

# ANGEWANDTE CHEMIE

FORTSETZUNG DER ZEITSCHRIFT »DIE CHEMIE«

HERAUSGEGEBEN VON DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER CHEMIKER

76. JAHRGANG

NR. 2 · SEITE 69–112

21. JANUAR 1964

## Zur Geschichte der Theorie des Atomkerns

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

VON PROF. DR. J. HANS D. JENSEN

INSTITUT FÜR THEORETISCHE PHYSIK DER UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Die letzten Wochen gaben mir Anlaß, meiner Lehrer zu gedenken, vor allem der Persönlichkeit, unter deren überragendem Einfluß meine Bemühungen, etwas von den Kernen zu verstehen, gestanden haben: *Niels Bohr*. Darum scheint es mir auch heute angezeigt, zurückzublicken und den Hintergrund zu betrachten, vor dem unsere Vorstellungen vom Kernbau entstanden sind.

### I.

Nur wenige Sätze möchte ich der Zeit vor *Chadwicks* Entdeckung des Neutrons (1932) widmen. Die Informationen über den Kern waren damals noch spärlich: die Karte der stabilen Isotopen mit nicht allzu genauen Kernmassen, einige Kernspins, eine Abschätzung des Kernradius zu etwa  $A^{1/3} \cdot 1,4 \cdot 10^{-13}$  cm, die Phänomene der natürlichen Radioaktivität und einige wenige Kernreaktionen. Die Vorstellungen vom Kernbau waren noch von der Proutschen Hypothese von 1815 dominiert: die einzige bekannte „Elementarteilchen“ sollten im Kern so zusammengehalten sein, daß A Protonen und A-Z Elektronen einen Kern mit der Ladung Z bildeten. Aber diese Vorstellung barg, in der Sprache der Quantenmechanik, tiefe Rätsel in sich; heute wäre das einfachste Beispiel das Deuteron: zwei Protonen und ein Elektron, – wie im Wasserstoff-Molekülion – doch auf einen in den Linearabmessungen  $10^{-5}$ -fach kleineren Raum zusammengedrängt. Nach der Unbestimmtheitsrelation wären sehr starke Kräfte nötig, um das Elektron in einem so engen Raum festzuhalten. Diese neuen Kräfte zwischen Elektronen und Protonen müßten sich dann aber auch im Wasserstoffspektrum zeigen und die Balmer-Formel verändern, insbesondere eine viel größere Aufspaltung als die später von *Lamb* entdeckte zur Folge

[\*] © 1963 The Nobel Foundation. — Das liebenswürdige Entgegenkommen des Autors und des Nobelkomitees, Stockholm, ermöglicht es uns, diesen Nobel-Vortrag, der erst später in den Veröffentlichungen des Nobelkomitees erscheinen wird, schon jetzt zu drucken.

haben. Auf weitere diesem Bilde anhaftende Schwierigkeiten kann ich wegen der Kürze der Zeit nicht eingehen.

Angesichts dieses Konfliktes waren viele Physiker, darunter auch *Niels Bohr*, geneigt, von der Kernphysik noch tiefgreifende Änderungen in unseren physikalischen Grundvorstellungen, auch in der Quantenmechanik, zu erwarten [1].

Daneben gab es Versuche, die  $\alpha$ -Teilchen als Grundbausteine des Kerns zu postulieren. Doch ist mir aus jener Zeit eine Warnung *Schrödingers* nachhaltig im Gedächtnis geblieben; in einem Berliner Seminar in den späten zwanziger Jahren zieht er in seiner temperamentvollen Art die Disputanten des Mangels an Phantasie: „Wenn Ihr die  $\alpha$ -Teilchen aus dem Kern herauskommen seht, müßt Ihr doch nicht notwendig schließen, daß sie gleichermaßen darin vorhanden waren!“, und er demonstrierte an einem höchst plastischen Beispiel aus dem Alltag, was für einen argen Trugschluß man auf diese Weise machen kann.

Es ist überhaupt bemerkenswert, wie wenig Information über den Kernbau damals aus dem Studium des  $\alpha$ -Zerfalls zu gewinnen war. Ganz klar sprach *Max von Laue* dieses in einem Brief an *Gamow* aus, in welchem er ihm 1926 zu seiner Erklärung der Geiger-Nuttal-Formel [2] durch den Tunneleffekt gratulierte und fortfuhr: „aber, wenn demnach das Phänomen des  $\alpha$ -Zerfalls durch die Quantenmechanik in einem Bereich außerhalb des Kerns dominiert wird, so können wir natürlich daraus nicht viel über die Kernstruktur lernen.“ *Gamow* erzählt, daß er beim Lesen der Zeilen zunächst sehr betroffen war, aber nach einem Nachdenken von *Laue* doch Recht geben mußte. Dieser Zustand, daß gerade aus dem älteren

[1] Vielleicht sogar, daß man, im Zusammenhang mit den Problemen des  $\beta$ -Zerfalls, auch die Erhaltungssätze in der bisherigen Form aufgeben müsse.

[2] D. h. die Tatsache, daß die Lebensdauer eines  $\alpha$ -Strahlers sich um 25 Zehnerpotenzen ändert, wenn die  $\alpha$ -Energie um einen Faktor 2 anwächst.

sten kernphysikalischen Phänomen recht wenig Einsicht in den Kernbau zu gewinnen war, hat sehr lange ange- dauert; erst die Anwendung des Schalenmodells auf Probleme des  $\alpha$ -Zerfalls durch *Mang* vor etwa 6 Jahren brachte einige Fortschritte. Durch *Mangs* Resultate scheint mir die Schrödingersche Skepsis durchaus bestätigt zu sein; die  $\alpha$ -Teilchen entstehen offenbar wirklich erst beim Austritt aus dem Kern.

## II.

Die Entdeckung des freien Neutrons schuf eine ganz neue Situation. Es gab jetzt die Möglichkeit, die ernsten Schwierigkeiten der „Lokalisierung der Elektronen im Kern“, auf die ich später zurückkommen möchte, ganz von den eigentlichen Problemen der Kernstruktur zu separieren. So konnte man, trotz der Schrödingerschen Warnung (diesmal natürlich aufs Neutron bezogen), die Hypothese aufstellen, – (die schon vor *Chadwicks* Entdeckung von *Rutherford* in Gesprächen geäußert und von *Harkins* in einer Publikation niedergeschrieben worden war) –, daß Proton und Neutron die fundamentalen Bausteine des Kerns seien. Zwischen ihnen sollten die eigentlichen Kernkräfte wirken, die für das Zusammenhalten des Kerns verantwortlich sind. Mit einer Reihe bedeutsamer Arbeiten in der Zeitschrift für Physik (1932–1933) war *Heisenberg* der erste, der die Konsequenzen dieser Hypothese diskutierte und zu wichtigen Formulierungen und Resultaten gelangte.

Diese Überlegungen kann man in zwei Stufen separieren. Zunächst nehme man das Phänomen der „Sättigung“ als empirisches Faktum hin, d.h. die näherungsweise zur Teilchenzahl  $A$  proportionale Bindungsenergie der Kerne, die sich im Massendefekt äußert, und das ebenfalls zu  $A$  proportionale Kernvolumen der Größenordnung  $V = A \cdot 4\pi r^3/3$ , mit  $r \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$  cm. Der Zahlenwert war damals eine rohe Schätzung; durch die Stanford-Arbeiten wissen wir heute, daß er etwa um 20 % kleiner ist. Daraus und aus den Ergebnissen von Streuexperimenten muß man zunächst auf eine kurze Reichweite der Kräfte schließen. Trotz dieser kurzen Reichweite betrachtet *Heisenberg* in einer jener Arbeiten den Kern als Superposition zweier Fermi-Gase (Protonengas und Neutronengas), die sich wechselseitig frei durchdringen und in einem ausgemittelten Potential auf das vorgegebene Volumen beschränkt sind. Die Grundtatsache, daß die stabilen Kerne etwa gleich viele Protonen wie Neutronen enthalten,  $Z \approx A/2$ , erklärt sich auf dieser Basis als Konsequenz des Pauli-Prinzips. Auch die Öffnungsweite der Parabel im Schnitt  $A = \text{const.}$  durch die Fläche der Bindungsenergien stabiler Kerne ergab sich in der richtigen Größenordnung. Die Parabelöffnung war um etwa einen Faktor 2 zu weit, mit den neuen Hofstadterschen Kernradien ist die Übereinstimmung noch besser. Ebenso ergab sich das Absinken des Verhältnisses  $Z/A$  mit zunehmender Massenzahl als natürliche Folge des Wechselspiels zwischen der accumulativen Coulomb-Wechselwirkung und der Konsequenz aus dem Pauli-Prinzip.

Damit war die Grundvorstellung des Schalenmodells – freie Bewegung der einzelnen Nukleonen in einem ausgemittelten Potential – zum erstenmal ausgesprochen; alle weiteren Entwicklungen waren eine fast zwangsläufige Erweiterung dieses Gedankens auf Systeme mit endlicher Teilchenzahl [3]. Daneben widmeten sich die Leipziger Schule und gleichzeitig *Wigner* und seine Mitarbeiter dem Studium der leichten Kerne, im wesentlichen auf der Basis des Schalenmodells. Nicht nur die besondere Stabilität der Kerne  ${}_2\text{He}_2^4$ ,  ${}_8\text{O}_8^{16}$  und  ${}_{20}\text{Ca}_{20}^{40}$  wurde so verständlich. *Wigner* und Mitarbeiter kamen z.B. zu dem quantitativen Schluß, daß die damals unbekannten Kerne  ${}_{16}\text{S}_{20}^{36}$  und  ${}_{20}\text{Ca}_{28}^{48}$  noch stabile Isotopen sein müßten. Sie wurden später in den Massenspektrometern wirklich als, freilich sehr seltene, natürliche Isotopen gefunden. Wenn es mit den unzulänglichen damaligen Ansätzen für die Kernkräfte auch etwas Glückssache war, so war dies immerhin eine der frühesten kerntheoretischen Vorhersagen, die vom Experiment bestätigt wurden. *Hund* und *Wigner* entwickelten damals (1937), unabhängig voneinander, auch den Begriff der Supermultipletts, der für die Klassifikation der Kernniveaus und auch in der Systematik des  $\beta$ -Zerfalls der leichten Kerne eine so fruchtbare Rolle gespielt hat. Diese Begriffsbildung setzte im wesentlichen Ladungs- und Spinabhängigkeit der Kernkräfte voraus. In dem bewundernswerten Bericht von *Bethe* und *Bacher* in den Reviews of Modern Physics (1936) – der rasch den Namen „Bethe-Bibel“ bekam – gab es sehr überzeugend klingende Argumente dafür, daß die Kernkräfte in der Tat nur eine schwache Spinabhängigkeit zeigen, und daß insbesondere die Spin-Bahn-Kopplung sehr schwach sein sollte.

## III.

In den Jahren, unmittelbar nach der Entdeckung des Neutrons, setzte eine stürmische Entwicklung der experimentellen Kernphysik ein, teils durch die Möglichkeit mit den Neutronen zu experimentieren, teils durch die Vollendung der ersten Beschleunigeranlagen und die großartige Vervollkommenung der Meß- und Zähltechnik. Für mich waren dies zugleich die Jahre der ersten Begegnung mit Kopenhagen und *Niels Bohr*. Hier durfte ich die Bemühungen um die theoretische Verarbeitung des so rasch anwachsenden experimentellen Materials miterleben.

Für die Entwicklung unserer Vorstellungen über die Kernstruktur waren zwei neue Phänomene besonders

[3] Das Anliegen *Heisenbergs* ging aber weit darüber hinaus und galt der Frage: wie müssen die Kräfte beschaffen sein, damit sie für den Kern das Phänomen der Sättigung zeitigen. Dafür entwickelte er den Begriff der „Austauschkräfte“, die er in dem dabei zuerst aufgestellten Formalismus des „iso-spins“ formulierte. Damit wurde der Begriffsapparat geschaffen, in dem später die direktesten Studien der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, die Streuexperimente, diskutiert werden. Die quantitativen Resultate über die Mischung der Kräfte, welche eine Sättigung garantieren, sind freilich heute überholt; es ist bedauerlich, daß nicht schon damals eine weitere Möglichkeit zur Erklärung der Sättigung systematisch verfolgt wurde, die *Heisenberg* ebenfalls in einer jener Arbeiten diskutiert, nämlich eine Eigenschaft der Kräfte, die man heute mit dem Namen „hard core“ oder „almost hard core“ zu etikettieren pflegt.

wichtig: die relativ hohen Wirkungsquerschnitte für die Nukleon-Nukleon-Streuung und die, von *Fermi*, *Amaldi* und Mitarbeitern entdeckten, scharfen und nahe bei einanderliegenden Resonanzen für Streuung und Einfang langsamer Neutronen. Letztere ließen sich keineswegs im Bilde der Bewegung eines Neutrons in einem ausgemittelten Potentialfeld verstehen. So entstand *Niels Bohrs* Konzeption des „compound nucleus“. In diesem Bilde wird ein Kernzustand durch eine intime Kopplung aller Nukleonen untereinander charakterisiert, die es nicht zuläßt, von der Bewegung eines einzelnen Nukleons unabhängig vom simultanen Bewegungszustand aller andern zu sprechen. Dieses intuitive, halbklassische Bild, von dem *Niels Bohr* sprach, mußte aber noch mit den Forderungen der Quantenmechanik in Einklang kommen. Die goldene Brücke dahin ist bis heute die Breit-Wigner-Formel. Diese war unabhängig von Kopenhagen entstanden, aber danach zu jeder Stunde auf allen Wandtafeln des Kopenhagener Instituts zu sehen; sie nimmt natürlich auch einen gebührenden Raum in der erwähnten „Bethe-Bibel“ ein. Ihrer Interpretation, oder gar ihrer „Begründung“, hat wohl jeder Theoretiker oftmals lange nachgesonnen, und sie beschäftigt noch heute viele Köpfe.

Auch der Grundzustand des Kerns wurde vorzugsweise im Bohrschen Bilde gesehen. Es entstand der Begriff der Kernmaterie, die, mit der Sättigungsdichte gepackt, einen volumenproportionalen Energieinhalt hat und bei den realen Kernen eine Oberflächenspannung zeigt, mit einer zur Oberfläche proportionalen Oberflächenenergie. Die Begründung dieses Ansatzes ist ebenfalls in der „Bethe-Bibel“ vorzüglich diskutiert. Der größte Erfolg dieses Modells war aber wohl die quantitative Beschreibung der Kernspaltung durch *Bohr* und *Wheeler* (1939), die so ziemlich alles enthält, was wir bis heute von diesem Phänomen verstehen.

#### IV.

*Schrödingers* Hinweis, daß man nicht notwendig annehmen müsse, die Teilchen hätten dergestalt im Kerne existiert, wie man sie bei Kernumwandlungen als freie Teilchen vom Kern herkommend beobachtet, wurde durch *Fermis* Arbeiten zum  $\beta$ -Zerfall (1933/1934) sehr stark akzentuiert. In diesen Arbeiten löste sich das eingangs genannte Dilemma, das die Vorstellung von der „Existenz der Elektronen im Kern“ mit sich gebracht hatte, buchstäblich ins Nichts auf. *Fermi* zog radikale Konsequenzen aus dem Gedanken, daß Proton und Neutron zwei Quantenzustände eines einzigen Fundamentalteilchens, des „Nukleons“, sind. Zwischen beiden Zuständen gibt es Quantenübergänge (zu deren Formulierung *Fermi* die Heisenbergsche Schreibweise des iso-spins benutzte). Ein solcher Quantensprung ist von der Erzeugung eines Elektrons und eines Neutrinos begleitet. Der junge Physiker, der heute schon als Student an der Wandtafel mit Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren jongliert, kann kaum mehr ein Gefühl dafür haben, welcher begriffliche Durchbruch in dieser Fermischen For-

mulierung lag. Zur Illustration möchte ich aus dem historischen Brief *Paulis* vom 4. Dezember 1930 zitieren, in welchem er befreundeten Kollegen zum ersten Male die Neutrinohypothese vorschlägt: „... bin ich auf einen verzweifelten Ausweg verfallen, ... nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale Teilchen, die ich Neutrinos [4] nennen will, in den Kernen existieren. ... Das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, daß beim  $\beta$ -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutrino emittiert wird...“ Ich betonte die beiden Wendungen „im Kern existieren“ und „emittiert wird“. *Pauli* wählte sie sicherlich nicht nur, um seine Idee den experimentierenden Kollegen schmackhafter zu machen, sondern weil sie der damaligen physikalischen Vorstellungswelt entsprachen. Das ist um so bemerkenswerter, als der von *Fermi* benutzte Begriffsapparat längst in der sogenannten zweiten Quantelung von *Jordan*, *Klein* und *Wigner* bereitlag, die aber *Pauli* selbst noch zwei Jahre später in einem Handbuchartikel lediglich als mathematischen Rechentrick ansah. Erst *Fermis* Arbeit hat ihn überzeugt, daß echte Physik darin steckte.

In jenes halbe Jahrzehnt fällt auch die Arbeit von *Yukawa*, der darauf hinwies, daß die Kräfte zwischen den Nukleonen durch ein Feld vermittelt werden, welches Retardierungseffekte zeigen muß, und die diesen Retardierungseffekten zugehörigen Quanten, die Mesonen. Letztere sind für die Strukturfragen des Kerns vielleicht von sekundärer Bedeutung, da durch *Heisenbergs* Untersuchungen praktisch sichergestellt war, daß sich die Nukleonen im Kern so langsam bewegen, daß man hoffen kann, mit der unrelativistischen Quantenmechanik die wesentlichen Züge der Kernstruktur zu erfassen [5]. Äußerst wichtig war jedoch die starke Kopplung des Yukawa-Feldes an seine Quellen, deren Maß  $g^2 \cdot 2\pi/\hbar c$  in der Größenordnung 10 liegt, – (im Gegensatz zur Sommerfeld-Konstanten  $e^2 \cdot 2\pi/\hbar c = 1/137$  für die Elektrodynamik) –. Das führte *Niels Bohr* zu einem Gedanken über die Kernmaterie, den er, meines Wissens, zwar nie niedergeschrieben hat, der mir aber aus Gesprächen unauslöschlich im Gedächtnis geblieben ist: Wegen der engen Kopplung von Feld und Quellen könnte das bisherige Bild vom „compound nucleus“ noch viel zu naiv sein. Vielleicht hätte es nur einen Sinn, den ganzen Kern als ein Feld anzusehen, das wegen der starken Kopplung hochgradig nichtlinear ist, und das in seiner Quantisierung neben anderen Erhaltungsgrößen wie dem Drehimpuls, auch ganzzahlige Ladungen  $Z$  und Energien ergibt, d. h. Massen, die ein nahezu ganzzahliges Spektrum A bilden, dem sich die Bänder von „Anregungsenergien“ überlagern. Die Aussage, daß im Kern  $Z$  solche Protonen und  $(A-Z)$  solche Neutronen vorhanden seien, wie sie uns in geeigneten Experimenten als freie Teilchen begegnen, möchte dann fast jeden Sinnes bar sein.

Damit wäre freilich die eingangs genannte Schrödingerische Skepsis ins Extrem formuliert. *Niels Bohr* hat aber

[4] Im Briefe, der zeitlich lange vor *Chadwicks* Entdeckung liegt, steht noch „Neutron“ an Stelle des Namens „Neutrino“, den *Pauli* später nach *Fermis* Vorschlag akzeptierte.

[5] Die Retardierungseffekte könnten aber z. B. für genauere Berechnungen von „verbotenen“  $\beta$ - und  $\gamma$ -Übergängen von Bedeutung sein.

so ein Bild vom Kern konzipiert, dem sich die gegenwärtigen Vorstellungen über „Elementarteilchen“ und „Resonanzen“, (z.B. die  $\rho$ -,  $\omega$ -,  $\eta$ -Mesonen etc.), in der Hochenergiephysik stark annähern. Sicherlich sollte man diesen Gesichtspunkt auch in der Kernphysik im Blickfeld behalten, wenn es sich seither auch herausgestellt hat [6], daß man doch in einer nützlichen Näherung von der Existenz individueller Nukleonen im Kern sprechen kann.

## V.

Zu dem zuletzt geschilderten Bilde vom Kern paßte es auch, daß, beim ersten Blick auf die Tafel der stabilen Isotopen, die Kerneigenschaften eine recht kontinuierliche Funktion von A und Z sind. Freilich gab es Hinweise auf Diskontinuitäten und Windungen in der Talsohle der Massenfläche. Die Auszeichnung der Kerne mit Z und N = 2, 8, 20 habe ich schon angedeutet. Verwunderlich schien es auch, daß die  $\alpha$ -Energie nicht gleichmäßig anwächst, je weiter man sich im Massental von den  $\alpha$ -stabilen Kernen entfernt, sondern gerade bei den Polonium-Isotopen am größten ist. Das wies auf eine besondere Auszeichnung von Z = 82 hin. Ebenso zeigten sich in dem Diagramm, in dem man die  $\alpha$ -Energien über Z und N aufträgt, Höhenlinien mit einem steilen Abfall von N = 128 nach N = 126. Gamow nannte dieses Gebilde den „Heisen-Berg“. Durch die Arbeiten Seaborgs und seiner Mitarbeiter ist das Profil dieses Berges noch viel markanter geworden. Elsasser, Guggenheim, Ivanenko und andere hatten auch versucht, diese und weitere Phänomene in der Sprache des Schalenmodells zu deuten; jedoch schien es unmöglich, die Zahlengruppen Z und N = 2, 8, 20 einerseits und Z = 82, N = 126 andererseits unter einen Hut zu bringen. Aber vor allem unter dem Eindruck des Erfolges des Bohrschen Bildes vom Compound-Kern war man geneigt, diese Phänomene eher als Kuriosa zu betrachten, deren Signifikanz für die fundamentalen Fragen des Kernbaus gering sei.

Für die Physiker in Deutschland brachten dann die Kriegs- und ersten Nachkriegsjahre eine beklemmende Isolation, aber damit auch, – merkwürdig genug, – einige Muße, manchen vielleicht abwegig erscheinenden Fragen nachzugehen. Damals diskutierte ich wiederholt mit Haxel in Berlin und Göttingen und mit Sueß in Hamburg über die empirischen Fakten, die die genannten Zahlen auszeichneten. Sueß war vor allem in kosmochemischen Studien immer mehr auf sie aufmerksam geworden; er hatte in der Lücke zwischen den genannten Zahlen auch noch Z und N = 50, und N = 82 deutlich als markante Werte erkannt [7]. Haxel war, zunächst davon unabhängig, von anderen kernphysikalischen Daten ausgehend auf dieselben Zahlen gestoßen.

So oft die beiden Kollegen mich auch davon überzeugen wollten, daß in diesen Zahlen ein Schlüssel zum Kern-

[6] Besonders auch durch die Arbeiten Brueckners und die sich daran anlehrende jüngere Literatur.

[7] Zum gleichen Schluß war auch V. M. Goldschmidt gekommen; Sueß und mir war es noch vergönnt, 1942 und 1943 in Oslo mit ihm darüber zu diskutieren.

bau vorläge, wußte ich zunächst nichts Rechtes damit anzufangen; den, ich wußte nicht wo und wie entstandenen, Namen „magic numbers“ [8] fand ich sehr passend. Ich hatte dann, wenige Jahre nach dem Kriege, das Glück, zum ersten Male wieder nach Kopenhagen zu kommen. Dort fand ich in einem neueren Heft der Physical Reviews die Arbeit von Maria Goeppert-Mayer „On Closed Shells in Nuclei“, in der auch sie die „empirical evidence“ für die Auszeichnung jener Zahlen zusammengetragen hatte. Das machte mir Mut, im theoretischen Seminar über diese Arbeit und zugleich über unsere Resultate vorzutragen. Dieses Seminar bleibt mir unvergänglich. Niels Bohr hörte sehr aufmerksam zu, stellte Zwischenfragen, die immer lebhafter wurden – einmal: „but that is not in Mrs. Mayer's paper!“ –. Bohr hatte also längst die Arbeit sorgfältig gelesen und durchdacht. Das Seminar verwandelte sich in eine lange lebhafte Diskussion. Ich war tief beeindruckt von der Intensität, mit der Niels Bohr diese empirischen Fakten aufnahm, abwog, gegeneinanderstellte, Fakten, die alle so gar nicht in sein eigenes Bild von der Kernstruktur paßten. Erst seit dieser Stunde begann ich ernstlich, den Möglichkeiten der Entmagifizierung der magischen Zahlen nachzusinnen.

Anfangs suchte ich noch möglichst im alten Bilde zu bleiben. Ich dachte zunächst nur an den Drall des gesamten Kerns, als sich eine so einfache Korrelation zwischen den ausgezeichneten Nukleonenzahlen und der Folge von Kernspins und ihren Multiplizitäten herausstellte[\*]. Erst in den anschließenden Gesprächen mit Haxel und Sueß, in denen wir möglichst alle empirischen Fakten in dieses Schema einzubeziehen versuchten, drängte sich mir das Einteilchenmodell mit einer starken Spin-Bahn-Kopplung auf [9]. Dabei ergab sich, daß, wegen der Spin-Bahn-Kopplung, auch 28 so etwas wie eine magische Zahl sein sollte, und ich entsinne mich, wie wir nach empirischen Hinweisen dafür suchten, und unserer Freude, als wir in den damals noch spärlichen Daten einige Anzeichen fanden.

Trotzdem war mir nicht recht wohl bei dem ganzen Bilde und ich war nicht eigentlich überrascht, als eine seriöse Zeitschrift den Druck unseres ersten „letters“ ablehnte mit der Begründung: „it is not physics but only playing with numbers“. Nur mit dem lebhaften Interesse Niels Bohrs an den magischen Zahlen vor Augen sandte ich dann den „letter“ an Weißkopf, der ihn an die Physical Reviews weiterleitete. Aber erst nachdem ich hernach unsere Gedanken im Kopenhagener Seminar vortragen und mit Niels Bohr darüber diskutieren konnte, gewann ich einiges Zutrauen. Bemerkenswert erscheint mir einer der ersten Kommentare Bohrs: „now I understand why nuclei do not show rotational bands in their spectra“. Bei der damaligen Meßgenauigkeit hatte man nur bei leichteren Kernen, die im Tröpfchenmodell oder einem ähnlichen Bilde verhältnismäßig kleine Trägheitsmomente und dementsprechend weit getrennte Rotations-

[8] Erst gestern habe ich erfahren, daß Wigner den Namen geprägt hat.

[\*] Vgl. Anhang 1.  
[9] Es war wohl gut, daß ich damals nicht zu „bibelfest“ war und mir die alten Argumente gegen eine starke Spin-Bahn-Kopplung nicht recht gegenwärtig waren.

niveaus zeigen würden, nach solchen Spektren suchen können. Wie wir heute wissen, zeigen diese leichteren, so wie die meisten der Kerne, in der Tat keine Rotationsbanden. Bohrs Argumentation war natürlich, daß im Bilde der voneinander unabhängigen Bewegungen einzelner Teilchen in einem ausgemittelten kugelsymmetrischen Potential kein Platz mehr sei für eine überlagerte Rotation des Gesamtkerns, ebensowenig wie beim Elektronensystem der Atomhülle.

## VI.

Wenn schließlich das Schalenmodell sich als mehr als ein bequemes Vokabularium erwies, mit dem die Experimentatoren ihre Ergebnisse vergleichen konnten, und wohl einige fundamentale Züge der Kernstruktur und der Kernkräfte ans Licht brachte, so mußte ich doch noch im folgenden Jahre Robert Oppenheimer eher zustimmen, als er mir sagte: „*Maria and you are explaining magic by miracles*“. Ähnliches hat Wigner noch kürzlich in einem Vortrag in Oak Ridge gesagt, freilich in seiner eigenen, behutsamen Sprache.

Es war mir, ebenso wie Frau Goeppert-Mayer, von vornherein klar, daß das Schalenmodell gewiß nur den Grundzustand und niedrige Anregungszustände des Kerns näherungsweise beschreiben könnte. Das Pauli-Prinzip, dessen Konsequenzen für Nukleonenstöße allenfalls die Selbstkonsistenz des Bildes garantiert [\*\*], muß bei höheren Anregungsenergien seine Stringenz immer mehr verlieren, und die von den Kernkräften erzwungenen Korrelationen unter den Nukleonen, die zweifellos in einer genauen Beschreibung auch im Grundzustand vorhanden sind, werden zunehmend dominieren.

Mit einer gewissen Genugtuung habe ich darum bei einem anschließenden Besuch in Kopenhagen, über Neuigkeiten zum Schalenmodell befragt, statt dessen Überlegungen vortragen können, die meinen Namensvetter Peter Jensen und mich, sowie Steinwedel und Danos beschäftigt hatten. Darin hatten wir eine Anregung von Goldhaber und Teller verfolgt, die neu entdeckte große Dipolabsorption beim Kernphotoeffekt um 15 bis 25 MeV halbklassisch zu verstehen, nämlich als Anregungszustand der Kernmaterie, in welchem enge Phasenbeziehungen im Bewegungszustand aller Nukleonen auftreten. So ließ sich die Frequenz des Absorptionsmaximums in ihrem Absolutbetrag und in ihrer Abhängigkeit von der Massenzahl des Kerns befriedigend auf die Symmetriekraft und den Kernradius zurückführen. Die Breite der „Giant Resonance“ gab dann ein Maß dafür, wie rasch solche Phasenbeziehungen verlorengehen. Niels Bohr verstand sofort, warum mir gerade das Studium solcher „Kollektivbewegungen“, wie man heute im Fachjargon zu sagen pflegt, besonders am Herzen lag. Es galt festzustellen, bei welchen Anregungsenergien sich die von den Kernkräften erzwungenen Korrelationen der Nukleonen durchsetzen.

Dem Studium solcher Korrelationen waren viele Arbeiten der Folgezeit gewidmet. Vor allem durch die Ar-

beiten Kuraths und der ehemaligen Harwell-Gruppe, (Flowers, Elliot u.a.) einerseits und die genialen Arbeiten der jungen Kopenhagener Schule (Aage Ben Bohr, Mottelson, Nilsson u.a.) andererseits [10], kam einer der merkwürdigsten Züge der gegenwärtigen Kerntheorie zutage, nämlich daß in ihren Ausgangspunkten sich wechselseitig ergänzende und begrenzende Bilder einander in den quantitativen Resultaten so bald begegnen und zu überdecken scheinen.

Wenn man die Fragen der Kernstruktur, die Fragen nach den Kernkräften und die Probleme der Elementarteilchenphysik als Einheit nimmt, so trifft deshalb, trotz aller Erfolge, vielleicht immer noch ein Vers Rilkes zu, auf den mich mein verstorbener Lehrer Wilhelm Lenz in den frühen Tagen der Quantenmechanik aufmerksam machte. Rilke spricht darin von seinen Empfindungen um die Jahrhundertwende im Bilde eines großen Buches, in welchem ein Blatt umgeschlagen wird, und schließt: „Man fühlt den Glanz von einer neuen Seite, / auf der noch alles werden kann. / Die stillen Kräfte prüfen ihre Breite / und sehn einander dunkel an.“

## Anhang 1

Die im Abschnitt V erwähnte Korrelation zwischen den magischen Nukleonenzahlen und der Folge von Kernspins und ihren Multiplizitäten ist die folgende: Man schreibt wie in Tabelle 1, Spalte 2, die möglichen halbganzen Drallwerte eines Kernes mit ungerader Nukleonenzahl in unmittelbar ersichtlicher Ordnung auf, und daneben, in Spalte 3, die Anzahl der nach der Quantenmechanik möglichen voneinander verschiedenen räumlichen Orientierungen (Multiplizitäten). Addiert man nun für jede durch einen horizontalen Strich abgegrenzte Gruppe alle Multiplizitäten, so ergibt sich die Zahlenfolge

[10] Die erstgenannte Gruppe behandelt das Problem der Korrelationen, ausgehend von Schalenmodellzuständen in einem kugelsymmetrischen Potential, durch Berechnung von Konfigurationsmischungen, die durch die individuell in jedem Paar von Nukleonen wirkenden Kräfte verursacht werden. Dabei stellte sich heraus, daß schon bei wenigen Nukleonen außerhalb einer geschlossenen Schale Spektren resultieren, die einem Rotationspektrum sehr ähnlich sind. Dadurch wird es verständlich, wenn auch der quantitativen Rechnung schwer zugänglich, daß in Kernen mit vielen Nukleonen außerhalb geschlossener Schalen (z. B. im Bereich der seltenen Erden und in den Kernen jenseits des Radiums) viele nahe beieinanderliegende sehr verschiedene Einteilenzustände zu den Konfigurationsmischungen beitragen können, und deshalb solche Korrelationen entstehen, die den Kern stark deformiert erscheinen lassen. Die Kopenhagener Gruppe behandelte zunächst vorzugsweise die letztgenannten Kerne und trug den Korrelationen ab initio durch die Annahme eines nicht kugelsymmetrischen kollektiven Potentials Rechnung, in welchem die Einteilenzustände bestimmt werden. Für die Spektren ist dann die Kopplung der Einteilchenbewegung an die Bewegung des deformierten Restkerns ausschlaggebend [11]. Es zeigte sich hernach, daß dieses rechnerisch sehr einfache „unified model“ auch schon bei Kernen mit weniger Nukleonen außerhalb geschlossener Schalen die Spektren gut darzustellen vermag. In diesem Zusammenhang ist auch auf interessante neuere Arbeiten von de Shalit hinzuweisen, in denen er die ersten Anregungszustände von Kernen mit ungeradem A als Kombination von „Rumpfanregungen des Kernes A-1“ mit den Einteilchenbewegungen des ungeraden Nukleons deuten konnte.

[11] Das Geniale an dem Kopenhagener Konzept ist die geschickte, glückliche Gegenüberstellung „kollektiver“ und „individueller“ Züge der Nukleonensubstitution; das verleiht dem Modell die große Elastizität, die ihm allen neuen empirischen Fakten gerecht zu werden ermöglicht.

[\*\*] Vgl. Anhang 2.

der Spalte 4; diese wiederum addiert ergibt schließlich die Zahlenfolge der Spalte 5, z. B.:  $2 + 6 = 8$ ;  $8 + 12 = 20$  usw. Diese Spalte 5 enthält die niederen magischen Zahlen 2, 8, 20; jedoch haben die dann folgenden Zahlen 40, 70, 112... keinerlei Beziehungen zu irgendwie ausgezeichneten Kernen. Die Zahlen 50, 82, 126 ergeben sich, wenn man die zu einer Gruppe zusammengefaßten Drallwerte nicht mit dem kleinsten Wert  $\frac{1}{2}$ , sondern dem jeweils folgenden größten Drallwert aufhören läßt (unterbrochene horizontale Linien). So entsteht die Zahlenfolge der Spalte 6.

Tabelle 1.

1	2	3	4	5	6	7
0	1/2	2	2	2		1 s $1/2$ (+)
1	{ 3/2 1/2	4 2	6	8		1 p $3/2$ (-) 1 p $1/2$ (-)
2	{ 5/2 3/2	6 4				1 d $5/2$ (+) 1 d $3/2$ (+)
0	1/2	2	12	20		2 s $1/2$ (+)
3	{ 7/2 5/2 3/2	8 6 4			28	1 f $7/2$ (-) 1 f $5/2$ (-) 2 p $3/2$ (-) 2 p $1/2$ (-)
1	{ 1/2	2	20	40		
4	{ 9/2 7/2	10 8			50	1 g $9/2$ (+) 1 g $7/2$ (+)
2	{ 5/2 3/2	6 4				2 d $5/2$ (+) 2 d $3/2$ (+)
0	1/2	2	30	70		3 s $1/2$ (+)
5	{ 11/2 9/2 7/2	12 10 8			82	1 h $11/2$ (-) 1 h $9/2$ (-) 2 f $7/2$ (-)
3	{ 5/2	6				2 f $5/2$ (-)
1	{ 3/2 1/2	4 2	42	112		3 p $3/2$ (-) 3 p $1/2$ (-)
6	{ 13/2 11/2	14 12			126	1 i $13/2$ (+) 1 i $11/2$ (+)
4	{ 9/2 7/2	10 8				2 g $9/2$ (+) 2 g $7/2$ (+)
2	{ 5/2 3/2	6 4				3 d $5/2$ (+) 3 d $3/2$ (+)
0	1/2	2	56	168		4 s $1/2$ (+)

Die physikalische Interpretation dieser Numerologie durch das Schalenmodell basiert auf der Tatsache, daß alle Kerne mit gerader Protonen- und gerader Neutronenzahl (gerades A) keinen Drall besitzen, und daß der Drall jedes folgenden Kerns durch den Drall des hinzukommenden Nukleons bestimmt wird. Dieser setzt sich zusammen aus dem Bahndrall und dem dazu entweder parallel oder antiparallel orientierten Spin des Nukleons. So ergibt sich die in Spalte 1 angegebene Folge von Werten des Bahndralls. Für ein kugelsymmetrisches Potentialfeld, das bei  $r = 0$  nichtsingular ist und am Kernrand rasch gegen Null abfällt, folgt aus der Schrödinger-Gleichung, daß in der Tat die in den in Spalte 1 bis 5 markierten Gruppen zusammengefaßten Niveaus jeweils eng beieinanderliegende Energiewerte haben, die von denen der folgenden Gruppe weit getrennt sind; in einem isotropen Oszillatorenpotential

$$V = -\text{Const} + \text{const} \cdot r^2$$

fallen die Niveaus innerhalb einer Gruppe sogar genau zusammen. Schalenabschlüsse bei den Besetzungszahlen der Spalte 6 ergeben sich sodann, wenn man eine starke Spin-Bahn-Koppelung annimmt, d.h. eine Absenkung

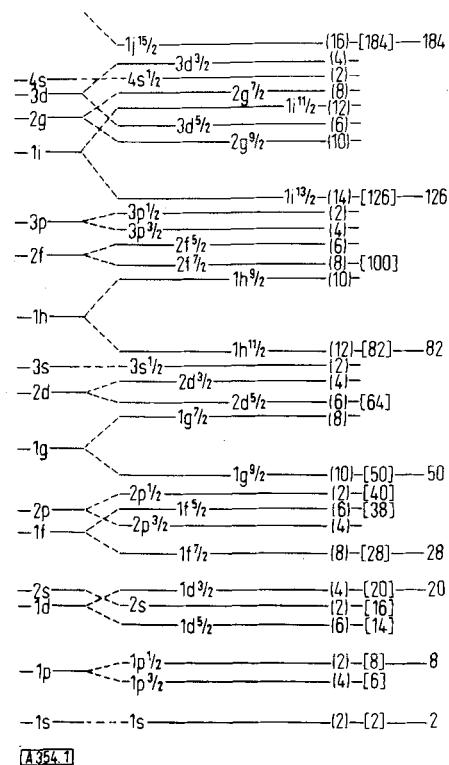
der Energie, falls Bahndrall und Spin gleichgerichtet, eine Anhebung der Energie, falls sie entgegengesetzt gerichtet sind. Diese Niveaupaltung wird um so geringer, je kleiner der Bahndrall ist. Deshalb dominiert bei den leichten Kernen noch die Ordnung nach den Bahndrehimpulsen, und es resultieren Schalenabschlüsse beim Spin  $1/2$ , die zu den Zahlen 2, 8, 20 führen, während bei den schweren Kernen der Schalenabschluß jeweils bei den höchsten Drallwerten liegt. Die Grenze liegt beim ersten Auftreten des Bahndralls 3, für den der resultierende Gesamtdrall  $7/2$  deutlich abgesenkt zwischen den Gruppen liegt; das bedingt die Sonderstellung der Zahl 28.

So ergibt sich eine Charakterisierung der Einteilchen-niveaus wie sie in Spalte 7 angegeben ist, die sich an die Schreibweise der Atomspektroskopie anlehnt.

Die den Symbolen s, p, d, f, g, h, i, ... für die Bahndrallwerte 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, ...

vorangestellten Zahlen geben jeweils die Zahl der Nullstellen (Knoten) in der zugehörigen Radialwellenfunktion an (wobei der Knoten bei  $r = 0$  nicht mitgezählt wird, wohl aber der bei  $r = \infty$ ). Die nachfolgenden Zeichen (+) bzw. (-) charakterisieren das Verhalten der Gesamtwellenfunktion bei Raumspiegelungen, die „Parität“. Diese ist z. B. für die Auswahlregeln beim  $\beta$ -Zerfall von ausschlaggebender Bedeutung.

Eine ausführliche Diskussion des Schalenmodells und seiner zahlreichen experimentell bestätigten Konsequenzen wird der später in dieser Zeitschrift erscheinende Nobelvortrag von Maria Goeppert-Mayer bringen. Hier seien nur noch zwei Punkte hervorgehoben. Die Analogie zur Schalenstruktur der Elektronenhülle liegt nicht



in einer besonders großen Bindungsenergie der letzten Nukleonen in einer abgeschlossenen Schale, sondern nur in der geringen Bindungsenergie des ersten Nukleons, das an eine abgeschlossene Schale angelagert wird. Ferner bezieht sich der Name „Schalenmodell“ keineswegs auf die räumliche Lokalisierung der sukzessiv angebauten Nukleonen, sondern, im übertragenen Sinne, auf die energetischen Verhältnisse. Eine Andeutung der relativen Lage der in Tabelle 1 charakterisierten Niveaus findet sich in der Abbildung 1, die freilich auch nicht maßstabgerecht gezeichnet werden konnte; die Niveaus innerhalb einer Gruppe, z. B. von  $1g\ 7/2$  bis  $1h\ 11/2$  zwischen 50 und 82, oder  $2p\ 3/2$  bis  $1g\ 9/2$  zwischen 28 und 50, liegen noch enger beisammen. Was die räumliche Lokalisierung betrifft, so ist ein Nukleon in jedem der Niveaus in seiner Aufenthaltswahrscheinlichkeit viel gleichmäßiger über den ganzen Kern verteilt, als es bei den Elektronen in der Atomhülle der Fall ist. Während das Bohrsche Atom in seiner „Schalenstruktur“ allenfalls mit einer Zwiebel verglichen werden kann, trifft dieses für den Kern keinesfalls zu.

## Anhang 2

Die Stoßquerschnitte für jedes Paar freier Nukleonen sind so groß, daß sich bei der im Kern vorliegenden Nukleonendichte eine freie Weglänge ergäbe, welche klein gegen den Kerndurchmesser ist, wenn man die einzelnen Nukleonen als unabhängig voneinander betrachten würde. Damit schien die Vorstellung einer „Bahn des einzelnen Nukleons im gemittelten Kraftfeld der übrigen“, die dem Schalenmodell zugrunde liegt, in sich widerspruchsvoll zu sein, und man wurde zwangsläufig auf Bohrs Bild vom Compound-Nucleus geführt. Meines Wissens war Fermi der erste, der (1949) nach dem Erscheinen der Arbeit von Maria Goeppert-Mayer auf eine Lücke in dieser Argumentation hinwies und betonte, daß das Pauli-Prinzip die innere Widerspruchsfreiheit des Schalenmodells gewährleisten kann, trotz der großen Streuquerschnitte für freie Nukleonen. Denn wenn zwei Nukleonen, deren jedes in einem möglichen Schalenmodellzustand angenommen werden möge, in einem Zusammenstoß Energie und evtl. Drehimpuls austauschen sollten, so müßte notwendig dabei eines der beiden in ein tieferes, das andere in ein höheres Niveau gebracht

werden. Wenn aber alle tieferen Niveaus bereits besetzt sind, so verbietet Paulis Ausschließungsprinzip das Zustandekommen eines solchen Stoßes, der durchaus möglich wäre, wenn außer den beiden Partnern keine anderen Nukleonen im Kern vorhanden wären. Dadurch werden die „freien Weglängen“ der Nukleonen innerhalb der Kernmaterie im Grundzustand viel größer als die Kerndimensionen, und es kann durchaus einen Sinn haben, von der Bahn – „orbital“ in der Sprache der Quantenmechanik – eines individuellen Nukleons zu sprechen. Dieser von Fermi hervorgehobene Gesichtspunkt zur Rechtfertigung des Schalenmodells wurde bald danach von Weißkopf noch eingehender diskutiert und später durch die Arbeiten Brueckners und daran anknüpfende Arbeiten anderer Autoren. In dieser letztgenannten Gruppe von Arbeiten wird nicht nur die Freiheit des Schalenmodells von inneren Widersprüchen dargelegt, sondern darüber hinaus gezeigt, daß es in der Tat eine legitime approximative Beschreibung des Kerns im Grundzustand und in niederen Anregungsstufen darstellt, trotz der kurzen Reichweite der Kernkräfte. Sogar bei dem durch die hochenergetischen Streuversuche nahegelegten Typus von Kräften, in dem die stark attraktiven Kräfte kurzer Reichweite bei noch engerer Annäherung der Nukleonen in sehr stark abstoßende Kräfte übergehen, läßt sich das Schalenmodell theoretisch legitimieren.

Damit wurde der Zuständigkeitsbereich des dem Schalenmodell entgegengesetzten Bohrschen Modells des Compound-Nucleus in das Gebiet höherer Anregungsenergien verschoben. Je höher die Anregungsenergie des Kernes wird, um so weniger kann sich das Pauli-Prinzip auswirken, weil dann Stoßpartner nach dem Stoß in unbesetzte Zustände geraten, und damit sind dann die Voraussetzungen für das Bohrsche Bild des Compound-Kernes erfüllt. Es bedarf noch vieler experimenteller, ebenso wie theoretischer Bemühungen, um aufzuhellen, wo und wie die beiden Bilder ineinander übergehen. Nach bisherigen Erfahrungen ist die Grenze keineswegs scharf; es gibt anscheinend noch wesentlich als „Einteilchenanregungen“ im Schalenmodell zu deutende Zustände in einem Energiegebiet, in dem schon viele andere Anregungszustände vorkommen, die als typisch komplexe Vierteilchenanregungen interpretiert werden müssen.

Eingegangen am 18. Dezember 1963 [A 354]  
Anhänge eingegangen am 3. Januar 1964