

quadratische Anordnung besitzt. Nimmt man z. B. an, daß die Atome der Oberflächenschicht über den Ecken der Elementarzellen der Kupferoberfläche im Abstand z sitzen, das flächenzentrierte Kupferatom in der Mitte der Elementarzelle aber unbesetzt bleibt, so erhält man für die Strukturamplitude F der Oberflächenschicht

$$F = f \cdot e^{2\pi i z l},$$

wo f der Atomformfaktor der Atome der Oberflächenschicht ist. Da die Strukturamplitude der Kupferunterlage an den Stellen, an denen die zusätzlichen Linien auftreten (nämlich bei denen die Indizes hkl gemischt sind) Null ist, stellt $|F|^2 = f^2$ bereits die Intensität der zusätzlichen Linien dar. Bei den anderen Reflexen tritt eine Überlagerung mit der Streuamplitude der Kristallunterlage auf, die lediglich zu Intensitätsschwankungen der vorhandenen Kupferreflexe führt.

Die Frage, worauf die Oberflächenschicht zurückzuführen ist, ist bei der elektrolytisch polierten Fläche noch relativ einfach zu beantworten. Es wurde schon früher vermutet, daß Reste aus dem Polierbad zurückbleiben und den Kristall mit einer Schicht überziehen. Sie macht sich durch das Ausbleiben einer nachweisbaren Oxydschicht nach der Berührung mit der Atmosphäre⁷ und durch die Störung der Orientierung von Aufdampfschichten bemerk-

bar⁴. Auch ist die Intensität der Kupferreflexe nach der Kathodenzerstäubung infolge der Entfernung der Schicht sichtbar erhöht. Daß sich die Linien beim Erwärmen verstärken, ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß sich die Fremdatome bei der erhöhten Beweglichkeit noch weiter ordnen. Bei weiterer Erwärmung dampfen die Fremdatome ab oder wandern durch Platzwechsel in das Innere des Kristalls, so daß die Linien wieder verschwinden.

Wesentlich unklarer ist die Lage bei den Aufdampfschichten, zumal die Versuchsbedingungen nicht ganz übersichtlich sind (Reinheit der Kupferfläche unmittelbar vor dem Bedampfen, Wirkung des Restgases). Immerhin weist das Interferenzbild auf eine Atomanordnung in der obersten Netzebene hin, die von der normalen (100)-Fläche eines flächenzentrierten Kristalls abweicht. Um eine genaue Deutung zu geben, bedarf es einer Untersuchung unter den Bedingungen des Höchstvakuaums.

Aus den vorliegenden Versuchen ergibt sich also, daß monoatomare Schichten bei einer periodischen Atomanordnung auf Metalleinkristallen auch mit schnellen (40 kV) Elektronen nachgewiesen werden können. Bei regelloser Anordnung wäre eine solche Deckschicht kaum nachweisbar, da ihre Interferenzen im allgemeinen Untergrund untergehen würden.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit; der Deutschen Forschungsgemeinschaft habe ich für finanzielle Unterstützung zu danken.

⁷ H. WESEMEYER u. H. RAETHER, Naturwiss. 17, 398 [1952].

NOTIZEN

On the Pairing Energy of Medium Heavy Nuclei

By H. KÜMMEL

Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforsch. 16 a, 208—209 [1961]; eingegangen am 11. Januar 1961)

The anomalies in the neutron and proton pairing energies observed by NIER and collaborators¹ follow from the superfluidity theory² of nuclear pairing effects. In this theory the quantity

$$P_n^{\text{theor.}} = 2\sqrt{(\varepsilon_0 - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (1)$$

approximately is the even-odd mass difference (twice the distance between energy surfaces for even and odd N resp. Z nuclei). The correction $\varepsilon_0 - \lambda$ is small (of the order 0.1 MEV) and important only for almost empty or almost filled shells, where the theory breaks down in any case. Assuming uniform level density in the shell

¹ V. B. BHANOT, W. H. JOHNSON and A. O. NIER, Phys. Rev. 120, 235 [1960].

under investigation (with 2Ω levels, $\varepsilon'' - \varepsilon'$ = energy difference between the lowest and the highest state in the shell) one approximately has²

$$\Delta_n = \frac{1}{2}(\varepsilon'' - \varepsilon') (\sinh \eta)^{-1} (1 - \chi_n^2)^{1/2} \quad (2)$$

with

$$\eta = (\varepsilon'' - \varepsilon')/\Omega G, \quad \chi_n = 1 - (n/\Omega), \quad (3)$$

if n = number of particles in the shell, G = coupling strength of the pairing interaction. It easily can be read off from this equation that Δ rapidly increases, if we fill the shell with particles or holes. On the other hand, if the deformation increases, the density $\varrho = \Omega/(\varepsilon'' - \varepsilon')$ of states decreases and tends to make Δ small. Therefore, in shells with large deformations in the middle region we expect two maxima for the even-odd mass difference 2Δ . Using (2) and the deformation dependence

$$\varepsilon'' - \varepsilon' = (0.475 + \delta \cdot 3.25) \cdot 41 \cdot A^{-1/3} \text{ MEV} \quad (4)$$

² S. T. BELYAEV, K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-fys. Medd. 31, No. 11 [1959].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

(which corresponds to the results from the NILSSON potential³) and $G=31 A^{-1}$ we have evaluated the pairing energy 2Δ for all nuclei with neutron number $82 \leq N \leq 126$ where the experimental deformation parameters δ were known. In Fig. 1 we have compiled all δ from E2 transition measurements and COULOMB

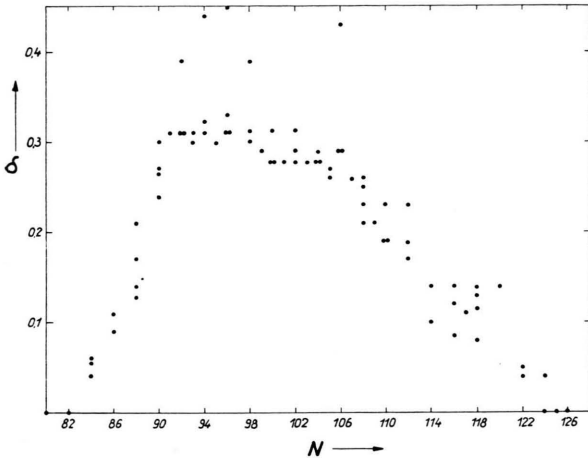


Fig. 1. Assumed deformation parameters δ for nuclei with $82 \leq N \leq 126$ taken from ref. ⁵⁻⁷. The experimental uncertainties usually are of the order of 10–20%.

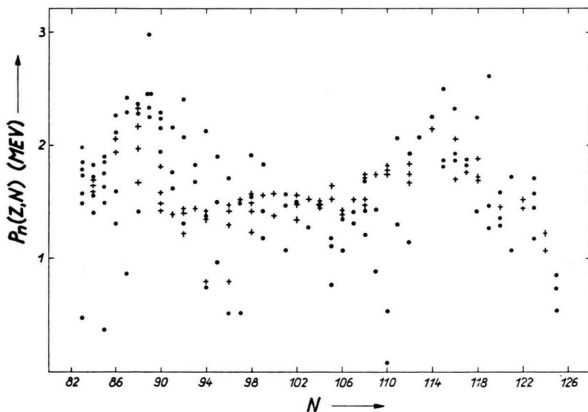


Fig. 2. Neutron pairing energies. + theoretical, • experimental, taken from ref. ¹ and ⁹. The experimental errors usually are of the order of 0.1 MeV, for some points of the order of 0.4 MeV, however.

³ S. G. NILSSON, K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-fys. Medd. **29**, No. 16 [1955].

⁴ This is about the coupling strength assumed by L. S. KISSLINGER and R. A. SORESENSEN, K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-fys. Medd. **32**, No. 9 [1960].

⁵ G. M. TEMMER, Rev. Mod. Phys. **30**, 498 [1958].

⁶ K. ALDER et al., Rev. Mod. Phys. **28**, 432 [1956].

⁷ P. BRIX and H. KOPFERMANN, Rev. Mod. Phys. **30**, 517 [1958].

⁸ One may eliminate the curvature by using more complicated linear combinations of binding energies. The most reasonable quantity would be

$$P_n^{\text{exp.}} - \frac{1}{4} |B(N+2, Z) + B(N-2, Z) - 2B(N, Z)|;$$

excitations^{5, 6}. In the region $82 \leq N \leq 90$ we have used the isotope shift measurements⁷ which give some qualitative estimates for δ . The resulting theoretical quantities 2Δ are plotted in Fig. 2 (crosses).

Comparing with the experimental values

$$P_n^{\text{exp.}}(N, Z) = |B(N-1, Z) + B(N+1, Z) - 2B(N, Z)| \quad (5)$$

of the even-odd mass difference (B =binding energies), one has to bear in mind that this quantity is not really the distance between the energy surfaces. There are two important effects, which cause this trouble. The curvature of the surfaces produces a difference of $P_n^{\text{exp.}}$ for even and odd N , the average value of which is small (of the order of 0.32 MeV in this region)⁸. At shell closures the crack in the energy surfaces yields a much too large $P_n^{\text{exp.}}$ [the difference $P_n^{\text{exp.}}(82, Z) - P_n^{\text{exp.}}(83, Z)$ is of the order of 2 MeV] which then has nothing to do with the quantity 2Δ . Therefore, we have added (subtracted) 0.16 MeV to (from) $P_n^{\text{exp.}}$ for odd (even) N and we have omitted the points $N=82$ and $N=126$. This procedure brings the values of $P_n^{\text{exp.}}(N, Z)$ and $P_n^{\text{exp.}}(N+1, Z)$ nearer together. Using the mass values from EVERLING, KÖNIG, MATTAUCH and WAPSTRA⁹ together with the values from BHANOT, JOHNSON and NIER¹, we have plotted the experimental pairing energies in Fig. 2 (points). In spite of the crude approximations we have used and the neglecting of the influence of other shells as well as the dependence of G on the deformation¹⁰, there is good agreement between experimental and theoretical values¹¹. Some single points do not fit into this picture. There is some suspicion that nuclei with too large (small) experimental pairing energies have anomalously small (large) deformations (examples: Os¹⁹¹ and Sm¹⁵¹ resp. Ho¹⁶⁴). It would be worth while to check the deformations of those nuclei.

Of course, there may be other reasons for this effect. In the region around $N=94$ some minor deviations of theoretical from experimental values occur¹².

The proton pairing energies as well as the neutron pairing energies in the heavy element region have been investigated in a similar manner. The experimental values are reproduced quite well. More details will be published elsewhere.

The author is grateful to Dr. MANG for discussions, to Prof. MATTAUCH for discussions and for supplying him with numerical values for experimental pairing energies.

it involves 5 nuclei, however, and the number of data available is fairly small.

⁹ F. EVERLING, L. A. KÖNIG, J. H. E. MATTAUCH and H. A. WAPSTRA, Nucl. Phys. **18**, 529 [1960].

¹⁰ B. R. MOTTETSON and J. G. VALATIN, Phys. Rev. Letters **5**, 511 [1960].

¹¹ A part of this plot (for the energy gap, which is not quite the same as the pairing energy) may be found in B. R. MOTTETSON, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston, 1960. There a smaller G -value was employed.

¹² The linear combination of footnote 8 seems to yield larger values in this region.