

# Physik und Chemie mit schweren Ionen — III. Atomphysik und Chemie

## Physics and chemistry with heavy ions — III. Atomic physics and chemistry

B. Fricke Northwestern University, Evanston, Illinois, USA

W. Scheid Institut für Theoretische Physik, Universität Frankfurt am Main

### 1. Untersuchung hochgeladener Ionen

Mit einem Schwerionenbeschleuniger läßt sich auch eine ganze Reihe von bisher ungelösten Problemen der Atomphysik, der Quantenelektrodynamik und der Chemie angehen.

Eine erste Fragestellung ergibt sich bereits mit dem Bau einer Ionenquelle, aus der der Schwerionenbeschleuniger gespeist wird. Um eine möglichst große Energie und gute Strahlqualität zu erreichen, müssen die Ionen hoch geladen sein und dem gleichen Ladungszustand angehören. Um diesen Idealbedingungen in der Praxis möglichst nahe zu kommen, sollte man die Ionisationsenergien der extrem hohen Ladungszustände kennen. Erste theoretische Rechnungen dazu sind bereits unternommen worden [1]. Hier ergibt sich nun die Möglichkeit, diese Werte experimentell zu bestimmen. Damit läßt sich einmal die Qualität der Rechnungen überprüfen, und zum anderen gewinnt man mit solchen Experimenten zum ersten Male Einblick darein, wie sich ein Atom verhält, wenn es nach und nach seiner Elektronen entkleidet wird. Damit kann das Vielelektronenproblem in den verschiedensten Ionisationsstufen an ein und derselben Atomsorte studiert werden.

### 2. Die innersten Elektronenschalen

#### 2.1. Röntgenspektroskopie

Falls superschwere Kerne synthetisiert werden können und sie Halbwertszeiten größer als  $10^{-10}$  s haben, wird sich ihre Elektronenhülle innerhalb dieser Zeit fast vollständig aufgebaut haben. Sollte es nun möglich sein, die Röntgenstrahlung, die beim Übergang der Elektronen in die innersten Schalen ausgesandt wird, zu beobachten, hätte man eine zusätzliche Nachweismethode für die Existenz dieser Kerne, da die Spektren sehr stark von der Kernladung abhängen [2]. Diese röntgenspektroskopische Methode wird besonders wichtig, wenn die Halbwertszeiten sehr groß sind und die kernphysikalischen Nachweise sehr schwierig werden.

Mit der Beobachtung des Röntgenspektrums erhält man auch eine Information über Größe und Gestalt der Kerne; denn die am stärksten gebundenen Elektronen (s-Elektronen mit kugelsymmetrischer Ladungsverteilung) halten sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit im Kerninneren auf und fühlen daher die elektrische Ladungsverteilung im Kern, was die Bindungsenergie direkt beeinflusst. Die Zahl der Elektronen, die sich im Kerninneren aufhalten, nimmt stark mit der Ladung zu, so daß bei den superschweren Elementen die Effekte besonders stark ausgeprägt sind, die von dieser Größe abhängen. Dazu gehören die Isotopieverschiebung, die in der optischen Spektroskopie gemessen wird, die Isomerieverschiebung, die in der Mößbauer-Spektroskopie gemessen wird, und der Elektroneneinfang, ein Zerfallsprozeß des Kernes, bei dem ein Elektron aus der Hülle von den Protonen des Kernes eingefangen wird.

#### 2.2. Quantenelektrodynamische Effekte

Mathematisch wird das Einelektronenproblem, wie z. B. in H, He<sup>+</sup> oder Li<sup>++</sup> etc., von der Schrödinger-Gleichung und unter Einschluß der relativistischen Einflüsse von der Dirac-Gleichung beschrieben. Sogar bei diesem einfachsten aller Systeme ist diese Beschreibung nicht ganz exakt, da sie zwei

### 1. Study of highly charged ions

A heavy ion accelerator can be used for tackling a large number of as yet unsolved problems in atomic physics, quantum electrodynamics and chemistry.

A first set of problems arises, so to say, before we even start, in connection with the design of an ion source for feeding the heavy ion accelerator. In order to achieve the highest possible energy and a satisfactory beam quality, the ions must be highly charged and must all be in the same charge state. In order to approach these ideal conditions as nearly as possible in practice, it is necessary to have information on the ionisation energies of extremely high charge states. The first theoretical calculations in this context have already been undertaken [1]. The construction of the first heavy ion accelerator will provide an opportunity for determining these values experimentally. This will make it possible, firstly, to check the validity of these calculations and, secondly, to study for the first time the behaviour of atoms when they are progressively stripped of their orbital electrons. This, in turn, will make it possible to study the multi-electron problem over a very wide range of ionisation levels of the same atomic species.

### 2. The innermost electron shells

#### 2.1. X-ray spectroscopy

Should it prove possible to synthesise super-heavy nuclei, and should they have half-lives longer than  $10^{-10}$  s, then their electron shells will be almost completely formed within this time. Should it prove possible, in addition, to observe the X-ray radiation emitted in the course of the transition of electrons into the innermost shells, this would provide a supplementary method for detecting the existence of these nuclei because these spectra depend very strongly on the nuclear charge [2]. This X-ray spectroscopic method will be particularly important if the half-lives of these nuclei prove to be very long and their detection by nuclear physical means very difficult.

Observations of the X-ray spectrum also provide information on the size and configuration of atomic nuclei, because the most strongly bound electrons (s electrons with a spherically symmetrical charge distribution) stay with a certain probability in the interior of the nucleus and are therefore exposed to the action of the electric charge distribution in the nucleus, which directly affects the binding energy. The number of electrons which stay in the interior of the nucleus increases sharply with the nuclear charge, and it may therefore be expected that the effects which depend on this phenomenon will be particularly pronounced with super-heavy elements. These effects include the isotopic shift, which is measured in optical spectroscopy, the isomeric shift, which is measured in Mössbauer spectroscopy, and electron capture, which is a nuclear decay process in which one of the orbital electrons is captured by the protons of the nucleus.

#### 2.2. Quantum electrodynamic effects

The single electron problem such as, e.g., in H, He<sup>+</sup> or Li<sup>++</sup>, etc., is described mathematically by the Schrödinger equation or, with inclusion of the relativistic effects, by the Dirac equation. Even for this simplest of all systems, however, this de-

quantenelektrodynamische Effekte nicht enthält. Es sind dies die Vakuumpolarisation und die Vakuumfluktuation, die die Bindungsenergie der Elektronen etwas beeinflussen. Beide Effekte wurden zusammen unter dem Namen *Lamb-Shift* zum ersten Male an der energetischen Aufspaltung der Elektronenzustände  $2s_{1/2}$  und  $2p_{1/2}$  im Wasserstoff gemessen [3]. Die Energieniveaus im Wasserstoff und die Aufspaltung der Zustände sind in Fig. 1 wiedergegeben.

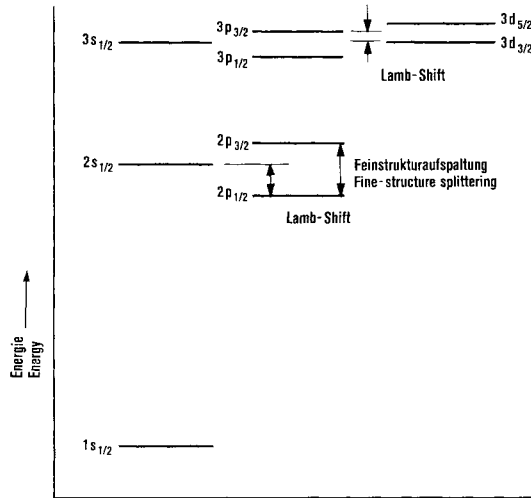


Fig. 1: Die tiefsten Energieniveaus des Wasserstoffatoms. Die Feinstrukturaufspaltung, die aus der Wechselwirkung des Bahndrehimpulses mit dem Spin des Elektrons resultiert, trennt Zustände gleichen Bahndrehimpulses. Durch quantenelektrodynamische Effekte, hier Lamb-Shift genannt, spalten die Zustände mit gleichem Gesamtdrehimpuls auf, z. B.  $2s_{1/2}$  und  $2p_{1/2}$ . Nicht maßstabgerecht, da die Aufspaltungen in Wirklichkeit viel kleiner sind

Fig. 1: The lowest energy levels of the hydrogen atom. The fine structure splitting, resulting from the interaction of the orbital angular momentum with the spin of the electron, separate states with the same orbital angular momentum. Owing to quantum electrodynamical effects, called in this instance the Lamb shift, states with the same total angular momentum are split, e.g.,  $2s_{1/2}$  and  $2p_{1/2}$ . The sketch is not to scale; the actual splitting is much finer than that shown

Die Energie eines Elektrons ist durch die relativistische Gleichung  $E = \pm \sqrt{(pc)^2 + (m_0c^2)^2}$  mit seinem Impuls  $p$  und seiner Ruhemasse  $m_0$  verknüpft. Diese Gleichung ist jedoch nicht eindeutig, denn die Wurzel läßt sowohl positive als auch negative Energien zu. Die Dirac-Gleichung liefert deshalb sowohl eine Beschreibung für Elektronen mit positiver Energie als auch für solche mit negativer Energie. Dies ist in Fig. 2 dargestellt. Oberhalb der Ruheenergie der Elektronen  $m_0c^2$  beginnt das Kontinuum freier Elektronen. Die Werte zwischen  $m_0c^2$  und  $-m_0c^2$  werden von gebundenen Elektronen eingenommen, und für Energien unterhalb  $-m_0c^2$  beginnt das Kontinuum negativer Energie. Wären diese Zustände negativer Energie unbesetzt, so würden Elektronen mit positiver Energie unter Emission eines  $\gamma$ -Quants diese sofort besetzen. Da dies jedoch nicht beobachtet wird, kann man in diesem Bilde annehmen, daß alle diese Zustände von Elektronen mit negativer Energie bereits besetzt sind. Man nennt diesen Gesamtzustand das physikalische Vakuum, da Elektronen mit  $E < -m_0c^2$  im feldfreien Raum keine physikalischen Wirkungen zeigen.

Dies gilt jedoch nicht in der Nähe der Atomkerne. Dort ist das elektrische Feld so stark, daß kurzzeitig im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation einige dieser Elektronen in das normale Kontinuum angehoben werden können. Das Loch, das dabei im See der negativen Zustände entsteht, stellt ein Positron dar (siehe Fig. 2). Diese Elektron-Positron-Paare werden, da sie elektrisch geladen sind, im Feld des Atomkernes polarisiert. Dadurch entsteht ein zusätzliches

description is not quite exact because it fails to take into account two quantum electrodynamic effects. These two effects are vacuum polarisation and vacuum fluctuation, and they both affect to some extent the binding energy of electrons. The two effects were measured together for the first time, under the name *Lamb shift*, on the splitting of the energetic levels of the electron states  $2s_{1/2}$  and  $2p_{1/2}$  in hydrogen [3]. The energetic levels in hydrogen, and the splitting of the states, are shown in Fig. 1.

The energy  $E$  of an electron is linked to its momentum  $p$  and to its rest mass  $m_0$  by the relativistic equation  $E = \pm \sqrt{(pc)^2 + (m_0c^2)^2}$ . This equation is ambivalent because the square root allows a positive as well as a negative energy. The Dirac equation therefore provides a description of electrons with a positive energy as well as of electrons with a negative energy. This is shown in Fig. 2. Above the rest energy of electrons  $m_0c^2$  begins the continuum of free electrons. The levels between  $m_0c^2$  and  $-m_0c^2$  are occupied by bound electrons, whereas below the energy  $-m_0c^2$  begins the continuum of negative energy. Had these states of negative energy not been occupied, electrons with a positive energy would immediately occupy them, with emission of a gamma quantum. As this is not observed in fact, it may be assumed in this schema that all these states are already occupied by electrons with a negative energy. This entire state domain is called the physical vacuum because electrons with  $E < -m_0c^2$  show no physical effects in field free space.

This does not apply, however, in the proximity of atomic nuclei. The electric fields near atomic nuclei are so strong that, pursuant to Heisenberg's principle of uncertainty, some of these electrons may be lifted for a short time into the normal continuum. The hole which is formed in the sea of negative states represents a positron (see Fig. 2). These electron/positron pairs are electrically charged and are therefore polarised in the field of the atomic nucleus. This engenders a supplementary potential which affects the binding energies of the bound atomic electrons. This effect is called vacuum polarisation.

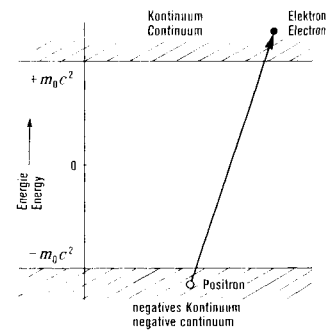


Fig. 2: Spektrum der Elektronen

Fig. 2: The spectrum of electrons

Vacuum fluctuation is caused by the fact that, pursuant to the Heisenberg principle of uncertainty, an orbital electron may jump for a short time into other, bound and unbound, orbital states. As all these states are coupled with each other, this results in a small change in the binding energy of the electron. For small atomic numbers  $Z$  these effects are very small and can therefore be described sufficiently accurately with the aid of a perturbation calculation, using an expansion in the parameter  $Z\alpha$ , where  $\alpha = 1/137$  [4]. Should it become possible, however, to observe spectra in nuclei with  $Z > 137$ , for which the description used up to now is no longer possible, then it will be necessary to devise an exact description of these effects. It will no longer be possible to

Potential, das die Bindungsenergien der gebundenen Atom-  
elektronen beeinflusst. Diesen Beitrag nennt man Vakuum-  
polarisation.

Die Vakuumfluktuation wird dadurch erzeugt, daß ein Hül-  
lenelektron kurzzeitig nach der Heisenbergschen Unschärfe-  
relation in andere gebundene und ungebundene Hüllen-  
zustände springen kann. Da alle diese Zustände jedoch mit-  
einander verkoppelt sind, ergibt sich eine kleine Änderung  
der Bindungsenergie des Elektrons. Diese Effekte sind für  
kleine Ladungszahlen  $Z$  sehr klein und lassen sich daher gut  
mit Hilfe der Störungsrechnung beschreiben, wobei man nach  
dem Parameter  $Z\alpha$  ( $\alpha = 1/137$ ) entwickelt [4]. Sollte es jedoch  
möglich sein, in Kernen mit  $Z > 137$  Spektren zu beobachten,  
für die die bisherige Beschreibung nicht mehr möglich ist,  
dann muß eine exakte Beschreibung der Effekte erfolgen.  
Das Problem kann dann nicht mehr so gelöst werden, daß  
man in erster Näherung die Elektronen als unabhängige  
Teilchen betrachtet, die sich in dem vom Kern herrührenden  
Potential bewegen. Die elektrischen Felder werden für  
 $Z > 137$  so stark, daß Veränderungen in den oben genann-  
ten Zuständen negativer Energie auftreten können. Dann  
muß das gebundene Elektron in Wechselwirkung mit dem  
See der Elektronen berechnet werden, die die Zustände mit  
 $E < -m_0c^2$  besetzen [5].

Fig. 3 zeigt die nach der Dirac-Gleichung für einen aus-  
gedehnten Kern berechneten Bindungsenergien der innersten  
Elektronen für superschwere Elemente. Danach würde das  
 $1s$ -Elektronenniveau bei  $Z \approx 164$ , also zufällig im Bereich  
der zweiten Insel quasistabiler Elemente, in den Positronen-  
see eintauchen. Berücksichtigt man jedoch den Einfluß der  
anderen Elektronen, so verschiebt sich dieses »Eintauchen«  
bereits nach  $Z \approx 174$ . Wir vermuten, daß die Vakuum-polar-  
isation und Vakuumfluktuation dieses Eintauchen sogar ganz  
verhindern wird und die verschiedenen Elektronenniveaus  
einem asymptotischen Grenzwert zustreben [6]. Gelingt es,  
das Röntgenspektrum der superschweren Kerne zu messen,  
hätte man zum ersten Mal experimentelle Information aus  
diesem Bereich, in dem die quanten-elektrodynamischen  
Effekte eine große Rolle spielen.

Da Effekte, die von der gegenseitigen Wechselwirkung vieler  
Elektronen in einem Atom herrühren (Vielteilcheneffekte),  
theoretisch nicht exakt erfaßt werden können, sollten Va-  
kuumeffekte am besten in schweren Eielektronensystemen  
untersucht werden. Dabei ist man heute erst bis Kohlenstoff  
gekommen, doch sollte es mit Hilfe des Schwerionenbeschleu-  
nigers möglich sein, Eielektronensysteme mit schweren Ker-  
nen herzustellen.

Diese Untersuchungen sind von fundamentaler physikalischer  
Bedeutung, da damit Fragen wie: Was ist das Vakuum?  
oder: Ist die Stärke eines elektro-magnetischen Feldes be-  
grenzt? beantwortet werden können.

### 3. Die äußersten Hüllenelektronen. Chemie superschwerer Elemente

#### 3.1. Allgemeines

Das chemische Verhalten der superschweren Elemente und  
ihre Einordnung in das Periodensystem ist ein weiteres gro-  
ßes Forschungsprojekt, das mit einem Schwerionenbeschleu-  
niger durchführbar ist. Die chemische Identifikation bietet  
darüber hinaus eine weitere Möglichkeit, quasistabile super-  
schwere Elemente nachzuweisen. Um einen Anhalt zu haben,  
wie die Chemie der superschweren Elemente aussehen wird,  
sind eine Reihe von Rechnungen durchgeführt worden [2, 7].  
Die Voraussagen ergeben das Periodensystem, das in Fig. 4  
bis zum Element  $Z = 172$  fortgesetzt ist.

apply to this problem the expedient of considering the elec-  
trons, in the first approximation, as independent particles  
moving in the potential generated by the nucleus. At  $Z > 137$   
the electric fields become so strong that changes may arise  
in the negative energy states mentioned above. In that event  
the calculations for a bound electron must take into ac-  
count the interactions of this electrons with the sea of elec-  
trons occupying the states with  $E < -m_0c^2$  [5].

Fig. 3 shows the binding energies of the innermost electrons  
calculated for super-heavy elements using the Dirac equa-  
tion for an extended nucleus. According to this schema, the  
 $1s$  electron level would plunge into the positron sea at about  
 $Z \approx 164$ , i.e., by coincidence, in the region of the second  
island of quasi-stable elements. Taking into account the  
effect of the other electrons, however, this "plunge" is shifted  
towards  $Z \approx 174$ . It is presumed that vacuum polarisation  
and vacuum fluctuation will prevent this plunge altogether  
and that, instead, the various electron levels will tend to an  
asymptotic limit [6]. Should we succeed in measuring the X-ray  
spectrum of super-heavy nuclei, we would obtain for the  
first time experimental information about this domain in  
which quantum electrodynamic effects play an important  
role. Multi-particle effects, i.e., effects due to the interaction  
of many electrons in an atom, cannot be described theoret-  
ically with sufficient accuracy. The best method for studying  
vacuum effects is therefore on heavy single electron systems.  
Such studies have been carried out so far up to the carbon  
atom; a heavy ion accelerator would make it possible to  
produce single electron systems with heavy nuclei.

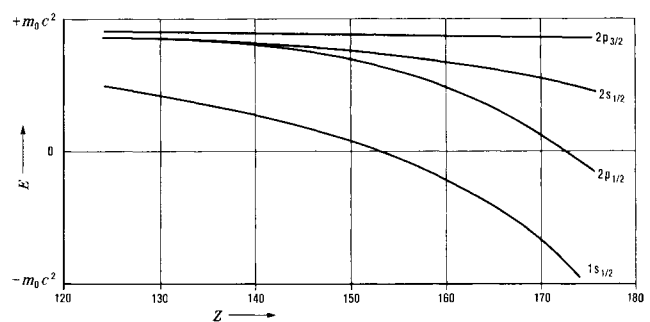


Fig. 3: Energien  $E$  der vier am tiefsten liegenden inneren Elektronenniveaus  
für Elemente zwischen  $Z = 125$  und  $Z = 180$ . Auf Grund von quantenele-  
ktrodynamischen Effekten, die man aber noch nicht exakt berechnen kann,  
ist es möglich, daß die Zustände das negative Kontinuum nicht erreichen,  
sondern vorher in eine Horizontale umbiegen

Fig. 3: Energies  $E$  of the four lowest inner electron levels for elements  
between  $Z = 125$  and  $Z = 180$ . Because of quantum electrodynamic effects  
which, however, cannot be exactly calculated as yet, it is possible that  
the states do not reach the negative continuum but are deflected earlier  
towards a horizontal asymptotic line

These investigations are of fundamental physical importance  
because they may provide information for answering such  
questions as: What is vacuum? or: Is the strength of an elec-  
tromagnetic field limited?

### 3. The outermost orbital electrons. Chemistry of super-heavy elements

#### 3.1. General

The chemical properties of super-heavy elements, and their  
classification in the Periodic Table, are another large re-  
search project awaiting a heavy ion accelerator. In addition,  
chemical identification presents a further possibility for de-  
tecting quasi-stable super-heavy elements. A number of  
calculations have been carried out [2, 7] to obtain an idea  
of the chemistry of the super-heavy elements. Fig. 4 shows  
the Periodic Table extrapolated as far as element  $Z = 172$   
on the basis of these predictions.

H																		He																																																																																									
1																		2																																																																																									
Li																		Be																																																																																									
3																		4																																																																																									
Na																		Mg																																																																																									
11																		12																																																																																									
K																		Ca		Sc																																																																																							
19																		20		21																																																																																							
Rb																		Sr		Y																																																																																							
37																		38		39																																																																																							
Cs																		Ba		La																																																																																							
55																		56		57																																																																																							
Fr																		Ra		Ac																																																																																							
87																		88		89																																																																																							
Ce		Pr		Nd		Pm		Sm		Eu		Gd		Tb		Dy		Ho		Er		Tm		Yb		Lu		Hf		Ta		W		Re		Os		Ir		Pt		Au		Hg		Tl		Pb		Bi		Po		At		Rn																																																			
58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118																																															
119		120		121		122		123		124		125		126		127		128		129		130		131		132		133		134		135		136		137		138		139		140		141		142		143		144		145		146		147		148		149		150		151		152		153		154		155		156		157		158		159		160		161		162		163		164		165		166		167		168		169		170		171		172	

Fig. 4: Periodensystem in seiner Fortsetzung bis zum Element 172

Fig. 4: Periodic Table, extrapolated as far as element 172

### 3.2. Die d-Elemente $Z = 104$ bis $Z = 112$

Von den Elementen  $Z = 104$  und  $105$ , die sich, wie man bereits nachgewiesen hat, analog zu Hafnium bzw. Tantal verhalten, bis zu  $Z = 112$  erwartet man Elemente der Nebengruppe, die von den äußeren  $6d$ -Elektronen bestimmt werden. Die kernphysikalisch interessanten Elemente  $110$  bis  $112$  werden wahrscheinlich sehr gute Edelmetalle sein. In echten chemischen Verbindungen werden niedrigere Oxydationsstufen als in den analogen Elementen Pt bis Hg vorherrschen.

### 3.3. Die p- und s-Elemente $Z = 113$ bis $Z = 120$

Die Elemente  $Z = 113$  bis  $Z = 118$  sind die p-Elemente der 7. Periode. Wegen relativistischer Einflüsse, relativ stärkerer Bindung der äußeren s-Elektronen und größer werdender Aufspaltung der  $p_{1/2}$ - und  $p_{3/2}$ -Unterschalen kann man annehmen, daß sich das Element  $Z = 114$  analog zu Blei verhält, allerdings fast nur mit einer reinen Zweiwertigkeit. Dieses Verhalten wird für seine chemische Identifizierung wichtig sein. Ebenso wird auch die Hauptvalenz der nachfolgenden Elemente im wesentlichen um zwei niedriger liegen, als es bei den p-Elementen sonst üblich ist. Element  $119$  und  $120$  werden ein Alkali- und Erdalkalimetall sein, für die außer der bisher bekannten ein- bzw. zweiwertigen Form noch höhere Oxydationsstufen erwartet werden.

### 3.4. Die Elemente $Z = 121$ bis $Z = 172$

Wegen der voraussichtlich großen Instabilität der Kerne zwischen den beiden quasistabilen Inseln wird man wohl nie Einblick bekommen in die chemisch äußerst interessanten Superactinoiden-Elemente ab  $Z = 121$ . Hier wird die Chemie von 5 verschiedenen Schalen mit geringer Bindungsenergie bestimmt, so daß in diesen Elementen sehr hohe, bisher unbekannte Oxydationsstufen und Hybridisierungsformen erwartet werden. Die physikalisch möglicherweise wieder erfassbaren Elemente ab  $Z = 153$  sind die Analoga zu den d-Elementen der niedrigeren Perioden. Allerdings besteht der Unterschied, daß die s-Elektronen, die sonst

### 3.2. The d-elements $Z = 104$ to $Z = 112$

It has already been shown for the elements  $Z = 104$  and  $Z = 105$  that they behave similarly to hafnium and tantalum respectively. From there, and as far as  $Z = 112$ , it is expected to find elements of the side group with properties determined by the outer  $6d$  electrons. The elements  $110$  to  $112$ , which are particularly interesting from the point of view of nuclear physics, will probably be good noble metals. In genuine chemical compounds, however, these three elements will have lower oxidation levels than the analogous known elements Pt, Au and Hg.

### 3.3. The p and s elements $Z = 113$ to $Z = 120$

The elements  $Z = 113$  to  $Z = 118$  are the p elements of the 7th period. Because of relativistic effects, of the relatively strong binding of the outer s electrons and of the increasingly wide splitting of the  $p_{1/2}$  and  $p_{3/2}$  sub-shells, it may be assumed that element  $Z = 114$  will have a behaviour similar to that of lead with, however, virtually only the valency 2. This behaviour will be important for the chemical identification of this element. The main valency of the elements  $Z = 115$  to  $Z = 118$  is also likely to be lower by 2 than that of the corresponding known p elements. Elements  $119$  and  $120$  will be an alkali metal and an alkaline earth metal respectively which, however, are expected to be capable of higher oxidation levels than the univalent and the bivalent form respectively, known so far.

### 3.4. The elements $Z = 121$ to $Z = 172$

Owing to the presumably high instability of the nuclei between the two quasi-stable islands, we shall probably never obtain any information on the chemically extremely interesting superactinoid elements from  $Z = 121$  onwards. The chemistry of such elements would be governed by 5 different shells with low binding energies, so that we would expect to find very high, as yet unknown, oxidation levels and hybridisation forms. The elements from  $Z = 153$  onwards, which might possibly be detectable physically, are the analogues of the d elements of the lower periods with the

ebenfalls mit den d-Elektronen an der Valenz teilgenommen haben, wegen ihrer großen Bindungsenergie hier chemisch völlig inaktiv geworden sind. Dies gilt ebenfalls noch für zwei weitere vorgezogene  $p_{1/2}$ -Elektronen. Da in den Elementen  $Z = 155$  bis  $Z = 164$  die 7d-Elektronen die Valenzelektronen sind, sind diese Elemente im Periodensystem in Fig. 4 unter den d-Elementen eingeordnet. Das quasistabile Element bei  $Z = 164$  dürfte ein nicht sehr ausgeprägtes Edelmetall sein, das in chemischen Verbindungen sehr hohe Oxydationsstufen hat. Die Elemente  $Z = 165$  und  $166$  sind voraussichtlich ein Alkali- und Erdalkalimetall. Von  $Z = 167$  bis  $172$  folgen dann, wie in der zweiten und dritten Periode, sechs p-Elemente, die von einem Edelgas abgeschlossen werden, das voraussichtlich bei Normaltemperatur bereits fest sein dürfte. Dieser kurze Streifzug durch das Periodensystem, das gut über die Hälfte länger ist als das heute experimentell bekannte, zeigt uns bereits, welche interessante Fragen den Chemiker hier erwarten.

(Eingegangen am 24. 5. 1971)

#### Literatur • References

- [1] Carlson, T. A. u. a.: *Atomic Data* **2**, 63 (1970)
- [2] Fricke, B., W. Greiner und J. T. Waber: *Theo. chim. Acta* **21**, 235 (1971)
- [3] Lamb, W. E., und R. C. Retherford: *Phys. Rev.* **72**, 241 (1947); **79**, 549 (1950); **86**, 1014 (1952). — Petermann, A.: *Fortschritte der Physik* **6**, 505 (1958)
- [4] Bjorken, J. D., und S. D. Drell: *Relativistische Quantenmechanik*, Band I. Mannheim: Bibliographisches Institut 1966
- [5] Reinhardt, P. G.: *Lett. al Nuovo Cimento* **3**, 313 (1970). — Reinhardt, P. G., H. Arenhövel und W. Greiner: *Nucl. Phys.* **A 166**, 173 (1971)
- [6] Fricke, B., und W. Greiner: *Physik in unserer Zeit* **1**, 21 (1970)
- [7] Fricke, B., und J. T. Waber: *Actinides Review* **1**, 433 (1971)

difference, however, that in the known d elements the s electrons take part in the valency together with the d electrons, whereas in the super-heavy d elements the s electrons will be totally inactive chemically because of their high binding energy. This also applies to two further electrons of the  $p_{1/2}$  sub-shell. The valency electrons of the elements  $Z = 155$  to  $Z = 164$  are the 7d electrons; for this reason, these elements are arranged in the Periodic Table Fig. 4 under the d elements. The quasi-stable element  $Z = 164$  should be a noble metal, with rather weak noble properties and with very high oxidation levels in chemical compounds. The elements  $Z = 165$  and  $Z = 166$  are likely to be an alkali and an alkaline earth metal respectively. The elements  $Z = 167$  to  $Z = 172$  are likely to be, as in the second and the third periods, six p elements concluding with an inert gas which is likely to be solid at room temperature.

This brief excursion through the extended Periodic Table, which is more than half as long again as that experimentally known at present, demonstrates sufficiently the great interest of the questions which await chemists in this field.