

In Abb. 1 tritt ein Photopeak bei 140 keV auf, der von ^{99}Mo stammt, wegen dessen kurzer Halbwertszeit von 66 h aber bald verschwindet. Bei 145 keV ist die γ -Linie des ^{141}Ce zu erkennen. ^{131}J wird durch seinen stärksten Übergang bei 365 keV nachgewiesen.

^{140}La , das kurzlebige (Halbwertszeit $T = 40$ h) Folgeprodukt von ^{140}Ba ($T = 13$ d), verursacht schwache Photopeaks bei 328 keV und 487 keV. Dagegen konnte ^{140}Ba selbst, dessen stärkster Übergang bei etwa 537 keV liegt, nicht direkt nachgewiesen werden.

Die 498 keV- γ -Linie stammt vom ^{103}Ru . ^{95}Zr verursacht zwei deutliche Photopeaks bei 723 keV und 757 keV, das Folgeprodukt ^{95}Nb einen Photopeak bei 767 keV. Aus drei Messungen wurde das Verhältnis der ^{95}Zr -Linie bei 757 keV zur ^{95}Zr -Linie bei 723 keV zu $1,35 \pm 0,13$ bestimmt. Es sind genauere Messungen mit Standardpräparaten geplant, zumal die Werte in der Literatur stark voneinander abweichen und z. T. mit kleiner als eins angegeben sind.

Schon nach dem ersten chinesischen Kernwaffentest schlossen wir aus der zeitlichen Änderung der Gesamt- β -Aktivität, daß neben den Spaltprodukten erhebliche Mengen neutronenaktivierter Substanzen vorliegen müssen. Hierfür wurden Halbwertszeiten von 1,3 bzw. 2,5 Tagen gemessen². Zu der letzteren paßt das Radionuklid ^{239}Np ($T = 2,346$ d); die geringe Abweichung ist durch die Beimischung von ^{99}Mo ($T = 2,75$ d) zu erklären. ^{239}Np konnte nun auch im γ -Spektrum (Abb. 1) gefunden werden, und zwar durch Photopeaks bei 105 keV, 228 keV und 277 keV; weiterhin ist ein Beitrag zum Peak bei 51 keV zu erwarten. Plutonium-Röntgen-Strahlung tritt ebenfalls bei 105 keV und bei 115 keV auf. In Abb. 2 sind diese Peaks bis auf einen geringen Rest bei 228 keV nicht mehr ausgeprägt.

Weiterhin wurde das neutronenaktivierte Nuklid ^{237}U mit γ -Linien bei 60 keV, 164 keV, 208 keV und 265 keV gefunden; bei 100 keV und 113 keV wird die Röntgen-Strahlung des Neptuniums gemessen.

Die übrigen Photopeaks sind auf natürliche Radioaktivität zurückzuführen. Die 479 keV-Linie stammt von ^7Be , das durch kosmische Höhenstrahlung in der Atmosphäre erzeugt wird und in unterschiedlicher Konzentration stets nachweisbar ist. ^{226}Ra bzw. seine Folgeprodukte ^{214}Pb und ^{214}Bi verursachen Photopeaks bei 188 keV, 240 keV, 295 keV, 350 keV und 608 keV; auch ein Anteil am Maximum bei 51 keV ist möglich. Die Röntgen-Strahlung des Bleis schließlich tritt bei 74 keV und 83 keV auf.

Altersbestimmung aus dem Zirkon-Niob-Aktivitätsverhältnis

Die einzige sichere Methode zur Altersbestimmung von Spaltproduktgemischen besteht darin, das Zirkon-Niob-Aktivitätsverhältnis der Probe zur Datierung der Explosion heranzuziehen. Das Verfahren ist anwendbar, solange Zirkon und Niob sich noch nicht im Gleichgewicht befinden. Hierzu kamen bisher Abklümmessungen, β - γ -Koinzidenzmessungen³ oder chemische Trennung in Betracht. Wie Abb. 3 zeigt, können mit dem Halbleiterdetektor jedoch die γ -Linien von ^{95}Zr und ^{95}Nb getrennt werden, so daß aus den gemessenen Intensitäten das Alter errechnet werden kann.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. HANLE für sein förderndes Interesse und dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung für Bereitstellung von Forschungsmitteln.

² R. MAY u. H. SCHNEIDER, Z. Naturforschg. **20 a**, 166 [1965].

³ R. MAY, Atomkernenergie **11**, H. 7/8 [1966].

Inelastic Electron Scattering from Levels with 7 to 15 MeV Excitation Energy in ^{24}Mg and ^{26}Mg

O. TITZE and E. SPAMER

Institut für Technische Kernphysik
der Technischen Hochschule Darmstadt

(Z. Naturforschg. **21 a**, 1504—1506 [1966]; received 22 July 1966)

Energy spectra of electrons scattered inelastically from ^{24}Mg and ^{26}Mg were measured. The electric or magnetic character of 22 transitions was deduced from studies of the angular distributions. Spins, parities and ground state radiation widths were determined for levels at 9.97, 10.35, 10.70, and 10.93 MeV in ^{24}Mg .

Using the facilities of the Darmstadt 60 MeV linear accelerator¹ we have studied inelastic electron scat-

tering from isotopically enriched ^{24}Mg and ^{26}Mg . The counting rates from a new five-detector system² were summed up to give single spectra with good statistical accuracy (better than 1%).

Although the level density in these nuclei is high for excitation energies $E_x > 7$ MeV, one selects in electron scattering experiments only those levels that have appreciable ground state radiation widths T_γ^0 . At low incident electron energies E_0 the number will be further reduced by the fact that the most probable transitions are M1 and E2.

For ^{24}Mg we resolve in the excitation energy range $E_x = 7$ to 15 MeV about 20 transitions as shown in Fig. 1. The only comparison possible is with the 180° electron scattering experiment of BARBER et al.³ on natural Mg which shows two broad structures at 11

¹ F. GUDDEN, G. FRICKE, H.-G. CLERC u. P. BRIX, Z. Phys. **181**, 453 [1964].

² M. STROETZEL, Laborbericht 19, Institut für Technische Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt 1965, unpublished.

³ W. C. BARBER, J. GOLDBERG, G. A. PETERSON u. Y. TORI-ZUKA, Nucl. Phys. **41**, 461 [1963].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

and 14 MeV. Similarly, 15 peaks are observed in the same range for ^{26}Mg . A spectrum is shown in Fig. 2; the scattering angle θ is different from Fig. 1.

We have focussed our interest in ^{24}Mg on the region near 10 MeV. Inelastic cross sections were measured relative to the known elastic ones. The areas under the peaks and the energies were determined by means of a computer program. From the angular dependence of the cross sections at constant momentum transfers $q=0.48, 0.41$, and 0.32 fm^{-1} the longitudinal and transverse parts were separated. This gives the electric or magnetic character of the transitions.

The q -dependence of the cross sections proves the transitions at 9.97 and 10.70 MeV to be magnetic dipole. However a small longitudinal part contributes to the peak at 10.7 MeV. This can probably be attributed to the excitation of the known $4^+ 0^+$ state at 10.68 MeV. The weak excitation of the 9.85 MeV level indicated by the broadening of the 9.97 MeV peak is probably due to a M1-transition, but we cannot exclude higher magnetic multipoles.

The cross sections for the levels at 10.35 and 10.93 MeV contain predominantly longitudinal parts. Together with the q -dependence, spin and parity of the level at 10.35 MeV could be determined as 2^+ . The transition

radius (defined, e. g. in ref. ⁵) $R_{\text{tr}}=5.05 \text{ fm}$ is very close to $R_{\text{tr}}=5.03 \text{ fm}$ for the first excited state at $E_x=1.37 \text{ MeV}$ as included in Fig. 12 of ref. ⁵. All newly determined transition radii fit very well in the systematics ⁵ of R_{tr} . The state at 10.93 MeV is also excited by an E2-transition in agreement with the assignment 2^+ and $\Gamma_{\gamma^0} > 0.2 \text{ eV}$ given by SMULDERS ⁴.

The results for these levels are summarized in Table 1. It should be emphasized, that these preliminary transition strengths and transition radii have been

$E_x \text{ (MeV)}$		$\Gamma_{\gamma^0} \text{ (eV)}$	$\Gamma_{\gamma^0}/\Gamma_W$	$R_{\text{tr}} \text{ (fm)}$
9.85 ± 0.04	M1	7.95 ± 1.2	0.38	3.50 ± 0.49
9.97 ± 0.03				
10.35 ± 0.03	E2	0.24 ± 0.05	0.58	5.05 ± 0.50
10.70 ± 0.03	M1	22.2 ± 2.4	0.86	3.60 ± 0.36
10.93 ± 0.04	E2	$0.26 \pm 0.11^*$	0.50	—

* Calculated with R_{tr} from 10.35 MeV transition.

Table 1. Results for ^{24}Mg . The first two columns give excitation energies and multiplicities as determined from this work. Column 3 to 5 show the ground state radiation widths Γ_{γ^0} , the transition strengths in WEISSKOPF units Γ_W and the transition radii R_{tr} . The BORN approximation has been used.

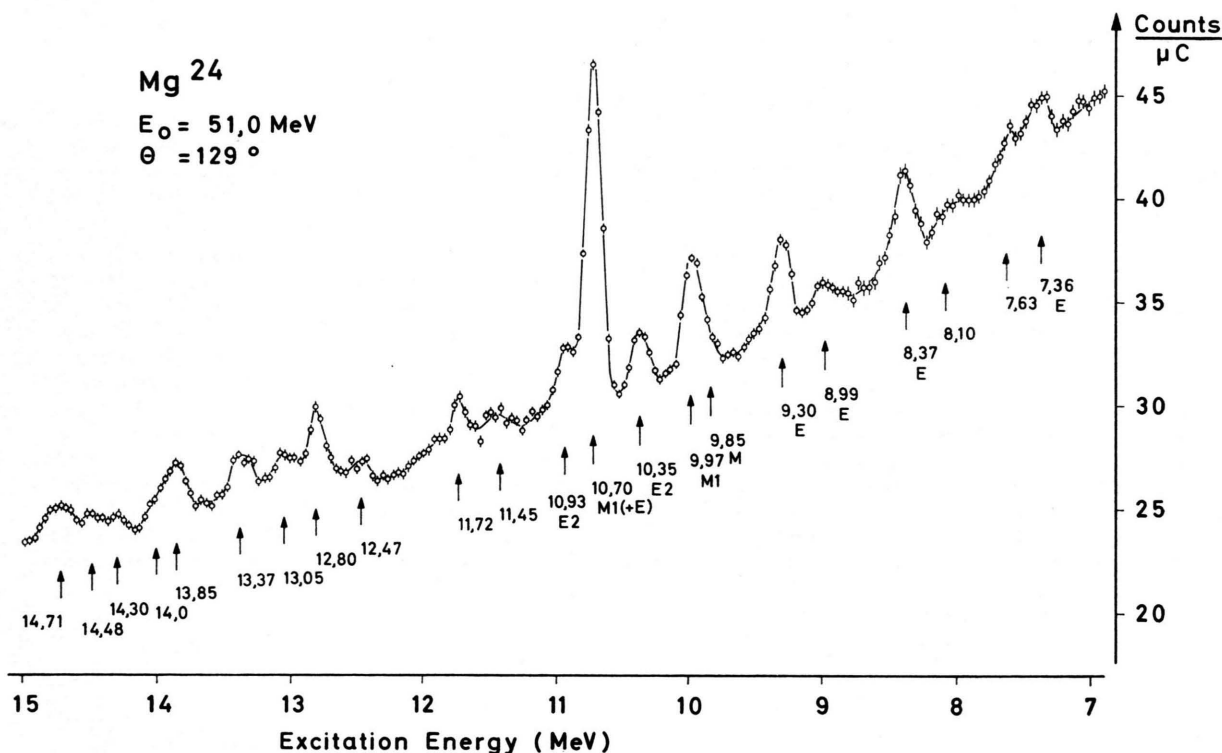


Fig. 1. Spectrum of inelastically scattered electrons from ^{24}Mg . The effective target thickness was 50 mg/cm^2 . The arrows indicate the measured excitation energies in MeV. The type of transition [electric (E) or magnetic (M)] is labeled. Note the suppressed zero of the ordinate scale. The elastic peak has a height of 2.4×10^4 units of the ordinate scale.

⁴ P. J. M. SMULDERS, *Physica* **31**, 973 [1965].

⁵ E. SPAMER, *Z. Phys.* **191**, 24 [1966].

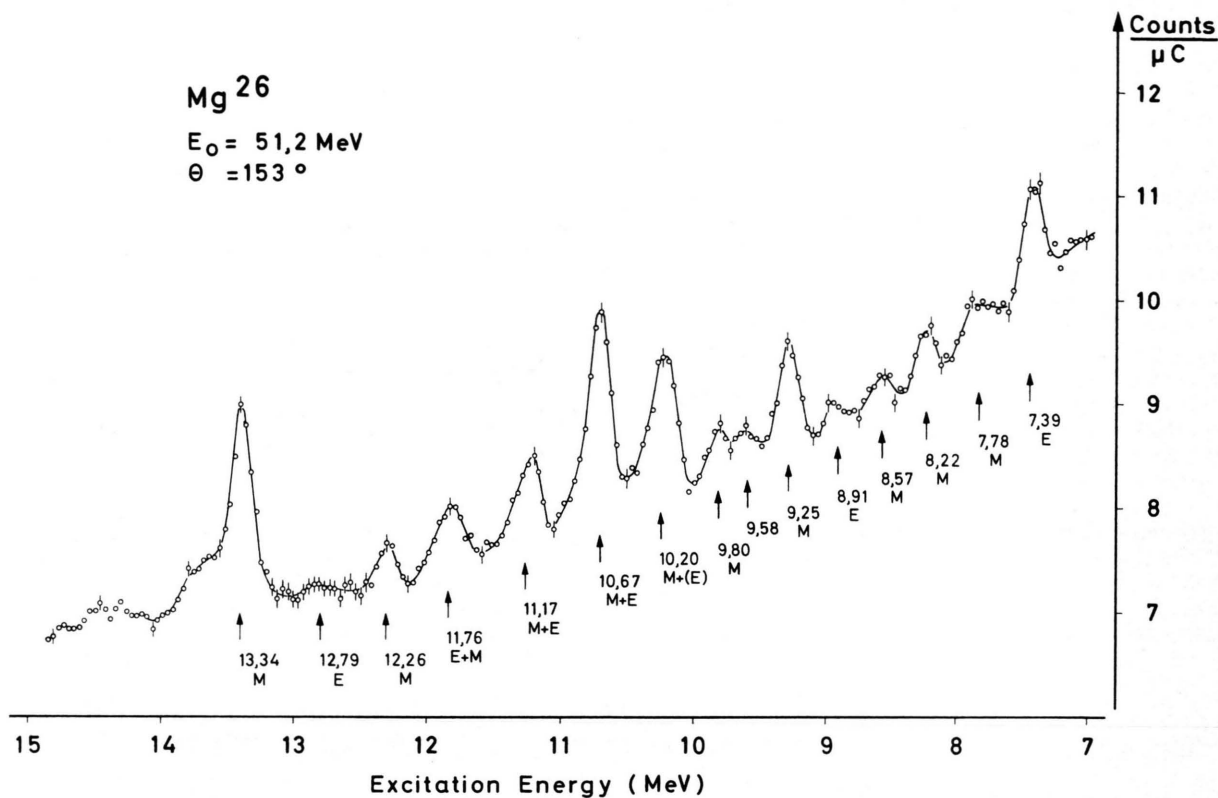


Fig. 2. Spectrum of inelastically scattered electrons from ^{26}Mg . The effective target thickness was 170 mg/cm^2 . The arrows indicate the measured excitation energies in MeV. The type of transition [electric (E) or magnetic (M)] is labeled. Note the suppressed zero of the ordinate scale. The elastic peak has a height of 2.5×10^3 units of the ordinate scale.

evaluated using the BORN approximation. Phase shift calculations have shown⁶, that the $\Gamma_\gamma^0(\text{E}2)$ values obtained in this way are too high by up to 15% for Mg. Similar calculations for magnetic transitions are not yet available.

Assuming an M1 transition, BARBER et al.³ give for a transition at 11 MeV seen in the 180° scattering experiment $\Gamma_\gamma^0 = (21 \pm 4.2) \text{ eV}$. Because of their insufficient energy resolution they could not resolve the 10.7 and 9.96 MeV levels. From the Stanford data taken at $q = 0.36 \text{ fm}^{-1}$ we have recalculated $\Gamma_\gamma^0 = (34 \pm 7) \text{ eV}$ with the M1-transition radius $R_{\text{tr}} = 3.6 \text{ fm}$ determined by us. This radiation width agrees with the sum for both transitions.

No evidence was found for an M1 transition in ^{24}Mg with $\Gamma_\gamma^0 = (137 \pm 40) \text{ eV}$ at 10.42 MeV as reported by BUSSIÈRE DE NERCY⁷. The M1 widths

$\Gamma_\gamma^0 = (4.8 \pm 1.4) \text{ eV}$ of TOBIN⁸ for 10.15 MeV and

$\Gamma_\gamma^0 = (3.8 \pm 0.6) \text{ eV}$ of SUGAWARA⁹ for 10.2 MeV

are also in disagreement with our results.

In ^{26}Mg all peaks — except the one at 12.8 MeV — can be attributed to known levels. Preliminary measurements of angular and q -dependence indicate, that most of the transitions have predominantly transverse parts and are excited via M1-transitions. This is supported by recent 180° electron scattering experiments of FAGG¹⁰, which show broad peaks at 10.6, 13.4, and 16.3 MeV. The M1 radiation widths of all levels are smaller than 15 eV. While in ^{24}Mg stronger excitations are grouped near 10 MeV, we find in ^{26}Mg transitions with comparable cross sections spread over the whole energy range. However, at forward angles some of the peaks are broadened due to the excitation of further electric transitions.

Preliminary assignments are shown in Fig. 1 and 2. Further experimental results will be presented in a forthcoming publication.

We wish to thank Professor Dr. P. BRIX and Dr. F. GUDDEN for helpful discussions. This work was sponsored by the Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung.

⁶ D. DRECHSEL, private communication.

⁷ A. BUSSIÈRE DE NERCY, Ann. Phys. Paris **6**, 1379 [1961].

⁸ R. A. TOBIN, Phys. Rev. **120**, 175 [1960].

⁹ M. SUGAWARA, J. Phys. Soc. Japan **16**, 1857 [1961].

¹⁰ L. W. FAGG, private communication.