

## Zirkularpolarisationsmessungen an Fe<sup>59</sup>

U. KNEISSL \* und H. SCHNEIDER

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforschg. 20 a, 1088—1089 [1965]; eingegangen am 5. Juli 1965)

### A. Niveauschema von $\text{Co}^{59}$

Abb. 1 zeigt das Zerfallsschema<sup>1</sup> von Fe<sup>59</sup> mit den wesentlichen Niveaus. Das 1289 keV-Niveau von Co<sup>60</sup> wird zu  $\approx 94\%$  durch die 1289 keV- $\gamma$ -Strahlung zum Grundzustand und nur zu 6% durch die 192 keV- $\gamma$ -Quanten zum 1097 keV-Niveau entleert, während vom 1097 keV-Niveau nur der 1097 keV- $\gamma$ -Übergang zum Grundzustand möglich ist.

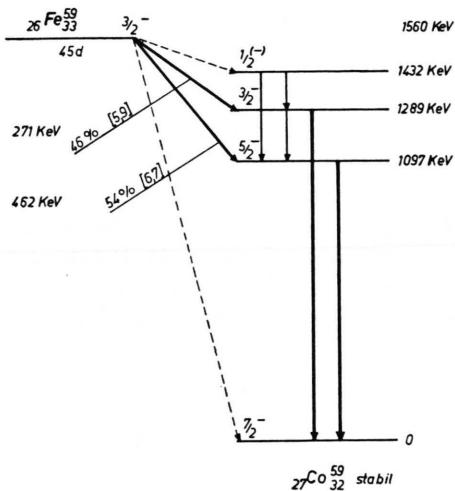


Abb. 1. Zerfallsschema von Fe<sup>59</sup>.

Aus Hyperfeinstruktur-<sup>2</sup> bzw. Kernresonanz-Messungen<sup>3</sup> wurden der Spin und die Parität des Grundzustandes des stabilen Co<sup>59</sup> zu 7/2<sup>-</sup> bestimmt. Auf Grund von Messungen des Konversionskoeffizienten<sup>4</sup> und  $\gamma$ - $\gamma$ -Winkelkorrelationen<sup>5, 6</sup> wurden dem 1097 keV-Niveau der Spin 5/2<sup>-</sup> und dem 1289 keV-

Niveau der Spin  $3/2^-$  zugeordnet. Bei den 1289 keV- $\gamma$ -Quanten handelt es sich um eine E2-Strahlung, während die 1097 keV- $\gamma$ -Strahlung nach den gemessenen Konversionskoeffizienten eine gemischte Multipolarität (M1, E2) besitzen kann. Aus der erlaubten Form der  $\beta$ -Spektren der 462 keV- bzw. 271 keV- $\beta$ -Übergänge<sup>7</sup> sowie den log  $f/t$ -Werten von 5,9 bzw. 6,7 folgt für den Grundzustand von Fe<sup>59</sup> der Spin  $3/2^-$  oder  $5/2^-$ . Wegen der verbotenen Form des Spektrums des 1560 keV- $\beta$ -Überganges<sup>8</sup> in den Grundzustand von Co<sup>59</sup> sowie des log  $f/t$ -Wertes von 10,9 kann der Spin  $5/2^-$  für den Grundzustand von Fe<sup>59</sup> ausgeschlossen werden.

## B. Messungen und Ergebnisse

Ziel unserer Untersuchungen war, die Zirkularpolarisation der 1289 keV- und 1097 keV- $\gamma$ -Quanten zu messen. Dies erschien uns sinnvoll, da in der Literatur drei Messungen bekannt sind, deren Ergebnisse sich jedoch widersprechen:

1097 keV( $\gamma$ )	1289 keV( $\gamma$ )	Autor
$A = -0,46 \pm 0,08$	$A = -0,04 \pm 0,11$	9
$A^* = -0,23 \pm 0,05$	$A^* = +0,01 \pm 0,10$	10 *
$A = -0,066 \pm 0,037$	$A = -0,40 \pm 0,20$	11
$(A = \text{Asymmetrieparameter})$ .		

Zum Nachweis der Zirkularpolarisation diente bei uns die übliche COMPTON-Vorwärtsstreuung an magnetisiertem Eisen. Die elektronische Apparatur bestand aus einer Koinzidenzanordnung ( $2\tau \approx 30$  ns) sowie einem Vielkanalanalysator<sup>12</sup>. Dadurch konnte die Polarisation in Abhängigkeit von der  $\beta$ -Energie bzw. von  $v/c$  der  $\beta$ -Teilchen bestimmt werden. Dies ist notwendig, da die 1289 keV- und 1097 keV- $\gamma$ -Quanten nach der Streuung nicht mehr zu diskriminieren sind. Wegen der höheren Grenzenergie des 462 keV- $\beta$ -Überganges (gegenüber 271 keV) kann

\* Auszug aus D 26.

<sup>1</sup> Nuclear Data Sheets of the National Academy of Sciences, Nuclear Research Council, Washington, D.C.

<sup>2</sup> K. R. Mose, Phys. Rev. **46**, 470 [1934].

<sup>3</sup> R. BLEANEY U. D. J. E. INGRAM, Proc. Roy. Soc. London 208A, 143 [1951].

<sup>4</sup> F. R. METZGER, Phys. Rev. **88**, 1360 [1952].  
<sup>5</sup> D. SCHIFF U. F. R. METZGER, Phys. Rev. **90**, 849 [1953].  
<sup>6</sup> B. L. HEATH, C. W. REICH U. D. G. PROCTOR, Phys. Rev. **118**,

7 D. BERÉNYI, G. MÁTHÉ u. T. SCHARBERT, Nucl. Phys. **14**, 459 [1960].

<sup>8</sup> M. MORITA, J. FUJITA u. M. YAMADA, Progr. Theoret. Phys. Kyoto **10**, 630 [1953].

\* Nach Abschluß unserer Arbeit wurden uns neuere Ergebnisse der Arbeitsgruppe<sup>10</sup> bekannt:

$A_{1097} = -0.205 \pm 0.019$      $A_{1289} = -0.042 \pm 0.043$   
 (L. G. MANN, D. C. CAMP, J. A. MISKEL u. R. J. NAGLE, Phys. Rev. 137 B, 1 [1965]).

<sup>9</sup> H. FORSTER u. N. L. SANDERS, Nucl. Phys. **15**, 638 [1960].

<sup>10</sup> L. G. MANN, S. D. BLOOM u. R. J. NAGEL, Phys. Rev. **127**, 2134 [1962].

<sup>11</sup> C. L. HAASE u. N. L. PALMER, Nucl. Sci. Abstr. **16** (20), 3669 [1962].

<sup>12</sup> U. KNEISL u. H. SCHNEIDER, Z. Naturforschg. **20a**, 846 [1965].



jedoch die Polarisation der 1097 keV- $\gamma$ -Quanten allein ermittelt werden. Die Polarisation der 1289 keV- $\gamma$ -Quanten kann nur aus der Überlagerung der beiden Übergänge im unteren  $\beta$ -Energiebereich unter Berücksichtigung der relativen Anteile der beiden  $\beta$ -Spektren bestimmt werden.

Abb. 2 zeigt unsere Ergebnisse. Es ist die relative Zählratendifferenz  $E$  bei Magnetfeldumpolung gegen  $v/c$  der  $\beta$ -Teilchen aufgetragen. (Als Fehler

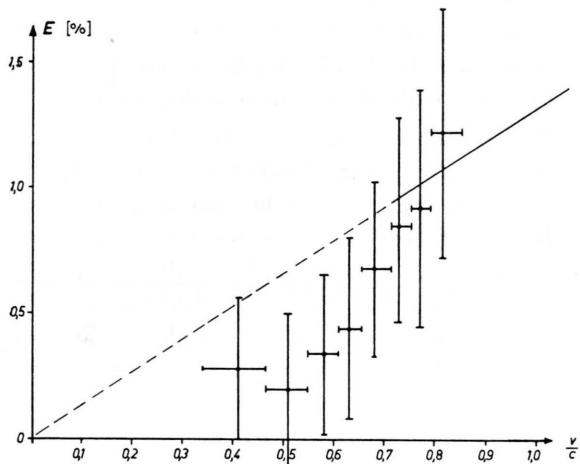


Abb. 2. Relative Zählratendifferenz  $E$  als Funktion von  $v/c$ .

sind die statistischen Standardabweichungen angegeben.) Die letzten drei Meßpunkte bei großem  $v/c$  röhren allein vom 462 keV( $\beta$ )-1097 keV( $\gamma$ )-Übergang her. Aus ihnen kann  $A_{1097}$  mittels der Beziehung<sup>13</sup>

$$E = 2f A_{1097} \cdot \frac{v}{c} \left\langle \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \cdot \cos \Theta \right\rangle$$

bestimmt werden, wobei  $f = 8\%$  der Anteil der im Eisen ausgerichteten Elektronen,  $\langle d\sigma_c/d\sigma_0 \cdot \cos \Theta \rangle$  der Geometriefaktor und  $A_{1097}$  der Asymmetrieparameter für 1097 keV- $\gamma$ -Quanten ist.

Im unteren  $v/c$ -Bereich überlagern sich der 462 keV( $\beta$ )-1097 keV( $\gamma$ )- und der 271 keV( $\beta$ )-1289 keV( $\gamma$ )-Übergang. Daraus kann mit dem erhaltenen Wert für  $A_{1097}$  und den relativen Anteilen der beiden  $\beta$ -Spektren der Asymmetrieparameter für den 271 keV( $\beta$ )-1289 keV( $\gamma$ )-Übergang ermittelt werden.

Es ergab sich:

- a)  $A_{1097} = -0,25 \pm 0,07$ ,
- b)  $A_{1289} = -0,02 \pm 0,15$ .

Diese Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit denen von MANN et al.<sup>10</sup>. Sie widersprechen den von FORSTER et al.<sup>9</sup> sowie denen von HAASE et al.<sup>11</sup>.

Aus a) kann das Mischungsverhältnis  $\delta$  der 1097 keV-Strahlung zu  $-0,54 < \delta < -0,29$  bestimmt werden.

Aus b) kann der relative FERMI-Matrixelementanteil  $X = (-C_v/C_A)(M_F/M_{GT})$  ermittelt werden. Es ergibt sich  $-0,07 < X < +0,6$ .

Herrn Prof. Dr. W. HANLE danken wir für die wertvolle Unterstützung und zahlreiche Diskussionen. Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung sei für die Bereitstellung von Forschungsmitteln gedankt.

<sup>13</sup> H. SCHOPPER, Nucl. Instr. 3, 1255 [1958].

## Widerstandsfeinstreifungen in tiegelgezogenen Si-Kristallen

A. MÜHLBAUER

Institut für Elektrowärme der Technischen Hochschule Hannover

und

R. KAPPELMAYER, F. KEINER

Wernerwerk für Bauelemente der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforsch. 20 a, 1089—1092 [1965]; eingegangen am 24. Juli 1965)

Für die Herstellung von Halbleiterbauelementen werden Kristalle definierten Widerstandes mit möglichst einheitlicher Verteilung der Störstellen über

das gesamte Kristallvolumen benötigt. Bei der Züchtung von dotierten Halbleitern mittels der üblichen Ziehverfahren lässt sich die Forderung nach völlig gleichmäßiger Verteilung des Dotierstoffes nicht erfüllen, es treten stets Inhomogenitäten auf. Diese lassen sich einteilen in: 1. Widerstandsänderungen längs der Wachstumsrichtung des Kristalls in größeren Bereichen; 2. Änderungen der Störstellenkonzentration quer zur Kristallziehhachse und 3. annähernd periodische Widerstandsschwankungen längs der Ziehhachse des Kristalls in mikroskopisch kleinen Bereichen, die als schmale Streifen (engl. striations) sichtbar gemacht werden können. Mit der dritten Gruppe von Dotierungsinhomogenitäten befaßt sich