Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 26 (1953)
Heft: VI

Artikel: Die O+-Zustände der (4n+2)-Kerne
Autor: Stähelin, P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112433

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 12.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Die 0^+-Zustände der $(4n+2)$-Kerne

von **P. Stähelin,** (ETH., Zürich).

(15. IX. 1953.)

(Eine *Zusammenfassung* dieses Aufsatzes findet sich im gleichen Heft der Helv. Phys. Acta, Seite 601 (Tagungsbericht der S.S.P.))

In einer früheren Arbeit[1]) wurde gezeigt, dass das Cl^{34} ein Isomer besitzt, das den Spin Null und gerade Parität aufweist, das durch Positronenemission mit $\log ft$ — Wert $3{,}47 \pm 0{,}06$ direkt in den Grundzustand eines der benachbarten g-g-Kerne zerfällt und dessen Zerfallsenergie gerade der Abnahme der Coulombenergie[2]) entspricht. Wir haben nun auch in denjenigen Kernen, welche sich vom Cl^{34} um ein oder mehrere α-Teilchen unterscheiden, nach Kernzuständen mit ähnlichen Eigenschaften gesucht*).

${}_{19}K^{38}_{19}$. Vom bekannten 7,7-min-K^{38} führt ein 2,8-MeV-Positronenspektrum auf den angeregten 2,15-MeV-Zustand des A^{38} [3]). Neben dem 7,7-min-K^{38} tritt bei der Bestrahlung von Kalium mit der Bremsstrahlung des Betatrons noch eine sehr intensive kurzlebige Aktivität auf. Als deren Halbwertszeit haben wir $(0{,}95 \pm 0{,}03)$ sec gefunden. Die Wirkungsquerschnitte zur Bildung beider Aktivitäten sind ungefähr gleich. Dies gilt bei allen verwendeten Betatronenergien von 16,5 bis zu 31 MeV. Wir schliessen daraus, dass das kurzlebige Isotop ein Isomer des K^{38} aus der Reaktion $K^{39}(\gamma, n)K^{38}$ ist. Im Glauben, es handle sich um das K^{37}, haben schon früher Boley und Zaffarano[4]) dieses Isomer untersucht und als Maximalenergie seiner β^+-Strahlung $(4{,}57 \pm 0{,}13)$ MeV gefunden. Aus den Zerfallsenergien der beiden Isomere lässt sich somit ihre Energiedifferenz abschätzen: Das 7,7-min-Isomer liegt um $(0{,}38 \pm 0{,}3)$ MeV über dem 0,95-sec-Grundzustand. Wenn man den sehr unwahrscheinlichen Fall, dass die Energiedifferenz nur einige keV betragen könnte, ausschliesst, so kann man nach den Formeln von Weisskopf[5]) aus der Existenz der beiden Isomere auf eine Spindifferenz von mindestens drei Einheiten schliessen.

Das 7,7-min-Isomer kann höchstens den Spin Drei haben, da eine erlaubte β^+-Umwandlung auf den 2^+-Zustand des A^{38} führt. Dem

*) Die Untersuchungen wurden zum grössten Teil am Betatron des Kantonsspitals ausgeführt. Den Herren Dr. G. Joyet und W. Mauderli im Isotopenlabor des Kantonsspitals danken wir für ihr grosses Entgegenkommen.

kurzlebigen Isomer müssen wir daher den Spin Null zuordnen. Der log*ft*-Wert (3,35 ± 0,07) ist ungefähr derselbe wie im Cl^{34}, und die Zerfallsenergie 5,6 MeV entspricht ebenfalls der berechneten Coulombenergie.

$_{17}Cl^{34}_{17}$. Mit der neuen Apparatur, welche zur Untersuchung des K^{38} gebaut worden war, konnte auch die Halbwertszeit des Cl^{34} genauer bestimmt werden. Sie beträgt (1,58 ± 0,05) sec. (Der etwas zu kleine ältere Wert[1]) ist auf einen systematischen Fehler bei der Totzeitkorrektur der Geiger-Zähler zurückzuführen. Für die neueren Messungen wurde ein Anthrazenkristall benützt, und es wurde ein neuer Impulsverteiler verwendet, welcher an Stelle von Druckkontakten präziser arbeitende Schleifkontakte besitzt.) Der log*ft*-Wert erhöht sich dadurch von 3,43 auf 3,47 ± 0,06.

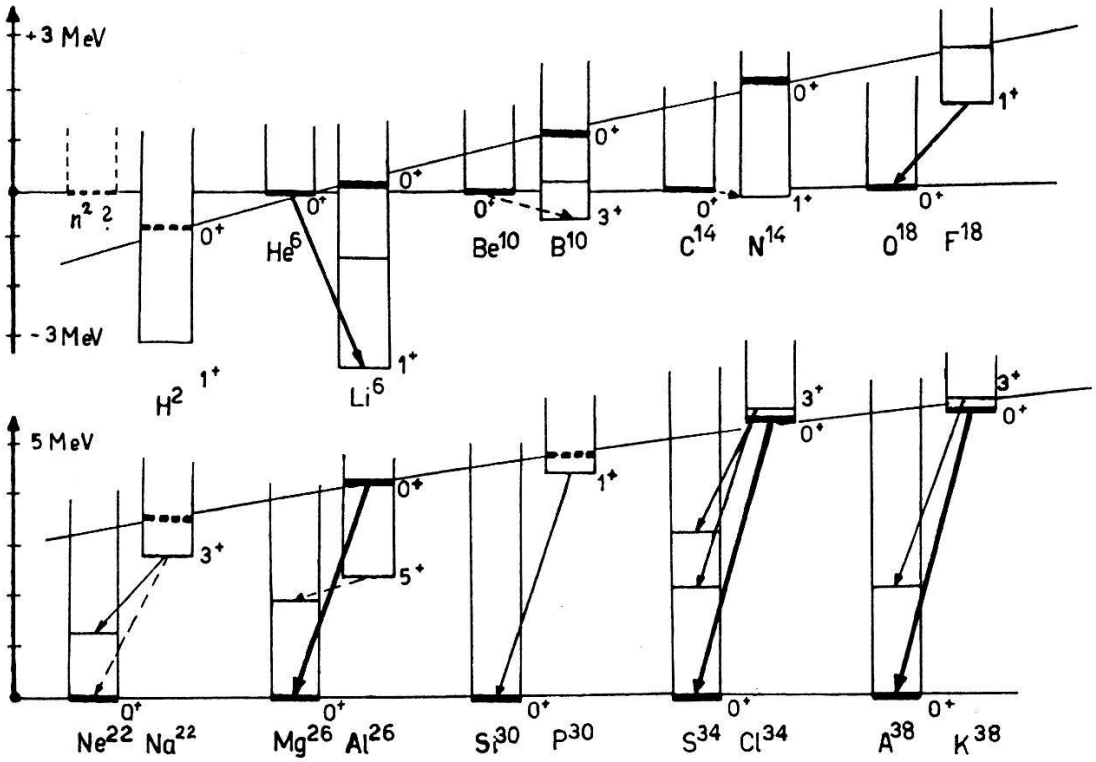

Fig. 1.

Energie der Zustände mit $T = 1$ und $I = 0$ in Kernen mit $A = 4\,n + 2$.

$_{15}P^{30}_{15}$. Bei der Bestrahlung von Phosphor am 30-MeV-Betatron fanden wir nur die bekannte (2,5 ± 0,1)-min-Aktivität des P^{30}. Auch nach kurzer Bestrahlungsdauer von ca. 5 sec sind die Anteile kurzlebiger Aktivitäten schon 1 sec nach Bestrahlungsende kleiner als 2%. Ausser der Vernichtungsstrahlung der 2,5-min-Positronen konnten wir im Szintillationsspektrometer keine γ-Strahlung beobachten[6]). Der P^{30} muss daher bei der Positronenemission direkt

den Grundzustand des Si^{30} erreichen. Die Zerfallsenergie (4,4 ± 0,2) MeV, welche aus der Positronenenergie[7]) und aus den Kernreaktionen[8]) bestimmt worden ist, ist kleiner als es der Coulombenergie des P^{30} entspräche. Dieser Umstand sowie der grosse log*ft*-Wert 5,0 schliessen eine Identifikation des Grundzustandes mit dem gesuchten 0^+-Zustand aus, und wir haben dem Grundzustand daher den Spin Eins zuzuordnen. Der 0^+-Zustand, der um (0,4 ± 0,2) MeV über dem Grundzustand liegen sollte, hat dann nach der Formel von WEISSKOPF[5]) eine Lebensdauer von der Grössenordnung 10^{-10} sec. Es ist somit verständlich, dass bei unserm Experiment gar kein 0^+-Isomer gefunden wurde.

${}_{13}Al^{26}_{13}$. Ausser der Vernichtungsstrahlung der 6,3-sec-Positronen haben wir im Al^{26} keine γ-Strahlung gefunden[6]). Das Al^{26} muss sich daher direkt in den Grundzustand des Folgekerns Mg^{26} umwandeln. Über die Zerfallsenergie liegen folgende Angaben vor: Die Reaktion Mg^{25} (*d*, *n*) liefert den Wert (4,5 ± 0,1) MeV[1]), die Absorption des β-Spektrums (4,4 ± 0,5) MeV[10])*) und die Untersuchung des β-Spektrums in der Wilsonkammer (4,0 ± 0,2) MeV[12]). Wir schliessen aus diesen Daten auf eine Energiedifferenz (4,3 ± 0,3) MeV zwischen dem 6,3-sec-Al^{26} und dem Mg^{26}. Dieser Betrag entspricht dem Unterschied der Coulombenergien, und der log*ft*-Wert 3,52 ± 0,10 ist derselbe wie derjenige des Cl^{34}. Dass zudem der Spin des 6,3-sec-Zustandes Null ist, wird im nächsten Abschnitt gezeigt werden. Damit weist das 6,3-sec-Isomer des Al^{26} alle erforderlichen Eigenschaften auf, dass wir es mit dem gesuchten 0^+-Zustand identifizieren können.

Der Grundzustand des Al^{26} liegt nach SWANN[9]) um 2 MeV tiefer. Da die Intensität des isomeren Überganges vom 6,3-sec-Zustand her sehr klein ist[6]), muss die Spindifferenz mindestens fünf Einheiten betragen. Weil sich nach dem Schalenmodell ein höherer Spin als fünf ausschliessen lässt, folgt daraus der Spin Null für das 6,3-sec-Isomer und der Spin Fünf für den Grundzustand. Es ist anzunehmen, dass dieser durch Elektroneneinfang auf das 1,83-MeV-Niveau des Mg^{26} hin zerfällt. Dieser Elektroneneinfang mit $\Delta J = 3$ ohne Paritätswechsel ist im selben Grade verboten, wie die Umwandlung des Be^{10} (log*ft* = 13,7) oder des Cl^{36} (log*ft* = 13,5). Ein log*ft*-Wert 13,6 führt im Al^{26} auf eine Halbwertszeit von ca. 10^8 Jahren. Unglücklicherweise ist diese Halbwertszeit einerseits zu kurz, als dass heute noch natürliches Al^{26} existieren könnte (?), und anderseits ist sie

*) Anmerkung: Die Maximalenergie 2,8 MeV des β-Spektrums[11])[7]) bezieht sich jedenfalls nicht auf das Al^{26}, sondern auf das Al^{25}.

zu lang, als dass man zur Untersuchung genügend starke Quellen künstlich herstellen könnte.

$_{11}Na^{22}_{11}$. Ungefähr 0,7 MeV über dem bekannten Grundzustand des Na^{22} ist der 0^+-Zustand zu erwarten. Seine Halbwertszeit sollte, falls kein weiterer Zustand dazwischenliegt, ca. 10^{-2} sec betragen und damit experimentell nachweisbar sein[6]).

$_9F^{18}_9$. Der bekannte Grundzustand des F^{18} liegt zu tief, als dass er der gesuchte 0^+-Zustand sein könnte, da dessen Energie um $(1{,}0 \pm 0{,}1)$ MeV grösser sein muss. Aus der erlaubten β-Umwandlung folgt daher der Spin eins des Grundzustandes. Ein erster Anregungszustand bei $(1{,}05 \pm 0{,}03)$ MeV tritt bei der Reaktion $Ne^{20}(d, \alpha)F^{18}$ auf. Trotzdem die Energien übereinstimmen, ist es fraglich, ob dies der Zustand mit dem Spin Null und dem Isotopenspin $T = 1$ ist. Eine Reaktion $Ne^{20}(d, \alpha)$ kann nämlich, wenn der Formalismus des Isotopenspins streng gilt, nur auf Zustände mit dem Isotopenspin Null führen. Es ist jedoch unsicher, ob auch für die hochangeregten Zwischenzustände dieser Kernreaktion der Isotopenspin noch in dem Sinne eine gute Quantenzahl ist, dass jeder Zustand eindeutig einen bestimmten Isotopenspin besitzt. Nur wenn diese Voraussetzung nicht erfüllt ist, kann der gefundene 1,05-MeV-Zustand mit dem zweifellos vorhandenen $(T = 1)$-Zustand identisch sein. Es wäre deshalb sehr aufschlussreich, wenn durch weitere Experimente festgestellt werden könnte, ob im F^{18} bei der Anregungsenergie 1 MeV zwei verschiedene Zustände auftreten.

$_7N^{14}_7$, $_5B^{10}_5$, $_3Li^6_3$. Die Schemata dieser Kerne sind schon von Ajzenberg und Lauritsen[14]) diskutiert worden und konnten hier unverändert von diesen Autoren übernommen werden.

Die Ergebnisse sind in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt (vgl. auch Fig. dazu). Der Zustand mit dem Isotopenspin $T = 1$ und dem Kernspin $J = 0$ ist damit ausser in den bekannten Beispielen Li^6, B^{10} und N^{14} auch im Al^{26}, Cl^{34} und K^{38} nachgewiesen. In allen Fällen entspricht die Zerfallsenergie der Coulombenergie des Kernes. Dies bestätigt einerseits die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte, und andererseits folgt daraus überraschend, dass sich die Coulombkräfte in den tiefsten Kernzuständen mindestens bis zur Massenzahl $A = 40$ als kleine Störung betrachten lassen. Man darf deshalb nicht nur bei den leichtesten Kernen, sondern auch in diesem erweiterten Bereich mit dem Isotopenspin operieren. Insbesondere darf man den Isotopenspin auch auf die tiefsten Zustände derjenigen $(A = 4n + 2)$-Kerne anwenden, in welchen

Tabelle.

Energie und Spin der leichten Kerne mit $N = Z = 2n + 1$: Der Vergleichskern, auf welchen die Massendifferenzen ΔM bezogen sind, ist in der zweiten Kolonne aufgeführt. $A^{1/3} \cdot r_0$ ist der Kernradius, welcher sich aus der Massendifferenz nach der Formel von BETHE[2]) ergibt. Interpolierte Werte, welche sich auf experimentell nicht beobachtete Kernzustände beziehen, sind in Klammern gesetzt.

		Tiefster ($T = 1$)-Zustand					Tiefster ($T = 0$)-Zustand			
		$\Delta M \cdot \mathrm{MeV}^{-1}$	$r_0 \cdot 10^{13}\ \mathrm{cm}^{-1}$	$\log ft$	T	J	$\Delta M \cdot \mathrm{MeV}^{-1}$	$\log ft$	T	J
Li^6	He^6	0,1 ± 0,1	2,16 ± 0,10	—	1	0	−3,50 ± 0,05	2,91	0	1
B^{10}	Be^{10} C^{10}	1,18 ± 0,01 −2,2 ± 0,1	1,64 ± 0,01 1,35 ± 0,05	— 3,31 ± 0,15	1	0	−0,556 ± 0,003	13,7	0	3
N^{14}	C^{14} O^{14}	2,155 ± 0,013 −2,8 ± 0,1	1,46 ± 0,01 1,40 ± 0,04	— 3,52 ± 0,10	1	0	−0,155 ± 0,001	9,0	0	1
F^{18}	O^{18}	2,72 ± 0,03	1,50 ± 0,02	—	?	?	+1,67 ± 0,01	3,6	0	1
Na^{22}	Ne^{22}	⟨3,54⟩	⟨1,43⟩	—	⟨1⟩	⟨0⟩	2,84 ± 0,01	~ 14	0	3
Al^{26}	Mg^{26}	4,3 ± 0,3	1,38 ± 0,08	3,52 ± 0,10	1	0	2,5 ± 0,1	—	0	5
P^{30}	Si^{30}	⟨4,67⟩	⟨1,43⟩	—	⟨1⟩	⟨0⟩	4,4 ± 0,2	5,0	0	1
Cl^{34}	S^{34}	5,47 ± 0,11	1,37 ± 0,03	3,47 ± 0,06	1	0	5,61 ± 0,12	> 7,5	0	3
K^{38}	A^{38}	5,59 ± 0,13	1,45 ± 0,04	3,35 ± 0,07	1	0	5,98 ± 0,2	> 7,5	0	3

bisher noch kein ($T=1$)-Zustand experimentell nachgewiesen worden ist. Es gelingt dadurch, in allen noch zweifelhaften Fällen den Spin und den Isotopenspin des Grundzustandes festzulegen (siehe Tabelle). Ausser im Cl^{34} und wahrscheinlich im K^{38} besitzen alle leichten Kerne ($A \leqslant 40$) mit gleicher Protonen- und Neutronenzahl im Grundzustand den Isotopenspin Null.

Literatur.

1) W. Arber und P. Stähelin, Helv. Phys. Acta **26**, 433, 584 (1953); P. Stähelin und P. Preiswerk, Nuovo Cimento **10**, 1219 (1953).
2) H. A. Bethe, Phys. Rev. **54**, 436 (1938).
3) D. Green und J. R. Richardson, Phys. Rev. **83**, 891 (1951).
4) F. J. Boley und D. J. Zaffarano, Phys. Rev. **84**, 1059 (1951).
5) J. M. Blatt und V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, New York 1953 (S. 627).
6) D. Maeder und P. Stähelin, ein ausführlicher Bericht soll in den Helv. Phys. Acta erscheinen.
7) J. M. Hollander, J. Perlman und G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys. **25**, 484 (1953).
8) D. E. Alburger und E. M. Hafner, Rev. Mod. Phys. **22**, 373 (1950).
9) C. P. Swann, C. E. Mandeville und W. P. Whitehead, Phys. Rev. **79**, 598 (1950).
10) E. Bleuler und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **19**, 375 (1946).
11) H. R. Allan und C. R. Wilkinson, Proc. Roy. Soc. (London) **194A**, 131 (1948).
12) M. G. White, L. A. Delsasso, J. G. Fox und E. C. Creutz, Phys. Rev. **56**, 512 (1939).
13) R. Middleton und C. T. Tai, Proc. Phys. Soc. (London) **64A**, 801 (1951).
14) F. Ajzenberg und T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. **24**, 321 (1952).