

International Atomic Energy Agency

INDC(GDR)-43/G

NDS LIBRARY COPY

IN DC

INTERNATIONAL NUCLEAR DATA COMMITTEE

PROGRESS REPORT FROM THE GERMAN DEMOCRATIC REPUBLIC TO THE
INTERNATIONAL NUCLEAR DATA COMMITTEE

D. Seeliger

June 1986

NDS LIBRARY COPY

IAEA NUCLEAR DATA SECTION, WAGRAMERSTRASSE 5, A-1400 VIENNA

CONTENTS

	page
1. Introduction and review of activities	
2. Selected original contributions to the field of experimental and theoretical nuclear data work.....	
3. Recent nuclear data publications (bibliography).....	

1. Introduction and review of activities

The present report contains a brief review on nuclear data activities in the GDR during the period between the XIV-th and XV-th INDC meetings as well as selected contributions representing important parts of the whole programme and a bibliography of recent nuclear data publications at the TUD. A more detailed information on nuclear research activities in the GDR is presented in the annual report "Gemeinsamer Jahresbericht" (ZfK - 559, 1985) which is distributed to the INDC Members at the XV-th meeting (with the document number INDC(GDR) - 41/G).

The national nuclear data coordination group "Arbeitsgemeinschaft Kerndaten" continued its activities directed to the requirements of the industry as well as the research institutes. The sequence of small annual International Symposia on Nuclear Physics at the TU Dresden (Gaussig) was continued with the XV-th ISNP/Nuclear Fission, Gaussig, November 1985 (the proceedings are in press). The proceedings of the previous meeting of this type - the XIV-th ISNP/Neutron Generators are distributed to the INDC members at the present INDC meeting (with the document numbers INDC(GDR) - 40/G and ZfK-562, July 1985).

The following data programmes have been carried out in the reporting period:

- experimental and theoretical investigations of the ^{252}Cf spontaneous fission neutron spectrum;
- measurements of absolute fission cross sections using the TCAPM;
- measurement and theoretical analysis of DDCS for neutron emission;
- evaluations of nuclear data for Pb, Si and Nb.

2. Selected original contributions to the field of experimental
and theoretical nuclear data work

In the following the original publications and short reports of a few works in the nuclear data field in the GDR 1985/86 are compiled. That are mainly works which are carried out in cooperation between the TUD and other institutes in the GDR and with international partners:

1. New experimental and theoretical results of the energy and angular distribution of ^{252}Cf fission neutrons
(TUD/ZfK-cooperation)
2. Energy and angular distribution of ^{252}Cf fission neutrons in the low energy range
(TUD/ZfK/CRIP Budapest- cooperation)
3. Absolute fast neutron fission cross section measurements of ^{235}U and ^{239}Pu using the TCAPM
(TUD/RI Leningrad - cooperation)
4. Temperature shift of neutron resonances
(TUD/JINR Dubna - cooperation)
5. Design of a multi-purpose intense neutron generator
(TUD/IPPE Obninsk - cooperation)

Further more the nuclear data work was accomplished in cooperation with the IAE Moscow, the ZIE Leipzig and the IP Bratislava, the Univ. Debrecen and the PTB Braunschweig. Of special significance was the close cooperation with the IAEA Nuclear Data Section. Thanks to all the mentioned institutes is expressed herewith.

3. Recent nuclear data publications (bibliography)

3.1. Original works in Journals, preprints and proceedings

1. Adel-Fawzy, M., Förtsch, H., Schmidt, D., Seeliger, D. and Streil, T.
Tendency of direct excitation by neutron scattering at bombarding energies below 15 MeV on light nuclei
(INDC(GDR)-34/GI, Wien, 1985, S. 23 (1983))
2. Albert, A., Hansen, W., Reiche, Ch., Vogel, W., Elfruth, T., Seeliger, D., Seidel, K., Streubel, G., Unholzer, S.
Measurement of neutron leakage spectra from a lead sphere fed with 14 MeV neutrons
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 85
3. Dietrich, J., Jahn, U.
Extraction-process calculation for a duoplasmatron ion source
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 50
4. Eckstein, P., Gleisberg, F., Helfer, H., Krause, R., Jahn, U., Paffrath, E., Schmidt, D., Seeliger D.
Design of a multi-purpose intense neutron generator
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 24
5. Eckstein, P., Gleisberg, F., Krause, R., Schwierz, R., Schmidt, D., Seeliger, D.
Computer control of the neutron generator INGE-1
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 63
6. Elfruth, T., Grimm, W., Loska, L., Pöthig, J., Seidel, K., Unholzer, S.
Data processing of differential neutron emission spectra from Pb and C
INDC(GDR)-34/GI, Wien, 1985, S. 15 (1983)
7. Elfruth, T., Loska, L., Pöthig, J., Seeliger, D., Seidel, K., Unholzer, S.
A 14 MeV time-of-flight spectrometer for precise determination of angular dependences and measurement of neutron emission spectra from Pb and C
INDC(GDR)-34/GI, Wien, 1985, S. 14 (1983)

8. Elfruth, T., Hermsdorf, D., Kalka, H., Seeliger, D., Seidel, K., Unholzer, S.
Measurement of double-differential neutron emission cross sections from lead bombarded with 14 MeV neutrons
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 110
9. Helfer, H., Hildebrandt, B., Seifert, A.
An evaluation of neutron yields from thick titanium-tritium-targets under deuteron bombardment
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 71
10. Helfer, H., Loska, L., Seidel, K., Unholzer, S.
Pulsing system of a 14 MeV neutron generator for time-of-flight spectroscopy
INDC(GDR)-34/GI, Wien, 1985, S. 13 (1983)
11. Hermsdorf, D.
Complexity of angular dependence of scattered fast neutrons - consequences and recommendations for measurement and application of data
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 113
12. Hermsdorf, D., Kalka, H., Seeliger, D.
On phenomenological calculations of continuous particle spectra by GEM and DI
INDC(GDR)-34/GI, Wien, 1985, S. 17 (1983)
13. Jahn, U., Dietrich, J.
Ionoptical calculations of the intense neutron generator INGE-1
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 46
14. Jahn, U., Paffrath, E., Schmidt, D., Seeliger, D.
Intensive Neutronengeneratoren auf der Basis der DT-Reaktion
Kernenergie 28 (1985) 11-12, 433-442
15. Köhler, M., Meiling, W.
Einfacher mikrorechnergesteuerter Vielkanal analysator
18. Fachkolloquium Informationstechnik, TU Dresden, 19.-21.2.1985, S. 19
16. Märten, H., Neumann, D., Seeliger, D.
The use of a ^{252}Cf source for neutron detector calibration
INDC(GDR)-34/GI, Wien, 1985, S. 21 (1983)

17. Meiling, W.
Serielle Interfaces für Meßgerätekopplung
Mikroelektronik in Österreich, Berichte von der Informations-
tagung ME 85; Springer-Verlag, Wien, New York, 1985, S. 256-261
18. Mittag, S., Pabst, D., Pikelner, L.B., Pilz, W., Tschammer, R.,
Meister, A., Seeliger, D., Seidel, K.
Chemically induced shifts of ^{235}U and ^{234}U neutron resonances
Nuclear Physics A 435 (1985) 97 - 109
19. Paffrath, E., Jahn, U., Schmidt, D.
The vacuum system of the intense neutron generator INGE 1
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons
with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S.59
20. Seeliger, D., Jahn, U.
Proceedings of the XIVth International Symposium on the
Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, November 19-23, 1984,
ZfK-Bericht 562 (1985)
21. Tunia, A., Jahn, U., Paffrath, E.
Experimental investigations of duoplasmatron ion source
Proc. XIV-th Intern. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons
with Nuclei, Gaußig 1984, ZfK-562 (1985) S. 52

3.2. Presentations at conferences, in seminars et cet.

1. Böttger, R., Fromm, W.D., Klein, H., Märten, H., Richter, D., Seeliger, D.
The Cf-252(sf) Neutron Spectrum in the High-Energy Range
Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Basic and Appl. Science,
Santa Fe, 1985
2. Eckstein, P., Gleisberg, F., Jahn, U., Krause, R., Paffrath, E.,
Schmidt, D., Schwierz, R., Seeliger, D., Glotov, A.Y.,
Romanov, V.A.
Intense Neutron Generator Project at the TUD
Konferenz Smolenice (CSSR) Juni 1985
3. Hermsdorf, D.
Einige neue Aspekte der Struktur und Nutzung von Kerndaten-
bibliotheken
Winterschule des Bereiches RP des ZfK Rossendorf, Hornitz/Zittau,
21.-25.10.1985
4. Ignatovich, V.K., Meister, A., Mittag, S., Pilz, W., Seeliger, D.,
Seidel, K.
Temperature Shift of Neutron Resonances
XV-th Intern. Symp. on Nuclear Physics, Gaußig, Nov. 11-15, 1985
5. Ignatovich, V.K., Meister, A., Mittag, S., Pilz, W., Seeliger, D.,
Seidel, K.
Temperature Shift of Neutron Resonances
Konferenz 4th Int. Symp. on Neutron Induced Reactions
Smolenice (CSSR) Juni 1985
6. Kalka, H., Hermsdorf, D., Seeliger, D.
Excitonmodel and Multistep-Compound Reactions
Konferenz 4th Int. Symp. on Neutron Induced Reactions
Smolenice (CSSR) Juni 1985
7. Köhler, M., Meiling, W.
Einfacher mikrorechnergesteuerter Vielkanalanalysator
18. Fachkolloquium Informationstechnik zu Problemen der
Nachrichten- und Rechentechnik, TU Dresden, 19.-21.2.1985
8. Köhler, M. and Meiling, W.
A low-cost Multichannel Pulse-Height Analyzer PHA 256 Using
Single-Chip Microcomputer
Intern. Symp. für Kernelektronik, Dubna, 1985

9. Märten, H., Richter, D., Seeliger, D., Fromm, W.D., Neubert, W.
Experimental Arrangement for the Measurement of Correlations
between Fission Products and Neutrons
Proc. IAEA Advisory Group Meeting on Progress in Neutron
Coincidence Technique, Wien, Okt. 1985
10. Märten, H., Richter, D., Seeliger, D., Fromm, W.D., Neubert, W.
Experimental Arrangement for the Measurement of Correlations
between Fission Products and Neutrons
XV-th Intern. Symp. on Nuclear Physics, Gaußig, Nov. 11-15, 1985
11. Märten, H., Seeliger, D.
Investigation of the ^{252}Cf spontaneous fission neutron spectrum
Konferenz 4th Int. Symp. on Neutron Induced Reactions
Smolenice (CSSR) Juni 1985
12. Märten, H., Richter, D., Seeliger, D., Neubert, W.
On the Mechanism of Fission Neutron Emission
XV-th Intern. Symp. on Nuclear Physics, Gaußig, Nov. 11-15, 1985
13. Märten, H., Richter, D., Seeliger, D., Fromm, W.D., Neubert, W.
Differential Study of $^{252}\text{Cf(sf)}$ Neutron Emission
Konferenz 4th Int. Symp. on Neutron Induced Reactions
Smolenice (CSSR) Juni 1985
14. Meiling, W.
Serielle Interfaces für Meßgerätekopplung
Mikroelektronik in Österreich, Berichte von der Informationstagung
ME 85, 1985
15. Meiling, W., Krause, R.
Applicability of Serial Multi-Master Bus Systems to Scientific
Instrumentation
Intern. Symp. für Kernelektronik, Dubna, Juli 1985
16. Meister, A., Mittag, S., Pikelner, L.B., Pilz, W., Seeliger, D.,
Seidel, K.
Measurement of the Mean-Square Charge Radii of Neutron Resonance
States in Uranium Nuclei
XV-th Intern. Symp. on Nuclear Physics, Gaußig, Nov. 11-15, 1985
17. Meister, A., Mittag, S., Pikelner, L.B., Pilz, W., Seeliger, D.,
Seidel, K.
Mean-Square Radii of the ^{236}U Nucleus in Excited States with
Different Fission Widths
XV-th Intern. Symp. on Nuclear Physics, Gaußig, Nov. 11-15, 1985

18. Meister, A., Mittag, S., Pikelner, L.W., Pilz, W., Seeliger, D., Seidel, K.
Chemically Shifts of Uranium Neutron Resonances
Konferenz 4th Int. Symp. on Neutron Induced Reactions
Smolenice (CSSR) Juni 1985
19. Meister, A., Mittag, S., Pilz, W., Seeliger, D., Seidel, K.
Doppler Broadenings of Neutron Resonances in Crystal Lattices
Compared with the Gas-Model Approximation
Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Basic and Appl. Science,
Santa Fe, 1985
20. Märten, H., Seeliger, D., Neubert, W., Richter, D.
Detailed Investigations of Fission Neutron Emission
Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Basic and Appl. Science,
Santa Fe, 1985
21. Märten, H., Seeliger, D.
Theoretical Study of the Cf-252(sf) Neutron Spectrum
Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Basic and Appl. Science,
Santa Fe, 1985

3.3. Theses at the TU Dresden

Dissertationen A 1985

Mittag, Siegfried

13. 12. 1985

Beiträge zur Untersuchung der chemischen und der temperaturbedingten Verschiebung von Neutronenresonanzen
13. 12. 1985

Randrianarisoa, Edmond

13. 6. 1985

Programmsystem rechnergestützter Messungen von Neutronenstreuquerschnitten

Dissertationen B 1985

Pilz, Wolfgang

13. 12. 1985

Untersuchung der Ladungsverteilung hochangeregter spaltender Kernzustände und einiger Probleme der Wechselwirkung von Resonanzneutronen mit kristallinen Festkörpern und Gasen mit Hilfe der Neutronenresonanzspektroskopie

Schmidt, Dankwart

21. 11. 1985

Spektrometrie schneller Neutronen zur Untersuchung des Reaktionsmechanismus bei Anregung von Kernzuständen unterschiedlicher Komplexität

NEW EXPERIMENTAL AND THEORETICAL RESULTS OF THE ENERGY AND ANGULAR DISTRIBUTION OF Cf FISSION NEUTRONS

H. Märten, D. Richter, D. Seeliger,
Technische Universität Dresden, GDR

W.D. Fromm, W. Neubert,
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, GDR

Abstract

Employing a direction-sensitive method of fission fragment detection in conjunction with neutron time-of-flight spectroscopy the energy and angular distribution of Cf fission neutrons has been measured. The correlation experiment and multi-parameter analysis is briefly described. We present first experimental data which are compared with statistical-model calculations in the framework of the complex cascade-evaporation model as well as an extended version of the generalized Madland-Nix model.

1. Introduction

A detailed study of the mechanism of fission neutron emission is only possible on the base of a precise measurement of $N(E, \theta; P_f)$ (P_f -fragment parameter set) or at least $N(E, \theta)$ as recommended by an IAEA Consultants' Meeting.¹

Such investigations are important because of open fundamental questions (scission neutrons) as well as for practical purposes (development of models for the calculation of fission neutron spectra).² Concerning asymmetric fission reactions, θ is defined as the angle between neutron and light fragment direction commonly. In any case of $N(E, \theta)$ measurements, the determination of the fragment direction and the distinction between the light and the heavy fragment group have to be arranged. On principle, the following methods of the $N(E, \theta)$ measurement can be applied:

- i) Detection of the fragments at a fixed direction;
use of one neutron detector and consecutive

measurement of the neutron energy spectra for selected angles.³

- ii) As item(i), but use of several neutron detectors (multidetector system) to measure $N(E,\theta)$ at the selected angle points simultaneously (Ref..4 but without distinction of light and heavy fragments).
- iii) Use of only one neutron detector and application of a direction-sensitive method of fragment detection.

The method according to item (iii) implies the simultaneous measurement of the whole $N(E,\theta)$ distribution applying only one neutron detector. Systematic errors concerning the other methods are avoided obviously. Two papers concerning a type-(iii) experiment have been published recently.^{5,6} These arrangements rely on the use of a gridded ion twin chamber⁵ and a double-PPAC set-up (one position-sensitive) - to be described in this paper in more detail - respectively.

2. Experimental arrangement

A scheme of the fragment-neutron correlation experiment is represented in Fig. 1.

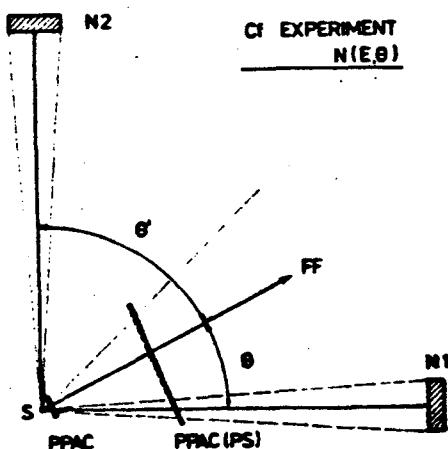


Fig. 1

Schematic representation of the experimental arrangement (S - ^{252}Cf source, PPAC - parallel-plate avalanche counter, PPAC(PS) - large PPAC, position-sensitive, N1, N2 - NE 213 scintillators for neutron detection, FF - fission fragment direction).

The fragment detection set-up consisting of two different parallel-plate avalanche counters⁷ (PPAC) is mounted in a thin-wall chamber with low-pressure heptane ($\sim 10^3$ Pa).

The single PPAC located beside the fission sample S (5 mm normal distance) provides a timing signal for fragment time-of-flight (TOF) and neutron TOF spectroscopy.

A large position-sensitive PPAC ($35 \times 180 \text{ mm}^2$), whose cathode is subdivided into 36 strips of 4.5 mm width, serves for the measurement of fragment direction (Fig. 1).

The PPAC(PS) strip signals are coupled into a delay line inductively (220 ns maximum delay). Measuring the time difference between the PPAC(PS) anode signal and the delay line pulse one gets the position (fragment direction) information (Fig. 1). The normal distance between both PPAC amounts to 170 mm. The FF-TOF measurement enables the distinction between light and heavy fragment group.

Two identical neutron detectors consisting of NE 213 scintillator and XP 2040 photomultiplier are located as shown in Fig. 1. The neutron flight paths amount to 1.6 m. n/ γ -discrimination is used to suppress the background.

Fragment TOF, fragment direction and neutron TOF of the two neutron detectors are measured employing a multi-parameter data acquisition system with KRS 4201 computer, magnetic disc and an universal microprocessor-controlled set-up for the handling of two-dimensional spectra.

Typical single spectra are shown in Fig. 2 and 3.

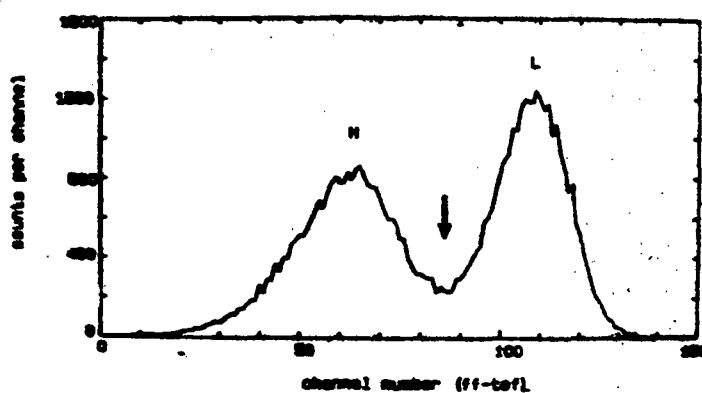


Fig. 2

Typical FF-TOF spectrum for a selected FF-direction. The arrow indicates the dividing point for the distinction of light and heavy fragment group (L, H).

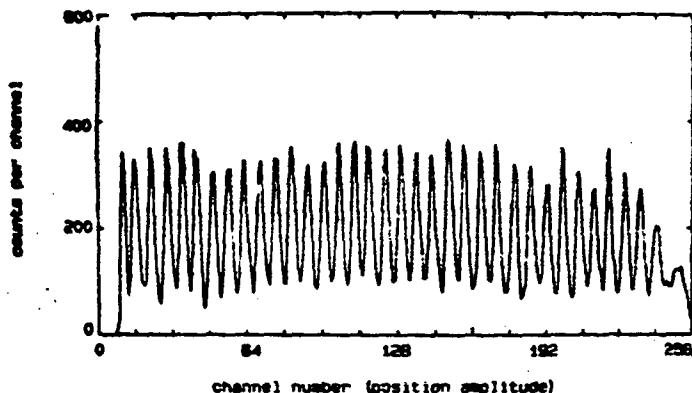


Fig. 3

Typical position spectrum exhibiting 36 resolved peaks which correspond to the PPAC(PS) strips.

3. Data analysis

The dividing line between heavy and light fragment group is a function of FF-direction (position amplitude) due to the position-dependent FF flight path (Fig. 1). The sorting code generates the two-dimensional (neutron TOF, position)-spectra for both fragment groups on the basis of channel limit table to be determined from the analysis of the non-correlated (FF-TOF, position)-spectrum. The latter one is also used to deduce the geometrical efficiency of the PPAC(PS), which was found to be identical for both fragment groups and equal to the geometric calculation (within the uncertainty of the PPAC(PS) strip area, i.e. about 1 %). The correlated position spectra deduced for selected neutron energy intervals are unfolded by the use of a rather simple Gaussian-fit algorithm. The peak area for a given FF direction (angle θ) and a selected E interval divided by the geometrical efficiency of the PPAC(PS) strip is proportional to $N(E, \theta)$.

4. Results

The experimental arrangement described above was employed to measure $N(E, \theta)$ of neutrons from $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$. This reaction represents a "standard" subject for the study of fission neutron emission.

Using the FF-TOF measurement for the L/H distinction (cf. Fig. 2) a small part of the fragments (about 2.5 %) is not correctly classified for physical (FF-TOF is a function of fragment kinetic energy per nucleon) as well as experimental reasons (time resolution). This effect concerning the uncertainty of $N(E,\theta)$ data was estimated to be of minor importance. A part of the results of a 500-h-measurement carried out with a thin Cf source on Ta backing with 10^4 f/s strength is shown in Fig. 4.

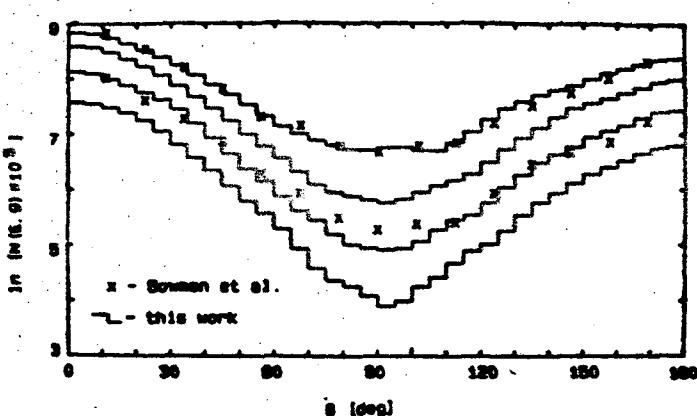


Fig. 4

Measured angular distributions (histograms) for 2, 3, 4, and 5 MeV in comparison with the data of Bowman et al.³ The statistical errors are about 3 and 5-8 % in polar and equatorial direction, respectively.

The original data points (3.1 deg angular resolution) have been concentrated for 5 deg angle bins. We considered the random background and the background due to scattered neutrons. The latter part has been measured by the use of Fe shadow cones.

At energies below 3 MeV, the angular distributions are in excellent agreement with the data of Bowman et al.³ The measured anisotropies for E above 4 MeV are considerably higher than previous data^{3,8} in agreement with recent measurements carried out at CERN Geel⁵ and TU Dresden/CINR Rossendorf.⁶ The angular distributions can be reproduced by calculations performed in the framework of the complex cascade evaporation model (CEM)⁹ as well as an extended version of the generalized Madland-Nix model (GMNM 2) (Figs. 5, 6). No arbitrary normalizations have been included. Both the CEM and the GMNM yield a very good description of the $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ energy spectrum.² Calculated angular distributions are similar. A more thorough comparison between experiment and theory is in progress.

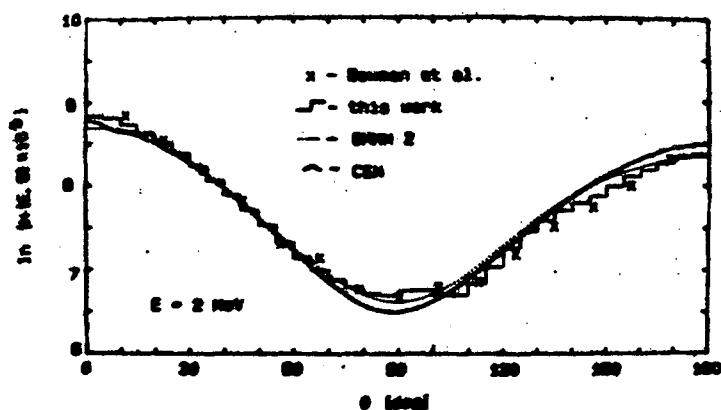


Fig. 5
 $^{252}\text{Cf(sf)}$ neutron angular distribution at 2 MeV in comparison with statistical-model calculations (CEM, GMM 2)^{9,10}.

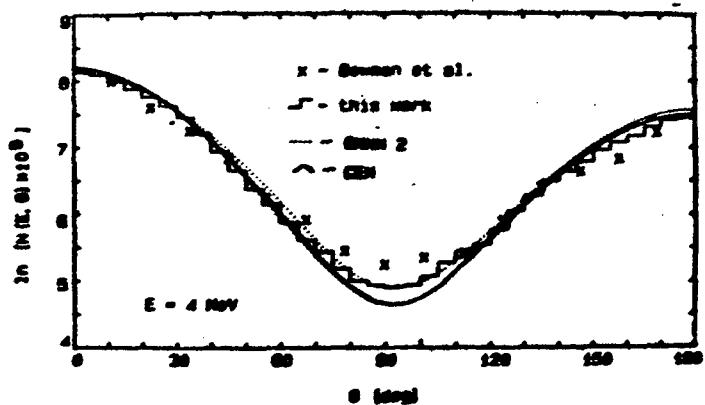


Fig. 6
As Fig. 5, but for
 $E = 4 \text{ MeV}$

5. Conclusions

The experiment described render it possible to measure $N(E, \theta)$ for the whole angular range simultaneously. This guarantees a high accuracy of the shape of angular distributions. Complex statistical-model approaches, which are based on the assumption that all neutrons are emitted (evaporated) from fully accelerated fragments, have been used to reproduce the data satisfactorily. Within the uncertainty of experimental as well as theoretical results, no indications of other emission mechanisms have been found.

References

- 1 Proc. IAEA Cons. Meet. on the U-235 Fast-Neutron Fission Cross-Section and the Cf-252 Fission Neutron Spectrum, 1983, Smolenice (CSSR), INDC(NDS)-146/L (1983)
- 2 H. Märten et al., Proc. IAEA AGM on Nuclear Standard Reference Data, 1984, Geel (Belgium), IAEA-TECDOC-335 (1985) 255
- 3 H.R. Bowman et al., Phys. Rev. 126 (1962) 2120
- 4 E.A. Seregina and P.P. Dyachenko, Yad. Const. Vol. 1 (1985) 58
- 5 C. Budtz-Jørgensen and H.H. Knitter, Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Basic and Appl. Sci., 1985, Santa Fe (USA) and Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., 1985, Gaußig (GDR), in press
- 6 H. Märten et al., ibid.
- 7 W. Neubert et al., Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 453
- 8 C.J. Bishop et al., Nucl. Phys. A 198 (1972) 161
- 9 H. Märten et al., J. Phys. G 10 (1984) 349
- 10 H. Märten et al., INDC(GDR)-30/L (1984) and
H. Märten et al., contributed paper to this AGM.

ENERGY AND ANGULAR DISTRIBUTION OF ^{252}Cf FISSION NEUTRONS IN THE LOW ENERGY RANGE

H. Märten, D. Richter, D. Seeliger
Technische Universität, Dresden, G.D.R.
W. Neubert
Zentralinstitut für Kernforschung, Dresden, G.D.R.
A. Lajtai
Central Research Institute for Physics, Budapest, Hungary

Abstract

Experimental and theoretical investigation of the emission of prompt fission neutrons provides information of both practical and fundamental importance. Prompt neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf , adopted as an international standard have a special significance.

As it is well known the energy spectrum of prompt fission neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf can be described by a Maxwell distribution with a parameter of $T=1-42$ MeV. The different model calculations can reproduce the measured spectra within 10 percent. More precise double differential spectrum measurements are in progress at the TU in Dresden and at CENM in Geel.

In the low neutron energy range, 50 keV-1.2 MeV, NE-912 glass detectors enriched in ^6Li and with an absolutely determined efficiency at a distance of 350 nm from the target have been used for neutron detection. The fission fragments have been detected by two parallel-plate avalanche detectors, one of which, 5 mm far from the target gives the stop signal, while the other 35x180 mm large position sensitive detector at 72 mm far from the source divided into 36 segments of 4.5 mm width records the direction of fragment's flight. The distance between the two avalanche detectors, a flight path of 67 mm serves the distinction between the light and heavy fragments. The angular distribution of neutrons have been measured by a $\Delta\theta=6.5^\circ$ resolution in the $0^\circ-180^\circ$ region. The effect of scattered neutrons and delayed gamma-rays have been measured.

The experimental results have been compared with those of Bowman et al at two energies. The agreement is very good at 1 MeV, while at 0.5 MeV there is a small deviation.

Several years ago we have measured the energy distribution of neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf in the energy range of 0.03-1.2 MeV (1). In accordance with the measurements of Blinov et al (2) we found no excess neutrons at this energy region relativeto the Maxwell distribution of $T=1.42$ MeV. However, to get absolute spectrum values the determination of the absolute efficiency of NE-912 ^6Li glass detector was unavoidable (3).

A new measuring method (4) has been worked out at the Technical University Dresden in cooperation with the Rossendorf Research Institute for the measurement of the energy and angular distribution of neutrons from ^{252}Cf for neutrons with energy above 0.8 MeV. So, it seemed to be obvious to combine this new method with ^6Li glass detector of known efficiency, to measure the neutron angular- and energy distribution in the 50 keV-1.2 MeV range.

The measurement was motivated by the following reasons:

1. There are no data at low energies in the full solid angle region.
2. The experimental data can be used to select between the different theoretical calculations of neutron emission probability, and especially to test the existence of the so called scission neutrons, and the reliability of the input nuclear data of the calculations.
3. IAEA NDS's recommendation in accordance with californium standardization program.

The measurement of californium prompt fission neutrons at low energies and different angles has been performed in Rossendorf. The neutrons have been detected by two NE-912 glass detectors enriched in ^6Li using time-of-flight method. The flight path was 350 mm. The fission fragments have been detected by two parallel-plate avalanche detectors, one of which, 5 mm far from the source gives the stop signal, while the other $35 \times 180 \text{ mm}^2$ large position sensitive detector at 72 mm far from the source, divided into 36 segments of 4.5 mm width, records the direction of fragment's flight. The distance between the two avalanche detectors, (67 mm) ensures the distinction between the light and heavy fragments by time-of-flight method. The experimental setup is shown in Fig. 1. A special diaphragm system of thin aluminium foil reduced the fragment's angular dispersion in the polar direction. It diminishes the geometrical efficiency of fragment registration but it gives a better angular resolution for neutrons at 0° and 180° .

The geometrical efficiency of position sensitive avalanche detector with the diaphragm at the different angles is shown in Fig. 2.

The system provides 3-3.5° angular resolution for the fragment detection, while the NE-912 9.5 mm thick, 4.5 cm in diameter neutron detectors at 350 mm far from the source increase the total angular resolution up to 6.5°.

Among the disturbing background-effects the most important is the neutron scattering background. This can cause an enhanced neutron detection at low energies. We have determined this background with a 140 mm thick Fe shadow cone. The other part of the background is the contribution of delayed gamma-rays, which was measured separately by a NE-913 ⁷Li glass detector of the same size.

We measured the neutron spectra ($P_1(t, \theta)$) with NE-912 for 900 hours, while with shadow cone for 100 hours ($P_2(t, \theta)$) and the delayed gammas for 107 hours ($P_3(t, \theta)$).

At the data evaluation we have assumed the approximate angular independence of scattered neutron spectra and delayed gamma spectrum, because the measuring conditions are the same for all direction of neutron detection.

We get the background-corrected neutron spectra at each of the 36 angles,

$$N(t, \theta) = P_1(t, \theta) - P_2(t, \theta) - P_3(t, \theta)$$

for the heavy and light fragments respectively.

The detailed procedure of data analysis is described in Ref. (5).

Results

The experimental results can be seen in Figs. 3 to 6. At the lowest evaluated energy of $E_n = 0.125$ MeV (energy bin 0.1-0.15 MeV) the angular distribution is practically isotropic (Fig. 3). The average statistical error at the angular bins of the histogram is about 5 %.

A small enhancement was found at 0° and 180° at $E_n = 0.25$ MeV (energy bin 0.2-0.3 MeV) (Fig. 4). Because of the large neutron detection efficiency the statistical error in this case was only about 3 %.

At $E_n = 0.55$ MeV (energy bin 0.5-0.6 MeV) the velocities of the neutrons are approximately equal to those of the heavy fragments, whose energy/nucleon is about 0.56 MeV. In agreement with Blinov (6) no dip was found at 180°. Instead of that we got a slowly arising distribution. That behaviour can have

two different reasons. First is to mention the relatively large velocity dispersion of the heavy fragments which can smear out the possible effect. Second, the absence of any dip can be caused also by the possibly different behaviour of the compound-nucleus formation cross sections for light and heavy fragments. The statistical errors are of about 9 %. The shape of the measured distribution agrees with the result of Bowman et al (7), but the absolute values are somewhat different.

At 1 MeV (energy bin 0.95-1.05 MeV) the velocity of the neutrons are approximatlly equal to those of the light fragments, whose energy/nucleon is about 0.99 MeV. In agreement with Blinov (6) dip was found at 0° (Fig. 6).

The shape of measured distribution well agrees with the result of Bowman et al (7).

The statistical errors are of about 11 %.

The above results are based only one part of the measured data. The evaluation of all the data and a comparison with theoretical calculations are in progress.

References

1. A. Lajtai et al, Proc. IAEA Meeting, Smolenice (CSSR) INDC (NDS)-146L (1983) 177
2. M.V. Blinov et al, NBS Spec. Publ. 493 (1977) 194
M.V. Blinov et al, Proc. Antwerp Conference (1983) 479
3. O.I. Batenkov et al, Proc. IAEA Meeting, Smolenice (CSSR) INDC(NDS)-146L (1983) 161
4. A. Lajtai et al, Proc. IAEA Meeting on Nuclear Reference Data, Geel (Belgium) IAEA-TECDOC-335 (1985) 122
Kononov et al, Nucl. Instr. Meth. 234 (1985) 361
5. W. Neubert et al, Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 453
6. W.D. Fromm et al, Proc. Int. Symp. on Nucl. Phys. Gaussig (GDR) 1985
in press
7. M.V. Blinov, Proc. IAEA Meeting on Nuclear Reference Data, Geel (Belgium) IAEA-TECDOC-335 (1985) 281
O.I. Batenkov et al, Proc. Inst. Symp. on Nucl. Phys. Gaussig (GDR) 1985
in press
7. H.R. Bowman et al, Phys. Rev. 126 (1962) 2110

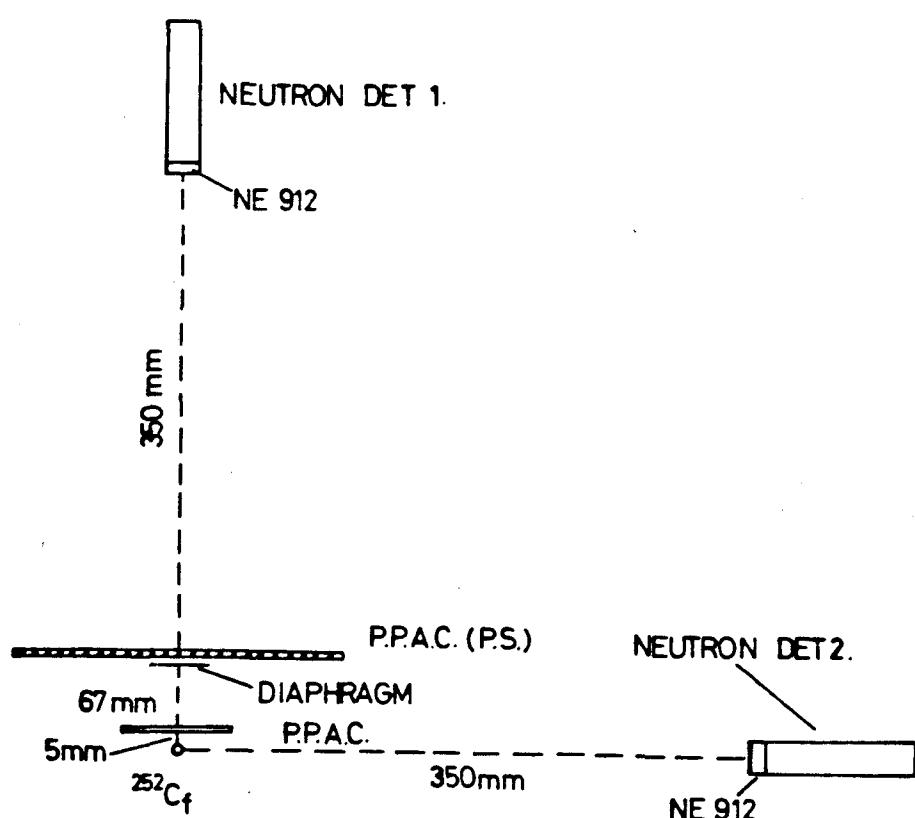


Fig.1.

Experimental setup for the measurement of the neutron angular and energy distribution.

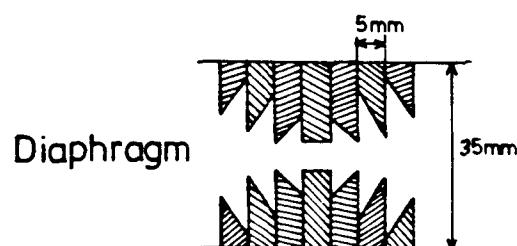
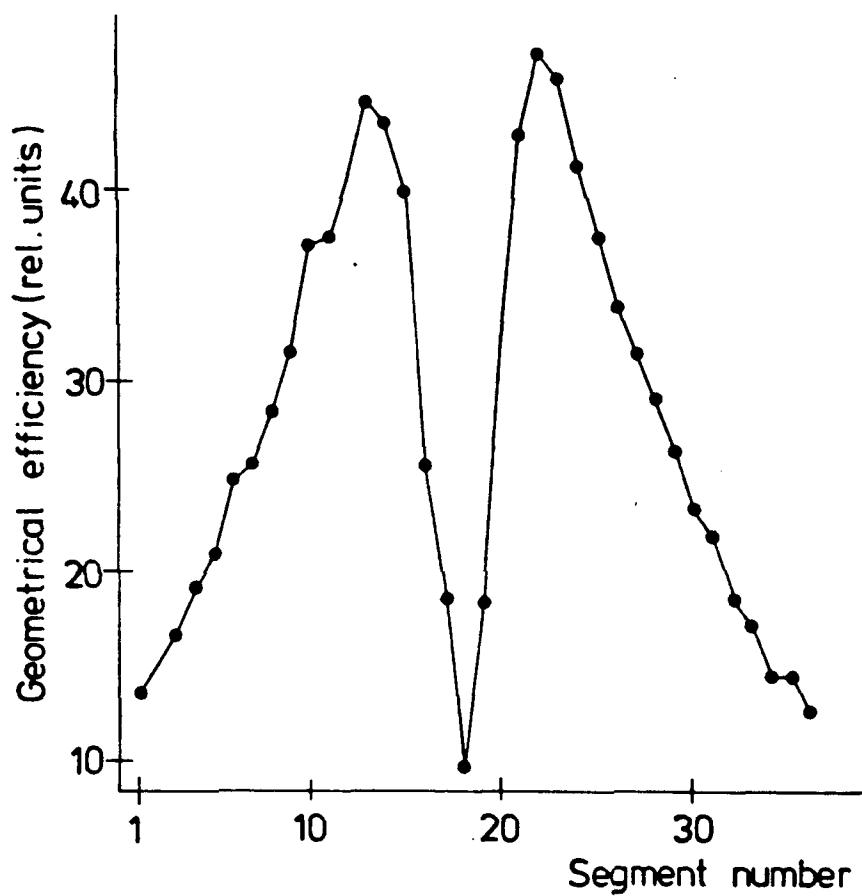
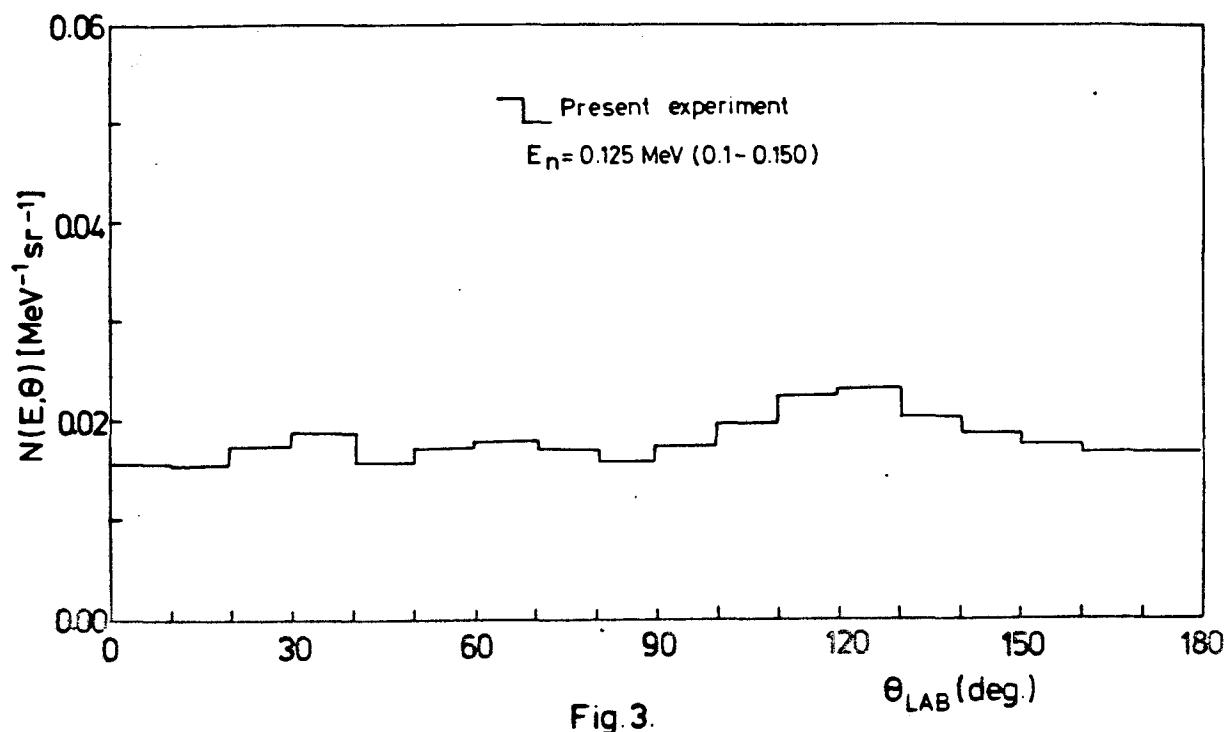


Fig. 2.

Geometrical efficiency of P.P.A.C. (P.S)
and diaphragm.



Angular distribution at $E_n = 0.125 \text{ MeV.}$

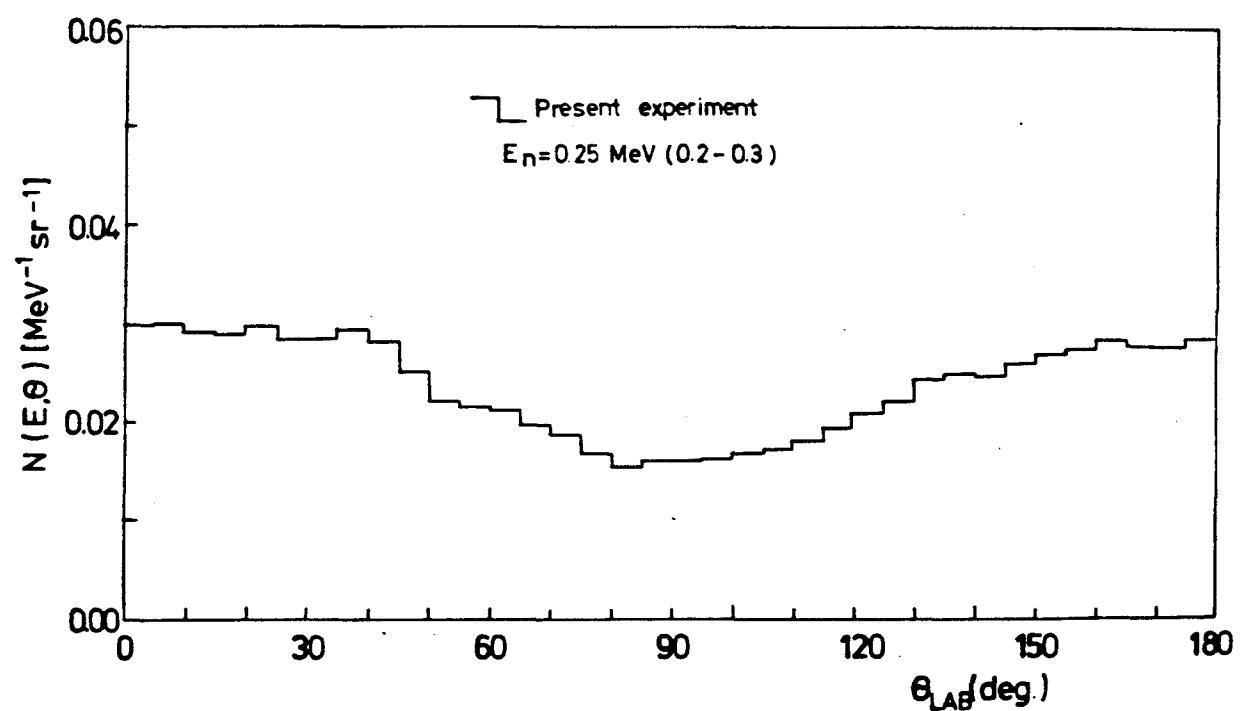


Fig. 4.

Angular distribution at $E_n = 0.25 \text{ MeV.}$

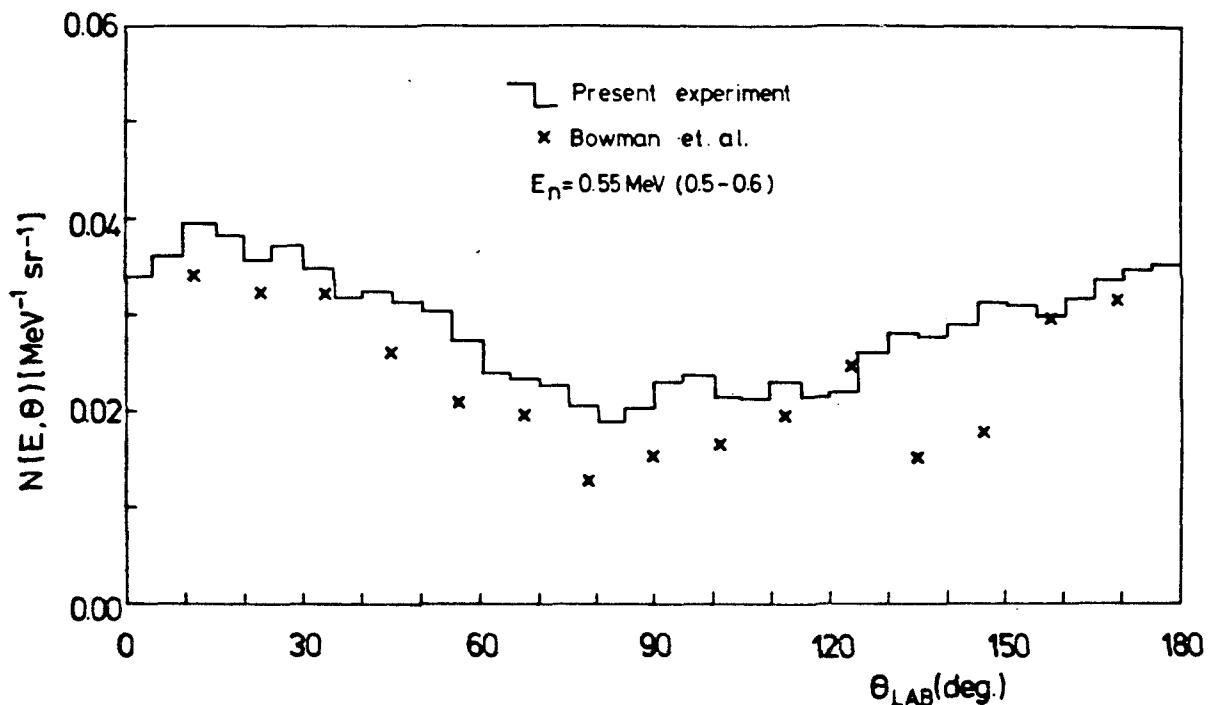


Fig. 5.

Angular distribution at $E_n = 0.55 \text{ MeV}$.

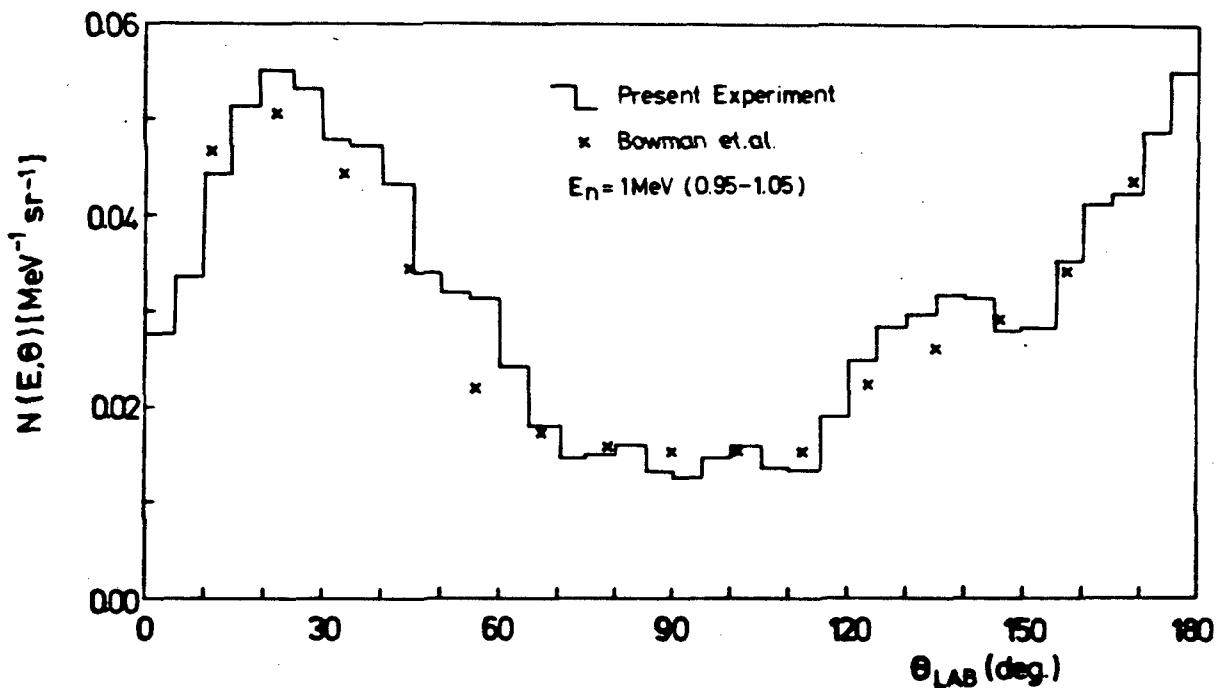


Fig. 6.

Angular distribution at $E_n = 1 \text{ MeV}$.

Als Manuskript gedruckt

INDC/GDR/-35/G

ABSOLUTE FAST NEUTRON FISSION CROSS-SECTION
MEASUREMENTS OF ^{235}U AND ^{239}PU USING THE
TIME-CORRELATED ASSOCIATED PARTICLE METHOD

C.M. Herbach, M.Josch, K. Merla, G. Musiol,
H.G. Ortlepp ^{x)}, G. Pausch ¹⁾

I.D. Alkhasov, L.V. Drapchinsky, E.A. Ganza,
O.I. Kostochkin, S.S. Kovalenko,
S.M. Solovjev, V.I. Shpakov ²⁾

Sektion Physik
05-05-85

1) Technical University of Dresden, 9027 Dresden, GDR
^{x)} since 1984 CINR Rossendorf, GDR

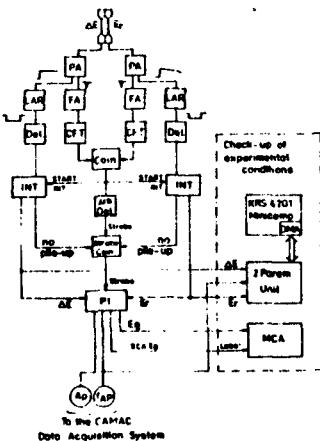
2) Khlopin Radium Institute, Leningrad 197022, USSR

Abstract: Absolute fission cross-section measurements of U-235 at 4.45 and 18.8 MeV and of Pu-239 at 4.8, 8.65 and 18.8 MeV neutron energies have been performed using the Time-Correlated Associated Particle Method (TCAPM). Accuracies of $\sim 2\%$ were reached.

Absolute fission cross-section measurements have been performed (Tab.1 and Tab.2) in accordance with recommendations of the IAEA /1,2/, applying the Time-Correlated Associated Particle Method (TCAPM) /3,4/ at new neutron energy spot points. Neutrons were produced in the D(d,n)³He and T(d,n)⁴He reactions at the 5 MV tandem accelerator of the CINR Rossendorf (GDR), using $\sim 1 \text{ mg/cm}^2$ thick target foils of deuterated polyethylene or 2-4 mg/cm^2 thick selfsupporting Ti-T targets, respectively.

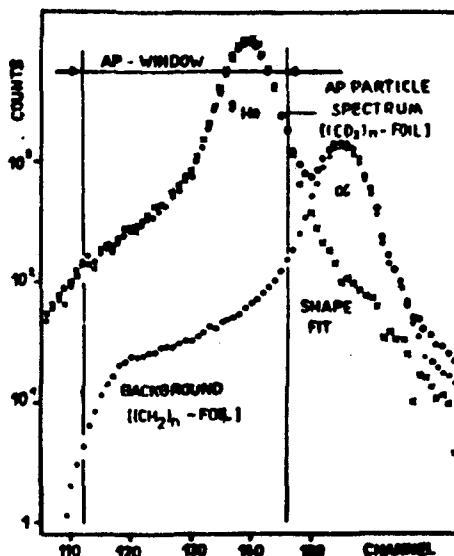
To identify the associated charged particles (AP) in the presence of a high background of scattered deuterons (rates $\gtrsim 10^5 \text{ s}^{-1}$) and alpha particles from (d, α)-reactions, a fast particle identification system /5/ was developed based on a telescope comprising two thin completely depleted Si(SB) detectors (Fig.1).

Fig.1: Simplified block diagram of the AP identification system



To determine the amount of not separated background within the AF window, background spectra were recorded from target foils without D or T. An example of the spectra for the correction procedure is shown in Fig.2; the shape of the ^3He peak in the region of the ^4He background peak used for the ^4He spectrum normalization was obtained from AP spectra measured in coincidence with associated neutrons which were detected by a large scintillator.

Fig.2:
Typical AP spectrum
and normalized spectra
used for background
correction of the
 ^{239}Pu measurement
at 8.65 MeV



Thin fission foils (6 plates $< 300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Pu-239; 5 plates $< 500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ U-235) were placed inside a parallel plate ionization chamber (FC) filled with methane. The chamber was adjusted to the maximum of the measured associated neutron cone profile, which was completely intercepted by the active area of all fission foils. The short current pulses (30-40 ns) were analysed by means of a nanosecond stretcher /5/. This method allowed a high fission fragment detection efficiency ($> 96\%$) also at high alpha activities of the fissile material ($\sim 9 \text{ MBq}$ for 4 mg Pu-239).

The fission foils of high purity ($> 99.99\%$) were calibrated by means of low-geometry alpha counting.

Fissions were counted in coincidence with the registered AP; the FWHM of the coincidence peak was 2-6 ns. A CAMAC system registered pulse-height spectra of the fission chamber and the AP channel as well as the time distribution of AP-FC coincidences to perform the corrections needed. The FC spectrum (Fig.3) was labelled with the FC timing signal to determine the timing threshold (CFT), and with the AP-FC coincidence signal to obtain the plateau extrapolation.

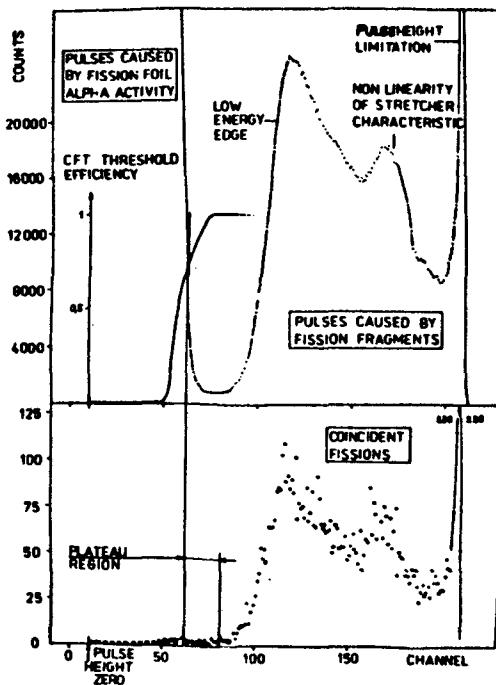


Fig.3: Fission chamber spectrum of a Pu-239 measurement at 3.65 MeV (measuring time: 82 hours)

Mean neutron energy (MeV)	4.45 ± 0.20	18.8 ± 0.20	
FWHM of energy distr. (MeV)	0.23	0.60	
	Corr. (%)	Error contr. (%)	Corr. (%)
			Error contr. (%)
Counting of coincidences			
- Statistics of effect	-	1.26	-
- Random coincidences	1.40	0.17	2.82
Fission chamber efficiency			
- Correlated background	-	-	1.72
- Extrapolation to zero	1.18	0.26	1.67
- Fragment absorption	2.00	0.85	1.73
AP counting			
- Background	2.92	0.67	5.62
Neutron cone			
- Neutron scattering	0.25	0.40	0.44
- Effective fission foil thickness due to the cone aperture	0.05	0.05	0.12
Fissile layers			
- Areal density	-	0.93	-
- Inhomogeneity	-	0.72	-
Result G_f (10^{-24}cm^2)	1.057 ± 0.022	1.999 ± 0.045	
Standard deviation (%)	2.10	2.25	

Tab.1: Results, corrections and error contributions of the presented TCAPM fission cross-section measurements on ^{235}U

Mean neutron energy (MeV)	4.8 ± 0.20	8.65 ± 0.20	18.8 ± 0.20			
FWHM of energy distr. (MeV)	0.25		0.45		0.60	
	Corr. (%)	Error contr. (%)	Corr. (%)	Error contr. (%)	Corr. (%)	Error contr. (%)
Counting of coincidences						
- Statistics of effect	-	1.27	-	1.08	-	2.52
- Random coincidences	0.64	0.11	1.86	0.17	4.55	0.63
Fission chamber efficiency						
- Correlated background	-	-	-	-	0.34	0.13
- Extrapolation to zero	1.50	0.31	1.04	0.24	2.57	0.85
- Fragment absorption	1.21	0.46	1.20	0.43	1.30	0.39
AP counting						
- Background	2.30	0.36	1.62	0.32	5.92	1.74
Neutron cone						
- Neutron scattering	0.25	0.40	0.36	0.40	0.34	0.40
- Effective fission foil thickness due to the cone aperture	0.08	0.05	0.07	0.05	0.12	0.08
Fissile layers						
- Areal density	-	1.00	-	1.00	-	1.00
- Inhomogeneity	-	0.88	-	0.85	-	0.88
Result Σ_f (10^{-24}cm^2)	1.740 ± 0.035	2.350 ± 0.044	2.487 ± 0.088			
Standard deviation (%)	2.00		1.85		3.55	

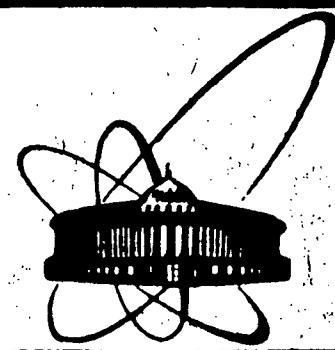
Tab.2: Results, corrections and error contributions of the presented TCAPM fission cross-section measurements on ^{239}Pu

Further efforts will be made to carry out more precise areal density measurements of fission foils.

REFERENCES

- /1/ M.G. SOWERBY, Proc. of an Advisory Group Meeting on Nuclear Standard Reference Data, Geel, Belgium, 1984,
IAEA-TECDOC-335, p.18, (1985)
- /2/ IAEA Consult. Meet. on the U-235 Fast Neutr. Fission Cross-Sect., Smolenice, Czech., INDC(NDS)-146 (1983)
- /3/ I.D. ALKHAZOV et al., Proc. of the 2-nd Conf. on Nuclear Physics, Kiev, USSR, Vol.4, p.13 (1973)
- /4/ R. ARLT et al., Proc. Conf. Nucl. Cross-Sections and Technology, Knoxville, USA, 1979, NBS Spec. Publ., Vol.594, p.990 (1980)
- /5/ R. ARLT et al., see Ref.1, p.174





ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

РЗ-85-17

К. Зайдель*, Д. Зелигер*, В. К. Игнатович,
А. Майстер*, З. Миттаг, В. Пильц

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СДВИГ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Технический университет, Дрезден

1985

ВВЕДЕНИЕ

Положение и форма ядерных резонансов зависит, вообще говоря, от условий наблюдения, т.е. от условий, в которых находится данное ядро. Исследуя изменение наблюдаемых ядерных резонансов можно изучать как само ядро, так и его окружение. Эти вопросы имеют непосредственное отношение к мессбаузерской гамма-резонансной спектроскопии, где измеряются изомерные и температурные сдвиги резонансов, сверхтонкие расщепления, кристаллические поля, характеристики фазовых переходов и т.д. /см., например, 1,2/. Мессбаузерские линии очень удобны в этом отношении, поскольку они чрезвычайно узки, и поэтому даже небольшие по абсолютной величине воздействия на ядро приводят к большим, по сравнению с шириной самой мессбаузерской линии, изменениям положения и формы гамма-резонанса. Например, температурный сдвиг резонанса в кристаллах равен 1/8

$$\delta_T = -\left(E_\gamma/Mc^2\right) \Delta \bar{K}, \quad 1/1$$

где $\Delta \bar{K}$ - разность средних кинетических энергий атомов поглотителя и излучателя, соответствующая разности температур $\Delta T = T_a - T_e$:

$$\bar{K} = \frac{3}{4} \int_0^\infty h\nu \rho(h\nu) \operatorname{ctg}(h\nu/2k_B T) d\nu, \quad 1/2$$

M - их масса, а $\rho(\nu)$ - фононный спектр кристалла. При высоких температурах выражение 1/1 приводит к виду

$$\delta_T = -\frac{3}{2} \cdot \frac{E_\gamma}{Mc^2} \cdot k_B \cdot \Delta T. \quad 1/3$$

Отсюда следует, что при ширине линий 10^{-8} эВ и энергии гамма-кванта $E_\gamma \sim 10$ кэВ, что характерно для ядер железа, изменение температуры на 100 К приводит к сдвигу резонанса на 0,1 ширины линии. В случае же цинка нагревание вещества на 1 К приводит к сдвигу резонанса на целую ширину.

Нейтронные резонансы, их положение и форма тоже зависят от внешних условий. В 1/8 были рассчитаны температурный и химические сдвиги нейтронных резонансов. Было показано, что сдвиги могут достигать сотен мкэВ, однако эти сдвиги на два-три порядка меньше собственной ширины нейтронных резонансов, причем имеется еще и дополнительное температурное уширение, поэтому измерение

малых смещений представляет собой довольно трудную экспериментальную задачу. Тем не менее эта задача, как показывает измерение химических сдвигов нейтронных резонансов^{/4,5/}, в настоящее время вполне разрешима.

В настоящей работе сделана попытка измерить температурный сдвиг нейтронных резонансов. Поскольку смещение в данном случае существенно меньше ширины наблюдаемого резонанса и температурного уширения^{/6,7/}, то за положение резонанса принимается положение центра тяжести:

$$\bar{E} = \left[\int_{E_1}^{E_2} \sigma_R(E) \cdot E dE \right] / \left[\int_{E_1}^{E_2} \sigma_R(E) dE \right], \quad /4/$$

где σ_R - резонансная часть полного сечения, а пределы интегрирования E_1, E_2 берутся в тех точках, где сечение $\sigma_R(E)$ с достигнутой экспериментальной точностью можно положить равным нулю:

$$\sigma_R(E_1) = \sigma_R(E_2) = 0. \quad /5/$$

Разумеется, при этом необходимо иметь дело только с изолированными резонансами. Температурным сдвигом называется величина

$$\Delta\bar{E}_T = \bar{E}(T_2) - \bar{E}(T_1). \quad /6/$$

Теоретические расчеты температурного смещения резонансов здесь проведены заново, поскольку в^{/3/} учтена не вся зависимость сечения от энергии. Расчеты, проведенные здесь, дают величину температурного смещения для кристаллов:

$$\Delta\bar{E}_T = -(1/3A) \cdot \Delta K \quad /7/$$

/ A - массовое число ядра/, при условии, что нейтронная ширина резонанса Γ_n значительно меньше полной ширины. Смещение /7/ в 3 раза меньше указанного в^{/3/}, но имеет тот же знак.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент состоял в измерении пропускания образцов Dy, Rh и Ag при различных температурах в области низколежащих резонансов. Он проводился по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работающем в бустерном режиме с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40.

Схема эксперимента аналогична той, которая применялась для измерения химических сдвигов и подробно описана в^{/4,5/}. Пролетная база составляла 60 м, длительность импульса была 4 мкс. Регистрация нейтронов производилась сцинтилляционным детектором с литиевым стеклом и фотоумножителем ФЭУ-49. При измерении два одинаковых образца при различных температурах T_1 и T_2 вводились

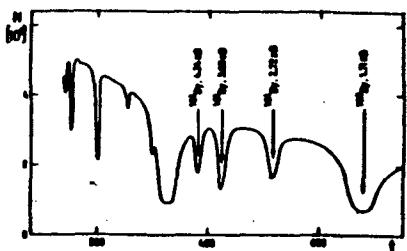


Рис.1. Спектр по времени пролета для Dy. Ширина временного канала 4 мкс.



Рис.2. Спектр по времени пролета для Rb и Ag. Ширина временного канала 8 мкс.

поочередно в пучок на 10 мин. Через каждые 12 ч температура образцов менялась на T_2 и T_1 соответственно. Полное измерение продолжалось несколько суток. В суммарные спектры для обеих температур входило одинаковое количество спектров от обоих образцов. Температура образцов поддерживалась специальными стабилизаторами^{8/}. Для управления экспериментом и накопления спектров использовалась малая вычислительная машина СМ-3.

Dy имеет 4 резонанса в низкоэнергетической области $0,5 \leq E_n \leq 5$ эВ, где измерение малых сдвигов наименее трудоемко. Образцы имели толщину 0,6 мм и площадь 38 см², значения температуры $T_1 = 303 \pm 1$ К, $T_2 = 370 \pm 3$ К. Для контроля кулевого эффекта в пучке всегда находилась мишень из Вb. Суммарный спектр для температуры T_1 показан на рис.1.

Ядра ^{108}Rb и ^{109}Ag являются самыми легкими из тех, что имеют низколежащий резонанс. Резонансы $^{108}\text{Rh} / E_0 = 1,257$ эВ/ и $^{109}\text{Ag} / E_0 = -5,19$ эВ/ можно было исследовать одновременно, поскольку они не перекрываются. Образцы Rb имели толщину 0,1 мм, а Ag - 0,05 мм. Площадь и тех и других составляла 81 см². Измерения проводились при температурах $T_1 = 294 \pm 2$ К, $T_2 = 667 \pm 10$ К и 538 ± 10 К. Для контроля использовался образец из Pd. На рис.2 представлен суммарный спектр для температуры T_1 . Неопределенность в температуре связана, главным образом, с возможным неоднородным распределением температуры вдоль поверхности образца.

Энергетический ход спектра падающего пучка, измерялся в дополнительных экспериментах при отсутствии изучаемых мишеней. Энергетический же ход фона определялся с помощью толстых резонансных мишеней, которые в резонансе полностью поглощают падающий пучок.

2. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ

Температурные сдвиги $\Delta\bar{E}_T$ из измеренных спектров определялись двумя независимыми методами. В первом методе (I) определяется разность измеренных резонансных сечений $\Delta\sigma_R(E) = \sigma_R(T_2, E) - \sigma_R(T_1, E)$.

При правильном определении этой разности должно выполняться

$$\int_{E_1}^{E_2} \Delta\sigma_R(E) dE = 0, \quad /8/$$

если E_1 и E_2 выбраны в соответствии с условием /5/. Практически, однако, условие /5/ строго не выполняется и приходится вводить в связи с этим небольшие поправки. Наибольшие ошибки в определении разности $\Delta\sigma_R$ возникают там, где эта разность мала, а именно вблизи максимума сечения и далеко от максимума в области $E = E_1$ или E_2 . Поэтому ошибка полученного сдвига по методу (I) определяется погрешностями при определении фона, функции разрешения и спектра падающего пучка.

Суть второго метода (II) состоит в следующем. Для определения температурного сдвига резонанса берется теоретическое выражение для сечения $\sigma_R(T, E)$, в которое вводятся дополнительные параметры, о которых речь пойдет ниже. Далее рассчитываются теоретические спектры пропускания $N_{th}(T, t)$ и путем подгонки разностного теоретического спектра $\Delta N_{th}(t) = N_{th}(T_2, t) - N_{th}(T_1, t)$ к разностному экспериментальному спектру $\Delta N_{exp}(t)$ находятся параметры. После чего по формулам /5/ и /6/ получается температурный сдвиг.

Сечения рассчитывались с помощью формализма Нелкина-Паркса /9/. Он подробно описан в /6, 10/. В качестве фонового спектра принималась модель Эйнштейна:

$$\rho(\nu) = \delta(\nu - \nu_0), \quad /9/$$

причем ν_0 выбиралась таким образом, чтобы правильно описывался ход теплоемкости. При температуре T_2 вводился дополнительный сдвиг в положение резонанса, т.е. в качестве сечения $\sigma_R(T_2, E)$ принималось сечение $\sigma_R^*(T_2, E)$, равное

$$\sigma_R^*(T_2, E) = \sigma_R(T_2, E - \kappa). \quad /10/$$

Величина κ служила подгоночным параметром.

Экспериментальный разностный спектр $\Delta N_{exp}(t)$ определялся с учетом небольших различий интенсивности пучка и фона, т.е. в качестве $\Delta N_{exp}(t)$ принималась величина

$$\Delta N_{exp}(t) = N'_{exp}(T_2, t) - N_{exp}(T_1, t), \quad /11/$$

где

$$N'_{exp}(T_2, t) = A[N_{exp}(T_2, t) - N_B]. \quad /12/$$

$N_{exp}(T_1, t)$ и $N_{exp}(T_2, t)$ – измеренные спектры, а параметры A и N_B определяются из условия

$$\chi^2 = \sum_{t=t_1}^{t_2} \frac{[N_{\text{exp}}(T_1, t) - N'_{\text{exp}}(T_2, t)]^2}{N_{\text{exp}}(T_1, t) + N_{\text{exp}}(T_2, t)} \rightarrow \text{Min.} \quad /13/$$

Второй метод хорош тем, что при его использовании ошибки, связанные с измерением спектра падающего пучка и фона, сказываются на результатах меньше, чем в первом методе. Основные ошибки здесь связаны с выбором резонансных параметров и фонового спектра. В этом смысле методы I и II независимы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты эксперимента сведены в таблицу. Температурные сдвиги резонансов $\Delta\bar{E}_T$, найденные с помощью первого и второго метода, снабжены верхним индексом I и II. В случае ^{109}Ag и ^{161}Dy первый метод не дал результатов из-за трудностей определения сечения вдали от максимума резонанса и из-за перекрытия резонансов. В остальных случаях результаты, полученные разными методами, хорошо согласуются между собой.

В целом, во всех случаях при повышении температуры в поликристаллических образцах центр тяжести смещается в сторону более

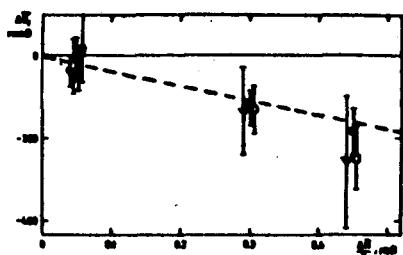


Рис.3. Зависимость температурных сдвигов резонансов от $\Delta\bar{K}/A$. Квадратные символы – для Rh, треугольные – для Ag, и круглые – для Dy. Тёмные символы соответствуют сдвигам, полученным первым методом (I), а светлые – вторым методом (II). Штрих. кривая – форма. /7/.

низких энергий. На рис.3 показана зависимость $\Delta\bar{E}_T$ от $\Delta\bar{K}/A$. Согласие с теорией можно считать удовлетворительным.

Для сравнения теории с экспериментом удобно использовать также величину

$$\bar{v}_T = \Delta\bar{E}_T \cdot A/\Delta\bar{K}. \quad /14/$$

Величины v_T также приведены в таблице. Средние значения v_T , полученные обоими методами, равны

$$I: \bar{v}_T^I = -0.49 \pm 0.13; \quad II: \bar{v}_T^{II} = -0.43 \pm 0.09. \quad /15/$$

Величина v_T для различных резонансов показана на рис.4. Видно, что в пределах погрешностей эксперимента ее можно считать

Результаты эксперимента

Таблица

Ядро	$E_0, \text{ эВ}$	$T_1, \text{ к}\circ\text{C}$	$T_2, \text{ к}\circ\text{C}$	$\Delta E_1^{\text{I}}, \text{ мкэВ}$	$\Delta E_1^{\text{II}}, \text{ мкэВ}$	$\Delta E_2, \text{ мкэВ}$	S_T^I	$-S_T^I$
^{10}Rh	$1,257 \pm 0,002$	294 ± 2	667 ± 10	-247 ± 74	-183 ± 56	21 ± 3	$46,8 \pm 1,4$	$-0,54 \pm 0,17$
^{105}Rh	"	"	538 ± 10	-229 ± 57	-127 ± 45	"	$35,6 \pm 1,4$	$-0,43 \pm 0,20$
$^{109}A_3$	$5,19 \pm 0,01$	"	667 ± 10		-256 ± 59	13 ± 3	$47,5 \pm 1,3$	$-0,59 \pm 0,37$
$^{109}A_2$	"	"	532 ± 10		-132 ± 105	"	$31,2 \pm 1,3$	$-0,46 \pm 0,37$
$^{115}D_2$	$1,713 \pm 0,004$	303 ± 1	370 ± 3	-25 ± 55	-36 ± 56	10 ± 2	$8,57 \pm 0,40$	$-0,48 \pm 1,28$
$^{116}D_4$	$2,72 \pm 0,02$	"	"		-11 ± 52	"	"	$-0,21 \pm 1,02$
$^{117}D_4$	$3,68 \pm 0,03$	"	"		-34 ± 52	"	"	$-0,64 \pm 1,02$
$^{118}D_4$	$4,34 \pm 0,05$	"	"		$+17 \pm 20$	"	"	$+0,32 \pm 1,57$

постоянной, т.е. никаких дополнительных зависимостей от параметров резонанса, энергии отдачи или фонового спектра, которые могли бы имитировать температурный сдвиг, не имеется.

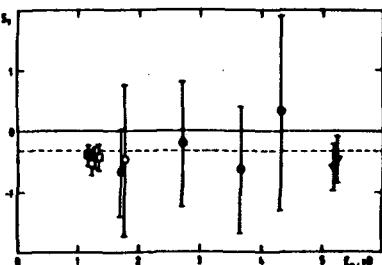


Рис.4. Температурные сдвиги резонансов, отнесённые к $\Delta K/A$, для различных резонансов.
(Обозначения как на рис. 3/).

4. ТЕОРИЯ

Сечение захвата нейтрона, согласно /7/, можно представить в виде

$$\sigma(p) = \sum_{n,m} \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma | \langle n | \exp(i\vec{p}\vec{r}) | m \rangle |^2 \cdot p_m}{p^2 [(E + E_m - E_n - E_0)^2 + \Gamma^2]} . \quad /16/$$

где Γ_n - нейтронная ширина, Γ - полная ширина резонанса, E_0 - энергия резонанса на закрепленном ядре, состояния m, n и соответствующие им энергии E_m и E_n относятся к движению ядра до и после захвата нейтрона с энергией E и импульсом p . В /16/ производится суммирование по конечным состояниям и усреднение по начальным с матрицей плотности

$$q_m = \exp(-E_m/T)/Z ; \quad Z = \sum_m \exp(-E_m/T) . \quad /17/$$

В дальнейшем мы будем полагать $\hbar = m_n = k_B = 1$.
Выполним следующие преобразования:

$$1/[(x - E_0)^2 + \Gamma^2] = \int dE_t \delta(E_t - x)/[(E_t - E_0)^2 + \Gamma^2] , \quad /18/$$

$$\delta(E) = \int_{-\infty}^{\infty} (dt/2\pi) \exp(-iEt) . \quad /19/$$

Для любого оператора \hat{O} справедливо соотношение:

$$s_m = \sum_n | \langle n | \hat{O} | m \rangle |^2 \exp[i\hbar(E_m - E_n)] = \\ = \langle m | \hat{O}^+ \exp(-i\hbar t) \hat{Q} \exp(i\hbar t) | m \rangle . \quad /20/$$

Гамильтонианы H и \tilde{H} до и после захвата можно представить в виде

$$H = \hat{k}^2/2A + v(\vec{r}); \quad \tilde{H} = \hat{k}^2/2(A+1) + v(\vec{r}). \quad /21/$$

Здесь A - массовое число ядра до захвата нейтрона, первое слагаемое в гамильтонианах отвечает кинетической энергии, а второе - потенциальной. Если в качестве оператора \hat{O} взять $\exp(i\vec{p}\vec{r})$, как требуется в нашем случае, то можно воспользоваться соотношением

$$\hat{O}^\dagger \tilde{H}(\hat{k}) \hat{O} = \tilde{H}(\hat{k} + \vec{p}) = (\hat{k} + \vec{p})^2/2(A+1) + v(\vec{r}). \quad /22/$$

Воспользовавшись соотношениями /17-22/, представим сечение /16/ в виде

$$\sigma(p) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE_t \cdot \gamma_n \Gamma/p}{\Gamma^2 + (E_t - E_0)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi} S(t) \exp[i(E - E_t)t], \quad /23/$$

где была учтена энергетическая зависимость нейтронной ширины $\Gamma_n = \gamma_n p$ и введено обозначение

$$S(t) = \sum_m \rho_m \langle m | \exp[-i\tilde{H}(\hat{k} + \vec{p})] | m \rangle \exp(iE_m t). \quad /24/$$

В гармонической модели кристалла имеем

$$\hat{k} = \sum_{q,\mu} i\sqrt{\omega_{q\mu}} (A+1)/2N (\hat{a}_{q\mu}^+ - \hat{a}_{q\mu}) \hat{e}_{q\mu}. \quad /25/$$

Поэтому /22/ можно представить в виде

$$\tilde{H}(\hat{k} + \vec{p}) = \sum_{q,\mu} \tilde{\omega}_{q\mu} [(\hat{a}_{q\mu}^+ - i\alpha_{q\mu}) \hat{a}_{q\mu} + i\alpha_{q\mu}] + 1/2, \quad /26/$$

где

$$\alpha_{q\mu} = (\vec{p} \vec{e}_{q\mu}) / \sqrt{2(A+1) N \tilde{\omega}_{q\mu}}. \quad /27/$$

Поскольку колебания различных мод μ , обладающие различными волновыми векторами q , независимы между собой, то выражение /24/ можно представить в виде произведения

$$S(t) = \prod_{q,\mu} S_{q\mu}(t) = \prod_{q,\mu} \sum_{\ell} \langle \ell | \hat{Q}_{q\mu} | \ell \rangle (x_{q\mu}^\ell / Z_{q\mu}) \exp(i\delta\omega_{q\mu} t). \quad /28/$$

Здесь введены обозначения /для простоты индексы q,μ опускаем/:

$$|\ell\rangle = ((a^+)^\ell / \sqrt{\ell!}) |0\rangle; \quad \hat{Q} = \exp[-i\tilde{\omega} t (a^+ - ia)(a + ia)]. \quad /29/$$

$$x = \exp(-\beta\omega + i\omega t); \quad \beta = 1/T; \quad \delta\omega = (\omega - \tilde{\omega}), \quad /30/$$

$$Z = \sum_{\ell} \exp(-\beta \ell \omega) = 1/(1-y); \quad y = \exp(-\beta \omega). \quad /31/$$

Пользуясь методом Ф.А.Березина^[11], приведем оператор \hat{Q} к нормальному виду

$$\hat{Q} = \hat{Q}_N = \exp(\beta a^2) \exp(i\beta a \hat{a}^\dagger) \exp[i(\hat{a}^\dagger - i\alpha)\hat{a}], \quad /32/$$

$$f = \exp(-i\omega t) - 1. \quad /33/$$

Подставив /32/ в матричный элемент /28/, получим

$$\langle 0 | \hat{Q} | 0 \rangle = \exp(\beta a^2) \langle 0 | (\hat{a} + i\alpha \hat{a}^\dagger)^{\ell} [(1+f)\hat{a}^\dagger - i\alpha f]^{\ell} | 0 \rangle / \ell!. \quad /34/$$

Проведя суммирование по ℓ , для $S_{q\mu}(t)$ получим выражение

$$S_{q\mu}(t) = (1-y) \exp(\beta a^2 + i \frac{\delta \omega t}{2}) \langle 0 | \exp_A [x(1+f)(\hat{a} + \gamma)(\hat{a}^\dagger + \Delta)] | 0 \rangle. \quad /35/$$

где оператор между вакуумными обкладками записан в антисимметричном виде, и введены обозначения

$$y = i\beta a; \quad \Delta = -i\beta a/(1+f). \quad /36/$$

Приведя антисимметричный оператор к нормальному виду, для $S_{q\mu}(t)$ будем иметь выражение

$$S_{q\mu}(t) = \frac{1-y}{1-\bar{y}} \exp[i\delta \omega t/2 + \alpha^2 f [1 + \bar{y} f (1-y)(1+f)]], \quad /37/$$

$$\bar{y} = \exp(-\beta \omega + i\delta \omega t). \quad /38/$$

Произведение /28/ теперь приводится к виду

$$S(t) = \exp[F_1(t) - p^2 F_2(t)/2], \quad /39/$$

где

$$F_1(t) = \sum_{\xi} \ln[\sinh(\beta \omega_{\xi}/2)/\sinh(\beta \omega_{\xi}/2 - i\delta \omega_{\xi} t/2)]; \quad \xi = q, u, \quad /40/$$

$$F_2(t) = \sum_{\xi} \frac{|\vec{e}_{\xi}|^2}{2(A+1)N\omega_{\xi}} \cdot \frac{\cosh(\beta \omega_{\xi}/2 - i\delta \omega_{\xi} t/2) - \cosh(\beta \omega_{\xi}/2 - i\delta \omega_{\xi} t/2 - i\bar{\omega} t)}{\sinh(\beta \omega_{\xi}/2 - i\delta \omega_{\xi} t/2)}. \quad /41/$$

При $\delta \omega = 0$ имеем хорошо известное выражение

$$S(t) = \exp\left[-\sum_{\xi} \frac{(\vec{p} \cdot \vec{e}_{\xi})}{2(A+1)N\omega_{\xi}} [\operatorname{ctg}(\beta \omega_{\xi}/2) - \cosh(\beta \omega_{\xi}/2 - i\omega_{\xi} t)/\sinh(\beta \omega_{\xi}/2)]\right]. \quad /42/$$

в котором первое слагаемое в экспоненте соответствует фактору Дебая-Валлера.

Подставив /39/ в /23/, получим после интегрирования по E_1 выражение для полного сечения

$$\sigma(p) = \frac{V}{2\sqrt{2E}} \int_0^\infty dt \exp[-\Gamma(t) + E(it - F_g(t)) - iE_0 t + F_1(t)]. \quad /43/$$

Суммы по E в /40/ и /41/ можно представить в виде интегралов

$$\frac{1}{N} \sum_{\xi} f(\omega_{\xi}) = 3 \int \rho(\omega) d\omega f(\omega). \quad /44/$$

$$\frac{1}{N} \sum_{\xi} |\delta\omega_{\xi}|^2 f(\omega_{\xi}) = 3 \int_{||} \rho_{||}(\omega) d\omega f(\omega). \quad /45/$$

где $\rho(\omega)$ и $\rho_{||}(\omega)$ – соответствующие спектральные плотности фононов. Величину $\delta\omega_{\xi}$ в первом приближении можно представить как

$$\delta\omega_{\xi} = \omega_{\xi}/2AN. \quad /46/$$

Поскольку ширина резонанса Γ обычно превышает энергию фононов, то область интегрирования в /43/ ограничена малыми t , при которых $F_{1,p}(t)$ можно разложить по степеням t . Ограничивааясь членами $-t^2$ и $-1/\Lambda$, а также пренебрегая зависимостью $F_g(t)$ от $\delta\omega$, поскольку соответствующие поправки $-1/N=0$, получаем

$$F_1(t) = \pi \cdot 3\lambda; \quad \lambda = \tilde{E}_1/\Lambda. \quad /47/$$

$$F_g(t) = ita/(\Lambda+1) + 2t^2\lambda_{||}; \quad \lambda_{||} = \tilde{E}_{||}/\Lambda; \quad a = 3 \int \rho_{||}(\omega) d\omega = 1. \quad /48/$$

где \tilde{E}_1 – кинетическая энергия, приходящаяся на одну степень свободы, т.е. $\tilde{E}_1 = K/3$.

$$\tilde{E}_1 = \int \text{cth}(\omega/2T) \rho(\omega) \omega d\omega / 4; \quad \tilde{E}_{||} = 3 \int \text{cth}(\omega/2T) \rho_{||}(\omega) \omega d\omega / 4. \quad /49/$$

С учётом /47/, /48/ выражение /43/ можно записать в виде

$$\sigma(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} [1 + 3\lambda d/dE + 2\lambda_{||} Ed^2/dE^2] f_0(E); \quad /50/$$

$$f_0(E) = 2\Gamma/[(E - \tilde{E}_0)^2 + \Gamma^2]; \quad \tilde{E}_0 = [1 - a/(\Lambda + 1)] E_0. \quad /51/$$

Отсюда нетрудно по формуле /4/ найти положение центра тяжести резонанса

$$\bar{E} = \sqrt{\tilde{E}_0^2 + \Gamma^2} - (3/2)(\lambda - \lambda_{||}) - (1/2)(3\lambda - \lambda_{||}) \cos(3\phi/2) \cos(\phi/2). \quad /52/$$

где

$$\phi = \operatorname{arctg}(\Gamma / \bar{E}_0).$$

/53/

Для кубического кристалла можно положить $\lambda_{||} = \lambda$, и тогда при $\phi \ll 1$ будем иметь

$$\bar{E} = \sqrt{\bar{E}_0^2 + \Gamma^2} - \bar{k}/3A.$$

/54/

При высоких температурах $\bar{k} = 3T/2.8$ случае газовой мишени можно перейти в систему отсчета, связанную с газовой молекулой, и если молекула одноатомная и движется со скоростью v , то сечение рассеяния нейтрона может быть записано в виде

$$\sigma(p) = \int \frac{[v \Gamma / |\vec{v} - \vec{u}|] g(\vec{u}) d^3 u}{[(\vec{v} - \vec{u})^2 - v_0^2]^2 + \Gamma^2 (\Delta + 1)^2 / A^2}; \quad v = \sqrt{2\bar{E}}; \quad v_0 = \sqrt{2\bar{E}_0}, \quad /55/$$

где $g(\vec{u})$ - максвелловское распределение молекул по скоростям. Учитывая, что $v = u = p - k/A$, производя элементарное интегрирование, получаем $\Delta E_T = +\Delta E / 3A$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно сказать, что температурные сдвиги, несмотря на свою малость, тем не менее оказываются измеримыми. Подобные измерения были проведены, насколько нам известно, впервые. Их удалось выполнить благодаря той методике, которая была разработана для измерения химических сдвигов. Таким образом, эта методика позволяет наблюдать сравнительно слабые внешние поля, действующие на положение и форму нейтронных резонансов.

Авторы благодарны Ю.М.Останевичу и Л.Б.Пикельнеру за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вартхейм Г. Эффект Мессбауэра, "Мир", М., 1966; Эффект Мессбауэра, сб. статей. Атомиздат, М., 1969.
2. Josephson B.D. Phys.Rev.Lett., 1960, 4, p. 341;
Pound R., Rebka G.A. Phys.Rev.Lett., 1960, 4, p. 274.
3. Игнатович В.К., Останевич Ю.Н., Чер Л. ОИЯИ, Р-7296, Дубна, 1973.
4. Акопян Г.Г. и др. ОИЯИ, Р3-11740, Дубна, 1978.
5. Meister A. et al. Nucl.Phys., 1981, A362, p. 18.
6. Bethe H. Rev.Mod.Phys., 1937, 9, p. 140.

7. Lamb W.E. Phys.Rev., 1939, 55, p. 150.
8. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д. ОИЯИ, Р13-81-598, Дубна, 1981.
9. Nelkin M.S., Parks D.E. Phys.Rev., 1960, 119/3, p. 1060.
10. Зайдель К. и др. ОИЯИ, Р3-11741, Дубна, 1978.
11. Березин Ф.А. Метод вторичного квантования. "Наука", М., 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 января 1985 года.

DESIGN OF A MULTI-PURPOSE INTENSE NEUTRON GENERATOR

P. Eckstein, F. Gleisberg, H. Helfer, R. Krause, U. Jahn, E. Paffrath,
 D. Schmidt, D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, DDR-8027 Dresden

A.I. Glotov, V.A. Romanov
 Physics and Power Institute Obninsk, USSR

1. Introduction

There are several nuclear reactions for neutron production, the mostly used ones producing intense neutron beams are shown in Table 1. Assuming an incident particle current of 1 mA neutron source strengths between 10^{11} and 10^{17} s^{-1} could be obtained. The well known DT-reaction is not the best candidate in this sense, but it shows two remarkable advantages: a very narrow spectral distribution near 14 MeV ("monoenergetic neutrons") and the lowest technical requirements and costs for accelerator instrumentation. There are some quite different possibilities for the design of intense DT-neutron sources. The mostly used type is the pumped small accelerator consisting of the main components source, acceleration tube, target, vacuum system. This generator type shows the greatest variability with respect to intensity variation and adaption to specific utilization. Table 2 shows the parameters of some typical pumped intense DT-generators which are under operation with emphasis on high intense machines. The aim of the present work was the conceptual design of an intense DT-neutron generator (ING) within the intensity range $(1...5)10^{12} \text{ s}^{-1}$ basing on the experience of existing machines of this type (as far as available from the literature), already existing components and technological equipments in both institutes as well as on the possibilities of modern electronical circuits. In the following the main components of the resulting concept are characterized in some details. As far as the project of the Technical University Dresden is concerned the name INGE-1 is used.

2. The general scheme of the intense neutron generator INGE-1 proposed

The general arrangement proposed for the generator INGE-1 is similar to that of the RTNS-1 neutron source /1/ and other generator projects /2,3/. The main components of the neutron generator are shown in fig. 1 with respect to their location. The high voltage terminal (1) is isolated from ground potential by ceramic isolators (2) up to 350 kV potential difference. Within the high voltage terminal the ion source (3), an ion pump (4), and power supplies (7,10) are located. The main vacuum system (4) is located on ground potential. The ion beam is accelerated by the acceleration tube (5) with anticorona rings and resistors for potential dividing. Power supplies and ion source within the terminal are controlled by opto-electronical circuits in connection with glass fibres (6). The accelerated beam is focussed by the lens (8) on to the rotating target (9), where the neutrons are produced by the DT-reaction. The position of the beam axis over ground floor is about 1,6 m, the overall dimensions of the generator amount to $1,4 \times 2,3 \times 4,3 \text{ m}^3$. Fig. 2 shows the scheme of the generator components in connection with the control elements and cooling and electrical supplies.

The proposed scheme seems to be reasonable for production of a high-quality (mono-energetic) 14 MeV-neutron beam for a broad field of different applications including also physical investigations with definite beam parameters.

3. Description of the main components

The ionoptical layout of the intense neutron generator INGE-1 is shown in fig. 3. The diaphragms at the end of the acceleration tube and also in front of the rotating target are water-cooled. The two valves near the target provide the possibility of exchange of

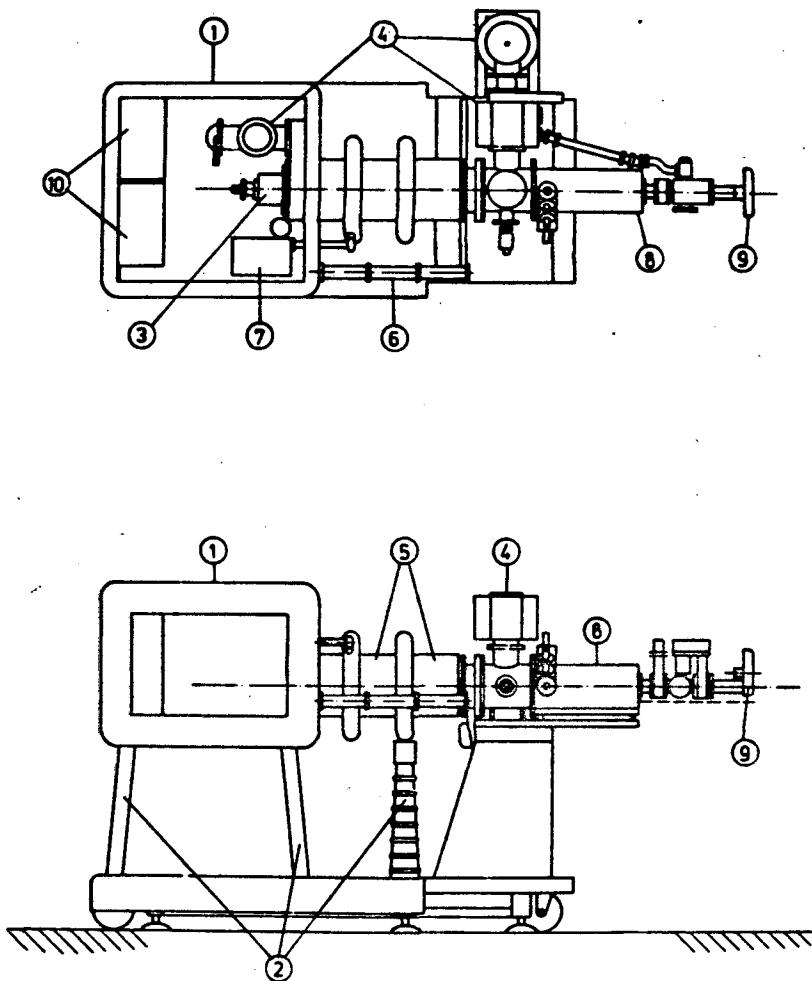


Fig. 1:
Schematic view of the intense neutron generator INGE-1.
1 - high voltage terminal,
2 - insulators,
3 - duoplasmatron ion source,
4 - vacuum pumps,
5 - acceleration tube,
6 - bulk of glass fibres,
7 - 50 kV power supply,
8 - quadrupole lens,
9 - rotating target,
10 - power supplies

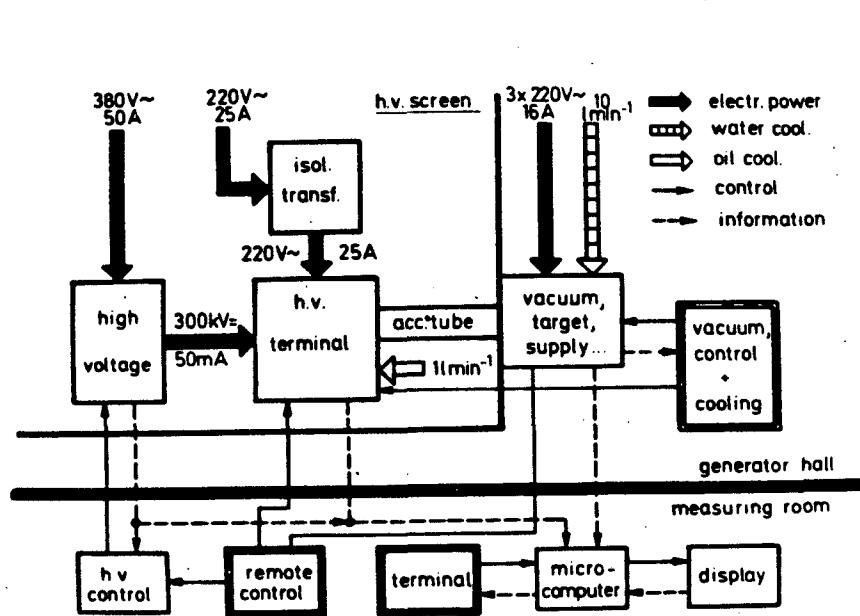
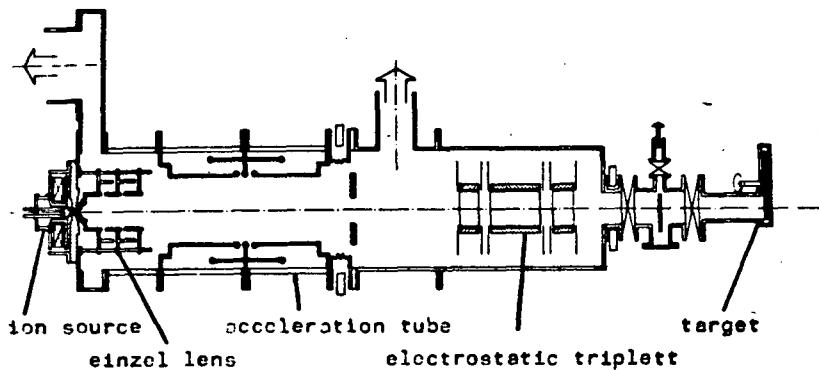


Fig. 2:
General scheme and location of the main components of the generator INGE - 1.

Fig. 3:
Ionoptical system
of INGE - 1



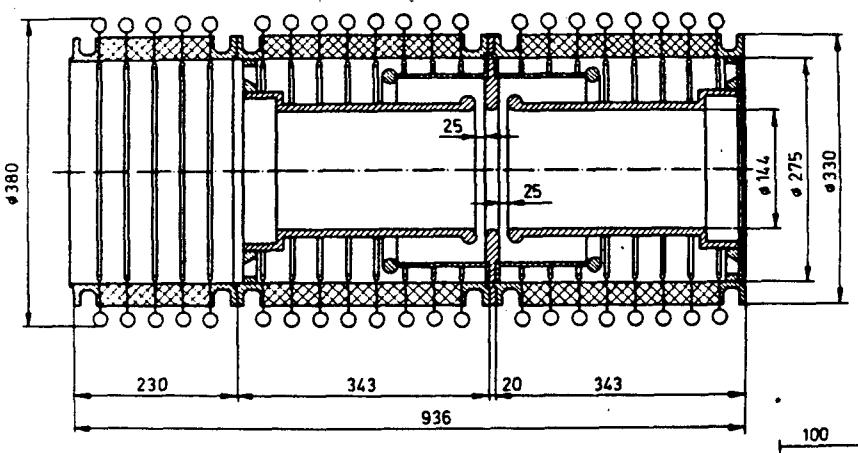
the target.

The ion source is of the duoplasmatron type with specified extraction geometry. It is able to provide ion currents in the order of some 10 mA. The cathode consists of a nickel grid with embedded barium, calcium, and strontium. The source is cooled by oil from ground potential /4/.

The einzel lens is directly connected with the extraction electrode. It is constructed as a tube lens with an inner diameter of 78 mm. The maximum voltage of extraction is 50 kV, normally 30 kV are used. The zwischen electrode has also a negative potential with respect to the anode of the ion source, but at maximum 10 kV.

The acceleration tube is a two-acceleration-gap version (see fig. 4).

Fig. 4:
Schematic drawing
of the acceleration
tube (the left hand
side section
contains the einzel
lens)



The electrodes are performed as tubes in order to screen the tube walls against particle striking as well as against soft X-rays. For the same reason, the zwischen electrode of the tube is also connected with a screening ring. The tube wall is built by ceramic rings, separated by stainless steel anticorona rings. For a definite linear potential distribution along the tube a divider is necessary. Despite of the relatively small current through the resistors of the divider ($R_{total} = 7 \text{ G}\Omega$) no high power resistors are needed because of the effective screening mentioned above.

As shown by ionoptical calculations a focusing lens after acceleration was needed. For

for this purpose a magnetic as well as an electrostatic quadrupole lens could be used. The target is of the rotating type with water cooling, see fig. 5. The active layer is 30 mm broad, therefore a water-cooled diaphragm in front of the target is arranged. The effective power per square centimeter is reduced by circulating with a speed of 300 rpm, the integral power may be up to 5 kW.

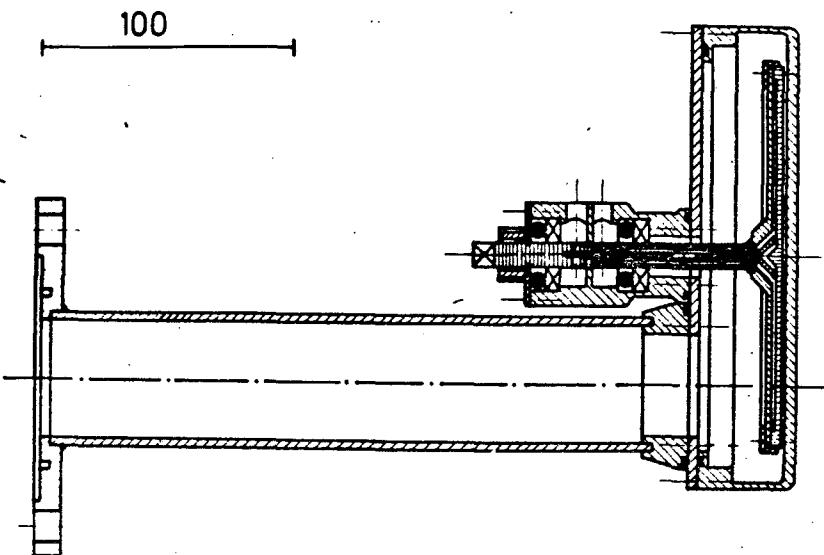


Fig. 5:
Schematic
drawing of the
rotating target

Main components of the vacuum system are the pumps of three different types /5/: the getter pump for holding the vacuum without operation, an oil-free pump for ion source operation only and the oil diffusion pump (together with a LN_2 -trap) for beam handling. The pumping speed during beam operation must be at least 2000 ls^{-1} or higher. The scheme of the high voltage supply is shown in fig. 6

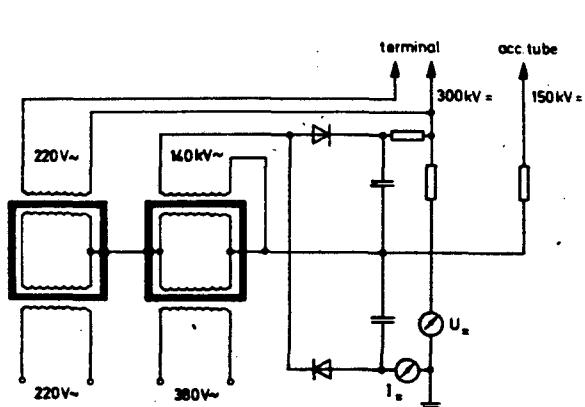


Fig. 6:
Scheme of the high voltage power
supply and the isolating transformer

It can provide a maximum voltage of 300 kV with a current up to 50 mA. The given version allows to use the half of the momentary voltage value at the zwischen electrode of the acceleration tube. The power flux to the high voltage terminal is realized by an isolating transformer with a maximum power of 12 kVA at 50 Hz frequency. A commercially available power supply GP 50/300 from VEB TuR Dresden is foreseen for this purpose. For operation of the generator INGE-1 a lot of different types of electric power supplies are needed. Supply units with a power below 500 W are realized in a switching mode using frequencies near 20 kHz /6/. This type is known to have a high efficiency, low mass and

small size. For the supply units with higher power a more conventional solution was found. All electric supply units should be controlled remotely and are able to provide reference signals within a standardized level.

The general scheme of control and data acquisition is shown in fig. 2. The connection between the high voltage terminal and ground potential is realized by glass fibres and ground potential is realized by glass fibres and opto-electronical units /7/. All analogue data are standardized within the range 0...+5 V corresponding to the maximum value of the controlled/checked magnitude. The vacuum control desk is located near the generator because no operation during beam handling is needed. It contains also safety-back loops for vacuum and high voltage. The ion source, high voltage power supply and the triplet can be controlled remotely by hand. The data acquisition is handled by a micro-computer in connection with a colour display for all electrical magnitudes and additionally for informations as temperature, pressure, flow rate of cooling circuits and others.

4. Conclusions

The project of the intense neutron generator INGE-1 described here seems to be suitable for a machine producing DT-neutron intensities above to 12s^{-1} . Some parts of it are realized already and show convenient properties. The concept hopefully allows a compact design as well as reliable operation of this small intense neutron generator.

Table 1: Some reactions for the production of intense neutron beams

Reaction	$E_i/\text{MeV}/$	n/z	$E_{in}^z/\text{GeV}/$	$N_n/\text{s}^{-1}/$	ΔE_n	accelerator
T(d,n) ⁴ He	0.2	$2 \cdot 10^{-5}$	20	10^{11}	0.2MeV	small acc.
X(d,pn)	40	$4 \cdot 10^{-3}$	10	$2 \cdot 10^{13}$	10MeV	Cycl.,LINAC
e ⁻ (γ ,n)	100	$2 \cdot 10^{-2}$	5	10^{14}	broad	LINAC
Y(p,xm)	800	20	0.04	10^{17}	broad	LINAC, Synch.

$$N_n = N_1(n/z); N_1 = 1 \text{ mA}/1.6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$$

E_i - incident energy

n/z - neutrons per incident particles

E_{in}^z - energy deposition in the target per neutron

ΔE_n - neutron energy spread

Table 2:

generator	location	U/kV/	I/mA/	$N_n/10^{12} \text{ s}^{-1}/$	ref.
RTNS-II	Livermore/USA	400	150	40	/8/
RTNS-I	Livermore/USA	400	22	6	/1/
LANCELOT	Valduc/France	160	160	6	/9/
CHALE RIVER	/Canada	300	25	4	/10/
OKTAVIAN	Osaka/Japan	300	20	3	/11/
JAERI	Tokio/Japan	400	20	5	/12/
DYNAGEN	Hamburg/FRG	500	12	3	/13/
INGE-1	Dresden/GDR	300	20	project	

References

- /1/ R. Booth et al., Nucl. Instr. Meth. 145 (1977) 25
- /2/ J. Pivarc et al., INDC(CSR)-2/L , IAEA Vienna (1980)
- /3/ T. Sztaricskai, ZfK-459, ZfK Rossendorf (1981) 176
- /4/ U. Jahn, J. Dietrich, Contribution to this Conference
- /5/ U. Jahn et al., Contribution to this Conference
- /6/ F. Gleisberg, J.-J. Esche, ZfK-503, ZfK Rossendorf (1983) 135
- /7/ P. Eckstein et al., Contribution to this Conference
- /8/ D.W. Heikkinen, C.M. Logan, UCRL-86747, Livermore (1982)
- /9/ J.B. Hoorst, M. Roche, Acta Physica Slovaca 30 (1980) No. 2
- /10/ J.D. Hepburn et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 22 (1975) 1809
- /11/ H. Ullmaier et al., Nucl. Instr. Meth. 145 (1977) 1
- /12/ T. Nakamura et al., Proc. VII. Symp. on Ion Sources and Ion Assisted Technology, Antwerp (1982)
- /13/ M.R. Cleland, B.P. Offermann, Nucl. Instr. Meth. 145 (1975) 41

Als Manuskript gedruckt

INDC/GDR/-35/G

ABSOLUTE FAST NEUTRON FISSION CROSS-SECTION
MEASUREMENTS OF ^{235}U AND ^{239}Pu USING THE
TIME-CORRELATED ASSOCIATED PARTICLE METHOD

C.M. Herbach, M.Josch, K. Merla, G. Musicol,
H.G. Ortlepp 1), G. Pausch 1)

I.D. Alkhasov, L.V. Drapchinsky, E.A. Ganza,
O.I. Kostochkin, S.S. Kovalenko,
S.M. Solovjev, V.I. Shpakov 2)

Sektion Physik
05-05-85

1) Technical University of Dresden, 8027 Dresden, GDR
x) since 1984 CINR Rossendorf, GDR

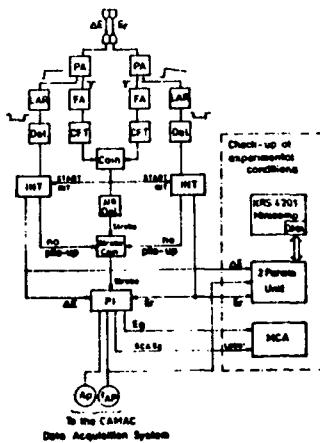
2) Khlopin Radium Institute, Leningrad 197022, USSR

Abstract: Absolute fission cross-section measurements of U-235 at 4.45 and 18.8 MeV and of Pu-239 at 4.8, 8.65 and 18.8 MeV neutron energies have been performed using the Time-Correlated Associated Particle Method (TCAPM). Accuracies of $\sim 2\%$ were reached.

Absolute fission cross-section measurements have been performed (Tab.1 and Tab.2) in accordance with recommendations of the IAEA /1,2/, applying the Time-Correlated Associated Particle Method (TCAPM) /3,4/ at new neutron energy spot points. Neutrons were produced in the D(d,n)³He and T(d,n)⁴He reactions at the 5 MV tandem accelerator of the CINR Rossendorf (GDR), using $\sim 1 \text{ mg/cm}^2$ thick target foils of deuterated polyethylene or 2-4 mg/cm^2 thick selfsupporting Ti-T targets, respectively.

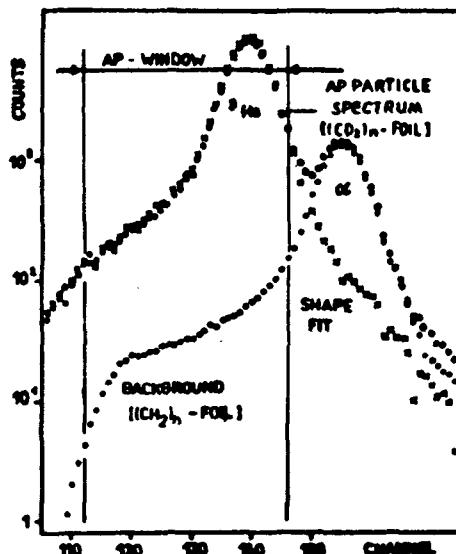
To identify the associated charged particles (AP) in the presence of a high background of scattered deuterons (rates $\gtrsim 10^5 \text{ s}^{-1}$) and alpha particles from (d,α) -reactions, a fast particle identification system /5/ was developed based on a telescope comprising two thin completely depleted Si(SB) detectors (Fig.1).

Fig.1: Simplified block diagram of the AP identification system



To determine the amount of not separated background within the AP window, background spectra were recorded from target foils without D or T. An example of the spectra for the correction procedure is shown in Fig.2; the shape of the ^3He peak in the region of the ^4He background peak used for the ^4He spectrum normalization was obtained from AP spectra measured in coincidence with associated neutrons which were detected by a large scintillator.

Fig.2:
Typical AP spectrum
and normalized spectra
used for background
correction of the
 ^{239}Pu measurement
at 8.65 MeV



Thin fission foils (6 plates $< 300 \mu\text{g/cm}^2$ Pu-239; 5 plates $< 500 \mu\text{g/cm}^2$ U-235) were placed inside a parallel plate ionization chamber (FC) filled with methane. The chamber was adjusted to the maximum of the measured associated neutron cone profile, which was completely intercepted by the active area of all fission foils. The short current pulses (30-40 ns) were analysed by means of a nanosecond stretcher /5/. This method allowed a high fission fragment detection efficiency ($> 96\%$) also at high alpha activities of the fissile material ($\sim 9 \text{ MBq}$ for 4 mg Pu-239).

The fission foils of high purity ($> 99.99\%$) were calibrated by means of low-geometry alpha counting.

Fissions were counted in coincidence with the registered AP; the FWHM of the coincidence peak was 2-6 ns. A CAMAC system registered pulse-height spectra of the fission chamber and the AP channel as well as the time distribution of AP-FC coincidences to perform the corrections needed. The FC spectrum (Fig.3) was labelled with the FC timing signal to determine the timing threshold (CFT), and with the AP-FC coincidence signal to obtain the plateau extrapolation.

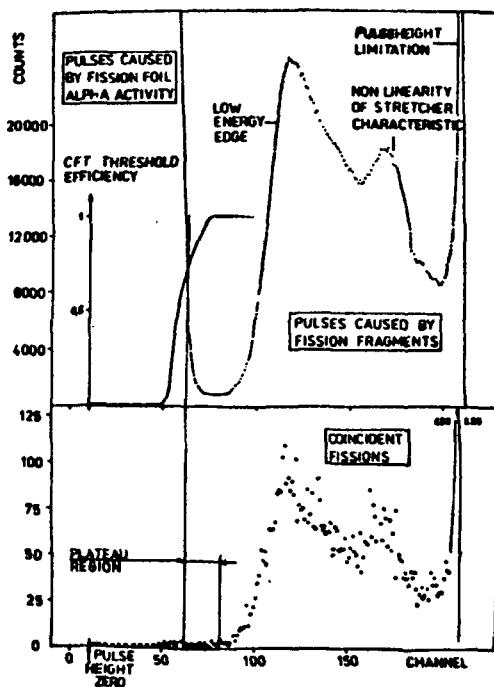


Fig.3: Fission chamber spectrum of a Pu-239 measurement at 3.65 MeV (measuring time: 82 hours)

Mean neutron energy (MeV)	4.45 ± 0.20	18.8 ± 0.20		
FWHM of energy distr. (MeV)	0.23	0.60		
	Corr. (%)	Error contr. (%)	Corr. (%)	Error contr. (%)
Counting of coincidences				
- Statistics of effect	-	1.26	-	1.01
- Random coincidences	1.40	0.17	2.82	0.21
Fission chamber efficiency				
- Correlated background	-	-	1.72	0.04
- Extrapolation to zero	1.18	0.26	1.67	0.16
- Fragment absorption	2.00	0.85	1.73	0.78
AP counting				
- Background	2.32	0.67	5.62	1.35
Neutron cone				
- Neutron scattering	0.25	0.40	0.44	0.40
- Effective fission foil thickness due to the cone aperture	0.05	0.05	0.12	0.08
Fissile layers				
- Areal density	-	0.93	-	0.93
- Inhomogeneity	-	0.72	-	0.72
Result G_f (10^{-24}cm^2)	1.057 ± 0.022	1.999 ± 0.045		
Standard deviation (%)	2.10		2.25	

Tab.1: Results, corrections and error contributions of the presented TCAPM fission cross-section measurements on ^{235}U

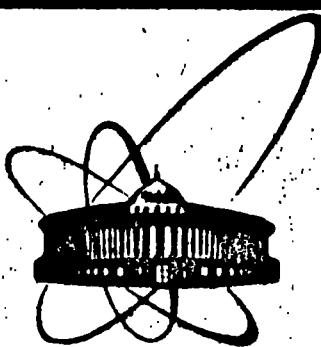
Mean neutron energy (MeV)	4.8 ± 0.20	8.65 ± 0.20	18.8 ± 0.20			
FWHM of energy distr. (MeV)	0.25		0.45		0.60	
	Corr. (%)	Error contr. (%)	Corr. (%)	Error contr. (%)	Corr. (%)	Error contr. (%)
Counting of coincidences						
- Statistics of effect	-	1.27	-	1.08	-	2.52
- Random coincidences	0.64	0.11	1.86	0.17	4.55	0.63
Fission chamber efficiency						
- Correlated background	-	-	-	-	0.34	0.13
- Extrapolation to zero	1.50	0.31	1.04	0.24	2.57	0.85
- Fragment absorption	1.21	0.46	1.20	0.43	1.30	0.39
AP counting						
- Background	2.30	0.36	1.62	0.32	5.92	1.74
Neutron cone						
- Neutron scattering	0.25	0.40	0.36	0.40	0.34	0.40
- Effective fission foil thickness due to the cone aperture	0.08	0.05	0.07	0.05	0.12	0.08
Missile layers						
- Areal density	-	1.00	-	1.00	-	1.00
- Inhomogeneity	-	0.88	-	0.85	-	0.88
Result σ_f (10^{-24}cm^2)	1.740 ± 0.035	2.350 ± 0.044	2.487 ± 0.088			
Standard deviation (%)	2.00		1.85		3.55	

Tab.2: Results, corrections and error contributions of the presented TCAPM fission cross-section measurements on ^{239}Pu

Further efforts will be made to carry out more precise areal density measurements of fission foils.

REFERENCES

- /1/ M.G. SOWERBY, Proc. of an Advisory Group Meeting on Nuclear Standard Reference Data, Geel, Belgium, 1984,
IAEA-TECDOC-335, p.18, (1985)
- /2/ IAEA Consult. Meet. on the U-235 Fast Neutr. Fission Cross-Sect., Smolenice, Czech., INDC(NDS)-146 (1983)
- /3/ I.D. ALKHAZOV et al., Proc. of the 2-nd Conf. on Nuclear Physics, Kiev, USSR, Vol.4, p.13 (1973)
- /4/ R. ARLT et al., Proc. Conf. Nucl. Cross-Sections and Technology, Knoxville, USA, 1979, NBS Spec. Publ., Vol.594, p.990 (1980)
- /5/ R. ARLT et al., see Ref.1, p.174



ОБЪЕДИНОВНЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-85-17

К. Зайдель*, Д. Зелигер*, В. К. Игнатович,
А. Майстер*, Э. Миттаг, В. Пильц

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СДВИГ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Технический университет, Дрезден

1985

ВВЕДЕНИЕ

Положение и форма ядерных резонансов зависят, вообще говоря, от условий наблюдения, т.е. от условий, в которых находится данное ядро. Исследуя изменение наблюдаемых ядерных резонансов можно изучать как само ядро, так и его окружение. Эти вопросы имеют непосредственное отношение к массбаузеровской гамма-резонансной спектроскопии, где измеряются изомерные и температурные сдвиги резонансов, сверхтонкие расщепления, кристаллические поля, характеристики фазовых переходов и т.д. /см., например, 1,2/. Мессбаузеровские линии очень удобны в этом отношении, поскольку они чрезвычайно узки, и поэтому даже небольшие по абсолютной величине воздействия на ядро приводят к большим, по сравнению с шириной самой мессбаузеровской линии, изменениям положения и формы гамма-резонанса. Например, температурный сдвиг резонанса в кристаллах равен ^{8/}

$$\delta_T = -\left(E_y/Mc^2\right) \Delta \bar{K}, \quad /1/$$

где $\Delta \bar{K}$ – разность средних кинетических энергий атомов поглотителя и излучателя, соответствующая разности температур $\Delta T = T_2 - T_1$:

$$\bar{K} = \frac{3}{4} \int_0^\infty b\nu \rho(b\nu) \operatorname{ctg}(b\nu/2k_B T) d\nu, \quad /2/$$

M – их масса, а $\rho(\nu)$ – фоновый спектр кристалла. При высоких температурах выражение /1/ приводит к виду

$$\delta_T = \frac{3}{2} \cdot \frac{E_y}{Mc^2} \cdot k_B \cdot \Delta T. \quad /3/$$

Из этого следует, что при ширине линий 10^{-8} эВ и энергии гамма-луча $E_y \sim 10$ кэВ, что характерно для ядер железа, изменение температуры на 100 К приводит к сдвигу резонанса на 0,1 ширины линии. В случае же цинка нагревание вещества на 1 К приводит к сдвигу резонанса на целую ширину.

Нейтронные резонансы, их положение и форма тоже зависят от внешних условий. В ^{8/} были рассчитаны температурный и химические сдвиги нейтронных резонансов. Было показано, что сдвиги могут достигать сотен мкэВ, однако эти сдвиги на два-три порядка меньше собственной ширины нейтронных резонансов, причем имеется еще и дополнительное температурное уширение, поэтому измерение

малых смещений представляет собой довольно трудную экспериментальную задачу. Тем не менее эта задача, как показывает измерение химических сдвигов нейтронных резонансов^{/4,5/}, в настоящее время вполне разрешима.

В настоящей работе сделана попытка измерить температурный сдвиг нейтронных резонансов. Поскольку смещение в данном случае существенно меньше ширины наблюдаемого резонанса и температурного уширения^{/8,7/}, то за положение резонанса принимается положение центра тяжести:

$$\bar{E} = \left[\int_{E_1}^{E_2} \sigma_R(E) \cdot E dE \right] / \left[\int_{E_1}^{E_2} \sigma_R(E) dE \right], \quad /4/$$

где σ_R - резонансная часть полного сечения, а пределы интегрирования E_1, E_2 берутся в тех точках, где сечение $\sigma_R(E)$ с достигнутой экспериментальной точностью можно положить равным нулю:

$$\sigma_R(E_1) = \sigma_R(E_2) = 0. \quad /5/$$

Разумеется, при этом необходимо иметь дело только с изолированными резонансами. Температурным сдвигом называется величина

$$\Delta E_T = \bar{E}(T_2) - \bar{E}(T_1). \quad /6/$$

Теоретические расчеты температурного смещения резонансов здесь проведены заново, поскольку в^{/8/} учтена не вся зависимость сечения от энергии. Расчеты, проведенные здесь, дают величину температурного смещения для кристаллов:

$$\Delta \bar{E}_T = -(1/3A) \cdot \Delta \bar{K} \quad /7/$$

/ A - массовое число ядра/, при условии, что нейтронная ширина резонанса Γ_0 значительно меньше полной ширины. Смещение /7/ в 3 раза меньше указанного в^{/8/}, но имеет тот же знак.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент состоял в измерении пропускания образцов Dy, Rh и Ag при различных температурах в области низколежащих резонансов. Он проводился по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работающем в бустерном режиме с линейным ускорителем электронов ЛУЗ-40.

Схема эксперимента аналогична той, которая применялась для измерения химических сдвигов и подробно описана в^{/4,5/}. Пролетная база составляла 60 м, длительность импульса была 4 мкс. Регистрация нейтронов производилась сцинтилляционным детектором с литиевым стеклом и фотоумножителем ФЭУ-49. При измерении два одинаковых образца при различных температурах T_1 и T_2 вводились

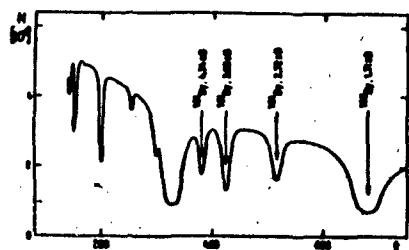


Рис.1. Спектр по времени пролета для Dy. Ширина временного канала 4 мкс.

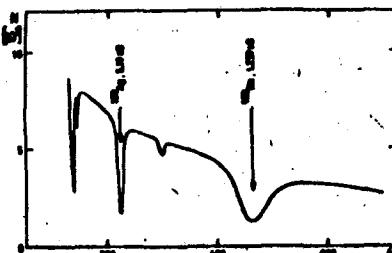


Рис.2. Спектр по времени пролета для Rb и Ag. Ширина временного канала 8 мкс.

поочередно в пучок на 10 мин. Через каждые 12 ч температура образцов менялась на T_2 и T_1 соответственно. Полное измерение продолжалось несколько суток. В суммарные спектры для обеих температур входило одинаковое количество спектров от обоих образцов. Температура образцов поддерживалась специальными стабилизаторами^{8/}. Для управления экспериментом и накопления спектров использовалась малая вычислительная машина СМ-3.

Dy имеет 4 резонанса в низкознергетической области $0,5 \leq E_n \leq 5$ эВ, где измерение малых сдвигов наименее трудоемко. Образцы имели толщину 0,6 мм и площадь 38 см^2 , значения температуры $T_1 = 303 \pm 1$ К, $T_2 = 370 \pm 3$ К. Для контроля нулевого эффекта в пучке всегда находилась мишень из В्�б. Суммарный спектр для температуры T_1 показан на рис.1.

Ядра ^{108}Rh и ^{109}Ag являются самыми легкими из тех, что имеют низколежащий резонанс. Резонансы $^{108}\text{Rh}/E_0 = 1,257$ эВ/ и $^{109}\text{Ag}/E_0 = -5,19$ эВ/ можно было исследовать одновременно, поскольку они не перекрываются. Образцы Rb имели толщину 0,1 мм, а Ag - 0,05 мм. Площадь и тех и других составляла 81 см^2 . Измерения проводились при температурах $T_1 = 294 \pm 2$ К, $T_2 = 667 \pm 10$ К и 538 ± 10 К. Для контроля использовался образец из Pd. На рис.2 представлен суммарный спектр для температуры T_1 . Неопределенность в температуре связана, главным образом, с возможным неоднородным распределением температуры вдоль поверхности образца.

Энергетический ход спектра падающего пучка измерялся в дополнительных экспериментах при отсутствии изучаемых мишеней. Энергетический же ход фона определялся с помощью толстых резонансных мишеней, которые в резонансе полностью поглощают падающий пучок.

2. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ

Температурные сдвиги $\Delta\bar{E}_T$ из измеренных спектров определялись двумя независимыми методами. В первом методе (I) определяется разность измеренных резонансных сечений $\Delta\sigma_R(E) = \sigma_R(T_2, E) - \sigma_R(T_1, E)$.

При правильном определении этой разности должно выполняться

$$\int_{E_1}^{E_2} \Delta\sigma_R(E) dE = 0, \quad /8/$$

если E_1 и E_2 выбраны в соответствии с условием /5/. Практически, однако, условие /5/ строго не выполняется и приходится вводить в связи с этим небольшие поправки. Наибольшие ошибки в определении разности $\Delta\sigma_R$ возникают там, где эта разность мала, а именно вблизи максимума сечения и далеко от максимума в области $E = E_1$ или E_2 . Поэтому ошибка полученного сдвига по методу (I) определяется погрешностями при определении фона, функции разрешения и спектра падающего пучка.

Суть второго метода (II) состоит в следующем. Для определения температурного сдвига резонанса берется теоретическое выражение для сечения $\sigma_R(T, E)$, в которое вводятся дополнительные параметры, о которых речь пойдет ниже. Далее рассчитываются теоретические спектры пропускания $N_{th}(T, t)$ и путем подгонки разностного теоретического спектра $\Delta N_{th}(t) = N_{th}(T_2, t) - N_{th}(T_1, t)$ к разностному экспериментальному спектру $\Delta N_{exp}(t)$ находятся параметры. После чего по формулам /5/ и /6/ получается температурный сдвиг.

Сечения рассчитывались с помощью формализма Нелкина-Паркса /9/. Он подробно описан в /6, 10/. В качестве фонового спектра принималась модель Эйнштейна:

$$\rho(\nu) = \delta(\nu - \nu_0), \quad /9/$$

причем ν_0 выбиралась таким образом, чтобы правильно описывался ход теплоемкости. При температуре T_2 вводился дополнительный сдвиг в положение резонанса, т.е. в качестве сечения $\sigma_R(T_2, E)$ принималось сечение $\sigma_R^*(T_2, E)$, равное

$$\sigma_R^*(T_2, E) = \sigma_R(T_2, E - \kappa). \quad /10/$$

Величина κ служила подгоночным параметром.

Экспериментальный разностный спектр $\Delta N_{exp}(t)$ определялся с учетом небольших различий интенсивности пучка и фона, т.е. в качестве $\Delta N_{exp}(t)$ принималась величина

$$\Delta N_{exp}(t) = N'_{exp}(T_2, t) - N_{exp}(T_1, t), \quad /11/$$

где

$$N'_{exp}(T_2, t) = A[N_{exp}(T_2, t) - N_B]. \quad /12/$$

$N_{exp}(T_1, t)$ и $N_{exp}(T_2, t)$ – измеренные спектры, а параметры A и N_B определяются из условия

$$\chi^2 = \sum_{t=t_1}^{t_2} \frac{[N_{\text{exp}}(T_1, t) - N'_{\text{exp}}(T_2, t)]^2}{N_{\text{exp}}(T_1, t) + N_{\text{exp}}(T_2, t)} \rightarrow \text{Min.} \quad /13/$$

Второй метод хорош тем, что при его использовании ошибки, связанные с измерением спектра падающего пучка и фона, оказываются на результатах меньше, чем в первом методе. Основные ошибки здесь связаны с выбором резонансных параметров и фонового спектра. В этом смысле методы I и II независимы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты эксперимента сведены в таблицу. Температурные сдвиги резонансов ΔE_T , найденные с помощью первого и второго метода, снабжены верхним индексом I и II. В случае ^{109}Ag и ^{161}Dy первый метод не дал результатов из-за трудностей определения сечения вдали от максимума резонанса и из-за перекрытия резонансов. В остальных случаях результаты, полученные различными методами, хорошо согласуются между собой.

В целом, во всех случаях при повышении температуры в поликристаллических образцах центр тяжести смещается в сторону более

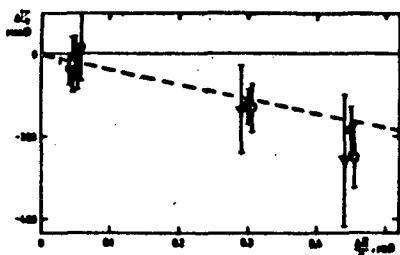


Рис.3. Зависимость температурных сдвигов резонансов от $\Delta K/A$. Квадратные символы – для Rh, треугольные – для Ag, и круглые – для Dy. Тёмные символы соответствуют сдвигам, полученным первым методом (I), а светлые – вторым методом (II). Штрих. кривая – форм. /7/.

низких энергий. На рис.3 показана зависимость ΔE_T от $\Delta K/A$. Согласие с теорией можно считать удовлетворительным.

Для сравнения теории с экспериментом удобно использовать также величину

$$v_T = \Delta E_T \cdot A / \Delta K. \quad /14/$$

Величины v_T также приведены в таблице. Средние значения v_T , полученные обоими методами, равны

$$I: \bar{v}_T^I = -0.49 \pm 0.13; \quad II: \bar{v}_T^{II} = -0.43 \pm 0.09. \quad /15/$$

Величина v_T для различных резонансов показана на рис.4. Видно, что в пределах погрешностей эксперимента ее можно считать

Результаты эксперимента

Таблица

ядро	$E_0, \text{ эВ}$	$T_{\text{F}}, \text{ К}$	$T_{\text{Z}}, \text{ К}$	$\Delta E, \text{ эВ}$			
$^{10}R_h$	$1,257 \pm 0,002$	294 ± 2	667 ± 10	-247 ± 74	-183 ± 56	21 ± 3	$46,8 \pm 1,4$
$^{40}R_h$	"	"	538 ± 10	-229 ± 57	-127 ± 40	"	$30,6 \pm 1,4$
$^{40}A_2$	$5,19 \pm 0,01$	"	667 ± 10	"	-256 ± 59	13 ± 3	$47,5 \pm 1,3$
$^{10}A_2$	"	"	532 ± 10	"	-132 ± 105	"	$31,2 \pm 1,3$
$^{43}D_3$	$1,713 \pm 0,004$	303 ± 1	370 ± 3	-25 ± 65	-36 ± 36	10 ± 2	$8,57 \pm 0,40$
$^{44}D_4$	$2,72 \pm 0,02$	"	"	"	-11 ± 52	"	"
$^{44}D_4$	$3,68 \pm 0,03$	"	"	"	-34 ± 52	"	"
$^{44}D_4$	$4,34 \pm 0,05$	"	"	"	$+17 \pm 80$	"	"

постоянной, т.е. никаких дополнительных зависимостей от параметров резонанса, энергии отдачи или фононного спектра, которые могли бы имитировать температурный сдвиг, не имеется.

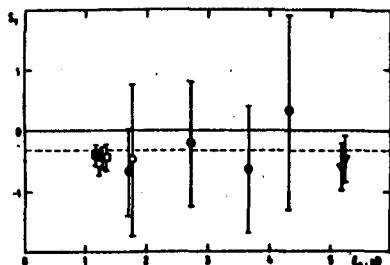


Рис.4. Температурные сдвиги резонансов, отнесенные к $\Delta K/A$, для различных резонансов.
/Обозначения как на рис. 3/.

4. ТЕОРИЯ

Сечение захвата нейтрона, согласно^{/7/}, можно представить в виде

$$\sigma(p) = \sum_{n,m} \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma | \langle n | \exp(i\vec{p}\vec{r}) | m \rangle |^2 \cdot \rho_m}{p^2 [(E_f + E_m - E_n - E_0)^2 + \Gamma^2]}, \quad /16/$$

где Γ_n - нейтронная ширина, Γ - полная ширина резонанса, E_0 - энергия резонанса на закрепленном ядре, состояния m, n и соответствующие им энергии E_m и E_n относятся к движению ядра до и после захвата нейтрона с энергией E и импульсом p . В /16/ производится суммирование по конечным состояниям и усреднение по начальным с матрицей плотности

$$\rho_m = \exp(-E_m/T)/Z; \quad Z = \sum_m \exp(-E_m/T). \quad /17/$$

В дальнейшем мы будем полагать $\hbar = m_n = k_B = 1$.
Выполним следующие преобразования:

$$1/[(x - E_0)^2 + \Gamma^2] = \int dE_t \delta(E_t - x) / [(E_t - E_0)^2 + \Gamma^2]. \quad /18/$$

$$\delta(E) = \int_{-\infty}^{\infty} (dt/2\pi) \exp(-itE). \quad /19/$$

Для любого оператора \hat{O} справедливо соотношение:

$$\begin{aligned} S_m &= \sum_n | \langle n | \hat{O} | m \rangle |^2 \exp[i(t(E_m - E_n))] = \\ &= \langle m | \hat{O}^+ \exp(-i\hat{H}t) \hat{Q} \exp(i\hat{H}t) | m \rangle. \end{aligned} \quad /20/$$

Гамильтонианы H и \tilde{H} до и после захвата можно представить в виде

$$H = \hat{k}^2/2A + v(\vec{r}); \quad \tilde{H} = \hat{k}^2/2(A+1) + v(\vec{r}). \quad /21/$$

Здесь A - массовое число ядра до захвата нейтрона, первое слагаемое в гамильтонианах отвечает кинетической энергии, а второе - потенциальной. Если в качестве оператора O взять $\exp(i\vec{p}\vec{r})$, как требуется в нашем случае, то можно воспользоваться соотношением

$$\hat{O}^\dagger \tilde{H}(\hat{k}) \hat{O} - \tilde{H}(\hat{k} + \vec{p}) = (\hat{k} + \vec{p})^2/2(A+1) + v(\vec{r}), \quad /22/$$

Воспользовавшись соотношениями /17-22/, представим сечение /16/ в виде

$$\sigma(p) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE_t \cdot \gamma_n \Gamma/p}{\Gamma^2 + (E_t - E_0)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi} S(t) \exp[i(E - E_t)t]. \quad /23/$$

где была учтена энергетическая зависимость нейтронной ширины $\Gamma_n = \gamma_n p$ и введено обозначение

$$S(t) = \sum_{q,\mu} \langle \omega | \exp[-i\tilde{H}(\hat{k} + \vec{p})] | \omega \rangle \exp(iE_\omega t). \quad /24/$$

В гармонической модели кристалла имеем

$$\hat{k} = \sum_{q,\mu} i\sqrt{\tilde{\omega}_{q\mu}}(A+1)/2N (\hat{a}_{q\mu}^\dagger - \hat{a}_{q\mu}) \hat{e}_{q\mu}. \quad /25/$$

Поэтому /22/ можно представить в виде

$$\tilde{H}(\hat{k} + \vec{p}) = \sum_{q,\mu} \tilde{\omega}_{q\mu} [(\hat{a}_{q\mu}^\dagger - i\alpha_{q\mu})(\hat{a}_{q\mu} + i\alpha_{q\mu}) + 1/2], \quad /26/$$

где

$$\alpha_{q\mu} = (\vec{p} \hat{e}_{q\mu}) / \sqrt{2(A+1)N \tilde{\omega}_{q\mu}}. \quad /27/$$

Поскольку колебания различных мод μ , обладающие различными волновыми векторами q , независимы между собой, то выражение /24/ можно представить в виде произведения

$$S(t) = \prod_{q,\mu} S_{q\mu}(t) = \prod_{q,\mu} \sum_{\ell} \langle \ell | \hat{Q}_{q\mu} | \ell \rangle (x_{q\mu}^\ell / Z_{q\mu}) \exp(i\delta\omega_{q\mu} t). \quad /28/$$

Здесь введены обозначения /для простоты индексы q, μ опускаем/:

$$|\ell\rangle = ((a^\dagger)^\ell / \sqrt{\ell!}) |0\rangle; \quad \hat{Q} = \exp[-i\tilde{\omega}t(a^\dagger - ia)(a + ia)], \quad /29/$$

$$x = \exp(-\beta\omega + i\omega t); \quad \beta = 1/T; \quad \delta\omega = (\omega - \tilde{\omega}), \quad /30/$$

$$Z = \sum_{\ell} \exp(-\beta \ell \omega) = 1/(1-y); \quad y = \exp(-\beta \omega). \quad /31/$$

Пользуясь методом Ф.А.Березина^{/11/}, приведем оператор \hat{Q} к нормальному виду

$$\hat{Q} = \hat{Q}_N = \exp(\beta a^2) \exp(i\beta a \hat{a}^\dagger) \exp[i(\hat{a}^\dagger - i\beta a) \hat{a}], \quad /32/$$

$$\beta = \exp(-i\omega t) - 1. \quad /33/$$

Подставив /32/ в матричный элемент /28/, получим

$$\langle \ell | \hat{Q} | \ell \rangle = \exp(\beta a^2) \langle 0 | (\hat{a} + i\beta a)^\ell [(1+\ell)\hat{a}^\dagger - i\beta a]^\ell | 0 \rangle / \ell!. \quad /34/$$

Проведя суммирование по ℓ , для $S_{q\mu}(t)$ получим выражение

$$S_{q\mu}(t) = (1-y) \exp(\beta a^2 + i\frac{\delta\omega t}{2}) \langle 0 | \exp_A[x(1+\ell)(\hat{a} + \gamma)(\hat{a}^\dagger + \Delta)] | 0 \rangle, \quad /35/$$

где оператор между вакуумными обкладками записан в антисимметрическом виде, и введены обозначения

$$y = i\beta a; \quad \Delta = -i\beta a/(1+\ell). \quad /36/$$

Приведя антисимметрический оператор к нормальному виду, для $S_{q\mu}(t)$ будем иметь выражение

$$S_{q\mu}(t) = \frac{1-y}{1-\bar{y}} \exp[i\delta\omega t/2 + a^2 \ell [1 + \bar{y} \ell (1-y)(1+\ell)]], \quad /37/$$

$$\bar{y} = \exp(-\beta \omega + i\delta\omega t). \quad /38/$$

Произведение /28/ теперь приводится к виду

$$S(t) = \exp[F_1(t) - p^2 F_2(t)/2], \quad /39/$$

где

$$F_1(t) = \sum_{\xi} \ln[\operatorname{sh}(\beta\omega_{\xi}/2)/\operatorname{sh}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\delta\omega_{\xi}t/2)]; \quad \xi = q, \mu. \quad /40/$$

$$F_2(t) = \sum_{\xi} \frac{|\vec{e}_{\xi}|^2}{\xi^2 (A+1) N \tilde{\omega}_{\xi}} \cdot \frac{\operatorname{ch}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\delta\omega_{\xi}t/2) - \operatorname{ch}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\delta\omega_{\xi}t/2 - i\tilde{\omega}t)}{\operatorname{sh}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\delta\omega_{\xi}t/2)}. \quad /41/$$

При $\delta\omega = 0$ имеем хорошо известное выражение

$$S(t) = \exp[-\sum_{\xi} \frac{(\vec{p} \cdot \vec{e}_{\xi})^2}{\xi^2 (A+1) N \omega_{\xi}} [\operatorname{csg}(\beta\omega_{\xi}/2) - \operatorname{ch}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\omega_{\xi}t)/\operatorname{sh}(\beta\omega_{\xi}/2)]]. \quad /42/$$

в котором первое слагаемое в экспоненте соответствует фактору Дебая-Валлера.

Подставив /39/ в /23/, получим после интегрирования по E_1 выражение для полного сечения

$$\sigma(E) = \frac{V}{2\sqrt{2E}} \int dt \exp[-\Gamma(t) + E(it - F_g(t)) - iE_0 t + F_1(t)]. \quad /43/$$

Суммы по E в /40/ и /41/ можно представить в виде интегралов

$$\frac{1}{N} \sum_{\xi} f(\omega_{\xi}) = 3 \int \rho(\omega) d\omega f(\omega). \quad /44/$$

$$\frac{1}{N} \sum_{\xi} |\phi_{\xi||}|^2 f(\omega_{\xi}) = 3 \int \rho_{||}(\omega) d\omega f(\omega), \quad /45/$$

где $\rho(\omega)$ и $\rho_{||}(\omega)$ – соответствующие спектральные плотности фононов. Величину $\delta\omega_{\xi}$ в первом приближении можно представить как

$$\delta\omega_{\xi} = \omega_{\xi}/2AN. \quad /46/$$

Поскольку ширина резонанса Γ обычно превышает энергию фононов, то область интегрирования в /43/ ограничена малыми t , при которых $F_g^{1,0}(t)$ можно разложить по степеням t . Ограничиваясь членами $-t^2/\Gamma$ и $-1/\Lambda$, а также пренебрегая зависимостью $F_g(t)$ от $\delta\omega$, поскольку соответствующие поправки $-1/N=0$, получаем

$$F_1(t) = it \cdot 3\lambda; \quad \lambda = \bar{E}_1/\Lambda, \quad /47/$$

$$F_g(t) = ita/(\Lambda+1) + 2t^2\lambda_{||}; \quad \lambda_{||} = \bar{E}_{1||}/\Lambda; \quad a = 3 \int \rho_{||}(\omega) d\omega = 1, \quad /48/$$

где \bar{E}_1 – кинетическая энергия, приходящаяся на одну степень свободы, т.е. $\bar{E}_1 = \bar{K}/3$,

$$\bar{E}_1 = \int \sinh(\omega/2T) \rho(\omega) \omega d\omega/4; \quad \bar{E}_{1||} = 3 \int \sinh(\omega/2T) \rho_{||}(\omega) \omega d\omega/4. \quad /49/$$

С учётом /47/, /48/ выражение /43/ можно записать в виде

$$\sigma(E) \sim \frac{1}{\sqrt{E}} [1 + 3\lambda d/dE + 2\lambda_{||} Ed^2/dE^2] f_0(E); \quad /50/$$

$$f_0(E) = 2\Gamma/[(E - \bar{E}_0)^2 + \Gamma^2]; \quad \bar{E}_0 = [1 - a/(\Lambda+1)] E_0. \quad /51/$$

Отсюда нетрудно по формуле /4/ найти положение центра тяжести резонанса

$$\bar{E} = \sqrt{\bar{E}_0^2 + \Gamma^2} - (3/2)(\lambda - \lambda_{||}) - (1/2)(3\lambda - \lambda_{||}) \cos(3\phi/2) \cos(\phi/2). \quad /52/$$

где

$$\phi = \arctg (\Gamma / \tilde{E}_0).$$

/53/

Для кубического кристалла можно положить $\lambda_{||} = \lambda$, и тогда при $\phi \ll 1$ будем иметь

$$\tilde{E} = \sqrt{\tilde{E}_0^2 + \Gamma^2} - \bar{K}/3\Lambda.$$

/54/

При высоких температурах $\bar{K} = 3T/2$, в случае газовой мишени можно перейти в систему отсчета, связанную с газовой молекулой, и если молекула одноатомная и движется со скоростью v , то сечение рассеяния нейтрона может быть записано в виде

$$\sigma(p) = \int \frac{[\gamma_n \Gamma / |\vec{v} - \vec{u}|] g(\vec{u}) d^3 u}{[(\vec{v} - \vec{u})^2 - v_0^2]^2 + \Gamma^2 (\Delta + 1)^2 / \Lambda^2}; \quad v = \sqrt{2E}; \quad v_0 = \sqrt{2E_0}, \quad /55/$$

где $g(\vec{u})$ — максвелловское распределение молекул по скоростям. Учитывая, что $v = u = p - k/\Lambda$, и производя элементарное интегрирование, получаем $\Delta E_T = +\Delta K/3\Lambda$.

ЗАКЛЮЧИЕ

В заключение можно сказать, что температурные сдвиги, несмотря на свою малость, тем не менее оказываются измеримыми. Подобные измерения были проведены, насколько нам известно, впервые. Им удалось выполнить благодаря той методике, которая была разработана для измерения химических сдвигов. Таким образом, эта методика позволяет наблюдать сравнительно слабые внешние поля, действующие на положение и форму нейтронных резонансов.

Авторы благодарны Ю.М. Останевичу и Л.Б. Пикельнеру за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вартхейм Г. Эффект Мессбауэра, "Мир", М., 1966; Эффект Мессбауэра, сб. статей. Атомиздат, М., 1969.
2. Josephson B.D. Phys.Rev.Lett., 1960, 4, p. 341;
Pound R., Rebka G.A. Phys.Rev.Lett., 1960, 4, p. 274.
3. Игнатович В.К., Останевич Ю.М., Чер Л. ОИЯИ, Р-7296, Дубна, 1973.
4. Акопян Г.Г. и др. ОИЯИ, Р3-11740, Дубна, 1978.
5. Meister A. et al. Nucl.Phys., 1981, A362, p. 18.
6. Bethe H. Rev.Mod.Phys., 1937, 9, p. 140.

7. Lamb W.E. Phys.Rev., 1939, 55, p. 150.
8. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д. ОИЯИ, Р13-81-598, Дубна, 1981.
9. Nelkin M.S., Parks D.E. Phys.Rev., 1960, 119/3, p. 1060.
10. Зайдель К. и др. ОИЯИ, Р3-11741, Дубна, 1978.
11. Березин Ф.А. Метод вторичного квантования. "Наука", М., 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 января 1985 года.