ETH zürich

ETH Library

Die Lage der ersten Anregungsstufe in Kernen mit gerader Neutronen- und gerader Protonenzahl

Doctoral Thesis

Author(s):
Stähelin, Peter

Publication date:
1953

Permanent link:
https://doi.org/https://doi.org/10.3929/ethz-a-000088914

Rights / license:
In Copyright - Non-Commercial Use Permitted

This page was generated automatically upon download from the ETH Zurich Research Collection.
For more information, please consult the Terms of use.

Prom. Nr. 2257 B. Diss ETH

DIE LAGE DER ERSTEN ANREGUNGSSTUFE IN KERNEN MIT GERADER NEUTRONEN- UND GERADER PROTONENZAHL

VON DER

EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE IN ZÜRICH

ZUR ERLANGUNG

DER WÜRDE EINES DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

GENEHMIGTE

PROMOTIONSARBEIT

VORGELEGT VON

PETER STÄHELIN

von Basel

ETH-BIBLIOTHEK ZÜRICH
Ser. Kat.

Referent: Herr Prof. Dr. P. Scherrer
Koreferent: Herr Prof. Dr. P. Preiswerk

NICOLA ZANICHELLI - BOLOGNA
1953

Leer - Vide - Empty

Die Lage der ersten Anregungsstufe in Kernen mit gerader Protonen- und gerader Neutronenzahl.

P. STÄHELIN

Eidgenössissche Technische Hochschule - Zürich

(ricevuto il 6 Giugno 1953)

Summary. — The introduction refers to previous short communications [3] on the first excited state of even-even nuclei (Chap. 1). A survey shows that the lowest excitation energy of even-even nuclei is a smooth function of the neutron and proton number. In sequences of neighbouring nuclei the excitation energy increases if the number of protons or of neutrons approaches the next magic number (Chap. 2). Several nuclei which seemed to disobey this rule were reinvestigated experimentally, and in every case the new data obtained confirm the rule (Chap. 3). The 145 keV radiation which accompanies the transmutation of Cl^{34} into S^{34} [29] is an isomeric (M 3) transition between the known 33-min state and the ground state of Cl^{34}, the half life of which is 1.45 s. An $0^+ \rightarrow 0^+$ transition with an ft-value of 2 700 s leads directly to the ground state of S^{34} (§ 3·2). Two different isotopes of antimony, Sb^{120} and Sb^{116}, have indistinguishable half lives of (16 ± 2) *min*. The 1.3 MeV level which previously was attributed to Sn^{120} [42] belongs to Sn^{116}. The 60-min activity, with a γ-ray of 0.70 MeV [41], probably has to be reassigned to mass number 115 (instead of 116) (§ 3·10). In Hg^{196} a reported γ-ray of 175 keV [46] could not be confirmed, and a new line corresponding to a first level at 426 keV was found, which agrees with our rules (§ 3·13). Further experiments deal with Mo^{96}, Zr^{92} and Mo^{92}. The dependence of the lowest excitation energy on the number of protons and neutrons is interpreted in terms of the shell modell (Chap. 4). It is shown that a strong configurational interaction must be assumed (Chap. 5), and that in general the first excited state is due to a simultaneous excitation of the neutron and the proton structure (Chap. 6).

1. – Einleitung.

Die Anregungszustände der Kerne mit ungerader Masse waren schon der Gegenstand von zahlreichen systematischen Untersuchungen. Spin un Parität lassen sich weitgehend durch das Schalenmodell mit starker Spin-Bahn-Kopplung erklären [1]. Besonders mit den Anregungsenergien befaßte sich R. D. HILL [2] im Jahre 1950. Er verfolgte einander entsprechende Anregungszustände in Reihen von Kernen, die sich um Protonen- oder Neutronenpaare unterscheiden, und er fand dabei in beschränkten Bereichen eine systematische Abhängigkeit der Anregungsenergie von der Neutronen- und der Protonenzahl.

In Kernen mit gerader Protonenzahl und gerader Neutronenzahl (im folgenden kurz *g-g*-Kerne genannt) ist der Zusammenhang der ersten Anregungsenergie mit der Neutronen- und der Protonenzahl bedeutend einfacher und viel allgemeiner. Dieser Zusammenhang wurde 1951 durch STÄHELIN und PREISWERK [3] erstmals untersucht (*). Danach läßt sich die Abhängigkeit der tiefsten Anregungsenergie von der Neutronen- und der Protonenzahl qualitativ in folgende Regeln fassen:

1) In den Anregungsenergien der *g-g*-Kerne erscheinen folgende Neutronen- und Protonenzahlen ausgezeichnet: 8; 20; 28; 38; 50; 82; 126.

2) In Reihen benachbarter *g-g*- Kerne mit gleicher Protonen- (Neutronen-) zahl steigt oder fällt die tiefste Anregungsenergie jenachdem, ob sich dabei die Neutronen- (Protonen-) zahl der nächsten ausgezeichneten Zahl nähert oder sich davon entfernt.

3) Außer in der Nähe der ausgezeichneten Protonen- oder Neutronenzahlen ändert sich die tiefste Anregungsenergie von Kern zu Kern nur um relativ kleine Beträge (« Stetigkeit »).

4) Die tiefste Anregungsenergie als Funktion der Protonen- und Neutronenzahl nähert sich nie dem Wert null (keine Vertauschung der Niveaufolge).

5) Die tiefste Anregungsenergie erreicht relative Maxima, wenn die Protonen- oder die Neutronenzahl eine der ausgezeichneten Zahlen überschreitet.

Diesen Regeln widersprachen vor zwei Jahren noch mehrere publizierte Zerfallsschemata. Es schien uns deshalb damals am Platze, vor der weitern

(*) Unabhängig davon wurden ähnliche Untersuchungen im folgenden Jahre auch von G. SCHARFF-GOLDHABER veröffentlicht [4].

Auswertung der gefundenen Gesetzmäßigkeiten zuerst die Ausnahmen experimentell zu überprüfen, soweit dies mit den Mitteln unseres Institutes möglich war. Unsere Experimente sind nun zu einem gewissen Abschluß gelangt. Gleichzeitig sind, unabhängig von unserer Systematik der ersten Anregungsenergien weitere scheinbare Ausnahmen durch Untersuchungen anderer Autoren korrigiert worden. In allen Fällen bestätigen die neuen Ergebnisse die erwähnten Gesetzmäßigkeiten. Ein ausführlicherer Bericht als unsere vor zwei Jahren in *Helv. Phys. Acta* erschienene kurze Mitteilung [3] scheint deshalb heute gerechtfertigt.

Aus dem Vergleich der tiefsten Anregungsenergien in g-g-Kernen lassen sich einige Aufschlüsse über die Kernstruktur gewinnen. Diese Aufschlüsse sind anderer Natur, als was aus den Anregungsenergien der Kerne mit ungerader Masse folgt. In letzteren läßt sich die Anregung der tiefsten Stufe meistens als Sprung des einzigen ungepaarten Nukleons erklären. In einem festen Zentralfeld springt dieses von einem tieferen Quantenzustand in einen höheren. Der genaue Verlauf des Zentralfeldes, welches von Kern zu Kern ändern kann, ist nicht zum vorneherein bekannt. Es ist deshalb sehr schwierig, aus den empirischen Anregungsenergien der Kerne mit ungerader Massenzahl etwas über die Kernkräfte in Erfahrung zu bringen. In weiten Grenzen können nämlich beliebige Energiedifferenzen durch geeignete Annahmen über den Verlauf des Zentralpotentiales erklärt werden [5].

Trotz diesem weiten Spielraum genügt ein einziges ungepaartes Nukleon nicht in allen Fällen zur Erklärung. Es gibt Kerne mit ungerader Massenzahl, in denen mindestens drei ungepaarte Nukleonen am ersten Anregungszustand beteiligt sein müssen [6]. Aus einer umfassenden Untersuchung solcher Fälle, wo auch die Wechselwirkung zwischen den drei ungepaarten Nukleonen eine wesentliche Rolle spielt, ließe sich eine Fülle von Auskünften über Form und Reichweite der Kernkräfte gewinnen. Eine systematische Auslese und Interpretation solcher Mehrteilchenzustände scheitert jedoch vorläufig an der Vielzahl der Interpretationsmöglichkeiten und an der allzu unvollständigen Kenntnis der Kernschemata.

In g-g-Kernen kann zum vorneherein kein « Einteilchenmodell » zur Erklärung der Anregungszustände genügen; es sind mindestens zwei ungepaarte Nukleonen zu berücksichtigen. Darin liegt wohl der Hauptgrund, weshalb ein systematischer Vergleich der Anregungsenergien im Zusammenhang mit dem Schalenmodell nicht früher unternommen wurde. Anderseits kann aber gerade deshalb die Untersuchung der g-g-Kerne Einsichten vermitteln, welche über das hinausgehen, was aus den « Einteilchenzuständen » der Kerne mit ungerader Massenzahl zu gewinnen ist. Der Umstand, daß die tiefsten Anregungszustände fast aller g-g-Kerne eine einheitliche Interpretation zulassen, bedeutet eine wesentliche Erleichterung dieser Untersuchungen.

2. – Energie der tiefsten Anregungsstufe.

2·1. – Beschränkung auf die tiefste Anregungsstufe.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich nur mit einer kleinen Auslese der Anregungszustände in g-g-Kernen, nämlich mit der tiefsten bekannten Anregungsstufe jedes g-g-Kernes. Darin liegt eine doppelte Beschränkung: Gezwungenermassen müssen wir uns auf die bisher bekannten Anregungszustände beschränken, welche in allen Kernen höchstens einen kleinen Teil der vorhandenen Zustände ausmachen. Willkürlich wird unter diesen bekannten Zuständen nur je der energetisch tiefste jedes Kernes berücksichtigt.

Glücklicherweise ergibt sich durch diese doppelte Beschränkung nicht eine zusammenhangslose Auslese von Anregungszuständen. Es zeigt sich nämlich, daß die so ausgewählten Anregungszustände gesetzmäßig von der Neutronenzahl und der Protonenzahl abhängen, und daß sie einer einheitlichen Interpretation im Rahmen des Schalenmodelles zugänglich sind. Dadurch wird die Beschränkung auf je den tiefsten bekannten Anregungszustand a posteriori gerechtfertigt.

Für die Energien der zweiten oder höheren bekannten Anregungsstufen lassen sich keine so einfachen Regeln aufstellen. Das ist nicht erstaunlich, erkennt man doch schon aus den verschiedenen auftretenden Werten des Kernspins [7], daß hier eine einheitliche Interpretation nicht mehr in Frage kommt. Zudem ergibt sich bei den höheren Anregungszuständen aus der unvermeidlichen Beschränkung auf die bisher bekannten Anregungszustände eine weitgehend zufällige Auslese von Zuständen. Wir werden deshalb in unserer systematischen Übersicht keine höheren Anregungszustände berücksichtigen.

2·2. – Benützte Daten.

In der Tabelle I sind die tiefsten Anregungsenergien der g-g-Kerne, soweit sie uns heute bekannt sind, zusammengestellt. Die Kerne sind nach der Massenzahl A geordnet und durch die Protonenzahl P und die Neutronenzahl N genauer bezeichnet. Nach der beobachteten Anregungsenergie folgt das Produkt der Anregungsenergie mit $A^{2/3}$ (vgl. dazu Abschnitt 2·3). Alle Energieangaben sind in MeV ausgedrückt.

Unsere persönliche Beurteilung der Daten ist in der nächsten Kolonne enthalten. Die großen Buchstaben beziehen sich auf die Zuordnung der Isotope: A, Isotop sicher; B, Isotop unsicher. Die kleinen Buchstaben bedeuten verschiedene Genauigkeit der Energieangabe: a, zuverläßiger Wert, b, Energie nach ungenauer Methode bestimmt (z.B. Absorptionsmessung), c, Energie sehr

TABELLE I. – *Benützte Daten über die erste Anregungsenergie.*

A	Z	N	E	$E^* = A^{2/3} \cdot E$		Lit.
6	2 He	4	1,71	5,6	*Ac*	RMP
8	4 Be	4	2,90	11,6	*Ab*	RMP
10	4 Be	6	3,37	15,6	*Ba*	RMP
12	6 C	6	4,47	23,4	*Aa*	RMP
14	6 C	8	4,10	23,8	*Ac*	RMP
16	8 O	8	6,05	38,3	*Aa*	RMP
20	10 Ne	10	1,64	12,1	*Aa*	RMP
22	10 Ne	12	1,28	10,1	*Aa*	HPS
24	12 Mg	14	1,38	11,5	*Aa*	HPS
28	14 Si	14	1,78	16,5	*Aa*	HPS
30	14 Si	16	2,28	21,3	*Aa*	10
32	16 S	16	2,25	22,7	*Ab*	10
34	16 S	18	2,10	22,1	*Aa*	HPS*
38	18 A	20	2,15	24,3	*Aa*	HPS
40	18 A	22	1,45	17,0	*Aa*	HPS
42	20 Ca	22	1,51	18,2	*Aa*	HPS
44	20 Ca	24	1,16	14,5	*Aa*	HPS
46	22 Ti	24	0,89	11,4	*Aa*	HPS
48	22 Ti	26	0,98	13,0	*Aa*	11
52	24 Cr	28	1,46	20,3	*Aa*	HPS
54	24 Cr	30	0,835	11,9	*Aa*	HPS
56	26 Fe	30	0,845	12,4	*Aa*	HPS
58	26 Fe	32	0,810	12,1	*Aa*	HPS
60	28 Ni	32	1,332	20,4	*Aa*	HPS
62	28 Ni	34	1,30	20,4	*Ab*	HPS
64	28 Ni	36	1,34	21,4	*Aa*	HPS
66	30 Zn	36	1,04	17,0	*Aa*	HPS
68	30 Zn	38	1,10	18,3	*Aa*	HPS
72	32 Ge	40	0,680 (0^+)	11,8	*Aa*	12*
			(0,835)(2^+)	(14,4)	(*Aa*)	12*
74	32 Ge	42	0,596	10,5	*Aa*	HPS
74	34 Se	40	0,635	11,2	*Aa*	HPS
76	34 Se	42	0,567	10,2	*Aa*	HPS
82	36 Kr	46	0,772	14,6	*Ac*	HPS
84	36 Kr	48	0,89	17,1	*Aa*	13
86	38 Sr	48	1,076	20,9	*Aa*	HPS
88	38 Sr	50	1,853	36,6	*Aa*	HPS
90	40 Zr	50	1,7	34,0	*Ac*	HPS
92	40 Zr	52	0,930	18,9	*Aa*	14*
92	42 Mo	50	(0,390)	(7,8)	*Bc*	15*
			1,50	30,5	*Ab*	16*
94	42 Mo	52	0,880	18,0	*Aa*	HPS
96	42 Mo	54	0,770	16,2	*Aa*	14*
104	46 Pd	58	0,56	12,4	*Ab*	17
106	46 Pd	60	0,513	11,5	*Aa*	HPS

TABELLE I - (*Fortsetzung*)

A	Z	N	E	$E^* = A^{2/3} \cdot E$		Lit.
108	46 Pd	62	0,42	13,8	*Ac*	18*
110	48 Cd	62	0,656	15,1	*Aa*	HPS
112	48 Cd	64	0,62	16,6	*Ab*	19
114	48 Cd	66	0,548	12,9	*Aa*	20*
116	50 Sn	66	1,274	30,3	*Aa*	*
122	52 Te	70	0,568	13,9	*Aa*	HPS
124	52 Te	72	0,603	15,0	*Aa*	HPS
126	52 Te	74	0,64	16,1	*Ab*	HPS
126	54 Xe	72	0,382	9,6	*Aa*	HPS
128	54 Xe	74	0,428	10,9	*Aa*	HPS
130	54 Xe	76	0,537	13,8	*Ac*	HPS*
			(0,667)	(17,1)		
			(0,744)	(15,8)		
132	54 Xe	78	0,690	17,9	*Ba*	HPS
134	56 Ba	78	0,602	15,8	*Aa*	HPS
138	56 Ba	82	1,39	35,8	*Ac*	21*
			(0,807)	(21,5)		
			(0,535)	(14,3)		
140	58 Ce	82	1,61	43,3	*Aa*	HPS
142	60 Nd	82	1,58	43,0	*Aa*	HPS
144	70 Nd	84	0,696	19,1	*Aa*	HPS
148	62 Sm	86	0,570	15,9	*Aa*	HPS
150	62 Sm	88	0,337	9,5	*Ac*	22
152	62 Sm	90	0,122	3,5	*Aa*	HPS
154	64 Gd	88	0,344	9,8	*Ac*	HPS
154	64 Gd	90	0,123	3,5	*Ac*	23
160	66 Dy	94	0,087	2,6	*Aa*	HPS
166	68 Er	98	0,080	2,4	*Aa*	HPS
170	70 Yb	100	0,084	2,6	*Aa*	HPS
176	72 Hf	104	0,087	2,8	*Aa*	HPS
180	72 Hf	108	0,093	3,0	*Aa*	HPS
180	74 W	106	0,102	3,2	*Aa*	HPS
186	74 W	112	0,123	4,0	*Aa*	HPS
186	76 Os	110	0,137	4,4	*Aa*	HPS
188	76 Os	112	0,152	5,0	*Aa*	HPS
190	76 Os	114	0,170	5,6	*Ab*	24
192	78 Pt	114	0,316	10,5	*Aa*	25
194	78 Pt	116	0,328	11,0	*Aa*	HPS
196	78 Pt	118	0,358	12,0	*Aa*	26*
196	80 Hg	116	0,426	14,3	*Aa*	26*
198	80 Hg	118	0,411	14,0	*Aa*	HPS
202	80 Hg	122	0,435	14,9	*Ba*	HPS
204	82 Pb	122	0,374	13,0	*Ba*	HPS*
206	82 Pb	124	0,803	28,0	*Aa*	HPS
208	82 Pb	126	2,62	92,0	*Aa*	HPS

TABELLE I - (*Fortsetzung*)

A	Z	N	E	$E^* = A^{2/3} \cdot E$		Lit.
212	84 Po	128	0,721	25,6	*Ac*	HPS
214	84 Po	130	0,609	21,7	*Aa*	HPS
220	86 Rn	134	0,241	8,8	*Aa*	27
222	86 Rn	136	0,186	6,8	*Aa*	HPS
222	88 Ra	134	0,117	4,3	*Aa*	HPS
224	88 Ra	136	0,087	3,2	*Aa*	HPS
226	90 Th	136	0,070	2,6	*Aa*	HPS
228	88 Ra	140	0,055	2,1	*Aa*	HPS
228	90 Th	138	0,058	2,2	*Aa*	HPS
230	90 Th	140	0,047	1,8	*Aa*	HPS
232	90 Th	142	0,050	1,9	*Ab*	HPS
232	92 U	140	0,045	1,7	*Ab*	HPS
234	90 Th	144	0,045	1,7	*Ab*	HPS
234	92 U	142	0,042	1,6	*Ab*	28
236	94 Pu	142	0,150	5,7	*Ac*	HPS
238	94 Pu	144	0,043	1,6	*Aa*	HPS
242	94 Pu	148	0,038	1,5	*Aa*	HPS
242	96 Cm	146	0,053	2,1	*Ac*	HPS

unsicher, da sich die Messung nicht sicher auf die erste Anregungsstufe bezieht.

Der größte Teil der benützten Daten ist auch in der verbreiteten Sammlung von J. M. HOLLANDER, I. PERLMAN und G. T. SEABORG [8] enthalten. Wir haben deshalb, wo dies möglich war, mit der Abkürzung HPS in der letzten Kolonne auf dieses Werk verwiesen, wo zusätzliche Literaturhinweise leicht zu finden sind. Die Bezeichnung RMP bezieht sich auf den Artikel von F. AJZENBERG und T. LAURITSEN [9] über die angeregten Zustände der leichtesten Kerne. Nur wo speziellere Angaben notwendig schienen, welche in keinem der beiden erwähnten Sammelwerke enthalten sind, haben wir durch Ziffern auf das Literaturverzeichnis am Schlusse dieser Arbeit verwiesen. Durch ein Sternchen hinter der Literaturangabe in der letzten Kolonne der Tab. I sind diejenigen Kerne gekennzeichnet, deren erste Anregungsstufe im Kap. 3 noch besonders diskutiert wird.

2·3. – Multiplikation der Energie mit $A^{2/3}$.

Mit wachsendem Kernradius nehmen die Anregungsenergien sehr stark ab. Wenn man die Anregungsenergien als Funktion der Neutronenzahl in einer Figur aufträgt, so überdeckt die starke Abhängigkeit vom Kernradius weitgehend die feineren Effekte der Schalenstruktur. Die Figur wird zudem unüber-

sichtlich, weil sich die Punkte für die schweren Kerne bei den kleinen Energien viel zu stark anhäufen.

Wir haben deshalb versucht, die starke Abhängigkeit vom Kernradius dadurch wenigstens teilweise zu kompensieren, daß wir für unsere Übersicht alle empirischen Energiewerte willkürlich mit dem Faktor $A^{2/3}$ multiplizierten, welcher dem Quadrat des Kernradius proportional ist. (A ist die Massenzahl). Da sich unsere Untersuchungen hauptsächlich auf den Vergleich der Anregungsenergien in benachbarten Kernen stützen werden, kommt es nicht sehr genau darauf an, welche Potenz des Kernradius gewählt wird. Die Wahl gerade der zweiten Potenz ist eine Kompromißlösung. Bei den leichtesten Kernen dürfte die Abhängigkeit vom Kernradius damit überkompensiert sein, während der Faktor R^2 bei den schwersten Kernen wahrscheinlich zur Kompensation nicht ganz genügt.

2·4. – Die Fläche der ersten Anregungsenergie.

Die erste Anregungsenergie ist eine Funktion der Protonenzahl P und der Neutronenzahl N. Am besten läßt sich die Lage der ersten Anregungsstufen deshalb durch eine dreidimensionale Darstellung veranschaulichen [3], in welcher über der (P, N)-Ebene die tiefsten Anregungsenergien aufgetragen werden. An einem derartigen Modell, wie es praktisch von G. SCHARFF-GOLDHABER [4] ausgeführt worden ist, erkennt man leicht, daß die tiefsten Anregungsenergien mit wenigen Ausnahmen auf einer gemeinsamen stetigen Fläche liegen, welche im folgenden als « Fläche der ersten Anregungsenergie » bezeichnet wird.

In dieser Publikation müssen wir uns mit einer zweidimensionalen Darstellung behelfen. In der Fig. 1 P wird die Protonenzahl P als Abszisse gewählt. Darüber werden die mit $A^{2/3}$ multiplizierten tiefsten Anregungsenergien als Ordinate aufgetragen. Da die Lage der Anregungsenergie nicht nur von der Protonen- sondern auch von der Neutronenzahl abhängt, ist diese als Parameter neben jeden einzelnen Punkt geschrieben.

Der größte Mangel der Darstellung Fig. 1 P ist der, daß die Neutronen- und die Protonenzahl darin verschiedene Rollen spielen, während in Wirklichkeit die Anregungsenergie von beiden Variabeln in gleicher Weise abhängt. Die Fig. 1 P ist deshalb durch die Fig. 1 N ergänzt worden, in welcher die Rollen der Protonen und Neutronen vertauscht sind. Da in der einen Figur die Abhängigkeit von N, in der andern die Abhängigkeit von P deutlicher zum Ausdruck kommt, wird man mit Vorteil beide Figuren benützen um sich über die Lage einzelner Punkte in der Fläche der ersten Anregunsenergie zu orientieren.

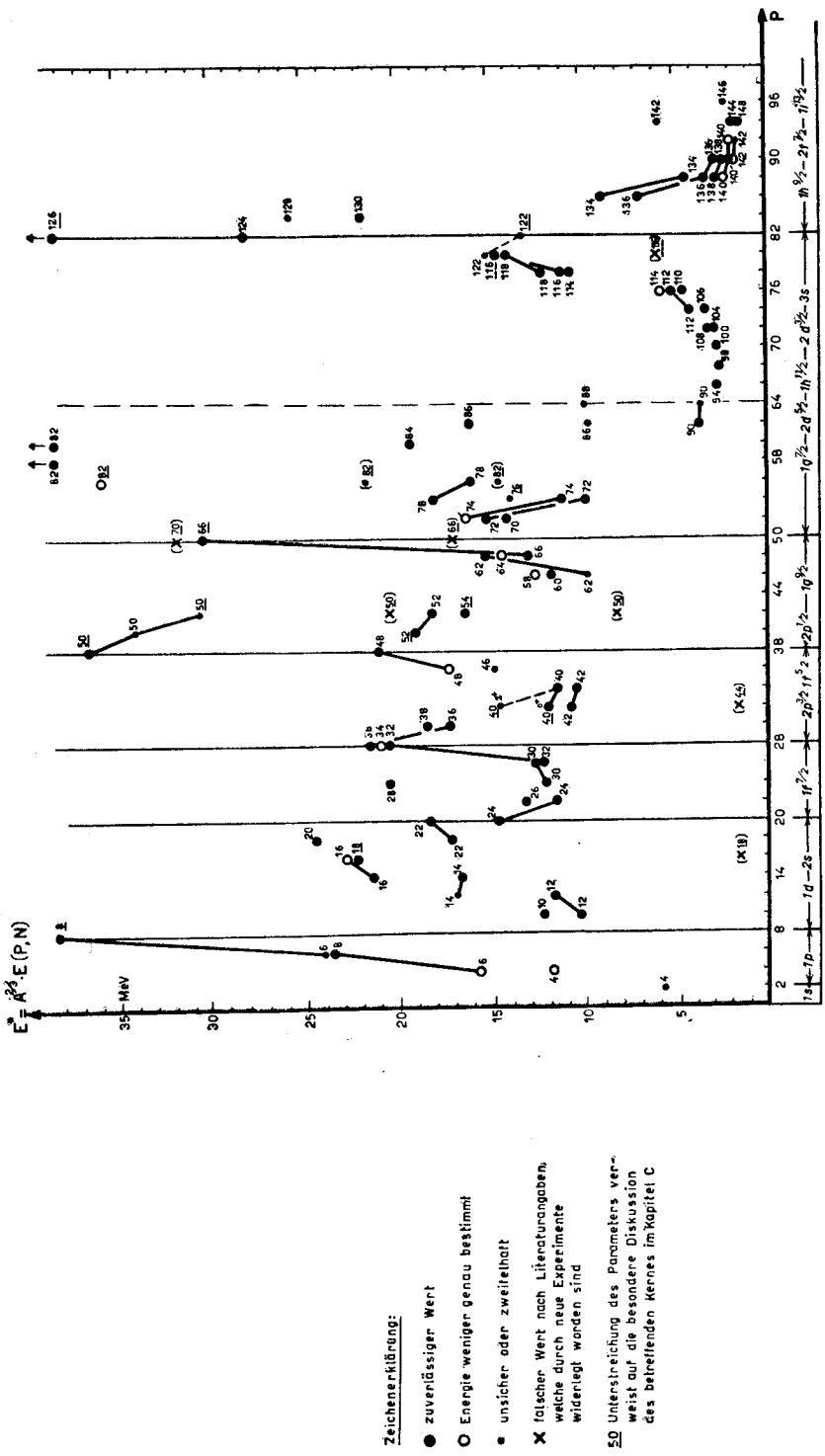

Fig. 1 P. – Mit $A^{2/3}$ multiplizierte tiefste Anregungsenergie der g-g-Kerne (A = Massenzahl), Protonenzahl als Abszisse, Neutronenzahl als Parameter.

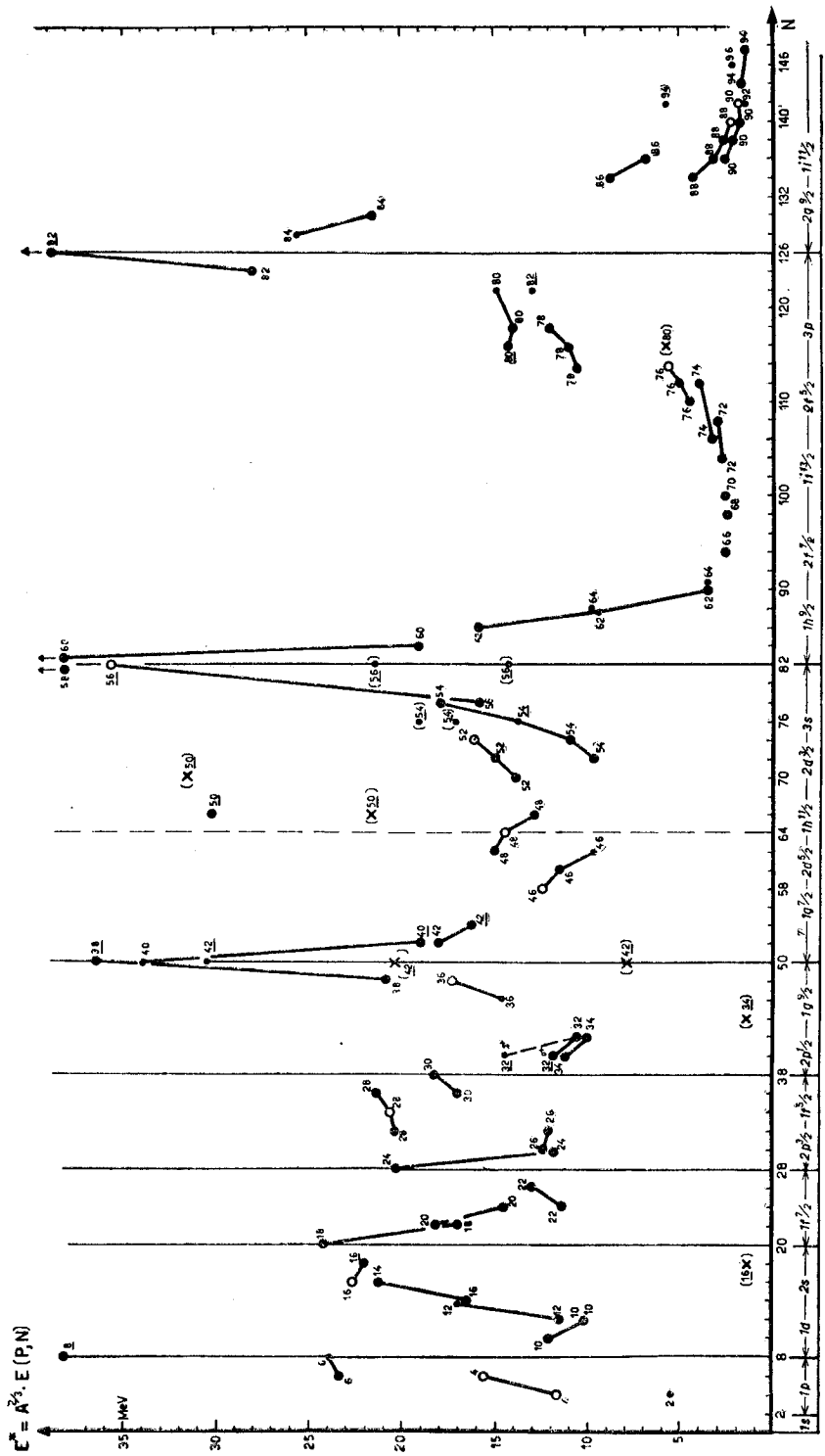

Fig. 1 N. – Mit $A^{2/3}$ multiplizierte tiefste Anregungsenergie der g-g-Kerne, Neutronenzahl als Abszisse, Protonenzahl als Parameter.

In den Fig. 1 P und 1 N liegen bei gewissen Werten der Abszisse die Punkte besonders hoch. (Die betreffenden Werte der Abszisse sind in den Figuren durch vertikale Geraden gekennzeichnet). Diese ausgezeichneten Werte der Abszissen sind die Protonen- bzw. Neutronenzahlen 8; 20; 28; 38; 50; 82; 126. Jede dieser Zahlen entspricht nach dem Schalenmodell mit starker Spin-Bahn-Kopplung einem Schalenabschluß [1].

Die Figuren 1 P und 1 N lassen sich als seitliche Projektionen des oben erwähnten dreidimensionalen Modelles auffassen. Untersucht man, wie die Lage der einzelnen Punkte mit den Parameterzahlen zusammenhängt, so kann man sich leicht vergegenwärtigen, wie die Fläche der tiefsten Anregungsenergie über der (P, N)-Ebene verläuft. In der folgenden qualitativen Beschreibung des Flächenverlaufes sind die in der Einleitung aufgezählten Regeln über die erste Anregungsenergie implizite enthalten:

Den ausgezeichneten Protonen- und Neutronenzahlen entspricht in der (P, N)-Ebene ein Netz von rechtwinklig zueinander verlaufenden Geraden. Dadurch wird die (P, N)-Ebene in einzelne Rechtecke aufgeteilt. Jedes Stück der Energiefläche, welches über einem solchen Rechteck liegt, bildet eine tiefe Mulde, die in der Mitte ziemlich flach verläuft und gegen die Ränder mit zunehmender Steilheit ansteigt. Zwei benachbarte Mulden besitzen dadurch jeweils einen gemeinsamen erhöhten Rand, welcher über einer der ausgezeichneten Geraden in der (P, N)-Ebene verläuft. Die Eckpunkte, in welchen je vier Mulden zusammenstossen, liegen ganz besonders hoch.

3. – Experimentelle Untersuchungen und Diskussion einzelner Kerne.

Im vorangehenden Kapitel ist in groben Zügen gezeigt worden, wie die tiefste Anregungsenergie der g-g-Kerne von der Neutronen- und der Protonenzahl, abhängt. Bevor wir auf die theoretische Deutung dieser Abhängigkeit eingehen, sollen die gefundenen Regeln unter einem rein phaenomenologischen Gesichtspunkt auf einzelne besonders hervorstechende Beispiele angewandt werden. Ausnahmen von den Regeln sind auf ihre experimentelle Zuverläßigkeit hin zu diskutieren und, soweit es mit den Mitteln unseres Institutes möglich ist, experimentell zu überprüfen.

In zweiter Linie werden wir darauf achten, welche Schalenabschlüsse (« magische Zahlen ») die Energie der ersten Anregungsstufe merklich beeinflussen. In jeder Anwendung des Schalenmodells gilt nämlich die erste Frage der Konfiguration eines Kernes, d.h. der Verteilung der Nukleonen auf die verschiedenen Schalen des Kernes (nullte Näherung). Bei Kernen mit ungerader Massenzahl kann die Konfiguration in vielen Fällen aus dem Spin und aus dem magnetischen Moment recht zuverläßig bestimmt werden. In g-g-Kernen, wo

der Spin und das magnetische Moment im Grundzustand stets null sind, können wir auf diese Weise gar keine Anhaltspunkte über die Konfiguration gewinnen. Umso wichtiger ist es deshalb, zu wissen, welche Neutronen- und Protonenzahlen als « magische » Zahlen erscheinen, indem bei diesen Zahlen alle energetisch tieferen Schalen vollständig aufgefüllt sind, während alle folgenden Schalen noch leer sind. (Vgl. Kap. 5).

3·1. – Schalenabschluß 8.

Bei den leichten Kernen nimmt die erste Anregungsenergie mit wachsender Massenzahl zunächst monoton zu. Im O^{16} erreicht sie ein erstes sehr scharfes Maximum. (Tab. I und Fig. 1). Die hohe Anregungsenergie des ${}^{8}_{8}O^{16}$ hängt jedenfalls damit zusammen, daß zur Anregung dieses Kernes die $(1p)$-Schale aufgebrochen werden muß, welche mit dem 8. Neutron und dem 8. Proton eben abgeschlossen wurde (vgl. Abschnitt 4·2).

3·2. – Die erste Anregungsstufe des ${}^{18}_{16}S^{34}$ und das 1,5 s-Isomer des ${}^{17}_{17}Cl^{34}$.

Die Anwendung der Regeln über die tiefste Anregungsenergie auf den Kern S^{34} ließ uns ein kurzlebiges Isomer des Cl^{34} finden.

3·2.1. *Frühere Untersuchungen über die Umwandlung des* Cl^{34}. – RUBY und RICHARDSON [29] haben 1951 in der Strahlung des 33 min - Cl^{34} neben andern Komponenten auch die Konversionselektronen einer γ-Strahlung von 145 keV nachgewiesen. Bis auf diese eine Strahlung konnten alle Komponenten in einem zuverläßig scheinenden Zerfallsschema untergebracht werden. Einzig die 145 keV - Strahlung ließ sich nicht eindeutig in dieses Schema einordnen. Es war zu vermuten, daß diese Strahlung im Zerfallszweig der 4,45 MeV β-Strahlung emittiert würde; auf diese Weise passen jedenfalls die gemessenen Energien am besten zusammen (vgl. Fig. 2).

3·2.2. *Die Einordnung der* 145 keV - *Strahlung in das Zerfallschema.* – Um diese Vermutung zu bestätigen haben wir die relative Intensität der 145 keV-γ-Strahlung bestimmt. Am Betatron (*) stellten wir durch die Reaktion $Cl^{35}(\gamma, n)$ aktives 33 min - Cl^{34} her. Mit Hilfe eines Szilard-Chalmers-Prozesses

---

(*) Zur Bestrahlung durften wir das Betatron im radiotherapeutischen Institut des Kantonsspitals benützen. Dem Leiter dieses Institutes, Herrn Prof. Dr. SCHINZ und dem Vorsteher des Isotopenlabors, Herrn Dr. JOYET möchten wir dafür bestens danken.

wurde das aktive vom restlichen Chlor abgetrennt und auf wenige mm³ konzentriert. Zur vollständigen Absorption der Positronen wurde das Chlor in eine kleine Messingkapsel verbracht. Nach einer von MAEDER [30] ausgearbeiteten Methode verglichen wir darauf im Szintillationsspektrographen die Intensitäten der 145 keV - Strahlung und der Vernichtungsstrahlung der Positronen. Auf je 100 Positronen entfallen (45 $\pm$ 10) γ-Quanten und ca. 6 Konversionselektronen der 145 keV - Strahlung. Deren Häufikgeit stimmt somit im Bereich der Fehlergrenze mit der von RUBY und RICHARDSON [29] gemessenen Intensität des 4,55 MeV - Positronenspektrums überein. Die Zuordnung der 145 keV - Strahlung in den Zerfallszweig der 4,45 MeV - Positronen wird dadurch gestützt (Fig. 2).

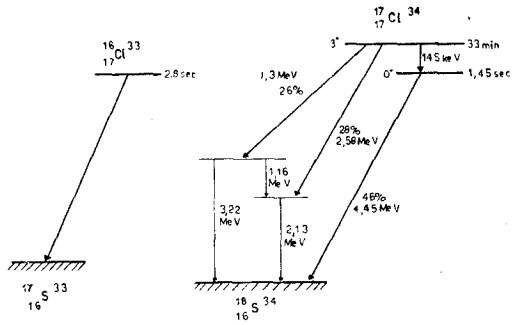

Fig. 2. – Zerfallsschemata des Cl^{34} und des Cl^{33}.

Damit ist das Problem auf die Frage nach der Reihenfolge der β- und γ-Strahlung reduziert. Es entspräche der Mehrzahl der bekannten Zerfälle wenn die γ-Strahlung erst im Folgekern S^{34} emittiert würde. Für den Kern S^{34} ergäbe sich jedoch daraus eine tiefste Anregungsstufe bei 145 keV (in Fig. 1*P* durch ein Kreuz markiert). Eine so niedrige Anregungsenergie des S^{34} läßt sich auf keinen Fall mit der Forderung vereinen, daß die tiefste Anregungsenergie stetig von der Neutronen- und der Protonenzahl abhängen soll. Die Regeln über die tiefste Anregungsenergie verlangen deshalb die umgekehrte Reihenfolge; die 145 keV - Strahlung muß schon vor der β-Umwandlung als isomerer Übergang im Cl^{34} emittiert werden. So gelangt man zum Zerfallsschema Fig. 2.

3·2.3. *Die beiden isomeren Zustände des* Cl^{34}. – Der isomere Übergang im Cl^{34} erfolgt durch magnetische Oktopol-Strahlung. Dies folgt aus dem Vergleich der von uns gemessenen γ-Intensität mit der Intensität der Konversionslinie, welche RUBY und RICHARDSON [29] gemessen haben. Daraus ergibt sich der totale Konversionskoeffizient (14 $\pm$ 4)%. Nach den Tabellen von ROSE *et al.* [31] bedeutet dies magnetische 2^3-Pol-Strahlung. Die beiden Chlorisomere unterscheiden sich demnach im Spin um drei Einheiten.

Nach dem Schalenmodell kommen für das 17. Proton und für das 17. Neutron nur die Zustände $1d^3/2$ und $2s^2/2$ in Frage. Der resultierende Kernspin wird daher höchstens drei sein. Es folgt daraus, daß einer der beiden isomeren Zustände den Spin drei, der andere den Spin null aufweisen muß. Daraus, daß ein direkter β-Übergang vom Grundzustand des Cl^{34} in den Grundzustand

des S^{34} führt, geht hervor, daß der Spin null dem Grundzustand des Cl^{34} zuzuordnen ist.

Es ist beachtenswert, daß FLOWERS [32] auf Grund seiner Berechnungen richtig vorausgesagt hat, daß im Cl^{34} zwei tiefe Zustände mit dem Spin null und drei auftreten müßten.

Das Cl^{34} ist unseres Wissens der erste β-Strahler, dessen Grundzustand man den Spin null und gerade Parität zuschreiben kann. Da 0^+–0^+-Übergänge bei einer auschließlichen GAMOW-TELLER-Wechselwirkung verboten sind, bildet die β-Umwandlung des Cl^{34} den direktesten Nachweis einer FERMI-Wechselwirkung.

Die β-Umwandlung des Cl^{34} ist von einem besonders einfachen Typ, da sich dabei das 17. Proton in ein Neutron verwandelt, ohne daß sich Spin oder Bahn des Teilchens dabei ändern müßten. Diese Umwandlung sollte daher zur Klasse der sogenannten « übererlaubten » gehören, und dementsprechend ist für den Grundzustand des Cl^{34} eine sehr kurze Halbwertszeit von der Größenordnung einer Sekunde zu erwarten.

3·2.4. *Direkte Herstellung und Bestimmung der Halbwertszeit des* Cl^{34}*-Grundzustandes.* – Alle bisherigen Aussagen über die zwei Isomere des Cl^{34} hängen von der Voraussetzung ab, daß die Anwendung unserer Regeln auf die erste Anregungsstufe des S^{34} richtig war. Es ist uns nachträglich gelungen, das Cl^{34} direkt im Grundzustand herzustellen und seine Halbwertszeit zu messen. Dadurch wird das in Fig. 2 wiedergegebene Zerfallsschema des Cl^{34} bestätigt.

Die Herstellung des kurzlebigen Cl^{34} erfolgte am Betatron des Kantonsspitals. Die zu erwartende kurze Halbwertszeit bedingte zu ihrer Messung eine besondere Anordnung. Durch eine kurze Rohrpostanlage (*) wurden die Präparate vom Ort der Bestrahlung in ca. 0,5 s vor ein Fensterzählrohr befördert. Die Impulse aus dem Zählrohr wurden in vier Impulsuntersetzern nacheinander während je einer Sekunde registriert. Vier Schaltsegmente, welche von einem Synchronmotor angetrieben wurden, verteilten die Impulse auf die verschiedenen Untersetzer (*). Die Meßzeiten und die Intervalle zwischen den Meßzeiten wurden mit einem geeichten Impulsgenerator und einem besonderen Impulsuntersetzer kontrolliert. Während einzelner Meßreihen änderten sich die Zeiten um weniger als 0,01 s. Der Beginn der Messung konnte gegenüber dem Ende der Bestrahlung bis zu 6 s verzögert werden; so konnte mit den vier Impulsuntersetzern der Abfall der kurzlebigen Aktivität bis zu zehn Sekunden nach dem Ende der Bestrahlung verfolgt werden. Zur Messung des langlebigen Untergrundes wurde ein weiterer, fünfter Impulsuntersetzer verwendet.

(*) Die Rohrpostanlage und der Impulsverteiler wurden uns vom physikalischen Institut der Universität zur Verfügung gestellt. Herrn Prof. Dr. WÄFFLER und Herrn Dr. RUBEN sind wir dafür zu Dank verpflichtet.

Das Chlor wurde als NaCl in einer Graphithülse vor jeder Messung während 3 s der Bremsstrahlung des Betatrons ausgesetzt. Die Bestrahlungen und Messungen wurden in Abständen von 3 min wiederholt und die Meßergebnisse auf den Impulsuntersetzern aufsummiert. Insgesamt wurden 200 Bestrahlungen ausgeführt und vom kurzlebigen Chlor etwa 10^5 Stöße registriert. Die Auswertung ergab als Halbwertszeit des Cl^{34}-Grundzustandes $(1{,}45 \pm 0{,}10)$ s. Der entsprechende ft-Wert ist $(2\,700 \pm 550)$s.

3·2.5. *Bestätigung der Isotopenzuordnung.* – Der Nachweis, daß die gemessene Halbwertszeit sich wirklich auf den gesuchten Grundzustand des Cl^{34} bezieht, konnte auf Grund der Anregungsfunktion erbracht werden. Bei vier verschiedenen Maximalenergien des Betatron-Bremskontinuums haben wir die Ausbeute an 1,45 s - Cl^{34} mit der Ausbeute an 33 min - Cl^{34} verglichen:

γ-Maximalenergie:	31,5 MeV	26 MeV	20,5 MeV	15,5 MeV
$\sigma_{1,45\,s} : \sigma_{33\,m}$:	$1{,}9 \pm 0{,}4$	$1{,}9 \pm 0{,}4$	$1{,}6 \pm 0{,}4$	$1{,}4 \pm 0{,}6$

Wenn die Energie des Betatrons von 31,5 MeV auf 15,5 MeV reduziert wurde, so sank dabei die Ausbeute an beiden Aktivitäten auf weniger als den hundertsten Teil. Das Verhältnis der beiden Ausbeuten änderte sich jedoch nicht merklich. Die Anregungsfunktion und insbesondere die Schwellenenergie zur Bildung beider Aktivitäten müssen nahezu gleich sein; es handelt sich um isomere Zustände eines einzigen Kernes.

Zu tieferen Energien konnten die Wirkungsquerschnitte nicht verfolgt werden; bei der Maximalenergie 15,5 MeV des Betatrons war die Intensität des gebildeten Cl^{34} nur noch knapp meßbar. Nach der Massenformel kann man die Reaktionsschwellen grob abschätzen. Für die Reaktion $Cl^{35}(\gamma, n)Cl^{34}$ erhält man 14 MeV, für $Cl^{35}(\gamma, 2n)Cl^{33}$ 24 MeV als Schwelle. Es ist daher ausgeschlossen, daß die 1,45 s - Aktivität vom Cl^{33} herrühren könnte.

3·2.6. *Die Möglichkeit einer Verwechslung mit dem* 2,8 s - Cl^{33}. – Die kurzlebige Aktivität des Cl^{34} haben vor uns schon zahlreiche Autoren beobachtet; sie haben jedoch alle geglaubt, sie hätten es mit der β-Umwandlung des Cl^{33} zu tun. BOLEY und ZAFFARANO [33] haben versucht die Energie der β-Strahlung des Cl^{33} zu bestimmen. Als Eichspektrum verwendeten sie das β^+-Spektrum des 33 min - Cl^{34*} mit $(4{,}45 \pm 0{,}11)$ MeV Maximalenergie. Damit verglichen sie das β-Spektrum des vermeintlichen Cl^{33}, welches in Wirklichkeit ebenfalls Cl^{34} war, und erhielten so, was uns heute nicht wundert, wiederum dieselbe Maximalenergie $(4{,}43 \pm 0{,}13)$ MeV. Hinterher erscheint dies als zusätzlicher Beweis der Richtigkeit unseres Schemas für das Cl^{34}.

Als Halbwertszeit des Cl^{33} fand HOAG [34] 2,8 s. SCHELLBERG, SAMPSON und MITCHELL [35] haben 1948 in der *Review of Scientific Instruments* eine Methode zur genauen Messung kurzer Halbwertszeiten beschrieben. Als An-

wendungsbeispiel untersuchten sie das Cl^{33} und fanden ebenfalls eine Halbwertszeit von 2,8 s. Sowohl HOAG wie SCHELLBERG *et al.* hatten zur Herstellung des Cl^{33} Schwefel mit Deuteronen bestrahlt. Da S^{32} weitaus das häufigste Schwefelisotop ist, bestand dabei die Gewähr, daß wirklich Cl^{33} erzeugt würde und daß keine Verwechslung mit dem Cl^{34} erfolgen konnte.

In allen übrigen uns bekannten Fällen wurde nur das 1,45 s - Cl^{34} oder Mischungen mit dem 2,8 s - Cl^{33} untersucht. Dieser Umstand spiegelt sich denn auch in der großen Streuung der Angaben über die Halbwertszeit [11]. Durch Mischung ist jedenfalls auch die Halbwertszeit (1,8 $\pm$ 0,1) s bei BOLEY und ZAFFARANO [33] zustandegekommen. Die beiden Autoren haben Chlor mit einer 70 MeV - Bremsstrahlung aktiviert. Bei dieser hohen Anregungsenergie kann das Cl^{33} aus der Reaktion $Cl^{35}(\gamma, 2n)$ schon einen merklichen Anteil der gesamten Chloraktivität ausmachen. Bei kleineren Maximalenergien der Bremsstrahlung zwischen 16 MeV und 31,5 MeV haben wir dagegen noch keinen Einfluß des Cl^{33} auf die Zerfallskurve beobachten können.

3·3. – Schalenabschluß 20.

Bei 20 Neutronen erreicht die Anregungsenergie ein zweites, sehr deutliches Maximum (Fig. 1 *N*). Dieses entspricht dem Abschluß der 1*d*- und der 2*s*-Schale der Neutronen. Weniger deutlich kommt dagegen der Schalenabschluß mit dem 20. Proton (Fig. 1 *P*) zum Ausdruck; das $_{20}Ca^{42}$ und das $_{20}Ca^{44}$ weisen keine besonders hohe Anregungsenergie auf. Die Protonenzahl 20 ist jedoch wenigstens dadurch ausgezeichnet, daß die Anregungsenergie in Paaren von Kernen mit gleicher Neutronenzahl gegen die Protonenzahl 20 hin deutlich ansteigt.

3·4. – Schalenabschluß 28 und Schalenabschluß 38.

Viel ausgeprägter erscheint in Fig. 1 *N* und in Fig. 1 *P* der Schalenabschluß bei 28 oder 38 gleichen Nukleonen. Alle Kerne, deren Protonen- oder Neutronenzahl 28 oder 38 beträgt, zeichnen sich nämlich durch eine hohe Lage der ersten Anregungsstufe aus.

3·5. – Die erste Anregungsstufe des $^{40}_{32}Ge^{72}$.

Eine merkwürdige Ausnahme von der GOLDHABERschen Spinregel [6] bildet das Ge^{72}. Der tiefste Anregungszustand dieses Kernes weist nämlich den Spin null auf [12]. Es liegt demnach hier ein anderer Anregungsmechanismus vor

als in den Nachbarkernen, deren erstem Anregungszustand der Spin zwei zuzuordnen ist. Überraschenderweise fügt sich das Ge^{72} trotzdem recht gut in die Darstellungen Fig. 1 N und 1 P ein (vgl. Abschnitt 5·1.2).

3·6. – Die erste Anregungsstufe des $^{44}_{34}Se^{78}$.

Bei der Umwandlung des 6,3 min - Br^{78} ins Se^{78} werden stark konvertierte Strahlungen von 46 keV und 108 keV beobachtet [36]. Es würde den Regeln über die erste Anregungsenergie widersprechen, wenn eine dieser Strahlungen nach dem β^+-Zerfall in den Grundzustand des Folgekernes Se^{78} führen würde. Es ist daher anzunehmen, daß diese Strahlungen isomere Übergänge im Br^{78} darstellen. MARMIER und PREISWERK [37] haben die Röntgenstrahlung des Broms am gebogenen Kristall untersucht. Die Ergebnisse deuten darauf hin, daß die 6,3 min - Aktivität des Broms auch Br-K_α-Strahlung enthält, welche nur von einem isomeren Übergang im Br^{78} herrühren kann.

3·7. – Die erste Anregungsstufe des $^{54}_{42}Mo^{96}$.

MEDICUS [15] hat die Umwandlung des Te^{96} ins Mo^{96} untersucht. Im Zerfallsschema des Tc^{96} findet sich zu unterst eine Kaskade zweier gleich intensiver γ-Strahlungen von 770 keV und 840 keV. Ihre Reihenfolge und damit die Energie der ersten Anregungsstufe lassen sich allein aus dem Zerfall des Tc^{96} nicht sicher bestimmen.

Die Bestimmung der Reihenfolge ist uns dagegen über den β^--Zerfall des Nb^{96} gelungen, welcher ebenfalls auf angeregte Zustände des Mo^{96} führt. Dabei tritt die 770 keV - Strahlung mit sechsmal größerer Intensität auf als die 840 keV - Strahlung. Die 770 keV - Strahlung muß daher im Zerfallsschema an unterster Stelle folgen.

Diesem Ergebnis widerspricht das Schema, welches ESTERDAY und MEDICUS [38] kürzlich publiziert. haben. Auf Grund unsicherer « crossover »-Übergänge ist darin die Reihenfolge der beiden letzten Stufen gegenüber dem ursprünglichen Schema von MEDICUS [15] vertauscht worden.

Die Untersuchung des Nb^{96} hat es uns auch erlaubt, den Konversionskoeffizienten der 770 keV - Strahlung genauer zu bestimmen, als es vom Tc^{96} her möglich war. Da das Nb^{96} im Gegensatz zum Tc^{96} nicht durch Elektroneneinfang sondern durch β^--Emission zerfällt, kann die Intensität der Konversionselektronen direkt auf die Intensität des β-Spektrums bezogen werden. Die Absolutmessung einer γ-Intensität läßt sich dadurch umgehen. Der gefundene totale Konversionskoeffizient $(12 \pm 2)\cdot 10^{-4}$ stimmt überein mit dem theoretischen Koeffizienten für elektrische Quadrupolstrahlung.

3·8. – Schalenabschluß 50.

Von den Kernen, welche 50 Protonen oder 50 Neutronen enthalten, sind erst die Kerne Sr^{88}, Zr^{90}, Mo^{82} und Sn^{116} auf die Lage der ersten Anregungsstufe hin untersucht worden. Das ${}^{50}Sr^{88}$ und das ${}^{50}Zr^{90}$ weisen sehr hohe Anregungsenergien auf, wie es bei der « magischen » Zahl 50 zu erwarten ist. Für das ${}^{50}Mo^{92}$ und das ${}^{50}Sn^{116}$ sind dagegen in der Literatur verschiedene sich widersprechende, zum Teil relativ tiefe Anregungsenergien angegeben. Neue Experimente (vgl. Abschnitt 3·9 und 3·10) haben diese Widersprüche gelöst und gezeigt, daß in allen bisher untersuchten *g-g*-Kernen mit 50 gleichen Nukleonen die mit $A^{2/3}$ multiplizierte erste Anregungsenergie mindestens 30 MeV beträgt (Fig. 1).

3·9. – Die tiefste Anregungsstufe des ${}^{50}_{42}Mo^{92}$.

Die tiefste Anregungsenergie des Mo^{92} sollte nach verschiedenen Autoren *a*) 1,5 MeV, *b*) 1,0 MeV, bzw. *c*) 390 keV betragen. Diese Unstimmigkeit veranlaßte uns das Nb^{92} zu untersuchen, welches sich nach den Literaturangaben in das Mo^{92} unwandeln sollte.

a) KUNDU und POOL [16] stellten durch Absorptionsmessungen fest, daß die radioaktive Umwandlung des Tc^{92} ins Mo^{92} von einer einzigen γ-Strahlung mit der Energie 1,5 MeV begeleitet ist. Dieser Strahlung dürfte ein Übergang vom ersten Anregungszustand in den Grundzustand des Mo^{92} entsprechen. Jedenfalls paßt der Wert 1,5 MeV gemäß Fig. 1 *N* recht gut auf die Fläche der ersten Anregungsenergie.

b) Viel zu tief würde dagegen eine erste Anregungsstufe bei 0,1 MeV liegen. POOL und EDWARDS [39] fandem beim Zerfall des Nb^{92} eine starke γ-Strahlung von 1,0 MeV. Daneben stellten sie eine ebenso intensive Zr-K_α-Strahlung fest. Dies würde darauf hinweisen, daß die 1,0 MeV - Strahlung nach einem Elektroneneinfang im Zr^{92} emittiert würde. Später fanden jedoch KUNDU und POOL [40] am 10*d* - Nb^{92} noch ein β^--Spektrum mit einer Maximalenergie von 1,38 MeV. Seither ist das Nb^{92} in den Isotopentafeln nur als β^--Strahler aufgeführt [11] und das 1,0 MeV - Niveau wäre demnach dem Mo^{92} zuzuordnen.

Wir haben deshalb das Elektronenspektrum des 10*d*-Nb^{92} im Linsenspektrometer ausgemessen. Außer einigen Augerlinien fander wir einzig eine starke Konversionslinie, welche einem Übergang von (930 ± 3) keV entspricht. Von einem kontinuierlichen β^--Spektrum fehlte dagegen jede Andeutung. Die Umwandlung des Nb^{92} erfolgt demnach nicht durch β-Emission

sondern ausschließlich durch Elektroneneinfang. Die 930 keV - Strahlung wird folglich nicht im Mo, sondern, im Zr emittiert, und die Angabe eines 1,0 MeV - Niveaus im Mo^{92} [11] beruht auf einer falschen Interpretation der Experimente.

Außer der 930 keV - Strahlung werden keine weitern γ-Linien gefunden. Im Spektrum der Photoelektronen, die in Thoriumpulver als Sekundärstrahler ausgelöst wurden, traten nämlich nur diejenigen Linien auf, welche von der 930 keV - Strahlung herrühren. Es muß sich daher um einen Übergang von der ersten Anregungsstufe in den Grundzustand des Zr^{92} handeln. Aus dem Intensitätsvergleich der Konversionselektronen mit der γ-Strahlung folgte der Konversionskoeffizient $\alpha_{total} = (7{,}5 \pm 2{,}5)\cdot 10^{-4}$. Nach den Tabellen von ROSE *et al.* [31] paßt dieser Wert für elektrische Quadrupolstrahlung, wie sie vom ersten angeregten Zustand der g-g-Kerne zu erwarten ist [32].

c) Der kleinste der drei publizierten Werte für die tiefste Anregungsenergie des Mo^{92}, 390 keV, wurde kürzlich unabhängig von unsern Untersuchungen durch ESTERDAY und MEDICUS [38] berichtigt. Die 390 keV-Strahlung ist in Wirklichkeit ein isomerer Übergang des 43 min - Tc^{93}. Wegen der Ähnlichkeit der Halbwertszeit war diese Strahlung früher irrtümlich der Umwandlung des 47 min - Tc^{92} ins Mo^{92} zugeordnet worden.

3·10. – Die erste Anregungsstufe des $^{66}_{50}Sn^{116}$ und des $^{70}_{50}Sn^{120}$.

3·10.1. *Frühere Untersuchungen über die Umwandlung des* 16 min - Sb. – Die tiefste Anregungsenergie des Sn^{116} soll nach TEMMER [41] 0,70 MeV betragen. Für das Sn^{120} geben BOEHM *et al.* [42] ein tiefstes Niveau bei 1,30 MeV an. Die erste Anregungsstufe sollte demnach im Sn^{120} fast doppelt so hoch liegen wie im Sn^{116}. Dieser Sprung der Anregungsenergie ist unvereinbar mit der Forderung nach einer stetigen Änderung der ersten Anregungsenergie mit wachsender Neutronenzahl.

Die 0,70 MeV-Strahlung im vermeintlichen Sn^{116} fand TEMMER als er Indium mit α-Partikeln von mehr als 27 MeV Energie bombardierte. Dadurch wurde ein 60 min-Sb-Isotop gebildet, welches sich durch Emission von Positronen und einer γ-Strahlung von 0,70 MeV in Zinn umwandelt. Die Zuordnung zur Massenzahl 116 erfolgte auf Grund einer Untersuchung im Massenspektrometer.

Gemäß diesen Angaben war zu erwarten, daß die Herstellung des 60 min-Sb auch in unserm Zyklotron gelingen sollte. Nach der Bestrahlung von Zinn mit Protonen von 6,8 MeV fand sich jedoch im enstandenen Antimon kein Anteil mit 60 min Halbwertszeit. Dies bedeutet einen unverständlich kleinen Wirkungsquerschnitt [42] einer allfälligen Reaktion $Sn^{116}(p, n)Sb^{116}$. Die Zuordnung des 60 min-Sb zur Massenzahl 116 mußte deshalb fraglich erscheinen.

Die Aktivität des 16 min Sb^{120} ist schon von zahlreichen Autoren unter-

sucht worden [11]. Der Hauptbestandteil ist eine Positronenstrahlung mit einer Maximalenergie von 1,70 MeV [42]. Die Zugehörigkeit dieser Positronen zum Sb^{120} ist durch verschiedene unabhängige Experimente gesichert. BLASER, BOEHM, MARMIER und SCHERRER [43] haben die Schwellenenergie für die Bildung des Sb^{120} durch die Reaktion $Sn^{120}(p, n)$ bestimmt. Die Schwellenenergie 3,5 MeV beweist, daß die Emission der 1,7 MeV-Positronen direkt in den Grundzustand des Sn^{120} führt.

Neben dieser bekannten Positronenaktivität fand BOEHM [42] schwache γ-Linien von 1,30 MeV, 0,90 MeV und 2,20 MeV. Wegen ihrer Halbwertszeit von ca. 16 min wurde diese Strahlung ebenfalls dem 16 min Sb^{120} zugeordnet.

Ebenfalls ca. 16 min betrug die Halbwertszeit eines schwachen energiereichen Positronenspektrums. Seine Maximalenergie 2,5 MeV ließ sich jedoch nicht mit der beobachteten (p, n)-Schwelle 3,5 MeV zur Bildung des Sb^{120} vereinen [42]. Es liegt deshalb nahe, zu vermuten, daß verschiedene Sb-Isotope mit ungefähr 16 min Halbwertszeit existieren. Dadurch wird auch die Zuordnung des 16 min-γ-Spektrums in Frage gestellt, da dieses nur auf Grund seiner Halbwertszeit dem Sb^{120} zugeordnet wurde.

3·10.2. *Trennung zweier* Sb-*Isotope mit ununterscheidbarer Halbwertszeit.* – Zur Abklärung der Zuordnung wurden deshalb im Zyklotron mehrere Zinnproben mit Protonen von verschiedener Energie bestrahlt. Das entstandene radioaktive Antimon wurde mit wenig Träger chemisch abgetrennt und zur Absorption der Positronen in eine kleine Messingkapsel eingeschlossen. Im Szintillationsspektrographen wurde darauf die Intensität der 1,3 MeV-Strahlung mit der Intensität der Vernichtungsstrahlung verglichen. Wenn die Bestrahlung mit der maximalen Protonenenergie 6,7 MeV durchgeführt worden war, so entfielen auf 100 Positronen etwa 30 γ-Quanten von 1,3 MeV. Bei verkleinerter Protonenenergie sank die relative Intensität der 1,3 MeV-Strahlung rasch ab. War die Zinnprobe zur Bestrahlung soweit ins Zyklotron hineingeschoben worden, daß die mittlere Energie der auftreffenden Protonen nur noch ca. 5,0 MeV betrug, so blieb von der 16 min-Aktivität nur noch die Vernichtungsstrahlung übrig.

Damit ist bewiesen, daß die ursprünglich dem Sn^{120} zugeordnete γ-Strahlung einem andern Zinnisotop mit höherer (p, n)-Schwellenenergie angehört.

Eine unabhängige Bestätigung dieses Resultates hat die Bestrahlung von Antimon am Betatron ergeben. Natürliches Antimon mit den Isotopen Sb^{121} und Sb^{123} wurde durch die Bremsstrahlung des Betatrons aktiviert. Da die Maximalenergie der Bremsstrahlung mit 30,5 MeV hoch über der (γ, n)-Schwelle liegt, ist es sehr unwahrscheinlich, daß irgend ein Isomer des Sb^{120} dabei nicht entstehen würde. Es trat denn auch sehr intensiv die bekannte Positronenaktivität des Sb^{120} auf. Dabei fehlte jede Andeutung einer γ-Strahlung mit einer Energie über 600 keV.

3·10.3. *Zerfallsschema und Zuordnung.* – Das 16 min-γ-Spektrum gehört also ebensowenig zum Sb^{120} wie das 2,4 MeV-β-Spektrum. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß gleich drei verschiedene Aktivitäten des Sb ununterscheidbare Halbwertszeit haben. Wir nehmen deshalb, zunächst nur versuchsweise, an, daß neben dem Sb^{120} nur ein einziges weiteres Sb-Isotop mit ca. 16 min Halbwertszeit existiere. Aus den Intensitätsangaben in der Arbeit von BOEHM [42] können wir dann das Zerfallsschema dieses unbekannten Isotopes konstruieren (Fig. 3). Die Massendifferenz Sb-Sn, welche man aus diesem Zerfallsschema errechnet, beträgt 4,7 MeV und paßt somit zur beobachteten (p, n)-Schwelle.

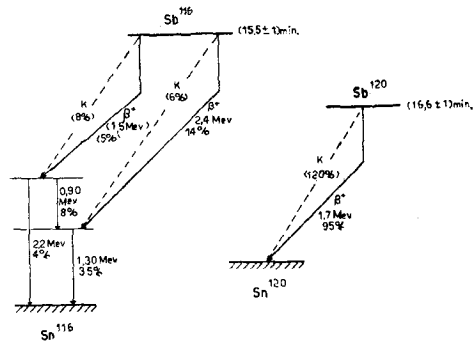

Fig. 3. – Wahrscheinliche Zerfallsschemata des Sb^{116} und des Sb^{120}. Die Intensitätsangaben sind der Arbeit von BOHEM entnommen und auf die neuen Zerfallsschemata umgerechnet worden. Die Prozente beziehen sich auf das von BOHEM *et al.* beobachtete weichere Positronenspektrum, welches neben dem 1,7 MeV-Spektrum des Sb^{120} wahrscheinlich noch ein schwächeres (5%) 1,5 MeV-Spektrum des Sb^{116} enthält.

Aus der Massendifferenz Sb-Sn kann man in diesem Fall auf die Massenzahl schließen. Eine Zusammenstellung aller bekannten Massendifferenzen zwischen zwei benachbarten Isobaren in der Umgebung von $Z = 50$ zeigt nämlich, daß diese Massendifferenzen bei der Addition zweier Neutronen um $(1{,}05 \pm \pm 0{,}15)$ MeV kleiner werden. Aus der bekannten Massendifferenz 2,7 MeV zwischen Sb^{120} und Sn^{120} folgt deshalb, daß das unbekannte 16 min-Sb vier Neutronen weniger und somit die Massenzahl 116 haben muß. (Unter den ungeraden Massenzahlen kämen wegen der Verteilung der natürlichen Isotope im Sn nur 117 und 119 in Frage; in beiden Fällen müßte die Massendifferenz weniger als 2,5 MeV betragen).

Wie die β^+-Umwandlung des Sb^{116} führt auch die β^+-Umwandlung des In^{116} auf angeregte Zustände des Sn^{116}. Von der Untersuchung des In^{116} her ist schon ein erstes Niveau des Sn^{116} bekannt [44]. In den Grenzen der Meßgenauigkeit stimmt dieses mit dem ersten Niveau im Schema Fig. 3 überein. Dies bedeutet eine zusätzliche Stütze unseres Zerfallsschemas für das 16 min-Sb.

3·10.4. (p, n.)-*Wirkungsquerschnitte des* Sn. – Dem neuen Zerfallsschema entsprechend sind einige (p, n)-Wirkungsquerschnitte in der Arbeit von BLASER *et al.* [43] zu korrigieren. Dabei ergeben sich für die Sn-Isotope folgende Wirkungsquerschnitte der 6,7 MeV-Protonen:

Isotop:	Sn^{116}	Sn^{117}	3,3 min-Sn^{118}	Sn^{120}	Sn^{122}
$\sigma_{6,7\,MeV}$	8	9	7,5	13	$19 \cdot 10^{-26}$ cm²

Die schwer verständliche Singularität des Wirkungsquerschnittes beim Sn^{116} ist damit behoben. Es ist deshalb nicht mehr notwendig, zur Erklärung dieser Singularität einen Schalenabschluß mit dem 66. Neutron [42] anzunehmen, und die Zuordnung des neuen 16 min-Sb zur Massenzahl 116 wird dadurch bestätigt.

Die Angaben von TEMMER [41] über ein 60 min-Sb^{116} lassen sich nicht mit unserem Schema vereinigen. Die Zerfallsenergie des 60 min-Sb, welche man aus den Daten von TEMMER berechnet, legt eine Zuordnung zur Massenzahl 115 nahe.

3·11. – Schalenabschluß 64? Schalenabschluß 92?

Als wir unsere erste Mitteilung über die Anregungsenergien der *g-g*-Kerne schrieben [3], faßten wir die auffällig hohen Anregungsenergien der drei Kerne

$$^{64}_{48}Cd^{112}\ (860\ \text{keV}),\quad ^{92}_{64}Gd^{156}\ (2{,}0\ \text{MeV})\quad \text{und}\quad ^{140}_{92}U^{232}\ (230\ \text{keV})$$

als Anzeichen eines Schalenabschlusses bei 64, bzw. 92 gleichen Nukleonen auf. Seither sind das Cd^{112} und das U^{232} neu untersucht worden. Die neuen Werte der ersten Anregungsenergie, 620 keV im Cd^{112} [19] und 45 keV im U^{232} [8], fügen sich glatt in die Fläche der ersten Anregungsenergie (Fig. 1 *N* und Fig. 1 *P*), so daß nun außer der sehr unsichern Angabe über das $^{92}_{64}Cd^{156}$ nichts mehr auf einen Schalenabschluß mit dem 64. oder 92. gleichen Nukleon hinweist.

3·12. – Die erste Anregungsstufe des $^{54}_{76}Xe^{130}$.

Bei der radioaktiven Umwandlung des I^{130} werden im Folgekern Xe^{130} hintereinander drei γ-Quanten von 537 keV, 667 keV und 744 keV emittiert [8]. Ihre Reihenfolge ist nicht bekannt. Aus der Forderung nach einem stetigen Verlauf der Kurve mit dem Parameter $P = 54$ in Fig. 1 *N* ergibt sich, daß die 537 keV-Strahlung in der Kaskade als unterste Stufe folgen muß.

3·13. – Die erste Anregungsstufe des $^{116}_{80}Hg^{196}$.

Nach STEFFEN [46] soll beim Zerfall des 5,6*d*-Au^{196} im Folgekern Hg^{196} als einzige γ-Strahlung eine elektrische Dipolstrahlung von 175 keV auftreten. Im Hg^{196} müßte demnach 175 keV über dem Grundzustand ein erster Anregungszustand mit Spin eins und ungerader Parität vorhanden sein. Der Spin eins und die ungerade Parität widersprechen der Regel von Goldhaber [6] über die ersten Anregungszustände der *g-g*-Kerne, und die Energie 175 keV paßt nicht auf die Fläche der ersten Anregungsenergie. Nach Fig. 1 *N* ist für das Hg^{196} eine erste Anregungsstufe bei ca. 400 keV zu erwarten. Dies

veranlaßte uns, in der Strahlung des 5,6d-Au^{196} nach einer γ-Linie von etwa 400 keV zu suchen.

Das Au^{196} wandelt sich zu 9 % ins Pt^{196} um und emittiert dort sehr intensive γ-Strahlungen von 331 keV und 354 keV. Aufs Hg^{196} führen dagegen nur 8% der Zerfälle. Die gesuchte Linie im Hg konnte deshalb nur relativ schwach sein, und es bestand die Gefahr, daß sie von den intensiveren Linien des Pt^{196} überdeckt würde. Wir durften deshalb die von HUBER, HUMBEL, SCHNEIDER und DESHALIT [47] gebaute Koinzidenzanordnung benützen, wofür wir Herrn Prof. O. HUBER zu großem Dank verpflichtet sind. So konnten wir den Umstand ausnützten, daß im Hg^{196} welches durch β^--Zerfall gebildet wird, alle Konversionselektronen je mit einem β^--Elektron koinzidieren müssen, während die Koinzidenzrate im Pt^{196}, welches durch Elektroneneinfang gebildet wird, viel kleiner ist.

Im magnetischen Linsenspektrometer, welches normalerweise, nur mit einem Zählrohr arbeitet, wurde zusätzlich direkt hinter der Au^{196}-Quelle (*) ein β-empfindlicher Szintillationszähler angebracht. Eine Koinzidenzschaltung sorgte dafür, daß die Elektronen im Spektrometer nur registriert wurden, wenn gleichzeitig ein anderes Elektron den Szintillationskristall traf. Auf diese Weise gelang es, im Spektrum der Konversionselektronen die Linien des Pt^{196} weitgehend zu unterdrücken. Bei 343 keV, an jener Stelle, wo sich sonst die L-Konversionslinie der 358 keV-Strahlung befindet, blieb eine bisher unbekannte K-Linie stehen. Die zugehörigen L- und M-Linien fanden sich in der Folge bei 411,5 keV, bzw. 423,5 keV, wo sie STEFFEN wegen der Nachbarschaft einer viel stärkeren Linie des 2,8d-Au^{198} nicht hatte finden können. Aus den Konversionslinien läßt sich die Energie (426 $\pm$ 1) keV der entsprechenden γ-Strahlung berechnen.

Die früher [46] beobachtete 175 keV-Strahlung fehlte in unsern Au-Quellen. Wir hätten die zugehörige L-Konversionslinie finden müssen, wenn sie fünf mal schwächer wäre, als STEFFEN sie gefunden hatte.

3·14. – Schalenabschluß 82 und Schalenabschluß 126.

Diejenigen Kerne, deren Protonen- oder Neutronenzahl in der Nähe von 82 oder 126 liegt, benötigen (abgesehen vom Pb^{204}) zur Anregung verhältnismäßig große Energien (Fig. 1). Die erste Anregungsstufe des $^{126}_{82}Pb^{208}$ liegt mit 2,62 MeV besondere hoch, da im Pb^{208} sowohl die Neutronen- wie die Protonenschalen alle abgeschlossen sind (vgl. Abschnitt 4·2).

(*) Herrn Prof. Dr. C. J. BAKKER möchten wir für die Herstellung des radioaktiven Goldes im Amsterdamer Zyklotron unsern besten Dank aussprechen.

Die Anregungsenergien der schweren Kerne mit $A > 150$ fügen sich in Fig. 1 *N* und Fig. 1 *P* viel besser auf eine einzige Kurve als die Anregungsenergien der leichteren Kerne. Das hängt damit zusammen, daß in der Reihe der stabilen Kerne mit zunehmender Massenzahl der Schalenabschluß der 126 Neutronen und der Schalenabschluß der 82 Protonen ungefähr gleichzeitig erreicht werden. Wegen dieses zufälligen Zusammentreffens ergibt, wenigstens für die schwersten Kerne, auch eine Darstellung der ersten Anregungsenergie in Funktion der Massenzahl [50] eine einigermaßen glatte Kurve.

3·15. – Die erste Anregungsstufe des $^{82}_{56}Ba^{138}$.

Ba^{138} entsteht bei der Umwandlung des natürlichen La^{138}. Dabei werden γ-Strahlungen von 535 keV, 807 keV und 1390 keV emittiert. Da die Summe der beiden kleineren Energien ungefähr gleich der Energie der härtesten Strahlungskomponente ist, wird gewöhnlich eine Kaskade parallel zur 1,39 MeV-Strahlung angenommen [21]. Daraus ergibt sich jedoch eine zu tiefe Lage der ersten Anregungsstufe im Ba^{138} (Fig. 1 *N*).

Die tiefste Anregungsenergie paßt dagegen, wenn das erste Niveau 0,39 MeV über dem Grundzustand liegt, und wenn die beiden weicheren Strahlungen nicht hintereinander auf den Grundzustand sondern nebeinainder auf das 1,39 MeV-Niveau führen. Dieses vermutete Zerfallsschema wird dadurch gestützt, daß die Intensität der beiden weicheren Komponenten zusammen gerade die Intensität der 1,39 MeV-Strahlung ergibt.

Wir hoffen, das Zerfallsschema des La^{138} durch die Aufnahme des Doppelspektrums der Koinzidenzen endgültig abzuklären, sobald der Doppelspektrograph unseres Institutes fertiggestellt sein wird.

3·16. – Besonderheiten des $^{122}_{82}Pb^{204}$.

Von den Ausnahmen, welche scheinbar gegen die Regeln über die tiefste Anregungsenergie verstießen, sind nun die meisten auf Grund neuer Experimente behoben. Unter den wenigen verbleibenden Ausnahmen steht das Pb^{204} im schärfsten Widerspruch zu den Regeln. Die tiefste Anregungsenergie 374 keV des Pb^{204} liegt trotz der Protonenzahl 82 unter der Anregungsenergie des benachbarten Hg^{202}, welches bei gleicher Neutronenzahl nur 80 Protonen enthält. Nach den Regeln wäre gegen die « magische » Protonenzahl 82 hin ein steiler Anstieg der Anregungsenergie zu erwarten.

Nicht nur die zu tiefe Anregungsenergie fällt am Pb^{204} auf. Das Pb^{204} nimmt auch in mancher anderen Hinsicht eine Sonderstellung unter den *g-g*-Kernen ein. Aus der besonders langen Lebensdauer schließt Bohr [50], daß

im Pb^{204} die Anregung der ersten Stufe mit einer Konfigurationsänderung verbunden ist. Die zweite Anregungsstufe des Pb^{204} ist mit einer Halbwertszeit von 1,1 h neben dem Hf^{180*} das einzige bekannte langlebige Isomer eines g-g-Kernes. Der Spin unterscheidet sich von dem des Grundzustandes wahrscheinlich um mindestens sechs Einheiten. Damit widerspricht das Pb^{204} als einziger g-g-Kern der Regel von GOLDAHBER [6], daß der Spin des zweiten Anregungszustandes in g-g-Kernen höchstens gleich vier sei. Merkwürdig ist ferner, daß das 374 keV-Niveau des Pb^{204} bei der Umwandlung des Tl^{204} ins Pb^{204} nicht angeregt wird [51]. Da das Tl^{204} den Spin zwei besitzt, wäre zu erwarten, daß die β-Umwandlung des Tl^{204} zum überwiegenden Teil auf das 374 keV-Niveau des Pb^{204} führen würde. Bemerkenswert ist schließlich auch die verblüffende Ähnlichkeit der Niveauschemata des g-g-Kernes Pb^{204} und des g-g-Kernes Pb^{207} [52].

Alle diese Eigenschaften wären ohne weiteres verständlich, wenn es sich gar nicht um den g-g-Kern Pb^{204} sondern um das Pb^{205} mit ungerader Neutronenzahl handeln würde. Tatsächlich ist die Zuordnung des 1,1 h-Bleiisomeres, von dessen Untersuchung alle bisherige Kenntnis der angeregten Zustände im Pb^{204} herrührt, noch gar nicht gesichert. Es ist uns bisher kein Experiment bekannt, welches eine Zuordnung zum Pb^{205} ausschließen würde.

4. – Interpretation auf Grund des Schalenmodells.

4·1. – Die Aufspaltung der Grundkonfiguration.

In der Fläche der tiefsten Anregungsenergien zeigt sich deutlich der Einfluß der Schalenabschlüsse bei den sogenannten « magischen » Zahlen. Deshalb liegt es nahe, die Erklärung des beobachteten Flächenverlaufes auf Grund des Schalenmodelles zu versuchen.

Nach dem Schalenmodell beschreibt man den Kern durch die Eigenfunktionen einzelner Nukleonen in einem gemeinsamen Zentralpotential. Der Zustand jedes Nukleons wird in der nullten Näherung durch die Angabe der radialen Knotenzahl n, des Bahnmomentes l und der Summe j von Eigenspin und Bahnmoment bestimmt. Durch die Tripel (n, l, j) sind die einzelnen Schalen charakterisiert. Der Zustand des ganzen Kernes wird in der nullten Näherung durch die Konfiguration beschrieben; man gibt an, wieviele Protonen und wieviele Neutronen in jeder Schale vorhanden sind.

Der gleichmäßige Verlauf der Fläche für die erste Anregungsenergie wäre nicht zu erwarten, wenn bei der Anregung der Kerne ihr Aufbau grundlegend geändert würde. Es ist vielmehr anzunehmen, daß die Energie des Kernes

in nullter Näherung dieselbe bleibt und daß die Anregung der ersten Stufe nur einen feineren Differenzeffekt darstellt.

In der Tat ist im allgemeinen der Zustand eines Kernes durch die Konfiguration allein noch nich vollständig festgelegt. Es bestehen noch weitere Freiheitsgrade, wenn mindestens eine Schale des Kernes nur teilweise gefüllt ist. Eine einzige Konfiguration kann daher mehrere Zustände mit verschiedenem Gesamtspin enthalten [54]. Man kann sich die zusätzlichen Freiheitsgrade eines Kernes etwa veranschaulichen als eine Umgruppierung der Teilchen in einer nicht vollständig gefüllten Schale. Die genaue Beschreibung eines Kernes verlangt daher, daß für diejenigen Teilchen, welche sich in unvollständig gefüllten Schalen befinden, neben der Schalenzugehörigkeit noch die magnetischen oder andere aequivalente Quantenzahlen (z.B. Senjorität und symplektische Quantenzahl [32]) angegeben werden.

Diese verschiedenen Zustände einer Konfiguration haben alle in der nullten Näherung dieselbe Energie, welche gleich der Summe der einzelnen Nukleonenenergien in den verschiedenen Schalen ist. In einer weiteren Näherung, welche auch die Wechselwirkung einzelner Teilchen in einer nicht vollständigt gefüllten und deshalb nicht kugelsymmetrischen Schale berücksichtigt, wird diese Degeneration aufgehoben; die Energie des Kernes hängt auch von der relativen Orientierung der Teilchen in der angebrochenen Schale ab.

Aus Experimenten weiß man, daß in *g-g*-Kernen der tiefste Zustand der Grundkonfiguration stets den Spin null aufweist. (Dies folgt auch aus der in der Einleitung erwähnten 4. Regel). Für einfache Konfigurationen mit starker Spin-Bahn-Kopplung hat FLOWERS [32] nachgewiesen, daß über dem Grundzustand als nächsthöherer derjenige Zustand folgt, welcher bei der Senjorität zwei den Spin zwei aufweist. Anderseits haben SUNYAR und GOLDHABER [6] von der experimentellen Seite her festgestellt, daß die ersten Anregungszustände fast aller *g-g*-Kerne wirklich den Spin zwei und gerade Parität aufweisen.

Dadurch wird bestätigt, daß die erste Anregungsstufe fast aller *g-g*-Kerne der Grundkonfiguration angehört, wie es schon oben allein aus dem glatten Verlauf der Energiefläche gefolgert wurde. Da damit die nullte Näherung für den Grundzustand und für den ersten Anregungszustand dieselbe ist, stört es uns wenig, daß wir die nullte Näherung in Unkenntnis des genauen Potentialverlaufes gar nicht berechnen können. Die Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand und dem ersten Anregunszustand hängt in erster Näherung nur von der Wechselwirkung der äußersten Nukleonen unter sich ab. Der Vergleich der Energiedifferenzen gestattet deshalb direkte Schlüsse auf die Größe und die Art dieser Wechselwirkung [32].

4·2. – Kerne mit abgeschlossenen Schalen.

Die Regel, daß der zweittiefste Zustand der Grundkonfiguration den Spin zwei haben soll, gilt sowohl für L-S-Kopplung wie für j-j-Kopplung [32, 55]. In leichten Kernen überwiegt die L-S-Kopplung. Dies erkennt man auch an den ersten Anregungsstufen der g-g-Kerne. Ein Beispiel dafür ist der Kern ${}^{6}_{6}C^{12}$. Nach dem strengen j-j-Kopplungs-Modell wäre hier für Neutronen und Protonen die $(1p^3/2)$-Schale eben abgeschlossen, und die Grundkonfiguration sollte nur den Grundzustand mit Spin null enthalten. Trotzdem besitzt der erste Anregungszustand dieses Kernes den üblichen Spin zwei, und auch die Anregungsenergie ist in diesem Fall nicht besonders groß (Fig. 1). Das läßt sich auf Grund des Schalenmodelles mit L-S-Kopplung verstehen. Darin ist nämlich die Protonen- und Neutronenzahl sechs nicht besonders ausgezeichnet, und der Kern ${}^{6}_{6}C^{12}$ nimmt deshalb keine Sonderstellung ein.

Der Kern ${}^{8}_{8}O^{16}$ verfügt dagegen auch in einem L-S-gekoppelten Modell nur über abgeschlossene Schalen. Die hohe Anregungsenergie und der Spin null des ersten Anregungszustandes zeigen deutlich, daß dieser einer anderen als der Grundkonfiguration angehört.

Bei mittleren und schweren Kernen überwiegt im Grundzustand die j-j-Kopplung, wie schon aus den ausgezeichneten Zahlen 28, 50, 82, 126 hervorgeht [1]. In gewissen Ausnahmefällen, kann es jedoch auch in diesem Gebiet vorkommen, daß bei genügend hoher Anregungsenergie die j-j-Kopplung teilweise zugunsten der L-S-Kopplung aufgehoben wird. Im ${}^{126}_{82}Pb^{208}$ wird bei 2,62 MeV ein Anregungszustand mit Spin zwei und gerader Parität gefunden. Für Neutronen und Protonen liegen hier nach dem j-j-gekoppelten Modell nur abgeschlossene Schalen vor. Die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung des 126. Neutrons läßt sich aus den Neutronenbindungsenergien nach HARVEY [56] abschätzen. Danach beträgt der Sprung in der Bindungsenergie eines einzelnen Neutrons bei der Schalengrenze 126 etwa 2 MeV. Für die Protonen bei $P = 82$ ist der Sprung eher noch etwas kleiner [57]. Eine teilweise Aufhebung der j-j-Kopplung zugunsten einer L-S-Kopplung ist deshalb bei der hohen Anregungsenergie 2,62 MeV nicht ausgeschlossen, und der erste Anregungszustand des Pb^{208} wäre damit als L-S-Zustand aufzufassen. Selbstverständlich muß im Rahmen eines j-j-gekoppelten Modelles trotzdem von einer Konfigurationsänderung gesprochen werden.

Ähnliche Verhältnisse wie im Pb^{208} liegen auch im ${}^{50}_{38}Sr^{88}$ vor.

4·3. – Die Mulden in der Fläche der tiefsten Anregungsenergie.

Eine stetige Abhängigkeit der tiefsten Anregungsenergie von der Neutronen- und der Protonenzahl ist eine selbstverständliche Folge jedes kontinuierlichen Kernmodells. Als Oberflächenschwingungen eines Kerntröpfchens interpretiert

A. BOHR [50] die tiefsten Anregungszustände der g-g-Kerne. Diese Modellverstellung erklärt ebenfalls den Spin zwei und die gerade Parität des ersten Anregungszustandes.

Ein kontinuierliches Modell muß jedoch versagen, wo es gilt, die Auszeichnung bestimmter Neutronen- und Protonenzahlen zu erklären. BOHR erzwingt jedoch den richtigen Verlauf der Fläche der ersten Anregungsenergie dadurch, daß er die Deformabilität der Kernoberfläche von Kern zu Kern verschieden ansetzt. Damit die Mulden in der Fläche der ersten Anregungsenergie richtig herauskommen, muß die Deformabilität sehr steil ansteigen, wenn zu einem Kern mit lauter abgeschlossenen Schalen weitere Nukleonen hinzugefügt werden. Bei den Kernen mit minimaler Anregungsenergie erreicht dann die Deformabilität ihr Maximum. Die maximale Deformabilität tritt dementsprechend auf, wenn die Protonen- und Neutronenzahlen ungefähr in der Mitte zwischen zwei der ausgezeichneten Zahlen liegen.

Während in einem kontinuierlichen Kernmodell die variable Deformabilität ad hoc anzunehmen ist, ergibt sie sich zwangslos aus dem Schalenmodell. Schon in einer einzigen Schale nimmt beim fortlaufenden Einbau von Nukleonen die Anzahl verschiedener Zustände anfangs sehr rasch zu, überschreitet dann bei halbgefüllter Schale ihr Maximum und sinkt gegen den Schalenabschluß wieder auf eins ab. Als Beispiel dafür entnehmen wir einer Zusammenstellung [54] folgende Angaben über die Zustände in einer isolierten $1i^{13}/2$-Schale der Neutronen:

Konfiguration (in diesem Fall Anzahl der $i^{13}/2$-Neutronen	0	2	4	6	8	10	12	14
Anzahl unabhängiger Zustände dieser Konfiguration	1	7	55	151	151	55	7	1
Anzahl der 2^+-Zustände in dieser Konfiguration	0	1	4	7	7	4	1	0

Selbst wenn man berücksichtigt, daß sich diese Zustände mit wachsender Anzahl auch über ein breiteres Spektrum verteilen, so bleibt doch bei halbgefüllter Schale eine größte mittlere Zustandsdichte, was auch einer größten Deformabilität entspricht.

Noch viel stärker vermehrt sich die Anzahl der Zustände einer Konfiguration, wenn gleichzeitig mehrere Schalen des Kernes nur teilweise gefüllt sind. So wie im Abschnitt 4·1 der Begriff « Schale » definiert wurde, enthalten die schwersten Kerne mehr als 20 verschiedene Schalen. Trotzdem machen sich nicht mehr als 8 Schalenabschlüsse in der Fläche der ersten Anregungsenergie bemerkbar (Fig. 1). Wenn zum Beispiel die Protonenzahl von 50 auf 82 ansteigt, so werden dabei die Schalen $1g^7/2$, $2d^5/2$, $1h^{11}/2$, $2d^3/2$ und $3s$ aufgefüllt, ohne daß sich in der ersten Anregungsenergie ein Zwischenmaximum zeigen würde. Im ganzen Bereich zwischen $P = 50$ und $P = 82$ findet sich demnach kein Kern mit lauter abgeschlossenen Protonenschalen. Das rührt

davon her, daß beim fortlaufenden Einbau von Nukleonen in den Kern außer in der Nähe der ausgezeichneten Protonen- und Neutronenzahlen (vgl. Regel 1, Kapitel 1) stets schon mit der Füllung der nächsthöheren Schale begonnen wird, bevor die tieferen alle abgeschlossen sind [58].

Wenn die Protonen- und die Neutronenzahl je ungefähr in der Mitte zwischen zwei der ausgezeichneten Zahlen liegt, so sind gewöhnlich mehrere Schalen angebrochen. Die Anzahl der möglichen Zustände mit dem Spin zwei in der Grundkonfiguration wird deshalb besondere groß, und damit steigt auch die Wahrscheinlichkeit, daß sich durch Mischung (vgl. Kap. 5 und 6) ein energetisch besonders begünstigter Zustand kombinieren läßt. Man kann so wenigstens qualitativ die flachen Minima der ersten Anregungsenergie zwischen den scharfen Maxima bei den ausgezeichneten Protonen- und Neutronenzahlen verstehen.

Der glatte Verlauf der Fläche für die erste Anregungsenergie ist dadurch jedoch nicht erklärt. Es wären nämlich mindestens Unstetigkeiten in der Fläche der ersten Anregungsenergie zu erwarten, wenn durch das Hinzutreten eines weiteren Nukleonenpaares plötzlich eine von mehreren angebrochenen Schalen abgeschlossen würde. Es wird sich jedoch zeigen, daß beim fortschreitenden Aufbau des Kernes stetige Übergänge möglich sind, da, wie im nächsten Kapitel nachzuweisen ist, eine starke Konfigurationswechselwirkung vorhanden ist. Diese bewirkt, daß die einzelnen Nukleonenpaare nicht alle ausschließlich der einen oder der andern Schale zuzuordnen sind.

5. – Konfigurationsmischungen.

5·1. – Verteilung der tiefsten Anregungsstufen.

Während in Kernen mit ungerader Massenzahl oft isomere Zustände mit sehr niedriger Anregungsenergie und langer Lebensdauer gefunden werden, fehlen solche Zustände in g-g-Kernen. Das hängt damit zusammen, daß die Grundzustände der g-g-Kerne in der Regel Mischungen verschiedener Konfigurationen sind.

In der Fig. 4 ist die Verteilung der tiefsten Anregungsenergien der leichten und mittleren Kerne dargestellt. Horizontal ist die tiefste Anregungsenergie, multipliziert mit $A^{2/3}$, aufgetragen (wegen des Faktors $A^{2/3}$ vgl. Abschnitt 2.3). Die schraffierte Fläche ist der Anzahl der Kerne mit ersten Anregungsenergien im betreffenden Energieinterval proportional.

5·1.1. *Die isomeren Zustände der Kerne mit ungerader Massenzahl.* – Die Verteilung der Anregungsenergien in den Kernen mit ungerader Massenzahl

erinnert an eine Zufallskurve, da die Lage der ersten Anregungsstufe weitgehend von der Lage des Grundzustandes unabhängig ist. In der Regel läßt sich die tiefste beobachtete Anregungsstufe als Zustand einer höheren Konfiguration interpretieren. Damit gehören der Grundzustand und der erste Anregungszustand zu verschiedenen nullten Näherungen. Da zudem gewöhnlich der Gesamtspin und oft auch die Parität beider Zustände verschieden sind, ist die Unabhängigkeit der relativen Lage auch in höheren Näherungen gewährleistet.

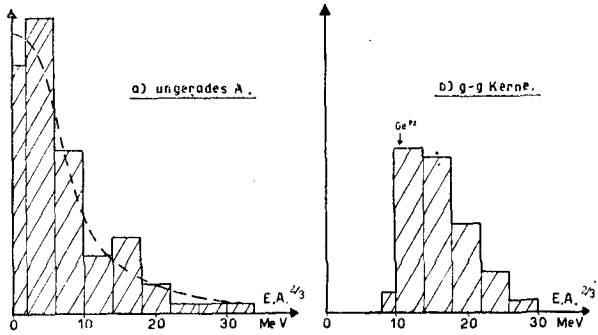

Fig. 4. – Verteilung der mit $A^{2/3}$ multiplizierten tiefsten Anregungsenergien der leichten und mittleren Kerne bis zu $A = 140$.

Oft lassen sich isomere Zustände durch ganze Reihen benachbarter u-g- oder g-u-Kerne hindurch verfolgen. GOLDHABER und HILL [52] haben gezeigt, daß dabei die Energiedifferenz zwischen den entsprechenden Zuständen nicht konstant ist sondern sich mit der Neutronen- und der Protonenzahl stetig ändert und oft auch durch null hindurch geht. Dies zeigt, daß die Energie des zuletzt hinzugekommenen Teilchens nicht nur von der Schale sondern auch stetig vom Füllungsgrad dieser Schale abhängt. Je nach dem Füllungsgrad der verschiedenen Schalen kann für dieses Teilchen sogar die energetische Reihenfolge dieser Schalen verschieden sein.

5·1.2. *Das Fehlen tiefliegender Isomere in g-g-Kernen.* – Genau dasselbe wird auch in g-g-Kernen festgestellt, wo oft mit der Füllung der nächsthöheren Schale begonnen wird, bevor die tieferen alle abgeschlossen sind [58]. Auch beim Aufbau der g-g-Kerne kommt es also vor, daß die Reihenfolge entsprechender Konfigurationen vertauscht wird, wobei die Energiedifferenz der entsprechenden Konfigurationen ihr Vorzeichen wechselt. Da die Energien stetig vom Füllungsgrad der Schalen abhängen, muß es mindestens in den Gegenden, wo ein Vorzeichenwechsel erfolgt, Kerne geben, in welchen zwei Konfigurationen nahezu dieselbe Energie haben. Man könnte deshalb auch unter den g-g-Kernen solche mit sehr tiefliegenden Anregungszuständen erwarten. Nach der Fig. 4*b* scheinen jedoch solche Zustände zu fehlen.

Zu den tiefsten Zuständen der g-g-Kerne können nur Konfigurationen beitragen, in denen jede Schale eine gerade Anzahl von Nukleonen enthält. In den tiefsten Zuständen dieser Konfigurationen sind alle Nukleonen gepaart. Der Kernspin ist daher null und die Parität gerade. Wir müssen deshalb

speziell nach tiefen Anregungszuständen mit Spin null und gerader Parität suchen.

Daraus, daß bisher noch keine sehr tiefen Anregungszustände von diesem Typ bekannt sind, folgt noch nicht ohne weiteres ihr Fehlen. Es wäre denkbar, daß sie sich der Beobachtung weitgehend entziehen, weil direkte Übergänge zwischen zwei Zuständen mit dem Spin null nach den Auswahlregeln für elektromagnetische Strahlung verboten sind.

Glücklicherweise existiert jedoch eine Ausnahme, welche beweist, daß man 0^+-0^+-Übergänge doch finden kann: Im Ge^{72} wird dem ersten angeregten Zustand der Spin null und gerade Parität zugeschrieben [60]. Durch innere Konversion mit einer Halbwerstzeit von 0,3 ms geht dieser Zustand in den Grundzustand über. Die Halbwertszeit ist längst nicht von einer so hohen Größenordnung, daß 0-0-Übergänge deshalb nicht beobachtet werden sollten. Wenn tiefe Anregungsstufen mit dem Spin null auch einige mal seltener wären als die isomeren Zustände in Kernen mit ungerader Masse, so hätte man doch schon einige finden müssen.

Der 0^+-Zustand des Ge^{72} liegt mit 680 keV schon relativ hoch (vgl. Fig. 4). Die Existenz dieser Ausnahme tut deshalb der Feststellung, daß g-g-Isomere in der Nähe des Grundzustandes fehlen, keinen Abbruch.

5·2 Die Mischung energetisch benachbarter Konfigurationen.

Das Fehlen tiefer g-g-Isomere widerspricht scheinbar der früheren Aussage, daß es auch g-g-Kerne geben muß, in welchen sich die Energie der nächsthöheren Konfiguration nur wenig von der Energie der Grundkonfiguration unterscheidet. Der vermeintliche Widerspruch findet jedoch seine Lösung darin, daß die tiefsten Zustände benachbarter Konfigurationen in höherer Näherung nicht unabhängig sind. Die guten Quantenzahlen Spin und Parität stimmen überein, während die Quantenzahlen, welche die Schalenzugehörigkeit der einzelnen Nukleonen bestimmen, bekanntlich keine sehr guten Quantenzahlen sind. Als wirklicher Grundzustand des Kernes wird deshalb jene Mischung von Konfigurationen auftreten, welche die tiefste Gesamtenergie des Kernes ergibt.

Solche Konfigurationsmischungen können die Lücke in der Niveauverteilung Fig. 4*b* erklären. Dies sei am Beispiel zweier Konfigurationen gezeigt, deren tiefste Zustände durch die Wellenfunktionen ψ_1 und ψ_2 dargestellt werden. Die entsprechenden Energien $E_1 = |\bar{\psi}_1 H_{11} \psi_2|$ und $E_2 = |\bar{\psi}_2 H_{22} \psi_2|$ sollen sich nur wenig unterscheiden. Daß die Zustände ψ_1 und ψ_2 nicht Eigenzustände des Kernes sind, äußert sich darin, daß das nicht diagonale Element H_{12} des Hamiltonoperators von null verschieden ist. Als Eigenzustände des Kernes

treten deshalb Linearkombinationen auf:

$$\psi_a = \alpha\psi_1 - \beta\psi_2\,, \qquad \psi_b = \beta\psi_1 + \alpha\psi_2 \qquad\qquad \alpha^2 + \beta^2 = 1\,.$$

Die Niveaudistanz $E_b - E_a$ ergibt sich daraus als Differenz der Eigenenergien (mit $E_{12} = |\bar{\psi}_1 H_{12}\psi_2| = |\bar{\psi}_2 H_{21}\psi_1|$).

$$\begin{aligned} E_b &= \beta^2 E_1 + \alpha^2 E_2 + 2\alpha\beta E_{12} \\ E_a &= \alpha^2 E_1 + \beta^2 E_2 - 2\alpha\beta E_{12} \\ E_b - E_a &= (\alpha^2 - \beta^2)(E_2 - E_1) + 2\alpha\beta\cdot 2E_{12} \end{aligned}$$

Da ψ_a und ψ_b Eigenzustände sein sollen, lassen sich α und β aus der Orthogonalitätsbedingung $|\psi_a H \psi_b| = 0$ bestimmen und einsetzen:

$$E_b - E_a = 2\cdot E_{12}\sqrt{1 + \left(\frac{E_2 - E_1}{2\cdot E_{12}}\right)^2} \geqslant 2\cdot E_{12}\,.$$

Zwei Zustände mit gleichem Spin und gleicher Parität können also nicht näher zusammenrücken als bis auf die Wechselwirkungsenergie $2E_{12}$.

Dieses Verhalten ist in Fig. 5 schematisch dargestellt. Von links nach rechts steigt die Energiedifferenz entsprechender Konfigurationen stetig von negativen Werten über null zu positiven Werten. Die obere Fig. 5*a* zeigt als Beispiel für ungerade Massenzahlen die Reihe Nb^{91} bis Nb^{97}. Darunter ist am $_{40}Zr$ als hypothetischem Beispiel mit den Konfigurationen ... $(2p^1/2)^2$ und ...$(1g^9/2)^2$ gezeigt, wie sich die Niveaudistanzen der *g*-*g*-Kerne in einem entsprechenden Fall verhalten. Wo die Energiedifferenz der benachbarten Konfigurationen gegen null geht, treten in ungeraden Kernen isomere Anregungszustände mit langer Lebensdauer auf, während in *g*-*g*-Kernen eine minimale Anregungsenergie $2\cdot E_{12}$ erhalten bleibt.

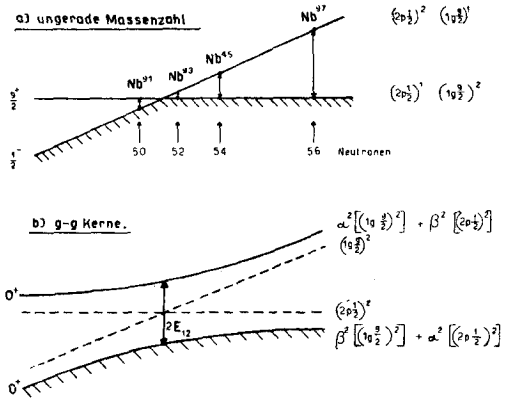

Fig. 5. – Schematische Darstellung der Wechselwirkung energetisch benachbarter Konfigurationen.

Anhand der Fig. 4*b* läßt sich nun auch etwas über die Größenordnung der Konfigurationswechselwirkung aussagen. Die Wechselwirkung muß nämlich mindestens so stark sein, daß sie die breite Lücke in der Niveauverteilung Fig. 4*b* erklärt. Die mit $A^{2/3}$ multiplizierten Niveaudistanzen sind dort alle

größer als 8 MeV. Die Wechselwirkungsenergie benachbarter Konfigurationen, $2 \cdot E_{12}$, muß also im allgemeinen größer sein als 8 MeV $\cdot A^{-2/3}$.

5·3. – Einfluß der Konfigurationsmischungen auf die Fläche der ersten Anregungsenergie.

Durch die Konfigurationsmischungen wird nun auch befriedigend erklärt, weshalb nicht jeder Schalenabschluß zu einem Sprung der ersten Anregungsenergie führt. Beim Auffüllen der meisten Schalen ergibt sich nämlich gar kein scharfer Abschluß, sondern wegen der Mischbarkeit benachbarter Konfigurationen erfolgen stetige Übergänge. Nur jene Schalenabschlüsse erscheinen als « magische » Zahlen, bei welchen die Energiedifferenz zur nächsthöheren Schale so groß ist, daß im Grundzustand die Beimischungen höherer Konfigurationen vernachläßigt werden dürfen [58].

Selbstverständlich bestehen ähnliche Konfigurationsmischungen auch in den angeregten Zuständen. Im ersten Anregungszustand werden diejenigen Konfigurationen relativ stärker vertreten sein, welche zu einer tieferen Lage des ersten 2^+-Zustandes Anlaß geben. Die frühere Aussage (Abschnitt 4·1), daß die erste Anregungsstufe der g-g-Kerne in der Regel der Grundkonfiguration angehöre, muß daher etwas abgeschwächt werden: Die tiefen Anregungszustände der g-g-Kerne gehören in der Regel bis auf kleine Änderungen der Mischverhältnisse derselben Konfigurationsmischung an wie der Grundzustand. Größere Abweichungen der Mischverhältnisse können bei höheren Anregungsenergien auftreten. Extreme Beispiele dafür sind etwa das Sr^{88} und das Pb^{208}, wo ohne Konfigurationsänderung überhaupt keine Anregung möglich wäre.

6. – Neutron-Proton-Resonanz.

6·1. – Tiefe 2^+ - Zustände der Protonen- und der Neutronenkonfiguration.

Bisher haben wir stets nur die Protonen- oder nur die Neutronenkonfiguration für sich allein betrachtet. Dies ist zulässig, wenn in einem Kern entweder alle Neutronen- oder alle Protonenschalen abgeschlossen sind. Die Mehrzahl der Kerne enthält jedoch gleichzeitig unabgeschlossene Protonen- und unabgeschlossene Neutronenschalen. In diesen Kernen sind grundsätzlich zwei verschiedene Arten der Anregung unterscheidbar. Ein tiefer Anregungszustand mit Spin zwei läßt sich nämlich einerseits bilden durch die Auf-

spaltung eines Protonenpaares, während die ganze Neutronenkonfiguration in ihrem Grundzustand bleibt. Solche Zustände werden wir im folgenden als « Protonenzustände » oder kurz P-Zustände bezeichnen; die zugehörigen Wellenfunktionen sollen den Index p tragen (ψ_p). Anderseits kann auch, während die Protonen im Grundzustand bleiben, die Anregung der Neutronen zu einem tiefen Zustand mit Spin zwei führen (N-Zustände, ψ_n).

Da mittlere und schwere Kerne stets mehr Neutronen als Protonen enthalten, gehören in diesen Kernen die anregbaren äußersten Neutronen höheren Schalen an als die anregbaren äußersten Protonen. Im letzten Kapitel wurde eine Konfigurationswechselwirkung über die Schalenunterschiede hinweg nachgewiesen. Auch eine Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen darf daher nicht zum vorneherein vernachlässigt werden.

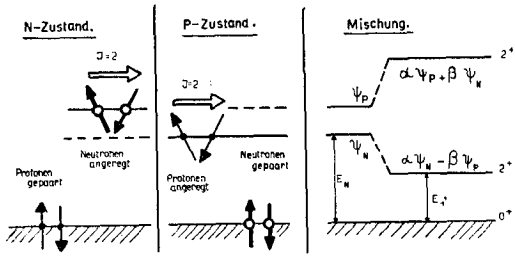

Fig. 6. – Definition der « P-Zustände » und der « N-Zustände » und Einfluß der P-N-Resonanz auf die Lage der ersten Anregungsstufe.

Insbesondere ist mit einer Resonanz zwischen den oben definierten P- und N-Zuständen zu rechnen, da Spin und Parität dieser Zustände (2^+) übereinstimmen und auch ihre Energien nicht sehr verschieden sind. (Beide Zustände liegen bei mittleren Kernen zwischen 1 MeV und ca. 2 MeV über dem Grundzustand, bei schweren Kernen liegen beide tiefer als 1 MeV).

Falls eine solche Resonanz tatsächlich vorhanden ist, so werden anstelle der nichtstationären Zustände ψ_p und ψ_n ihre Linearkonbinationen auftreten:

$$\psi_{\mathrm{I}} = \alpha\psi_n - \beta\psi_p; \qquad \psi_{\mathrm{II}} = \beta\psi_n + \beta\psi_p,$$

Zur Berechnung der resultierenden Zustände ψ_{I} und ψ_{II} gilt derselbe Formalismus wie für die Konfigurationsmischungen (vgl. Abschnitt 5·2). Die Energiedifferenz der resultierenden Resonanzzustände ist größer als die der fiktiven Ausgangszustände ψ_n und ψ_p. Da die mittlere Energie dabei jedoch dieselbe bleibt, rückt der tiefere der beiden Zustände infolge der Resonanz noch näher zum Grundzustand (Fig. 6). Die erste Anregungsenergie wird daher kleiner, wenn eine Wechselwirkung zwischen P- und N-Zuständen besteht.

6·2. – Nachweis der P-N-Resonanz aus der Verteilung der ersten Anregungsenergien.

Dieser Effekt ist, wie aus der Fig. 7 hervorgeht, tatsächlich vorhanden. Die rechte Hälfte der Figur zeigt die Verteilung der ersten Anregungsenergien derjenigen Kerne, bei welchen sicher reine P- oder reine N-Zustände vorliegen. Es sind dies einerseits die Kerne mit « magischer » Protonenzahl, in welchen die Anregung der tiefsten Stufe nur die Neutronenkonfiguration betrifft, und anderseits die Kerne mit « magischer » Neutronenzahl, wo allein die Protonen zum ersten Anregungszustand beitragen. In allen diesen Kernen ist die erste Anregungsenergie relativ hoch.

Viel tiefer liegen die ersten Anregungsenergien in der umfangreicheren Gruppe der Kerne, in welchen weder die Neutronen- noch die Protonenzahl « magisch » ist (Fig. 7, linke Hälfte). Dies beweist, daß die P-N-Wechselwirkung nicht zu vernachlässigen ist, und daß die ersten Anregunszustände der g-g-Kerne im allgemeinen durch eine gemeinsame Anregung der Protonen und der Neutronenstruktur erklärt werden müssen.

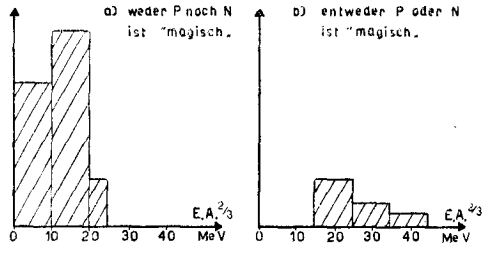

Fig. 7. – Verteilung der mit $A^{2/3}$ multiplizierten Anregungsenergien in zwei Gruppen von g-g-Kernen: *a*) in Kernen, in welchen P-N-Resonanz zu erwarten ist; *b*) in Kernen, in welchen nur reine P-Zustände oder reine N-Zustände auftreten können.

Der P-N-Wechselwirkung ist es zuzuschreiben, daß die erste Anregungsenergie ebenso von der Neutronenzahl wie von der Protonenzahl abhängt. Um diese doppelte Abhängigkeit nachzuweisen, haben wir in einer früheren kurzen Mitteilung [3] die Zerlegung der tiefsten Anregungsenergien in die Summe zweier Funktionen versucht, welche je nur von der Protonen- bzw. der Neutronenzahl abhängen sollte. Dadurch gelang in gewissen Bereichen eine überraschend gute Annäherung für die Fläche der ersten Anregungsenergie. Da diese Art der Beschreibung jedoch speziell in der Umgebung der magischen Zahlen versagt, soll sie hier durch eine detaillierte Untersuchung der P-N-Wechselwirkung zwischen den einzelnen Schalen ersetzt werden.

6·3. – P-N-Resonanz zwischen verschiedenen Schalen.

Die P-N-Resonanz wurde im vorigen Abschnitt aus der mittleren Verteilung der Anregungsenergien hergeleitet. Anhand der Fig. 1 P und 1 N sollen nun die Auswirkungen der P-N-Resonanz auch an einzelnen Beispielen untersucht

werden. Besonders ist darauf zu achten, zwischen welchen Schalen eine P-N-Wechselwirkung festgestellt werden kann. Das « periodische System » der Kerne wird dazu in einzelne Gebiete zerlegt (*):

$$a)\quad 20 \leqslant P \leqslant 28;\quad 20 \leqslant N \leqslant 28 \quad (1f^7/2)_P - (1f^7/2)_N\,.$$

Eine P-N-Wechselwirkung ist in erster Linie bei diesen leichten Kernen zu erwarten, wo die anregbaren äußersten Protonen und die anregbaren äußersten Neutronen derselben Schale angehören. Von dieser Art ist die Wechselwirkung im Gebiet der $(1f^7/2)$-Schale, wo die Mischzustände (22; 24) und (22; 26) fast nur halb so hoch liegen wie der reine P-Zustand (24; 28). (Fig. 1 N).

$$b)\quad 20 \leqslant P \leqslant 28;\quad 28 \leqslant N \leqslant 38 \quad (1f^7/2)_P - (1f^5/2;\, 2p^3/2)_N\,.$$

Im (28; 32) liegt ein reiner N-Zustand vor, welcher zeigt, daß die Konfiguration der 32 Neutronen allein eine relativ hohe Anregungsenergie benötigt. Der Zustand (26; 32) liegt dagegen fast um die Hälfte tiefer. Daran kann nicht allein die Konfiguration der 26 Protonen schuld sein; (24; 28) müßte nämlich sonst ebenso tief liegen. Die tiefe Lage des (26; 32) muß daher der Resonanz $(1f^7/2) - (1f^52;\, 2p^3/2)$: zugeschrieben werden. Beachtenswert ist, daß hier die Resonanz zwischen zwei verschiedenen Schalen Niveauverschiebungen von ungefähr der Größe ergibt wie die Resonanz innerhalb einer einzigen $(1f^7/2)_{P,N}$-Schale (vgl. Abschnitt a).

$$c)\quad 28 \leqslant P \leqslant 38;\quad 38 \leqslant N \leqslant 50 \quad (1f^5/2;\, 2p^3/2)_P - (1g^9/2)_N\,.$$

In diesem Gebiet läßt sich eine P-N-Resonanz nicht so sicher nachweisen. Einerseits liegen die reinen N-Zustände, der $(1f^5/2;\, 2p^3/2)_N$-Schale relativ hoch. Es sind dies die Zustände (28; 32), (28; 34) und (28; 36). Ebenso hoch liegen anderseits auch die Zustände (40; 52) und (42;52) in der $(1g^9/2)_N$-Schale. Wegen der Äquivalenz der Proton-Proton- und der Neutron-Neutron-Kräfte darf man vermutlich die Rollen der Neutronen und Protonen vertauschen: reine N-Zustände der $(1g^9/2)_N$-Schale und reine P-Zustände der $(1f^5/2;\, 2p^3/2)_P$-Schale liegen wahrscheinlich auch relativ hoch. Die tiefe Lage der Mischzustände (32; 40), (32; 42), (34; 40) und (34; 42) wäre dann wiederum auf die Resonanz zwischen den erwähnten Schalen zurückzuführen.

$$d)\quad 50 \leqslant P \leqslant 58;\quad 66 \leqslant N \leqslant 82 \quad (1g^7/2,\, 2d^5/2)_P - (1h^{11}/2;\, 2d^3/2)_N\,.$$

Die Abhängigkeit von der Protonenzahl und die Abhängigkeit von der Neutronenzahl überlagern sich in diesem Gebiet sehr deutlich. Wenn die

(*) Anstelle des oft wiederkehrenden Ausdruckes « die tiefste Anregungsenergie des Kernes mit x Protonen und y Neutronen » wird im folgenden die Abkürzung $(x; y)$ verwendet. Für die Resonanz zwischen der Anregung der Protonenschale (n, l, j) und der Anregung der Neutronenschale (n', l', j') setzen wir symbolisch $(n, l, j)_P - (n', l', j')_N$.

Neutronenzahl gegen 82 ansteigt, so wachsen auch die Anregungsenergien sehr stark (Fig. 1 N). Diesem Anstieg überlagert sich der starke Abfall der Anregungsenergie, wenn die Protonenzahl von der Schalengrenze 50 wegrückt (Fig. 1 P). Beide Einflüsse sind etwa gleich groß. Dies zeigt, daß die Anregung der Protonenkonfiguration und die Anregung der Neutronenkonfiguration im Mittel etwa gleichviel zu den ersten Anregungszuständen beitragen.

$$e)\quad 62 \leqslant P \leqslant 82;\quad 90 \leqslant N \leqslant 126\quad (1h^{11}/2;\, 2d^3/2)_P - (1h^9/2;\, 1i^{13}/2)_N\,.$$

Inder Reihe der stabilen Kerne werden die beiden Schalenabschlüsse bei $P = 82$ und bei $N = 126$ gleichzeitig erreicht. Unter den schweren Kernen finden sich deshalb kaum solche, bei denen wir zum vorneherein wissen, daß reine P- oder reine N-Zustande vorliegen, und wir können deshalb auch nicht die Energien vermutlicher Mischzustände mit den Energien reiner Zustände vergleichen.

Beim Anstieg der Anregungsenergien gegen $N = 126$ erkennt man in Fig. 1 N neben dem starken Einfluß der Neutronenzahl ebenso deutlich auch den Einfluß der Protonenzahl auf die Anregungsenergie. Auch schon vorher, im Gebiet der seltenen Erden, wo die Anregungsenergien sehr tief liegen und wo die Punkte in Fig. 1 P und 1 N nahezu auf einer einzigen Kurve liegen, zeigt sich doch die gleichzeitige Abhängigkeit von der Neutronen- und der Protonenzahl darin, daß alle die kurzen Kurvenstücke in Fig. 1 richtig nach ihrem Parameter geordnet sind.

$$f)\quad 82 = P;\qquad 126 = N\quad (1h^9/2;\, 2f^7/2;\, 1i^{13}/2)_P - (2g^9/2;\, 1i^{11}/2)_N\,.$$

Auch bei den schwersten Kernen sind in Fig. 1 P und in Fig. 1 N die Punkte und Kurvenstücke richtig nach ihren Parametern geordnet. Daraus ist wiederum auf eine Wechselwirkung der äußersten Protonen- und Neutronenschalen zu schließen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich die Wirkung der P-N-Resonanzen eindeutig nachweisen läßt. Die Resonanzenergien sind dabei von der Größenordnung der Anregungsenergien. Die P-N-Resonanz beschränkt sich nicht auf Protonen und Neutronen einer einzigen Schale; sie wirkt ebenso stark auch in Fällen, wo sich Neutronen und Protonen in verschiedenen Schalen des j-j-gekoppelten Modelles aufhalten. Beispiele dafür sind:

$$b)\quad (1f^7/2)_P \text{ —— } (1f^5/2;\, 2p^3/2)_N$$

$$c)\quad (1f^5/2;\, 2p^3/2)_P \text{ —— } (1g^9/2)_N$$

$$d)\quad (1g^7/2;\, 2d^5/2)_P \text{ —— } (1h^{11}/2;\, 2d^3/2)_N$$

$$e)\quad (1h^{11}/2;\, 2d^3/2)_P \text{ —— } (1h^9/2;\, 1i^{13}/2)_N$$

$$f)\quad (1h^9/2;\, 2f^7/2;\, 1i^{13}/2)_P \text{ —— } (2g^9/2;\, 1i^{11}/2)_N.$$

In allen diesen Beispielen können wir nicht exakt angeben, zwischen welchen Schalen die P-N-Wechselwirkung erfolgt. Da in der Regel verschiedene Konfigurationen gemischt auftreten (vgl. Kap. 5), können wir nur Schalengruppen nennen, zwischen welchen die Resonanz beobachtet wird. Außer im unsichern Beispiel *c*) sind in diesen Gruppen stets Paare von Schalen enthalten, welche sich nur durch die Spin-Bahn-Kopplung unterscheiden, während das Bahnmoment, und die radiale Knotenzahl in beiden Schalen gleich sind (diese Schalenpaare sind in der obigen Zusammenstellung jeweils unterstrichen). Es ist daher vorläufig nicht auszuschließen, daß nur diese Paare für die Proton-Neutron-Resonanz verantwortlich sind.

7. – Ergebnisse und Diskussion.

7·1. – Voraussage der tiefsten Anregungsenergie.

Die phaenomenologischen Regeln über die tiefste Anregungsenergie der g-g-Kerne haben sich bereits als Grundlage experimenteller Arbeiten bewährt (Kap. 3). Die Regeln ermöglichen es einerseits, anhand der Fig. 1 N und 1 P die Lage der ersten Anregungsstufe in bisher noch nicht untersuchten Kernen vorauszusagen. Anderseits bilden die Regeln auch einen wertvollen Anhaltspunkt zur Kontrolle gefundener Zerfallsschemata. Es kommt vor, daß im Experiment durch unglückliche Zufälle falsche Zusammenhänge vorgetäuscht werden, indem etwa die Halbwertszeiten zweier Aktivitäten nahezu gleich sind (Sn^{120} und Sn^{116}, Cl^{33} und Cl^{34}, Tc^{92} und Tc^{93*}), oder es gibt Fälle, wo eine entscheidende Linie eines Spektrums von einer benachbarten intensiveren Linie überstrahlt wird (Hg^{196}). In solchen Fällen können die zusätzlichen Kriterien, welche eine Systematik der ersten Anregungszustände bietet, zur Aufdekkung allfälliger Fehler beitragen und den Weg zu einem zweckmäßigeren experimentellen Vorgehen weisen.

7·2. – Konfigurationsmischungen.

Über die phaenomenologischen Regeln hinaus erhält man allgemeinere Ergebnisse durch die konsequente Anwendung des Schalenmodells auf die tiefsten Anregungszustände. Das Fehlen tiefliegender Isomere und der glatte Verlauf der Fläche für die tiefste Anregungsenergie beweisen eine starke Konfigurationswechselwirkung (Kap. 5). Diese beschränkt sich nicht auf Teilchen mit gleichem Isotopenspin; die Wechselwirkung ist ebenso wirksam zwischen

der letzten ungefüllten Neutronenschale und der letzten ungefüllten Protonenschale (Kap. 6).

Für die Größe der Wechselwirkungsenergie benachbarter Konfigurationen fanden wir im Abschnitt 5.2 die untere Grenze 8 MeV$\cdot A^{2/3}$. Verglichen mit der Schalenenergie der zuletzt eingebauten Nukleonen ist dies eine kleine Störung. Nach JENSEN [57] beträgt beispielsweise die Energie einzelner Nukleonen in der $(1g^9/2)$-Schale ca. 400 MeV$\cdot A^{2/3}$.

Die Wechselwirkungsenergie ist jedoch groß genug, um in Einzelfällen nicht nur die Niveaudistanzen sondern gar die Niveaufolge entscheidend zu beeinflussen. Die gefundene untere Grenze der Wechselwirkungsenergie 8 MeV$\cdot$ $\cdot A^{-2/3}$ bedeutet nämlich in mittleren Kernen 500 bis 1 000 keV. Die Wechselwirkungsenergie ist damit von derselben Größenordnung wie die beobachteten Niveaudistanzen.

Beispiele einer Vertauschung der Niveaufolge sind auch bei den Kernen mit ungerader Massenzahl bekannt. So tritt im $_{11}Na^{23}$ mit der Protoneknonfiguration $(d^5/2)^3$ im Grundzustand nicht der Spin 5/2 sondern der Spin 3/2 auf. Wegen der Mischbarkeit mit dem tiefsten Zustand der nächsthöheren Konfiguration $(d^5/2)^2(d^3/2)^1$ wird nämlich in der Grundkonfiguration der Zustand mit dem Spin 3/2 energetisch bevorzugt [32]. Ebenso ist der Grundzustand des $_{25}Mn^{55}$ mit dem Ausnahmespin 5/2 durch die Mischung der Konfigurationen $(f^7/2)^5$ und $(f^7/2)^1(f^5/2)^1$ zu erklären. Ganz analog ist auch die überraschend tiefe Lage der $(1g^9/2)^{3,5,7}$-Zustände mit Spin 7/2 zu verstehen. Die Versuche, in solchen Fällen aus den beobachteten Niveaudistanzen Schlüsse auf die Reichweite der Kernkräfte zu ziehen [45, 59] müssen deshalb scheitern, solange die Konfigurationswechselwirkung dabei vernachläßigt wird.

7·3. – Konfigurationsmischungen und Matrixelemente.

Die Berücksichtigung der Konfigurations-Wechselwirkung bedeutet eine beträchtliche Komplikation für die Anwendungen des Schalenmodells. Da jedoch nur energetisch benachbarte Konfigurationen wesentlich zu Mischungen beitragen, kann man für jeden Kern auf Grund des Schalenmodells die Anzahl der in Betracht fallenden Konfigurationen schon stark einschränken. Grundsätzlich besteht dann weiter die Möglichkeit, aus beobachteten β- oder γ-Matrixelementen auf die Mischverhältnisse der Konfigurationen zu schließen. Bereits haben SUNYAR und GOLDHABER [60] in einem einzelnen Fall, nämlich für den ersten Anregungszustand des Rb^{85}, das Mischverhältnis zweier Konfigurationen aus den ft-Werten bestimmt. Es ist zu hoffen, daß es durch den systematischen Vergleich empirischer Matrixelemente einmal gelingen wird, die Konfigurationsmischungen in ganzen Reihen benachbarter Kerne zu bestimmen.

Bisher kann jedoch die genaue Konfiguration nur in wenigen Ausnahmefällen angegeben werden. Besonders in den schwersten Kernen, wo die Mischmöglichkeiten am zahlreichsten sind, scheint deshalb ein kollektives Modell zur Beschreibung höherer Anregungszustände vorläufig am besten geeignet [50].

Zum Schlusse möchte ich Herrn Prof. Dr. P. PREISWERK für sein stetiges Interesse an dieser Arbeit und für zahlreiche fördernde Diskussionen herzlichen Dank aussprechen.

LITERATUR

[1] M. GOEPPERT-MAYER: *Phys. Rev.*, **75**, 1969 (1949).
[2] R. D. HILL: *Phys. Rev.*, **79**, 1021 (1950).
[3] P. STÄHELIN und P. PREISWERK: *Helv. Phys. Acta*, **24**, 623 (1951).
P. PREISWERK und P. STÄHELIN: *Physica*, **18**, 1118 (1952).
[4] G. SCHARFF-GOLDHABER: *Phys. Rev.*, **87**, 218 (1952); *Physica*, **18**, 1105 (1952); *Phys. Rev.* **90**, 587 (1953).
[5] M. GOLDHABER, E. DER MATEOSIAN, G. SCHARFF-GOLDHABER und A. W. SUNYAR: *Phys. Rev.*, **83**, 661 (1951).
[6] M. GOLDHABER und A. W. SUNYAR: *Phys. Rev.*, **83**, 906 (1051).
[7] G. SCHARFF-GOLDHABER: *Physica*, **18**, 1105 (1952).
[8] J. M. HOLLANDER, J. PERLMANN, G. T. SEABORG: *UCRL*, Report 1928 (University of California, Radiation Laboratory, (1952).
[9] F. AJZENBERG und T. LAURITSEN: *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 321 (1952).
[10] D. E. ALBURGER und E. M. HAFNER: *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 373 (1950).
[11] *Nuclear Data, National Bureau of Standards Ciruclar* 499 plus drei Supplemente (1950-51).
[12] J. C. BOWE, M. GOLDHABER, R. D. HILL, W. E. MEYERHOF und O. SALA: *Phys. Rev.*, **73**, 1219 (1948).
[13] C. M. HUDDLESTON und A. C. G. MITCHELL: *Phys. Rev.*, **88**, 1350 (1952).
[14] P. PREISWERK und P. STÄHELIN: *Helv. Phys. Acta*, **24**, 300 (1951).
[15] H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER: *Helv. Phys. Acta*, **23**, 299 (1950).
[16] D. N. KUNDU und M. L. POOL: *Phys. Rev.*, **74**, 1775 (1948).
[17] D. MAEDER und P. PREISWERK: *Helv. Phys. Acta* **24**, 625 (1951).
[18] M. GOODRICH und E. C. CAMPBELL: *Phys. Rev.*, **85**, 742 (1952).
[19] R. H. NUSSBAUM: demnächst in *Physica*.
[20] W. A. THORNTON, E. DER MATEOSIAN, H. T. MOTZ und M. GOLDHABER: *Phys. Rev.*, **86**, 604 (1952).
[21] R. W. PRINGLE, S. STANDIL, H. W. TAYLOR und G. FRAYER: *Phys. Rev.*, **84**, 1066 (1952).

[22] C. T. HIBDON und C. O. MUELHAUSE: *Phys. Rev.*, **88**, 943 (1952).
[23] R. KATZ und M. R. LEE: *Phys. Rev.*, **85**, 1038 (1952).
[24] T. C. CHU: *Phys. Rev.*, **79**, 582 (1950).
[25] J. M. CORK, J. M. LEBLANC, A. E. STODDARD, W. J. CHILDS, C. E. BRANYAN und D. W. MARTIN: *Phys. Rev.*, **82**, 258 (1951).
[26] P. STÄHELIN: *Phys. Rev.*, **87**, 374 (1952).
[27] S. ROSENBLUM, M. VALDARES und M. GUILLOT: *Compt. Rend. Paris*, **234**, 1767 (1952).
[28] D. C. DUNLAVEY und T. SEABORG: *Phys. Rev.*, **87**, 165 (1952).
[29] L. RUBY und J. R. RICHARDSON: *Phys. Rev.*, **83**, 698 (1951).
[30] D. MAEDER und V. WINTERSTEIGER: *Phys. Rev.*, **87**, 537 (1952) und *Physica*, **18**, 1147 (1952).
[31] M. E. ROSE G. H. GOERTZEL B. J. SPINRAD, J. HARR und P. STRONG: *Phys. Rev.*, **83**, 79 (1951).
[32] B. H. FLOWERS: *Proc. Roy. Soc.*, A **212**, 248 (1952); A **215**, 398 (1952); *Phys. Rev.*, **86**, 254 (1952); *Physica*, **18**, 1101 (1952).
[33] F. J. BOLEY und D. J. ZAFFARANO: *Phys. Rev.*, **84**, 1059 (1951).
[34] J. B. HOAG: *Phys. Rev.*, **57**, 937 (1940).
[35] A. D. SCHELLBERG, M. B. SAMPSON und A. C. G. MITCHELL: *Rev. Scient. Instr.*, **19**, 458 (1948),
[36] G. E. VALLEY und R. L. MACCREARY: *Phys. Rev.*, **56**, 863 (1939).
[37] P. MARMIER und P. PREISWERK: unveröffentlicht.
[38] H. T. ESTERDAY und H. A. MEDICUS: *Phys. Rev.*, **89**, 752 (1953).
[39] M. L. POOL und J. E. EDWARDS: *Phys. Rev.*, **67**, 60 (1945).
[40] D. N. KUNDU und M. L. POOL: *Phys. Rev.*, **71**, 140 (1947).
[41] G. M. TEMMER: *Phys. Rev.*, **76**, 424 (1949).
[42] J. P. BLASER, F. BOEHM und P. MARMIER: *Helv. Phys. Acta*, **23**, 623 (1950).
[43] J. P. BLASER, F. BOEHM, P. MARMIER und P. SCHERRER: *Helv. Phys. Acta*, **24**, 441 (1951).
[44] H. SLÄTIS, S. J. DUTOIT und K. SIEGBAHN: *Phys. Rev.*, **78**, 498 (1950).
[45] D. KURATH: *Phys. Rev.*, **80**, 98 (1950).
[46] R. M. STEFFEN, O. HUBER und F. HUMBEL: *Helv. Phys. Acta*, **22**, 167 (1949).
[47] O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und A. DESHALIT: *Helv. Phys. Acta*, **25**, 3 (1952).
[48] F. ASARO und J. PERLMANN: *Phys. Rev.*, **87**, 393 (1952).
[49] A. H. WAPSTRA: *Dissertation, Univ. Amsterdam* (1953).
[50] A. BOHR und B. R. MOTTELSON: *Phys. Rev.*, **89**, 316 (1953) und *Phys. Rev.*, **90**, 717 (1953).
[51] P. MACKLIN, L. LIDOFSKY und C. S. WU: *Phys. Rev.*, **78**, 391 (1952).
[52] M. GOLDHABER und R. D. HILL: *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 179 (1952).
[53] K. GEIGER: *Zeits. f. Naturforschung*, **5a**, 401 (1950).
[54] H. J. MAEHLY und P. STÄHELIN: *Helv. Phys. Acta*, **25**, 624 (1952).
[55] B. H. FLOWERS: *Proc. Roy. Soc.*, A **210**, 497 (1952).
[56] J. A. HARWEY: *Phys. Rev.*, **81**, 353 (1951).
[57] O. HAXEL, J. H. JENSEN und H. E. SUESS: *Erg. exakt. Natwiss.*, **26**, 265 (1952).
[58] L. W. NORDHEIM: *Phys. Rev.*, **75**, 1894 (1949).
[59] J. TALMI: *Helv. Phys. Acta*, **25**, 185 (1952).
[60] A. W. SUNYAR, J. W. MIHELICH, G. SCHARFF-GOLDHABER und M. GOLDHABER: *Phys. Rev.*, **86**, 1023 (1952).

RIASSUNTO (*)

L'introduzione si richiama a precedenti brevi comunicazioni sul primo stato eccitato dei nuclei pari (Cap. **1**). Un breve esame mostra che la più bassa energia di eccitazione dei nuclei pari-pari è una funzione continua del numero dei neutroni e dei protoni. In serie di nuclei vicini l'energia di eccitazione cresce se il numero dei protoni o dei neutroni si avvicina al prossimo numero magico (Cap. **2**). Sono stati riesaminati sperimentalmente alcuni nuclei che sembravano disobbedire a questa regola ed in ogni caso i nuovi risultati ottenuti confermano la regola (Cap. **3**). La radiazione di 145 keV che accompagna la trasformazione di Cl^{34} in S^{34} [29] è dovuta a una transizione isomerica (M 3) tra lo stato 33-min noto e lo stato fondamentale di Cl^{34}, il cui semiperiodo è 1,45 s. Una transizione $0^+ \rightarrow 0^+$ con valore ft di 2 700 s porta direttamente allo stato fondamentale dell'S^{34} (**3·2**). Due differenti isotopi dell'antimonio, Sb^{120} e Sb^{116} hanno semiperiodi indistinguibili di (16 ± 2) min. Il livello a 1.3 MeV che precedentemente si attribuisce all'Sb^{120} [42] appartiene allo Sn^{116}. L'attività di 60 min con emissione γ di 0,70 MeV [41] deve probabilmente essere riassegnata al numero di massa 115 (invece del 116) (**3·10**). Nel Hg^{196} non si è potuto confermare la radiazione γ di 175 keV riportata [46] e si è trovato una nuova riga corrispondente a un primo livello a 426 keV, che si accorda con le nostre regole (**3·13**). Ulteriori esperimenti sono stati eseguiti con Mo^{96}, Zr^{92}, e Mo^{92}. La dipendenza della più bassa energia d'eccitazione dal numero dei neutroni e dei protoni è interpretata in termini del modello a strati (Cap. **4**). Si dimostra che si deve ammettere una forte interazione fra le configurazioni (Cap. **5**) e che in generale il primo stato eccitato è dovuto a una eccitazione simultanea della struttura neutronica e protonica (Cap. **6**).

(*) *Traduzione a cura della Redazione.*

LEBENSLAUF

Am 13. Mai 1924 wurde ich in Frauenfeld geboren. Im Aargau besuchte ich nacheinander die Primarschule in Rüfenach, die Bezirksschule in Brugg und das Kantonale Gymnasium in Aarau, wo ich im Frühling 1944 die Maturitätsprüfung (Typus A) bestanden habe.

Mein Studium an der Eidgenössischen Technischen Hochschule konnte ich wegen Militärdienstes erst im folgenden Jahre antreten. Zu Beginn des Sommersemesters 1950 erwarb ich mir an der Abteilung für Mathematik und Physik das Diplom eines Physikers. Seither bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der E.T.H. tätig.

Dem Leiter dieses Institutes, meinem verehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. P. Scherrer bin ich für seine wertvolle Unterstützung und für sein förderndes Interesse an meiner Arbeit zu großem Dank verpflichtet.