

## Das Schalenmodell des Atomkerns

Nobel-Vortrag am 12. Dezember 1963 [\*]

VON PROF. DR. MARIA GOEPPERT MAYER

DEPARTMENT OF PHYSICS, SCHOOL OF SCIENCE AND ENGINEERING,  
UNIVERSITY OF CALIFORNIA, SAN DIEGO, LA JOLLA, CALIF. (USA)

### 1. Modelle

Es gibt im wesentlichen zwei Wege, auf denen Physiker gegenwärtig zu einem widerspruchsfreien Bild des Atomkerns zu kommen versuchen. Der erste, grundlegende Weg besteht im Studium der Elementarteilchen, ihrer Eigenschaften und verschiedenen Wechselwirkungen. Damit hofft man, die Kernkräfte kennenzulernen. Wenn die Kernkräfte bekannt sind, kann man im Prinzip die Eigenschaften der einzelnen komplexen Kerne herleiten. Erst dann wird sich mit Recht behaupten lassen, die Kernstruktur sei vollständig verstanden.

In den letzten Jahren wurden bemerkenswerte Fortschritte in dieser Richtung gemacht. *Brueckner* [1], *Bethe* [2] und andere haben in ihren Arbeiten Methoden zur Behandlung des Vielkörperproblems entwickelt. Dennoch ist unsere Kenntnis von den Kernkräften noch sehr unvollständig.

Der andere Weg ist der des Experimentalphysikers und besteht im Sammeln möglichst vieler empirischer Daten der einzelnen Kerne. Man hofft, dabei Regelmäßigkeiten und Korrelationen zu finden, welche Aufschluß über die Kernstruktur liefern. Es gibt viele Kernmodelle, aber ich werde nur über eines sprechen und die übrigen dem Vortrag Professor *Jensens* [2a] überlassen.

Das Schalenmodell wurde zwar von Theoretikern vorgeschlagen, entstand aber in empirischer Arbeitsweise. Es wurde beim sorgfältigem Studium experimenteller

Daten geboren, als man die Daten nach verschiedenen Gesichtspunkten ordnete und nach Zusammenhängen suchte. Diese Arbeit wurde auf beiden Seiten des Atlantiks getan, und auf beiden Seiten des Ozeans fand man, daß die experimentellen Ergebnisse eine bemerkenswerte Gesetzmäßigkeit offenbaren, nämlich dann, wenn man die Kerneigenschaften in Abhängigkeit von der Protonen- oder Neutronenzahl statt von der Massenzahl aufträgt.

### 2. Magische Zahlen

Eine der wichtigsten Tatsachen, die zur Entwicklung des Schalenmodells führten, ist die Existenz der sogenannten magischen Zahlen, die zuerst 1933 von *Elsasser* [3] bemerkt wurden. Eine magische Zahl zeigt sich darin, daß eine Kernkonfiguration mit einer bestimmten (einer „magischen“) Zahl von Neutronen oder Protonen ungewöhnlich stabil ist, unabhängig davon wie groß die Zahl der anderen Nukleonen ist. *Teller* und ich stießen auf diese magischen Zahlen bei einer Arbeit über den Ursprung der Elemente. Wir fanden einige Kerne, deren isotopische wie auch kosmische Häufigkeit größer ist, als unsere oder irgend eine andere vernünftige kontinuierliche Theorie erklären konnte. Dann sahen wir, daß diese Kerne etwas gemeinsam hatten: sie besaßen 82 Neutronen oder 50 Neutronen, wie groß auch immer die zugehörige Protonenzahl war. 82 und 50 sind „magische“ Zahlen. Die ungewöhnliche Häufigkeit derartiger Kerne zeigt, daß ihre zusätzliche Stabilität bei der Entstehung der Elemente eine Rolle gespielt haben muß.

[\*] © 1964. The Nobel Foundation. — Das lebenswürdige Entgegenkommen der Autorin und der Nobel-Stiftung, Stockholm, ermöglicht es uns, diesen Nobel-Vortrag, der in den Veröffentlichungen der Nobel-Stiftung erscheinen wird, schon jetzt zu drucken.

[1] *K. A. Brueckner, A. M. Lockett u. M. Rotenberg*, *Physic. Rev.* **121**, 255 (1961).

[2] *H. A. Bethe u. J. Goldstone*, *Proc. Roy. Soc. (London) A* **238**, 551 (1957).

[2a] *J. H. D. Jensen*, *Angew. Chem.* **76**, 69 (1964).

[3] *W. Elsasser*, *J. Physique Radium* **4**, 549 (1933).

Wir lasen dann *Elsassers* 1933 geschriebenen Aufsatz. Im Jahre 1948 war viel mehr über die Kerneigenschaften bekannt als 1933. Die magischen Zahlen wurden nicht nur durch die neuen Daten bestätigt, sondern hoben sich viel klarer als je bei allen Arten von Kernprozessen ab. Es war nicht mehr möglich, sie mit einer Zufälligkeit zu erklären.

Wie wir jetzt wissen, lauten die magischen Zahlen

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126,

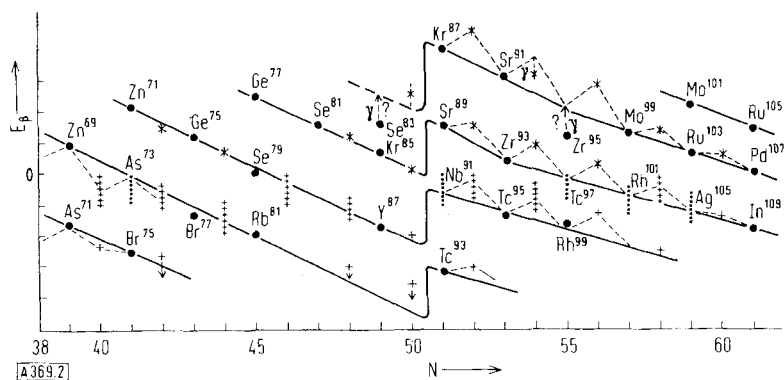
und, was am wichtigsten ist, sie sind für Neutronen und Protonen dieselben. Tabelle 1 zeigt die magischen Zahlen und die stabilen Kerne, welche magische Zahlen von Protonen oder Neutronen besitzen.

Tabelle 1. Kerne mit magischer Nukleonenzahl.

magische Zahl der Protonen	2  He <sup>4</sup>	8  O <sup>16</sup> O <sup>17</sup> O <sup>18</sup>	20  Ca <sup>40</sup> Ca <sup>42</sup> Ca <sup>43</sup> Ca <sup>44</sup> Ca <sup>46</sup> Ca <sup>48</sup>	28  Ni <sup>58</sup> Ni <sup>60</sup> Ni <sup>61</sup> Ni <sup>62</sup> Ni <sup>64</sup>	50  Sn <sup>112</sup> Sn <sup>114</sup> Sn <sup>115</sup> Sn <sup>116</sup> Sn <sup>117</sup> Sn <sup>118</sup> Sn <sup>119</sup> Sn <sup>120</sup> Sn <sup>122</sup> Sn <sup>124</sup>	82  Pb <sup>204</sup> Pb <sup>206</sup> Pb <sup>207</sup> Pb <sup>208</sup>	126
der Neutronen	He <sup>4</sup>	N <sup>15</sup> O <sup>16</sup>	S <sup>36</sup> Cl <sup>37</sup> Ar <sup>38</sup> Kr <sup>39</sup> Ca <sup>40</sup>	Ca <sup>48</sup> Ti <sup>50</sup> V <sup>51</sup> Cr <sup>52</sup> Fe <sup>54</sup>	Kr <sup>86</sup> Rb <sup>87</sup> Sr <sup>88</sup> Y <sup>89</sup> Zr <sup>90</sup> Mo <sup>92</sup>	Xe <sup>136</sup> Ba <sup>138</sup> La <sup>139</sup> Ce <sup>140</sup> Pr <sup>141</sup> Nd <sup>142</sup> Sm <sup>144</sup>	Pb <sup>208</sup> Bi <sup>209</sup>

Zinn mit der Protonenzahl  $Z = 50$  ist das Element mit der größten Zahl stabiler Isotope, nämlich 11. Zudem gibt es 6 stabile Kerne mit 50 Neutronen und 7 mit 82 Neutronen, während normalerweise nur zwei bis drei Kerne mit gleicher Neutronenzahl existieren.

Es ist seit langem bekannt, daß Helium mit zwei Neutronen und zwei Protonen sehr fest gebunden ist. Ein



zusätzliches Nukleon kann nicht an den Heliumkern angelagert werden, denn  $\text{Li}^5$  und  $\text{He}^5$  existieren nicht. Die magische Zahl 8 tritt beim Sauerstoff-Isotop  ${}^{16}_8\text{O}$  auf. Ein ungewöhnlich großer Energiebetrag ist nötig, um ein Neutron von diesem Kern abzuspalten. Andererseits ist das neunte Neutron, also ein zusätzliches außerhalb der 8-8-Schale, im  ${}^{17}_8\text{O}$  sehr schwach gebunden.

Bei schwereren Kernen als  $\text{Ca}^{40}$  ist die Protonenzahl kleiner als die Neutronenzahl, und nur dadurch

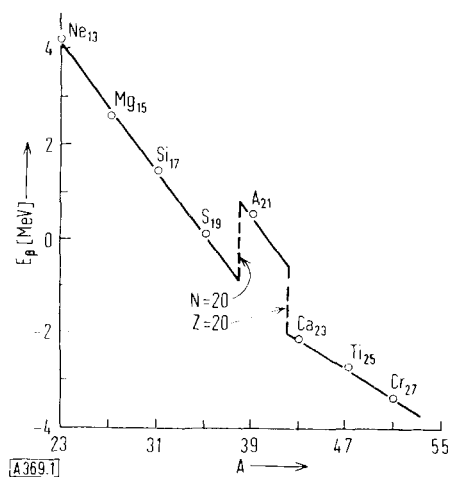


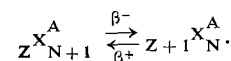
Abb. 1.  $\beta$ -Zerfallsenergien von Kernen in der Nachbarschaft von  $N = 20$ . ( $A$  = Nukleonen-Gesamtzahl). ( $A_{21} = {}^{39}_{21}\text{Ar}$ ).

stellt sich heraus, daß die Stabilität mit der Neutronen- und Protonenzahl und nicht mit der Nukleonen-Gesamtzahl  $A$  zusammenhängt.

Ich möchte dazu zwei Beispiele anführen. Das erste ist der Arbeit von *Jensen* und *Suess* [4] entnommen und aus der Energieänderung beim  $\beta$ -Zerfall abgeleitet. Abbildung 1 zeigt die Energiedifferenzen zwischen Paaren isobarer Kerne mit dem Neutronenüberschuß eins und drei, aufgetragen über der gemeinsamen Massenzahl. Die leichten Kerne, bei denen die Energiedifferenz positiv ist, zerfallen durch  $\beta$ -Emission in die Kerne mit  $N-Z = 1$ . Bei den schwereren Kernen besitzt das stabile Isobar den Neutronenüberschuß drei, die Energie ist negativ.

Man würde eine stetig fallende Kurve erwarten. Außer für einen Punkt, das  $\text{Ar}^{39}$  mit 21 Neutronen und 18 Protonen, ist dies wirklich der Fall. Eine glatte Interpolation der Kurve würde  $\text{Ar}^{39}$  als stabil gegenüber  $\beta^-$ -Emission und das Isobar  $\text{K}^{39}$  als instabil gegenüber K-Einfang ( $\beta^+$ -Emission) voraussagen.  $\text{Ar}^{39}$  ist jedoch um etwa

Abb. 2.  $\beta$ -Zerfallsenergien von Kernen in der Nachbarschaft von  $N = 50$  für Reaktionen des Typs



Die Punkte stehen für ungerade Nukleonenzahl A und gerade Protonenzahl Z (die Kreuze und Sterne für ungerade A und gerade Z). Parameter der Kurven ist der Neutronenüberschuß  $N-Z$  des zerfallenden Kerns X. Die Diskontinuität bei der magischen Neutronenzahl  $N=50$  ist deutlich. Die Einheit der Ordinatensteilung ist 1 MeV.

[4] *H. E. Suess u. J. H. D. Jensen*, Ark. Fysik 3, 577 (1951).

0,5 MeV instabil gegenüber  $\beta$ -Emission. Diese Anomalie ist durch die geringe Bindungsenergie des 21. Neutrons im  $\text{Ar}^{39}$  zu erklären, während das 19. Proton, in das es verwandelt wird, die höhere Bindungsenergie der bei  $Z = 20$  abgeschlossenen Protonenschale besitzt. Daß die Energie bei  $A = 43$  wieder scharf abfällt, hat seine Ursache darin, daß nun  $Z = 20$  überschritten wird. Diese Diskontinuität tritt bei allen magischen Zahlen auf. Abbildung 2 zeigt diese Diskontinuität an der magischen Zahl  $N = 50$  für verschiedenen Neutronenüberschuß.

Ein anderes Beispiel ist die höchste magische Zahl 126, die nur für Neutronen auftritt und schon lange bemerkt worden war. Die Voraussage lautet wiederum, daß es leicht sein sollte, das 127. oder 128. Neutron zu entfernen, während es beträchtliche Energie erfordern würde, das 126. oder 125. Neutron aus dem Kern herauszubringen, unabhängig von der Protonenzahl. Glücklicherweise tritt in diesem Bereich  $\alpha$ -Zerfall ein, wobei der Kern zwei Neutronen und zwei Protonen verliert. Diese Voraussagen werden durch die experimentellen Befunde eindeutig bestätigt.

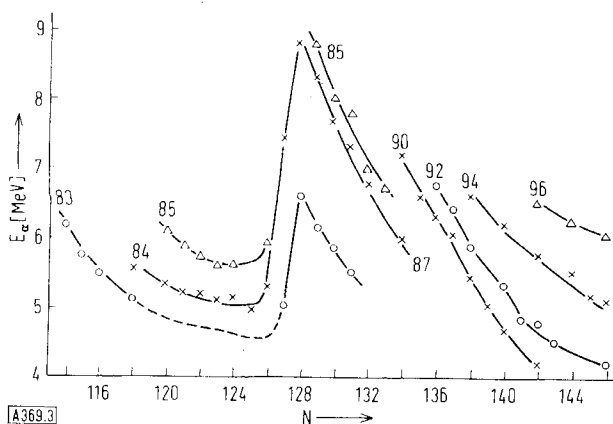


Abb. 3. Die Zerfallsenergie von  $\alpha$ -Strahlern als Funktion der Neutronenzahl  $N$ . Parameter ist die Protonenzahl  $Z$ . Für  $N=128$  nimmt die Energie die höchsten Werte an, da der entstehende Kern 126 Neutronen besitzt.

Abbildung 3 (nach *Seaborg* und *Pertman*) zeigt die beobachteten kinetischen Energien der ausgesendeten  $\alpha$ -Teilchen in Abhängigkeit von der Neutronenzahl. Isotope desselben Elements sind durch Linien verbunden. Der Kurvenverlauf ist für die neutronenreichen Kerne leicht zu verstehen. Aber für alle Elemente erreicht die Kurve ihr Maximum bei 128 Neutronen und fällt scharf ab, wenn das 126. und 125. Neutron aus dem Kern entfernt werden.

Aus diesen und ähnlichen Daten kann man abschätzen, daß der Sprung der Bindungsenergien bei den magischen Zahlen 1,5 bis 2 MeV beträgt.

### 3. Die Analogie zum Atom

Die starke Bindung einer magischen Zahl von Nukleonen und die geringe Bindung eines zusätzlichen Nukleons erinnert sofort an einen ähnlichen, nur viel augenscheinlicheren Effekt, der in der Elektronenstruk-

tur des Atoms auftritt. Die zur Entfernung eines Elektrons aus dem Atom erforderliche Energie wird als Ionisationspotential gemessen. Die abgeschlossenen Elektronenschalen treten in den Edelgasatomen auf, die ein sehr hohes Ionisationspotential besitzen. Die Atome der Alkalimetalle mit der um 1 größeren Ordnungszahl haben ein sehr niedriges Ionisationspotential. Zum Beispiel benötigt man für das Argon (Ordnungszahl 18) mit 18 Elektronen eine Ablösearbeit von 15,69 eV, während die Ablösearbeit für das 19. Elektron beim Kalium nur 4,32 eV beträgt.

Im Fall der Atomkerne beträgt die Änderung der Bindungsenergie bei der magischen Zahl nur 2 MeV, d. h. also nur 30 bis 40 %, verglichen mit einem Mittelwert von 6 MeV. Dennoch waren die experimentellen Befunde für die magischen Zahlen aber immer noch deutlich genug, um nicht auf Zufall beruhen zu können. Es lag nahe, die magischen Zahlen in derselben Weise wie die Elektronenzahlen der Edelgase zu erklären. Es schien naheliegend, die wesentlichen Eigenschaften der Atomstruktur für die Kernstruktur zu übernehmen.

Das einfachste Atom ist das Wasserstoffatom, in dem das Elektron der kugelsymmetrischen Anziehungskraft des Protons unterliegt. Die quantenmechanischen Energieniveaus werden durch zwei Zahlen charakterisiert, von denen eine die Hauptquantenzahl  $n$  genannt wird. Die andere,  $l$ , kennzeichnet den Drehimpuls. Zufällig, und zwar weil das Potential proportional zur reziproken Entfernung ( $1/r$ ) ist, hängt die Energie praktisch nur von der Hauptquantenzahl  $n$  ab.

In der klassischen Mechanik ist der Drehimpuls in einem kugelsymmetrischen Feld eine Konstante der Bewegung. In der Quantenmechanik ist der Bahndrehimpuls quantisiert, so daß seine Größe, gemessen in Einheiten der Planckschen Konstante  $h/2\pi$ , eine ganze Zahl  $l$  ist. Ein Niveau von vorgegebenem  $l$  enthält  $2l + 1$  diskrete Zustände mit verschiedener Orientierung im Raum, die durch ganze Zahlen,  $m_l$ , mit  $-l \leq m_l \leq l$  charakterisiert werden. Diese Zahlen geben die Projektion des Drehimpulses auf eine bestimmte Raumachse an. Die Zustände mit gleichem  $l$ , aber verschiedenen Werten für  $m_l$ , besitzen in einem kugelsymmetrischen Potential die gleiche Energie, auch für Potentiale, die nicht proportional zu  $1/r$  sind.

Es ist üblich, die Niveaus zu verschiedenen Werten für  $l$  auf folgende Weise durch Buchstaben zu bezeichnen:

1	0	1	2	3	4	5
	s	p	d	f	g	h

Schließlich haben die Elektronen noch einen inneren Spin vom Betrag  $1/2$  um ihre eigene Achse, der sich nur in zwei Richtungen im Raum einstellen kann. Die Richtung des Spins kann durch eine Quantenzahl  $m_s$  beschrieben werden, mit  $m_s = 1/2$  für „Spin aufwärts“ und  $m_s = -1/2$  für „Spin abwärts“. Somit ist jetzt jeder der  $2l + 1$  Zustände mit gegebenem  $l$  doppelt zu zählen.

Die fundamentale Annahme zur Erklärung des Periodensystems ist folgende: Betrachtet man ein beliebiges Elektron einer Atomhülle, so soll angenommen werden, daß die Wirkung aller übrigen Elektronen sowie die des Kerns näherungsweise durch ein sphärisches Potential

$V(r)$  beschrieben werden kann. Da dieses Potential nicht mehr proportional zum reziproken Abstand ist, müssen die Niveaus, verglichen mit dem Wasserstoff, verschoben werden, und zwar so, daß die Energie nun auch vom Drehimpuls  $l$  abhängt, welcher weiterhin quantisiert ist. Der Aufbau des Periodensystems ergibt sich dann aus dem Pauli-Prinzip: Ein Quantenzustand für gegebenes  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  und  $m_s$  kann nur durch ein einziges Elektron besetzt werden. Mit anderen Worten, ein durch  $n$  und  $l$  charakterisiertes Energieniveau kann nur von  $2(2l + 1)$  Elektronen besetzt werden. Man baut das Periodensystem auf, indem man die Kernladung  $Ze$  und damit die Elektronenzahl  $Z$  immer wieder um 1 erhöht. Um den Grundzustand eines Atoms zu erhalten, müssen wir die niedersten Elektronenniveaus mit so vielen Elektronen auffüllen, wie das Pauli-Prinzip erlaubt. Wenn zwei aufeinander folgende Niveaus energetisch weit entfernt sind, so sprechen wir davon, daß eine Atomschale geschlossen wird wenn das untere Niveau gefüllt ist. Bei dem folgenden Element kann das nächste Elektron nur in ein viel höheres Niveau mit sehr viel geringerer Bindungsenergie gebracht werden.

Diese Beschreibung der Atomstruktur kann man das Modell der unabhängigen Bahnen nennen.

#### 4. Unabhängige Bahnen im Kern

In Analogie zur Atomstruktur darf man annehmen, daß sich die Nukleonen im Kern weitgehend unabhängig auf individuellen Bahnen in einem mittleren Potential bewegen, das wir als kugelsymmetrisch voraussetzen. Der Drehimpuls  $l$  ist quantisiert und gibt  $2l + 1$  Zustände, gemäß  $-l \leq m_l \leq l$ .

Völlig unabhängige Bahnen von Neutronen und Protonen im Kern sind sehr zu bezweifeln. Im Atom überwiegt erstens die Anziehungskraft des Kerns, zweitens ist die Coulombsche Abstoßung zwischen den Elektronen sehr weitreichend, so daß das auf ein Elektron wirkende Potential nicht sehr empfindlich vom Ort der übrigen abhängt. Dagegen sind die Kräfte im Kern von kleiner Reichweite, so daß das auf ein Nukleon wirkende Potential sehr stark vom Ort der übrigen abhängen sollte. Mit anderen Worten, man sollte erwarten, daß ein Nukleon, lange bevor es seine Bahn auch nur einmal durchlaufen hat, einen Stoß mit einem anderen erfährt. In Wirklichkeit sind jedoch Störungen durch Stöße nicht so bedeutsam wie man zunächst erwarten könnte, da das Pauli-Prinzip Stöße verbietet, welche Nukleonen in bereits gefüllte Bahnen bringt, und daher die meisten der zunächst erwarteten Stöße nicht auftreten können. Wir werden diese Beschreibung des Kerns das Modell der unabhängigen Bahnen nennen. Es bleibt jedoch überraschend, daß dieses Modell so gut funktioniert.

Es gibt mehrere Unterschiede zwischen dem Kern und den Elektronen im Atom:

Erstens ist das mittlere Potential in beiden Fällen ganz verschieden. Coulomb-Kräfte haben im Gegensatz zu

den Kernkräften eine große Reichweite. Daher sind die Elektronenzahlen der atomaren Schalen völlig verschieden von den magischen Zahlen im Kern. Man erwartet, daß das mittlere Kernpotential die Form eines dreidimensionalen Trogges hat, negativ und im Kerninneren fast konstant ist und am Kernrand abrupt auf Null steigt.

Ein zweiter Unterschied besteht darin, daß der Kern zwei Teilchenarten enthält, nämlich Neutronen und Protonen, die beide den inneren Spin  $1/2$  besitzen. Wir werden annehmen, daß das Kernpotential für Protonen und Neutronen gleich ist. Diese Annahme ist inzwischen durch viele Hochenergie-Experimente bestätigt worden, wurde aber zur Zeit der Entwicklung des Kernschalenmodells im wesentlichen nur durch die Tatsache gestützt, daß die magischen Zahlen für Neutronen und Protonen dieselben sind. Das Pauli-Prinzip verlangt, daß genau wie im Fall der Elektronen, ein durch  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  und  $m_s$  bestimmtes Niveau nur durch  $2(2l + 1)$  Nukleonen derselben Art besetzt werden kann.

In einem Potentialtopf hat das niederste Niveau ( $1s$ ,  $l = 0$ ) Platz für zwei Neutronen und zwei Protonen. Zwei Protonen plus zwei Neutronen in diesem Niveau bilden das  $\text{He}^4$ . Das nächste ist das  $1p$ -Niveau ( $l = 1$ ), das 6 Zustände besitzt, so daß das  $1s$ - und das  $1p$ -Niveau zusammen Platz für 8 Nukleonen jeder Art haben. Da es zwei Arten gibt, nämlich Neutronen und Protonen, erhält man zusammen 16 Nukleonen, die das  $\text{O}^{16}$  bilden. Damit sind die Nukleonenzahlen der eindeutig stabilen leichten Kerne einfach erklärt.

Diese Feststellung ist keineswegs neu, sondern wurde in *Wigners* [5] Pionierarbeit über die leichten Kerne begründet. *Wigners* Theorie erklärt in guter Näherung alle Eigenschaften der leichten Kerne wie Spins, magnetische Momente, Übergangswahrscheinlichkeiten, usw.

Die natürliche Erweiterung dieses Modells, nämlich die Vorhersage der Eigenschaften schwerer Kerne, mißlang jedoch, und so kam die Theorie der unabhängigen Bahnen des Kerns aus der Mode. Aber niemand, der *Wigners* Arbeiten gelesen hat, wird sie vergessen.

Die Abbildung 4 zeigt einige Typen mittlerer Potentiale. Ein dreidimensionales Rechteck-Potential, ein Potential mit abgerundeten Ecken und einen dreidimensionalen harmonischen Oszillator. Der dreidimensionale Oszillator besitzt Niveaus mit gleichen Abständen, die hoch

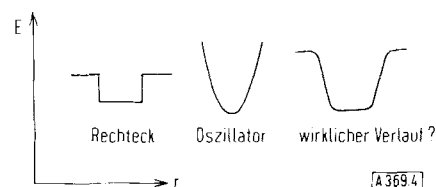


Abb. 4. Beispiele für den Verlauf von Kern-Potentiale.

entartet sind, aber im Rechteck-Potential in verschiedene Niveaus mit unterschiedlichem Drehimpuls  $l$  aufspalten (siehe Tabelle 2). Ich werde hin und wieder die Bezeichnung „Oszillatorschale“ benutzen, womit ich die Gruppe von Niveaus meine, für die der harmonische

[5] E. Feenberg u. E. Wigner, *Physic. Rev.* 51, 144 (1937).

Oszillator die gleiche Energie besitzt. Alle Niveaus in einer Oszillatorschale haben die gleiche Parität, d. h. sie enthalten entweder nur ungerade oder nur gerade Werte von 1.

Tabelle 2. Energieniveaus in einem Rechteck-Potential.

Quantenzahl		Zahl der Zustände	
Oszillator	Rechteck	einzel	gesamt
0	1s	2	2
1	1p	6	8
2	1d	10	20
	2s	2	
3	1f	14	40
	2p	6	
	1g	18	70
4	2d	10	
	3s	2	
	1h	22	112
5	2f	14	
	3p	6	
	1i	26	168
6	2g	18	
	3d	10	
	4s	2	

Tabelle 2 zeigt die Reihenfolge der Niveaus zu verschiedenen Werten von 1 und die Zahl der Nukleonen jeder Sorte, die diese Niveaus in Übereinstimmung mit dem Pauli Prinzip füllen. Die magische Zahl 8 entspricht dem Auffüllen aller Niveaus bis zur Oszillatorschale  $n = 1$ . Die magische Zahl 20 läßt sich noch als Auffüllen der Oszillatorschalen bis  $n = 2$  erklären. Aber darüber hinaus bricht das System zusammen. Man sieht nicht die geringste Energielücke im Niveausystem bei 40, 70 oder 112, welche Zahlen den höheren Oszillatorschalen entsprechen würden. In Wirklichkeit sind für ein Potential, das mehr dem Rechteck als dem Oszillator ähnelt, die Energielücken nicht mehr so ausgeprägt.

## 5. Kernschalen

*Elsasser* hatte versucht, die magischen Zahlen durch die Annahme zu erklären, daß das Kernpotential in schwereren Kernen von einem Rechteck-Potential sehr verschieden sei. Anschließend Arbeiten zeigten ganz eindringlich, daß eine Änderung in der Form des Potentials, auch wenn sie noch so unrealistisch war, die magischen Zahlen nicht erklären konnte. Man spielte eine Art Puzzlespiel. Man besaß viele Teile (nicht nur die magischen Zahlen), so daß man das Bild schon ahnte. Man fühlte, daß alles passen könnte, wenn man nur ein einziges Teil mehr besäße. Wurde dieses Stück gefunden, dann mußten alle Teile zusammenpassen!

Zu jener Zeit hatte sich *Enrico Fermi* für die magischen Zahlen zu interessieren begonnen. Ich besaß die große Auszeichnung, nicht nur anfangs, sondern auch später mit ihm zusammenzuarbeiten. Eines Tages fragte *Fermi*, als er gerade mein Büro verließ: „Gibt es irgendeinen Hinweis auf eine Spin-Bahn-Kopplung?“ Nur wer so viel Zeit mit den Daten verbracht hatte wie ich, konnte ohne Zögern antworten: „Ja, und damit läßt sich alles erklären“. *Fermi* war skeptisch und ließ mich mit meiner Zahlenmystik allein.

Ich weiß nicht, wieviele verkehrte Versuche meine deutschen Kollegen unternommen haben, ich auf jeden Fall sehr viele. Dieser Ansatz war jedoch nicht verkehrt: Die magischen Zahlen von 28 an aufwärts können ganz sicher nicht durch irgend eine vernünftige Extrapolation der kleineren Zahlen 2, 8 und 20 gefunden werden, sondern bilden eine andere Folge. Es gibt zwei verschiedene Zahlenreihen, nämlich 2, 8, 20, 40..., deren letztes Glied, 40, nicht mehr zu beobachten ist und die andere, 6, 14, 28, 50, 82, 126, von der die beiden ersten Zahlen, 6 und 14, kaum zu bemerken sind. Die zweite Reihe ergibt sich auf Grund der Spin-Bahn-Kopplung. In zehn Minuten waren die magischen Zahlen erklärt! Und nach einer Woche, als ich die übrigen Konsequenzen sorgfältig zusammengestellt hatte, war auch *Fermi* nicht mehr skeptisch. Er berichtete es sogleich in seiner Kernphysik-Vorlesung.

Zu etwa der gleichen Zeit hatten *Haxel*, *Jensen* und *Suess* dieselbe Idee.

Ich möchte erklären, was unter der Spin-Bahn-Kopplung, oder genauer gesagt, unter der Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls zu verstehen ist. Ich habe früher schon etwas vage über die Oszillatorzahl des inneren Spins  $m_s$  gesprochen, der  $1/2$  für „Spin aufwärts“ und  $-1/2$  für „Spin abwärts“ ist. Auf- und abwärts in Bezug worauf?

Wenn nur ein Nukleon in einer Schale vorhanden ist, so wird nur durch den Bahndrehimpuls eine Raumrichtung ausgezeichnet. Daher kann der Spin als Drehimpuls nur parallel oder antiparallel zum Bahndrehimpuls sein. Der Gesamtdrehimpuls hat dann die Größe  $j = 1 + 1/2$  oder  $j = 1 - 1/2$ . In jedem dieser beiden Niveaus gibt es  $2j + 1$  verschiedene Richtungen des Gesamtdrehimpulses. Ein Faktor 2 tritt nicht mehr auf, da der Spin nun festgelegt ist. Man beachte, daß  $[2(1+1/2)+1] + [2(1-1/2) + 1]$  gleich  $2(2+1)$  ist, so daß die Gesamtzahl der Zustände erhalten bleibt. Ich werde den halbzahligen Wert  $j$  eines Nukleons in einem gegebenen Zustand als den Spin dieses Zustandes bezeichnen.

Die Hauptannahme für das Schalenmodell ist eine starke Wechselwirkung zwischen Spin und Bahndrehimpuls, derart, daß das Niveau  $j = 1 + 1/2$  eine beträchtlich niedrigere Energie im Vergleich zu  $j = 1 - 1/2$  erhält. Da die Aufspaltung proportional zu 1 ist und wahrscheinlich mit wachsender Kernmasse etwas abnimmt, treten ausgeprägte Lücken im Niveauspektrum immer dann auf, wenn ein hoher Bahndrehimpuls zum ersten Male angenommen wird. Daraus erklären sich die magischen Zahlen.

Ich möchte das am Beispiel der Zahl 28 zeigen: Die Oszillatorschale wird bei 20 abgeschlossen. Die nächsten Niveaus sind  $1f(l = 3)$  und  $2p(l = 1)$ . Das  $1f$ -Niveau spaltet in  $j = 7/2$  und  $j = 5/2$  auf, wobei das  $7/2$ -Niveau niedriger liegt. Da der Energieabstand groß ist, und das  $7/2$ -Niveau 8 Zustände enthält, findet man bei  $20 + 8 = 28$  Nukleonen eine Lücke. Alle magischen Zahlen lassen sich auf die gleiche Weise erklären. Da man sie jetzt also verstanden hat, und sie nicht länger „magisch“ sind, werde ich sie von jetzt ab Schalenzahlen nennen.

Die Annahme einer starken Spin-Bahn-Kopplung widersprach der früheren Ansicht, daß die Spin-Bahn-

Kopplung sehr schwach sei. Unsere Begründung dafür war: „Wir wissen so wenig über Kernkräfte“. Doch hat man eine Fülle von Hinweisen dafür, daß die Spin-Bahn-Wechselwirkung in den Kernen wirklich eine bedeutende Rolle spielt. Tabelle 3 zeigt sehr schematisch ein Niveauschema. Auf der linken Seite findet man die Zahlen und Niveaus der Oszillatorschalen. Rechts ist das Niveauschema mit starker Spin-Bahn-Kopplung angegeben. Man erhält eine magische Zahl von Neutronen oder Protonen, wenn die Zustände aller Oszillatorschalen bis zu einer bestimmten aufgefüllt sind und darüber hinaus das Niveau mit dem höchsten Spin der nächsten Oszillatorschale mit seinen  $2j+1$  Nukleonen.

Abbildung 5 zeigt ein der Wirklichkeit entsprechendes Niveauschema für die Protonen. Man sieht, daß die Aufspaltung des  $1p(l=1)$ -Niveaus nur gering ist. Die Aufspaltungen der  $1f(l=3)$ ,  $1g(l=4)$  und  $1h(l=5)$  Niveaus sind jeweils größer. Innerhalb der Schale ist die Reihenfolge der Niveaus schwieriger vorauszusagen. Sie hängt von der relativen Stärke der Spin-Bahn-Kopplung und der Abweichung vom Oszillatorpotential ab. Die genaue Ordnung der Niveaus wird durch das Experiment bestimmt. Zum Beispiel findet man in der Schale mit der Oszillatorquantenzahl 3 das 29. Proton, nachdem die  $7/2$ -Schale aufgefüllt ist, in einem  $j = 3/2$ -Zustand. Daher liegt das  $p_{3/2}$ -Niveau energetisch unter dem  $f_{5/2}$ -Niveau, dem Partner des  $f_{7/2}$ -Zustands.

Das Niveauschema für Neutronen ist für die leichten Kerne bis etwa zur Neutronenzahl 50 das gleiche wie für Protonen. Bei höheren Nukleonenzahlen macht sich die Coulomb-Energie darin bemerkbar, daß durch die Abstoßung zwischen den Protonen Zustände mit höherem

Tabelle 3. Schematisches Niveau-Diagramm für die Kern-Oszillatorschalen.

Quantenzahl		Klassifizierung	Zahl der Zustände	
Oszillator	Rechteck		einzelne	gesamt
0	1s	$1s_{1/2}$	2	2
1	1p	$1p_{3/2}$ $1p_{1/2}$	4 2	8
2	$\left\{ \begin{matrix} 1d \\ 2s \end{matrix} \right\}$	$1d_{5/2}$ $1d_{3/2}$ $2s_{1/2}$	6 4 2	20
3	$\left\{ \begin{matrix} 1f \\ 2p \end{matrix} \right\}$	$1f_{7/2}$ $1f_{5/2}$ $2p_{3/2}$ $2p_{1/2}$ $1g_{9/2}$	8 6 4 2 10	28
4	$\left\{ \begin{matrix} 1g \\ 2d \\ 3s \end{matrix} \right\}$	$1g_{7/2}$ $2d_{5/2}$ $2d_{3/2}$ $3s_{1/2}$ $1h_{11/2}$	8 6 4 2 12	50
5	$\left\{ \begin{matrix} 1h \\ 2f \\ 3p \end{matrix} \right\}$	$1h_{9/2}$ $2f_{7/2}$ $2f_{5/2}$ $3p_{3/2}$ $3p_{1/2}$ $1i_{13/2}$	10 8 6 4 2 14	82
6	$\left\{ \begin{matrix} 1i \\ 2g \\ 3d \\ 4s \end{matrix} \right\}$	$1i_{11/2}$		126

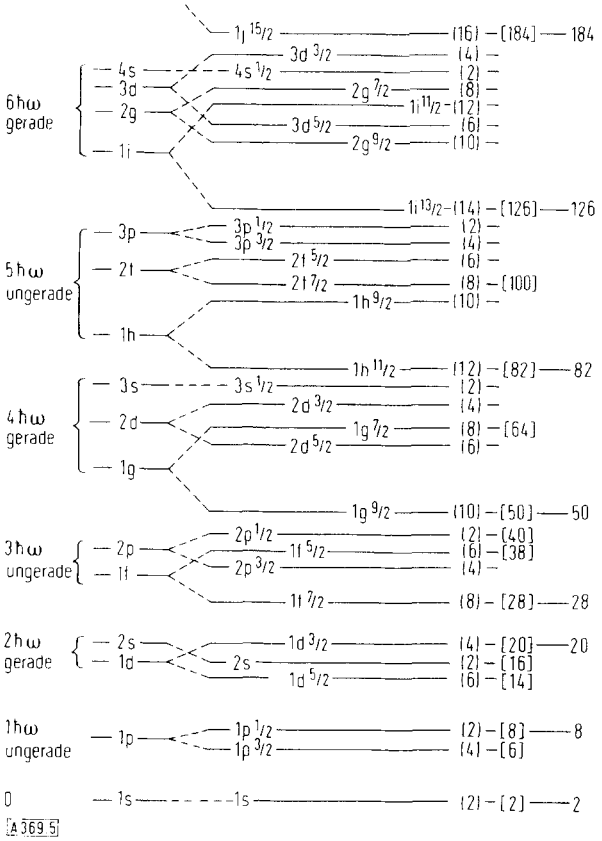


Abb. 5. Reales Niveau-Diagramm für Protonen.

Drehimpuls energetisch bevorzugt werden. So ist z. B. das 51. Neutron in einem d-Niveau mit  $j = 5/2$ , während sich das entsprechende Proton in einem g-Niveau mit  $j = 7/2$  befindet. Dieser Effekt ist aber niemals groß genug, um die Schalenzahlen zu beeinflussen.

## 6. Voraussagen des Schalenmodells

Damit das Schalenmodell als vernünftiges Modell der Kernstruktur gelten kann, muß es in der Lage sein, andere Kerneigenschaften vorauszusagen als nur ein halbes Dutzend Zahlen. Dies ist tatsächlich der Fall.

Ich möchte zunächst die Drehimpulse oder Kernspins betrachten, nicht die der einzelnen Nukleonen, sondern die des gesamten Kernes, die ich mit  $J$  bezeichnen werde. Man hat Hunderte solcher Kernspins gemessen. Eine abgeschlossene Schale oder ein gefülltes Niveau hat den Drehimpuls 0, da alle Zustände mit verschiedener Orientierung des Drehimpulses durch je ein Nukleon besetzt sind. Daher sollten Kerne mit nur einem Nukleon außerhalb einer abgeschlossenen Schale (oder bei denen ein Nukleon in einer Schale fehlt) einen Kernspin besitzen, der dem Niveau des zusätzlichen (oder fehlenden) letzten Nukleons entspricht und vom Schalenmodell vorausgesagt wird. Das ist ein sehr gewichtiger Test, da man kaum eine Möglichkeit fände, eine Nichtübereinstimmung mit dem Modell zu erklären. Zum Glück haben alle bekannten Kerne dieses Typs den vorausgesagten Spin und die vorausgesagte Parität.

Ein Beispiel ist das  $8\text{O}_8^{17}$  mit einem Neutron außerhalb der doppelt abgeschlossenen Schale des  $8\text{O}_8^{16}$ , das ent-

sprechend der Voraussage einen Spin  $5/2$  und positive Parität besitzt. Ein anderes Beispiel ist das  ${}_{83}\text{Bi}_{126}^{209}$ , das ein Proton außerhalb der Schale von 82 Protonen und 126 Neutronen und einen Spin von  $9/2$  in Übereinstimmung mit der Vorhersage aufweist.

Wenn in einem Kern Neutronen sowie Protonen die Schalen nur unvollständig füllen, so addieren sich die Spinvektoren der einzelnen Nukleonen zu einem Gesamtspinvektor  $\vec{J}$ . Auch mit den Einschränkungen des Pauli-Prinzips gibt es sehr viele mögliche Gesamtdrehimpulse. Wenn sich z. B. drei identische Nukleonen in der  $7/2$ -Schale befinden, existieren sechs verschiedene Niveaus mit einem zwischen  $3/2$  und  $15/2$  variierenden Betrag des Gesamtdrehimpulses. Es ist ein sehr glücklicher Umstand, daß unter der großen Zahl komplizierter Niveaus nur die einfachsten als Grundzustand der Kerne auftreten.

Dadurch ergeben sich weitere Gesetzmäßigkeiten. Es gibt z. B. fünf Bi-Isotope mit ungerader Massenzahl, bei denen die Neutronenzahl gerade ist. Für sie alle ist der Kernspin  $9/2$  gemessen worden, welcher dem 83. Proton zukommt. Das heißt also, daß die gerade Zahl von Neutronen, die in diesem Fall zwischen 116 und 126 variiert, den Spin nicht beeinflußt.

Ein anderes Beispiel bieten die Kerne des Massen-Bereichs, in dem die erste  $7/2$ -Schale gefüllt wird. Hier kennen wir die Spins von acht Kernen mit einer geraden Protonenzahl und einer ungeraden Neutronenzahl zwischen 21 und 27. Sieben Kerne haben die Kernspins  $7/2$ , einer hat  $5/2$ . Außerdem gibt es fünf Kerne mit einer geraden Neutronenzahl und ungeraden Protonenzahl zwischen 21 und 27, von denen vier den Spin  $7/2$  und einer den Spin  $5/2$  besitzen. Die ungeraden Zahlen 21 bis 27 entsprechen 1, 3, 5 und 7 Nukleonen in der  $7/2$ -Schale.

So ergeben sich für Kerne, in denen die Neutronen und Protonen ihre Schalen unvollständig füllen, Regeln, nach denen man voraussagen kann, wie die einzelnen Nukleonen ihre Spins zum Gesamtkernspin  $J$  koppeln. In einem Kern mit einer geraden Neutronenzahl und ungeraden Protonenzahl koppeln die Neutronen ihre Spins zu 0, so daß sie keinen Einfluß haben. Die Protonen koppeln ihre Spins gewöhnlich zu einem Gesamtdrehimpuls  $J$ , der dem Drehimpuls  $j$  des gerade zu füllenden Niveaus gleicht, und nur in wenigen Fällen um 1 kleiner ist. Die Aussage gilt ebenso für ungerade Neutronen- und gerade Protonenzahl.

Diese Regeln drückt man manchmal auch anders aus: Man weiß aus Experimenten, daß alle Kerne mit einer geraden Neutronen- und Protonenzahl den Drehimpuls 0 haben. Daher hat man in einem Kern von gerader Neutronenzahl  $N$  und ungerader Protonenzahl  $Z$  einen „gerade-gerade“ Kernrumpf mit  $N$  Neutronen und  $Z-1$  Protonen. Das letzte Proton besitzt eine Bahn um den spinlosen Rumpf, und diese Bahn läßt sich durch das Schalenmodell beschreiben. Alle Kerneigenschaften wie Spins, magnetische Momente usw. werden allein durch das letzte ungerade Teilchen beschrieben.

Diese Kopplungsregeln, die einfacher als die der Atomhülle sind, haben eine theoretische Grundlage; sie werden nämlich aus einer vereinfachten Energieberechnung

vorausgesagt. Denn wenn man mehrere Teilchen der gleichen Art im selben Niveau  $j$  betrachtet und annimmt, daß sie durch eine Kraft sehr geringer Reichweite in Wechselwirkung stehen, so findet man, daß für eine gerade Zahl von Nukleonen der Grundzustand tatsächlich den Spin 0 besitzt. Bei einer ungeraden Nukleonenzahl hat der Grundzustand einen Spin  $J$ , der dem Spin  $j$  des zu füllenden Niveaus gleicht.

Mit diesen Regeln sollten wir in der Lage sein, die Spins aller Kerne zu erklären oder vorauszusagen. Bis zu einer Neutronen- oder Protonenzahl etwas oberhalb 50 stimmt diese einfache Theorie mit dem Experiment ausgezeichnet überein. Bei höheren Nukleonenzahlen gibt es in der Schale zwischen 50 und 82 sehr viele Niveaus, die energetisch sehr eng benachbart sind, so daß man eigentlich alle Spins erklären könnte. Außerdem sind Kerne mit mehr als 90 Neutronen stark deformiert, so daß die Annahme eines kugelsymmetrischen Potentials nicht mehr die beste Basis ist. Das soll im Vortrag Professor *Jensens* erklärt werden. Wenn man jedoch die abgeschlossenen Schalen mit  $Z = 82$  und  $N = 126$  erreicht, so hat man keine starken Deformationen mehr, und die vorausgesagten und gemessenen Spins stimmen wieder überein.

Eine andere Quantenzahl, die durch das Modell vorausgesagt wird, ist die Parität. Wir sagen ja nicht nur den Spin, sondern auch den Bahndrehimpuls  $l$  eines jeden Niveaus voraus. Ein Niveau mit ungeradem  $l$  hat ungerade Parität, eines mit geradem  $l$  hat gerade Parität. Die Parität kann auf verschiedene Weise gemessen werden; es ergibt sich wiederum vollständige Übereinstimmung mit den Vorhersagen.

Außer den Grundzuständen der Kerne kann man auch ihre angeregten Zustände untersuchen. Zu einem Typ von angeregten Zuständen gehören die Isomeren-Niveaus, das sind Niveaus mit einer sehr langen Lebensdauer, die Stunden, Tage oder sogar Jahre betragen kann. Dieses Phänomen ist damit zu erklären, daß die Spins des isomeren Zustands und des Grundzustands sehr verschieden sind, so daß die Rückkehr in den Grundzustand durch Emission eines Lichtquants stark behindert ist, da das Lichtquant die Drehimpulsdifferenz aufnehmen muß. Die Übergänge sind keine Dipol-, sondern Oktupol- oder  $2^4$ -Pol-Übergänge, die sehr langsam erfolgen.

Bei Kernen mit ungerader Massenzahl kann man einen angeregten Zustand dadurch erzeugen, daß man das letzte ungerade Nukleon in ein passendes höheres Niveau hebt. Nun gibt es aber Gebiete, in denen niedrige und hohe Spins energetisch eng benachbart sind, nämlich bei der Endbesetzung einer Schale; hier treten die kleinen Drehimpulse einer Oszillatorschale auf und gleich darüber liegen die Zustände des größten Drehimpulses der nächsten Oszillatorschale. Somit sollte Isomerie nur auftreten, wenn die Nummer des letzten ungeraden Nukleons zwischen 38 und 50, zwischen 64 und 82 oder 100 und 126 liegt. Außerdem sagt das Schalenmodell voraus, daß alle diese Übergänge eine Paritätsänderung einschließen. Das ist eine sehr starke Aussage und verknüpft die Isomerie mit der Neutronen- oder Protonenzahl.

Eine der besten Arbeiten über Isomerie ist in Schweden [6] entstanden und hat zu einer der hübschesten Bestätigungen des Schalenmodells geführt. Die drei Isomeriegebiete nennen wir nun Isomerieinseln. Langlebige und niederenergetische isomere Zustände in Kernen mit ungerader Gesamt-Nukleonenzahl treten nur in diesen drei Inseln auf. Wenn man nur die Massenzahl  $A$  betrachtet, erkennt man keine Regelmäßigkeiten, da die verschiedenen Inseln für Protonen- und Neutronenisomerie in der Massenzahl überlappen.

$^{49}\text{In}^{115}$  aus der ersten Insel hat z. B. einen isomeren Zustand mit der Halbwertszeit 5,1 Stunden. Er entspricht dem Übergang eines Protons vom Niveau  $j = 1/2$  zum Grundzustand mit dem Spin  $9/2$ . Bei dem um zwei Masseneinheiten größeren Kern  $^{50}\text{Sn}^{117}$  findet man einen isomeren Zustand mit der Halbwertszeit 14 Tage. Dieser isomere Zustand ist einem ungeraden Neutron zuzuschreiben, das von einem angeregten Niveau  $j = 11/2$  zu einem Niveau  $j = 3/2$  springt, wie man es in der zweiten Insel erwartet.

## 7. Grenzen des Schalenmodells

Nach all diesen Lobpreisungen des Schalenmodells ist es hohe Zeit, seine Mängel herauszustellen. Auch ein grobes Kernmodell sollte in der Lage sein, Quantenzahlen wie den Spin, der entweder ganzzahlig oder halbzahlig ist, oder die Parität, die entweder gerade oder ungerade ist, zu erklären. Das Schalenmodell, wie ich es geschildert habe, vermag dies wirklich. Es hat den Vorzug, diese Quantenzahlen für fast alle Kerne erklären oder vorhersagen zu können.

Die Regeln für die Kopplung der Spins der einzelnen Nukleonen, wonach im wesentlichen angenommen wird, daß nur das letzte ungerade Nukleon maßgebend ist, können aber höchstens eine sehr grobe Näherung für die Wirklichkeit sein. Das wird offenbar, wenn man versucht, solche Kerneigenschaften zu berechnen, die nicht durch ganze Zahlen ausgedrückt werden, sondern auf sieben Stellen gemessen werden können. Man mochte auf eine näherungsweise Übereinstimmung experimenteller und berechneter Werte bis etwa 10 % hoffen. Leider ist dies aber nicht so.

Betrachten wir beispielsweise die magnetischen Momente der Kerne: Für einen Kern mit ungeraden Protonen- und gerader Neutronenzahl sollten die magnetischen Momente, entsprechend dem Schalenmodell, nur von dem Zustand des letzten ungeraden Protons abhängen und daher leicht zu berechnen sein. Für jeden Wert des Spins kann man zwei Werte des magnetischen Moments berechnen, nämlich für die zwei verschiedenen Werte von  $l$ , für  $l = j - 1/2$  und  $l = j + 1/2$ .

In Abbildung 6 sind die magnetischen Momente der Kerne mit ungerader Protonen- und gerader Neutronenzahl über dem Kerndrehimpuls als Abszisse aufgetragen. Die obere und die untere Kurve sind berechnet. Die beiden mittleren Linien würde man erhalten, wenn das

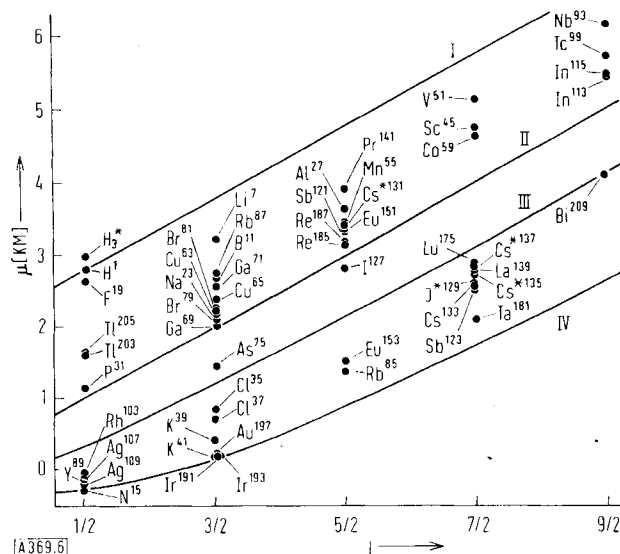


Abb. 6. Magnetische Momente für Kerne mit ungerader Protonen- und gerader Neutronenzahl, in Abhängigkeit vom Kerndrehimpuls. (Schmidt-Linien unter der Annahme  $\mu_p = 1$  sowie  $\mu_p = 2,79$  sind eingezeichnet). I.  $\mu_p = 2,79$ ;  $j = 1 + 1/2$ . II.  $\mu_p = 1$ ;  $j = 1 + 1/2$ . III.  $\mu_p = 1$ ;  $j = 1 - 1/2$ . IV.  $\mu_p = 2,79$ ;  $j = 1 - 1/2$ .

Proton einfach ein Dirac-Teilchen wäre; sie sind nur eingezeichnet, um eine Einteilung in zwei Gruppen zu ermöglichen. Der Unterschied zwischen den berechneten und den gemessenen magnetischen Momenten ist zum Verzweifeln groß. Es bleibt nur eine sehr allgemeine Tendenz. Die Kerne in der oberen Gruppe, also näher zur Kurve für  $j = 1 + 1/2$ , sind tatsächlich die, für welche Spin und Bahndrehimpuls parallel stehen, während die Drehimpulse in der unteren Gruppe antiparallel ausgerichtet sind.

Abbildung 6 demonstriert, daß es sehr viel sorgfältigerer Berechnungen der Wechselwirkung zwischen den Nukleonen bedarf, um eine bessere numerische Übereinstimmung mit dem Experiment zu erhalten. Bei bestimmten Kernen oder speziellen Kerngruppen sind solche Rechnungen von vielen Leuten durchgeführt worden, wobei das Schalenmodell als 1. Näherung benutzt wurde, jedoch verschiedene Verfahren, um höhere Näherungen auszurechnen. Insbesondere *Talmi* [7] hat große Fortschritte bei der Entwicklung eines detaillierteren Schalenmodells erzielt.

Schließlich bedarf sogar die Annahme einer starken Spin-Bahn-Kopplung einer kritischen Untersuchung, wenigstens für die leichten Kerne. Bei diesen kann das Modell verbessert werden, indem man Protonen und Neutronen zusammen berücksichtigt und Eigenfunktionen des niedrigsten isotopischen Spins konstruiert. Vergleichen wir die Ergebnisse mit *Wigners* [5] Rechnungen! Obwohl *Wigner* auch das Modell der unabhängigen Teilchen benutzt hat, ist seine Methode in mancher Hinsicht die direkte Antithese des Schalenmodells. *Wigner* nimmt an, daß die Spin-Bahn-Kopplung sehr schwach ist, während im Schalenmodell Spin- und Bahndrehimpuls starr gekoppelt werden. Tatsächlich stimmen *Wigners* Daten für die Kerneigenschaften der leichten Kerne besser mit dem Experiment überein. Die richtige

[6] E. Wigner, Physic. Rev. 51, 947 (1937); vgl. auch M. Goldhaber u. A. W. Sunyar, ibid. 83, 906 (1951).

[7] A. de-Shalit u. I. Talmi, Nuclear Shell Theory. Academic Press, New York 1963.



Lösung scheint dazwischen zu liegen, d. h. eine Spin-Bahn-Kopplung ist vorhanden, überwiegt aber nicht. Die Berechnungen für eine teilweise Kopplung sind umfangreicher als für jeden der beiden Grenzfälle, wurden aber von vielen Forschern [8] für verschiedene Kerne

[8] Literaturhinweise siehe bei D. Kurath in K. Siegbahn: Alpha, Beta, and Gamma Ray Spectroscopy. North Holland Pub., Amsterdam, erscheint 1964.

durchgeführt und haben eine sehr viel bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erbracht. Das Schalenmodell hat ein großes Forschungsgebiet eröffnet und bildet den Ausgangspunkt für detailliertere Rechnungen. Es gibt genügend viele Kerne zu untersuchen, die „Schalenmodellisten“ werden also so bald nicht arbeitslos sein.

Eingegangen am 17. Dezember 1963 [A 369]  
Übersetzt von Dr. H.-D. Zeh, Heidelberg

## Ereignisse, Naturgesetze und Invarianzprinzipien

Nobel-Vortrag am 12. Dezember 1963 [\*]

VON PROF. DR. EUGENE P. WIGNER

PALMER PHYSICAL LABORATORY, PRINCETON UNIVERSITY, PRINCETON, N. J. (USA)

Es ist für mich eine große und unerwartete Ehre, heute hier sprechen zu dürfen. Vor sechs Jahren haben *Yang* und *Lee* hier vorgetragen und einen Überblick über Symmetrieprinzipien im allgemeinen und ihre Entdeckung der Verletzung des Paritätsprinzips im besonderen gegeben [1]. Es ist nicht nötig zu wiederholen, was sie über die Geschichte der Invarianzprinzipien gesagt haben – dabei sicher meine eigenen Beiträge übertrieben darstellend. Ich möchte statt dessen die allgemeine Rolle der Symmetrie- und Invarianzprinzipien sowohl in der modernen wie in der klassischen Physik diskutieren. Genauer gesagt, möchte ich über die Beziehung zwischen drei Kategorien sprechen, die eine fundamentale Rolle in allen Naturwissenschaften spielen: Ereignisse, welche die Basis für die zweite Kategorie bilden, die Naturgesetze und die Symmetrieprinzipien, über die ich darlegen möchte, daß sie dasselbe Verhältnis zu den Naturgesetzen haben wie diese zu den Ereignissen.

### I. Ereignisse und Naturgesetze

Es wird oft gesagt, die Aufgabe der Physik bestünde darin, die Natur oder zumindest die unbelebte Natur zu erklären. Was verstehen wir unter erklären? Es ist das Aufstellen weniger, einfacher Prinzipien, welche die Eigenschaften des zu Erklärenden beschreiben. Wenn wir irgend etwas verstehen, so sollte uns sein Verhalten, das sind die Ereignisse, durch die es repräsentiert wird, nicht überraschen. Wir müssen stets den Eindruck haben, daß es nicht anders sein könnte.

Es ist klar, daß die Physik nicht in diesem Sinne trachtet, die Natur zu erklären. In der Tat ergibt sich der große Erfolg der Physik aus einer Beschränkung ihrer

Aufgaben: Die Physik bemüht sich nur, die Regelmäßigkeiten im Verhalten ihrer Objekte darzustellen. Dieser Verzicht auf das größere Ziel und die Einschränkung des Gebietes, für das eine Erklärung gesucht werden kann, scheinen uns heute eine offensichtliche Notwendigkeit. Tatsächlich könnte man die Beschränkung des Erklärbaren als die größte bisherige Entdeckung der Physik bezeichnen. Es scheint nicht einfach zu sein, ihren Urheber zu finden oder das genaue Datum ihres Ursprungs anzugeben. *Kepler* versuchte noch, genaue Regeln für die Größe der Planetenbahnen ähnlich seinen Gesetzen für die Planetenbewegung zu finden. *Newton* war sich bereits bewußt, daß die Physik sich für lange Zeit nur mit der Erklärung derjenigen von *Kepler* entdeckten Regelmäßigkeiten beschäftigen würde, die wir heute als die Keplerschen Gesetze bezeichnen [2].

Die Regelmäßigkeiten im Geschehen, welche die physikalische Wissenschaft sich zu entdecken bemüht, nennt man Naturgesetze. Diese Bezeichnung ist wirklich sehr zutreffend. Genau wie die Gesetze des Rechts das Handeln und Verhalten unter bestimmten Umständen regeln, jedoch nicht versuchen, alle Handlungen und jedes Verhalten zu steuern, bestimmen auch die Gesetze der Physik das Verhalten der interessierenden Objekte nur unter bestimmten, wohldefinierten Bedingungen und lassen darüber hinaus viel Freiheit. Diejenigen Elemente des Verhaltens, die nicht durch die Naturgesetze festgelegt werden, nennt man die Anfangsbedingungen. Diese legen dann zusammen mit den Naturgesetzen das Verhalten soweit fest, wie es überhaupt festgelegt werden kann. (Wenn eine weitere Einschränkung möglich wäre, so würde man sie als eine zusätzliche Anfangsbedingung betrachten.) Bekanntlich glaubte man vor der Entdeckung der Quantentheorie, daß eine vollständige Beschreibung des Verhaltens eines Objektes möglich sei, so daß die Anfangsbedingungen und die Naturgesetze zusammen

[\*] © 1964 The Nobel Foundation. – Das lebenswürdige Entgegenkommen des Autors und der Nobel-Stiftung, Stockholm, ermöglicht es uns, diesen Nobel-Vortrag, der in den Veröffentlichungen der Nobel-Stiftung erscheinen wird, schon jetzt zu drucken.

[1] Vorträge von C. N. Yang u. T. D. Lee: Les Prix Nobel en 1957. Stockholm 1958.

[2] Siehe z.B.: A. C. Crombie: Augustine to Galileo. Falcon Press, London 1952, S. 316ff. Das Wachsen im Verständnis des Reichs des Erkennbaren vom Ende des 13. Jahrhunderts an ist in fast jedem Kapitel dieses Buches zu spüren.