

Über Leitfähigkeitsmessungen an AgCl-Kristallen

Von E. JELTSCH

Institut für Kristallphysik

der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Berlin
(Z. Naturforschg. 13 a, 899–900 [1958]; eingegangen am 4. August 1958)

AgCl-Kristalle mit und ohne willkürliche Dotierung zeigen nach einer Bestrahlung bei ca. 20 °K mit kurzwelligem sichtbarem Licht oder RÖNTGEN-Licht und anschließender Erwärmung charakteristische Leitfähigkeitsänderungen (Abb. 1). Insbesondere findet man

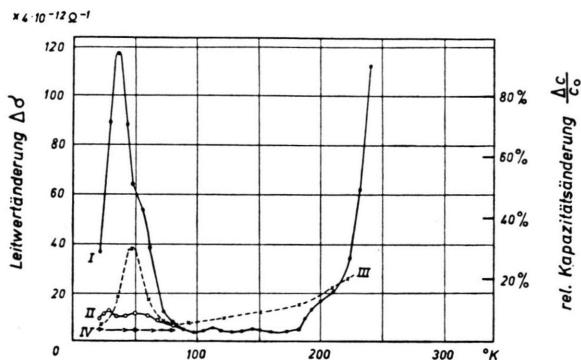


Abb. 1. Leitfähigkeitskurven eines AgCl-Kristalls. Kurve I: nach Bestrahlung mit $1,1 \cdot 10^{13}$ Quanten der Wellenlänge 405 m μ ; II: nach elektrischer Tilgung 30 min 4 kV/cm; III: nach Erwärmen auf 240 °K (thermische Tilgung); IV: relative Kapazitätsänderung zu Kurve I.

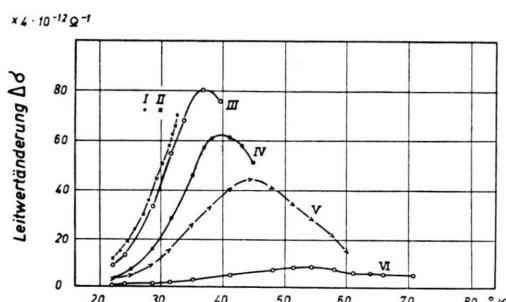


Abb. 2. Thermische Tilgung an einem AgCl-Kristall. Kurve I, II: Kontrolle der Reversibilität (nach Bestrahlung mit $8 \cdot 10^{13}$ Quanten 405 m μ); III: nach II durchlaufen, bei ca. 40 °K abgebrochen und auf 20 °K abgekühlt; IV: nach III durchlaufen, bei 45 °K abgebrochen und auf 20 °K abgekühlt; V: nach IV durchlaufen, bei ca. 60 °K abgebrochen und auf 20 °K abgekühlt; VI: nach V durchlaufen.

stets ein kräftiges Leitfähigkeitsmaximum bei ca. 37 °K und kleinere Maxima bei höheren Temperaturen. Das Maximum bei ca. 37 °K ist bei allen untersuchten Kristallproben (AgCl, AgCl–Ag₂Se, AgCl–Ag₂S, AgCl–CdCl₂) in ähnlicher Weise gefunden worden, während bei höheren Temperaturen Unterschiede zwischen den verschiedenen Kristallproben feststellbar sind.

Die Leitfähigkeitsmaxima lassen sich durch Temperaturerhöhung abbauen (thermische Tilgung): Man

muß hierzu das Maximum überschreiten; die Flanke, die den tiefen Temperaturen zugewendet ist, läßt sich annähernd reversibel durchlaufen, solange man dem Gipfel nicht zu nahe kommt (Abb. 2, Kurve I und II). Überschreitet man diesen etwas, kühlst ab und erwärmt erneut, so beobachtet man eine Kurve, deren Maximum etwa dort liegt, wo die vorangegangene Erwärmung abgebrochen wurde (Abb. 2, Kurve III–VI). Erst nach Erwärmung bis zu hinreichend hohen Temperaturen verschwindet das Leitfähigkeitsmaximum fast vollständig.

Tilgt man das Leitfähigkeitsmaximum thermisch und bestrahlt erneut, so liegt das neue Maximum meist etwas zu höheren Temperaturen verschoben. Nur wenn das neue Leitfähigkeitsmaximum wesentlich stärker

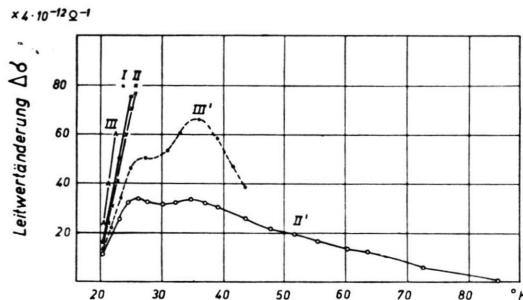


Abb. 3. Tilgung durch Rotlicht. Kurve I, II: Kontrolle der Reversibilität; II vor, II' nach Rotlichtbestrahlung; III vor, III' nach Rotlichtbestrahlung.

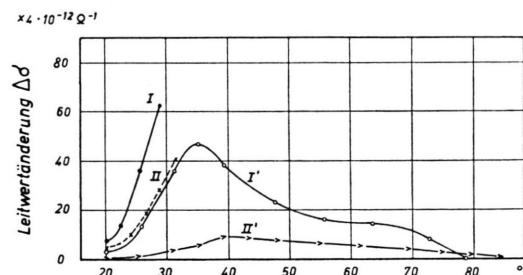


Abb. 4. Elektrische Tilgung. Kurve I vor, I' nach elektrischer Tilgung, 30 min 1 kV/cm; Kurve II vor, II' nach elektrischer Tilgung, 30 min 2 kV/cm.

ausgebildet ist als das alte, ist die Lage kaum verändert.

Mit dem Leitfähigkeitsmaximum wird auch ein Maximum der Kapazität der Kristallprobe durchlaufen (Abb. 1), das meist etwas zu höheren Temperaturen verschoben liegt und bei gleicher Probe und Vorbehandlung dem Leitfähigkeitsmaximum annähernd proportional ist. Dieses Kapazitätsmaximum überlagert sich einer Kapazitätszunahme mit steigender Temperatur, die auch ohne vorangegangene Bestrahlung beobachtet wird. Verschiebt sich das Leitfähigkeitsmaximum bei teilweiser thermischer Tilgung oder bei vollständiger Tilgung und erneuter Bestrahlung, so tut das Kapazitätsmaximum das gleiche.



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 digitized 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.

Undotierte AgCl-Kristalle zeigen nach der Bestrahlung bei 20°K Leiterterhöhungen, die auch nach langer Zeit nicht vollständig abgeklungen sind. Bestrahlt man einen solchen Kristall anschließend mit Rotlicht ($\lambda > 680 \text{ m}\mu$), so fällt nach anfänglicher Vergrößerung der Leitwert auf einen Wert ab, der meist unter dem Dunkelleitwert vor der Rotlichtbestrahlung liegt. Man erreicht schließlich einen stationären Zustand, in dem die Leitfähigkeit sich beim Wechsel von Rotlichtbestrahlung und Dunkelpausen reversibel ändert. Dieser Zustand entspricht ein Leitfähigkeitsmaximum beim Erwärmen der Probe, das deutlich kleiner ist als dasjenige, das ohne Rotlichtbestrahlung erhalten worden wäre (Tilgung mit Rotlicht, Abb. 3). Bei dotierten Kristallen ist die Tilgung stärker und führt meist zum völligen Abbau des Leitfähigkeitsmaximums.

Bei thermischer und optischer Tilgung wird der Zustand des unbestrahlten Kristalles nicht immer wiederhergestellt, sondern es bleiben vielfach, vor allem bei höheren Temperaturen, beträchtliche Leitfähigkeitsänderungen zurück.

Bestrahlt man einen undotierten Kristall bei ca. 20°K und legt dann ein elektrisches Feld von 2 bis 4 kV/cm an, so beobachtet man ein Aufleuchten des Kristalls¹. Gleichzeitig wird das Leitfähigkeitsmaximum

allmählich getilgt (elektrische Tilgung, Abb. 1, Kurve II; Abb. 4). Der Grad der Tilgung hängt monoton, aber nicht linear von der Dauer der Einwirkung des elektrischen Feldes ab und ist für verschiedene Teile des Leitfähigkeitsmaximums unterschiedlich. Nach langen Zeiten wird die Tilgungsgeschwindigkeit sehr klein, so daß in den meisten Fällen beträchtliche Restleitfähigkeiten beobachtbar bleiben.

Der Grad der Tilgung in den verschiedenen Teilen des Leitfähigkeitsmaximums wird bei gleicher Tilgungsduer vor allem durch die Feldstärke bestimmt. Bei kleinen Feldstärken werden vorwiegend die Teile betroffen, die zu niedrigen Temperaturen gehören; mit zunehmender Feldstärke werden auch die anderen Teile beeinflußt. Die Kurven zeigen nach der Tilgung außer dem Rest des ursprünglichen Maximums kleinere Maxima, die zu höheren Temperaturen verschoben sind. Von der elektrischen Tilgung wird vielfach auch der Dunkelstrom beeinflußt; er konnte aber in keinem Fall ganz zum Verschwinden gebracht werden, sondern stellte sich schließlich auf einen stationären Endwert ein (ähnlich bei Rotlichttilgung in undotierten Kristallen). Die Tilgung kann in gleicher Weise mit gleich- und niederfrequenten Wechselfeldern vorgenommen werden.

Herrn Prof. STASIW bin ich für wertvolle Anregungen und Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Lineare Beziehungen zwischen Energieniveaus von Atomkernen

Von F. EVERLING

Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforsch. 13 a, 900—902 [1958]; eingeg. am 17. September 1958)

Zur Zuordnung von Niveaus *isobarer* Nuklide ist es üblich, ihre Niveauschemata nach wachsendem Neutronenüberschuß nebeneinander aufzutragen. Hierbei werden die Grundzustände nicht auf gleicher Höhe, sondern gemäß ihrer auf die COULOMB-Energie korrigierten Bindungsenergie-Differenz eingetragen. Dann findet man bekanntlich auf etwa gleicher Höhe die Komponenten von Isotopenspin-Multiplets.

Um auch Beziehungen zwischen Niveauschemata von Kernen *gleichen Neutronenüberschlusses* ($T_z = const$) aufzuzeigen, haben wir $C \cdot A - B$ in Abhängigkeit von der Massenzahl A aufgetragen. C ist eine willkürliche Konstante und $B = B_0 - E_i$ die Bindungsenergie des jeweiligen Nuklids im Grund- bzw. i -ten Anregungszustand, wenn $B_0 = Z \cdot {}^1H + N \cdot {}^1n - M$ die (positive)

Bindungsenergie im Grundzustand und E_i die jeweilige Anregungsenergie bedeuten, wobei $E_0 = 0$ sei. Diese Art der Darstellung hat als erster CAPPELLER¹ benutzt, um den Verlauf der Bindungsenergie der Grundzustände (für $A < 100$) und einiger erster Anregungsenergien zu untersuchen. Sie hat gegenüber der Auftragung des Bindungsanteils B/A den Vorteil, daß lineare Zusammenhänge zwischen den B erhalten bleiben. Die Konstante C wird so gewählt, daß die Gerade $C \cdot A$ das Ansteigen der Bindungsenergie B mit der Massenzahl ungefähr kompensiert.

Abb. 1 zeigt als Beispiel ein derartiges Niveau-Diagramm für die Selbstspiegelkerne ($T_z = 0$) im Bereich $A = 10$ bis 30 mit $C = 9$ MeV. Die Bindungsenergien der Grundzustände sind als Kreise mit ihren Fehlergrenzen gezeichnet. Die Werte entstammen dem Ergebnis eines Ausgleichs der Q -Werte und β -Energien von MATTACH et al.^{2,3}. In Abb. 1 wurden die Anregungsenergien über den Grundzuständen mit ihren *eigenen* Fehlergrenzen eingezeichnet. Sie sind Berichten von AJZENBERG und LAURITSEN⁴ sowie ENDT und BRAAMS⁵ entnommen, ergänzt durch neue Nuclear Data Cards⁶ und ein von PHILLIPS⁷ mitgeteiltes Niveau-

¹ U. CAPPELLER, „Nuclear Masses and their Determination“, herausgeg. v. H. HINTENBERGER, Pergamon Press, London 1957, S. 23—38.

² J. MATTACH, L. WALDMANN, R. BIERI u. F. EVERLING, Ann. Rev. Nucl. Sci. 6, 179 [1956]; Z. Naturforsch. 11 a, 525 [1956].

³ J. MATTACH u. F. EVERLING, Progr. Nucl. Phys. 6, 233 [1957].

⁴ F. AJZENBERG u. T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. 27, 77 [1955].
⁵ P. M. ENDT u. C. M. BRAAMS, Rev. Mod. Phys. 29, 683 [1957].

⁶ G. ANDERSSON, G. H. FULLER, C. L. McGINNIS, D. N. KUNDU, J. B. MARION, M. K. RAMASWAMY, K. WAY u. M. YAMADA, Nuclear Data Cards resp. Sheets, National Research Council, Washington D. C. 1956, 1957 und 1958.

⁷ W. R. PHILLIPS, Phys. Rev. 110, 1408 [1958].