

= 0,9558(1) liefert für den Betrag der Hyperfeinstrukturanomalie als obere Grenze $|\Delta| \leq 8 \cdot 10^{-4}$.

Aus der Breite des Level-Crossing-Signals ließ sich die Lebensdauer des angeregten ($5p\ 6s$) $^3P_1^0$ -Terms zu $\tau = 4,5(7) \cdot 10^{-9}$ Sek. bestimmen.

Für stets förderndes Interesse und anregende Diskussionen möchten wir an dieser Stelle Herrn Professor Dr. H. BUCKA besonders danken. Für wertvolle Hinweise bei der Durchführung des Experiments sei Herrn Dr. J. NEY gedankt. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt unser Dank für die Bereitstellung zahlreicher Geräte.

Untersuchung der Beschreibungsmöglichkeit des Selen 77 als deformierter Kern

WALTER ENGELS

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. **22 a**, 2004—2010 [1967]; eingegangen am 10. August 1967)

Some aspects of Selen 77 are discussed in the framework of the NILSSON model. The magnetic moment of the 248 keV state gives a hint for the existence of a quadrupole force. The large quadrupole moment and the large COULOMB excitation- and (d,d')-cross sections of some levels indicate collective features. The strong coupling model explains very well the ratio of the reduced $B(E2)$ transition probability. The NILSSON model predicts the spin and the parity of the ground state and gives a better description of the lifetime of the 248 keV level than the spherical shell model. The magnetic moment of the ground state and the 248 keV state are explained by means of a spinpolarisation. The agreement of several values of the decoupling constant is fairly good. On the whole the description of Se^{77} by the NILSSON model appears to be comparable to the modest success of this model in some rare earth nuclei.

Zwischen den Nukleonenzahlen $28 \leq Z, N \leq 50$ wird ein Gebiet mit starker Kerndeformation angenommen¹⁻³, dessen Existenz bislang noch nicht schlüssig nachgewiesen ist. Da die Quadrupolmomente der Selenisotope ziemlich groß sind, könnte eine Untersuchung des Kernes Selen 77 diesen Sachverhalt klären helfen. Die Anwendung des Modelles der starken Kopplung auf dieses Isotop soll an Hand der bisher bekannten Daten in dieser Arbeit diskutiert werden.

Wir haben das magnetische Moment des 248 keV-Niveaus des Se^{77} mit der Methode der gestörten Winkelkorrelation bestimmt. Es beträgt $(1,05 \pm 0,15)$ n.m. Diese Angabe ist eine Mittelung der Werte in neutraler und saurer Quelle. Die Lebensdauer dieses Zustandes ist von uns zu $T_{1/2} = (9,3 \pm 0,2)$ nsec gemessen worden⁴.

1. Die Abweichung des magnetischen Momentes vom Schalenmodellwert

Bei der Berechnung der magnetischen Momente mittelschwerer sphärischer Kerne hat sich das Ver-

fahren von KISSLINGER^{5,6} et al. bewährt. Dabei betrachtet man Schalenmodellteilchen, die durch die Paarkraft wechselwirken. Eine realistische Restwechselwirkung wird sich allerdings von der Paarkraft in einiger Beziehung unterscheiden. Insbesondere dürfen Beiträge höherer Seniorität nicht ausgeschlossen werden. Zustände der Seniorität drei kann man durch eine räumliche δ -Kraft berücksichtigen. Daher wird die Wellenfunktion der Paarungstheorie verwendet und der Einfluß der δ -Kraft störungstheoretisch erfaßt. Das Verfahren läßt aber sowohl langreichweitige Kraftanteile als auch Wechselwirkungen zwischen Protonen und Neutronen außer acht.

Da bei der Rechnung⁷ nur die mittlere Teilchenzahl erhalten bleibt, werden die zu einer festen Teilchenzahl gehörenden Amplituden herausprojiziert. Die Summe der Amplitudenquadrate ist auf eins normiert. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der Schalenmodellniveaus und ihre relative energetische Lage werden einer Analyse der Winkelverteilung der Reaktion $Se^{76}(dp)Se^{77}$ entnommen⁷. Ein anderer Parametersatz folgt aus den Daten von KISSLINGER⁶. In beiden Fällen wird die Paarungsenergie der betrach-

¹ E. SEGRE, *Nuclei and Particles*, W. A. Benjamin Inc., New York 1964.

² E. MARSHALEK, L. PERSON u. R. SHELIN, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 108 [1963].

³ G. MANNING u. J. ROGERS, *Nucl. Phys.* **15**, 166 [1960].

⁴ W. ENGELS, W. DELANG, U. WEHMANN u. E. BODENSTEDT, *Phys. Letters* **11**, 57 [1964].

⁵ N. FREED u. L. KISSLINGER, *Nucl. Phys.* **25**, 611 [1961].

⁶ L. KISSLINGER u. R. SÖRENSEN, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 853 [1963].

⁷ W. ENGELS, erscheint als BMwF-FB K67-63.



teten Niveaus zwischen 2·0,5 MeV und 2·1,55 MeV variiert.

Die Ergebnisse für das magnetische Moment des 248 keV-Zustandes sind in Abb. 1 mit Bereich a bzw. b angegeben. Dargestellt ist die von den Protonen und Neutronen herrührende Abweichung vom SCHMIDT-Wert und der Vergleich mit dem gemessenen

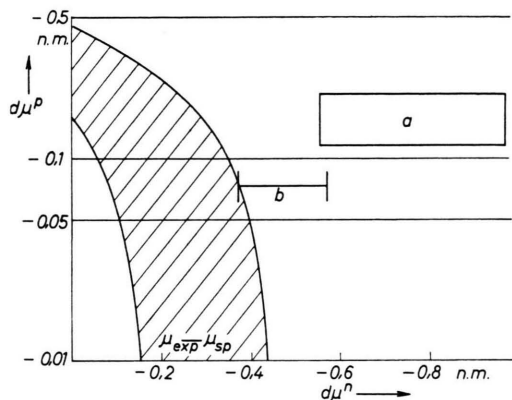


Abb. 1. Vergleich der gemessenen und berechneten Abweichungen des magnetischen Momentes im 248 keV-Niveau vom SCHMIDT-Wert. a) Parameter aus der (dp)-Reaktion. b) Parametersatz nach KISSLINGER.

nen Wert. Der erste Parametersatz, der auf den experimentellen Daten der (dp)-Reaktion beruht, liefert ein von dem gemessenen stark abweichendes magnetisches Moment (Abb. 1, Bereich a). Das sollte mindestens teilweise auf die Vernachlässigung einer Quadrupolkraft zurückzuführen sein. Daher liegt es nahe, eine Berechnung des magnetischen Momentes mit Hilfe von Wellenfunktionen eines deformierten Potentialtopfes zu versuchen, wie sie z. B. das NILSSON-Modell liefert.

Das oben skizzierte Verfahren ergibt im Falle des Se^{77} für den Grundzustand keine Korrektur zum SCHMIDT-Wert, da die Konfiguration $p_{1/2}$ vorliegt. In einem solchen Fall verschwinden die von der Seniorität drei herrührenden Beiträge⁷. Um im folgenden die Aussagen des NILSSON-Modelles zu prüfen, muß eine Klassifikation der experimentell bekannten Zustände des Se^{77} (Abb. 2 und 3 f) vorgenommen werden.

2. Die Einteilung der Niveaus

Die Niveaus dieses Kernes sind bislang noch nicht zusammenfassend betrachtet worden. IKEGAMI und

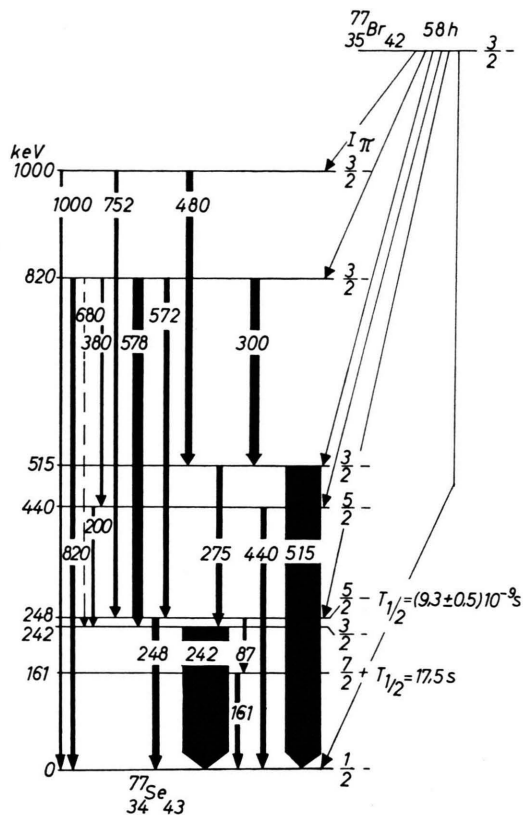


Abb. 2. Zerfallsschema des Selen 77.

SANO⁸ deuten die Zustände positiver Parität als Vibrationsniveaus. Die Rechnungen dieser Autoren liefern nur die Spinwerte $9/2+$, $7/2+$ und $5/2+$. Unterhalb von etwa 2 MeV sollten diese Spins mehrfach auftreten. Ein solches Verhalten scheint jedoch dem experimentellen Sachverhalt nicht zu entsprechen (Abb. 3 c). Weiterhin bleiben die zahlreichen Zustände negativer Parität bei niedrigen Energien unberücksichtigt (Abb. 2 und 3 c). Andererseits gibt es aber für die Zustände positiver Parität oberhalb 2 MeV bislang keine weitere Deutung.

Die ersten angeregten Niveaus der benachbarten geraden Selenisotope liegen bei etwa 600 keV. Daher sollen im folgenden bevorzugt die energetisch tieferen Zustände des Se^{77} betrachtet werden. Hier kann man hoffen, eindeutige Verhältnisse vorzufinden.

Das Modell der starken Kopplung sagt das Auftreten kollektiver Niveaus voraus, die von einer stabilen Deformation des Kernes herrühren. Sie sollten sich bei inelastischen Streuprozessen durch große Wirkungsquerschnitte bemerkbar machen. Bei der

⁸ H. IKEGAMI u. M. SANO, Phys. Letters 21, 323 [1966].

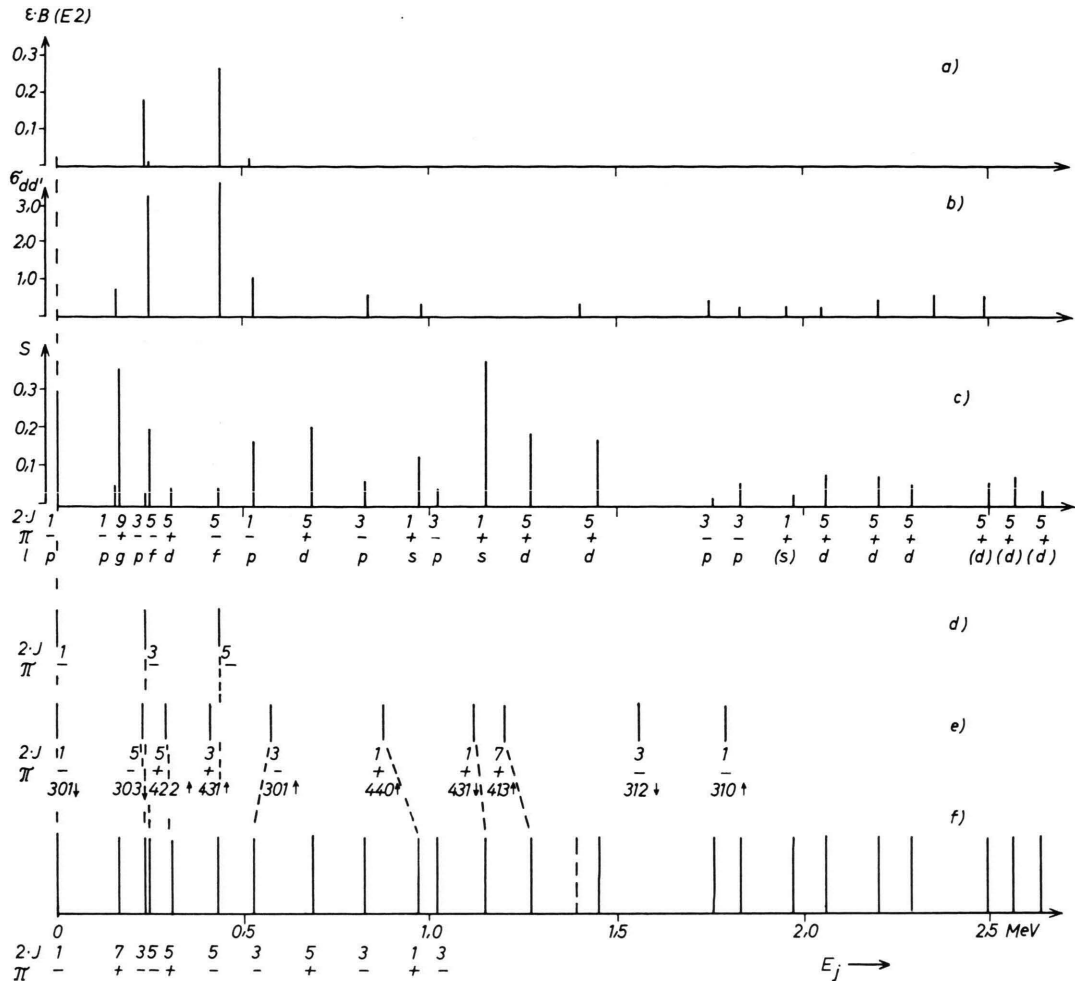


Abb. 3. Zur Klassifizierung der Zustände. a) Ergebnisse aus COULOMB-Anregungsmessungen. b) Streuquerschnitt bei der (dd') -Reaktion. c) Spektroskopische Faktoren aus der (dp) -Reaktion. d) Vermutete Rotationsstruktur. e) Einteilchenzustände bei einem möglichen Parametersatz. f) Bislang experimentell bekannte Zustände.

inelastischen Deuteronenstreuung weisen insbesondere das $(3/2 -)$ -Niveau bei 239 keV und das $(5/2 -)$ -Niveau bei 440 keV relativ große Wirkungsquerschnitte auf (Abb. 3 b)⁹. Die von LIN¹⁰ gemessenen spektroskopischen Faktoren sind dagegen klein (Abb. 3 c). Beide Niveaus scheinen daher starke kollektive Anteile zu besitzen.

Die anderen Zustände, insbesondere die mit relativ großen spektroskopischen Faktoren, werden versuchsweise als Einteilchenzustände gedeutet.

3. Die kollektiven Zustände

Die energetische Lage der beiden kollektiven Zustände ist durch eine Untersuchung mit Halbleiterzählern genau bekannt¹¹. Das $(3/2 -)$ -Niveau liegt danach $(239,5 \pm 0,5)$ keV über dem Grundzustand, das $(5/2 -)$ -Niveau $(439,8 \pm 0,4)$ keV. Beide machen sich bei COULOMB-Anregung stark bemerkbar (Abb. 3 a)^{12, 13}. Ein höher liegender $(7/2 -)$ -Zustand, wie man ihn bei einer Rotationsbande erwart-

⁹ E. LIN, Nucl. Phys. **73**, 613 [1965].

¹⁰ E. LIN, Phys. Rev. B **139**, 340 [1965].

¹¹ R. ROBINSON, P. STELSON, F. MCGOWAN, I. FORD u. W. MILNER, Nucl. Phys. **74**, 281 [1965].

¹² G. TEMMER u. N. HEYDENBURG, Phys. Rev. **104**, 967 [1956].

¹³ R. ROBINSON, F. MCGOWAN u. P. STELSON, Phys. Rev. **125**, 1373 [1962].

tet, ist allerdings bislang nicht gefunden. Das kann mehrere Ursachen haben:

Die Spindifferenz $\Delta I = 3$ zum Grundzustand ist schon beachtlich. Eine direkte Anregung sollte daher durch einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt gekennzeichnet sein. Eine Mehrfachanregung ist zwar auch möglich, jedoch ebenfalls relativ unwahrscheinlich.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit wäre eine energetisch so entfernte Lage des Niveaus, daß es experimentell noch nicht beobachtet wurde (siehe Abschnitt 5).

Die Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden angeregten $(3/2^-)$ - und $(5/2^-)$ -Zustände in den Grundzustand sind um einen Faktor 47 bzw. 43 gegenüber der WEISSKOPF-Abschätzung beschleunigt. Damit unterscheiden sie sich aber nicht wesentlich von den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergängen der benachbarten geraden Selenisotope. Deutet man beide Niveaus als Mitglieder einer Rotationsbande auf dem Grundzustand, so gilt

$$B(E2, I_i K \rightarrow I_f K) \rightarrow = (5 Q_0^2 / 16 \pi) \cdot (I_i K 20 | I_f K)^2. \quad (1)$$

Das Verhältnis $B(E2)_{1/2 \rightarrow 5/2} / B(E2)_{1/2 \rightarrow 3/2}$ hängt nur von den CLEBSCH-GORDON-Koeffizienten ab und ergibt einen Wert von 1,5. Aus den experimentellen Daten erhält man $1,42 \pm 0,16$ ¹³ oder $1,72 \mp 0,37$ ¹². Das ist eine gute Übereinstimmung. Daher wird das Modell der starken Kopplung weiter verfolgt.

4. Das Quadrupolmoment und die Deformation

Aus den gemessenen $B(E2)$ -Übergangswahrscheinlichkeiten kann der Betrag des inneren Quadrupolmomentes zu $|Q_0| = (2,05 \mp 0,14)$ b entnommen werden. Für den Grundzustand kann Q wegen des Spins $1/2$ nicht direkt spektroskopisch bestimmt werden. Bei den Kernen Se^{75} und Se^{79} konnten solche Messungen jedoch durchgeführt werden. Sie ergaben

$$Q = (+1,1 \pm 0,2) \text{ b} \quad \text{bzw.} \quad Q = (+0,9 \pm 0,2) \text{ b}^{14}.$$

Aus dem positiven Vorzeichen schließt man für Se^{77} auf ein gleiches. Die angegebenen Momente sind beträchtlich größer als es das Schalenmodell vorher sagt. Nach ihm ergibt sich für einen Kern mit einem

ungeraden Neutron der sehr kleine Wert

$$Q_{\text{sn}} = Q_{\text{sp}} \cdot Z / A^2.$$

Das innere Quadrupolmoment Q_0 enthält weiterhin im Rahmen der übrigen Genauigkeit des Modelles Information über die Kerndeformation δ :

$$Q_0 \cong 1,15 \cdot A^{2/3} Z \delta (1 + 2/3 \delta) \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2. \quad (2)$$

Sie beträgt für Se^{77} : $\delta = +0,25 \mp 0,02$.

5. Die Rotationsbande

Die Deutung des 239 keV- und des 439,8 keV-Niveaus als Mitglieder einer Rotationsbande mit $K = 1/2$ auf dem Grundzustand, wie sie durch die Gültigkeit der Formel (1) nahegelegt wird, läßt weitere Aussagen zu. Für die energetische Lage von Rotationsniveaus ergibt sich nach dem Modell der starken Kopplung

$$E_{\text{rot}} = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\Theta} \cdot (I(I+1) + a(-1)^{I+1/2}(I+1/2) \delta_{K,1/2}) + B \cdot (I(I+1) + a(-1)^{I+1/2}(I+1/2) \delta_{K,1/2})^2. \quad (3)$$

Läßt man den zweiten Term, der die Rotations-Vibrationskopplung enthält, als klein vorerst außer Betracht, so können $\hbar^2/2\Theta$ und a zu $(60 \pm 0,2)$ keV bzw. $0,331 \pm 0,002$ ermittelt werden. Bei den seltenen Erden $150 \leq A \leq 190$ findet man vergleichsweise $11 \leq \hbar^2/2\Theta \leq 19$ keV¹⁵. Der größere Wert des Trägheitsmomentes Θ erklärt sich nicht nur aus der stärkeren Deformation, sondern auch aus der vermehrten Nukleonenzahl. Der B -Term ist nur bei extremem Rotationsverhalten klein. Sind dagegen die Teilchenanregungen und die kollektiven Anregungen vergleichbar, so kann $B \cdot 2\Theta/\hbar^2$ den Betrag von einigen Promille weit übersteigen. Weil von der Rotationsbande nur zwei angeregte Niveaus bekannt sind, können nur zwei der drei Konstanten a , $\hbar^2/2\Theta$ und B dem Experiment direkt entnommen werden. Abbildung 4 a zeigt $B \cdot 2\Theta/\hbar^2$ in Abhängigkeit von a . Daraus ergibt sich die Lage des $(7/2^-)$ -Rotationsniveaus als Funktion von a (Abb. 4 b). Zwischen 439,8 keV und 4,75 MeV sind nur vier Niveaus mit negativer Parität bekannt. Auf Grund der Strippingexperimente kommen für sie die Spins $3/2^-$ oder $1/2^-$ in Frage. Der $(7/2^-)$ -Zustand müßte also noch höher liegen. Das erfordert $a \geq 0,8$ und

¹⁴ Nuclear Data Sheets.

¹⁵ P. NEMIROVSKII, Contemporary Models of the Atomic Nucleus, Pergamon Press, Oxford 1963.

$-0,11 \leq B \cdot 2 \Theta / \hbar^2 \leq -0,30$. Damit wäre verständlich, warum er bei den COULOMB-Anregungsmessungen nicht gefunden wurde. Deutet man also das 239 keV- und das 439,8 keV-Niveau

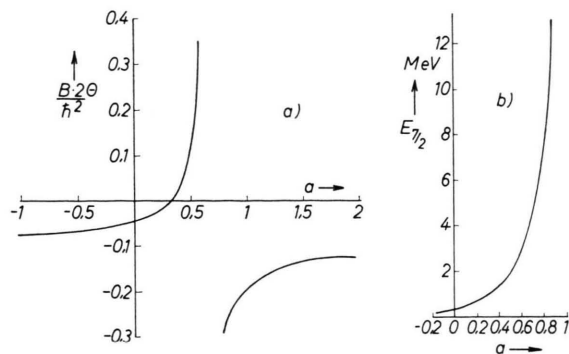


Abb. 4. Zur Rotationsstruktur. a) Änderung der Vibrations-Rotations-Kopplungsstärke mit dem Entkopplungsparameter. b) Lage des $7/2$ -Rotationsniveaus in Abhängigkeit vom Entkopplungsparameter.

als Rotationszustand und führt einen Rotations-Vibrations-Wechselwirkungsterm ein, so ist für $+0,5 \leq a \leq +6,0$ der Minimalwert von $B \cdot 2 \Theta / \hbar^2$ gleich $-0,11$ und damit um mehr als einen Faktor 50 größer als bei den seltenen Erden.

6. Die Einteilchenzustände

Ist das NILSSON-Modell zur Beschreibung eines gut Kernes wie S^{77} geeignet, so muß es Spin und Parität der Einteilchenzustände vorhersagen.

Wird das Niveauschema sukzessive aufgefüllt, so gibt die letzte besetzte Bahn den Grundzustand an. Bei einer Deformation $0,17 \leq \delta \leq 0,25$ wird das 43. Neutron in die Bahn $(301\downarrow)$ eingebaut. Diese stimmt nach Spin und Parität mit den bei Se^{77} vorliegenden Verhältnissen überein.

Die aus der Analyse der Winkelverteilung des Prozesses $Se^{76}(dp)Se^{77}$ gewonnenen spektroskopischen Faktoren lassen durch ihre Größe darauf schließen, welche weiteren experimentellen Niveaus stärkere Einteilchenanteile aufweisen (Abb. 3 c). Aus dem HAMILTON-Operator des NILSSON-Modelles erhält man für eine Spin-Bahn-Kopplungskonstante $\kappa = 0,05$ und ein $\mu = 0,35$ ($N = 3$) bzw. $\mu = 0,45$ ($N = 4$) und eine Deformation $\delta = 0,21$ die Niveaufolge der Abb. 3 e. Darin tritt ein tief liegendes $(3/2+)$ -Niveau auf, das experimentell nicht bekannt ist. Mit diesem Parametersatz kann ferner nicht der isomere $(7/2+)$ -Zustand bei 161 keV gedeutet

werden. Dem $(5/2-)$ -Niveau bei 248 keV ordnet das Modell die Bahn $(303\downarrow)$ zu, dem $5/2+$ bei 310 keV die Bahn $(422\uparrow)$ und dem $3/2-$ bei 530 keV die Bahn $(302\downarrow)$. Die Parameter μ, κ, δ dieser Rechnung können in einem gewissen Wertebereich variiert werden. Daher ist nicht ausgeschlossen, daß es eine Kombination der drei genannten Größen gibt, die das Niveauschema des Se^{77} noch besser beschreibt.

Vor allem scheinen die Ergebnisse der (dp) -Reaktion auf einen stärkeren Einteilchenanteil im $(7/2+)$ -Zustand bei 161 keV hinzudeuten. Es wäre daher wünschenswert, auch dieses Niveau dem NILSSON-Schema einzuordnen. Dafür bietet sich die Bahn $(413\uparrow)$ an. Dieser in Abb. 3 e noch hoch liegende Zustand kann heruntergeholt werden. Dazu ändert man z. B. κ auf 0,06 und δ auf 0,25. Auch das überzählige $(3/2+)$ -Niveau verschwindet auf diese Weise, während die Bahn $(303\downarrow)$ als niedrig liegender Zustand erhalten bleibt. Allerdings handelt man sich bei dieser speziellen Parameterwahl Schwierigkeiten mit anderen Niveaus ein. Insgesamt scheint es jedoch nicht unmöglich, eine vernünftige NILSSON-Bahnzuordnung für die bekannten Zustände des Se^{77} zu finden.

7. Die Lebensdauern und Übergangswahrscheinlichkeiten

Nach der Zuordnung der Niveaus zu bestimmten NILSSON-Bahnen ist es möglich, Eigenschaften der einzelnen Zustände wie z. B. die Übergangswahrscheinlichkeiten und die magnetischen Momente zu berechnen. Für die weiteren Betrachtungen sollen folgende Quantenzahlen angenommen werden:

für das 248 keV-Niveau mit $I = 5/2 -$ ($303\downarrow$),
für das 161 keV-Niveau mit $I = 7/2 +$ ($413\uparrow$),
für das Grundniveau mit $I = 1/2 -$ ($301\downarrow$).

Wenn das Modell zutrifft, muß es möglich sein, die Lebensdauern der beiden erstgenannten Niveaus zu verstehen. Dabei ist besonders der Übergang $(303\downarrow) \rightarrow (413\uparrow)$ interessant, der ein E1 sein sollte (Abb. 2). Die relativ lange Lebensdauer des 248 keV-Niveaus, die von uns zu $T_{1/2} = (9,3 \pm 0,2)$ nsec gemessen wurde, ist im Schalenmodell völlig unverständlich. Die WEISSKOPF-Abschätzung ergibt nur $T_{1/2} \sim 1$ psec. Die Anwendung des NILSSON-Modelles auf den Kern Se^{77} liefert dagegen eine gewisse Erklärung. Die Auswahlregeln für einen erlaubten E1

lauten $\Delta K = 1$, $\Delta L = \mp 1$, $\Delta n_z = 0$ und $\Delta N = \pm 1$. Die oben angenommenen Konfigurationen bedingen aber die Quantenzahländerungen $\Delta K = 1$, $\Delta L = 0$, $\Delta n_z = \pm 1$ und $\Delta N = \pm 1$. Das bedeutet ein zweifaches Verbot.

Der E2-Übergang $(303\downarrow) \rightarrow (301\uparrow)$, für den die WEISSKOPF-Abschätzung $T_{1/2} \sim 10^{-7}$ sec ergibt, ist mit $\Delta K = 2$, $\Delta L = 2$, $\Delta n_z = 0$ und $\Delta N = 0$ dagegen erlaubt.

Für eine Deformation $\delta = 0,25$ liefert das NILSSON-Modell eine Übergangswahrscheinlichkeit $\lambda(E1) = 3,55 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$. Aus dem gemessenen Wert $\lambda_{\text{exp}}(E1 + E2) = 0,066 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$ bestimmt sich der Hinderungsfaktor zu $H \approx 2 \lambda_{\gamma}(E1) / \lambda_{\gamma}^{\text{exp}} = 100$. Er gleicht dem bei entsprechenden Übergängen in deformierten Kernen¹⁶. Da die Intensitäten der 89 keV- und 248 keV- γ -Quanten gleich groß sind (Abb. 2), ergibt sich

$$\lambda_{\text{tot}} = \lambda_{\gamma}(E1) (1 + \alpha_{\text{tot}}(E1)) + \lambda_{\gamma}(E2) (1 + \alpha_{\text{tot}}(E2)) \quad (4)$$

Verwendet man für den totalen Konversionskoeffizienten $\alpha_{\text{tot}} = \alpha_K + 1,3 \alpha_L$ die theoretischen Werte von ROSE, so erhält man für den $(303\downarrow)$ -Zustand eine Lebensdauer von

$$T_{1/2} = 0,693 / (40 + 39,8) \cdot 10^{-8} \text{ sec} = 87 \text{ psec.}$$

Dieser Wert stimmt mit dem gemessenen wesentlich besser überein als die WEISSKOPF-Abschätzung. Trotzdem fehlt immer noch fast ein Faktor 100. Die Ursache ist wohl darin zu suchen, daß die verwendeten Wellenfunktionen nicht völlig rein vorliegen. Beim

$(7/2+)$ -Niveau bringt das NILSSON-Modell für den E3 keine Verbesserung gegenüber der WEISSKOPF-Abschätzung. Diese fordert eine Halbwertszeit von 0,7 sec, während das NILSSON-Modell mit 0,29 sec sich um etwa einen Faktor 60 von dem experimentellen Wert $T_{1/2} = 17,5 \text{ sec}$ ¹⁴ unterscheidet.

8. Die magnetischen Momente

Das magnetische Moment des Grundzustandes beträgt $\mu = (0,53406 \pm 0,00008) \text{ n.m.}$ ¹⁴, das des 248 keV-Niveaus wurde von uns zu $(1,05 \pm 0,15) \text{ n.m.}$ bestimmt⁷. Beide können mit den angegebenen Wellenfunktionen berechnet werden. Die Abb. 5 zeigt die Ergebnisse für den Grundzustand bei verschiedenen NILSSON-Bahnzuordnungen. Verwendet man die gyromagnetischen Verhältnisse der freien Nukleonen, so ergeben sich in keinem Fall Lösungen für die aus dem inneren Quadrupolmoment hergeleitete Deformation. Auch benachbarte Niveaus gleichen Spins, wie Bahn $(321\downarrow)$ und Bahn $(310\uparrow)$

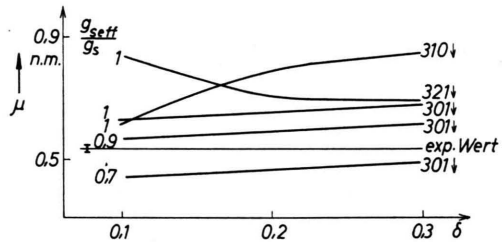


Abb. 5. Zur Deutung des magnetischen Momentes im Grundzustand.

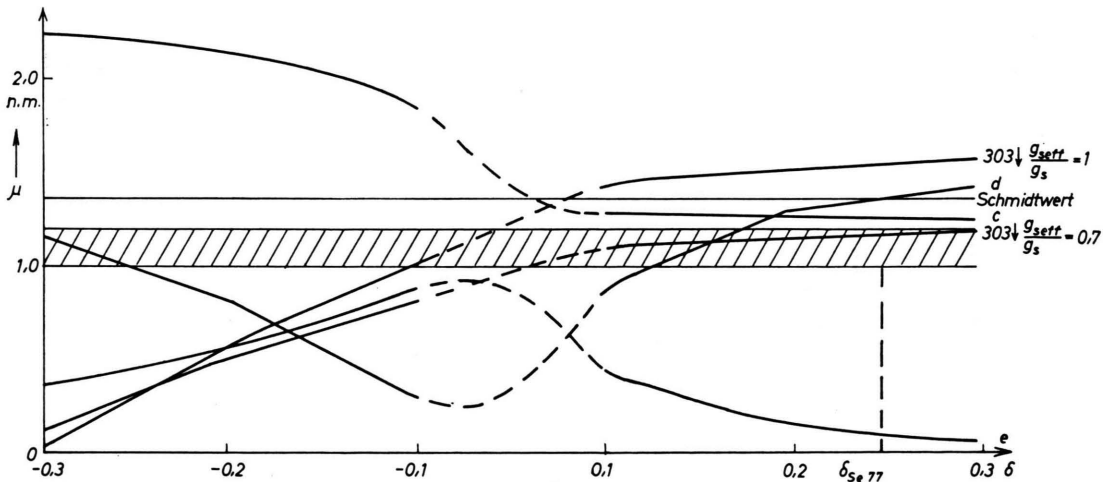


Abb. 6. Zur Deutung des magnetischen Momentes im 248 keV-Niveau. c) Als Rotationszustand auf Bahn $(301)\downarrow$. d) Als Rotationszustand auf Bahn $(312)\downarrow$. e) Als Rotationszustand auf Bahn $(301)\uparrow$.

¹⁶ K. LÖBNER u. S. MALMSKOG, Nucl. Phys. **80**, 505 [1966].

oder, wie man auf Grund der Strippingdaten erwarten könnte, Bahn (404 \uparrow) und Bahn (303 \downarrow), sind nicht in der Lage, durch Beimischungen den gemessenen Wert hervorzubringen.

Beim 248 keV-Niveau zeigt sich eine ähnliche Diskrepanz (Abb. 6). Man könnte auch hier versuchen, durch Konfigurationsmischungen eine Wellenfunktion zu konstruieren, die dem experimentellen Wert entspricht. So zeigt ein Vergleich mit den Strippingdaten der Abb. 3 c, daß sich die Einteilchenenergiebreiten der $f_{5/2^-}$ - und $p_{1/2^-}$ -Niveaus überlappen. Eine Wechselwirkung untereinander ist daher nicht ausgeschlossen. Die Mischungsamplituden wären aber groß genug, um sich bei der Analyse der (dp)-Reaktion bemerkbar zu machen. Auch die Erklärung des (5/2 $-$)-Niveaus als Rotationszustand auf Bahn (301 \downarrow) mit $K=1/2$ (Abb. 6, Kurve c), Bahn (312 \downarrow) mit $K=3/2$ (Abb. 6, Kurve d) oder Bahn (301 \uparrow) mit $K=3/2$ (Abb. 6, Kurve e) ergibt für $\delta=0,25$ keine Übereinstimmung. Hinzu kommt, daß auf Grund der (d,d')-Streuung und der (dp)-Daten eine solche Annahme nicht gerechtfertigt erscheint.

Eine gute Deutung kann jedoch erhalten werden, wenn man eine Spinpolarisation annimmt. Damit sind z. B. auch die Momente der stark deformierten Kerne diskutiert worden, wobei die benötigten Werte $0,4 \leq g_{\text{seff}}/g_s \leq 0,8$ betragen¹⁷. Wie Abb. 5 zeigt, läßt sich mit Bahn (301 \downarrow) bei einer Deformation $\delta=0,25$ der experimentelle Wert erhalten, wenn man $g_{\text{seff}}/g_s \approx 0,8$ fordert. Mit dem etwas kleineren $g_{\text{seff}}/g_s=0,7$ bekommt man eine gute Übereinstimmung für das Moment im angeregten Zustand (Abb. 6).

9. Der Entkopplungsparameter

Das Grundzustandsmoment einer Rotationsbande mit $K=1/2$ und negativer Parität kann für einen Kern mit ungerader Neutronenzahl

$$\mu = ((1-a) g_R - 0,5 g_s)/3 \quad (5)$$

geschrieben werden, wobei a den Entkopplungsparameter darstellt. Dieser Zusammenhang läßt sich, da μ sehr genau bekannt ist, in zweifacher Hinsicht auswerten:

Bei bekanntem a und g_R kann man g_s ermitteln und die Vorstellung über die Spinpolarisation prüfen.

Bei bekanntem g_R und g_s kann a ermittelt und die Vorstellung über die Rotationsstruktur und insbesondere die Gl. (3) getestet werden.

Der Parameter $g_R \approx Z/A$ wird im allgemeinen dem magnetischen Moment der geraden Isotope entnommen. Leider sind im Gebiet der mittelschweren Kerne nur sehr spärliche Daten vorhanden. Bei Fe⁵⁶ ist g_R zu 0,53 bzw. 0,58 bestimmt worden, während $Z/A=0,46$ ergibt, bei Pd¹⁰⁶ lauten die Werte 0,45 und $Z/A=0,43$ ¹⁸. Interpoliert man für Se⁷⁷ linear zwischen diesen experimentellen Daten, so erhält man $g_R=0,49$, dagegen ist $Z/A=0,44$. Damit ergibt sich für $g_{\text{seff}}=g_s \cdot 0,7$ ein a von 0,46 und für $g_{\text{seff}}=g_s \cdot 0,8$ ein solches von 0,85. Das mit der Wellenfunktion der Bahn (301 \downarrow) für $\delta=0,25$ berechnete beträgt 0,78. Bei Annahme einer Spinpolarisation stimmt also der aus den magnetischen Momenten gefolgerte mittlere a -Wert mit dem aus dem NILSSON-Modell berechneten überein. Beide sind außerdem gut verträglich mit der bei der Rotationsbande diskutierten Größe von a , wenn man berücksichtigt, daß dieser Parameter auf kleine Änderungen empfindlich reagiert¹⁹. Er läßt sich außerdem auch aus den spektroskopischen Faktoren¹⁰ herleiten. Sind die Zustände in der Nähe des Grundniveaus im Sinne der Paarungstheorie leer ($U^2=1$) oder weitgehend leer ($U^2=0,5$), so variiert a zwischen 0,5 und 1,03, was in guter Übereinstimmung mit den auf andere Weise hergeleiteten Werten steht.

10. Resultat

Damit scheint, soweit man aus den zur Verfügung stehenden Daten der COULOMB-, (dp)- und (d,d')-Reaktionen, sowie den Übergangswahrscheinlichkeiten und den magnetischen Momenten entnehmen kann, das NILSSON-Modell für Selen 77 eine näherungsweise Beschreibung zu sein, die etwa mit der der weniger guten Fälle im Gebiet der seltenen Erden vergleichbar ist. Dieser Sachverhalt bedarf noch weiterer Untersuchungen. Messungen der magnetischen Momente des (7/2 $+$)- sowie der beiden kollektiven (3/2 $-$)- und (5/2 $-$)-Zustände wären für das Verständnis des Kernes wertvoll.

An dieser Stelle sei Herrn Professor BODENSTEDT für seine vielfältigen Anregungen und allen Mitgliedern der Bonner Winkelkorrelationsgruppe für ihre Hilfe bei den Messungen gedankt. Die in Abschnitt 1 erwähnten Rechnungen wurden auf der Rechenmaschine des Rheinisch-Westfälischen Institutes für instrumentelle Mathematik in Bonn durchgeführt.

¹⁷ J. ROGERS, Phys. Letters 3, 304 [1963].

¹⁸ W. GREINER, Nucl. Phys. 80, 417 [1966].

¹⁹ L. FUNKE, H. GRABER, K. HAUN u. H. SODAU, ZfK-PhA23.