. Одним из способов решения такой задачи является газовая сверхзвуковая мишень [7]. Собственная мишень создана областью взаимодействия сверхзвукового потока молекул мишени и ускоренного пучка ионов. Экономические соображения твердо показывают, что ускорять надо T^+ -ионы. Требуемый выход и плотность потока нейтронов даст величину плотности молекул D_2 порядка $10^{19} D_2/\text{см}^3$ и объем взаимодействия $\sim 1 \text{ см}^3$. Критическим пунктом газовой сверхзвуковой мишени является стабильность течения газа в области взаимодействия при ожидаемой плотности мощности, вносимой пучком ионов. Расчеты и анализ модельных систем

показывают, что течение газа в критической области удовлетворительно и что уход дейтерия в вакуумную систему сравнительно мал. Выполненные эксперименты [8,9] подтверждают качественно теоретические расчеты. Оказывается, что построение сверхзвуковой газовой мишени трудно, но реально.

Существует, конечно, множество других проблем при конструкции интенсивного НГ. По нашему мнению, их решение базируется на адаптации и применении существующей технологии, техники и экономических соображениях.

В заключение хотим подчеркнуть, что работы по разработке интенсивного НГ ведутся в нескольких лабораториях мира, а именно в странах с развитой программой УЯС [10]. Потребность создания такого источника нейтронов чувствуется по многим причинам и несколько лабораторий социалистических стран проявили интерес в этом отношении. Современный уровень знаний позволяет предполагать, что постройка не будет нуждаться в экстремальном исследовании. Соединенное усилие социалистических стран вместе с потенциалом многих советских научных центров дает возможность решить все предполагаемые проблемы.

Литература

1. WRENDA 75, IAEA Vienna/1975/, INDC/SEC/-46/U-R-F-S
2. F.L.Vook et al., Rev. Mod. Phys. 47/1975/Supplement No 3.
3. J.T.Brennan, Radiologic Clinics of North America 7/1969/365
4. J.E.Osher, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22/1975/1626
5. М.Д.Габович, Успехи физ. наук 121/1977/259
6. С.Р.Emigh, Proc. of the LINAC Conference Los Alamos New Mexico /1972/182
7. С.Р.Emigh et al., A Proposal for a 14 MeV Intense Neutron Source at Los Alamos, New Mexico, LASL Report LA-5191-P/1973/
8. J.E.Robinson et al., Nucl. Instr. Meth. 121/1974/287
9. J.H.Deleuw et al., Nucl. Instr. Meth. 131/1975/203
10. И.Рибански и др. Высокоинтенсивный генератор нейтронов, Рапорт ИФ САН, Братислава, октябрь 1976.

МНОГОДЕТЕКТОРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ПО МЕТОДУ ВРЕМЕНИ ПРОЛЁТА НА ТАНДЕМ-ГЕНЕРАТОРЕ ЭГП-10

Г.Гельфер, Д.Зелигер, И.Кайзер, В.Пильц, Д.Шмидт,
Т.Штрейл

(Технический университет, г.Дрезден, ГДР)

На тандем-ускорителе типа ЭГП-10-1 ЦИЯИ (Россендорф, АН ГДР), построен и испытан многодетекторный спектрометр для измерений в области быстрых нейтронов. По сравнению со спектрометром с одним детектором [1] эффективность данной установки [2] для спектрометрии по методу времени пролёта существенно повышается, а возможные ошибки из-за мониторингования, особенно при измерениях угловой зависимости сечений взаимодействия, заметно уменьшаются.

Наиболее важные свойства тандем-ускорителя можно описать следующими параметрами:

- плавная регулировка энергии частиц в диапазоне 3 - 10 Мэв для ионов с однократным зарядом;
- малый энергетический разброс в пучке частиц даже при длительной работе, $E \leq 2$ кэв;
- средний ток в импульсном режиме $I \approx 1$ мка;
- возможность ускорения p, d, тяжёлых ионов.

На рис. 1 схематически показано расположение элементов ионного тракта ускорителя в импульсном режиме работы. С помощью этой системы на физической мишени можно получить ионные струйки длительностью $\approx 0,6$ нсек при частотах повторения 5 Мгц или 1 Мгц [3].

Система состоит из 8 детекторов, помещённых в подвижных защитах. В качестве детектора использовался цилиндрический жидкостный сцинтиллятор NE-213 ($\varnothing 12$ см, толщ. 3,8 см), объём которого с торца просматривался одним ФЭУ-63. Защитные устройства, являющиеся комбинациями из железа, масла, парафина, углерода и свинца с общим весом около трёх тонн каждое, позволяют

провести измерения в диапазоне углов $20-160^\circ$, при пролётных расстояниях 2,5 м - 5 м, а для некоторых углов - до 8 м. Другие свойства детекторов описаны в работе [1].

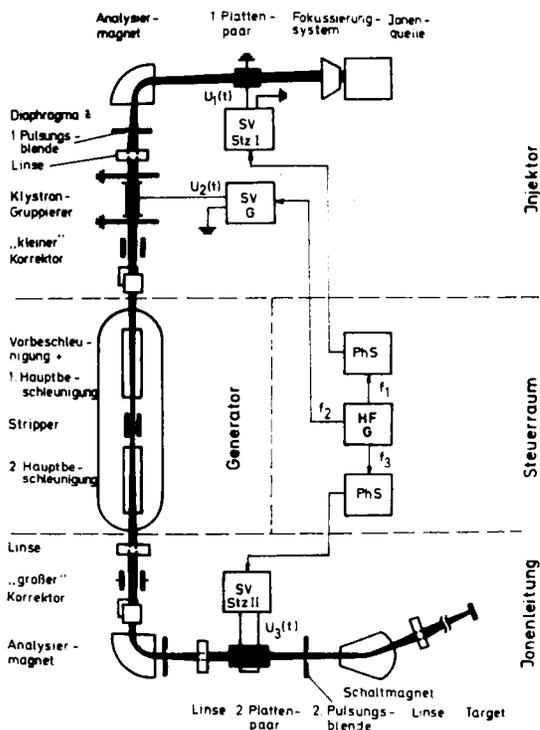


Рис.1. Ионный тракт тандем-ускорителя ЭП-10-1, расположение главных элементов наносекундной пульсации (HFG - генератор высокой частоты; PhS - фазовращатели; SV - усилители мощности).

Схема работы управляющей электроники следующая: используется только один общий преобразователь типа "время - амплитуда" для всех детекторов. Дискриминация γ -квантов от нейтронов осуществляется методом пространственного заряда, вследствие этого сигнал от нейтрона опаздывает на 1 - 2 мксек по сравнению с соот-

ветствующим временным сигналом. Поэтому после каждого "события" в детекторе канал измерения времени запирается на 3 мксек, пока операция "дискриминация частиц" не закончена. Если же в промежутке 3 мксек появляются два или больше событий, то из-за неоднозначности они не обрабатываются вовсе. Таким образом, мёртвое время системы зависит от полного числа счётов, т.е. также и от фона. Система способна обрабатывать до 1000 событий в секунду без существенной коррекции на мертвое время на рис.2 показана общая схема расположения и связи узлов установки для случая исследования реакции типа (p,n) . Более подробное описание детекторов (HD и NM) и электронных блоков (SI) для мониторингирования при (p,n) -реакциях можно найти в работах [1, 4].

Высокая плотность потока информации из такой системы, а также возможность предварительной обработки данных и автоматизации процесса измерения обуславливает необходимость использования малой ЭВМ типа TR4 1001. Эта машина имеет время цикла 10 мксек, память 12 К и длину слова 2×12 бит. Некоторые периферийные устройства ЭВМ также показаны на рис. 2. Следует подчеркнуть, что машина оснащена двумя независимо друг от друга работающими каналами данных (ADT и PDT), имеется также возможность подключить четыре независимых блока счёта и ЭВМ [4]. Для экспериментов "on-line" имеется прямая линия связи данной машины с более крупной ЭВМ (среднего класса).

Модульная система вычислительных программ позволяет следующие операции:

- собирать и сортировать данные согласно требованиям разных видов анализа, в том числе с использованием информации спектра протонов отдачи из нейтронных детекторов;
- выдавать данные по нескольким каналам, в том числе на экран для визуального наблюдения;
- предварительно обрабатывать спектры измерения (определение площади под пиками, определение фона, сложение и вычитание спектров ит.д.);
- передавать спектры на обработку в среднюю ЭВМ и переводить результаты назад на малую ЭВМ.

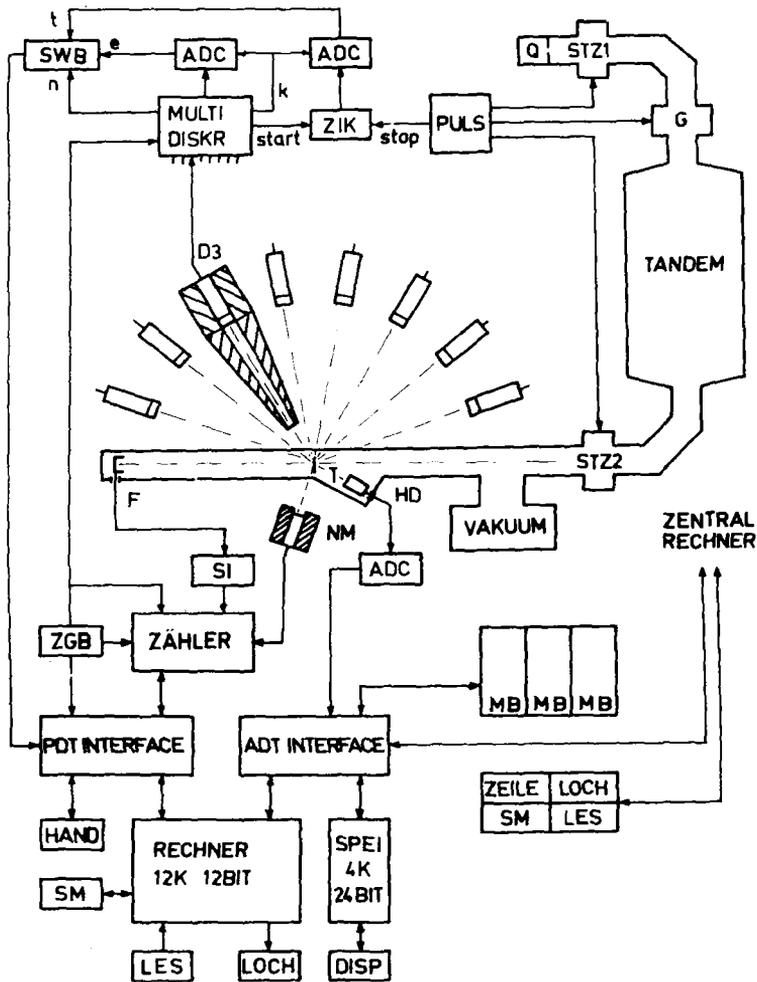


Рис.2. Многодетекторный спектрометр по времени пролета нейтронов для исследования реакции типа (p,n). Левая сторона, верхняя часть: блоки управляющей электроники и измерения времени; правая сторона, верхняя часть: тандем-ускоритель с элементами нсек-пульсации; средняя часть: ионный тракт с мишенью и блоком измерения тока; средняя часть: 8 детекторов; ниже: детекторы и устройства для мониторинга, малая ЭВМ, система связи и периферийные устройства

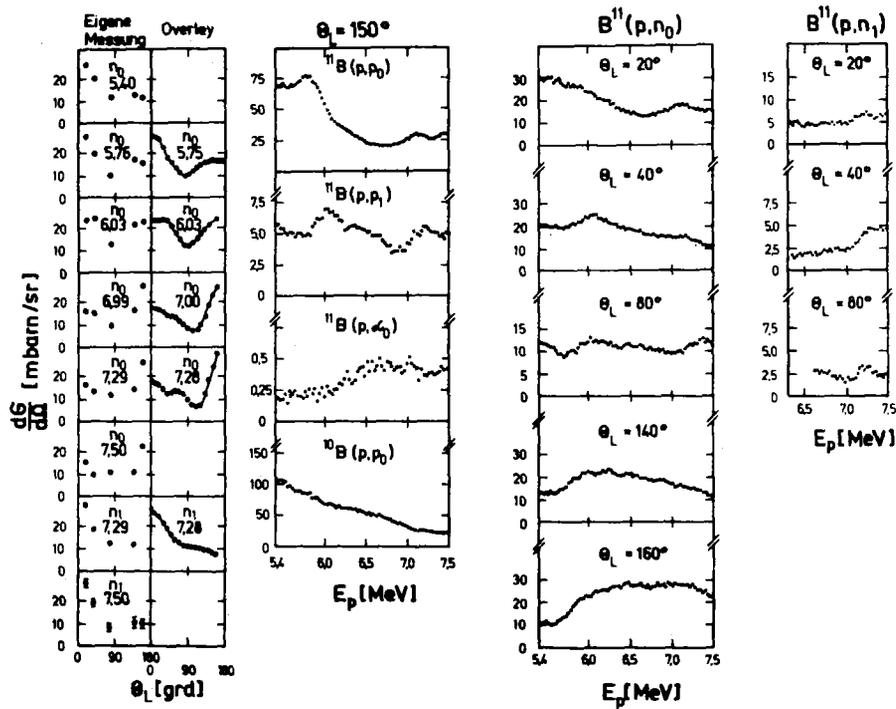


Рис.3. Угловые распределения функции возбуждения различных каналов выхода реакции $^{11}\text{B} + \text{p}$.

На рис.3 характеризуется работоспособность системы. В течение 20 ч было измерено больше 70 угловых распределений продуктов реакции $^{11}\text{B}(p,n)$. Одновременная регистрация заряженных частиц из реакции позволяла проводить абсолютную калибровку измерений и дала дальнейшую информацию к теоретическому анализу реакции $^{11}\text{B} + p$.

Литература

- [1] P. Eckstein et.al., Jahresbericht 1974, ZfK-283, 130 and 146,
P. Eckstein et.al., Kernenergie, 1977,
J. Rumpf, D. Kätzmer, Dissertation, TU Dresden, 1977
- [2] H. Helfer et.al., Jahresbericht 1976, ZfK-315, 167
- [3] P. Eckstein, Dissertation, TU Dresden, 1977
- [4] G. Kloß, Dissertation, TU Dresden, 1977

A SYSTEM FOR STABILIZING THE GAIN OF A SCINTILLATION
SPECTROMETER USING A LIGHT-EMITTING DIODE AND A
PROCESSOR IN FEEDBACK

R.Martinčič, V.Ivković, M.Tiringer

J.Stefan Institute, University of Ljubljana, Ljubljana

In measuring prompt γ -ray spectra from the radiative capture of 14 MeV neutrons with a scintillation spectrometer, one is faced with the problem of photomultiplier gain dependence on anode current. We describe in this paper the design and performance of a totally computer controlled stabilizing system consisting of a fast (nano-second) pulsed light-emitting diode (LED-MV10B) used as a stable reference to correct the gain of the photomultiplier, and a mini computer (CDC 1700) for data acquisition and for the photomultiplier high voltage control in a feedback loop. A stability of the peak channel number of 0.3 % or better is obtained over extended periods of time without significant loss in resolution.

In the literature several stabilizing devices, based as the present one on the feedback control of the reference peak, are described (1,2,3,4,5). Nowadays the reference peak in high energy γ -ray spectrometers is obtained from pulsed LEDs, and several workers have already used them as flexible sources of light pulses for standardization (4,6,7,8).

In our case the problem is specific in that the spectrometer consists of a plastic scintillator as a pair detector and nanosecond electronics. Therefore the LED pulses must also be fast. Reasonably good results were obtained by using a Monsanto MV10B light emitting diode and 1900 A Hewlett Packard pulse generator. The 20ns wide pulses corresponding to ~ 30 MeV electron energy resulted from trigger pulses of ~ 200 mA, which is the maximum output of this pulse generator.

The light signal must be stable with time, temperature and other variables in the operating environment, at least to the degree of desired stabilization. The intrinsic stability of the light peak was controlled by comparing its position to the position of the 11.7 MeV line from the reaction $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ at the 162 keV proton

resonance, and was found to be $\pm 0.1\%$ within 2 hours. The resolution of the line is about 5 % at FWHM (Fig.1).

The system described here is basically the same as the standard ones in that counting rate difference on a stable peak is used to change the gain. To get the signal for stability control we monitor the number of pulses appearing in the preselected number of channels (window) on both slopes of the LED peak. The sum of the pulses appearing in the windows drives the integral scaler. A difference scaler records the difference between the number of pulses in the upper and the lower window. Both scalers are simulated in the computer. If the differential counts reach a pre-established value $\pm D$ before, or at the same time as, the integral counts reach their pre-established value I, the scalers are immediately reset to zero and a gain adjustment of appropriate sign is made. If I is reached before D both scalers are reset without any gain adjustment. This correction process can be very effective, but on the other hand, it may even make

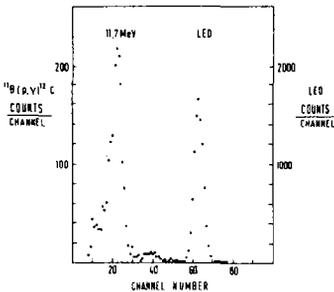


Fig.1: Comparison of pulse distributions produced by the LED light and the γ -ray line from the reaction $11\text{B}(p, \gamma)12\text{C}$ at the 162 keV proton resonance.

the system perform worse than it would with no compensation at all, because the reference pulses appear in the windows not only due to the gain drifts but also due to statistical fluctuations. Such systems can hold only the average gain constant, but the gain is sure to fluctuate about the mean. Statistically efficient use of reference pulses in spectrometer stabilization was already discussed in several papers (2,5,9,10) and according to R.A. Duddly (9) we put $D = I = 1$.

In our spectrometer circuit we would also like to control automatically sudden changes, which are too fast for the stabilizing system to be effective. For this reason we used clock sending interrupts to the computer at constant time intervals (say each 30 sec.) which start a special testing program. The sum of the pulses under the reference peak is compared to the pre-established number of pulses. If the difference is zero or negative, discrete gain drift is recognised and the processor stops the measurements.

stability of the MV10B diode appears to be adequate for stabilizing photomultiplier gain for several days, or even weeks, provided that the temperature of the diode and the scintillator is stabilized. The ability of the on-line computer and the feedback loop to follow the system drifts, and at the same time to eliminate them, allows the experimenter to combine results from measurements conducted at different times.

The authors gratefully acknowledge helpful comments on various aspects of this work by Prof. F.Cvelbar.

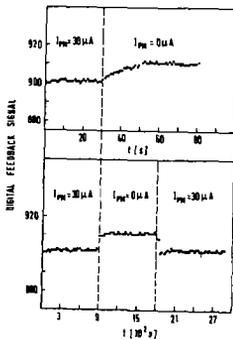


Fig.3: Digital feedback signal presented as a function of time after a sudden change of the anode current. In upper part of Fig. time interval is 1 sec., while in lower part it is 30 sec.

References

- 1) K.W.Marlow, Nucl. Instr. Meth. 15 (1962) 188
- 2) R.A.Dudley, R.Scarpatetti, Nucl. Instr. Meth. 25 (1964) 297
- 3) M.Nakamura, R.L. La Pierre, Nucl. Instr. Meth. 32 (1965) 277
- 4) R.Leydig, R.B.Perkins, LA-4263-MS, UC-34, Physics, TID-4500
- 5) K.G.A.Porges, Nucl. Instr. Meth. 124 (1975) 235
- 6) J.Johnson, D.Porat, Rev. Sci. Instr. 38 (1967) 1796
- 7) A.Barna, B.L.Cisneros, Rev. Sci. Instr. 40 (1969) 370
- 8) J.H.Thorngate, P.T.Perdue, Nucl. Instr. Meth. 105 (1972) 57
- 9) R.A.Dudley, Nucl. Instr. Meth. 46 (1967) 116
- 10) J.M.Ferguson, Nucl. Instr. Meth. 58 (1968) 318

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РЕАКТОР ИБР-2

Е.П.Шабалин

(ОИЯИ)

Импульсный реактор периодического действия ИБР-2, сооружаемый в Дубне, будет генерировать импульсы медленных нейтронов с длительностью 100 мкс и пиковой плотностью потока тепловых нейтронов 10^{16} - 10^{17} нейтр/см²с. На реакторе монтируются экспериментальные установки для проведения физических исследований методами нейтронной спектроскопии по времени пролёта.

The periodically pulsed reactor IBR-2 which is under construction now in Dubna will generate slow neutron pulses with width of about 100 μsec and peak thermal neutron flux of 10^{16} - 10^{17} n/cm²sec. Some physical installations are being constructed to perform experiments by the time-of-flight method.

Импульсный реактор периодического действия ИБР-2, строительство которого завершается в Дубне, является исследовательским реактором, предназначенным для экспериментов на выведенных пучках нейтронов. Энерговыведение в реакторе будет происходить импульсами за счет быстрого периодического изменения реактивности подвижным отражателем с кратковременным выводом реактора в надкритическое состояние на мгновенных нейтронах. Частота повторения вспышек мощности реактора длительностью ~ 100 мкс может быть 5, 12,5 или 50 Гц. Реактор ИБР-2 будет наиболее эффективен для экспериментов с медленными нейтронами при изучении твердого тела, ядра и свойств самого нейтрона методами спектроскопии. Благодаря большому пиковому потоку тепловых нейтронов (10^{16} - 10^{17} нейтр/см²с) он по своим возможностям для экспериментов такого класса будет превосходить действующие высокопоточные исследовательские реакторы постоянного действия SM-2 и HFR (в Гренобле) в несколько раз. По сравнению с действующим импульсным реактором ИБР-30 средняя мощность увеличится в 100 раз.

Активная зона реактора, охлаждаемая жидким натрием, набирается из кассет твэлов типа кассет реакторов БР-5 или БОР-60 с шагом 27 мм (рис. 1). Кассеты вставляются в нижнюю опорную

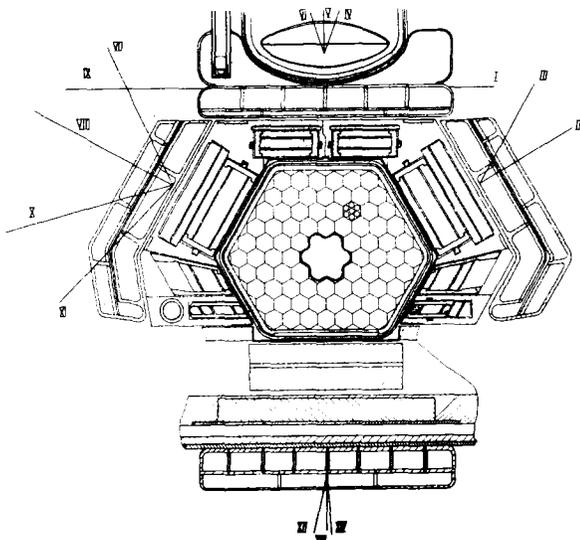


Рис. 1. Горизонтальное сечение реактора ИЕР-2 (римскими цифрами обозначены оси пучков).

плиту; в каждой из кассет - по 7 твэлов, дистанционированных друг от друга. Высота активной части твэла, набранной из таблеток двуокиси плутония, равна 45 см. Объем активной зоны - около 20 л, загрузка PuO_2 - около 100 кг. Возможна перегрузка кассет каждой в отдельности.

Активная зона размещается в двухстенном стальном корпусе, который является частью первого контура охлаждения. Во втором контуре охлаждения теплоносителем служит также натрий, в третьем, открытом, контуре - воздух. Циркуляция натрия осуществляется электромагнитными насосами; предусмотрены аварийное питание насосов от аккумуляторов и естественная циркуляция натрия /1,2/.

Шестигранный корпус реактора на уровне активной зоны охватывается с пяти сторон стационарным отражателем из вольфрама и бористой стали толщиной от 55 до 100 мм, часть вольфрамовых блоков выполняет роль органов регулирования и аварийной защиты. В отличие от стационарных реакторов, на ИБР-2 имеется система быстрого аварийного сброса мощности, срабатывающая за 18-19 мс, т.е. за время, меньшее времени одного оборота подвижного отражателя (20 мс).

К наибольшей стороне шестигранника активной зоны примыкают основной и дополнительный подвижные отражатели, расположенные соосно. Ротор основного подвижного отражателя имеет три лопасти, одна из которых – собственно отражатель радиусом 120 см, а две другие служат для баланса. Дополнительный отражатель выполнен в виде бериллиевого блока, заделанного в алюминиевый диск. Основной ротор приводится во вращение со скоростью 3000 об/мин синхронным электродвигателем; дополнительный ротор вращается тем же двигателем через редуктор и коробку передач, позволяющую менять частоту следования импульсов мощности без изменения формы импульса. Роторы подвижных отражателей заключены в герметичный кожух, заполненный гелием. Выбор гелия обусловлен соображениями эффективного теплоотвода от отражателей и снижения мощности привода. С 1971 по 1976 год проводились натурные испытания двух опытных вариантов подвижного отражателя ^{3/}. Задачей испытаний было определение работоспособности и надёжности отдельных узлов и установки в целом, определение возможного влияния отражателей на стабильность характеристик импульса мощности и устойчивость реактора. В процессе испытаний были усовершенствованы или изменены многие узлы подвижного отражателя, а система аварийной защиты реактора дополнена сигналами от подвижного отражателя ^{4/}. Сейчас подготовлен к пуску реактора рабочий вариант отражателя.

В первый период работы ИБР-2 будет эксплуатироваться только в режиме реактора; расчетные характеристики этого режима даны в табл. ^{4/} В дальнейшем будет реализован и бустерный режим совместно с линейным индукционным ускорителем электронов ЛИУ-30.

Характеристики реактора ИБР-2
при частоте 5 Гц

Средняя тепловая мощность	4 МВт
Мощность в импульсе	8300 МВт
Мощность между импульсами	0,25 МВт
Полуширина импульса быстрых нейтронов	92 мкс
Количество делений в импульсе	$2,3 \cdot 10^{16}$
Плотность потока быстрых нейтронов в активной зоне ($E > 0,01$ МэВ):	
средняя по времени	$3 \cdot 10^{14}$ нейтр/см ² с
в импульсе	$6 \cdot 10^{17}$ нейтр/см ² с
Плотность потока тепловых нейтронов на поверхности замедлителя:	
средняя по времени	$5,8 \cdot 10^{12}$ нейтр/см ² с
в пике импульса	10^{16} нейтр/см ² с
то же в тангенциальных каналах	$9 \cdot 10^{16}$ нейтр/см ² с
Дифференциальная угловая плотность потока тепловых нейтронов перпендикулярно к поверхности замедлителя, средняя по времени	$1,35 \cdot 10^{12}$ нейтр/см ² с

Параметры импульса ускоренных электронов будут следующие: длительность - 0,5 мкс, ток в импульсе - 250 А, энергия электронов - 30 МэВ, частота повторения - 50 Гц. В центре активной зоны предусмотрен канал для установки нейтронопроизводящей мишени, в которой будет генерироваться $0,5 \cdot 10^{13}$ нейтронов на импульс. Длительность (полуширина) нейтронной вспышки бустера может регулироваться от 1 до 25 мкс; при этом мощность бустера меняется от 100 квт до 4 МВт. Бустерный режим увеличит возможности ИБР-2 для спектроскопии нейтронов с энергиями выше 0,2 эВ.

Реактор ИБР-2 располагается в биологической защите, выполненной в виде двух концентрических колец (рис. 2). Пространство между кольцами защиты предназначено для размещения экспериментального оборудования: селекторов, коллиматоров и т.д. Внешнее кольцо защиты на 270° охватывается двумя экспериментальными залами общей площадью 2600 м². В залы выводятся 14 горизонтальных нейтронных пучков, часть которых продолжается

за пределы экспериментальных залов. Медленные нейтроны генерируются водяными замедлителями, установленными вплотную к внешней поверхности стационарного отражателя. Водяные замедлители состоят из независимых секций, что позволяет изменять

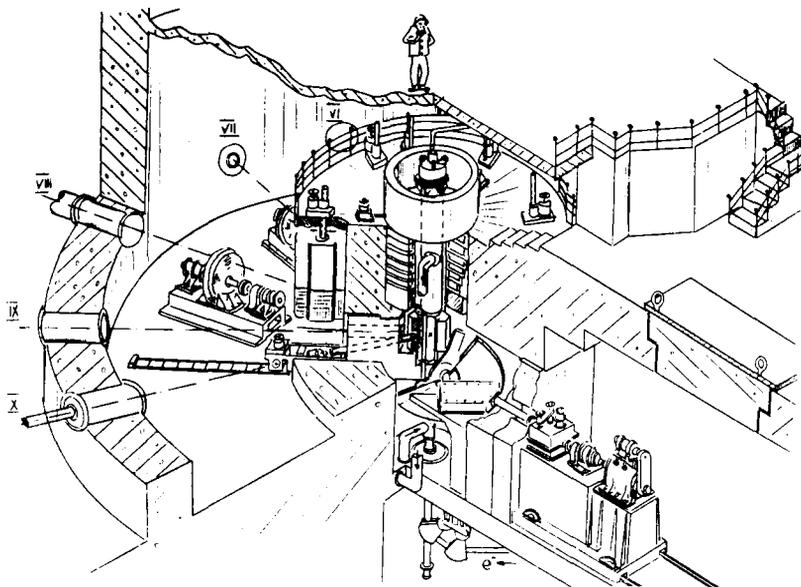


Рис.2. Реактор ИБР-2 с биологической защитой.

их толщину для обеспечения оптимальных условий выхода нейтронов в требуемом энергетическом диапазоне. Для генерации "холодных" нейтронов к одному из водяных замедлителей примыкает жидководородный замедлитель с объёмом жидкого водорода 1000 см^3 . Ожидается, что средняя температура нейтронов, утекающих из замедлителя, составит 50°K . 12 каналов из 14 – радиальные, а 2 – касательные каналы, причем они вместе образуют один сквозной канал. Имеется также 4 наклонных пучка нейтронов; на одном из них будет установлен монитор. Предусмотрены три пневмопочты для транспортировки облучаемых образцов.

На реакторе ИБР-2 будут продолжены работы по четырём основным проблемам Лаборатории нейтронной физики: ядерной физи-

ке, физике твёрдого тела, физике элементарных частиц и научно-техническому применению нейтронов.

На двух касательных пучках будут проводиться исследования спектров γ -лучей и α -частиц в ядерных нейтронных резонансах. На одном из радиальных пучков с источником ультрахолодных нейтронов создается установка "Тристом" для измерения ЭДМ нейтрона.

Наиболее полно на ИБР-2 будет представлена физика твёрдого тела. На трех пучках "холодных" нейтронов будут смонтированы следующие установки: установка для изучения макронеоднородностей методом диффузного малоуглового рассеяния; дифрактометры для структурной нейтронографии, в частности для работ по молекулярной биологии; двойной спектрометр для исследований спектров неупругого рассеяния (с применением корреляционного метода). На двух пучках тепловых нейтронов будут созданы спектрометры обратной геометрии для исследований динамики молекулярных кристаллов и жидкостей и электронной структуры металлов и сплавов. К пуску ИБР-2 будет закончено строительство двойного спектрометра по времени пролёта для измерения дважды дифференциальных сечений взаимодействия медленных нейтронов с материалами для реакторостроения. Один из нейтронных пучков отдаётся под медико-биологические исследования, в частности, диагностику злокачественных образований.

На ИБР-2 ряд нейтронных пучков будет обладать повышенной светосилой: ведётся изготовление зеркальных нейтронных пучков и нейтронного волновода с магнитным покрытием для транспортировки поляризованных нейтронов.

В заключение доклада следует отметить, что в создании реактора, экспериментальных устройств и подготовке экспериментов принимают участие многие предприятия Госкомитета по атомной энергии, институты АН СССР и стран-участниц ОИЯИ.

Литература

1. Импульсный реактор с инжектором ИБР-2. Препринт ОИЯИ 13-4392, Дубна, 1969. Авт.: В.Д.Ананьев, Д.И.Блохинцев, П.В.Букаев и др.

2. Е.П.Шабалин. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1976, с.93.
3. Особенности конструкции и оптимизация модулятора реактивности реактора ИБР-2. - "Атомная энергия", 1972, т. 31, вып. 4, с.352. Авт.: В.Д.Ананьев, Д.И.Блохинцев, В.В.Бондаренко и др.
4. А.Д.Рогов, Е.П.Шабалин. Нейтронно-физические параметры реактора ИБР-2. - Сообщение ОИЯИ, Дубна, 1976, P13-9990.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
240-САНТИМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА
ИЯИ АН УССР ДЛЯ ЦЕЛЕЙ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.А.Беляков, А.К.Ваганов, В.С.Васильев,
В.И.Гордин, Р.Н.Литуновский, О.А.Миняев

(НИИЭФА им. Д.В.Ефремова)

Д.А.Базавов, М.В.Пасечник

(ИЯИ АН УССР)

Приведены характеристики пучка ионов, ускоренных на 240-сантиметровом изохронном циклотроне ИЯИ АН УССР. Временная длительность сгустка регулировалась в пределах от ~ 1 нс до ~ 3 нс.

The beam characteristics of ions accelerated at 240 cm isochronous cyclotron of the Institute for Nuclear Research are given. The duration of beam pulse was within 1-3 nsec.

Нейтронная физика - научная основа атомной технологии и ядерной энергетики. Задачей нейтронной физики является глубокое изучение взаимодействия нейтронов с ядрами и веществом, обеспечение технологии и энергетики прецизионными нейтронными данными. Развитие нейтронной физики всецело определяется наличием мощных источников нейтронов. В марте 1976 года в ИЯИ АН УССР в Киеве на 240-сантиметровом изохронном циклотроне был получен пучок протонов, ускоренных до энергии 53 Мэв. Проект этого ускорителя был разработан в НИИЭФА в Ленинграде. Циклотрон может работать в любом из трёх режимов: 1) режиме ускорения протонов, дейтронов и ионов гелия при регулировании их энергии в широком диапазоне; 2) нейтронно-импульсном режиме и 3) режиме ускорения тяжёлых ионов. С вводом в эксплуатацию изохронного циклотрона в Киеве появляются возможности проведения время-пролётных экспериментов с нейтронами в диапазоне энергий до 100 Мэв. Для этих целей может быть использован выведенный пучок протонов с энергией от 13 до 100 Мэв, дейтронов с энергией от 26 до 70 Мэв либо интенсивный внутренний пучок протонов с энергией 100 Мэв, а также дейтронов с энергией 70 Мэв.

К настоящему моменту на циклотроне получены пучки протонов, ускоренные до энергий 13, 53 и 72 Мэв, а также дейтронов с энергией 26, 50 и 64 Мэв. При работе циклотрона в импульсном режиме при скважности 10 (длительность импульса - 2 мс, а частота посылок - 50 Гц) средняя интенсивность пучка на внутренней мишени достигала 30 ± 40 мкА. Интенсивность выведенного пучка протонов энергией 53 Мэв ограничивалась из соображений радиационной безопасности величиной 5 - 15 мкА. Вертикальный размер пучка не превышал 10 - 15 мм.

Важной характеристикой ускоренного пучка при его использовании для время-пролётных экспериментов является мгновенная временная длительность сгустка ионов, измеряемая в наносекундах или непосредственно в градусах. В киевском циклотроне ограничение длительности микросгустка (фазовая селекция) осуществляется на начальной стадии ускорения с помощью двух коллиматоров. В экспериментах с пучком протонов энергией 53 Мэв временная длительность сгустка регулировалась в пределах от ~ 10 до $\sim 25^\circ$ при сохранении амплитуды радиальных колебаний в пучке менее четырёх-шести миллиметров. Полная ширина фазовой полосы при убранных коллиматорах составляет около 55° . При тщательном контроле токов концентрических обмоток изохронность ускорения была лучше $\pm 2^\circ$.

Для измерения фазы и фазовой длительности сгустка использовались два независимых метода. В первом из них данные по продольным параметрам пучка были получены из осциллограмм зависимости полного тока пучка от расстройки магнитного поля, вносимой с помощью специальной маломощной обмотки. Типичный

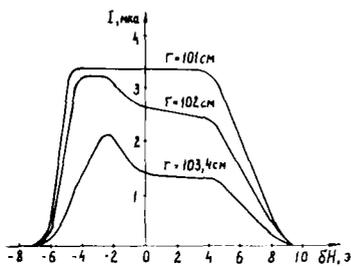


Рис.1. Резонансные кривые $I(\delta H)$ для разных радиусов установки пробника.

вид осциллограммы показан на рис.1. Во втором методе информация о форме сгустка и его фазе была получена при стробоскопическом преобразовании сигналов с ёмкостных датчиков, "прозрачных" для пучка. Неподвижные датчики с апертурой 3,5 см установлены вблизи конечного радиуса ускорения (~ 103 см). Датчик с апертурой 2 см

может дистанционно перемещаться по радиусу в пределах от 75 до 110 см. Для исследования временной структуры выведенного пучка на первом участке конопровода установлен также "прозрачный" индуктивный датчик апертурой 7 см. Для обеих методов устойчивая работа аппаратуры достигалась при средних токах пучка порядка одного микроампера. Точность измерений - около одного градуса ($0,1 \text{нс}$). Осциллограммы сигналов с датчиков показаны на рис.2.

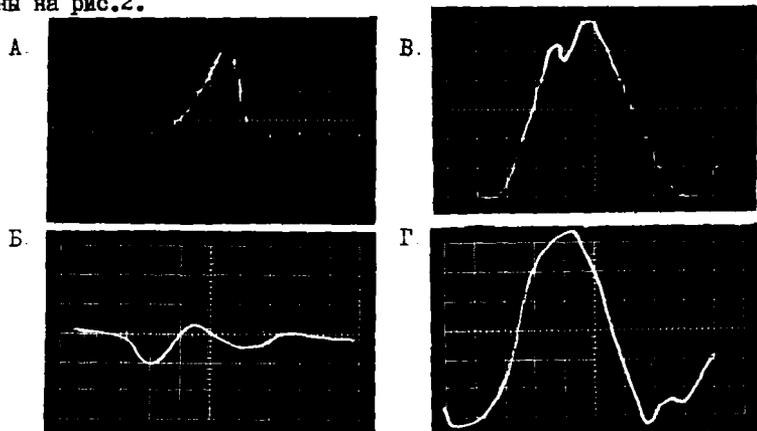


Рис.2. Осциллограммы импульсов тока пучка:
 А - с подвижного датчика, $r = 100 \text{см}$, $I = 12 \text{мкА}$,
 масштаб - $0,5 \text{В/дел}$ и $1,5 \text{нс/дел}$;
 Б - с индуктивного датчика, $I = 1,5 \text{мкА}$,
 масштаб - $0,2 \text{В/дел}$ и $2,5 \text{нс/дел}$;
 В и Г - сдвиг фазы пучка при изменении тока в
 маломощной обмотке на 5А.

Временная нестабильность токов в обмотках циклотрона служит причиной дрейфа фазы пучка в конце ускорения в пределах $\pm 2^\circ$. Нестабильность амплитуды ускоряющего напряжения, проявляющаяся особенно сильно при работе циклотрона в импульсном режиме, вызывает нестабильность положения орбит ионов у коллиматоров и тем самым сдвиги средней фазы сгустка. По этой причине в настоящее время фазовые сдвиги иногда достигают 12° . Для поддержания оптимального режима ускорения в НИИЭФА, специального для циклотрона в Киеве, разработана система автоматической подстройки фазы пучка на конечном радиусе. С помощью этой системы производится сравнение временных положений сигналов с неподвижного датчика фазы пучка и опорного импульса,

соответствующего оптимальным режимам ускорения. Временное рас-
 согласование между этими импульсами является сигналом ошибки,
 который система автоподстройки обрабатывает путём воздействия
 на маломощную обмотку тонкой коррекции магнитного поля таким
 образом, чтобы поддерживалась необходимая фаза сгустка ионов
 в конце ускорения. Регулировкой временного положения опорного
 импульса оператор имеет возможность стабилизировать импульс
 тока пучка на конечном радиусе. При включении системы автопод-
 стройки фазы максимальный дрейф был снижен с $\sim 12^\circ$ до $\sim 3^\circ$.
 Наблюдаемые пульсации фазы были вызваны в значительной степени
 изменением формы макроимпульса ускоряющего напряжения. Ожидает-
 ся, что при непрерывном режиме работы циклотрона система авто-
 подстройки фазы обеспечит её стабильность не хуже $1 - 2^\circ$.
 Повышению стабильности фазы сгустка должны служить имеющиеся
 на циклотроне системы автоматического регулирования усиления
 и автоматической подстройки частоты резонансного контура. Пос-
 ле запуска этих систем будет обеспечена долговременная стабиль-
 ность амплитуды ускоряющего напряжения на уровне $2 \cdot 10^{-3}$.
 Следует отметить, что после запуска системы автоподстройки фазы
 сгустка была повышена стабильность тока выведенного пучка. На
 рис.3 для сравнения показана временная зависимость тока пучка
 за дефлектором до и после включения системы подстройки фазы.

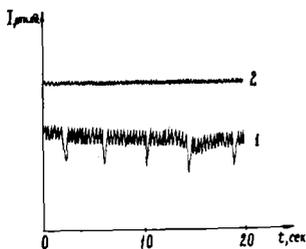


Рис.3. Временная стабильность выведенного пучка:
 1 - до включения системы автоподстройки фазы;
 2 - после включения системы.

Высокие параметры пучка 240-сантиметрового изохронного циклотрона ИЯИ АН УССР позволяют построить на его базе уникальный нейтронный спектрометр по времени пролёта. Спектрометр обеспечивает получение данных по взаимодействию нейтронов с ядрами с высокой степенью точности.

Эксперименты на спектрометре позволят получить новые результаты по следующим направлениям:

а) изучение функций возбуждения и полных нейтронных сечений в широком диапазоне энергий; получение данных об аналоговых и входных состояниях ядер, флуктуационных характеристиках ядерных процессов;

б) изучение неупругого рассеяния нейтронов (высокое энергетическое разрешение порядка нескольких кэВ открывает большие возможности для изучения тонкой структуры сечений возбуждения уровней ядер); получение квантовых характеристик уровней и сведений о механизме ядерных процессов;

в) исследование деления ядер, включая трансурановые элементы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕАКТОРА ПИК

А.Н.Ерыкалов, И.А.Кондуров, К.А.Коноплев,
Ю.В.Петров, О.И.Сумбаев, В.А.Трунов
(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Экспериментальные возможности реактора ПИК. В работе приведены параметры реактора мощностью 100 Мвт для физических исследований.

Experimental possibilities of the reactor PIC. Parameters of the 100 Mwt reactor for physics investigations are given in this paper.

Высокопоточный пучковый исследовательский реактор ПИК [1] предназначен для проведения широкого круга работ в области ядерной физики и физики слабого взаимодействия, физики конденсированного состояния и биологии, а также для решения многих прикладных технических задач.

Обширный спектр экспериментальных устройств реактора и высокая интенсивность нейтронного потока (более чем 10^{15} н/(см²·сек)) позволяют планировать на нем исследования качественно нового типа по сравнению с теми, которые были доступны на существующих в стране реакторах, с меньшим на порядок потоком нейтронов. В первую очередь это относится к фундаментальным исследованиям в области слабого взаимодействия, требующим накопления большого числа событий для изучения малых эффектов: несохранения пространственной четности в нуклон-нуклонных взаимодействиях (необходимая точность порядка 10^{-7} - 10^{-8}) [2], измерения электрического дипольного момента на уровне 10^{-25} Кл·см [3] и т.д.

В области ядерной физики высокий поток нейтронов позволит изучать возбужденные состояния ядер, имеющих малое сечений (n, γ)-реакции, а также нейтронные сечения нестабильных элементов, полученных здесь же на реакторе. Малый фон быстрых нейтронов на выведенных пучках создает благоприятные условия для изу-

чения реакции ускорения медленных нейтронов на изомерных ядрах [4].

Будут продолжены работы по изучению процесса деления ядер, свойств продуктов деления и др.

Физика конденсированного состояния будет представлена исследованиями кинетики установления макроскопического упорядочения в неравновесных системах, нейтроннографическими исследованиями структуры кристаллов и дефектов в различных конструкционных материалах, структурными исследованиями магнитных материалов и т.д.

В области биологии предусматриваются исследования природы связи металлов в биологических структурах, нейтронно-структурный анализ при изучении мембран, надмолекулярных образований и физико-химических систем, моделирующих биологические процессы; исследование первичных процессов расщепления молекул, а также биологического и генетического воздействия излучения.

Последующее развитие экспериментальной программы будет происходить в кооперации с крупнейшими научно-исследовательскими центрами Советского Союза.

Реактор ПИК сооружается в Ленинградском институте ядерной физики им. Б.П. Константинова Академии Наук СССР, расположенном вблизи города Гатчины, в 45 км южнее Ленинграда. Проект реактора, научным руководителем которого был ЛИЯФ, выполнен силами Государственного комитета по атомной энергии СССР. На рис. 1 показан общий план расположения основных зданий.

Строительство реактора ПИК начато в 1976 году.

Конструкция и нейтронно-физические параметры

Конструкция и параметры реактора ПИК выбирались таким образом, чтобы при минимальных затратах на производство событий в экспериментальной аппаратуре обеспечить максимальную производительность (пропорциональную нейтронному потоку) [5]. При этом учитывались реальные технологические и теплотехнические ограничения.

Активная зона объемом около 50 л помещена в тяжеловодный отражатель и представляет собой компактный интенсивный источник быстрых нейтронов деления мощностью 100 Мвт (рис. 2,3). Тяжеловодный отражатель, в котором замедляются быстрые нейтроны, обес-

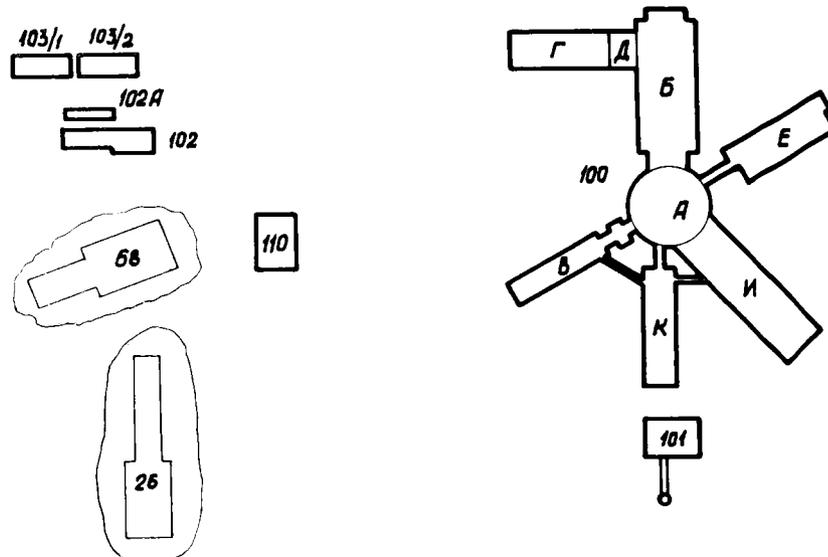


Рис.1. Генплан комплекса ПМК.

Здание 100 состоит из следующих блоков: А - реактор; Б - горячие камеры, насосная 1-го контура и другое технологическое оборудование; В - административно-бытовые помещения; Г - насосная промежуточного контура; Д - электроподстанция для блоков Б и Г (6 кв); Е - технологическое оборудование ИХН и установка изотопной очистки D_2O ; К - многомашинный автоматизированный комплекс (МАК); И - нейтронный зал и лабораторные помещения. Спутники: 101 - вентиляционный центр с трубой; 102 - насосная обратного водоснабжения; 102А - водоприемная камера насосной; 103/1 и 103/2 - 3-секционные градирни; 110 - компрессорная высокого давления и дизельная; 26 - существующее здание химводоочистки; 68 - существующие аварийные баки

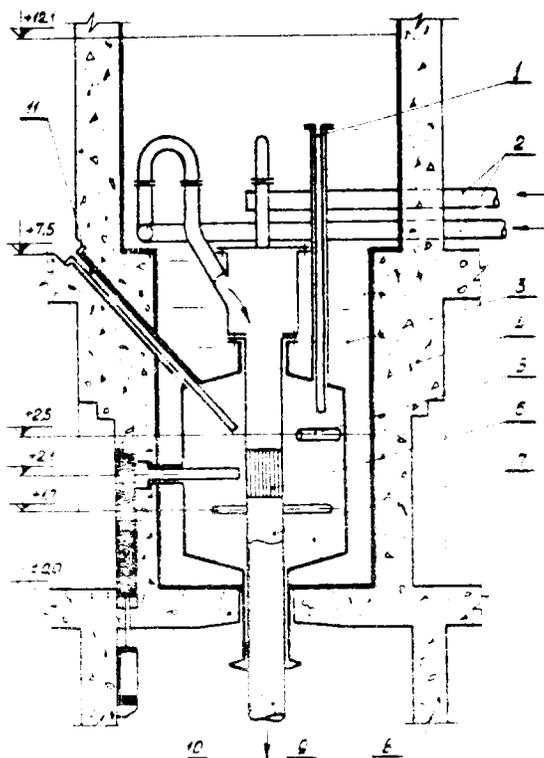


Рис.2. Схематический вертикальный разрез реактора РСК.

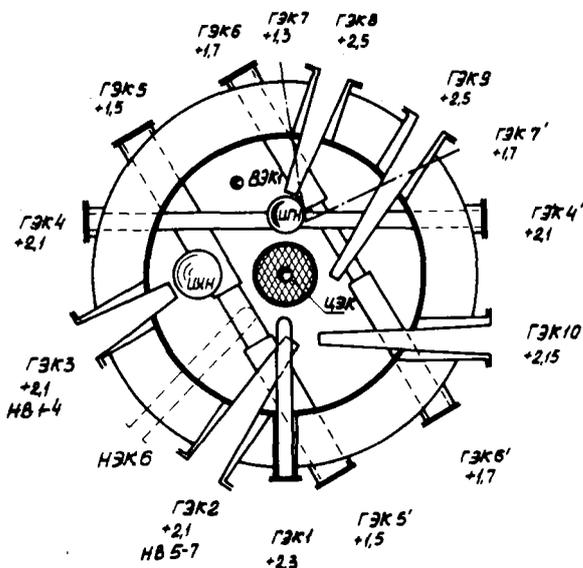
1. Вертикальный канал. 2. Вход теплоносителя. 3. Шахта с водой. 4. Биологическая защита. 5. Горизонтальный экспериментальный канал. 6. Активная зона. 7. Сменный корпус. 8. Тяжеловодный отражатель. 9. Выход теплоносителя. 10. Шифер. 11. Наклонный экспериментальный канал. Слева приведены расстояния от пола экспериментального зала в метрах.

печивает наилучшее, по сравнению с другими замедлителями, отношение потока тепловых нейтронов к мощности [1a]. Благодаря большой длине диффузии в D_2O ($L_{2,0} \approx 1$ м при 0,2% H_2O) и значительным размерам тяжеловодного бака (диаметр 2,5 м, высота 2 м) поток тепловых нейтронов достаточно велик вдали от активной зоны, в области, где фон быстрых и замедляющихся нейтронов, а также γ -квантов мал (рис. 4). Жидкий отражатель позволяет изменять и заменять экспериментальные каналы как до, так и после пуска реактора. Он не боится радиационных повреждений. Накапливающийся тритий и водород удаляются специальным контуром детритизации, так что активность трития в D_2O не превышает 2 кюри/л. Отражатель имеет свой собственный тяжеловодный контур охлаждения мощностью 5 Мвт, который позволяет поддерживать температуру в нем 50-60°C.

В качестве дешевого теплоносителя, обладающего высокой удельной теплоемкостью, для охлаждения активной зоны в реакторе ПИК использована обычная легкая вода. Как замедлитель легкая вода обеспечивает малую длину миграции нейтронов, что позволяет сделать активную зону компактной.

Активная зона с высоким давлением (до 50 бар) и интенсивным энерговыделением (около 2 Мвт/л в среднем) отделена двойным корпусом от отражателя, где формируются и используются потоки тепловых нейтронов и давление мало (2 бар). Вертикальный цилиндрический корпус служит одновременно внутренней стенкой бака отражателя и соединяется с подводящими воду трубопроводами таким образом, что его можно сменить, не затрагивая сам бак [6]. Благодаря этому ПИК оказывается гибкой и мобильной установкой, в которой можно изменять состав и размеры активной зоны и после ввода реактора в строй. Каждые два года при замене корпуса в соответствии с требованиями к радиационной стойкости его материала можно при желании перейти на новый тип твэлов или же разместить внутри зоны специальные экспериментальные устройства.

Для того, чтобы значительная доля нейтронов попадала в отражатель и легководную ловушку, расположенную в центре активной зоны, твэлы реактора должны обеспечивать большой коэффициент размножения в бесконечной среде. Для получения высокого абсолютного нейтронного потока они должны позволять снимать



ГЭК - горизонтальный канал

ЦК - центральный канал

НЭК - наклонный канал

ЦКН - источник холодных нейтронов

ВЭК - вертикальный канал

ЦГН - источник горячих нейтронов

Рис. 3. Схема расположения экспериментальных каналов в отражателе реактора ПИК

высокую удельную мощность. Последнему требованию удовлетворяют твэлы реактора СМ-2, для которых имеется многолетний опыт эксплуатации при удельной нагрузке 4,5-6 Мвт/л [7]. Поэтому для первой стартовой активной зоны реактора ПИК были выбраны твэлы аналогичного типа. Нейтронно-физические параметры реактора с этими твэлами приведены на рис. 4 и в табл. I. В дальнейшем планируется перейти на алюминиевые твэлы, позволяющие получать еще более высокий поток нейтронов.

Главное регулирование реактора происходит путем изменения концентрации поглотителя (нитрата гадолиния), растворенного в

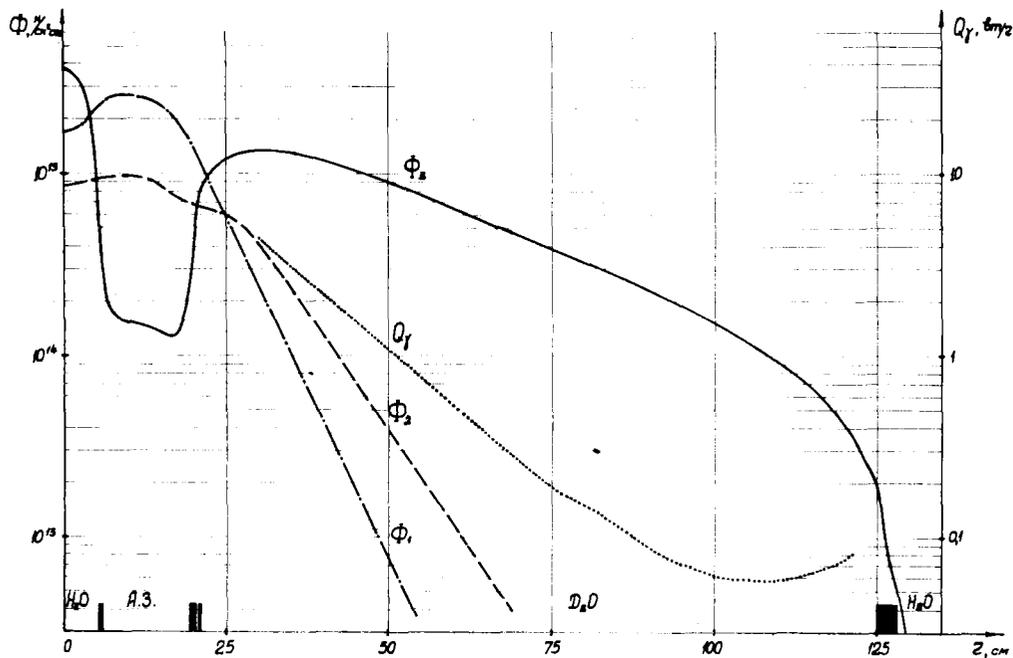


Рис. 4. Распределение нейтронных потоков Φ и энергосвечения Q_γ при мощности реактора 100 Мвт:

- Φ_1 - поток быстрых нейтронов, $E > 5$ кэв;
- Φ_2 - поток эпитепловых нейтронов $5 \text{ кэв} > E > 0,6$ эв;
- Φ_3 - поток тепловых нейтронов, $E < 0,6$ эв.

Таблица I

Параметры реактора ПМК

М о щ н о с т ь	! 100 Мвт !
Поток тепловых нейтронов в ловушке	$4 \cdot 10^{15}$ н/см ² сек
Поток тепловых нейтронов в отражателе	$1,3 \cdot 10^{15}$ н/см ² сек
Тип твэлов	СМ-2
Замедлитель и теплоноситель	H ₂ O
Отражатель	D ₂ O
Диаметр	2,5 м
Высота	2 м
Активная зона:	
Внутренний диаметр корпуса	0,39 м
Высота	0,5 м
Объем, занятый топливными кассетами	51 л
Доля воды в кассетах	0,59
Загрузка ²³⁵ U (90% обогащение)	27, 5 кг
Среднее выгорание в выгружаемых твэлах	40%
I контур:	
Давление на входе в зону	до 50 бар
Номинальный напор	10 бар
Расход воды	3000 м ³ /час
Температура на входе в зону	50°С
Температура на выходе	77°С
З а щ и т а :	
D ₂ O	I м
Железобетонная	0,55 м
Тяжелый бетон ($\gamma = 3,6$ г/см ³)	0,9 м
Разборная защита	1,2 м

легкой воде, протекающей в зазоре между двумя обечайками корпуса. Быстрое регулирование и аварийная защита осуществляются с помощью двух поглощающих колец, охватывающих ловушку и раздвигающихся одновременно для того, чтобы избежать появления несимметричного перекаса нейтронного потока. Дополнительная аварийная защита обеспечивается содержащими европий поглощающими кас-

сетами, падающими в тяжеловодный отражатель. В качестве запасного способа регулирования можно будет растворять в воде первого контура кислоту и менять ее концентрацию.

Реактор ПИК имеет трехконтурную систему охлаждения. Благодаря наличию промежуточного контура попадание радиоактивности при повреждении теплообменников из I-го контура, имеющего высокое давление, во внешний контур и окружающую среду исключено.

Боковая защита реактора делится на физическую и биологическую. Физическая защита состоит из железобетонной смеси (0,5 м) и тяжелого бетона (0,9 м, $\gamma = 3,6 \text{ г/см}^3$). Она обеспечивает снижение излучения до уровня, который позволяет обслуживать аппаратуру при остановленном реакторе. Биологическая защита (толщиной 1,2 м) для приближения экспериментальной аппаратуры к активной зоне входит непосредственно в состав физических щитов и состоит из разборных блоков. Вся защита снижает излучение работающего реактора до величины 0,4 мкбэр/сек, т.е. вдвое ниже предельно допустимых санитарных норм.

Бак отражателя погружен в шахту и находится под слоем воды около 9 м. Бассейн сообщается с технологическим залом, расположенным на верхнем этаже здания реактора. Экспериментальный зал, куда выводятся нейтронные пучки, отделен от технологического зала.

ПИК имеет полномасштабную физическую модель. На ней будут уточнены нейтронно-физические параметры реактора, а также определены нейтронные потоки и энерговыделение в экспериментальных устройствах, трудно поддающихся расчету. Измерения на модели будут необходимы и после пуска реактора при планировании экспериментов, влияющих на работу самой активной зоны или существенно возмущающих нейтронные потоки.

Экспериментальные устройства реактора

Реактор ПИК оснащен современными экспериментальными устройствами для проведения физических исследований. К ним относятся: легководная ловушка; источники холодных (ИХН) и горячих (ИГН) нейтронов; нейтронводы; горизонтальные и наклонные каналы для вывода нейтронных пучков; вертикальные каналы для облучения и т.д.

1. Ловушка. Цилиндрическая легководная ловушка с оптимальным диаметром около 10 см расположена в центре активной зоны.

В центральном канале невозмущенный поток тепловых нейтронов достигает примерно $4 \cdot 10^{15}$ н/см²·сек, а быстрых-с энергией $E > 5$ кэВ $2 \cdot 10^{15}$ н/см²·сек. Только два реактора, специально сконструированные для работы на ловушку, имеют близкие значения нейтронных потоков: советский материаловедческий реактор СМ-2 [7] и американский реактор для производства трансурановых элементов HFIR [8]. ПИК совмещает преимущества ловушечного и пучкового реакторов. Хотя создание ловушки приводит к некоторой потере реактивности, тем не менее это выгодно, поскольку нейтронный поток в ней в три раза выше, чем в любом канале отражателя. Особенно эффективно можно измерять на пучках реактора ПИК нейтронные характеристики короткоживущих изотопов, полученных в ловушке, т.к. в этом случае число событий в эксперименте пропорционально произведению нейтронных потоков в обоих устройствах, т.е. квадрату потока реактора. Центральный канал в ловушке с внутренним диаметром 6 см охлаждается автономным водяным контуром мощностью 400 квт и давлением от 1 до 50 бар в зависимости от энерговыделения в облучаемых образцах.

2. ИХН. Целый ряд исследований по физике конденсированного состояния и биологии требует интенсивных пучков холодных нейтронов с длиной волны $\lambda \gg 4 \text{ \AA}$ ($E \ll 0,005$ эВ). Интенсивность длинноволновых нейтронов можно поднять в десятки раз, если значительно снизить температуру нейтронного спектра. В отражателе реактора размещен источник холодных нейтронов, который представляет собой сферу диаметром 19 см, содержащую около 25 л жидкого дейтерия под давлением 1,5 бар. Криогенная гелиевая установка мощностью 6 квт по коммуникациям, проходящим через вертикальный канал, поддерживает температуру дейтерия 25°К. Центр источника находится на расстоянии 70 см от центра активной зоны, невозмущенный поток тепловых нейтронов в этом месте составляет в среднем $3,5 \cdot 10^6$ н/см²·сек (рис. 3,4). К ИХН подходит горизонтальный канал ГЭКЗ, от которого берет свое начало система нейтронотводов.

3. ИГН. Для более точной локализации атомов при исследовании биологических, кристаллических и магнитных структур, а также для изучения высокоэнергетических возбуждений в твердых телах и жидкостях необходимы нейтроны с малой длиной волны $\lambda < 1 \text{ \AA}$. Чтобы их получить, реактор ПИК оборудован источником

горячих нейтронов. ИГН представляет собой цилиндрический графитовый блок диаметром 20 см и высотой 30 см, отделенный вакуумированным зазором от основного отражателя. За счет γ -излучения активной зоны графит нагревается примерно до 2000°C. Центр ИГН расположен на расстоянии 65 см от центра зоны и на 40 см выше центральной плоскости. Невозмущенный поток тепловых нейтронов в месте установки ИГН составляет в среднем около $3 \cdot 10^{14}$ н/см²сек. Технологические коммуникации ИГН уходят вверх через вертикальный канал. Горячие нейтроны через горизонтальный канал направляются в экспериментальный зал.

4. Каналы. В баке отражателя расположены три сквозных, один радиальный, один V-образный и три касательных горизонтальных канала. Кроме того, один горизонтальный канал подходит к ИХН и один к ИГН (рис. 3). Штатный горизонтальный канал имеет внутренний диаметр 10 см, однако при необходимости его можно увеличить до 25 см, т.к. все каналы выполнены съемными. Фиксированными остаются только положение и максимальный диаметр отверстий в баке и защите. В частности, каждый сквозной канал можно заменить на два касательных. Для уменьшения интерференции между горизонтальными каналами они расположены на разных уровнях.

Из отражателя берут начало также 6 наклонных каналов с внутренним диаметром 8-14 см, которые выводят нейтронные пучки в помещения наклонных каналов, расположенные над основным экспериментальным залом. В один из таких наклонных каналов планируется поместить охлаждаемый бериллиевый конвертер для получения УХН (ультрахолодных нейтронов) [9]. Кроме того, в бак отражателя можно установить 7 вертикальных каналов с внутренним диаметром 5 см для облучения контейнеров с образцами. Так как обилие экспериментальных каналов может существенно снизить нейтронный поток в отражателе, в реакторе устанавливаются только те каналы, на которых будут проводиться эксперименты в ближайший период времени.

Невозмущенный поток тепловых нейтронов Φ_0 в местах, куда устанавливаются каналы, приведен в табл.2. Поток Φ_0 усреднен по сечению канала. Там же приведены длина канала l и расстояние от его центра до центральной плоскости активной зоны h (направление вверх условно считается положительным). В таблице приведены также потоки на выходе Φ_k от доньшка штатного горизонтального канала диаметром 10 см. За счет малого телесного

Таблица 2

Экспериментальные каналы реактора ПИК

Каналы	$10^{15} \frac{\Phi_n}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$	$Q_{\text{г}}$, Вт/г	h , м	ℓ , м	$10^{10} \frac{\Phi_{\text{к}}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$
Центральный	4	25-30	-	-	-
Горизонтальные					
ГЭК 1 радиальный	1	2	+0,2	2,3	10
ГЭК 2 тангенциальный	1	2	0	2,4	25
ГЭК 3 тангенциальный (ИХН) ²⁾	0,4	1	0	1,7	9 ³⁾
ГЭК 4 сквозной	1	4	0	2,5 ⁴⁾	9
ГЭК 5 сквозной	0,2	0,2	-0,6	2,5 ⁴⁾	2
ГЭК 6 сквозной	0,4	0,4	-0,4	2,5 ⁴⁾	4
ГЭК 7 v-образный	0,1	0,1	-0,8	2,1	2
ГЭК 8 тангенциальный (ИГН)	0,4	0,1	+0,4	1,8	-
ГЭК 9 тангенциальный	0,5	0,5	0	2,3	5
ГЭК 10 тангенциальный	1	2	+0,05	2,3	9
НЭК I-6	наклонные 0,2-1	0,2-4	0-+0,5	5,7	0,4-2
ВЭК I-7	вертикальные 0,1-0,3	0,06-0,2			

1) Сужающийся канал прямоугольного сечения 9,5 x 23 см на входе.

2) Сужающийся канал прямоугольного сечения 12 x 25 см на входе.

3) Только холодные нейтроны.

4) Расстояние от центра канала.

угла потока уменьшаются примерно в 10^4 раз. При этом вводилась еще поправка на возмущение нейтронного потока самим каналом, которая грубо оценивается в 15-20%. Для сквозного канала поток на выходе $\Phi_{\text{к}}$ зависит от установленного в нем рассеивателя, поэтому в таблице приведены данные на выходе эквивалентного касательного канала, установленного в то же место.

В табл.2 приведено также энерговыделение в материале каналов за счет γ -излучения активной зоны для наиболее горячей точки Q_{γ} . Оно доходит до нескольких вт/г. Поэтому наиболее теплонапряженные части каналов вблизи зоны охлаждаются тяжелой водой. По той же причине для охлаждения коллиматоров или больших экспериментальных устройств, расположенных вдали от зоны, предусмотрен замкнутый водяной контур мощностью 200 квт. Для охлаждения небольших образцов в горизонтальных каналах предусматривается также создание специального газового контура, в котором будет использован жидкий азот или гелий.

Из-за интенсивного нейтронного потока наведенная активность ^{41}Ar в воздухе, если бы он заполнял каналы, могла бы доходить до 40 кюри. Чтобы исключить возможность образования такой активности (и ее выброса в трубу), горизонтальные и наклонные каналы после установки образцов либо герметизируются и вакуумируются, либо через них прокачивается CO_2 или гелий.

5. Нейтроноводы [10]. Чтобы снизить фон быстрых нейтронов и γ -квантов, целесообразно вывести медленные нейтроны из зоны прямой видимости излучающего канала и увести их от реактора на значительное расстояние без существенных потерь. Для этой цели ЛИК оборудован системой зеркальных нейтронноводов. На внутреннюю поверхность нейтронноводов напылен изотоп ^{58}Ni , имеющий граничную длину полного внутреннего отражения λ_{gr} около 500 Å ($v_{gr} \approx 8,2$ м/сек). Изогнутые с радиусом кривизны ρ нейтронноводы захватывают нейтроны внутри характерного малого угла $\sqrt{*} = (2a/\rho)^{1/2}$ (a - ширина нейтронновода прямоугольного сечения) с длиной волны до $\lambda^* = \sqrt{*}\lambda_{gr}$ и транспортируют их по дуге длиной l . Планируется использование многослойных "суперзеркал", позволяющих понизить эффективную длину λ_{gr} за счет интерференционного сложения отражений от многих границ [11].

Нейтронноводы установлены на двух соседних каналах: касательном - ГЭК 2 длиной 2,4 м и канале ИХН - ГЭК 3 длиной 1,7 м. Оба канала имеют прямоугольную форму, сужающуюся к началу. К ГЭК 2 подходят три нейтронновода тепловых нейтронов, к ГЭК 3 - четыре нейтронновода холодных нейтронов. Нейтронноводы заключены в общую защиту. Два из них выходят в кольцевой экспериментальный зал, а остальные - в примыкающий к нему специальный зал нейтронноводов (рис. 5). Параметры нейтронноводов приведены в табл.3.

Исходный расчетный невозмущенный поток тепловых нейтронов в месте установки канала ГЭК 2 составляет 10^{15} н/(см²сек) (см. табл. 2). Поток холодных нейтронов на доньшке канала ГЭК 3 оценивается примерно в 10^{14} н/(см²сек). Поскольку геометрические характеристики нейтронотводов реактора ПИК сходны с характеристиками нейтронотводной системы реактора *GNFR* в Гренобле [12], то обе системы будут давать близкие по порядку величины нейтронные потоки на выходе. Для тепловых и длинноволновых нейтронов эти потоки на значительном удалении от реактора в условиях с особо малым фоном составляют несколько единиц на 10^9 н/(см²сек).

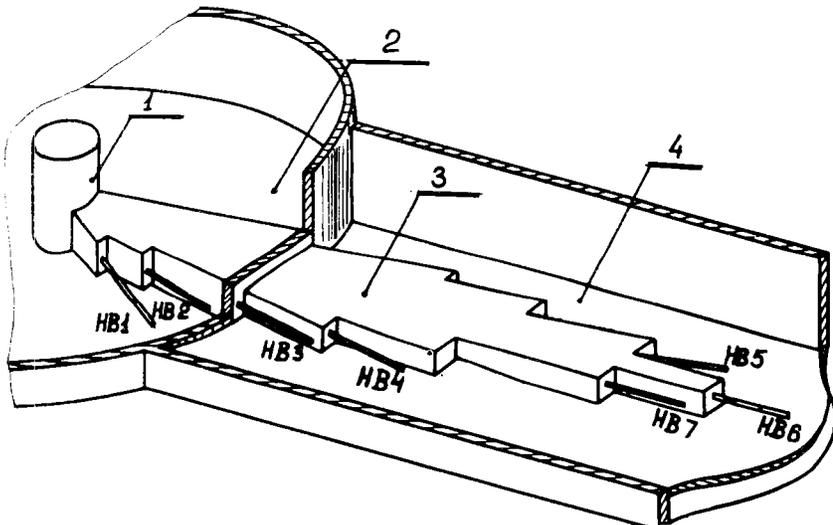


Рис. 5. Схема нейтронотводной системы:

1. Реактор. 2. Кольцевой экспериментальный зал. 3. Защита нейтронотводов. 4. нейтронотводный зал. NB—нейтронотводы.

Следует оговориться, что приведенные расчетные характеристики нейтронных пучков являются предварительными. После окончательной юстировки уже изготовленных в металле реальных каналов параметры их будут уточнены в результате измерений на физической модели реактора ПИК и могут несколько (но не сильно) измениться.

Обеспечение исследований на реакторе

Высокие параметры реактора ПИК предъявляют повышенные требования к оснащению нейтронной лаборатории.

Таблица 3

Параметры нейтронных реакторов

		$a \times b,$	$L, \text{ м}$	$\rho, \text{ м}$	λ^*
		см			λ
ГЭК 3	НВ 1	3 x 12,5	10,5	25	25
	НВ 2	3 x 12,5	15,6	150	10
	НВ 3	3 x 20	37,5	2700	2,3
	НВ 4	3 x 20	50,3	2700	2,3
ГЭК 2	НВ 5	3 x 20	56,7	9000	1,3
	НВ 6	3 x 20	69,5	14000	1,1
	НВ 7	3 x 20	85,5	27000	0,75

Интенсивные нейтронные пучки позволяют обеспечить быстрый темп накопления необходимой статистики в прецизионных измерениях. В результате на первый план выступают систематические ошибки, в частности влияние вибраций здания на измерительную аппаратуру. Поэтому при проектировании реактора ПИК особое внимание уделялось уменьшению амплитуды вибраций в экспериментальном зале. Основным источником вибраций - насосная I контура - вынесена в отдельное помещение (корпус 5, рис. 1). Технологическое оборудование реактора, расположенное вблизи физического зала, монтируется на антивибрационных опорах. Сам кольцевой экспериментальный зал покоится на песчаной подушке толщиной 2,6 м, гасящей вибрации (рис. 6). В результате всех этих мероприятий амплитуда колебаний для различных участков спектра снижается в десятки и сотни раз.

Для точных измерений и измерений углов и перемещений в кристалл-дифракционных нейтронных спектрометрах лаборатория будет оснащена системой однотипных модулей. Модули устанавливаются на танцпол и перемещаются относительно друг друга в плоскости пола на воздушной подушке. На одном стандартном модуле устанавливается либо

изучаемый образец, либо анализатор, либо монохроматор, которые могут дополнительно еще совершать угловые перемещения. Вся система перестраивается автоматически и управляется ЭВМ.

Другим следствием высокого темпа накопления информации одновременно во многих экспериментах является необходимость оперативно обрабатывать ее на ЭВМ. Этой цели служит измерительно-информационный комплекс, имеющий иерархическую структуру. Структурно он делится на четыре зоны: зона измерений, зона управления и упаковки данных, зона обработки данных, зона работы с данными. Зону измерений образуют измерительные станции (ИС), расположенные в экспериментальных залах лаборатории. Данные ИС

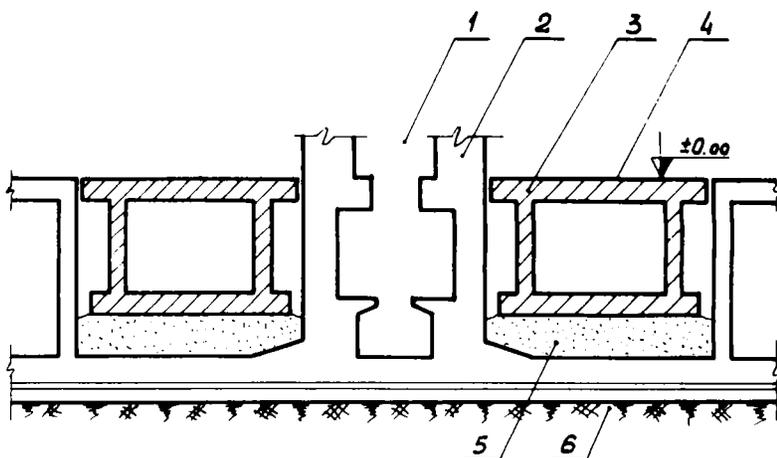


Рис. 6. Схема виброзащиты пола зала горизонтальных экспериментальных каналов реактора ПИК:

1. Шахта реактора.
2. Биологическая защита.
3. Бетонное основание.
4. Пол экспериментального зала.
5. Виброзащитная песчаная подушка.
6. Естественный грунт.

поступают в зону управления и упаковки данных, состоящую из 4 малых центров, каждый из которых имеет 4-6 мини-ЭВМ, замкнутых на центральную управляющую мини-ЭВМ М-400. В зоне обработки данных размещаются организующие, вычислительные архивные мощности комплекса. Эта зона расположена в специальном корпусе К (рис. 1). Вычислительные мощности комплекса обеспечиваются ЭВМ

тища КС-1040, а взаимодействие функциональных частей и управление - машиной-концентратором М-4030. Зона работы с данными территориально разделена на две части: общий зал со средствами отображения информации и группа терминальных станций, расположенных в рабочих помещениях лаборатории.

Помимо сбора и обработки информации, а также управления физическим экспериментом многомашиный автоматизированный комплекс (МАК) предназначен для автоматического контроля и управления непосредственно самим реактором.

Реактор ПИК и нейтронная лаборатория образуют единый комплекс. Частично они имеют оборудование общего пользования, например горячие камеры, куда выгружаются облученные образцы из вертикальных каналов и ловушки.

По характеристикам нейтронных лучков ПИК близок к наиболее мощному современному реактору *GNFR* [12], опыт работы которого был использован при конструировании отдельных экспериментальных устройств. Однако благодаря ловушке, имеющей втрое больший поток нейтронов, а также заложенной в проект возможности изменять активную зону и экспериментальные каналы, диапазон доступных исследований на реакторе ПИК оказывается шире. Высокие нейтронные потоки, гибкость и маневренность реактора в сочетании со специальными мерами по обеспечению прецизионных измерений позволяют надеяться на получение на нем уникальной информации в течение долгого времени. При этом финансовые затраты на накопление информации на реакторе ПИК будут существенно ниже, чем на других действующих в стране реакторах.

Литература

1. Ерыкалов А.Н., Каминкер Д.М., Коноплев К.А. и др. Выбор основных параметров реактора для физических исследований ПИК. Препринт-153. ФТИ им. А.Ф.Иоффе АН СССР. 1963.
Ерыкалов А.Н., Каминкер Д.М., Коноплев К.А. и др. Реактор для физических исследований ПИК. Физика ядерных реакторов. Сборник статей. ФЭИ, 1966, т. 3, с. 273.
2. Добашев В.М. "ЯФ", 1965, 2, 957.
3. Егоров А.И., Ежов В.Ф., Иванов С.Н. и др. Поиск электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов. "Нейтронная физика" (материалы 3-ей Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9-13 июня, 1975 г.). Москва, 1976, ч. 2, с. 134.

4. Петров Ю.В. ЖЭТФ, 1959, 37, 1170.
Петров Ю.В. Изомерный нейтронный ускоритель. "Нейтронная физика" (материалы 3-ей Всесоюзной конференции по нейтрон-ной физике". Киев, 9-13 июня 1975 г.). Москва, 1976, ч.6, с. 227.
5. Петров Ю.В. "Атомная энергия", 1974, 36, 143.
Петров Ю.В. Минимизация реакторной составляющей себестоимости физических исследований. Доклад на англо-советском семинаре в Харуэлле. Препринт-233, ФТИ им. А.Ф.Иоффе АН СССР, 1969.
6. Буреев Г.А., Волков Е.Н., Нестеренко Г.Ф. и др. Пучковый исследовательский реактор. Авт. св. № 550034, 1976.
7. Цыканов В.А., Аверьянов П.Г., Бурукин В.П. и др. Усовершенствование основного контура и расширение экспериментальных возможностей исследовательского реактора СМ-2. Симпозиум "Опыт эксплуатации и использования исследовательских реакторов", доклад А1-П, г. Предеал, 1974, с.236.
8. Winters C.E. Nucl.Sci. and Eng. 1963, 17, 443.
Binford, Cramer. "The HFIR A Functional Description", ORNL-3672, 1964.
9. Altarev I.S., Egorov A.I., Ezhov V.F. et al. Препринт-246, ЛИЯФ, им. Б.П.Константинова АН СССР, 1976.
Голиков В.В., Лушиков В.И., Шапиро Ф.Л. Препринт ОИЯИ Р3-6556, 1972.
10. Кудряшев В.А., Кунстман Г.К., Ковалев А.В. и др. Нейтронно-водная система реактора ЛМК. Препринт ЛИЯФ им. Б.П.Константинова АН СССР. В печати.
11. Mezei F. "Communications on Physics", 1976, 1, 81.
Гукасов А.Г., Рубан В.А., Бедризова М.Н. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 130.
12. Grenoble High-Flux Reactor. Directory of Nuclear Reactors. IAEA, Vienna, 1976, v. 10, p.335.
Ageron P. BIST, 1972, 166, 5.

СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЦИКЛОТРОНЕ ИАЭ

О.В.Бочкарев, Е.А.Кузымин, С.А.Петушков, А.А.Цветков

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Спектрометр по времени пролета предназначен для измерений спектров быстрых нейтронов в диапазоне углов $0-150^\circ$ на циклотроне ИАЭ. Собственное разрешающее время спектрометра 1,5 нсек, нагрузочная способность 10^4 имп/сек. Для ослабления фонового излучения использована трехслойная защита детектора: железо + борированный полиэтилен + железо. Мишенное устройство допускает установку на пучке одной из трех твердых мишеней, охлаждаемых воздухом или водой.

A time-of-flight fast neutron spectrometer in the angle range $0-150^\circ$ used at the I.V.Kurchatov Atomic Energy Institute cyclotron is described. The own resolving time of the spectrometer is 1,5 ns FWHM, the cutoff frequency - 10^4 imp./s. The three-layer shielding: Fe+polyethylene boron+Fe for the background attenuation is used. The target device have three solid targets and cooled by air or water.

Спектрометр по времени пролета разработан на базе циклотрона ИАЭ и предназначен для измерения энергетических спектров нейтронов с энергией от 0,5 до 50 Мэв. Он состоит из установленных в измерительном зале мишенного устройства и спинтационного детектора с защитой, а также электронной схемы регистрации, размещенной в другом зале.

Защита детектора использована для уменьшения фона, вызванного рассеянием пучка нейтронов на стенах измерительного зала и в воздухе. Для выбранной сферической формы защиты коэффициент ослабления нейтронного потока не зависит от направления падения нейтронов на защиту. При проектировании было учтено, что с ростом энергии нейтронов эффективность водородосодержащих защит падает из-за уменьшения сечения $n-p$ - рассеяния. Поэтому была выбрана многослойная защита (рис.1), внешний слой которой изготовлен из железа. В этом слое толщиной 150мм происходит поглощение быстрых нейтронов или уменьшение их энергии за счет процессов неупругого взаимодействия. Затем расположен слой

борированного полиэтилена толщиной 250 мм. И, наконец, имеется цилиндрическая защита из железа, которая является дополнительной защитой от γ -лучей, рождающихся в первом слое, а также предназначена для установки детектора нейтронов и входного коллиматора. Внешний диаметр всей сферической защиты – 950 мм. Внутренний диаметр цилиндрического канала – 110 мм; это дает возможность использовать детекторы с диаметром сцинтилляторов до 100 мм.

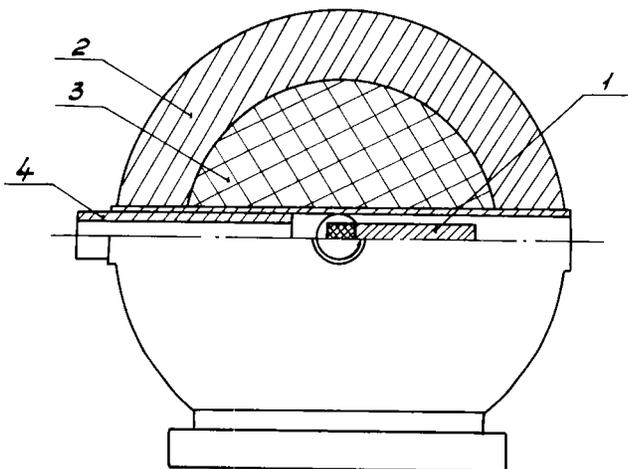


Рис.1. Сферическая нейтронная защита детектора: 1 – детектор; 2 – слой защиты (железо); 3 – слой защиты (борированный полиэтилен); 4 – коллиматор.

С помощью макроскопических коэффициентов поглощения нейтронов /1/ рассчитана зависимость коэффициента ослабления нейтронов K разработанной многослойной защитой от энергии. На рис.2 приведены результаты расчетов. С ростом энергии коэффициент ослабления плавно уменьшается от 6×10^3 при 1 Мэв до 42 при 10 Мэв. При энергиях нейтронов меньше 5 Мэв, где обычно расположена основная часть спектра фоновых нейтронов, коэффициент ослабления превращает $1,5 \times 10^2$.

В конструкции защиты предусмотрена возможность расположения детектора по направлению регистрируемого пучка нейтронов или перпендикулярно ему. Для этого в защите, кроме основного канала, имеется другой канал, расположенный также в горизонтальной плоскости, но перпендикулярно первому. Это позволяет использовать детекторы

с двумя ФЭУ, просматривающими сцинтиллятор с двух сторон, причем при установке ФЭУ во второй канал они не находятся в пучке регистрируемых нейтронов. При размещении детектора в основном канале дополнительный канал закрывается железными заглушками.

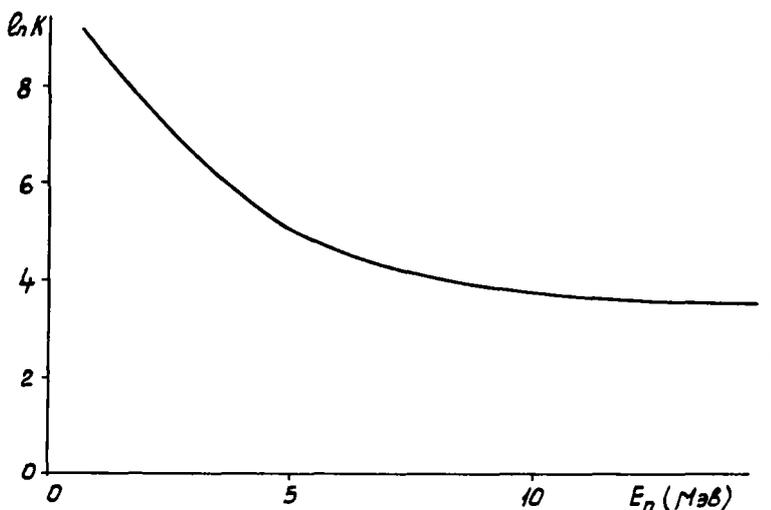


Рис.2. Зависимость коэффициента ослабления K потока нейтронов сферической защитой от энергии.

Разработанный спектрометр может использоваться как для исследований реакций на заряженных частицах с выходом нейтронов, так и процессов рассеяния нейтронов.

При измерениях процессов рассеяния для защиты детектора от прямого пучка нейтронов используется теневая защита длиной 1000 мм. Размеры теневой защиты, изготовленной в виде усеченной пирамиды, выбраны таким образом, что источник нейтронов не виден защитой детектора. Такая геометрия позволяет уменьшить фон, вызванный рассеянием первичного пучка нейтронов в защите детектора. Входной коллиматор изготовлен также из железа и имеет простую цилиндрическую форму с внутренним диаметром, соответствующим диаметру сцинтиллятора.

Сферическая защита с установленным в ней детектором размещается на подвижной металлической тележке, которая может перемещаться как по углу относительно расположенного в центре об-

разца или мишени, так и по радиусу. Управление движением зашиты с детектором дистанционное. Диапазон возможных для измерений углов составляет $0-150^{\circ}$, а пролетная база может изменяться от 2 до 6 м. Высота расположения детектора над уровнем пола 1,7 м.

Для установки твердых мишеней на пучке ускоренных частиц разработано тонкостенное мишенное устройство, позволяющее дистанционно устанавливать на пучке одну из трех мишеней. Мишени диаметром 26 мм закреплены в цилиндрических держателях длиной 350 мм и внешним диаметром 30 мм. При измерении рассеяния нейтронов используются держатели длиной 200 мм, а образец размещается на расстоянии 150 мм от мишени. Диафрагмы, расположенные внутри цилиндрических держателей, препятствуют попаданию ускоренных частиц на их стенки. Конструкция крепления выбрана таким образом, чтобы уменьшить количество материала вблизи мишени. Для охлаждения рабочей мишени используется воздух или распыленная струя воды.

На рис.3 приведена структурная схема нейтронного спектрометра. Спектрометр содержит два канала регистрации, которые, благодаря дискриминатору сорта частиц по форме импульса тока, позволяют одновременно измерять временные спектры нейтронов и гамма-излучение. Наличие второго канала дает возможность оценить выход гамма-квантов и позволяет контролировать ширину микроимпульсов ускоренных ионов, их фазовую стабильность, а также качество прерывания пучка /2/. Спектрометр измеряет интервалы времени между парами импульсов, соответствующих моменту вылета частиц из мишени, бомбардируемой ускоренными ионами (опорные импульсы), и моменту регистрации частиц, образовавшихся в сцинтилляторе детектора в результате взаимодействия нейтронов и гамма-квантов. Опорные импульсы формируются из ускоряющего напряжения циклотрона.

Детектором частиц служит сцинтилляционный счетчик (1) на базе стльбена и фотоумножителя ФЭУ-30. Сигнал с анода ФЭУ подается на формирователь (2), с которого импульс поступает на вход "СТАРТ" время-амплитудных конвертеров (10,14) и на дискриминатор по форме импульса (9). Этот же импульс запускает одновибратор (3), выходной сигнал которого управляет пропусканьем опорных импульсов на вход "СТОП" конвертера. Примененная логика работы позволяет исключить регистрацию сигналов на начальном

участке временной шкалы конвертера.

Используемый в спектрометре дискриминатор по форме импульса работает по принципу зарядово-временной трансформации /3/.

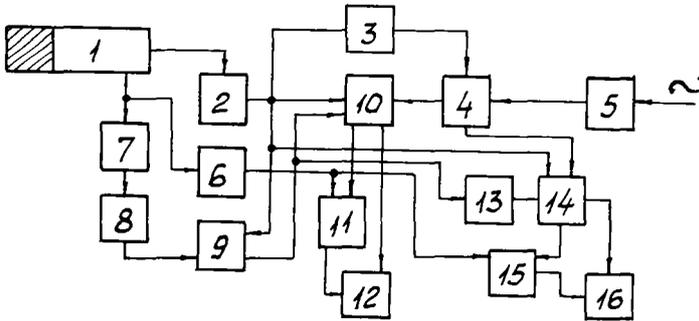


Рис.3. Структурная схема нейтронного спектрометра: 1 - детектор; стильбен + ФЭУ-30; 2 - формиратель. 3 - одновибратор; 4, 9, 11, 15 - схемы совпадений; 5 - формиратель опорных импульсов; 6 - амплитудный селектор; 7 - усилитель-формиратель; 8 - детектор нуля; 10 - время-амплитудный конвертер (ВАК-нейтроны); 12 - многоканальный амплитудный анализатор (МАО) АИ-4096 (нейтроны); 13 - схема "НВ"; 14 - ВАК (гамма-кванты); 16 - МАО АИ-4096 (гамма-кванты).

Интегрированные сигналы с динода ФЭУ подаются на усилитель-формиратель (7), где происходит их активное дифференцирование с постоянной времени 500 нсек. С помощью детектора нуля (8) определяется момент смены полярности двухполярного импульса. С выхода детектора нуля сигнал поступает на схему совпадений (9), на второй вход которой подается импульс формирателя (2). Задержка между импульсами выбрана таким образом, что сигнал на выходе схемы совпадений появляется только в случае регистрации нейтронов.

Основные характеристики разработанного спектрометра:

- собственное разрешающее время спектрометра в диапазоне энергий нейтронов $E = 0,5-50$ Мэв - 1,5 нсек;
- коэффициент подавления фоновых гамма-квантов $\sim 10^4$;
- коэффициент потери регистрации нейтронов $\sim 2 \times 10^{-2}$;
- загрузочная способность 10^4 имп/сек.

Полное временное разрешение в измеренных спектрах нейтронов

определялось главным образом длительностью микроимпульсов ускоренных ионов и составляло 2–4 нсек в случае ускорения дейтронов и 6–8 нсек в случае ускорения ионов лития или бериллия.

На рис.4 для иллюстрации возможностей описанного спектрометра приведен спектр быстрых нейтронов под углом 110° из реакции $^{27}\text{Al}(d,n)$ при энергии дейтронов 11,2 Мэв. Плавной кривой на спектре показана энергетическая калибровка шкалы спектрометра.

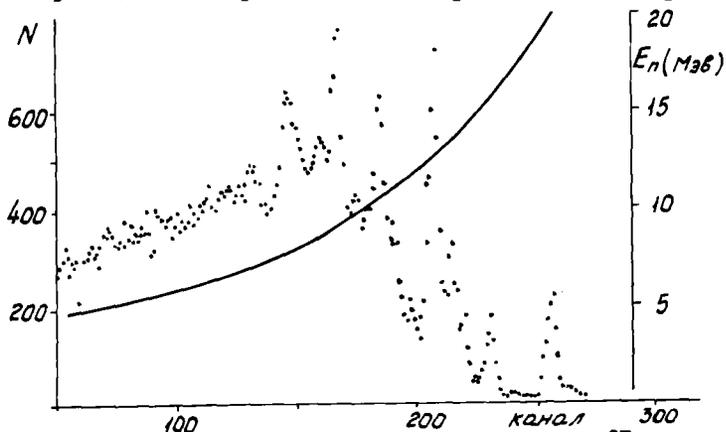


Рис.4. Временной спектр нейтронов из реакции $^{27}\text{Al}(d,n)$ под углом 110° при энергии дейтронов 11,2 Мэв. Плавная кривая – энергетическая калибровка .

Литература

- /1/ Glasgow D.W., Velkley D.E., Brandenberger J.D., McEllistrem M.T., Hennecke H.J., Breitenbecher D.V. "Nucl.Instr.Meth.", 1974, v. 114, p.521.
- /2/ Веников Н.И., Латушкин С.А., Резвов В.А., Рыбаков Е.И., Унежев В.Н., Чумиков Н.И. "Приборы и техника эксперимента", 1975, № 3, с.22.
- /3/ Кузнецов Д.А., Кулаков В.Н., Курашов А.А., Цветков А.А. Препринт ИАЭ-2360, 1974.

НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА БАЗЕ ИМПУЛЬСНОГО ЭСУ

П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, М.Л.Ганжелок,
Л.Д.Козлов, Е.А.Колтыпин, Ю.Д.Молчанов,
Г.А.Отрошенко, Г.Б.Янков

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

На базе импульсного ЭСУ, работающего с параметрами пучка: длительность импульса тока 1,5 нсек, амплитуда до 3 мА, средний ток на мишени 8 мкА при частоте следования 2 МГц, создан нейтронный спектрометр по времени пролета, на котором выполнен ряд физических измерений. Полное временное разрешение спектрометра для быстрых нейтронов не превышает 2,3 нсек. В докладе описывается блок-схема и общая геометрия спектрометра.

The time-of-flight neutron spectrometer was developed on the base of the pulsed-beam Van-de-Graaff accelerator. The parameters of the accelerator are as follows: the pulse duration 1.5 ns, the pulse amplitude up to 3 mA at the repetition rate of 2 Mc. The spectrometer has been used to perform a number of physical experiments. The total resolving time for fast neutrons doesn't exceed 2.3 ns. The geometrical conditions of the spectrometers and the block diagram are described.

О работах по созданию импульсного режима работы ЭСУ в ИАЭ им.И.В.Курчатова неоднократно докладывалось на совещаниях и конференциях /1,2,3/. Часть материалов публиковалась в печати /4/. Достигнутые параметры импульсного ЭСУ позволили использовать его в качестве базы для создания современного спектрометра нейтронов по методу времени пролета. В настоящее время эта работа завершена и на нейтронном спектрометре выполнены длительные физические измерения, показавшие, что все системы работают надежно, а достигнутые параметры спектрометра весьма устойчивы.

На рис.1 представлены геометрия экспериментального помещения и блок-схема спектрометра (показан только один канал регистрации). Импульсы тока ускоренных протонов или дейтронов длительностью не более 1,5 нсек, амплитудой 3 мА, следующие с частотой 2 МГц, проходят емкостной датчик 1, магнитную квадрупольную линзу 2, систему формирования и отклонения пучка 3, которые распо-

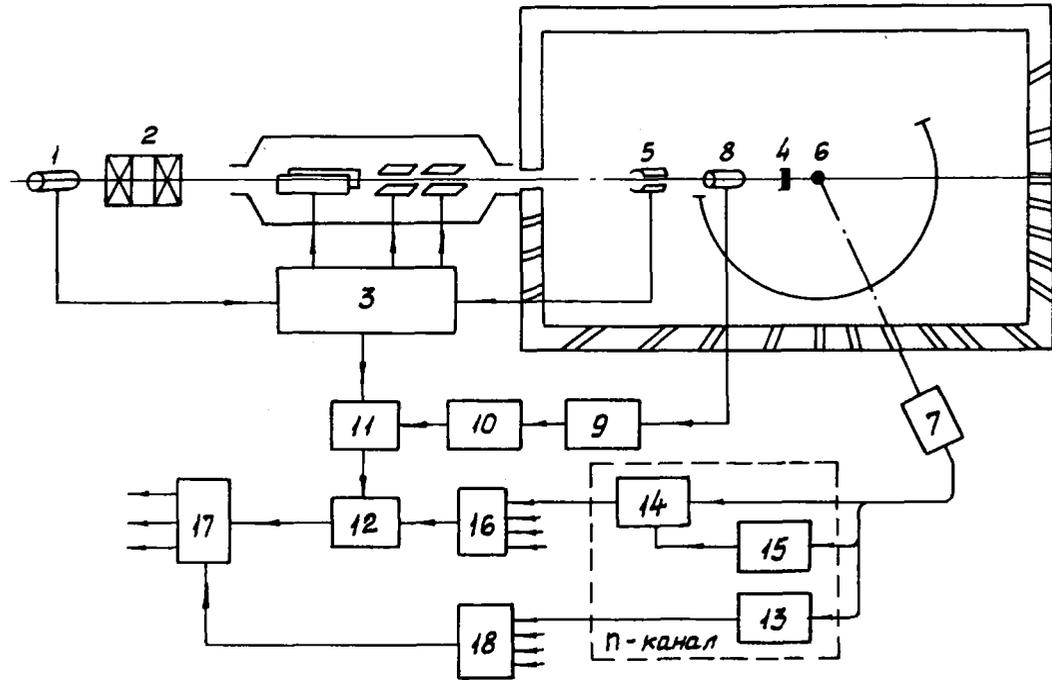


Рис.1. Блок-схема нейтронного спектрометра:

1 - емкостной датчик; 2 - магнитная квадрупольная линза; 3 - система отклонения пучка;
 4 - мишень; 5 - датчик положения пучка; 6 - образец; 7 - детектор; 8 - емкостной датчик;
 9 - усилитель; 10 - формователь; 11 - схема "И"; 12 - время-амплитудный конвертер;
 13 - идентификатор нейтронов; 14 - формователь; 15 - дискриминатор; 16 - схема
 "ИЛИ"; 17 - анализатор; 18 - блок деления адреса анализатора

ложены в зале у ускорителя с целью уменьшения фона в измерительном помещении, где находится мишень 4.

Система формирования и отклонения пучка запускается импульсами с емкостного датчика. Система позволяет: 1) уменьшить частоту подачи сгустков на мишень в 2 или 4 раза; 2) формировать сгустки длительностью до 0,7 нсек; снижать паразитный ток между импульсами до величины, примерно в 10^7 раз меньшей тока в импульсе; 4) контролировать форму сгруппированного сгустка путем стробирования его на входной диафрагме мишени; 5) с помощью датчика 5, измеряющего положение сгустка у мишени, стабилизировать физику отклоняющих напряжений для обеспечения стабильного попадания сгустка на мишень.

Мишень диаметром 1 см, являющаяся источником нейтронов, размещается в центре измерительного помещения объемом $7 \times 4 \times 4 \text{ м}^3$. В потоке нейтронов недалеко от мишени помещается исследуемый образец 6. Детекторы нейтронов могут располагаться как в измерительном помещении, так и вне его, за стенкой толщиной около 1 м. В этом случае значительно улучшаются фоновые условия. Кроме того, стены внутри измерительного помещения облицованы борированным полиэтиленом. При толщине полиэтилена 5 см для нейтронов с энергией 1 МэВ фон снижается в 8 раз. В случаях, когда детекторы располагаются вне этого помещения, измерения проводятся на базах длиной до 8 м под 22 направлениями в области углов $0-170^\circ$.

Для получения временной отметки, соответствующей моменту вылета нейтрона из мишени, используется емкостной датчик 8, который вырабатывает сигнал при пролете очередного сгустка. Этот сигнал усиливается быстрым усилителем 9 и после формирования ИО через схему "И" II подается на вход "СТОП" время-амплитудного конвертора I2.

Нейтроны регистрируются в каждом из измерительных каналов сцинтилляционными детекторами 7 с использованием схем n - γ -разделения I3, которые позволяют идентифицировать нейтроны с энергией от 0,25 до 20 МэВ. Многоканальная схема регистрации построена по модульному принципу, что дает возможность из набора ограниченного числа блоков оперативно собрать практически любую схему регистрации. Хорошее временное разрешение при получении временной отметки от сцинтилляционного детектора обеспечивается применением формирователей со следующим порогом I4 /5/. Быстрые

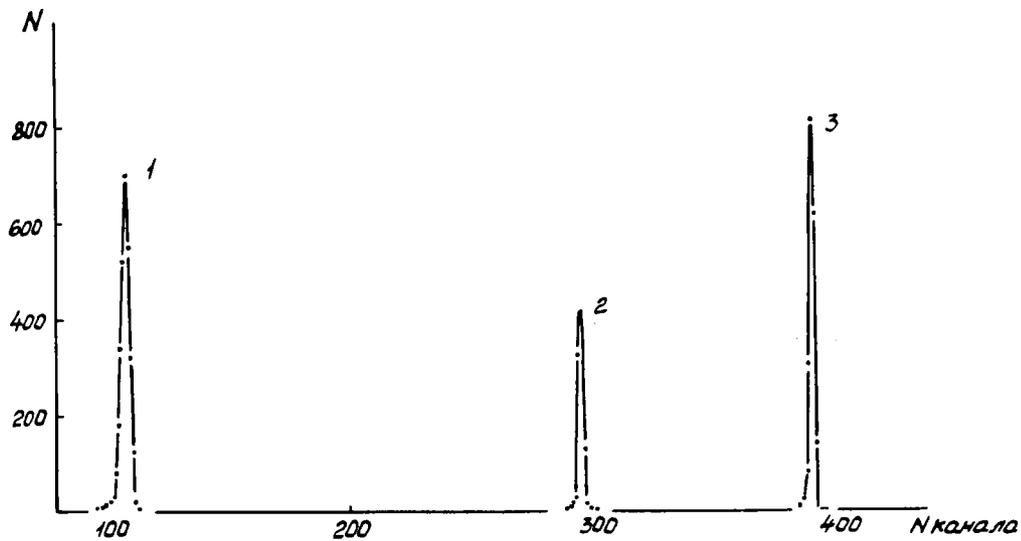


Рис.2. Временной спектр нейтронов из реакций:

1	- T	{ p, n }	- 1 MeB
2	- D	{ d, n }	- 4,4 MeB
3	- T	{ d, n }	- 17,1 MeB

амплитудные дискриминаторы I5 служат для выбора требуемого интервала амплитудного спектра. Сигналы с формирователей I4 всех каналов через схему "ИЛИ" I6 поступают на вход "СТАРТ" аналогового время-амплитудного конвертера I2, а с него - на анализатор АИ-4096 I7. Со схем $n-\gamma$ -разделения сигналы поступают на блок I8, обеспечивающий деление адреса анализатора на группы по 512 каналов. Таким образом, временной спектр от каждого детектора записывается в свою группу каналов. Для вывода накопленной в анализаторе информации используются цифропечать, перфоратор и быстрый графопостроитель.

Полное временное разрешение нейтронного спектрометра при различных энергиях нейтронов иллюстрируется временным спектром нейтронов (рис.2) из реакций $T(p,n)$, $D(d,n)$ и $T(d,n)$. Энергия протонов составляла 1,95 МэВ, дейтронов - 1,5 МэВ. Детектор (кристалл стльбена 5х5см) был расположен под углом 30° на расстоянии 5,4м от мишеней (толщиной 10 кэВ для протонов с энергией 2 МэВ). Ширина временного канала равнялась 0,98 нсек. Полное временное разрешение, характеризуемое шириной пика на полувысоте, не превышало 2,3 нсек для нейтронов с энергией от 4 до 17 МэВ из реакций $D(d,n)$ и $T(d,n)$. Увеличение временного разрешения до 4 нсек для нейтронов с энергией 1 МэВ из реакции $T(p,n)$ объясняется в основном временным разбросом из-за размеров кристалла и энергетической толщины мишени.

Литература

- /1/ П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, Л.Д.Козлов, Ю.Д.Молчанов, Г.А.Отрощенко, Г.Б.Янъков. Сборник прикладной ядерной спектроскопии, Атомиздат 1970г., с.305.
- /2/ П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, Е.А.Колтынин, Ю.Д.Молчанов, Г.А.Отрощенко, Г.Б.Янъков. Нейтронная физика, часть II, "Наукова думка", Киев, 1972г., с.261.
- /3/ В.П.Афанасьев, М.Л.Ганжелок, Л.Д.Козлов, Е.А.Колтынин, Ю.Д.Молчанов, Г.А.Отрощенко, Г.Б.Янъков. Нейтронная физика часть 6, Москва, 1976г.
- /4/ В.Г.Бровченко, П.Е.Воротников, Ю.Д.Молчанов. Электронные устройства на электростатических ускорителях. Атомиздат, Москва, 1968г.
- /5/ Е.А.Мелешко, А.Г.Морозов, А.И.Климов, Б.А.Никольский, В.И.Селиванов. Препринт ИАЭ-2320, 1973г.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ВСПЫШЕК
В НАНОСЕКУНДНОМ И МИКРОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНАХ
НА УСКОРИТЕЛЕ ЭГ-І ФЭИ

В.Н.Коновов, М.В.Боховко, Л.Е.Казаков, Е.Д.Полетаев
(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Описано устройство для получения на электростатическом генераторе путем прерывания и группировки импульсов ионного тока в нано- и микросекундном диапазонах и широким интервалом частот повторения. Устройство предназначено для осуществления спектроскопии нейтронов по времени пролета как в бистрой, так и в резонансной областях.

The facility for pulsing of an ion beam electrostatic generator in nano- and microsecond ranges by chopping and klystron bunching is described. The system is intended for fast and resonance neutron spectroscopy.

В результате исследований, проводившихся в течение двух последних десятилетий, сложилась следующая традиционная схема построения систем для прерывания и группировки ионного тока на входе в ускоряющую трубку электростатических генераторов [1,2]. Пучок прерывается с помощью диафрагмы на входе в трубку и 2 пар отклоняющих пластин, на которые подается сдвинутое по фазе ВЧ-синусоидальное напряжение с частотой 2-5 МГц. Для сокращения длительности импульсов ионного тока при сохранении его средней величины используется группирователь клистронного типа, на который подается ВЧ-напряжение с частотой 15-20 МГц, сфазированное с отклоняющим. В такой схеме обычно используются задающий кварцевый генератор, система из делителей или умножителей частоты, регулируемых фазовращателей и усилителей мощности. Очевидным недостатком этой схемы является ее сложность, большая потребляемая мощность и невозможность получения простым способом оптимального режима для различных ионов. По условиям эксперимента во многих случаях требуется частота повторения нейтронных вспышек 1 МГц или менее. Это приводит к дальнейшему усложнению сис-

темы, т.к. приходится устанавливать дополнительные устройства для прерывания импульсов ионного тока. В условиях ограниченного энергоснабжения и места внутри высоковольтного кондуктора ЭГ, как правило, не удается использовать такую систему без значительной реконструкции всего ускорителя [1,2].

На ускорителе ЭГ-1 ФЭИ для получения импульсного режима с длительностью $8-20$ нсек используется система прерывания ионного пучка с помощью отклоняющего напряжения прямоугольной формы [3]. Эта система оказалась экономичной и позволяет в соответствии с требованиями эксперимента варьировать в широких пределах частоту и длительность нейтронных вспышек. Дальнейшее развитие этой системы по пути включения в нее группирователя клистронного типа позволило бы значительно расширить возможность применения импульсного режима ускорителя ЭГ-1 в ядерно-физических экспериментах. С этой целью была рассмотрена схема построения устройства прерывания и группировки, показанная на рис. 1. Кроме простоты эта схема отличается экономичностью, т.к. генератор ВЧ-группирующего напряжения может быть выполнен по схеме автогенератора с частичным включением высокодобротного контура, а остальные узлы являются импульсными и потребляют мощность только во время действия импульса.

Для того, чтобы сформулировать требования к параметрам устройств схемы (рис. 1), были проведены расчеты системы группировки и прерывания применительно к параметрам ускорителя ЭГ-1 ФЭИ. Расчеты проводились в кинематическом приближении. Были исследованы зависимость среднего коэффициента группировки и длительность импульсов тока на мишени ускорителя от величины амплитуды и частоты группирующего напряжения, а также требование к фазировке группирующего и отклоняющего напряжений. Две такие характеристики для длины группирующего электрода 6 см, энергии пучка ионов 28 кэВ и геометрических параметров ускорителя ЭГ-1 приведены на рис. 2 и 3. Результаты этих исследований показали, что для работы группирователя в оптимальных условиях достаточно обеспечить долговременную стабильность частоты и амплитуды группирующего напряжения в пределах, соответственно, $\pm 15\%$ и $\pm 5\%$, а для поддержания коэффициента группировки в пределах 90% от оптимального фазировка должна поддерживаться с точностью до 5 нсек. Для получения длительности импульсов ионного тока на

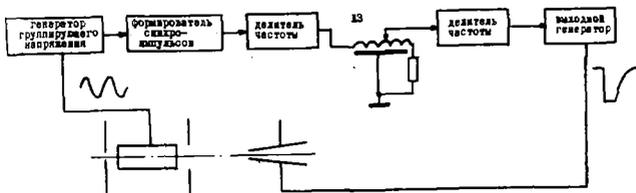


Рис. 1. Блок-схема устройства

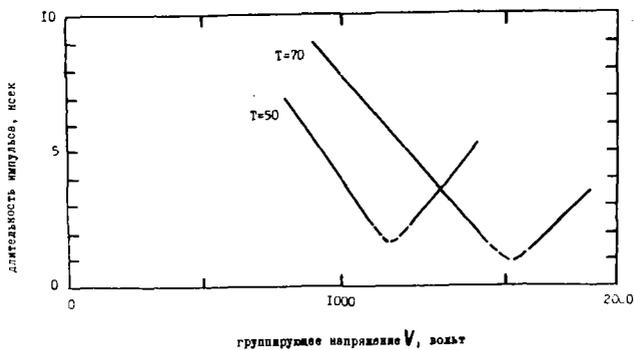


Рис. 2. Зависимость длительности импульсного монного тока на мишени от амплитуды группировочного напряжения

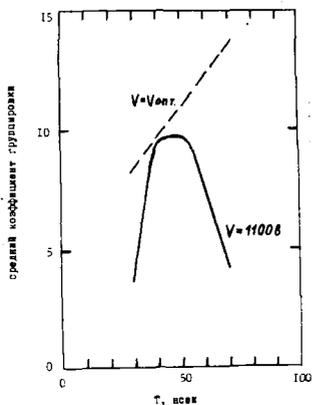


Рис. 3. Зависимость среднего коэффициента группировки от частоты при фиксированном и оптимальном значениях амплитуды группировочного напряжения

мишени 2 нсек. прерыватель должен пропускать в ускоряющую трубку стужку протонов и дейтонов соответственно с длительностью 25 и 33 нсек.

На основании схемы (рис. 1) было разработано устройство, в котором применяются автогенератор ВЧ-напряжения группировки и делители частоты на основе схемы блокинг-генератора. Выходной каскад генератора отклоняющего напряжения построен аналогично [3] по схеме усилителя-ограничителя с глубокой степенью насыщения. ВЧ-генератор позволяет получать синусоидальное напряжение с амплитудой до 5 кВ и частотой I6 и II МГц (режим группировки протонов и дейтонов). Импульсы отклоняющего напряжения имеют амплитуду 2 кВ или более, длительность от 30 нсек до нескольких микросекунд и частоту повторения от 1,1 МГц до нескольких килогерц. Была достигнута синхронизация выходного импульса отклоняющего напряжения относительно ВЧ-группирующего напряжения с точностью менее 0,5 нсек при возможности варьирования фазировки в пределах ± 25 нсек.

Устройство оказалось экономичным. Потребляемая мощность ВЧ-генератором при амплитуде группирующего напряжения 3,5 кВ, необходимой при энергии ускоренных протонов 4 МэВ, составляет 60 Вт. Полная потребляемая мощность системы отклонения и группировки для типичного режима работы спектрометра нейтронов по времени пролета ($f = 500$ кГц, $E_p = 2$ МэВ) составляет 150 Вт.

Кроме наносекундного режима, разработанное устройство позволяет также получать импульсы ионного тока на мишени с длительностью от 0,1 до нескольких мксек и частотой следования в килогерцовом диапазоне. Такой режим позволит осуществить спектрометризацию нейтронов в резонансной области и, в частности, использовать метод насыщенного резонанса для абсолютного измерения сечений радиационного захвата нейтронов.

Литература

1. Anderson J.H. et al. Nucl.Instr.Meht.1966,41,30.
2. Boak C.D. et al. Rev.Sci.Instr. 1964,35, No.6, 672.
3. Кононов В.Н., Метлев А.А., Полетаев Е.Д. и др. ИТЭ., 1973, № 2, 29.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

В.Б.Ануфриенко, Б.В.Девкин, Ю.С.Кумабухов, Л.А.Маталли,
О.А.Сальников, Л.А.Тимохин
(ФЭИ ИКАЭ СССР)

Рассмотрен спектрометр быстрых нейтронов, созданный на базе каскадного ускорителя для измерения спектров рассеянных нейтронов с начальной энергией 14 Мэв методом времени пролета. Применена модуляция пучка в виде псевдослучайной последовательности импульсов одновременно с клицотронной группировкой. Длительность нейтронного импульса с мишени—2,5нсек, длина примененного кода—15.

A time-of-flight pseudo-statistical spectrometer for scattering neutron measurements at incident energy of 14 MeV is described. A method of simultaneous bunching and pseudo-statistical chopping is used. The neutron pulse width is 2,5 nsec, the period of pseudo-statistical sequence—15.

ВВЕДЕНИЕ

Потребности в ядерных данных обеспечили развитие метода времени пролета, как одного из наиболее прямых методов измерения. Широкое распространение метод времени пролета получил, в частности, при спектрометрии быстрых нейтронов. В последние годы в связи с накоплением и выделением трансплутониевых элементов, а также других радиоактивных продуктов деления появилась возможность измерений констант для таких ядер. Отличительной особенностью экспериментов по измерению спектров быстрых нейтронов рассеянных, например, на ядрах Pu^{239} , Pu^{240} , Pu^{241} , является наличие значительного фона от γ -излучения образцов. Этот фон не связан с источником нейтронов и является некогерентным в методике времени пролета. Применение схем дискриминации от γ -лучей недостаточно эффективно при порогах регистрации нейтронов 0,15 Мэв. В случае спонтанно делящихся ядер в измерениях по времени пролета присутствует некогерентный фон нейтронов.

В ряде работ [1,2] показано, что применение корреляционного метода в спектрометрии быстрых нейтронов по времени пролета может дать существенный выигрыш в статистической точности в присутствии некогерентного фона.

В данной работе рассматривается корреляционный спектрометр, созданный на базе каскадного ускорителя. (рис.1). Спектрометр предназначен для измерения спектров и угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 14 Мэв методом времени пролета. В спектрометре используется одновременно с клистронной группировкой модуляция пучка ионов псевдослучайным сигналом. Разрешающая способность спектрометра определяется шириной сгруппированных импульсов, а последующая модуляция - псевдослучайным сигналом сохраняет ток ионов в импульсе и дает возможность уменьшить влияние некогерентного фона на статистическую точность.

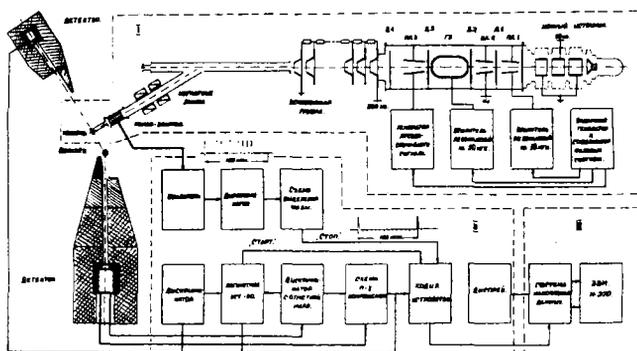


Рис.1. Блок-схема спектрометра: I—импульсный источник нейтронов; II—измерительная аппаратура; III—система накопления и обработки данных.

2. Импульсный источник нейтронов

Импульсный источник нейтронов [3] состоит из каскадного ускорителя с системой прерывания пучка и дейтериевой мишени. Для получения нейтронов с энергией 14 Мэв используется реакция $T(d,n)He^4$. Энергия дейтронов составляет 250кэв. Прерывание пучка ионов и группировка производится до ускорения по следующей схеме: сначала с помощью двух пар отклоняющих пластин и диафрагмы формируется периодическая последовательность

импульсов длительностью 20 нсек и периодом повторения 50 нсек, затем используется группирующий электрод для временного сжатия ионных импульсов на мишени ускорителя до 2,5 нсек, затем с помощью диафрагмы из периодической последовательности формируется псевдослучайная последовательность ионных импульсов с периодом 750нсек, которая соответствует циклическому коду 100110101111000. Имеется возможность оперативно переходить на обычный режим работы с периодом повторения сгруппированных нейтронных импульсов, кратным 50 нсек. Для получения ионов дейтерия используется высокочастотный ионный источник. Вытягивающее напряжение—2,5-3кв, напряжение фокусировки—30кв, диаметр пучка—1мм, генератор источника работает на частоте 120мгц.

Система прерывания пучка дейтонов состоит из следующих основных узлов: задающего кварцевого генератора синусоидального напряжения с частотой 10 мгц, системы стабилизации фазы, состоящей из фазовращателей, умножителей и делителей частоты, фазового детектора, генератора псевдослучайного сигнала, предварительных и выходных усилителей мощности, систем отклоняющих пластин, группирующего электрода, системы наблюдения параметров пучка ионов. Блок генератора псевдослучайного кода (ГПС) состоит из 4-каскадного сдвигающего регистра, сумматора по модулю два, устройства установки периода повторения в периодическом режиме, устройства защиты от сброса ГПС в нулевое состояние. Так как ГПС работает при высоком уровне высокочастотных наводок, в устройстве приняты дополнительные меры по экранировке узлов схемы. На мишени ускорителя были получены следующие параметры ионных импульсов: ток в импульсе 2ма, длительность импульса 2,5 нсек.

3. Измерительная и регистрирующая аппаратура

Спектры первичных и рассеянных нейтронов измеряются в виде распределений времени между моментами отсчетов детекторов 1 и 2 (импульсы "старт") и определенной фазой псевдослучайной последовательности импульсов дейтонов (импульсы "стоп"). Измерение распределений этих интервалов проводится одним 1024-канальным кодирующим устройством с шириной канала 1 нсек.

Канал импульсов "старт" состоит из двух спинтлляцияонных детекторов на основе кристаллов стибьена и ФЭУ-30. Сигналы с детекторов после соответствующего формирования поступают на вход логического устройства, которое наряду с импульсами "старт"

вырабатывает сигнал признака детектора. Этот сигнал используется для управления регистрацией распределений отсчетов детекторов 1 и 2 в разные участки памяти системы накопления данных. Формирование сигналов с детектора 1 производится дискриминатором с порогом по нейтронам около 10 Мэв, а с детектора 2 – дискриминатором с отметкой нуля и порогом по нейтронам около 100 кэв. В детекторе 2 используется схема $n-\gamma$ -компенсации.

Измерительная аппаратура включена в систему сбора и обработки данных коллективного пользования, позволяющую проводить обработку данных эксперимента без промежуточного вывода информации.

С целью проверки работы спектрометра были проведены измерения его параметров, а также измерения спектров вторичных нейтронов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией 14 Мэв с ядрами Pu^{239} . На рис. 2 представлены эффективность и линейность спектрометра. Интегральная и дифференциальная нелинейности составляют 0,5 и $\pm 1\%$ соответственно.

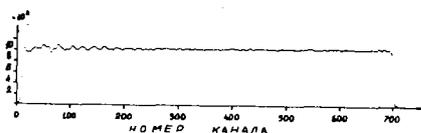
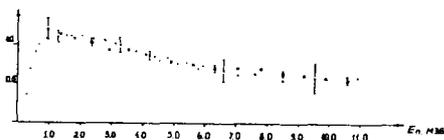


Рис. 2. Эффективность и линейность спектрометра



На рис. 3 представлены распределения нейтронов, зарегистрированные двумя детекторами: А – распределение импульсов первичных нейтронов в соответствии с заданным кодом; Б – первичное распределение вторичных нейтронов (фон вычтен); В – временной спектр вторичных нейтронов.

Вычисление временного спектра в простейшем случае сводится к пересчету зарегистрированного распределения отсчетов детектора на число каналов, кратное числу разрядов циклического кода, и к операции свертки [4] .

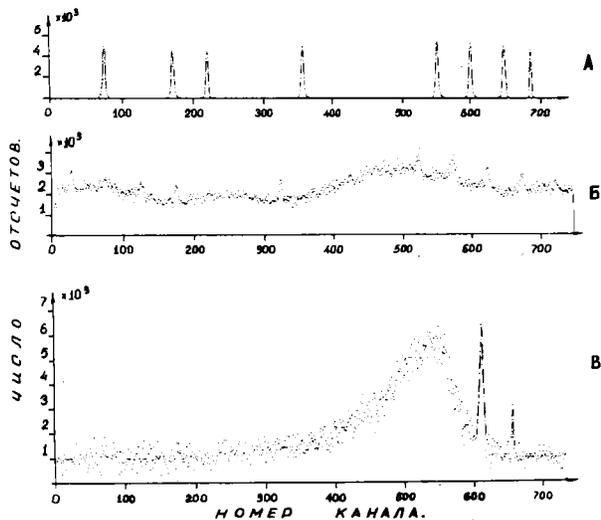


Рис.3. Распределение отсчетов детекторов и вычисленный временной спектр.

ЛИТЕРАТУРА

1. Могильнер А.И. и др. ПТЭ, 1966, № 2, с.22.
2. Золотухин В.Г. и др. Атомная энергия, 1966, № 20, с.422.
3. Ануфриенко В.Б. и др. Труды Физико-энергетического института, Москва, Атомиздат, 1974.
4. Маталин Л.А. и др. Электронные методы ядерной физики. Москва, Атомиздат, 1973.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
МАЛОГАБАРИТНОГО ЛАЗЕРНОГО ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ

Д.Ф.Беспалов, Ю.А.Быковский, К.И.Козловский,
Ю.П.Козырев, Е.В.Рябов, А.С.Цыбин, А.Е.Шиканов
(МИФИ, ВНИИ ядерной геофизики и геохимии)

Сообщается о результатах экспериментов на откачиваемом макете импульсного генератора нейтронов с лазерным источником дейтронов. При ускоряющем напряжении 150 кВ на реакции (D, D) получен выход $\sim 10^6$ н/имп. Промоделированы условия работы отпаянной малогабаритной нейтронной трубки. Приводятся оценки срока службы лазерных мишеней и нейтронного выхода.

The experimental results are reported to have been carried out on the pumped model of the laser neutron generator. There was obtained the neutron yield reaching $\sim 10^6$ n/pulse with the accelerating field approximately 150 kV and (D, D)-reaction. The operation conditions of the small size sealed laser neutron tube were simulated. The life time evaluation of laser targets and a neutron yield is presented.

Предлагаемая работа является продолжением разработки и исследования эффективного генератора нейтронов с лазерным источником ионов, о первых экспериментах с которым сообщалось ранее /1,2/. Особый интерес представляет использование такого генератора для целей ядерной геофизики.

Основное направление настоящих исследований - повышение выхода лазерного генератора нейтронов (ЛГН), а также выяснение причин, влияющих на выход, стабильность работы и срок службы (без вскрытия вакуумной камеры) такого генератора. Эксперименты проводились на усовершенствованном макете ЛГН с непрерывной откачкой. Блок-схема установки аналогична указанной в /2/, но основные ее элементы были существенно оптимизированы. В работе использовался лазер типа ЛТИ-5 на гранате ($\lambda = 1,06$ мкм), мак-

симальная мощность излучения которого составляла 4 Мвт и который мог работать как в режиме одиночных импульсов, так и в частотном режиме. Цилиндрическая вакуумная камера, в которой размещались ускоряющая система электродов, лазерная и ионная мишени, непрерывно откачивалась электроразрядным насосом до $\sim 10^{-7}$ тор при отсутствии излучения. Схематический разрез камеры показан на рис. 1. Как показали эксперименты, весьма удачной оказалась цилиндрическая аксиальная система электродов 2 и 4. Излучение лазера вводилось вдоль оси камеры 1 и фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 130 мм на дейтеросодержащую мишень 5, расположенную внутри высоковольтного электрода 4. Вытягивание ионов происходило с боковой поверхности плазменного

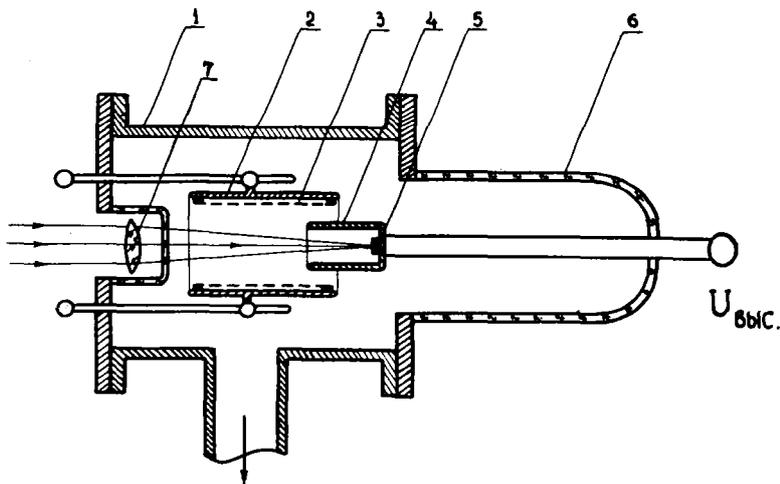


Рис. 1. Схематический разрез камеры ЛПН:

1 - металлический корпус камеры; 2 - электрод с нейтронной мишенью; 3 - сетчатый заземленный электрод; 4 - высоковольтный электрод; 5 - лазерная мишень; 6 - стеклянный высоковольтный ввод; 7 - линза, фокусирующая лазерное излучение

случка, при этом уменьшалась вероятность возникновения пробойных процессов. Нейтронная мишень из TiD , бомбардируемая ускоренными дейтонами, была нанесена на внутреннюю поверхность электрода 2, а сетчатый электрод 3 предотвращал вторичную электронную эмиссию с нейтронной мишени. В наших экспериментах электрод 3 заземлялся, а электрод 2 подсоединялся к нему через сопротивление смещения. Ускоряющее напряжение создавалось источником на базе импульсного трансформатора, с помощью которого можно было получать импульсы амплитудой до 150 кВ при токе до 15 А и длительности ~ 2 мкс. Требуемая синхронизация ускоряющего импульса и импульса тока дейтонов осуществлялась с помощью двух блоков задержки. В качестве лазерных мишеней использовались плоские мишени из LiD и $TiD_{1,2}$, т.е. для получения нейтронов использовалась реакция $D(d,n)He^3$. Нейтроны регистрировались методом замедления до тепловых скоростей с последующей регистрацией борным счетчиком и активацией серебряной фольги.

Результаты измерения зависимости выхода нейтронов от ускоряющего напряжения и от степени фокусировки лазерного излучения на мишень представлены на рис. 2 и 3. Максимальная плотность мощности излучения составляла $2 \cdot 10^9$ Вт/см² (при минимальной площади пятна фокусировки $S_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ см²).

Результаты, приведенные на рис. 3, показывают, что для разных по химическому составу мишеней существует оптимальная площадь пятна фокусировки S , соответствующая максимальному нейтронному выходу. Зависимости нейтронного выхода от ускоряющего напряжения (рис. 2), снятые при оптимальном S , показывают, что средний выход при использовании LiD -мишени несколько выше выхода, получаемого с $TiD_{1,2}$ -мишенью. Максимальный выход нейтронов, зарегистрированный с лазерной LiD -мишенью, составил $\sim 10^6$ н/имп. Максимальный ток всех ускоренных ионов в этом случае был равен ~ 4 А.

Следует отметить, что на выход нейтронов и стабильность работы ЛН заметным образом влияло взаимное расположение электродов 2 и 4, глубина размещения мишени 5 в электроде 4, а также величина напряжения смещения между сеткой 3 и электродом 2 (см. рис. 1).

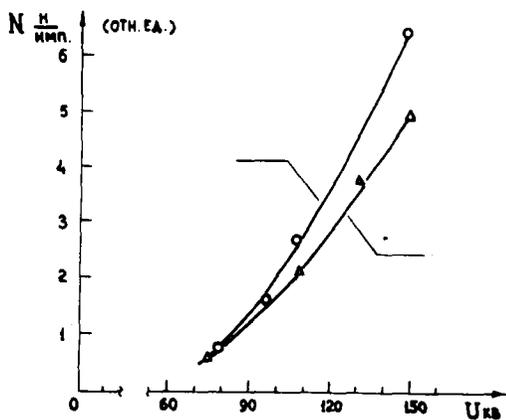


Рис. 2. Зависимость нейтронного выхода от величины ускоряющего напряжения.
(\circ - мишень LiD , Δ - мишень TiD_{12})

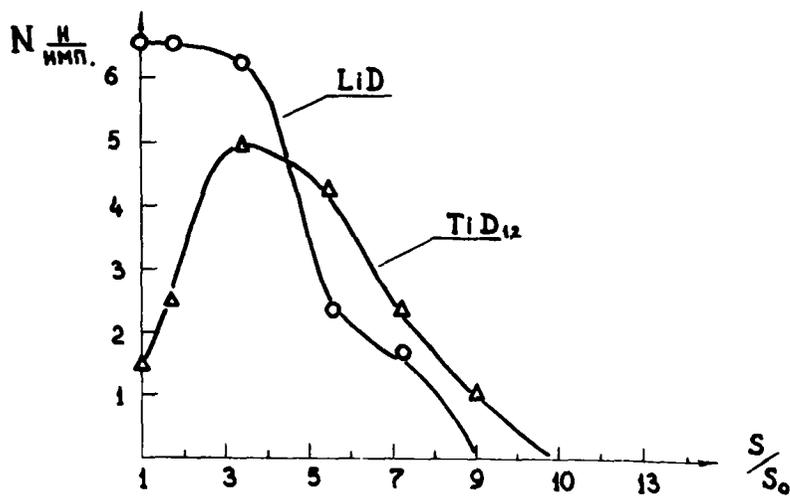


Рис. 3. Зависимость нейтронного выхода от площади пятна фокусировки излучения.
(\circ - мишень LiD , Δ - мишень TiD_{12})

Режим работы установки и используемые в ней отдельные элементы позволили в определенной мере промоделировать работу отпаянной малогабаритной нейтронной трубки с лазерным источником дейтронов. В первую очередь это относится к параметрам лазерной системы, к вводу и фокусировке излучения на лазерную мишень, к размерам, форме и взаимному расположению ускоряющих электродов, а также к лазерным мишеням и мишени, излучающей нейтроны. Кроме того, размещение в камере вдоль высоковольтного ввода кольцевых промышленных газопоглотителей позволяет судить об эффективности восстановления ими рабочего вакуума в такой трубке без внешней откачки. Один из основных параметров нейтронной трубки — срок ее службы. Он определяется в основном возможностями ионного источника. Специальные эксперименты, проведенные с ЛГН, а также измерения образующихся на лазерной мишени из TiD кратеров позволили оценить срок службы такой мишени при вышеуказанных параметрах излучения. Испаряемая масса составила $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ г/имп, а число импульсов излучения в одну точку мишени при неизменном среднем выходе нейтронов составило $\sim 10^4$ имп. Сравнительно несложное сканирование излучения по мишени при частоте генерации 25 Гц позволит работать не менее 10 час. непрерывно.

Полученные результаты указывают на реальность создания эффективного ЛГН, поскольку переход на реакцию $T(d, n) He^4$ и использование частотного режима уже на данном этапе позволяют получить выход $\sim 10^9 + 10^{10}$ н/с.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О.Б.Ананьин, Д.Ф.Беспалов, Ю.А.Быковский, Ю.П.Козырев, А.С.Цыбин, А.Е.Шиканов. Тр. ВНИИЯТ, вып. 23, стр. 33-40, М., ОНТИ ВНИИЯТ, 1975.
2. О.Б.Ананьин, Ю.А.Быковский, Ю.П.Козырев, А.С.Цыбин. "Нейтронная физика" (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтр. физике, Киев, 9-13 июня 1975), часть 6, стр. 161-165, М., 1976.

МОДУЛЯЦИЯ ДЕЙТОННОГО ПУЧКА НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

А.Г.Белов, Ю.П.Гангровский, Н.Ганбаатар,
Б.Дажсүрэн, Н.Содном, Ж.Сэрээтэр

(Объединенный институт ядерных исследований,
Монгольский государственный университет)

Описывается установка для получения импульсного пучка нейтронов на нейтронном генераторе Монгольского государственного университета. Принцип действия установки основан на отклонении дейтронного пучка электростатическим полем. Предусмотрена возможность регулировки длительности и частоты нейтронных импульсов в широких пределах.

An electrostatic deflection beam system for pulsing the neutron beam of the neutron generator in operation at Mongolia State University is described. The neutron pulse duration and repetition rate can be varied within a wide range.

Использование импульсного режима работы ускорителя совместно с временной селекцией регистрируемых событий позволяет существенно расширить круг задач, решаемых с его помощью. Возможности ускорителя, работающего в импульсном режиме, при решении физических задач будут определяться в первую очередь параметрами импульсов ускоренных частиц и быстродействием применяемой регистрирующей аппаратуры.

В настоящее время известно много способов получения импульсного потока ускоряемых частиц, отличающихся принципом работы, сложностью выполнения, конечными параметрами полученного импульсного потока^{/1/}.

Одним из простых и наиболее часто используемых методов получения импульсного потока на электростатических ускорителях (в частности, на нейтронных генераторах) является метод прерывания постоянного ионного пучка. Система прерывания состоит из пары отклоняющих пластин и диафрагм, стоящих перед пластинами и после них на некотором расстоянии. На пластины может подаваться пере-

менное синусоидальное или же импульсное напряжение необходимой формы.

Следует сказать, что оба способа получения импульсного потока имеют общий недостаток - потерю значительной части ускоряемых ионов.

В настоящей работе исследуется схема прерывания дейтронного пучка на генераторе нейтронов. Схема отклонения пучка импульсным напряжением описана в работах /2,3/ (рис.1).

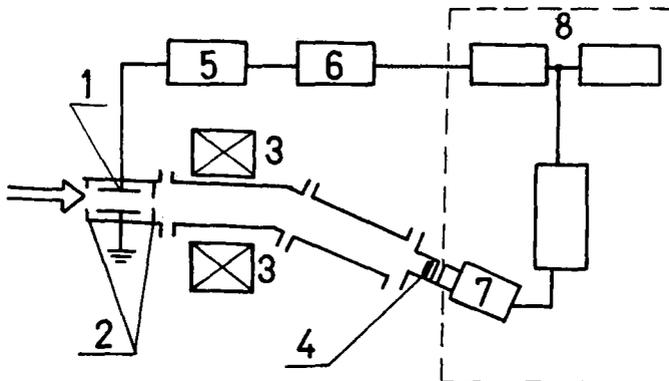


Рис.1. Схема модуляции дейтронного пучка:
1-отклоняющая пластина; 2-диафрагма; 3-поворотный магнит;
4-тритиевая мишень; 5-модулятор; 6-задающий генератор; 7-
ФЭУ-13; 8-регистрирующая аппаратура.

Высоковольтные импульсные напряжения формируются модулятором, состоящим из зарядного и разрядного блока.

Проверка работоспособности модулятора производилась на генераторе нейтронов Монгольского госуниверситета.

Расстояние между отклоняющими пластинами подбиралось равным 18 мм (размер пластины 18 x 4,5 см).

Для того чтобы дейтронный пучок не попадал на пластины, перед ним поставлена диафрагма прямоугольной формы с шириной окна 14 мм. Кроме того, для уменьшения влияния рассеянных от стенки трубки нейтронов после пластины на расстоянии 70 см установлена диафрагма с диаметром 16 мм.

Дейтронный пучок формировался на центр калибровочной камеры из кварца и имел размер 4 – 5 мм.

Снимались следующие характеристики модулятора:

1. Отношение числа нейтронов в импульсе к числу нейтронов между импульсами N_u/N_n в зависимости от величины отклоняющего напряжения.
2. Спад заднего фронта нейтронного импульса.
3. Зависимость отношения N_u/N_n от величины ускоряющего напряжения и фокусировки дейтронного пучка.

Микросекундный импульсный режим генератора нейтронов исследовался с помощью блока временного преобразователя БВП – БА анализатора импульсов АИ-4096.

Нейтронный датчик представлял собой спрессованную таблетку типа Б-2 с ФЭУ-13 (рис.2).

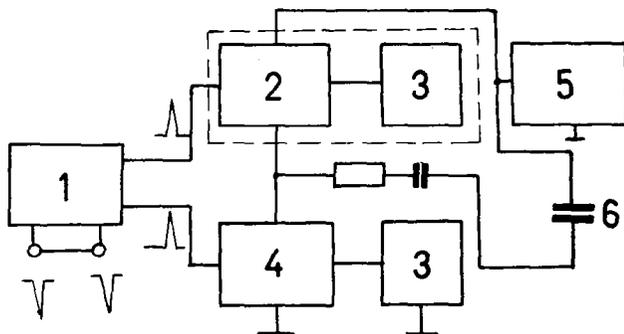


Рис.2. Блок-схема модулятора:

1-задающий генератор; 2-зарядный блок; 3-блок питания; 4-разрядный блок; 5-высоковольтный выпрямитель; 6-отклоняющая пластина

Временной анализатор запускался импульсами от задающего генератора. Минимальная ширина канала временного преобразователя равна 0,25 мксек. Число каналов менялось от 64 до 256

Отношение N_u/N_n снималось в зависимости от отклоняющего напряжения в пределах от 500 до 1000 в.

Найдено, что оптимальное отклоняющее напряжение равно 900 в. Глубина модуляции, т.е. отношение $\frac{N_u}{N_n}$ имеет значение $5 \cdot 10^3$.

Близость мишени от бетонной защиты (0,5 м) создает большой фон рассеянных нейтронов, что не позволяет улучшить отношение в случае нейтронного детектора. Можно предположить, что при использовании осколочного детектора фон существенно снизится.

Оказывается, что отношение $\frac{N_u}{N_n}$ почти не зависит от величины ускоряющего напряжения и размера пучка при отклоняющем напряжении > 600 в.

Спад заднего фронта нейтронного импульса снимался в диапазоне длительности импульсов от 10 до 600 мксек (рис.3).

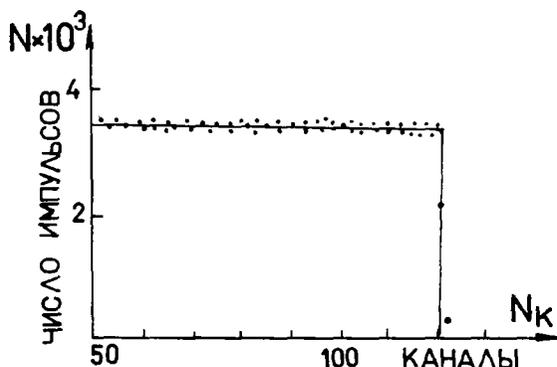


Рис.3. Форма импульса нейтронного пучка $\tau_c < 0,2$ мкс /

Литература.

1. В.Г.Бровченко, П.Е.Воротников, Ю.Д.Молчанов. Электронные устройства на электростатических ускорителях. Москва. Атомиздат. 1968.
2. Д.Ваин. Приборы для научных исследований. № 6, 133, 1961.
3. А.Г.Белов, Н.Ганбаатар, Б.Далхсурэн, Ж.Сэрээтэр, Д.Шагжамба. Ученые записки Монгольского госуниверситета. № 2, 52, 1975.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДА СОПУТСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ И МЕХАНИЧЕСКОГО КОЛЛИМИРОВАНИЯ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С 14-МэВ НЕЙТРОНАМИ

А.П.Дегтярев, Ю.Е.Козырь, В.В.Кравцов, Г.А.Прокопец

(Киевский госуниверситет)

Произведено сравнение возможностей методики "механического" коллимирования нейтронов и временной привязки по сопутствующим α -частицам в экспериментах по изучению сечений реакций $(n, \alpha \gamma)$.

The comparison of mechanical neutron beam collimating and with associated particle timing method is fulfilled from viewpoint of the measurements $(n, \alpha \gamma)$ cross section

Измерение спектров γ -лучей при взаимодействии быстрых нейтронов с атомными ядрами с точки зрения оптимизации эксперимента является многопараметрической задачей. Она разрешима прежде всего при рациональном использовании комплексов физической аппаратуры.

Стремясь к получению надежных данных в измерениях, необходимо: 1/ максимально выделять эффект; 2/ снижать фон; 3/ сокращать время проведения измерений. Рассмотрению упомянутых вопросов и посвящается настоящая работа.

Устройство 1,5-метрового коллиматора нейтронов показано на рис.1. В такой геометрии германиевый детектор 9 расположен в условиях надежной защиты от прямого потока Т-П-нейтронов. На детектор попадают только рассеянные на образце 8 нейтроны и нейтроны, рассеиваемые выходной горловиной коллиматора. Прямой поток нейтронов сквозь защиту ослабляется приблизительно в 10^4 раз, что обеспечивает достаточно низкий уровень нейтронного фона в районе детектора.

Дополнительно 6Li детектор находится в поле естественно-го и индуцированного нейтронами γ -фона.

Даже высокое энергетическое разрешение германиевых детекторов во многих случаях не позволяет выделить вклад фонового излучения в итоговый спектр. К спектру "мгновенных"

γ -лучей под пучком нейтронов обычно добавляется γ - спектр из радиоактивного распада ядер - продуктов реакций / п,п /,

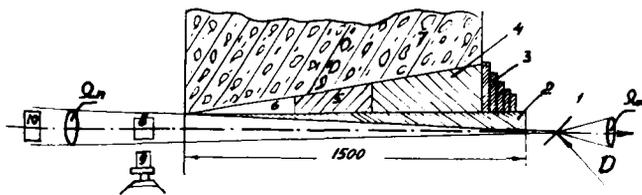


Рис.1. Схема установки: 1-мишень; 2-свинцовая труба; 3-6 - детали коллиматора; 7- бетон; 8- образец; 9- детектор; 10- стильбеновый счетчик.

/п,р/, /п, α / и др. В частности, при оценке сечений выхода γ -квантов в реакции /п,п/ возникает задача определения вклада в γ -спектр интенсивности γ -квантов из распада на уровне исходного ядра атомов, образовавшихся по каналу /п,р/ реакции в процессе эксперимента.

Такой вклад всегда ощутим, если период полураспада ядра-продукта /п,р/ реакции меньше или сравним с длительностью измерений. Одним из вариантов получения чистого спектра мгновенных γ -лучей является проведение эксперимента в режиме /п, γ / совпадений. На рис.1 представлена схема установки, позволяющей фиксировать нейтронный поток в направлении коллиматора путем регистрации сопутствующих нейтронам α -частиц в телесном угле $\Omega_\alpha > \Omega_n$. Разрешающее время системы, состоящей из германиевого датчика объемом 50 см³ в γ -канале и кремниевого поверхностно-барьерного счетчика 11 см² в α -канале, характеризует кривая мгновенных α - γ -совпадений /рис.2/. Особенностью такой системы является то, что величина временного разрешения связана с энергетическим порогом в γ -канале /кривые 1 и 2/. Снижение порога регистрации по γ -каналу приводит к большему времени разрешения и, как следствие, к большому числу ложных совпадений.

Другой особенностью, связанной с отбором α - γ -совпадений, является некоторая деформация кривой эффективности регистрации γ -квантов в области больших энергий /рис.3/, что объясняется конкретными свойствами $Ge(\text{Li})$ -детектора.

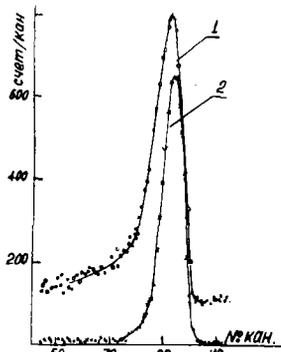


Рис. 2. Спектр быстрых совпадений: 1-порог $E = 60$ кэВ; 2-260 кэВ; цена канала 2,2 нсек

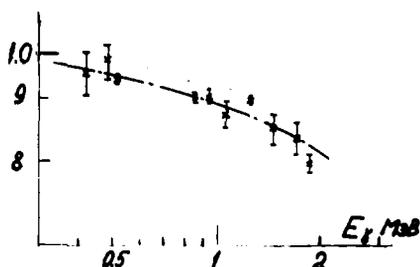


Рис. 3. Относительная эффективность регистрации γ -квантов

Подавление фонового излучения показано на рис. 4, где представлен участок γ -спектра для железа, снятый в режиме α - γ совпадениями - кривая 2, и без таковых - 1.

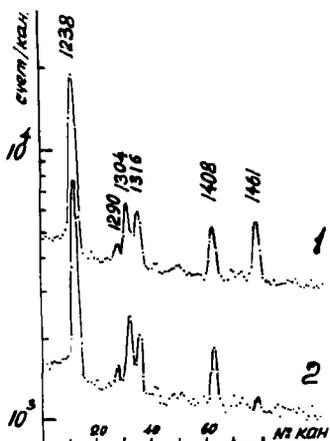


Рис. 4. Участок γ -спектра железа; нижний спектр снят в режиме α - γ совпадений.

γ -линия 1461 кэВ ^{40}K на нижнем спектре подавлена более чем в 25 раз. Величина 4% является верхней границей фона слу-

чайных совпадений в измерениях, представленных спектром 2 на рис. 4. Подавление других γ - линий практически не наблюдается, поскольку они представляют собой распад состояний с временем жизни, меньшим чем время разрешения схемы α - γ совпадений /рис.2/.

Контроль за возможным уходом пучка выделенного нейтронного потока за пределы коллимирующего отверстия осуществляется стильбеновым счетчиком нейтронов IO, расположенным по оси коллиматора на удалении ~ 7 м от источника нейтронов и включенным в совпадения с α - каналом /рис.1/. Интегральный счет от этого счетчика служит вспомогательным монитором числа нейтронов, а постоянно и величина отношения числа α - п-совпадений к числу показаний нейтронного счетчика служит характеристикой эффективности выделения нейтронов всей системой. Указанное отношение в рабочем режиме составляет величину $Q \gg 0,6$.

Периодически счетчик IO используется для тщательной проверки всей системы после смены мишени или α - счетчика и получения удовлетворительной коллимационной кривой / рис.5 /.

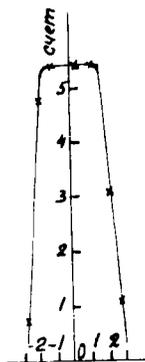


Рис.5. Коллимационная кривая: по осям относительно единицы .

Контроль за положением потока нейтронов в пространстве крайне важен для устранения неопределенности в величине нейтронного потока на образец и строгого учета коэффициента самопоглощения γ - квантов.

Таким образом, проведенные измерения и анализ их показывают, что включение α - γ совпадений: 1/ существенно подавляет фоновое γ -излучение из распада радиоактивных ядер; 2/ позволяет проводить измерения фона путем снятия спектра ложных совпадений. С другой стороны, нежелательными являются следующие моменты: 1/ понижение общей эффективности системы и, как следствие, ухудшение статистики отсчетов на единицу нейтронного потока; 2/ искажение эффективности регистрации γ -квантов как в области малых, так и в области больших энергий.

ТОНКАЯ ГАЗОВАЯ МИШЕНЬ ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.М.Морозов, Д.Г.Зубов, Н.И.Карпов, Н.С.Лебедева

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Описывается газовая мишень со свободными осколками для генерации пучков нейтронов с энергией от 1 до 5 МэВ при энергетическом разбросе 1-5 кэВ, пригодная для работы с большими токами ускоренных ионов. Откачка рабочего вещества мишени осуществляется путем вымораживания жидким азотом. Приведены результаты измерений на углероде с $E_n = 2060 \pm 2090$ кэВ и $E = 2$ кэВ.

Here is described the gas target with open windows intended to produce the neutron beams with the energy spread of 1-5 keV over the energy range 1 to 5 MeV. It is designed to work with heavy currents of accelerated ions. The working medium of target is evacuating by freezing with liquid nitrogen. The data of ^{13}C measurements on carbon are shown for $E_n = 2060 \pm 2090$ keV and $E = 2$ keV.

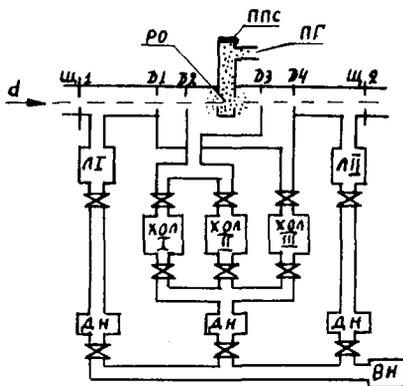
Успех в изучении взаимодействия нейтронов с ядрами существенно зависит от предельно достижимых энергетических разрешений. Так называемые "белые пучки" [1,2], обладая сравнительно большой интенсивностью, в сочетании с методикой времени пролета позволяют производить измерения полных сечений с наилучшим в настоящее время разрешением. Однако для измерения, например, угловых распределений рассеянных нейтронов с таким же разрешением они практически уже не пригодны - необходимы пучки с реально малым энергетическим разбросом.

В связи с задачей измерения угловых распределений упругорассеянных нейтронов с разрешением, лучшим, чем естественная ширина резонанса [3], создана хорошо воспроизводимая и контролируемая газовая мишень, позволяющая создавать пучки нейтронов в интервале энергий от 1 до 5 МэВ с энергетическим разбросом от 1 до 5 кэВ, который определяется как потерей энергии пучка в мишени, так и зависимостью энергии нейтронов от угла вылета из реакции и используемыми в эксперименте телесными углами. Очевидно, что газовая мишень при таких требованиях уже не может

содержать фольг, отделяющих газовой объем от тракта пучка из ускорителя, поэтому необходима система быстродающей дифференциальной откачки рабочего вещества мишени. Удовлетворительный компромисс достигнут использованием в качестве рабочего вещества паров бензола - реакция $^{12}C(d,n)$ - и тяжелой воды - реакция $^{16}O(d,n)$, быстрая откачка которых осуществляется вымораживанием жидким азотом. При этом высоковакуумная откачка, позволяющая непосредственно присоединить мишень к электростатическому ускорителю без практического влияния на его вакуум, легко обеспечивается небольшими диффузионными насосами (ЦВД - 100) и форвакуумным насосом ВН-461.

Схема газовой мишени приведена на рис. 1. Рабочий объем мишени создается тонкостенной трубкой с внутренним диаметром 9 мм, в которой прорезаны окна размером 3 x 5 мм для пропускания пучка ускоренных дейтронов. В трубку подается пары рабочего вещества, свободно вытекающие через окна. Величина давления паров в мишени контролируется манометром, а постоянство этой величины обеспечивается термостатированием бачка с рабочим веществом. Регулировка подачи паров из бачка осуществляется дросселирующим вентиляем.

Рис. 1. Схема газовой мишени:



d - пучок ускоренных дейтронов; Щ1 и Щ2 - щупы для слежения за прохождением пучка; РО - рабочий объем мишени; Д2 и Д3 - диафрагмы, отделяющие первую и вторую ступени откачки; Д1 и Д4 - диафрагмы, отделяющие вторую и третью ступени откачки; хол. I и хол. II - холодильники первой ступени откачки; хол. III - холодильник второй ступени откачки; Д1 и Д2 - доушки-холодильники третьей ступени откачки; ДН - диффузионные насосы; ВН - форвакуумный насос; ПМС - полупроводниковый счетчик-монитор; ПГ - подача газа; Х - вакуумные вентили

Для откачки рабочего вещества используются три ступени, отдаленные друг от друга системой диафрагм, пропускающих рабочий пучок дейтронов. Мишень работает по замкнутому циклу с сохранением рабочего вещества в холодильниках. Внутренняя рабочая поверхность холодильников сделана весьма развитой и позволяет выморозить более 5 л бензола или воды. Наибольшую нагрузку несет первая ступень откачки, поэтому в ней предусмотрено два холодильника. По мере заполнения одного возможен переход на работу с другим без выключения установки. После отогревания холодильника рабочее вещество перемещается из холодильника в бачок для дальнейшей работы.

Максимальная достижимая толщина мишени определяется производительностью системы откачки. Расчетная величина максимального давления составляет 5 мм рт.ст., но, по-видимому, возможно использование и большего давления, так как количество, например, бензола, вымораживаемого ловушками третьей ступени, ничтожно при работе с максимальным расчетным давлением. Время работы установки с максимальным расчетным давлением на один холодильник первой ступени откачки составляет 12 час.

Пучок ускоренных дейтронов от электростатического ускорителя (до 100 мкА) фокусируется квадрупольными магнитными линзами и ограничивается с помощью диафрагмы Д1 так, чтобы исключить попадание пучка на диафрагмы Д2 и Д3 и стенки рабочего объема мишени. Контроль за прохождением пучка осуществляется по токам, падающим на диафрагмы Д1 и Д4, на системы щупов Ш1 и Ш2 и коллектор ионного тока, отнесенный от рабочего объема мишени на несколько метров.

Большое внимание было уделено борьбе с фоном, так как на всех поверхностях, которых касается дейтронный пучок, практически неизбежна генерация нейтронов на углероде из пленки масла от диффузионных насосов и на "набитых" дейтонах: например, образование интенсивного источника D - D нейтронов исключается использованием самокалящегося коллектора ионов, диафрагмы же Д1 и Д2 периодически заменяются. Кроме того, для выделения пучка нейтронов из мишени избрана система коллимации полезного нейтронного пучка, исключая прямую видимость паразитных источников нейтронов детекторами (по этим и ряду других соображений было решено использовать нейтроны, испускаемые в реакциях под углом 30° лабораторной системы).

При работе установки с бензолом под действием пучка из бензола образуются более тяжелые углеводороды, выпадающие в виде твердого осадка на стенки вакуумных камер установки и края окон мишенной трубки. Пучок, попадая на эти продукты химических реакций, либо "сдувает" их, либо ожигает до чистого углерода, остающегося на облучаемой поверхности. Существенно, что "нагар" на окнах мишенной трубки рано или поздно достигает области рабочего объема мишени и становится источником фоновых нейтронов, видимым через коллиматор полезного пучка. В связи с этим для очистки краев окон мишенной трубки на установке смонтирован металлический "ерш", позволяющий периодически очищать их от возникающего нагара без нарушения вакуума в установке. Эта процедура повторяется через час-полтора (без подобной очистки мишень при работе с бензолом заостряется через 5-6 часов).

Наличие паразитных источников фона осложняет мониторингование полезного нейтронного потока, так как для чувствительного к нейтронам монитора приходится создавать систему коллимации, аналогичную используемой для полезного нейтронного пучка. В ряде случаев значительно удобнее мониторингование по заряженным частицам из сопутствующих реакций при одновременном контроле распределения фоновых потоков вокруг мишени борными счетчиками нейтронов.

Выход нейтронов в соответствии с известными данными сечениями при энергии пучка дейтронов 2 МэВ для лабораторного угла 30° примерно одинаков в обеих реакциях и достигает величины $3,3 \cdot 10^4$ частиц/сек.стерад на 1 мкА тока дейтронов при толщине мишени 1 кэВ.

Установка длительное время эксплуатировалась при полезном токе 60 мкА при использовании от 85 до 95% тока ионов ускорителя. Для иллюстрации работы установки на рис. 2 приведены результаты измерений σ_t для углерода при энергетическом разбросе пучка 2 кэВ в области энергий нейтронов от 2060 до 2090 кэВ. Согласно существующим представлениям естественная ширина этого пика на полувысоте составляет 6 кэВ при значении сечения в максимуме, равном 6 барн [4].

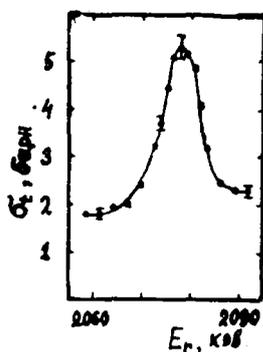


Рис. 2.

Результаты измерений σ_T на углеводе при энергетическом разбросе пучка 2 кэВ.

Литература

1. Korsch D., Cierjacks S., Kriemle O.J. КРК-1199, 1970.
2. Carlson A., Carbone R. Nucl. Sci. and Eng. 1970, 42, 28.
3. Морозов В.М., Зубов Д.Г., Лебедева Н.С. "Нейтронная физика". (Материалы 3-ей всесоюзной конференции. Киев, 1975 г.). 1976, Москва, с. 145.
4. ENDF VIУ(1974), файл стандартных сечений.

УТЕЧКА НЕЙТРОНОВ ИЗ МАРГАНЦЕВОЙ ВАННЫ
ОТ ИЗОТРОПНОГО И НАПРАВЛЕННОГО ИСТОЧНИКОВ

Е.А.Лагров, Ю.А.Немидов, А.В.Платонов,
В.И.Фоминих

(ИИ ГКАЗ СССР)

Измерены распределения нейтронов в воде и растворе $MnSO_4$ от источников с энергией 25 и 230 кэВ. Определены длины релаксации для нейтронов от этих источников. Рассчитана утечка нейтронов из сферической марганцевой ванны от изотропного и направленного источников.

The distribution of neutrons, emitted by sources with energies of 25 and 230 keV were measured in water and $MnSO_4$ solution. Relaxation lengths for neutrons from these sources were determined. Leakage of neutrons from spherical manganese bath was calculated for isotropic and directed sources.

Техника марганцевой ванны является, повидимому, самой надежной и точной при калибровке нейтронных источников на основе радиоактивных изотопов. Здесь обеспечивается точность измерений до 0,5 %. В последнее время эта методика была успешно применена при измерении нейтронных потоков на ускорителе с точностью 1,8% [1].

В случае применения марганцевой ванны только в диапазоне промежуточных нейтронов появляется возможность существенно сократить её размер. Это повышает чувствительность марганцевой ванны и благоприятствует работе со слабыми источниками. Нами была поставлена задача оптимизации размеров марганцевой ванны для потоков промежуточных нейтронов от направленного и изотропного источников.

Пучок ускоренных на электростатическом генераторе протонов падал на литиевую мишень. Нейтроны детектировались под углом 135° к пучку протонов. Использовались нейтроны с энергией 25 и 280 кэВ. Ширина энергетического распределения нейтронов составляла 10 и 24 кэВ соответственно. Литиевая мишень окружена сплошной защитой толщиной 27 см. из насыщенного раствора тетраборнокислого

натрия и борной кислоты. Формирование пучка нейтронов осуществлялось коллиматором из обожженного полиэтилена. Нейтронный поток, проходящий через коллиматор, мониторировался счетчиком СМ - 13, расположенном в другом, аналогичном по конструкции, симметричном коллиматоре. Распределение медленных нейтронов исследовалось борным счетчиком СМ - 13, погруженным в ванну (рис. 1а). Счетчик перемещался вдоль оси пучка нейтронов.

На рисунках 1б и 2 представлены распределения медленных нейтронов в воде (кривые I) и в 30% растворе сернокислого марганца (кривые II) при начальных энергиях нейтронов 25 кэВ (рис. 1б) и 230 кэВ (рис. 2). Полученная длина релаксации приводится в таблице 1. Здесь же представлены данные работ [2,3], полученные при использовании фотонейтронных источников с энергией $E_n = 194$ кэВ и $E_n = 25$ кэВ соответственно. Оценка утечки нейтронов из сферического замедлителя радиусом r и длиной релаксации L проводилась по формуле

$$r = A \exp(-r/L),$$

которая использовалась в работах [3-5]. Коэффициент A выбирался равным 2 по данным отчета Международного бюро мер и весов [5], где анализировалась величина утечек для различных размеров замедлителя и для различных значений A и L . Рассчитанное значение утечки для воды и раствора сернокислого марганца представлено в таблице 2, где приводятся также данные работы [3], а также [6] для нейтронов спектра деления < 1 МэВ. Погрешность величины утечки оценивается нами в $\pm 30\%$. Полученные распределения медленных нейтронов в воде для источника с энергией 230 кэВ удовлетворительно согласуются с результатами [2]. В некоторых работах было показано [7], что для источников с энергией нейтронов в несколько мегаэлектронвольт распределение нейтронов в воде и растворе сернокислого марганца практически одинаково. Нашими измерениями показано, что для исследуемой области промежуточных нейтронов эти распределения существенно различаются.

Таким образом, для радиоактивных источников нейтронов с энергией до 230 кэВ сферическая марганцевая ванна радиусом 15 см имеет утечку нейтронов менее 1%.

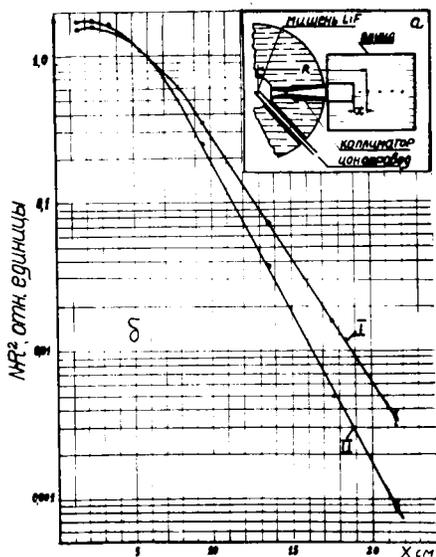


Рис.1. Схема постановки эксперимента (а) и распределение медленных нейтронов (б) в воде (I) и растворе сернокислого марганца (II) от источника нейтронов с энергией $E_n = 25$ кэВ

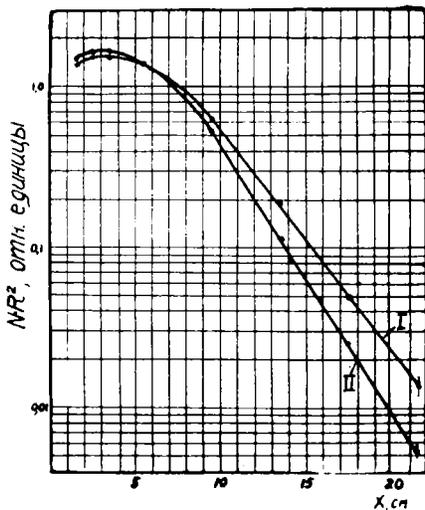


Рис.2. Распределение медленных нейтронов в воде (I) и растворе сернокислого марганца (II) от источника нейтронов с энергией $E_n = 230$ кэВ

Таблица I

Длина релаксации для воды и раствора сернистого марганца.

E_n , кэВ	L_{H_2O} , см	L_{MnSO_4} , см
25	$2,59 \pm 0,09$	$2,06 \pm 0,08$ 3,46 [3]
230	$3,11 \pm 0,09$ 3,34 [2]	$2,58 \pm 0,09$

Таблица 2

Значение утечки из сферического водного замедлителя и раствора сернистого марганца

r , см	$f, \%$				
	$E_n=25$ кэВ		$E_n=230$ кэВ		E_n менее 1 МэВ
	H_2O	$MnSO_4$	H_2O	$MnSO_4$	$MnSO_4$
12	1,9	0,64	4,2	1,9	-
15	0,6	0,14 5,6 [3]	1,6	0,6	8,5 [6]
18	-	-	0,6	0,2	-
25	0,08	0,01	0,3	0,08	2,9 [6]

В работе [3] при измерениях на сурьмяно-бериллиевом нейтронном источнике при $E_n = 25$ кэВ для раствора сернистого марганца получено значение $L = 3,46$ см, что существенно больше, чем в результатах нашей работы. В работе [3] для сферической марганцевой ванны радиусом 15 см утечка завышена и составляет 5,6%.

На возможность завышения этой величины указывается в работе [8].

Для расчета утечки нейтронов из сферической марганцевой ванны от направленного источника промежуточных нейтронов с $E_n = 230$ кэВ счетчиком СММ - 13 измерялись распределения нейтронов в растворе сернокислого марганца под различными углами относительно пучка падающих нейтронов в диапазоне $0^\circ - 165^\circ$. За вершину угла принималась точка пересечения оси пучка с плоскостью дна канала (рис. 1а). Распределения измерялись через 15° . Была получена зависимость скорости счета от величины угла при различных фиксированных расстояниях (радиусах) счетчика от вершины угла. Скорость счета $N(\varphi)$ пропорциональна потоку нейтронов под данным углом для данного радиуса. При радиусе 15 см. в диапазоне углов $0^\circ - 90^\circ$ изменение скорости счета от угла φ (радиан) удовлетворительно описывается выражением:

$$N(\varphi) = A_1 \exp(-b_1 \varphi) \quad \begin{matrix} (b_1 = 0,742 \pm 0,040; \\ A_1 = 0,0213 \pm 0,0011), \end{matrix}$$

а для диапазона углов $90^\circ - 165^\circ$

$$N(\varphi) = A_2 \exp(-b_2 \varphi) \quad \begin{matrix} (A_2 = 0,00173 \pm 0,00060; \\ b_2 = 0,87 \pm 0,25). \end{matrix}$$

Постоянные A и b в этих выражениях определялись методом наименьших квадратов. Опираясь на известную зависимость $N(\varphi)$, рассчитывали среднюю скорость счета. Для радиуса $r = 15$ см $N_{\text{ср}} = 0,0108 \pm 0,0012$. Величина утечки из ванны радиусом r под углом

φ при прочих равных условиях пропорциональна скорости счета $N(\varphi)$ на том же радиусе. Поскольку $N(0)$ пропорциональна утечке нейтронов из сферической марганцевой ванны от изотропного источника, то $N_{\text{ср}}$ пропорциональна утечке нейтронов из той же ванны от направленного источника. В нашем случае

$N_{\text{ср}} = (0,512 \pm 0,053) N(0)$, т.е. утечка из сферической марганцевой ванны радиусом 15 см. от направленного источника нейтронов с $E = 230$ кэВ равнялась 0,3% при погрешности $\sim 45\%$. Известную трудность представляет оценка утечки нейтронов через цилиндрический канал для ввода пучка нейтронов в сферическую марганцевую ванну. Нами было сделано допущение, что половина нейтронов, падающих на дно канала, изотропно отражается в заднюю полусферу. Тогда утечка через канал составит $\sim 0,4\%$, что является максимальным значением этой величины.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Axton E.A. ,Cross P., J. Nucl. Energy A/B, 1961,v.15 ,p.22.
2. Петржак К.А. ,Бак М.А. ,Труды РИАН,1956 , т.7 ,вып.1 ,41 .
3. Davy D.R. ,J. Nucl. Energy A/B ,1966,v.20 ,p.277.
4. Axton E.A. J.Nucl. Energy A/B,1965, v.19,p.409.
5. Naggiar V. Rapport sur la,comparaison de la source
B.I.P.I. ,Sevres ,1967.
6. Goldstein H. ,Trans. Am. Nucl. Soc. 1962, v.5, N1,p.89.
7. Wunderer P. , Zeitsch. für ang. physik,1958,B10,H12,s.537.
8. De Volpi A. ,Porges K. ,Metrologia, 1969 ,v.5 N4 ,p.28.

ДЕТЕКТОР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

А.Н.Дюмин, Б.Б.Токарев

(ЛИЯФ им. Б.П.Константинова)

Описан сцинтилляционный детектор быстрых нейтронов. Дискриминация γ -лучей осуществлялась по форме импульсов для $E_n > 1$ Мэв. Эффективность счета быстрых нейтронов была $\sim 10\%$, γ -лучей $\sim 0,01\%$.

The scintillation detector of fast neutron is described. Pulse-shape discrimination method has been used for γ -ray elimination for $E_n > 1$ MeV. Counting efficiency was $\sim 10\%$ for fast neutrons and $\sim 0,01\%$ for γ -rays.

Существующие источники нейтронов обычно создают фон γ -лучей, причем его интенсивность сравнима или превышает интенсивность нейтронного излучения. Для отделения нейтронных сигналов от фоновых имеются различные возможности; их выбор определяется конкретной схемой эксперимента. В настоящее время с этой целью широко используют различие в форме сигналов в органических фосфорах от комптоновских электронов и протонов отдачи. Сцинтилляционный импульс в кристалле стибьена имеет быструю составляющую с временем высвечивания $\tau \sim 2 \pm 6$ нсек и медленную; наиболее интенсивная часть медленной составляющей длится ~ 300 нсек, а световой выход в ней зависит от сорта частиц и составляет 15 и 35% полного количества света для электронов и протонов соответственно. Это обстоятельство используется для идентификации нейтронных событий; в настоящее время имеется ряд методических разработок по этому вопросу, их описание и сопоставление содержится в обзоре /1/.

В настоящей работе представлен детектор, который в течение ряда лет применялся для регистрации быстрых нейтро-

нов от реактора в присутствии значительного фона γ -лучей. Его работа основана на сравнении быстрой и медленной составляющих сигнала; последнее достигается путём ограничения анодного тока ФЭУ пространственным зарядом [2]. Схема детектора

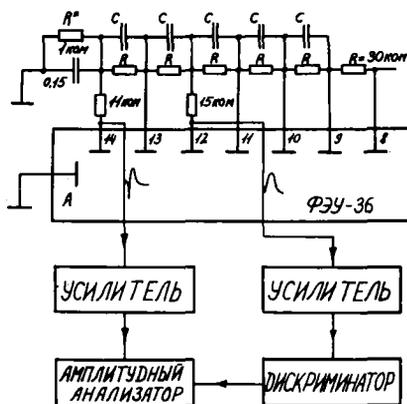


Рис.1. Схема детектора.

представлена на рис.1. Режим работы ФЭУ обеспечивал линейное прохождение сигнала между катодом и последним динодом. Напряжение между последним динодом и анодом было понижено; вследствие этого во время действия быстрой составляющей, амплитуда которой на 2-3 порядка превосходила медленную часть, анодный ток ФЭУ из-за пространственного заряда практически отсутствовал и на выходе цепи последнего динода появлялся отрицательный сигнал, пропорциональный общему количеству заряда в быстром компоненте. С другой стороны, при указанном напряжении медленная часть сигнала пропусклась линейно. В результате на выходе возникал биполярный сигнал: его отрицательная часть обусловлена прохождением быстрого компонента, положительная - медленным. Нелинейность работы ФЭУ осложняла рассмотрение, тем не менее подбор делителя ФЭУ, напряжения на нём и постоянной времени цепи последнего динода позволил найти режим, при котором задний фронт отрицательной части сигнала частично компенсирует медленную часть. На выходе возникли две ясно различимые группы в спектре положительных сигналов, отвечающие электронам и протонам отдачи (рис.2, а). Облучение производилось нейтронами с энергией 14,2 Мэв и γ -лучами фона. Картина практически не меняется при облучении нейтронами меньших энергий $\sim 1-2$ Мэв. Пунктиром пока-

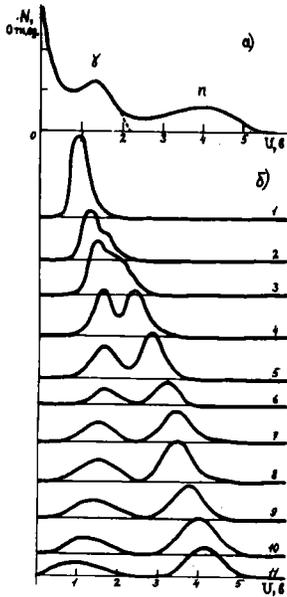


Рис.2. Спектр сигналов с последнего динода при облучении нейтронами с $E_n=14,2$ Мэв и γ -лучами фона (а) и те же спектры (б), отвечающие различной амплитуде линейного сигнала; расположение сверху вниз отвечает увеличению амплитуды линейного сигнала.

пульсом с последнего динода; из спектра этих импульсов с помощью дифференциального дискриминатора вырезалась часть, обусловленная γ -лучами или нейтронами. Таким путём выделялись линейные спектры электронов или протонов отдачи. На рис.3 показаны спектр сигналов, полученный при одновременном облучении кристалла стильбена нейтронами с $E_n=2,5$ Мэв и γ -лучами ^{60}Co , и выделенные из него спектры импульсов, вызванные нейтронами и γ -лучами. Последние хорошо совпадали с теми же спектрами при раздельном облучении.

вана граница спектра сигналов от γ -лучей. Её положение не зависит от энергии γ -лучей в пределах 0-10 Мэв. Последнее определялось с помощью источников ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{24}Na , ^7N .

В настоящем детекторе кристалл стильбена ϕ 30 мм и высотой 20 мм просматривался ФЭУ-36; напряжение питания составляло ~ 1200 в, критичность его выбора $\sim \pm 15\%$. Сопротивление делителя промежутка последний динод - анод могло изменяться в пределах 0,5 - 4 ком. Наилучший режим работы детектора осуществлялся при $R = 1$ ком и напряжении на нём $\sim 2,5$ в. Отрицательная часть сигнала имела длительность $\sim 0,5$ миксек, положительная ~ 3 миксек, амплитуду $\sim 0,1 - 0,2$ в. Работа детектора осуществлялась следующим образом. Линейный сигнал, пропорциональный полному световому выходу, снимался с 12-го динода и поступал на амплитудный анализатор. Его вход управлялся им-

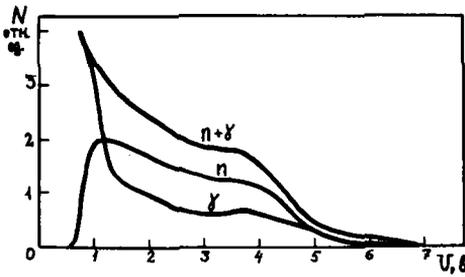


Рис.3. Спектр линейных сигналов при совместном облучении нейтронами с $E_n = 2,5$ Мэв и γ -лучами ^{60}Co и выделенные спектры электронов и протонов отдачи

Помимо этого была определена граничная энергия, при которой возможно выделение полезного сигнала. С этой целью импульс с последнего динода подавался на амплитудный анализатор, а линейный сигнал, пропорциональный полному световому выходу, поступал в дифференциальный дискриминатор с шириной окна $\sim 10\%$ от амплитуды сигнала. Выход дискриминатора управлял входом анализатора. Таким образом, меняя уровень дискриминации, снимали спектры импульсов с последнего динода, отвечавшие различным амплитудам линейных сигналов. При этом использовались нейтроны с энергией 2,5 и 14,2 Мэв и γ -лучи от упомянутых источников, дававших электроны отдачи в интервале 0–10 Мэв. Результаты представлены на рис.2,б. Спектры расположены в таком порядке, что нижние отвечают большей амплитуде линейного сигнала. Эти же результаты показаны на рис.4. На нём построена зависимость амплитуды сигнала с последнего динода от амплитуды линейного сигнала для электронов и протонов отдачи при различных напряжениях на ФЭУ.

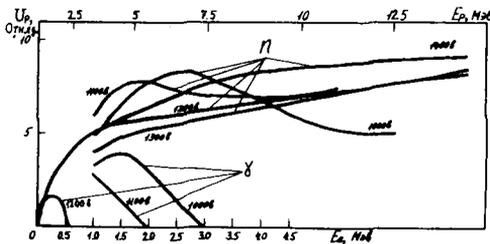


Рис.4. Зависимость амплитуды сигнала с последнего динода от амплитуды линейного сигнала для протонов и электронов

Видно, что сигнал быстро растёт с увеличением энергии протонов и далее остаётся практически постоянным. Напро-

тив, с увеличением энергии электронов амплитуда выходного сигнала падает; при энергии больше 1-2 Мэв на выходе отсутствует положительный импульс.

Таким образом, детектор позволял надёжно отделять сигналы, обусловленные γ -лучами, от нейтронных, в интервале энергий протонов 1-14 Мэв и электронов 0-10 Мэв. Эффективность счёта нейтронов с энергией 2,5 и 14,2 Мэв составляла ~11 и ~7 % соответственно, а γ -лучей в упомянутом интервале — не выше 0,01 %. Детектор прост в наладке, не критичен к выбору параметров схемы и в течение ряда лет успешно использовался при работе на реакторе.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Бровченко, ПТЭ, 1971, № 4, 7.
2. R.V.Owen, Nucleonics, 1959, 17, № 9, 92.

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ
ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ МУЛЬТИСФЕРНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ

С.М.Берсенеv, Р.П.Щедряков, Е.С.Солодовников,
И.Н.Тихоненко, А.В.Фабричииков

(НИИЯФ при ТПИ)

В данной работе дана качественная оценка некоторых методов восстановления спектров нейтронов по результатам измерений мультисферным спектрометром. Предложен алгоритм восстановления спектров на основе многопараметрического регуляризирующего функционала. Проведены модельные эксперименты по восстановлению спектров предложенным алгоритмом.

In this work it was given a qualitative estimation of any methods of a reestablishment of neutrons spectra which were obtained with help of multispherical spectrometer. It was proposed the algorithm of an reestablishment of spectra by means of multi-parametrical regular function.

Современная экспериментальная ядерная физика предоставляет большой арсенал методов измерения спектров нейтронов, выбор которых зависит от условий поставленной задачи. В настоящее время появился ряд прикладных и исследовательских задач, для которых необходимо измерять спектр нейтронов в широком диапазоне энергий (практически от тепловой до 15-20 МэВ). Наиболее простым прибором, позволяющим решать такого рода задачи, является мультисферный спектрометр Брамблета [1].

Методика измерений мультисферным спектрометром очень проста и заключается в определении скорости счета нейтронов каждым из сферических счетчиков в одной и той же точке нейтронного поля. Скорость счета нейтронов счетчиком с диаметром замедлителя d можно записать в виде уравнения Фредгольма I-го рода:

$$y(d) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} K(d, E) \psi(E) dE, \quad (I)$$

где E_{\min}, E_{\max} - минимальная, максимальная энергии нейтронов; ψ - искомый спектр; $K(d, E)$ - ядро интегрального уравнения, которое есть эффективность регистрации нейтронов с энергией E сферой диа-

метра d . Заменяем в выражении (1) интеграл квадратурной формулой

$$y_i = \sum_{j=1}^n K_{ij} y_j, \quad \begin{matrix} i=1, 2, \dots, m; \\ j=1, 2, \dots, n; \end{matrix} \quad (2)$$

$$y_i = y(d_i), \quad K_{ij} = \Delta E_j * K(d_i, E_j), \quad y_j = y(E_j), \quad m < n$$

или в матричной форме $Ky = y$.

Известно [2], что решение (1) есть некорректная задача, поэтому прямой поиск решений уравнения (2) приводит к восстановлению спектра, не имеющего физического смысла. Однако корректность задачи (1) восстанавливается, если удастся построить регуляризирующий алгоритм (РА). Естественно, что в этом случае РА будет заключаться в поиске среди тех, которые имеют физический смысл. Поскольку в уравнении (2) присутствуют погрешности измерений и аппроксимации, то решение не является единственным. Поэтому РА должен обеспечивать сужение множества допустимых решений по мере увеличения m и n и стремления погрешности к нулю.

Рассмотрим способы создания таких алгоритмов. Методы поиска решений в виде разложения по какой-либо системе базисных функций [3] существенно зависят от выбора как самой системы, так и от числа базисных функций, которое играет своеобразную роль параметра регуляризации. Однако восстанавливаемый спектр не всегда удается описать малым числом базисных функций, а при увеличении их числа появляются осцилляции. Трудность в выборе базисных функций и их числа является существенным недостатком этих методов.

В работе [4] предложен метод отбора, основанный на стохастической процедуре решения неравенства

$$\sum_{i=1}^m D_i^{-1} (y_i - \sum_{j=1}^n K_{ij} y_j)^2 < \gamma^2; \quad (3)$$

здесь D_i - дисперсия y_i , где γ^2 - заданный уровень погрешности данных с последующим "выглаживанием" компонент y_j при соблюдении (3). Следует отметить большую трудоемкость метода при численной реализации, которая присуща стохастическим процедурам и растет с увеличением m и n . Кроме того, появляется произвол в выборе правила остановки, а следовательно, и в выборе решения. Однако этот метод позволяет включать различную априорную информацию о восстанавливаемом спектре, вплоть

до словесной, но в большинстве случаев мало что можно сказать о достоверности такой информации.

Задачу нахождения спектра минимальной структуры с ограничением $\sum_{i=1}^m (y_i - \sum_{j=1}^n K_{ij} y_j)^2 = f^2(4)$ можно решить с помощью функционала Тихонова [5]:

$$M^*(y) = \sum_{i=1}^m D_i^{-1} (\sum_{j=1}^n K_{ij} y_j - y_i)^2 + \lambda [K_1 \sum_{j=1}^n y_j^2 \cdot \Delta E_j^1 + K_2 \sum_{j=1}^n \frac{(y_{j+1} - y_j)^2}{\Delta E_j^2}]$$

$K_1, K_2 > 0.$

Недостаток этого алгоритма, как было отмечено и в работе [4], - возможность отрицательных выбросов в спектре. Однако он может быть устранен варьированием коэффициентов K_1 и K_2 , значения которых могут быть выбраны при восстановлении модельных спектров. Это, в свою очередь, делает метод достаточно трудоемким, так как для каждого значения λ в (4) необходимо решать систему линейных уравнений.

$$[K^T D K + \lambda (K_1 B_1 + K_2 B_2)] y = K^T D y, \quad (6)$$

где $B_1 = \text{diag}(0, \Delta E_1, \Delta E_2, \dots, \Delta E_{n-1})$, $B_2 = \|b_{ij}\|$, $b_{ij} = \begin{cases} 0, & |i-j| > 1; \\ -\frac{1}{\Delta E_j}, & |i-j| = 1; \\ \frac{1}{\Delta E_j} + \frac{1}{\Delta E_{j-1}}, & i \neq j, i \neq n; \\ \frac{1}{\Delta E_i}, & i=1, j=1; \frac{1}{\Delta E_{n-1}}, & i=n, j=n. \end{cases}$

Преобразование, предложенное в работе [6] для сокращения вычислительной трудоемкости, здесь не применимо, т.к. $m \ll n$;

мы используем многопараметрический регуляризирующий функционал $M^{\lambda, \omega}(y) = \sum_i \omega_i (\sum_j K_{ij} y_j - y_i)^2 + \lambda [K_1 \sum_{j=1}^n y_j^2 + K_2 \sum_{j=1}^n (y_{j+1} - y_j)^2 + K_3 f(y_n, y_n)]$, (7)

где λ, ω_i - положительные параметры ($\sum_i \omega_i = 1$), которые выбираются с помощью рекуррентного соотношения

$$\lambda_{s+1} = (1 - K_s) \lambda_s,$$

$$\omega_i = \begin{cases} (1 - K_s) \omega_i^s, & \text{если } i \neq l_s, \\ (1 - K_s) \omega_i^s + K_s, & \text{если } i = l_s. \end{cases}$$

$$d_0 > 0, \omega_i^0 = C_1 D_i^{-1},$$

C_1 - нормировочный коэффициент.

Как показано в работе [7], при таком выборе параметров решения, которые являются экстремальными функционала (7), образуют итерационный процесс

$$Y_{s+1} = Y_s - \varepsilon_s [K \Omega^s K + d_s C] \cdot K^T \cdot p^e (K Y^s - y); \quad (8)$$

$$H_s = K^T \Omega^s K + d_s C; \quad Y_0 = H_0 K^T \Omega_0 Y;$$

$$H_{s+1} = \frac{1}{1-K_s} [H_s - \varepsilon_s H_s K^T P^e K H_s], \quad (9)$$

$$\Omega_s = \text{diag}(\omega_1^s, \dots, \omega_m^s),$$

$$P_{\ell_s} = \text{diag}(\delta_{\ell_s 1}, \delta_{\ell_s 2}, \dots, \delta_{\ell_s s}),$$

$$P_s = \text{Sp} H_s K P_{\ell_s}^e;$$

ℓ_s - номер строки матрицы

δ_{ℓ_s} - символ Кронекера, $\varepsilon_s = K_s / (1 + K_s (p_{\ell_s} - 1))$.

Выбор K_s и $1 \leq \ell_s \leq m$ осуществляется из условия наименьшего выполнения (4). Снижение трудоемкости достигается благодаря виду P_{ℓ_s} соотношению (9).

Изложенная методика была проверена на модельных экспериментах. В качестве эффективности были взяты данные работы [1]. На рис. 1, 2 приведены результаты восстановления модельных спектров с погрешностью в исходных данных 3, 5, 10%.

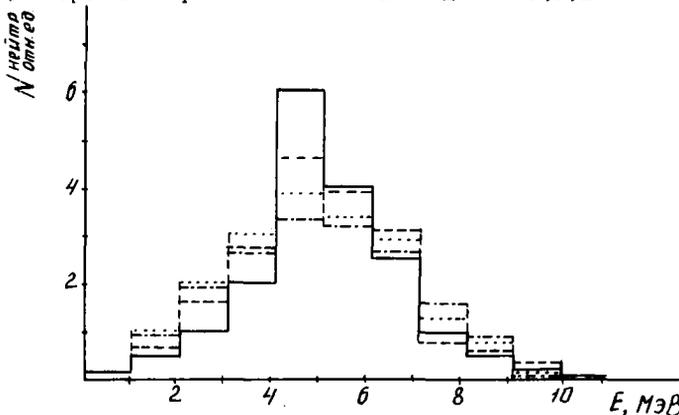


Рис. 1. Результаты восстановления тестового спектра I (--- $\sigma = 3\%$; $\sigma = 5\%$; $\sigma = 10\%$).

Из результатов восстановления тестового спектра I видно, что при ошибке исходных данных, равной 3%, точность восстанавливаемого спектра не превышает 20-30%. При увеличении ошибки до 10% отклонение от истинного спектра 30-40%.

Для тестового спектра II, который является весьма сложным для восстановления, погрешность не превышает 30-40% при

ошибке в исходных данных 3,5% и 40-50% при ошибке в исходных данных 10%.

Проведенные исследования показывают, что применение пред-

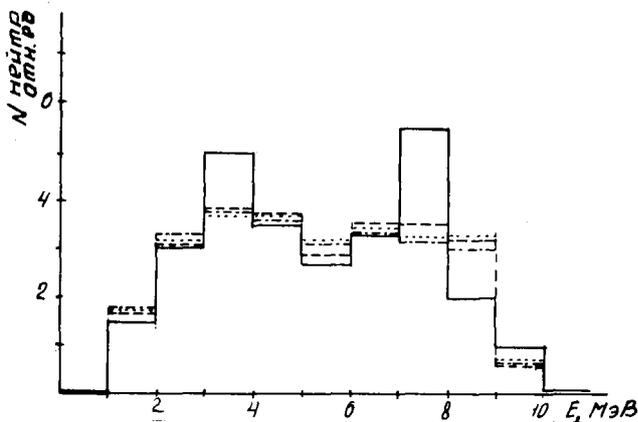


Рис.2. Результаты восстановления тестового спектра II (---- $\sigma=3\%$; $\sigma=5\%$; -·-·- $\sigma=10\%$)

ложенного алгоритма позволяет существенно повысить точность восстанавливаемых спектров. Авторы считают перспективным применение многопараметрических регуляризирующих алгоритмов совместно с дисплейной техникой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bramlett R.L., "Nucl. Instrum Meth", v. 9, N1, 1 (1960).
2. А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин, "Методы решения некорректных задач", М., "Наука", 1974, стр.12.
3. Е.А.Крамер-Агеев, В.С.Трошин, Е.Г.Тихонов, "Активационные методы спектрометрии нейтронов", М., Атомиздат, 1976, стр.86.
4. В.П.Семенов, Л.А.Трыков, Н.И.Тыфяков, сб. "Прикладная ядерная спектроскопия", вып.5, М., Атомиздат, 1975, стр.168.
5. А.Н.Тихонов, Докл. АН. СССР, 1963, т.151, с.501.
6. Воеводин В.В., О методе регуляризации, ДВМ и МФ 9,3, 1969.
7. Берсенева С.М., Дейнеченко А.Д., Саблин Н.И. Численные алгоритмы отыскания приближенного L_2 -псевдорешения для систем линейных алгебраических уравнений. В сб. "Вычислительные методы линейной алгебры", под ред. Г.И.Марчука, Новосибирск 1973, 86-94.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ
ОТ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ МУЛЬТИСФЕРНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ

Б.И.Кузнецов, Р.П.Мещеряков, Е.С.Солодовников,
И.Н.Тихоненко, С.М.Берсенёв, А.В.Фабричников
(НИИЯФ при ТПИ)

В данной работе описана методика измерений спектров нейтронов мультисферным спектрометром от импульсных источников излучения. Приведены результаты измерений спектров фотонейтронов из некоторых мишеней. Результаты измерений сравнивались с результатами, полученными в других работах.

In this work it is described the method of a measurements of aneutrons spectra with help of the multichannel spectrometers from the pulsed radiations beams. There are given a results of a measurements of the neutrons spectra from any targets. These results were compared with a data wich were obtained an by other authors.

В последнее время мультисферный спектрометр широко применялся для измерения спектров нейтронов от стационарных источников [1,2]. В то же время результаты измерения спектров нейтронов от импульсных источников этим спектрометром в литературе отсутствуют.

В настоящей работе сделана попытка применить мультисферный спектрометр для измерения спектров нейтронов от импульсных источников.

Источником электронов служил высокоточный бетатрон с максимальной энергией 25 МэВ. Электронный пучок ускорителя вводился электропроводом за защиту и сбрасывался на исследуемую мишень. В качестве монитора электронов использовалась проходная ионизационная камера.

Нейтронные измерения проводились пятью счетчиками, состоящими из сферических полиэтиленовых замедлителей диаметром 305, 203, 127, 76, 51 мм, в центре которых размещался сцинтилляционный датчик тепловых нейтронов на основе таблетки $ZnS^{60}B(Ag)$ диаметром 20 мм и высотой 4 мм.

Методика измерений потока нейтронов каждым сферическим счетчиком подобна методике измерений интегрального потока нейтронов "всеволновым" счетчиком [3] и заключается в следующем. В следствие перегрузок детектора по γ -фону и нейтронам в момент сброса электронов на исследуемую мишень регистрация

нейтронов начинается спустя некоторое время после сброса, а затем с помощью временного коммутатора [4], включенного на выход счетного тракта, измеряется зависимость скорости счета нейтронов от времени регистрации. Эта зависимость носит экспоненциальный характер.

Методом "наименьших квадратов" находится константа спада нейтронного потока, которая зависит только от диаметра замедлителя, и полный счет от нейтронов. Время задержки начала регистрации выбирается таким, чтобы выполнялся сам принцип мультисферного спектрометра, который предполагает, что нейтроны в замедлителе счетчика находятся в тепловом равновесии с ядрами замедлителя.

Для восстановления спектров нейтронов по результатам измерений сферическими счетчиками применялся алгоритм на основе многопараметрического регуляризирующего функционала, описанный в работе [5].

В данной работе проведены измерения спектров нейтронов из Be и W при энергии падающего электронного пучка 6 и 14 МэВ. Точность экспериментальных данных во всех измерениях не хуже 5-7 %.

На рис. 1 приведены результаты восстановления спектра фотонейтронов из бериллиевой мишени при энергии электронного пучка 6 МэВ. Ошибка восстановленного спектра не превышает 20%.

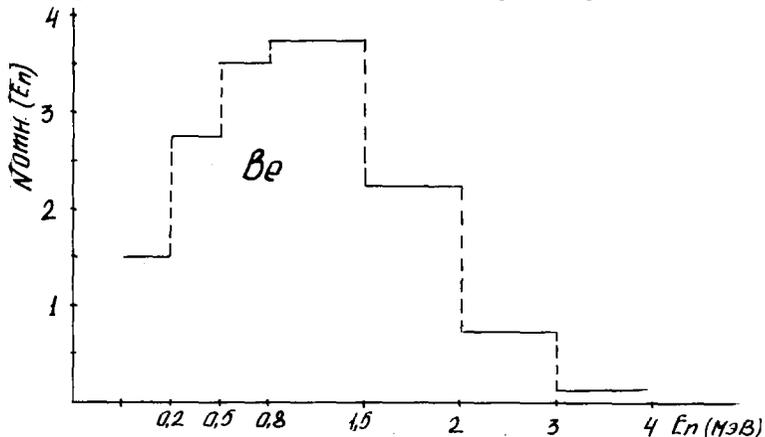


Рис.1. Спектр фотонейтронов из Be при энергии электронов 6 МэВ, измеренный в данной работе

На рис. 2 приведены результаты восстановления спектра фотонейтронов из W по измерениям, проведенным в данной работе, и спектр фотонейтронов из вольфрама, измеренный в работе [6].

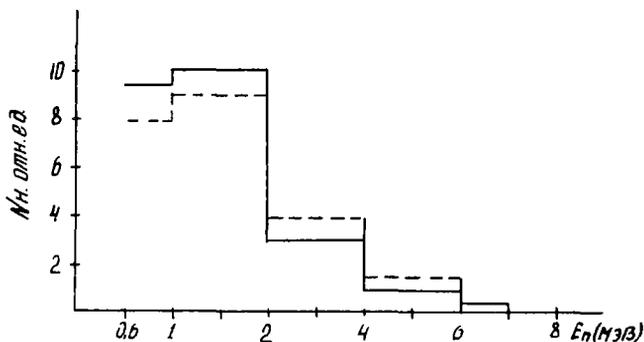


Рис. 2. Спектр фотонейтронов из W при энергии электронов 14 МэВ (— спектр, измеренный в данной работе; ---- спектр, измеренный в работе [6])

Из рисунка видно, что спектр фотонейтронов, измеренный в данной работе, хорошо согласуется со спектром, измеренным в работе [6].

Результаты экспериментов показывают, что мультисферный спектрометр может с успехом применяться для измерения спектров нейтронов от импульсных источников.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Bramblett R.L., "Nucl. Instrum. Meth.", v.9, N 1, 1(1960).
2. В. П. Семенов, Л. А. Трыков, Н. Д. Тюфяков. Сб. "Прикладная ядерная спектроскопия", вып. 5, М., Атомиздат, 1975, стр. 168.
3. И. Н. Тихоненко, Труды конференции "Молодых ученых Томской области в IX-пятилетке", Томск, 1975, стр. 116.
4. И. Н. Тихоненко, В. М. Головкин, Т. Н. Васина, Б. Желсараев, Б. И. Кузнецов, Е. А. Панов. Материалы Всесоюзной конференции "Разработка и практическое применение электронных ускорителей", изд. ТГУ, 1975, стр. 277.
5. С. М. Берсенев, Р. П. Мещеряков, Е. С. Солодовников, И. Н. Тихоненко, А. В. Фабричников. "Некоторые методы восстановления спектров нейтронов", см. нас. сб., ч. 4.
6. Н. А. Власов. "Нейтроны". М., наука, 1971, стр. 180.

МНОГОРЯДНЫЙ МАКРОСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

В.И.Большов, Э.А.Александрова, И.Е.Бочарова,
К.Е.Володин, В.Г.Нестеров, Л.И.Прохорова,
Г.Н.Смиренин, Ю.М.Турчин
(ФЭИ ГКАЗ СССР)

Приведены характеристики многорядного макроскопического спектрометра быстрых нейтронов, предназначенного для изучения спектров нейтронов деления.

The characteristics of a system of counterarray macroscopic spectrometers for fast neutrons to be used in investigating fission neutron spectra are shown.

Длина замедления существенно зависит от энергии нейтронов, а плотность замедленных нейтронов в процессе диффузии быстро падает с расстоянием – на двух этих физических факторах основывается принцип действия макроскопического спектрометра быстрых нейтронов. Родоначальником спектрометров этого типа является мультисферический детектор Брамблетта и др. /1/, состоящий из набора сменных полых полиэтиленовых сфер разной толщины t , в центре которых помещается датчик медленных нейтронов. Число отсчетов такого детектора для оболочки толщиной t , помещенного в поток быстрых нейтронов со спектром $N(E)$, можно представить как

$$A(t) = c \int_0^{\infty} N(E) \cdot \eta(E, t) \cdot dE, \quad (I)$$

где $\eta(E, t)$ – эффективность данной композиции оболочка-датчик, которую измеряют с помощью моноэнергетических нейтронов или рассчитывают методом Монте-Карло /1/. Решение интегрального уравнения (I) с экспериментально известной левой частью для дискретного набора толщин t ищется в виде гистограммы и в общем случае сводится к решению системы линейных уравнений. Таким образом, макроскопический спектрометр – типичный представитель интегрального метода, к которому относятся также метод пороговых индикаторов, метод пропускания и др.

Макроскопический спектрометр особенно удобен для изучения простых спектров, форма которых может быть представлена аналитически с малым числом параметров (реакторные спектры, спектры нейтронов деления, неупругого рассеяния и др.).

Описанный ниже многорядный детектор является развитием спектрометров рассматриваемого типа /2/. Он представляет собой (рис.1) прямоугольный блок, составленный из восьми полиэтиленовых плит толщиной 5 см (1),

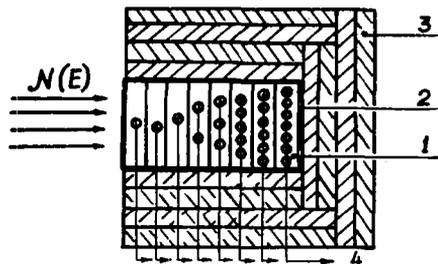


Рис.1

в которых просверлены каналы для BF_3 - или 3He -счетчиков. Каждый ряд счетчиков связан с отдельным каналом регистрации (4). Со всех сторон, кроме лицевой, на которую падает пучок исследуемых нейтронов, спектрометр защищен от фона рассеянных нейтронов защитой из кадмия (2),

борированного полиэтилена толщиной 20 см (3). На рис.2 показано распределение чувствительности детектора по рядам для источника нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf .

На рис.3 результаты расчета методом Монте-Карло функций $\eta_n(E) \equiv \eta(E, t_n)$, где $t_n = 5(n - 1/2)$ см, сравниваются с нормированными к ним результатами измерений на электростатическом генераторе.

В таблице приведены значения средней энергии регистрируемых n -рядом нейтронов

$$\langle E_n \rangle = \frac{\int E \cdot N(E) \cdot \eta_n(E) dE}{\int N(E) \cdot \eta_n(E) \cdot dE} \quad (2)$$

и параметра $\chi_n = \frac{\langle E \rangle_n - \bar{E}}{\Theta} = \frac{\langle E \rangle_n}{\Theta} - \frac{3}{2}$ (3)

спектра нейтронов деления

$$N(E, \Theta) = \frac{2}{\sqrt{\pi} \Theta^3} \cdot \sqrt{E} e^{-E/\Theta} \quad (4)$$

со средней энергией $\bar{E} = (3/2) \cdot \Theta = 2,13$ Мэв (^{252}Cf).

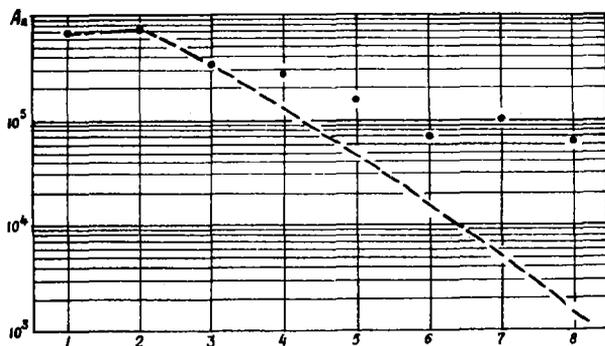


Рис.2. Распределение чисел отсчетов спектрометра A_n по рядам для ^{252}Cf (•) (--- рассчитанное на один счетчик в ряду)

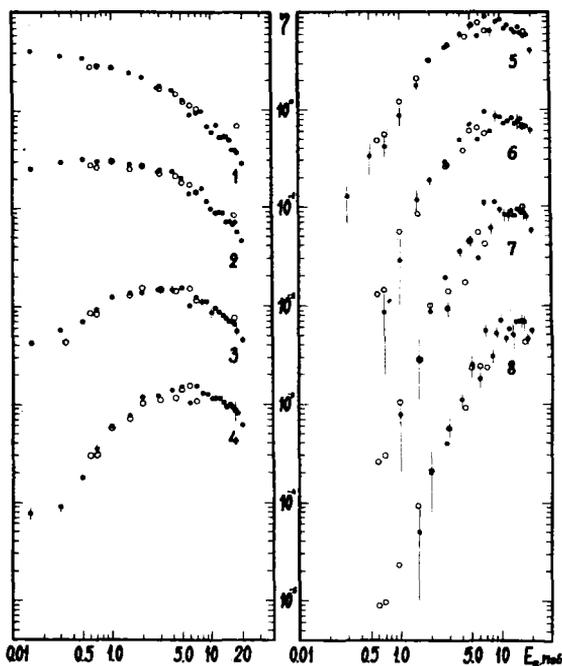


Рис.3. Сравнение результатов расчета методом Монте-Карло (•) и экспериментальных значений (○) функций $\eta(E, t_n)$ (в относительных единицах). Цифрами обозначены номера рядов счетчиков

Там же для сравнения приведены аналогичные характеристики мультисферического спектрометра /1/. Они показывают, что наш спектрометр имеет более широкий динамический диапазон, смещенный в области нейтронов более высоких энергий. Мы стремились к расширению области изменения $\langle E \rangle_n$ в связи со стоящей перед нами экспериментальной задачей - прецизионным сравнением спектров нейтронов деления различных изотопов, которое в случае (4) сводится к относительным измерениям средней энергии E или параметра жесткости \mathcal{E} /3/.

Другим важным преимуществом данного спектрометра в сравнении с мультисферическим является возможность одновременных измерений для всего диапазона толщин t_n и компенсации экспоненциального падения η_n с ростом t_n за счет увеличения числа и чувствительности счетчиков.

Характеристики чувствительности спектрометров

	Многорядный спектрометр		Мультисферический сп-тр	
	$\langle E \rangle_n$	\mathcal{X}_n	$\langle E \rangle_n$	\mathcal{X}_n
1	1,646	-0,341	1,14	-0,700
2	1,911	-0,154	1,31	-0,575
3	2,331	0,141	1,63	-0,352
4	2,869	0,520	2,06	-0,052
5	3,468	0,942	2,71	0,410
6	3,953	1,284		
7	4,553	1,706		
8	5,053	2,058		

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Bramblett R.L., Ewing R.I., Bonner T.W., Nucl. Instr. Meth. 1960, v.9, p.1.
2. Большов В.И., Александрова З.А., Володин К.Е. и др. Макроскопический спектрометр для изучения спектров нейтронов деления". Препринт ФЭИ-578, Обнинск, 1975.
3. Большов В.И., Александрова З.И., Володин К.Е. и др. Доклад, представленный на данную конференцию.

**БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ПРИБОР ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО СЧЕТА ТРЕКОВ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В СТЕКЛЯННЫХ ДЕТЕКТОРАХ**

В.Е.Рудников, В.Г.Нестеров, Г.Н.Смиренкин

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

В.И.Прибытов

(ЦНИИАтоминформ)

Б.С.Розов

(МИФИ)

Приводятся основные характеристики прибора, который предназначен для автоматического счета треков в полумонокристаллических стеклянных детекторах, используемых при измерениях угловых распределений осколков деления.

The most important characteristics of the device for automatic count of the tracks in the glass detectors used in the fission products angular distribution measurements are given.

Метод регистрации осколков деления с помощью стеклянных детекторов благодаря уникальным свойствам и простоте применения явился весьма эффективным средством при проведении обширного круга исследований и, в частности, для решения многих ядерно-физических задач. Однако широкому распространению метода препятствует исключительно только трудоемкость процесса просмотра с помощью микроскопа. Когда предъявляются высокие требования к точности счета микрообъектов ($\sim 1\%$), визуальный способ счета треков по-прежнему является пока единственным во всех лабораториях как в нашей стране, так и за рубежом. Ввод в эксплуатацию автоматического счетчика в ФЭИ можно рассматривать как одну из первых успешных попыток по созданию несложных специализированных систем с достаточно высокими параметрами для осуществления счетного режима.

Прибор используется для счета треков в полусилиндрических детекторах с максимальным центральным углом 120° , высотой образующей до 20 мм, радиусом 40 мм, толщиной 0,5 мм и применяется при обработке данных в экспериментах по изучению угловых распределений осколков деления. Треки, образующиеся при нормальном падении осколков на поверхность стекла и последующем травлении, представляют собой конусообразные лунки с диаметром основания 22 мкм и небольшим разбросом размеров, который обусловлен вариациями в кинетических энергиях детектируемых осколков деления.

Функциональная схема прибора представлена на рис.1.

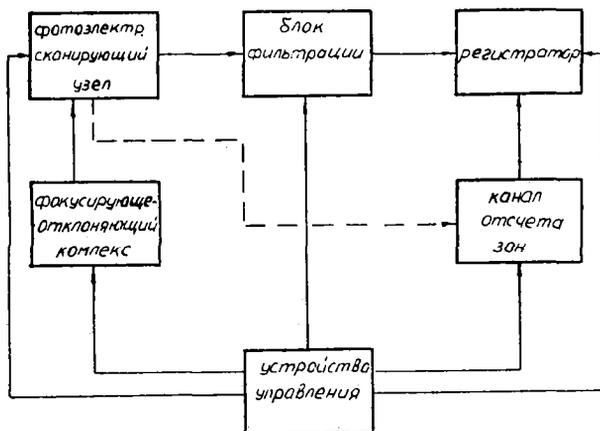


Рис.1. Функциональная схема прибора

Фотоэлектрический сканирующий узел, состоящий из электронно-лучевой трубки, объектива, конденсора и фотоэлектрического умножителя, предназначен для преобразования информации о треках на поверхности детектора в электрический сигнал, который передается в блок фильтрации. Фокусирующе-отклоняющий комплекс осуществляет управление сканирующим элементом. Блок фильтрации преобразует видеосигнал на его входе в импульсы, число которых соответствует числу треков, найденных при сканировании. Эти импульсы накапливаются в одном из каналов регистратора. Фотоэлектрический сканирующий узел создает строчную развертку, а кадро-

вая развертка реализуется в результате поворота детектора вокруг своей оси. Переключение каналов регистратора при вращении детектора на угол, соответствующий выбранной зоне, осуществляется каналом отсчета зон. Количество зон детектора, из которых выводится информация, может меняться от I до I28. Синхронизация и выбор последовательности режимов работы прибора производится устройством управления. Обоснование способа сканирования и детальное описание работы отдельных функциональных узлов рассмотрено в работах /1,2/.

В процессе проведенных исследований определена важнейшая характеристика прибора - точность счета треков в пригодном для работы диапазоне плотности треков, в котором установка обеспечивает в течение продолжительной работы требуемую воспроизводимость результатов. Выбранный способ определения реальной точности прибора заключается в сравнении числа треков, зарегистрированных прибором и обнаруженных визуально с помощью микроскопа.

Предварительно была исследована зависимость эффективности регистрации прибора от размера треков. Экспериментально установлено, что эффективность регистрации в диапазоне диаметров треков 20-30 мкм составляет $\sim 100\%$. Затем определялся рабочий диапазон плотности треков, который в области малых значений ограничивался наличием фона, связанного с поверхностными и глубинными дефектами стекла, а при высоких значениях - разумной величиной поправки на неразрешенные прибором треки в силу конечной разрешающей способности его. Определенная в отдельном опыте зависимость поправки δ от плотности треков ρ , которую необходимо ввести в результаты отсчетов прибора, представлена на рис.2. Рабочий диапазон треков составил 4 - 60 трек/мм². Точность счета прибора в рабочем диапазоне плотности треков изучалась также в отдельном опыте. Приготовленные к облучению детекторы с целью определения их фона просматривались на приборе и отбирались по минимальному числу фоновых отсчетов. Поверхность детектора закрывалась полупрозрачной диафрагмой, которая имела шесть примерно равных по площади щелей, равномерно расположенных по длине дуги. Тем самым поверхность детектора разбивалась на шесть зон. Путем различных экспозиций облучения, осуществлявшегося осколками спонтанного де-

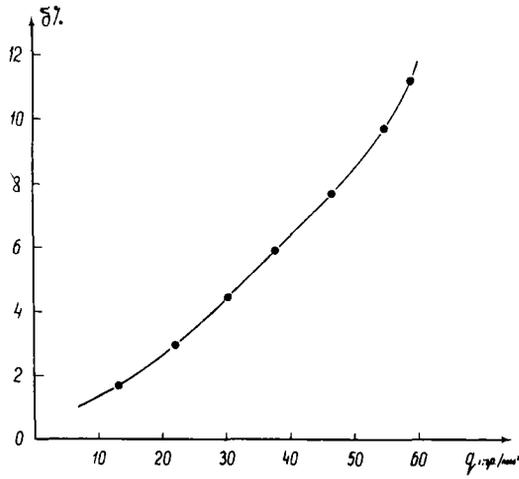


Рис.2. Зависимость поправки δ на неразрешенные прибором треки в рабочем диапазоне плотности треков q

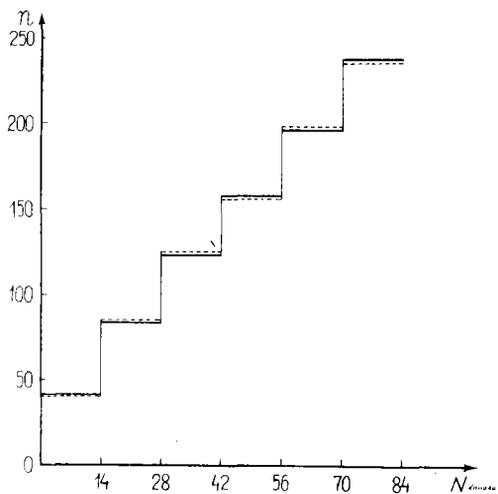


Рис.3. Сравнение отсчетов прибора, усредненных по 14 каналам регистратора внутри каждой зоны (сплошная линия), с соответствующим числом треков, обнаруженных с помощью микроскопа (пунктирная линия)

ления изотопа калифорния-252 в вакуумной камере, задавалась отличающаяся по величине плотность треков для каждой зоны, а плотность треков внутри отдельной зоны при этом оставалась постоянной.

Число треков в каждой зоне, обнаруженное с помощью микроскопа, сопоставляется на рис.3 с числом отсчетов прибора после вычитания фона и введения в них поправки на просчеты в соответствии с зависимостью $\delta(q)$. Сравнение приведенных результатов характеризует оцениваемую нами точность прибора $\sim 1,5\%$. Отметим, что с точки зрения узкого предназначения прибора - измерение угловых распределений осколков - предъявляется требование прежде всего к точности относительных измерений. Используя относительный метод измерений в режиме эталон-исследуемый детектор, погрешность прибора можно несколько снизить.

Время непосредственного просмотра детектора на приборе вместе с выводом данных на цифропечать составляет 8 минут. Стабильность воспроизведения полного числа отсчетов по всей поверхности детектора в течение продолжительной работы установки сохраняется на уровне 1%.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Жуков А.В., Михеев В.П., Письменный Г.В., Прибытов В.И., Розов Б.С. Авт. свид. № 451200, 1974.
2. Жуков В.В., Михеев В.П., Письменный Г.В., Прибытов В.И., Розов Б.С. Сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Автоматизация физического эксперимента и его математическое обеспечение. Харьков, ФТИ АН УССР, 1974, вып.2, с.6.

МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ И КАЛИБРОВКИ ДВУСТОРОННИХ МИШЕНЕЙ
ИЗ УРАНА-235 С ДИАМЕТРОМ АКТИВНОГО СЛОЯ 140 мм

Р.В.Балуков, Н.Ф.Борисенко, С.М.Соловьев,
П.С.Солошенко, П.И.Федотов

(РИ ИКАЭ СССР)

Методом многослойного намазывания изготовлены двусторонние мишени из урана-235 на алюминиевой фольге толщиной 25 мм и диаметром 160 мм с активными слоями диаметром 140 мм и толщиной $\sim 1,2$ мг/см². Количество урана определено весовым способом, а также по α -активности в 2π -счетчике и в счетчике с малым телесным углом.

Two side U^{235} targets were prepared by means of multilayer painting on Al support, which was 25 mm thick and had a diameter 160 mm. The active layers had a diameter of 140 mm and thickness $\sim 1,2$ mg/cm². The quantity of U was determined by means of weighing and also from α -activity measurements in 2π counter and in a counter with low geometry.

Мишени из делящихся веществ, применяемые в экспериментах по прецизионным измерениям сечений деления, должны зачастую удовлетворять трудносовместимым требованиям; а именно: сочетать большую площадь активного пятна и постоянство поверхностной плотности слоя по всей площади мишени, большую толщину слоя и высокую точность определения числа ядер. Кроме того, должна быть обеспечена прочная связь между частицами слоя и слоя с подложкой при сохранении прочности слоя (отсутствие осыпания) в течение длительного времени.

Несмотря на существующее разнообразие методов нанесения "толстых" (~ 1 мг/см²) слоев /1/, наиболее подходящим, и, как нам кажется, наиболее приемлемым для данного типа мишеней является метод, описанный в монографии Росси и Штауба /2/. Исследуемый изотоп в виде специально приготовленного раствора

наносится кисточкой на подложку и затем подвергается отжигу при определенной температуре. Операция повторяется до получения слоя нужной толщины. В описываемом случае урановых мишеней на алюминиевой подложке отжиг ведется при температуре 550°C. Для получения качественных слоев урана соль для растворения следует готовить из стехиометрического дигидрата уранила, т.к. присутствие плохо растворимых основных солей ведет к преждевременной кристаллизации, а избыток кислоты обуславливает неустойчивость органического растворителя и может способствовать коррозии подложки. Концентрация урана в растворе не должна превышать 20 мг/мл - использование более концентрированных растворов приводит к медушению и отслаиванию активного слоя.

Нами были изготовлены двусторонние мишени из урана-235 с диаметром активных слоев 140 мм на алюминиевой подложке толщиной 25 мкм и диаметром 160 мм. Калибровка мишеней по числу ядер производилась тремя способами: весовым, по α -счету в 2 π -геометрии и методом счета α -частиц в определенном телесном угле. Использование трех методов позволяет уменьшить вероятность систематической ошибки.

1. Весовой метод

Вследствие хорошего сцепления слоя с подложкой и из-за разницы в коэффициентах теплового расширения слоя и подложки мишени при многократном прокаливании увеличивают свои геометрические размеры. Нами сначала изготавливалась мишень-заготовка, из которой с помощью шаблона вырезался диск диаметром 160 мм. Активные слои диаметром 140 мм с двух сторон подложки получались в результате травливания урана с закраин диска-заготовки горячей азотной кислотой в приспособлении, позволяющем с помощью уплотнительных дисков из фторопласта и кислотостойкой резины защитить слои нужного диаметра с обеих сторон подложки. Все операции по изготовлению мишеней контролировались с помощью аналитических весов. Одновременно с рабочей мишенью в тех же условиях многократно покрывалась чистым (без урана) растворителем и отжигалась "холостая" мишень. В пределах чувствительности весов АДВ-200 не было обнаружено увеличения веса этой мишени. Количество алюминия, растворившегося с закраин диска-заготовки, контролировалось. Рентгеноструктурный анализ полученных слоев показал, что дигидрат уранилнитрата при отжи-

га $\sim 550^{\circ}\text{C}$ в течение 5 минут в присутствии органических соединений, являющихся сильными восстановителями, восстанавливается до UO_3 с переходом к U_3O_8 . Окраска полученных мишеней говорит о том, что восстановление в большей степени происходит до U_3O_8 . Таким образом, учитывая возможные систематические ошибки, мы получили результирующую относительную погрешность весового метода не хуже 1%.

2. Взвешивание мишеней по счету α -частиц в 2π -счетчике

Для взвешивания мишеней с большой площадью активного пятна нами был сконструирован и изготовлен многоконтурной, проточный пропорциональный 4π -счетчик /3/.

Основной вклад в ошибку измерения активности "толстых" мишеней этим методом дает неточность поправки на самопоглощение и обратное рассеяние α -частиц. Последняя сильно зависит от материала подложки и чистоты обработки ее поверхности /4/.

Детальное изучение коэффициента самопоглощения в зависимости от толщины и способа нанесения слоя проведено в работе /5/. Отметим, что при "взвешивании" толстых мишеней плато дискриминации в выбранной рабочей точке счетной характеристики 2π -счетчика имеет заметный наклон, поэтому возникает необходимость экстраполяции полученного отсчета к нулевому уровню дискриминации. Мертвое время счетного канала задавалось датчиком мертвого времени, включенном на выходе дискриминатора и составляло $6,0 \pm 0,1$ мксек. Значение мертвого времени было найдено с помощью генератора двойных импульсов, а также методом двух источников. Все случайные и систематические погрешности измерений активности 2π -счетчиком оценивались по методике, предложенной в работе /6/.

3. Взвешивание мишеней по счету α -частиц в малом телесном угле

Взвешивание мишеней по счету α -частиц в малом телесном угле позволяет избежать поправок на самопоглощение и обратное рассеяние α -частиц, вводимых при счете в 2π -геометрии.

При взвешивании мишени больших размеров детектор должен быть удален от активного слоя, с тем чтобы эффективность регистрации (телесный угол на детектор) мало отличалась для различных точек мишени. При этом весьма существенной оказывается величина площади детектора, которая определяет время измерения, необходимое для получения заданной статистической точно-

сти. В качестве детектора использовался поверхностно-барьерный кремниевый счетчик α -частиц площадью 12 см^2 /7/ с энергетическим разрешением около 1%.

Геометрический фактор, рассчитанный по формуле, приведенной в работе /8/, оказался равным $(0,979 \pm 0,005) \cdot 10^{-3}$:

Уровень хвоста в амплитудном спектре импульсов, полученном на рабочей мишени в этой камере, при выбранном пороге дискриминации на уровне $1/3$ максимальной амплитуды, составлял $\sim 0,1\%$. Это свидетельствует: а) об отсутствии потерь α -частиц в мишени, которые могли бы иметь место, например, в результате диффузии урана в подложку при многократном отжиге мишени; б) об отсутствии присчета α -частиц в результате рассеяния на стенках камеры; в) об отсутствии просчетов из-за потерь α -частиц в материале детектора.

Для определения доли α -активности урана-235 в изотопной смеси был проведен анализ на полупроводниковом α -спектрометре /9/. Светосила была повышена за счет применения детектора площадью 3 см^2 с разрешением 25 кэВ, изготовленного по технологии /10/. Хотя использованный уран-235 обладал высокой изотопной чистотой (99,99% по весу), в α -спектре наблюдалась заметная примесь урана-234 - $3,23 \pm 0,18 \%$; остальные изотопы урана давали вклад менее 0,01%.

Однородность мишеней проверялась полупроводниковым измерителем плотности, с помощью которого проводился счет α -частиц с площади 1 см^2 по двум взаимно перпендикулярным диаметрам активного слоя. Среднеквадратичное отклонение плотности не превышало 5%.

В заключение отметим, что результаты измерений числа ядер урана-235 на изготовленных мишенях, полученные тремя различными методами, находятся в хорошем согласии. Анализ, проведенный методом наименьших квадратов, показал, что любой из трех методов взвешивания позволяет определить вес слоя урана на мишенях данного типа с погрешностью не хуже 1% при вероятности 0,7.

Изготовленные мишени в течение года использовались в Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова. Отмечено сохранение прочности слоев при многократном охлаждении до температуры жидкого азота.

Л и т е р а т у р а

1. Proc. of Seminar on the preparation and standart of isotopic targets and foils. Harwell, Berkshire, 1965.
2. Росси Б., Штауб Г. Ионизационные камеры и счетчики. М., ИЦ, 1951.
3. Калашников А.М., Солошенко П.С., Федотов П.И. "Прикладная ядерная спектроскопия", 1975, вып.5, с.152.
4. Гейдельман А.М., Солошенко П.С., Федотов П.И., Хольнов Ю.В. "Прикладная ядерная спектроскопия", 1971, вып.2, с.40.
5. White P.H. "Nucl. Instr. and Meth." 1970, v.79, p.1.
6. Караваев Ф.М. В кн.: Измерение активности нуклидов. М., Изд. стандартов, 1972.
7. Соловьев С.М., Эйсмонт В.П. "Прикладная ядерная спектроскопия", 1974, вып.4, с.99.
8. Петряк К.А., Бак М.А. ЖТФ, 1955, т.25, с.636.
9. Соловьев С.М., Смирнов А.Н., Эйсмонт В.П. "Атомная энергия", 1973, т.34, с.34.
10. Соловьев С.М. "Прикладная ядерная спектроскопия", 1974, вып.4, с.105.

ДЕСЯТИСЛОЙНАЯ ИСКРОВАЯ КАМЕРА ДЛЯ
ИЗУЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

В.В.Бобыр, А.П.Бордуля, О.Е.Митрохин,
В.И.Стрижак
(ИГУ)

В.Н.Манохин
(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Изготовлена и исследована 10-слойная искровая камера для изучения реакции деления ядер. Соответствующим подбором условий работы камеры (состава и давления газа, скорости продувки, геометрии) удалось получить эффективность регистрации осколков деления 20% при эффективности регистрации α -частиц 10-8.

The 10-th sections corona type spark chamber of the detection of fission fragments in the presence of alpha-particle background has been described. Spark chamber may be used for studying fission experiments.

В настоящее время в связи с появлением новых типов детекторов ядерных излучений появилась возможность более глубоко познавать процесс деления ядер путем изучения временных и амплитудных спектров γ -лучей и нейтронов деления. Чтобы выделить собственно гамма-лучи и нейтроны деления на фоне гамма-лучей и нейтронов, обусловленных другим процессам, эксперимент чаще всего ставится на совпадении с образующимися в процессе деления осколками. Предлагаемая в работе искровая камера, служащая для регистрации таких осколков деления, является усовершенствованием камер, предложенных в работах /1-3/.

Выбор искровой камеры коронного типа связан с тем, что такие камеры имеют четкую зависимость эффективности регистрации от удельной ионизации частиц. Так, при соответствующем подборе условий работы камеры (состава и давления га-

за, геометрии, напряжения питания) и достаточно большой эффективности регистрации осколков деления эффективность регистрации α -частиц может быть в 10^8 раз меньше.

Конструкция камеры и схема ее питания показаны на рис.1. В дюралюминиевом корпусе помещаются 100 секций камеры, каждая две из которых имеют общий катод. Аноды - нихромовые нити диаметром 0,1 мм, натянутые на кольца из нержавеющей стали диаметром 102 мм. Катоды также выполнены из нержавеющей стали. Расстояние анод - катод равно 2 мм.

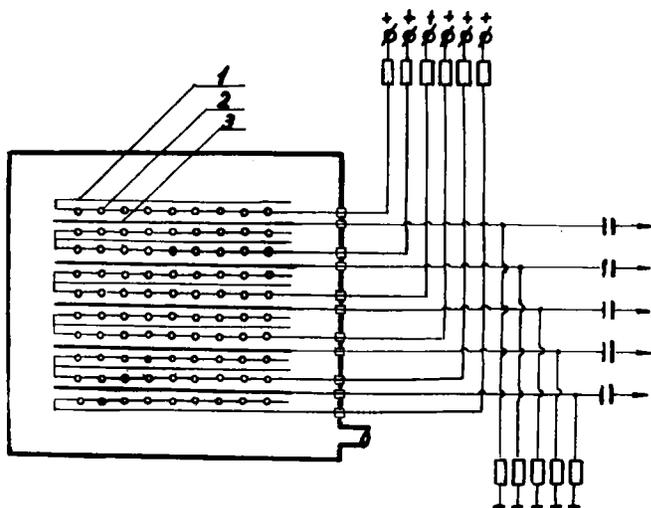


Рис.1. Схематический рисунок 10-слойной искровой камеры и электрическая схема ее включения:
1 - мишень; 2 - анодная сетка; 3 - катод

Делящееся вещество, в данном случае ^{235}U с поверхностной плотностью 1 мг/см^2 , наносится на алюминиевую фольгу и помещается на расстоянии 4 мм от анода. Изолятором между анодом и катодом служит тефлон.

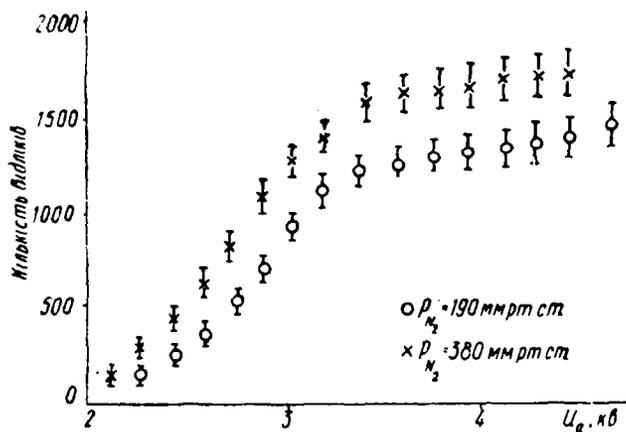


Рис.2. Счетная характеристика камеры при наполнении ее чистым азотом при пониженном давлении

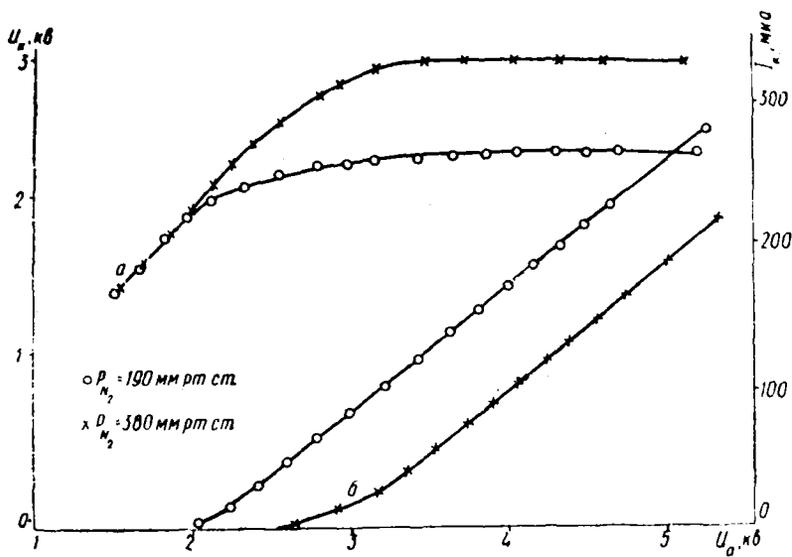


Рис.3. Зависимость напряжения на электродах камеры и тока коронного разряда от напряжения питания.

Камера испытывалась при наполнении ее чистым азотом и гелием и смесью этих газов с ксеноном при разных давлениях. На рис.2 для примера показана счетная характеристика камеры при наполнении ее чистым азотом при пониженном давлении, а на рис.3 - зависимость напряжения на электродах камеры и тока коронного разряда от напряжения питания. По этой зависимости можно определить область, в которой коронный разряд стабилизирует работу искровой камеры.

Амплитуда импульса зависит от типа рабочего газа. Так, при наполнении азотом она изменялась от 70 в при давлении 190 мм рт.ст. до 100 в при давлении 1 атм. Длительность переднего фронта импульса в случае азота составляла $\sim 10^{-8}$ сек, эффективность достигала 20%. При применении в качестве наполнителя гелия с 5%-ной добавкой ксенона эффективность камеры была несколько большей.

Камера будет использоваться в экспериментах по изучению запаздывающих нейтронов и гамма-лучей деления ^{235}U .

Литература

1. Рябов Ю.В., Со Дон Сик. Препринт ОИЯИ РЗ-3957, 1968.
2. Гангрский Ю.П., Нгуен Конг Хань. Препринт ОИЯИ I3-4551, 1969.
3. Бобыр В.В., Митрохин О.Е., Стрижак В.И. "Вестник Киевского университета", 1976, № 17, с.63.

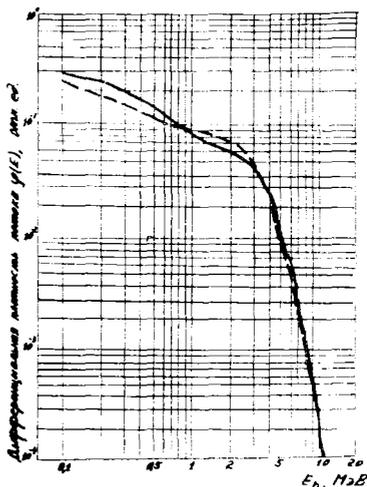
ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ^{243}Am ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

А.И.Вдовин, В.В.Каркин, И.И.Лошаков, В.И.Остроумов
(ЛПИ им.М.И.Калинина)

Предлагается использовать реакцию $^{243}\text{Am}(n,f)$ для по-
вышения достоверности измерения спектров нейтронов в
области $0,1 - 1 \text{ МэВ}$

The reaction $^{243}\text{Am}(n,f)$ is proposed in order to raise
the accuracy of neutron spectra measurements in the
range from $0,1$ to 15 MeV

Для повышения достоверности измерений спектров нейтронов в об-
ласти $0,1 - 1 \text{ МэВ}$ активационным методом предлагается использовать
реакцию $^{243}\text{Am}(n,f)$. Для нее
рассчитаны эффективные сечения
и пороговая энергия методом на-
именьших квадратов^I, которые
соответственно равны $0,8 \pm 0,1 \text{ б}$
и $0,32 \text{ МэВ}$. Восстановление тес-
товых спектров с включением
 $^{243}\text{Am}(n,f)$ в набор II детекто-
ров показало увеличение точно-
сти в диапазоне $0,1 - 0,5 \text{ МэВ}$ на
 $50 - 100 \%$ при ошибках скорости
реакции активации $\sim 7\%$. Данный
детектор испытан в эксперименте
на ВВР. Результаты приведены на
рисунке.



Спектр, восстановленный методом
МНР с включением $^{243}\text{Am}(n,f)$ в
набор II детекторов (—); то же
без $^{243}\text{Am}(n,f)$ (---)

^I Трошин В.С., Крамер-Агеев Е.А. "Атомная энергия", 1970,
т.29, с.30.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ МЕТОДИКИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОВ ПО АКТИВАЦИОННЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ

И.Г.Голыков, В.В.Каржкин, И.И.Лоцаков, В.И.Остроумов
(ЛПИ им.М.И.Калинина)

Рассматривается восстановление нейтронных спектров в области 0,1 - 15 Мэв методом академика Тихонова. Исследовалось влияние ошибок активационных интегралов на точность полученного спектра.

Abstract

The unfolding of the neutron spectra by academic Tichonov's method in the energy range from 0.1 to 15 MeV is considered. The activation detectors errors influence on obtained spectra accuracy was investigated.

При измерении спектров быстрых нейтронов пороговыми индикаторами приходится решать систему интегральных уравнений вида

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_i(E) \varphi(E) dE = N_i \quad (i=1, \dots, n). \quad (1)$$

Такая задача относится к числу некорректных, и для ее решения разработан ряд новейших методов, например метод минимизации направленного расхождения /МНР/ /1/ или метод минимизации относительных отклонений /RDMM/ /2/. Эти методы проверены в ряде бумажных экспериментов /3/ для энергий $E_{min} \geq 1$ Мэв. Однако интересно было бы установить границы применимости новейших методов в реальных экспериментах, когда активационные интегралы заданы с ошибкой μ $E_{min} = 0,1$ Мэв.

Решение системы /1/ сводится к нахождению функции $\varphi(E)$ из подпространства $L_2^m(E_{min}, E_{max}) \subset L_2(0, \infty)$ функций, интегрируемых с квадратом по мере $d\mu = e^{-E} dE$. Размерность такого подпространства m не превышает n ($dim L_2^m \leq n$). В качестве базиса рассматриваются полиномы Лагерра P_i . В таком приближении система /1/ представляется в виде

$$\sum_{k=1}^m C_k r_{ik} = 1, \quad r_{ik} = \frac{1}{N_i} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_i(E) P_{k-1}(E) e^{-E} dE$$

или в матричной форме:

$$RC = I, \quad I^T = (1, 1, \dots, 1),$$

где C - искомый вектор коэффициентов при полиномах Лагерра.

Такие системы решаются методами регуляризации, минимизирующей стабилизирующий функционал /4/:

$$\|RC - I\| + \lambda \|C\|^2. \quad /2/$$

Вектор C - минимизирующий функционал /2/ - находится из системы:

$$(R^T R + L)C = R^T, \quad /3/$$

где R^T - транспонированная матрица R ;

L - диагональная матрица, на главной диагонали которой стоит λ .

При $\lambda = 0$ система /3/ эквивалентна методу $RDMM$. Если вектор $\mathcal{N} = (\mathcal{N}_1, \dots, \mathcal{N}_n)$ известен точно / "бумажный" эксперимент/, параметр регуляризации выбирается из условия совпадения заданных правых частей системы /1/ с полученными при подстановке в нее восстановленного спектра.

Ситуация меняется, когда активационные интегралы даны с ошибкой. В этом случае известно лишь, что отклонение правой части системы /1/ от точного значения не превышает некоторую величину δ , зависящую от экспериментальных ошибок. Тогда существует класс Q функций $\varphi(E)$, таких, что

$$\|\mathcal{N} - \mathcal{N}'\| \leq \delta,$$

где \mathcal{N} - вектор заданных правых частей системы /1/, а \mathcal{N}' - полученных при подстановке в левые части /1/ функции $\varphi(E)$.

Любая положительная в интервале $[E_{min}, E_{max}]$ функция из этого класса является решением системы /1/.

Для оценки величины отклонения функций из класса Q случайным образом изменяли начальный спектр $\varphi_0(E)$ и для полученной функции $\varphi(E)$ рассчитывали интегралы типа /1/. В качестве $\varphi_0(E)$ был выбран спектр тяжеловодного реактора в интервале 0,1 - 15 Мэв. Использовался набор из 12 детекторов:

$$\begin{aligned} &Pu^{238}(n,t), \quad \mathcal{N}p^{237}(n,t), \quad Am^{241}(n,t), \quad Jn^{15}(n,n'), \\ &U^{238}(n,t), \quad \mathcal{N}i^{58}(n,p), \quad S^{32}(n,p), \quad \mathcal{C}l^{35}(n,t), \\ &Ac^{27}(n,p), \quad Fe^{56}(n,p), \quad Ac^{27}(n,t), \quad F^{19}(n,2n). \end{aligned}$$

В случае $\|N - N'\| = \max \left\{ \left| \frac{N_i - N'_i}{N_i} \right| \right\}$, если $\delta = 14\%$, отношение функций $\varphi(E)$ в равномерной метрике достигает 60%, а в квадратичной

$$\left(\frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{\varphi_0(E) - \varphi(E)}{\varphi_0(E)} \right)^2 dE}{E_{\max} - E_{\min}} \right)^{1/2}$$

оно равно 30%.

Таким образом, когда мы имеем ошибку в активационных интегралах $\delta = 14\%$, нельзя быть уверенным, что восстановленный спектр $\varphi(E)$ отличается от истинного $\varphi_0(E)$ меньше, чем на 60%, в равномерной метрике, независимо от метода, которым он был восстановлен. В частности, в методе *RDM* все положительные функции из Q вида $\varphi_m(E) = e^{-E} \sum_{k=1}^m c_k p_{k-1}$ ($m \leq n$) должны рассматриваться как элементы вероятностного пространства. Оценкой истинного значения $\varphi_0(E)$ является их среднее арифметическое:

$$\varphi(E) = \frac{1}{M} \sum \varphi_m(E). \quad /5/$$

В /5/ суммируются только такие $\varphi_m(E)$ из /4/, которые удовлетворяют условиям:

$$\left. \begin{array}{l} \varphi_m(E) > 0, \varphi_m(E) \in Q, \\ E_{\min} \leq E \leq E_{\max}. \end{array} \right\} \quad /6/$$

M – число функций, удовлетворяющих условиям /6/.

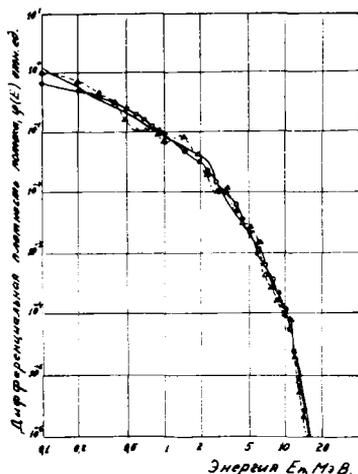
В математике суммирование вида /5/ известно как метод обобщенного суммирования рядов Фурье.

Расчеты для тестовых спектров показывают, что применение этого метода позволяет получить решение, более устойчивое к экспериментальным ошибкам. На рис. приводятся восстановленные спектры: $\varphi_1(E)$ – методом МНР и $\varphi_2(E)$ – методом обобщенного суммирования при $\lambda = 2 \cdot 10^{-5}$, выбранным по методу Тихонова. Ошибки в активационных интегралах были разыграны по нормальному закону с $\sigma = 7\%$. Максимальная ошибка при восстановлении спектра методом МНР равна 150%. При использовании метода обобщенного суммирования она не превышает 50%. Следует отметить, что применение метода обобщенного суммирования дает

устойчивое решение даже при $\lambda = 0$, т.е. позволяет обойтись без введения стабилизирующего функционала $\lambda \|C\|^2$.

Литература

1. М.З.Тараско, Е.А.Крамер-Агеев, Е.Г.Тихонов. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений" Вып. II, под ред. Л.Р.Кимеля. Атомиздат, М., 1970, стр. 125.
2. Е.А.Крамер-Агеев, Е.Г.Тихонов, В.С.Трошин. Оценка погрешностей метода минимизации относительных отклонений при обработке результатов измерений пороговыми индикаторами. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений". Вып. 9, под ред. Л.Р.Кимеля. Атомиздат, М. 1969, стр. 139-143.
3. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Труды Всесоюзного совещания. Москва, 14-17 октября 1974 г., т. 2. Под ред. В.Д.Васильева. М., 1974, стр. 184.
4. А.Н.Тихонов, В.Н.Арсенин. Методы решения некорректных задач. "Наука", М. 1974, стр. 224



Восстановленные спектры нейтронов:

- заданный спектр $\varphi_0(E)$;
- Δ- - спектр $\varphi_1(E)$, метод МНР ;
- o- - спектр $\varphi_2(E)$, метод обобщенного суммирования.

РАСЧЕТ БОРНОГО ФИЛЬТРА, ПРИМЕНЯЕМОГО ПРИ ИЗМЕРЕНИИ
НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОВ

В.Б.Каржкин, И.И.Лоцаков, В.И.Остроумов

(ЛПИ им.М.И.Калинина)

Рассмотрено влияние размеров фильтра и условий облучения на пропускание нейтронов в диапазоне 10^{-5} - 1 Мэв. Рассчитано эффективное сечение $^{238}\text{Pu}(n,f)$ за фильтром $1 \text{ г/см}^2 \text{ В}^{10}$.

The paper is devoted the neutrons passing influence of filter's sizes and irradiation conditions in the range from 10^{-5} to 1 MeV. Effective cross section of the reaction $^{238}\text{Pu}(n,f)$ beyond the filter $1 \text{ g/cm}^2 \text{ В}^{10}$ is calculated.

Для измерения спектров быстрых нейтронов часто применяют трековые детекторы в борном фильтре /1,2/. Однако пропускание нейтронов фильтрами зависят от размеров, формы фильтра и от условий облучения.

Рассмотрим пропускание нейтронов в полость цилиндрического борного фильтра при облучении его параллельным пучком со стороны основания.

Разобьем падающий поток на две составляющие Φ_0^1 и Φ_0^2 , соответствующие двум возможным способам прохождения нейтрона в полость фильтра, через основание и через боковую поверхность, и рассмотрим их прохождение в полость фильтра в односкоростном приближении.

Для потока Φ_0^1 можно принять:

$$\Phi^1 = \Phi_0^1 e^{-\Sigma_1 d},$$

где d - толщина фильтра.

Выход нейтронов потока Φ_0^2 в полость без рассеяния невозможен. Поэтому учтем вклад нейтронов, испытавших первое рассеяние, в общий поток в полости. Простые рассуждения дают выражение:

$$\Phi^2 = \Phi_0^2 \frac{\Sigma_2}{2\Sigma_1} \left(e^{-\Sigma_1 d} - e^{-\Sigma_1(D-d)} \right) \frac{1}{\Sigma_1 d} \times \\ \times \left(1 - e^{-\Sigma_1 d} \right) \frac{R^2 - d^2}{d^2}, \quad D = 2R, \quad r = R - d.$$

Тогда для коэффициента пропускания получаем

$$K = e^{-\Sigma_t d} + \frac{\Sigma_s}{2\Sigma_t} (e^{-\Sigma_t d} - e^{-\Sigma_t(D-d)}) \frac{1}{\Sigma_t d} \times \\ \times (1 - e^{-\Sigma_t d}) \frac{R^2 - r^2}{2},$$

где D - диаметр фильтра.

Проводя аналогичные рассуждения для пучка нормального к оси цилиндра, получим

$$K = e^{-\Sigma_t d} + \frac{\Sigma_s}{2\Sigma_t} (e^{-\Sigma_t t_1} - e^{-\Sigma_t t_2}) \frac{1}{\Sigma_t t} (1 - e^{-\Sigma_t t}) \frac{d}{2} + \\ + \frac{\Sigma_s}{2\Sigma_t} (e^{-\Sigma_t t} - e^{-\Sigma_t t_3}) \frac{1}{\Sigma_t d} (1 - e^{-\Sigma_t d}) \frac{d}{2}; \\ t_1 = \frac{D^2}{4d} (\alpha - \sin \alpha) - \frac{\pi D^2}{16d}, \quad \cos \alpha = \frac{r}{R}, \quad t_3 = t + \frac{\pi r}{2}; \\ t = \frac{\pi}{4r} (R^2 - r^2) - \frac{R^2}{2r} (\alpha - \sin \alpha), \quad t_2 = \frac{\pi R^2 - r^2}{4d}.$$

Расчеты по приведенным формулам показали, что пропускание нейтронов зависит от диаметра фильтра и различно для двух выбранных направлений облучения. Для более точного анализа указанных зависимостей произведен расчет пропускания нейтронов методом Монте-Карло /3,4/ с использованием статистических весов. Результаты расчета приведены на рис.1. Видно, что прохождение нейтронов зависит от размеров и от геометрии облучения.

Опыт нашей работы показал, что сечение деления для трекового детектора, рассчитанное по пропусканию нейтронов какого-то заданного спектра, не дает удовлетворительных результатов при восстановлении спектров. Поэтому был произведен расчет пропускания нейтронов цилиндрическим фильтром диаметром 47 мм и толщиной 1 г/см² по В¹⁰ / при обогащении 85%/ для 26 значений энергии E_0 падающих моноэнергетических нейтронов в диапазоне 4.10⁻⁵ - 1 Мэв.

Расчет проведен в трехмерной геометрии для широкого плоскопараллельного пучка, нормального к оси цилиндра. Получены спектры нейтронов, прошедших в полость фильтра. По полученным данным рассчитана эффективная функция возбуждения реакции

²³⁸Pu(n, f) при помещении детектора в фильтр, которая приведена в таблице.

Были проведены измерения спектров быстрых нейтронов с использованием $^{238}\text{Pu}(n, f)$ в составе набора $\text{Np}^{237}(n, f)$, $\text{Am}^{241}(n, f)$, $\text{Zn}^{65}(n, n')$, $\text{U}^{238}(n, f)$, $\text{Ni}^{58}(n, p)$, $\text{S}^{32}(n, p)$, $\text{Ce}^{35}(n, \alpha)$, $\text{Ac}^{227}(n, p)$, $\text{Fe}^{56}(n, p)$, $\text{Ac}^{227}(n, \alpha)$, $\text{F}^{19}(n, 2n)$.

Некоторые из полученных спектров приведены на рис.2.

Использование полученного таким образом эффективного сечения $^{238}\text{Pu}(n, f)$ позволило существенно повысить достоверность измерения спектров нейтронов в диапазоне 0,1 - 1 Мэв.

Эффективное сечение реакции $^{238}\text{Pu}(n, f)$ за фильтром B^{10} 1 г/см²

$E_n \times 10^4$:		$\sigma(n, f)$:		$E_n \times 10^3$:		$\sigma(n, f)$:		$E_n \times 10$:		$\sigma(n, f)$	
М	эв	М	барн	М	эв	М	барн	М	эв	М	барн
1	:	2	:	3	:	4	:	5	:	6	
0,1	:	9	:	4	:	718	:	1	:	496	
0,5	:	18	:	5	:	721	:	1,5	:	608	
1	:	18	:	6	:	728	:	2	:	745	
1,5	:	52	:	7	:	705	:	3	:	966	
2	:	150	:	8	:	681	:	4	:	1250	
3	:	165	:	9	:	578	:	5	:	1420	
4	:	181	:	10	:	481	:	6	:	1610	
5	:	220	:	15	:	406	:	65	:	1690	
6	:	267	:	20	:	343	:	70	:	1770	
7	:	288	:	30	:	406	:	75	:	1820	
8	:	311	:	40	:	481	:	80	:	1880	
9	:	441	:	50	:	482	:	85	:	1920	
10	:	625	:	60	:	484	:	90	:	1960	
15	:	627	:	70	:	490	:	95	:	1980	
20	:	629	:	80	:	496	:	100	:	1990	
30	:	670	:	90	:	496	:		:		

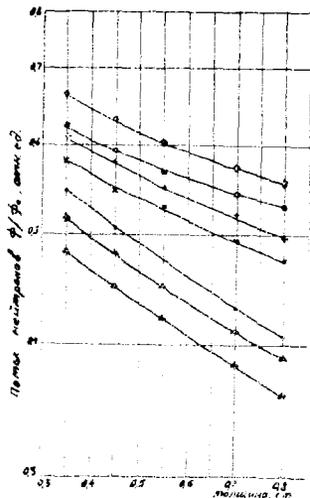


Рис. 1

Ослабление потока нейтронов сорными фильтрами / плотность 1,1 г/см³/з. плоский слой; × — диаметр 7,2 см; + — диаметр 5 см; ○ — диаметр 2,7 см; △ — диаметр 2,7 см; пучок под углом 45° к оси цилиндра; ◇ — диаметр 2,7 см, облучение со стороны основания; ▲ — изотропный пучок.

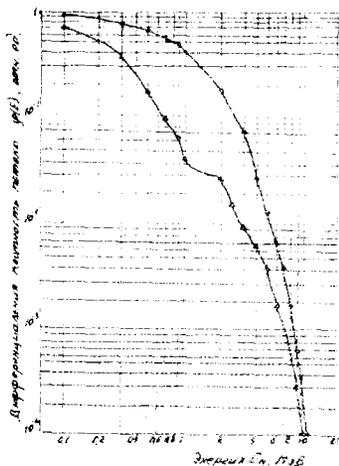


Рис. 2

○ — спектр реактора за 10 см свинца;
 ▲ — спектр реактора за 10 см углерода

Л и т е р а т у р а

1. Л.Л.Закамский, С.Н.Крайтор, Н.Ч.Кушнерова. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях, 1974, т.1, стр.51-53.
2. Н.Н.Кошаева, С.Н.Крайтор. Препринт ОМНИ РБ-5421, 1970.
3. И.Г.Голиков, И.И.Лошаков, В.И.Остроумов, А.И.Шесет. Изучение полей быстрых нейтронов в полости цилиндрической защиты. Тезисы докладов Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений. М, 1974, стр.12.
4. И.Г.Голиков, И.И.Лошаков, В.И.Остроумов. Прохождение быстрых нейтронов в полость защиты цилиндрической формы. II В 754. Деп. РБ II/1/, 1975.

ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКОВ
НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ

В.А.Бурцев, А.И.Вдовин, В.Д.Дятлов, В.А.Кузьмин, В.И.Куцониц,
А.Е.Попытаев

(НИИЭФА УКАЗ СССР)

Представлены результаты численного и экспериментального исследования величины активационного интеграла в блоке замедлителя запаздывающего детектора нейтронов для воды, парафина и полистирола.

The results of the numerical and experimental investigation of the activation integral value in the moderator block of the activation neutron detector for water, parafin and polystyrene are presented.

В экспериментах по термоядерному синтезу предъявляются повышенные требования к эффективности и надежности регистрации нейтронного излучения. Для измерения нейтронных потоков из термоядерной плазмы наибольшее распространение получили запаздывающие /активационные/ детекторы нейтронов. Такие детекторы обладают абсолютной избирательностью к нейтронам, т.е. не подвержены влиянию сопутствующих излучений и электромагнитных помех, которые присутствуют в момент проведения эксперимента. Запаздывающие детекторы позволяют измерять практически неограниченные по величине нейтронные потоки.

Для увеличения эффективности регистрации нейтронов конструкции запаздывающих детекторов предполагает наличие водородосодержащего замедлителя. На термоядерной установке, описанной в работе / 1 /, для измерения нейтронных потоков применяется запаздывающий детектор в виде парафиновой пластины, в которой расположены счетчики, обернутые индиевой фольгой. Геометрия детектора выбрана из условия максимального телесного угла захвата нейтронов, а его чувствительность составляет $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ им-пульса на нейтрон.

На данном этапе термоядерных исследований актуальным является вопрос о повышении эффективности детекторов нейтронов.

С целью оптимизации геометрии запаздывающего детектора произведено измерение активационного интеграла индия для случая локального распределения радиоактивного индикатора и машинный расчет для случая изотропного распределения ядер радиоактивного индикатора по объему замедлителя.

В докладе представлены результаты расчета и эксперимента по измерению активационного интеграла индия в цилиндрических бляшках воды, парафина и полистирола диаметром 30 см и высотой 30 см.

На рисунке 1 и рисунке 2 представлены распределения активационного интеграла в блоке полистирола по оси блока и по радиусу соответственно.

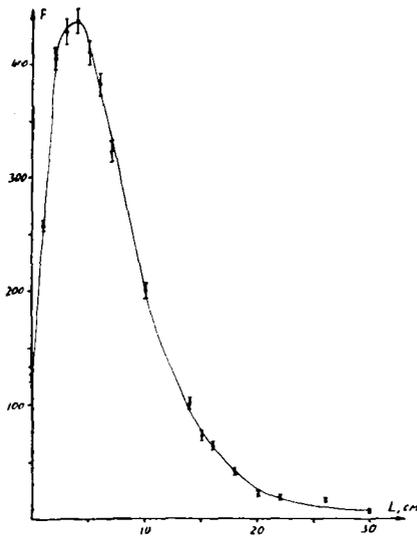


Рис.1. Распределение активационного интеграла $F = \int_a^E \Sigma_a(E) \phi(E) dE$ по оси блока; по оси X отложено расстояние от основания цилиндра в см

Для случая изотропного распределения радиоактивного индикатора производился расчет методом Монте-Карло с использованием статистических весов для уменьшения дисперсии. При моделировании процесса замедления нейтрона рассматривались упругое и неупругое рассеяние и радиационный захват на ядрах H^1 , C^{12} , O^{16} , In^{115} . Сечения соответствующих процессов взяты из библиотеки оцененных данных $ENDF$. История нейтрона прерывалась, если его

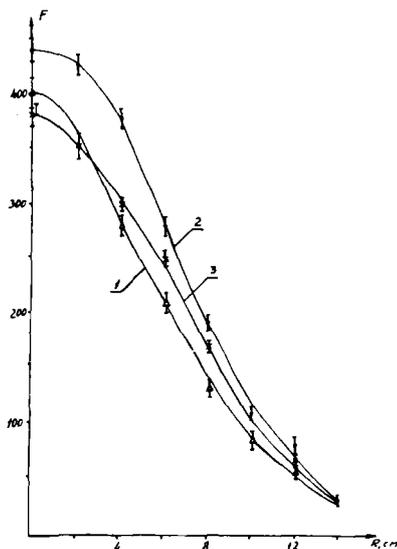


Рис.2. Распределение активационного интеграла по радиусу. По оси X отложено расстояние от оси цилиндра в см. 1 - $L = 2$ см; 2 - $L = 4$ см; 3 - $L = 6$ см

статистический вес становился меньше 0,0001. При этом замедление нейтронов прослеживалось до энергий порядка нескольких электронвольт. Дифференциальное сечение упругого рассеяния при-

нималось изотропным в с.ц.м. при энергиях нейтронов ниже 0,7 МэВ, а для больших энергий рассчитывалось по формуле

$$\frac{dG}{d\theta} = \frac{(R+\lambda)^2}{4} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \left[J_1 \left(\frac{R+\lambda}{\lambda} \operatorname{Sin} \theta \right) \right]^2,$$

где R - радиус ядра; λ - длина волны нейтрона; J_1 - функция Бесселя.

В результате расчетов получены зависимости эффективности поглощения нейтронов в детекторе от его геометрических размеров и концентрации In^{115} . Для цилиндра диаметром 25 см и длиной 35 см для концентрации ядер In^{115} , составляющей 1% концентрации ядер водорода, эффективность поглощения составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2}$.

Полученные экспериментальные и расчетные зависимости позволяют оптимизировать запаздывающие детекторы нейтронов относительно их эффективности и геометрии.

Л и т е р а т у р а

- Г. Бурцев В.А., Литуновский В.Н., Люблин Б.В., Макеев Г.М., Овсянников В.А., Прокопенко В.Ф., Смирнов В.Г., Федякова В.П., Препринт К-0290, НИИЭФА, 1976.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ И ЗАРЯЖЕННЫХ ПРОДУКТОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ,
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ПЛОТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

В.А.Бурцев, В.Д.Дятлов, Р.Е.Кржижановский, А.А.Левковский
(НИИЭФА ГКАЗ СССР)

Методами численного моделирования энерговыделения при лазерном термоядерном синтезе рассчитаны спектры нейтронов и α -частиц в зависимости от температуры и степени сжатия дейтериево-тритиевой мишени. Показано, что энергетические спектры нейтронов в комплексе с энергетическими спектрами α -частиц могут служить параметрами диагностики плазмы при лазерном термоядерном синтезе.

Spectra of neutrons and α -particles depending on temperature and compression ratio of deuterium-tritium target are calculated by method of numerical modeling of energy release process at laser thermonuclear synthesis.

Energetic spectra of neutrons together with those of α -particles are shown to be parameters of diagnosis of plasma.

Принципы осуществления лазерного термоядерного синтеза в дейтериево-тритиевой плазме предполагают достижение высоких степеней сжатия и нагрева микромишени [1,2,3]. Диагностировать лазерную плазму можно по спектрам нейтронов и α -частиц, образующихся в реакции $t(d, n), He^4$. Нами выполнены расчеты таких спектров для девяти состояний дейтериево-тритиевой плазмы с температурой 1;5 и 10 кэВ и плотностью 0,2; 1; 10 г/см³ соответственно. Начальный радиус мишени при плотности 0,2 г/см³ принимался равным 0,01 см.

Предполагая максвелловское распределение ядер по относительным скоростям и зависимость сечения от скорости по Гамоу для числа актов взаимодействия (Wd,t) в единице объема в одну секунду, получим [4]:

$$Wd,t = 1,245 \cdot 10^{32} \cdot \rho \cdot X_d \cdot X_t \cdot Sd,t \cdot \sqrt{(Ad + At) / Ad \cdot At} \cdot \int_0^{\infty} \exp[-(v_m^2 + 106,7 \sqrt{Ad \cdot At} / (Ad + At)) / v_m] \cdot v_m \cdot d v_m, \quad (I)$$

где v_m - приведенная скорость, равная $v / \sqrt{2kT/M}$;
 ρ, X_d, X_t - плотность и весовые доли дейтерия и трития соответственно; Sd,t - множитель, определяющий сечение.

Подынтегральная функция в выражении (1) описывает плотность вероятности распределения актов взаимодействия ядер дейтерия и трития по относительным скоростям. Численный расчет функций для температур 1; 5 и 10 кэВ представлен на рисунке 1.

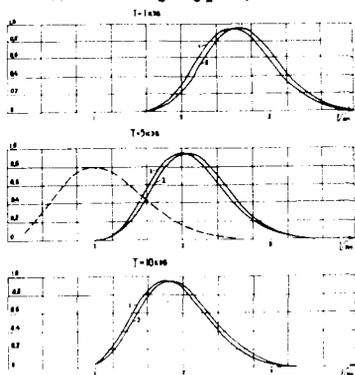


Рис.1.

Распределение взаимодействующих ядер по относительным скоростям:

1- для реакции dd ;

2- для реакции td .

Пунктир - распределение Максвелла

Видно, что реакции протекают в широком интервале относительных скоростей, соответствующих высокоэнергетической области максвелловского распределения. Вычисления выполнены для температур, при которых область эффективных скоростей лежит достаточно далеко от резонансной области dt - реакции (~ 110 кэВ).

Энергетический спектр нейтронов от реакции $t(d, n)_2He^4$ при рассматриваемых степенях сжатия определяется только температурным фактором. Действительно, средняя геометрическая длина пути нейтрона (\bar{l}) в сферической мишени радиуса R_0 , с учетом постоянной плотности вероятности образоваться нейтрону в любой точке мишени при изотропном угловом распределении, дается соотношением

$$\bar{l} = \frac{\int_0^{R_0} \sqrt{R_0^2 - z^2} z^2 dz}{\int_0^{R_0} z^2 dz}. \quad (2)$$

Условия сжатия мишени таковы, что средняя длина свободного пробега нейтрона уменьшается значительно быстрее уменьшения радиуса мишени. Параметры, при которых средний геометрический пробег нейтрона в мишени станет равным средней длине свободного пробега λ , можно определить из соотношения $\bar{l} = 0,3R = 1/n\sigma$. Отсюда для параметра ρR получается значение порядка ~ 10 , тогда как для рассматриваемых условий

$\sigma R \ll 0,03$ и, следовательно, нейтроны выходят из мишени без рассеяния.

В данной работе методом Монте-Карло моделировались акты взаимодействия дейтерия с тритием согласно их распределению по относительным скоростям (рис.1) и максвелловскому распределению по скоростям их центра масс. Энергетические спектры нейтронов для температур 1; 5 и 10 кэВ представлены на рисунке 2.

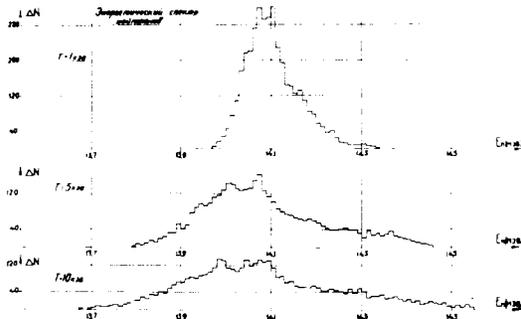


Рис.2. Энергетические спектры нейтронов

Заметно значительное уширение нейтронной линии с увеличением температуры мишени. Так, полуширина линии имеет значение 0,1, 0,21, 0,3 мэВ для температур 1; 5 и 10 кэВ соответственно. Асимметрия в распределении нейтронов может служить для уточнения сечения d_t -реакции в области малых энергий. Вид энергетического спектра нейтронов на стадии небольших степеней сжатия несет информацию только о температуре плазмы. Появление в нейтронном спектре нейтронов с энергией в интервале 1-14 мэВ будет свидетельствовать о достижении больших степеней сжатия мишени, при которых наступает рассеяние нейтронов на ядрах дейтерия и трития.

Энергетический спектр L -частиц формируется за счет торможения их в веществе мишени. Выражение для энергии, передаваемой за единицу времени от частицы i к частицам e плазмы, имеет вид [5]. $Q = (E_e - E_i) / \tau$ при

$$\tau = 3/8 \sqrt{2\pi} m_i m_e \sqrt{v^3} / (z^2 n_e e^4 L) * (T_e/m_e - T_i/m_i)^{3/2}, \quad (3)$$

где T_i - эффективная температура налетающих частиц; T_e - температура частиц плазмы; L - кулоновский логарифм / 6 /

Методом Монте-Карло равномерно по объему мишени моделировались акты αt -реакции. Начиная с точки образования, производили численный расчет тормозных потерь α -частицы на электронах и ионах плазмы вдоль траектории. Алгоритм "сопровождает" α -частицу до остановки или выхода из мишени.

На рисунках 3,4,5 приведены энергетические спектры α -

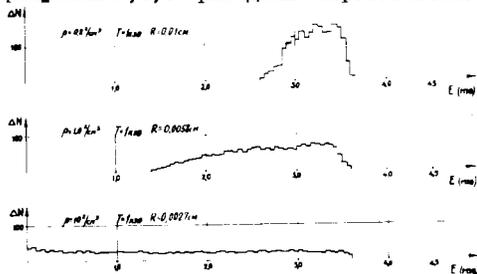


Рис.3. Энергетические спектры α -частиц при $T=1$ кэВ

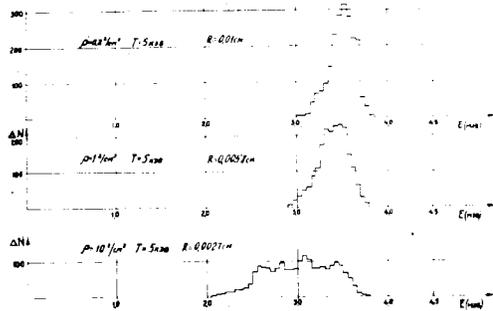


Рис.4. Энергетические спектры α -частиц при $T=5$ кэВ

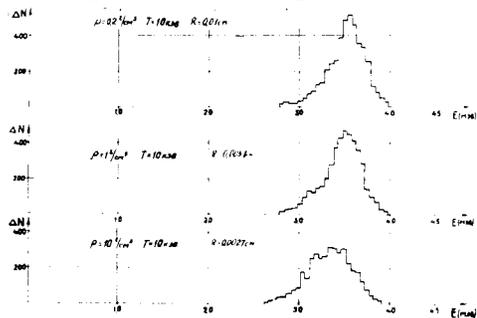


Рис.5. Энергетические спектры α -частиц при $T=10$ кэВ

частиц на выходе из мишени, рассчитанные для девяти состояний плазмы. На каждом рисунке представлены спектры λ - частиц для одного и того же значения температуры для трех различных степеней сжатия ($\rho = 0,2; 1$ и 10 г/см^3 соответственно).

На рис.3. особенно отчетливо наблюдается изменение спектров λ - частиц в зависимости от степени сжатия мишени. Степень сжатия при постоянной температуре заметно уширяет энергетическое распределение λ - частиц. Однако величина этого уширения сильно зависит от температуры мишени. Так, при температуре 1 кэВ сжатие до плотностей 10 г/см^3 уширяет энергетическое распределение λ - частиц вплоть до нулевого значения энергии, при этом из мишени выходит только 0,75 всех образовавшихся λ - частиц. При температуре 10 кэВ такая же степень сжатия расширяет энергетический спектр λ - частиц только в полтора раза и мишень становится полностью прозрачной.

Анализируя энергетические спектры λ - частиц и нейтронов, можно утверждать, что диагностировать состояние мишени при лазерном термоядерном синтезе можно лишь по комплексу количественных данных о нейтронных и λ - частичных спектрах в сочетании с измерением их полного выхода. Сравнивая суперпозицию расчетных спектров с экспериментальными, можно определить оптимальные веса сложения, а следовательно, оценить время пребывания плазмы в соответствующих состояниях, т.е. динамику процесса.

Л и т е р а т у р а

1. Пашинин П.П., Прохоров А.М., ЖЭТФ, 1971, 60, 1630.
2. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Волосевич П.П., Гамалия Е.Г., Крохин О.Н., Курдюмов С.П., Леванов Е.И., Розанов В.Б., "Письма в ЖЭТФ" 1975, т.21, вып.2.
3. "Проблемы лазерного термоядерного синтеза", Атомиздат, М., 1976.
4. Васильев С.С., Кочаров Г.Е., Левковский А.А., Из.АН СССР Серия физическая, т.38, №9, 1974.
5. Арцимович Л.Н., "Управляемые термоядерные реакции", М., 1961.
6. Сивухин Д.В., "Вопросы теории плазмы", 4, 100, М., 1964.

УРАН-ГРАФИТОВЫЙ РЕАКТОР КАК ИМПУЛЬСНО-СТАЦИОНАРНЫЙ
ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

И.Л.Чихладзе

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Сообщается о разработке уран-графитового импульсного реактора, способного работать также и в стационарном режиме. Использование резонансного поглотителя (E_{γ}) совместно с конструктивными особенностями приводит к сильному температурному коэффициенту реактивности, что позволяет сузить полуширину импульса до 3-5 мс и достичь потока быстрых и тепловых нейтронов до $0,5 \cdot 10^{19}$ $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

The elaboration of a graphite-uranium pulse reactor which can operate also at steady level of power is reported. Utilization of resonant poison (E_{γ}) and some design features lead to high temperature coefficient of reactivity. This enables to narrow half-width of the pulse to 3-5 msec and provide neutron fluxes (fast and thermal) of order $0.5 \cdot 10^{19} 1/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$.

Уран-графитовые импульсные реакторы обладают интегральным потоком нейтронов, почти на 2 порядка превышающим потоки в других системах (см. таблицу).

Параметры импульсных реакторов

Реактор	Состав а.з.	Загрузка горючего, кг	Повторяемость импульсов, час	Конечная температура, °C	Интегральный поток, $1/\text{см}^2$	Длительность импульса, м.с.	Интенсивность, $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$
Kukla	U	56	1	200	$6 \cdot 10^{13}$	40	$1,5 \cdot 10^{18}$
Super-Kukla	U+Mo	1000	8	140	$2 \cdot 10^{15}$	700	$3 \cdot 10^{17}$
Triga	U+Zr+H	3,6	4	360	$1 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^{17}$
ИН	раствор в воде	3	6	100	$1,5 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{16}$
ИГР	U+C	7,5	24	1500	$1 \cdot 10^{17}$	$100 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^{18}$

Однако большое время жизни нейтронов приводит к большим полупериодам импульса /1,2/. Кроме того, в таких реакторах возникают трудности теплоотвода от активной зоны, что приводит к значительным интервалам между импульсами, и нецелесообразности сочетания импульсного режима со стационарным. Поэтому сокращение длительности импульса в уран-графитовых системах и увеличение интенсивности теплоотвода при сохранении интегрального потока тепловых нейтронов привело бы к значительным преимуществам такого реактора по сравнению с другими.

Поставленную задачу можно решить путем придания реактору сильного отрицательного температурного эффекта реактивности α и отвода тепла водой непосредственно от активной зоны. Это достигается введением в активную зону резонансного поглотителя нейтронов (с резонансом вблизи тепловой области) и использованием тонкой активной зоны (с полушириной порядка диффузионной длины), очехлованной металлической водоохлаждаемой рубашкой.

Следовательно, намечаемая из физических и конструктивных соображений компоновка реактора имеет цилиндрическую уран-графитовую кольцевую активную зону, охлаждаемую водой, прокачиваемой через двойную металлическую рубашку, окружающую активную зону как с внешней стороны, так и со стороны центральной части, имеющей экспериментальный канал. Экспериментальные каналы имеются также и в отражателе, расположенном за охлаждающей рубашкой. Охлаждающая рубашка удерживает также и продукты деления. Вся система расположена внутри прочного герметичного стального корпуса, на котором размещены герметичные приводы стержней управления. Регулирование реактора весьма эффективно производится как из бокового отражателя, так и из центральной части.

При разогреве активной зоны максвелловский спектр тепловых нейтронов налагается на резонансное сечение поглотителя (эрбия). С другой стороны, увеличивается диффузионная длина и значительная доля нейтронов проходит к окружающей активную зону охлаждающей воде и поглощается там. Это приводит к увеличению α до значения $4 \cdot 10^{-4} \text{ I}/^\circ\text{C}$ (α для ИТР равно $1 \cdot 10^{-4} \text{ I}/^\circ\text{C}$). Вариантные проработки описанного реактора привели к следующим характеристикам:

Загрузка (уран 235) $Q = 15 \text{ кг}$.

Интегральный поток нейтронов $\int = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ I}/\text{см}^2$.

Дифференциальный поток $\Phi_T = 0,5 \cdot 10^{19}$ I/cm²с.
Повторяемость импульсов $n = 1$ имп/час.
Средняя температура разогрева в импульсе $T = 1500^\circ\text{C}$.
Поток в стационарном режиме $\Phi_T^{ст} = 1 \cdot 10^{18}$ I/(см²·с).
Габариты центрального экспериментального канала:
диаметр 20 см, высота 100 см.
В настоящее время ведется оптимизация характеристик реактора.

Литература

1. И.В.Курчатов, С.М.Фейнберг, Н.А.Доллежал, П.И.Алещенков, Ф.С.Дроздов, И.Я.Емельянов, А.Д.Жирнов, А.М.Казаченко, Г.Д.Князева, Ф.В.Кандратьев, В.Д.Лавренко, Н.Г.Моргунов, Б.В.Петуня, В.М.Смирнов, В.М.Талызин, А.Г.Филиппов, И.Л.Чхладзе, П.М.Чулков, Я.М.Шевелев. Импульсный графитовый реактор ИГР. Третья конференция по использованию атомной энергии в мирных целях, 1964.
2. Е.Д.Воробьев, Л.А.Микаэлян, А.И.Назаров, С.М.Фейнберг, Я.В.Шевелев, И.Л.Чхладзе, С.М.Кудевич. Импульсный реактор РИНГ. Препринт ИАЭ-2384, 1974.

ПРОБЛЕМЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

(Заключительное слово)

И.М.Франк

(ОИЯИ)

Все, вероятно, согласится с тем, что конференция по нейтронной физике прошла успешно. Она, несомненно, вызвала значительный интерес. Свидетельством этого является и большое число участников конференции и множество представленных на нее докладов. Все это можно рассматривать как следствие широкого развития нейтронных исследований в нашей стране, а также их высокого научного уровня. Нас радует активное участие в конференции иностранных ученых. Наша национальная конференция, очевидно, пользуется и известным международным престижем.

Успешной работе конференции способствовало и то, что практически не было параллельных секций, поэтому не возникало проблемы в том, какой именно среди интересных докладов программы разных секций следует предпочесть. В результате, однако, заседания оказались несколько перегруженными. С этой трудностью в дальнейшем следует считаться.

Естественно подводить итоги проделанной работы на заключительном заседании конференции. Это всегда полезно и не очень сложно на сравнительно небольших, тематически узких совещаниях. На многоплановых конференциях, подобных нашей, делать это сложно. Главная трудность здесь, как мне кажется, даже не в неизбежной субъективности мнений докладчика (на них в какой-то мере можно сделать поправку), а скорее в том, что когда докладывается обширные материалы, то воспринять все на слух трудно и почти неизбежно должно

потеряться нечто существенное и интересное. Поэтому я не буду пытаться давать полный обзор работы конференции. Я буду говорить главным образом о проблемах нейтронной физики, которые были предметом нашей работы, лишь иллюстрируя их материалами, представленными на конференцию. Естественно, что этот обзор не претендует на полноту.

Ни одна область ядерной физики не связана так тесно и так органично с различными, в том числе и техническими, приложениями, как нейтронная физика. Среди них, конечно, важнейшей и наиболее очевидной является ядерная энергетика. Не случайно пленарное заседание конференции открылось докладом О.Д.Казачковского, посвященным этой проблеме. В связи с этим, быть может, уместно привести удачный эпитет, данный нейтрону профессором Фешбахом на международной конференции по нейтронной физике (Лоуэлл, США, июль 1976 г.). Он назвал нейтрон "рабочей лошадью нашей земной энергетике". Но нейтрон - "рабочая лошадь" также и в производстве радиоактивных элементов и в бесчисленных областях наук и технических приложений. Их даже и перечислить не очень легко. При этом во многих случаях нейтрон нельзя назвать просто "рабочей лошадью", так как он способен на фокусы, которые недоступны даже лошади цирковой. На первом пленарном заседании конференции был и еще ряд интересных докладов. С.М. Поликанов обсудил некоторые из интереснейших проблем физики деления. Как в этом, так и в других докладах конференции отчетливо проявилась широта спектра проблем, связанных с делением ядер. Здесь и применения в ядерной энергетике, и проблема ядерных реакций, и структура ядра, даже физика элементарных частиц. Я имею в виду интересный доклад на одном из последних заседаний Г.В.Данилына о несохранении четности в процессе деления ядра^х. Он затронул также вопрос о несохранении четности при радиационном захвате нейтрона, которому на пленарном заседании был посвящен доклад Ю.Г.Абова. В.М.Струтинский говорил о проблеме деформации ядра. Это, вообще говоря, самостоятельная проблема структуры ядра, однако с физикой деления ее связывает представление о двугорбом потенциальном барьере, введен-

^х Здесь и далее я буду называть только фамилии докладчиков, хотя многие из них были репортерами и представляли не один, а несколько авторских коллективов. (См. программу конференции).

ном в физику деления В.М.Струтинским. В какой-то мере особняком по отношению к тематике конференции стоял доклад на пленарном заседании А.Б.Мигдала с ядрах в сверхплотном состоянии. Мы пока не знаем, возможно ли существование сверхплотных ядер. Однако мы уверены в том, что если они существуют, то нейтронная физика к ним должна иметь отношение, по крайней мере, как нейтронная астрофизика.

Многообразие свойств нейтрона, несомненно, определяет столь большое число приложений нейтронной физики в науке и технике. О.Д.Казачковский привел здесь впечатляющий пример — ядерная энергетика за 23 года развития достигла мощности 10^8 квт. Разумеется, мы не должны в наших обсуждениях упускать из рассмотрения то, что может дать нейтронная физика для ядерной энергетике.

Традиционно, что на таких конференциях большое внимание уделяется работам по ядерным константам, которые необходимы в реакторостроении. Так было сделано и в этот раз. Хотел бы подчеркнуть необходимое условие, при котором эти работы способны приносить реальную пользу. Наши коллеги в США любят характеризовать практическую полезность исследований языком цифр денежной экономии. Так, профессор Фаулер (конференция в Лоуэлле) в докладе "Нейтроны и энергия" анализирует роль точности данных по размножению нейтронов в обычном реакторе с водяным охлаждением. Он говорит, что уменьшение неопределенности в коэффициенте размножения на 1% в конце кампании тепловых элементов, связанное с неточностью знания констант, экономит 2 млн долл. Уменьшение ошибки на 1% в точности определения сечения сильно поглощающих нейтроны продуктов деления, таких, как ^{135}Xe , ^{147}Pr и др., в переводе на коэффициент размножения составляет примерно 0,05% или экономию на обогащении ^{235}U на 200 тыс. долл. Спрашивается, как достичь такой экономии? Можно ли ее добиться с помощью просто более аккуратного повторения прежних измерений? Очевидно, если бы это было достижимо с помощью имевшейся ранее измерительной техники, несомненно, это уже было бы сделано. Следовательно, повышение точности требует прогресса нейтронной науки, т.е. либо более совершенного, чем ранее, нейтронного спектрометра, либо развития методики эксперимента и обработки данных. Иными словами, эта экономия — прямая функция научно-технического уровня, фундаментальной науки, так как именно фундамен-

в том смысле, что измеряется зависимость чего-либо от энергии нейтронов, либо, по крайней мере, используются более или менее моноэнергетические нейтроны. В развитие нейтронных спектрометров для резонансных нейтронов физики вложили исключительно много сил и выдумки. В прежние годы основным было стремление повысить разрешающую способность спектрометра. Сейчас мы подходим иначе и выбираем, какой из методов спектроскопии следует предпочесть для решения той или иной поставленной задачи. Повышение разрешения спектрометра остается актуальным, но не для всех задач. В ряде случаев существующее разрешение достаточно, а иногда измеряются средние сечения и большое разрешение не требуется. Но часто предъявляются иные требования к нейтронному спектрометру (светосила, малый гамма-фон и т.д.). Повышение разрешения остается существенным, когда надо расширить область исследуемого нейтронного спектра либо нужно точно знать ход величины пропускания образца.

На конференции А.А. Лукьянов отмечал, какой сложной является интерпретация кривой пропускания для железа. В.В. Филиппов предлагал обойти трудность, связанную с недостаточным разрешением, с помощью измерений при разных толщинах образца. С этим в самом деле связан очень важный вопрос и очень интересный результат.

В докладе Р. Блока продемонстрировано, какие хорошие фильтры для нейтронов позволяют осуществить ^{45}Sc в области 2 кэВ и ^{56}Fe в области 24 кэВ. Это очень существенная возможность получать моноэнергетические пучки нейтронов от реактора. Как эффективно это может быть использовано в нейтронной спектроскопии, показано в докладе А.Л. Кирилика. Применение таких селективных фильтров на пучках реактора, несомненно, будет иметь большое значение.

Классическая спектрометрия, если понимать под ней исследование полных сечений обычных изотопов ядер, пожалуй, привлекает теперь меньше внимание физиков, чем ранее. Однако и здесь имеются отдельные интересные проблемы. Это было показано А.Б. Поповым для изотопов Re , у одного из которых силовая функция ведет себя аномальным образом. Остаются очень актуальными спектроскопические исследования в области более высоких энергий. Обширный и интересный материал приведен в докладе В.Н. Кононова. В сущности, мы до сих пор мало знаем о силовых функциях для p - и d -нейтронов, хотя такие исследования ведутся уже десятилетия.

Весьма актуальной остаются спектрометрия радиоактивных ядер как осколочных, так и трансурановых и, я думаю, в будущем нейтронные исследования ядер, далеких от линии стабильности.

В центре внимания нейтронных спектроскопистов стоят теперь исследования различных парциальных сечений.

Традиционно для нашей конференции рассмотрение работ по спектрам гамма-лучей при захвате резонансных нейтронов (Ю.П.Попов) и по альфа-распаду резонансов (Ю.М.Гледенов).

Существенным направлением является исследование взаимодействия поляризованных резонансных нейтронов с поляризованными ядрами. Первые результаты таких исследований докладывались профессором Ф.Л.Шапиро еще на нейтронной конференции в Антверпене в 1965 г. Здесь В.П.Алфименков сообщил о новых данных, показывающих нерегулярность в поведении силовой функции ядра для двух спиновых состояний, если ее наблюдать в широких пределах. Интереснейшим, несомненно, является применение этого метода к делящимся элементам. Об этом было сообщено в докладе Г.Кейворса. Получены интересные данные, но, видимо, еще многое предстоит сделать в дальнейшем. В.П.Алфименков упомянул здесь об измерении сечения рассеяния нейтронов на ${}^3\text{He}$. Об актуальности задачи и неполноте данных, необходимых для анализа проблемы, говорил В.Ф.Харченко. Мне приятно упомянуть, что это также развитие направления, начатого по инициативе Ф.Л.Шапиро. По его предложению в свое время было исследовано взаимодействие поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами дейтерия.

Нейтронная спектроскопия прочно связала нейтронную физику с теорией структуры ядра. Впервые это выяснилось, когда стала известна связь силовой функции с оптической моделью ядра. Изотопические эффекты в силовой функции рассмотрены в докладе Д.Ф.Зарецкого. Другим широко известным направлением теории силовых функций и парциальных сечений, завоевавшим широкое признание, является полумикроскопическое описание, развитое В.Г.Соловьевым. Он показал, в частности, что в нейтронной спектроскопии парциальных сечений проявляются простые компоненты очень сложной Ψ - функции ядра.

Я думаю, иначе дело обстоит в физике деления и отсюда необычайно многообразие свойств этого явления.

В физике деления, казалось бы, почти безнадежно получать иные сведения, кроме эмпирических. В действительности оказалось не так.

Проявившись сначала в наличии спонтанно делящихся изомеров и за-

тем во флуктуациях подпороговых сечений, физика деления привела к существенно новым точкам зрения, имеющим большое значение и для структуры ядра и для механизма деления. Это хорошо известное явление двугорбого барьера. Об этом говорилось в докладе С.М.Поликанова, некоторые данные из фотоделения, связанные с этим, привел Ю.М.Щипенки. В согласии с этим находятся и данные Сакле, обобщенные Г.Найденкером.

Очень интересное сообщение об измерении квадрупольного момента ядра во второй яме сделал В. *Mertel*. Оно вызвало очень оживленную дискуссию. Вполне законно, конечно, обсуждать: являются ли достоверным доказательством двугорбого барьера данные, приведенные в той или иной работе. Однако у нас очень много фактов, говорящих в пользу теории Струтинского, и ни одного достоверного факта опровергающего ее.

В физике деления был рассмотрен весь широкий круг явлений, связанных с ней, и я не могу даже упомянуть многие из интересных докладов. Среди них, например, доклад Г.В.Мурадяна о работе по делению урана на спектрометре "Факел" и работа В.Н.Околовича по делению ядер доактинидной области при бомбардировке ${}^3\text{He}$, выполняемая на изохронном циклотроне в Алма-Ате.

Следует отметить доклад М.В.Блинова по нейтронам деления и многие другие. Достаточно сказать, что список оригинальных работ, посвященных делению, представленных на конференции, насчитывает 55 сообщений.

Исследования с быстрыми нейтронами до недавнего времени были направлены, главным образом, на уточнение оптической модели ядра. С этой целью измерялись как полные, так и парциальные сечения рассеяния. Получением этих данных при различных энергиях нейтронов широко занимаются и сейчас для определения ядерных констант, необходимых в практике.

Большое внимание всегда уделялось роли неупругого рассеяния в этих взаимодействиях. Область энергий $d-d$ - нейтронов была изучена очень хорошо, и многие физики считают ее вообще не заслуживающей внимания. Поэтому очень приятно было узнать из доклада С.И.Ситько о наблюдении в неупругом рассеянии $d-d$ - нейтронов на изотопе самария высокоспиновых состояний. Это неожиданный факт, но пока, несмотря на оживленную дискуссию, остается неясным, в какой мере это загадка и для теории. Интересные данные о связи каналов при неупругом рассеянии сообщил В.И.Полов.

В исследованиях с быстрыми нейтронами большое внимание привлекают вопросы о входных состояниях, предравновесных состояниях и прямых процессах. В связи с этим все больше интересуются ходом сечения реакций $(n, 2n)$, (n, p) и (n, α) , причем выделяются случаи, когда они не могут идти через составное ядро.

Экспериментальные и теоретические данные о предравновесных реакциях доложил Д.Зелигер, некоторые данные были приведены в докладе Б.А.Бенецкого.

Неожиданно проблема предравновесных реакций вызвала острую и, с моей точки зрения, недостаточно обоснованную дискуссию. Разумеется, в первом приближении можно обойтись в рассмотрении допущением только прямых процессов и реакций через составное ядро. Дальнейшее уточнение обязательно ведет к предравновесным реакциям. Мне кажется, теоретическое и экспериментальное их изучение — это необходимый этап в развитии понимания механизма ядерных реакций.

x x
 x

Нейтроны всегда широко применялись в физике элементарных частиц, и сам нейтрон, как элементарная частица, всегда привлекал внимание. О докладах Ю.Т.Абова и Г.В.Данильяна я уже упоминал. Самостоятельной главой нейтронной физики, стоящей на стыке физики элементарных частиц и физики конденсированных сред, являются ультрахолодные нейтроны (УХН). Здесь мы слышали интересное сообщение В.И.Морозова о прогрессе в этой области, достигнутом в промежутке между 3-й и 4-й конференциями. Для нейтронной физики привычно, что можно наполнить УХН бутылку и затем унести в ней нейтроны от реактора. Можно также заставить нейтрон прыгать сотни секунд, отражаясь от плоской поверхности. Мне представляется существенным, что развитая еще в 1960 году В.В.Владимирским теория магнитной ловушки для УХН подтверждена через 16 лет и что использование таких ловушек очень перспективно.

Развитие исследований УХН представляется актуальным.

Уже давно известно, что нет какого-то одного наилучшего универсального источника нейтронов для исследований. Даже в нейтронной спектроскопии в разных случаях следует предпочесть различные источники. Для исследования сечений ядер радиоактивных изотопов, имеющих в малом количестве, удобны механические селекторы в сочетании с мощным реактором. Работы на реакторе СМ в Дмитровграде, выполненные этим методом, докладывала Т.Беланова. На конференции

Библиографический индекс работ
 книги "Нейтронная физика" (Материалы 4-й Всесоюзной конференции
 по нейтронной физике, Киев, 18, - 22 апреля 1977 г.), ч.4
 в Международной системе СИИДА

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
β -16	SEL	FBI	0.0 ⁰	2.5 ⁶	KIEV 86	77	NIKOLAEV+.SIG+NG MOMENT, GRAPH
Ca	TOT	CCP	1.0 ⁵	1.5 ⁷	KIEV 80	77	ABDULAEV+.NDG, GRAPH
Ca	SEL	CCP	1.0 ⁵	1.5 ⁷	KIEV 80	77	ABDULAEV+.NDG, GRAPH
Ca	SIN	CCP	1.0 ⁵	1.5 ⁷	KIEV 80	77	ABDULAEV+.NDG, GRAPH
Cr	EVL	FBI	0.0 ⁰	1.5 ⁷	KIEV 91	77	BYCHKOV+.NDG
Ni	EVL	FBI	0.0 ⁰	1.5 ⁷	KIEV 91	77	BYCHKOV+.NDG
U-238	TOT	FBI	1.0 ⁴	1.0 ⁵	KIEV 108	77	NIKOLAEV+.GRAPH
U-238	NG	FBI	4	5	KIEV 108	77	NIKOLAEV+.GRAPH
U-238	SIN	FBI	UP	7	KIEV 113	77	KRIVCOV+.FN EXCIT, TBL
Pu-239	ALP	FBI	1.0 ²	1.0 ⁶	KIEV 75	77	KONONOV+.ALPHA(NEUT-E), TBL
Pu-239	NG	FBI	1.0 ²	1.0 ⁶	KIEV 75	77	KONONOV+.SIG(NEUT-E), TBL

СОДЕРЖАНИЕ

Секция У

Потребности в ядерных данных и их оценка

<p>Fort E., Krebs J., Ribon P., Tran Quoc Thuong, Menapace E., Motta M., Roffo G.</p>	
Neutron cross-sections for 22 most important fission products	3
<p>Нейтронные сечения для 22 наиболее важных продуктов деления</p>	
<p>Pearlstein S.</p>	
Resonance region analysis and resonance ladders	26
<p>Анализ резонансной области и резонансные уровни</p>	
<p>Усачев Л.Н., Казанский Ю.А., Дулин В.А., Бобков Ю.Г.</p>	
Смещение оцененных микроскопических данных при использовании набора оцененных интегральных экспериментов	27
<p>Shift of the evaluated microscopic data by using a set of evaluated integral experiments</p>	
<p>Воропаев А.И., Ваньков А.А., Троянов М.Ф.</p>	
Сравнение расчетов "стандартного" быстрого реактора с учетом различных систем нейтронных данных	32
<p>Comparison of the "standart" fast reactor calculations using different systems of neutron data</p>	
<p>Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш., Баханович Л.А., Клепацкий А.Б., Морозовский Г.Б.</p>	
Оценка ядерных данных ^{241}Pu для создания полного файла констант	36
<p>Evaluation of ^{241}Pu nuclear data for creation a complete file of constants</p>	
<p>Породзинский Ю.В., Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш.</p>	
Групповые константы для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu и ^{241}Pu и сравнение их с данными других библиотек	42
<p>Group constants for ^{235}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu and their comparison with data of other libraries</p>	

<p>Коньшин В.А., Мороговский Г.Б.</p>	
<p>Некоторые вопросы параметризации сечений делящихся ядер в разрешенной резонансной области энергий на примере ядер ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu</p>	47
<p>Some problems of fissile nuclei cross-section parametrization in resolved resonance energy range on example of ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu</p>	
<p>Суховицкий Е.Ш., Коньшин В.А.</p>	
<p>Учет корреляций при определении ошибок оцененных данных</p>	52
<p>Account of correlations in the determination of errors in evaluated data</p>	
<p>Красин А.К., Чигринов С.Е., Коньшин В.А.</p>	
<p>Расчет сечений реакций (n, n'), $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$, $(n, 3nf)$ на основе экситонной модели предравновесного распада ядра</p>	59
<p>Calculation of (n, n'), $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$, $(n, 3nf)$ cross-sections on the exciton model of pre-equilibrium nucleus decay basis</p>	
<p>Суховицкий Е.Ш., Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Анципов Г.В.</p>	
<p>Учет процесса $(n, \gamma f)$ при расчете ширины радиационного захвата и средних сечений делящихся ядер</p>	68
<p>Account of the $(n, \gamma f)$ process in the fissile nuclei radiation capture widths calculation</p>	
<p>Кононов В.Н., Полетаев Е.Д.</p>	
<p>Анализ и оценка экспериментальных данных по величине α плутония-239</p>	75
<p>Analysis of experimental data according to the α-value for ^{239}Pu</p>	
<p>Абдуллаев Х.Ш., Возяков В.В., Гаджиев С.М., Маюхин В.Н., Степанов Б.М., Труханов Г.Я.</p>	
<p>Оценка некоторых нейтронных сечений естественной смеси изотопов кальция</p>	80
<p>Evaluation of some neutron cross-sections for the natural mixture of calcium isotopes</p>	
<p>Николаев М.Н., Базазянц Н.О., Забродская А.С.</p>	
<p>Оценка нейтронных данных для кислорода в области энергий от 0 до 2,5 МэВ</p>	86
<p>Evaluation of neutron data for oxygen in the energy range 0-2,5 MeV</p>	

Бычков В.М., Возяков В.В., Манохин В.Н.,
Платонов В.П., Попов В.И.

Оценка нейтронных сечений хрома и никеля в области энергий
0,025 эв - 15 Мэв 91

Evaluation of neutron cross-sections for Cr and Ni in the
energy range 0,025 eV - 15 MeV

Федорова А.Ф., Писанко Е.И.

Оцененные нейтронные сечения и резонансные интегралы для
продуктов деления и других изотопов с $Z = 32 + 56$ 94

Evaluation of the thermal cross-sections and resonance
integrals of light fission products for $Z = 32 + 56$

Николаев М.Н., Мантуров Г.Н.

Совместная оценка нейтронных сечений и угловых распределений
упруго рассеянных нейтронов на уране-238 в области неразре-
шенных резонансов 108

Common estimation of neutron cross-sections and angular
distributions of elastic scattered neutrons on ^{238}U in
the range of non-resolved resonances

Кривцов А.С., Попов В.И.

Сравнение оцененных сечений неупругих переходов для
урана-238 113

Comparison of the evaluated cross-sections of inelastic
transitions in ^{238}U

Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А.,
Александркин В.Г., Кулаковский М.Я.

Расчет радиационных характеристик смеси продуктов деления
и актинидов, образующихся в реакторах на тепловых и
быстрых нейтронах 117

Calculation of radiation characteristics of fission products
and actinides mixtures formed in thermal and fast reactors

Колобашкин В.В., Щукин Б.А., Телевинов Т.М.,
Поскакухин С.Б., Цыганов А.А.

К вопросу о построении банков ядерных данных 122

By problem of nuclear data banks formation

Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А.,
Александркин А.Г.

Константное обеспечение программы расчета радиационных
характеристик смеси продуктов деления и актинидов, об-
разующихся в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах..... 127

Provision by the constants the calculation programme for
radiation characteristics of fission products and
actinides mixture formed in thermal and fast reactors

Колесов В.Е., Титаренко Н.Н.
Теоретические модели и оценка ядерных данных 132
Theoretical models and nuclear data evaluation

Филиппов В.В.
Факторы самоэкранировки полного нейтронного сечения 136
Self-shielding factors of the total neutron cross-section

С е к ц и я VI. Экспериментальные методы нейтронной физики

Coates M.S., Thomas P.P., Clear B.P., Sinclair R.N.,
Lynn J.E.
A new electron linear accelerator at A.E.R.E., Harwell..... 139
Новый электронный линейный ускоритель в Харуэлле

Мокон М.С., Жолы Ж.Е.
A detector system for measuring η in the neutron
energy region below 10 eV 158
Детектирующая система для измерения η в области энергии
нейтронов ниже 10 эВ

Мурадян Г.В., Восканян М.А., Устроев Г.И.,
Адамчук Ю.В., Щепкин Ю.Г.
Получение колебательного движения с большими скоростями.....180
Resorption of vibrational movement with high velocities

Главач С., Рибански И., Пиварч Ю.
Потребность и возможности получения очень интенсивных
источников нейтронов188
Needs and possibilities for development of very intensive
neutron sources

Гельфер Г., Зеллигер Д., Кайзер И., Шильц В.,
Шмидт Д., Штрейл Т.
Многодетекторный спектрометр по методу времени пролета
на тандем-генераторе ЭГП-10192
Multidetector transit time spectrometer with EGP-10
tandem generator

Martinčić R., Ivković V., Tiringier M.
A system for stabilizing the gain of a scintillation
spectrometer using a light-emitting diode and a
processor in feedback198
Система стабилизации коэффициента усиления сцинтилляционного
спектрометра с использованием светодиода и
процессора в схеме обратной связи

Шабалин Е.П.	
Исследовательский реактор ИБР-2	202
Research reactor IBR-2	
Беляков В.А., Ваганов А.К., Васильев В.С., Гордиш В.И., Литвиновский Р.Н., Миняев О.А., Базавов Д.А., Пасечник М.В.	
Экспериментальные возможности использования 240-сантиметрового изохронного циклотрона ИЯИ АН УССР для целей нейтронной физики	209
Experimental possibility use 240 cm isochronous cyclotron of NRI Acad. UK. SSR for neutron physics	
Брыкалов А.Н., Кондуров И.А., Коношлев К.А., Петров Ю.В., Сумбаев О.И., Трунов В.А.	
Экспериментальные возможности реактора ПИК	214
Experimental possibilities of the PIK reactor	
Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Петушков С.А., Цветков А.А.	
Спектрометр быстрых нейтронов на циклотроне ИАЭ	232
Fast neutrons spectrometer on the cyclotron of the atomic energy institute	
Воротников П.Е., Вуколов В.А., Ганжелок М.Л., Козлов Л.Д., Колтышич Е.А., Молчанов Ю.Д., Острошенко Г.А., Яньков Г.Б.	
Нейтронный спектрометр на базе импульсного ЭСУ	238
Neutron time-of-flight spectrometer on the base of pulse electrostatic accelerator	
Кононов В.Н., Бохошко М.В., Казаков Л.Е., Полетаев Е.Д.	
Устройство для получения нейтронных вспышек в наносекундном и микросекундном диапазонах на ускорителе ЭГ-1 ФЭИ	243
Installation for neutron flashes production in nanosecond and microsecond range on the EG-1 accelerator	
Ануфриенко В.Б., Девкин Б.В., Кулабухов Ю.С., Маталин Л.А., Сальников О.А., Тимохин Л.А.	
Корреляционный спектрометр быстрых нейтронов по времени пролета	247
Correlation time-of-flight spectrometer of fast neutrons	

Беспалов Д.Ф., Быковский Ю.А., Козловский К.И., Козырев Ю.П., Рябов Е.В., Цыбин А.С., Шиканов А.Е.	
Экспериментальное исследование малогабаритного лазерного генератора нейтронов	252
Experimental studies of a small laser neutron generators	
Белов А.Г., Гангровский Ю.П., Ганбаатар Н., Далхсүрэн Б., Содном Н., Сэрээтэр Ж.	
Модуляция дейтронного пучка нейтронного генератора	257
Modulation of deuteron beam for a neutron generator	
Дегтярев А.П., Козырь Ю.Е., Кравцов В.В., Проконцев Г.А.	
Сравнение метода сопутствующих частиц и механического коллимирования в экспериментах с 14-МеВ нейтронами	261
Comparison of the following particles method and mechanical collimation in experiments with 14 MeV neutrons	
Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Карпов Н.И., Дебедева Н.С.	
Тонкая газовая мишень для нейтронных исследований	266
Thin gaseous target for neutron research	
Жагров Е.А., Немиллов Ю.А., Платонов А.В., Фоминих В.И.	
Утечка нейтронов из марганцевой ванны от изотропного и направленного источников	271
Leakage of neutrons of isotropic and directed sources from the manganese bath	
Дюмин А.Н., Токарев Б.Б.	
Детектор быстрых нейтронов	277
Fast neutrons detector	
Берсенев С.М., Мещеряков Р.П., Солодовников Е.С., Тихоненко И.Н., Фабричников А.В.	
Некоторые методы восстановления спектров нейтронов по результатам измерений мультисферным спектрометром	282
Some methods reestablishment neutron spectrum by means of multi-spherical spectrometer	
Кузнецов Б.И., Мещеряков Р.П., Солодовников Е.С., Тихоненко И.Н., Берсенев С.М., Фабричников А.В.	
С возможности измерения спектров нейтронов от импульсных источников мультисферным спектрометром	287
Possibility neutrons spectrum measurements of the pulsed radion beams of the multi-spherical spectrometer	

<p>Большов В.И., Александрова З.А., Бочарова И.Е., Володин К.Е., Нестеров В.Г., Прохорова Л.И., Смиренин Г.Н., Турчин Д.М.</p>	
<p>Многорядный макроскопический спектрометр быстрых нейтронов</p>	290
<p>Many-charging spectrometer of prompt fission neutrons</p>	
<p>Рудников В.Е., Нестеров В.Г., Смиренин Г.Н., Прибытов В.И., Розов Б.С.</p>	
<p>Быстродействующий прибор для автоматического счета треков осколков деления в стеклянных детекторах</p>	294
<p>Fast-acting for fission fragment tracks automatic counting in glass detectors</p>	
<p>Балуков Р.В., Борисенко Н.Ф., Соловьев С.М., Солошенко П.С., Федотов П.И.</p>	
<p>Методика изготовления и калибровки двусторонних мишеней из урана-235 с диаметром активного слоя 140 мм</p>	299
<p>Method of making and calibration of two-layer targets of U-235</p>	
<p>Бобнырь В.В., Бордуля А.П., Митрохин О.Е., Стрижак В.И., Манохин В.Н.</p>	
<p>Десятислойная искровая камера для изучения реакции деления ядер</p>	304
<p>Ten-layer spark chamber for nuclei fission reaction study</p>	
<p>Вдовин А.И., Карякин В.В., Лоцаков И.И., Остроумов В.И.</p>	
<p>Об использовании ^{243}Am для измерения спектров быстрых нейтронов</p>	308
<p>On use ^{243}Am for fast neutron spectra measurement</p>	
<p>Голиков И.Г., Карякин В.В., Лоцаков И.И., Остроумов В.И.</p>	
<p>Некоторые аспекты методики восстановления нейтронных спектров по активационным измерениям</p>	309
<p>Some aspects of neutron spectrum restoration by activation method</p>	
<p>Карякин В.В., Лоцаков И.И., Остроумов В.И.</p>	
<p>Расчет борного фильтра, применяемого при измерении нейтронных спектров</p>	313
<p>Boron filter calculation for measurement of neutron spectra</p>	

Бурцев В.А., Вдовин А.И., Дятлов В.Д., Кузьмин В.А., Кудюцкий В.И., Попытаев А.Н.	
Запаздывающие детекторы для измерения потоков нейтронного излучения в экспериментах по термоядерному синтезу.....	317
Delayed detectors for measurement of the neutron flow in the thermo-nuclear synthesis	
Бурцев В.А., Дятлов В.Д., Кржижановский Р.Е., Левковский А.А.	
Спектры нейтронов и заряженных продуктов термоядерных реакций, образующихся в плотной лазерной плазме	321
Neutron spectra and charged thermo-nuclear reaction products formed in the super-dense substance by laser- radiation heating	
Чихладзе И.Л.	
Уран-графитовый реактор как импульсно-стационарный источник нейтронов	326
Uran-carbon reactor as stationary neutron source	
Франк И.М.	
Проблемы нейтронной физики (Заключительное слово)	329
Problems of the neutron physics	
Библиографический индекс работ книги "Нейтронная физика" (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18 - 22 апреля 1977 г.), ч.4 в Международной системе СИИДА	339

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

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

Часть 4

Подписано в печать 28.09.77 Т16638 Формат 60 x 84 1/16
Бумага офсетная Печ.л. 21,75 Уч.-изд.л. 17,4 Тираж 500 экз.
Зак.тип. № 853. Цена 1р.70к.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, аб/яц 584

Цена 1 р. 70 к.