

Aus der Tabelle ist zu ersehen, daß sich im allgemeinen der Zusatzstoff, wie erwartet, auf den Platz der größeren Komponente einbaut. Aber es scheint, daß diese Aussage noch etwas ergänzt werden muß. Bei Ge und Sn in InAs und InP ist der Fall eindeutig. Die kovalenten Radien von Ge und Sn sind größer als die der B^V - und kleiner als die der A^{III} -Verbindungskomponente. Sie können also nur auf den A^{III} -Platz eingebaut werden. Aus dem gleichen Grunde wird Sn in InSb auf dem A^{III} -Platz eingebaut. Ge in InSb substituiert den B^V -Platz, dessen Volumen nach Größe der kovalenten Radien ausreicht, geht also auf den Platz der kleineren Komponente. Ge in GaSb dagegen, das nach Größe der kovalenten Radien auf dem A^{III} -Platz Raum genug hätte, substituiert auch wieder das B^V -Atom. Ebenso Sn in GaSb, obwohl sein kovalenter Radius größer ist als der jeder der Komponenten; dies im Gegensatz zu Pb, dessen kovalenter Radius ebenfalls größer ist als der jeder der Komponenten und das vermutlich aus diesem Grunde überhaupt nicht eingebaut wird. Aus all dem scheint eine Tendenz zur bevorzugten Besetzung der B^V -Plätze erkennbar zu sein. Postuliert man diese, so ließe sich die folgende Aussage machen, die mit allen in der Tabelle aufgezeigten Punkten in Einklang ist, jedoch vor einer Verallgemeinerung noch weiterer experimenteller Stützen bedarf: Das Fremdatom wird bevorzugt den Platz der B^V -Komponente besetzen, selbst wenn es nach der Größe der kovalenten Radien auf einen A^{III} -Platz untergebracht werden könnte. Dieser Platz kann sogar dann eingenommen werden, wenn der kovalente Radius des Zusatzes etwas größer ist als der des B^V -Elementes (s. Sn in GaSb). Ist der kovalente Radius des Zusatzes etwas größer als der des B^V - und kleiner als der der A^{III} -Komponente, substituiert es den A^{III} -Platz; ist sein

kovalenter Radius auch größer als der des A^{III} -Elementes und dieser wiederum größer als der des B^V -Elementes, so wird es überhaupt nicht eingebaut (s. Pb). Die Tendenz zum bevorzugten Einbau auf den Platz der B^V -Komponente könnte modellmäßig vielleicht damit erklärt werden, daß in all den betrachteten Verbindungen die Bindungsenergie (Abtrennarbeit) der B^V -Komponente im gesamten Kristallverband geringer ist als die der A^{III} -Komponente, wodurch sich die B^V -Komponente leichter substituieren läßt. Dies steht in Einklang mit der Tatsache, daß in allen Fällen sowohl für die freien Elemente als auch innerhalb der Verbindung der Dampfdruck der B^V -Komponente über dem der A^{III} -Komponente liegt.

Verbindung	k_{Ge}	k_{Sn}
GaSb	0,32	0,005—0,02
InSb	0,04—0,05	0,006—0,01
InAs	0,07*	0,09*
InP	0,05	0,03

* extrapoliert auf die Konzentration Null.
Tab. 2. Richtwerte der Verteilungskoeffizienten von Ge und Sn in einigen $A^{III}B^V$ -Verbindungen.

Bei den durchgeführten Experimenten ließen sich auch die Verteilungskoeffizienten der Elemente der vierten Gruppe in den untersuchten Verbindungen ermitteln. Allerdings können diese bisher nur größenordnungsmäßig angegeben werden und nur für einen Konzentrationsbereich des Zusatzes von ca. 50–300 m% (Atomprozentsatz) in der Verbindung. Die Werte sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Eine Beobachtung über die von Kernbombenversuchen herrührende Radioaktivität der Luft

Von ARTUR ARON und BERNHARD GROSS

Instituto Nacional de Tecnologia, Rio de Janeiro, Brasil
(Z. Naturforsch. 12 a, 944–945 [1957]; eingeg. am 11. November 1957)

Seit Mitte 1956 werden in unserem Institut in Rio de Janeiro täglich Messungen der von Kernbombenversuchen herrührenden Radioaktivität der Luft („fall-out“) mit der Filtermethode ausgeführt. Der Filterausschnitt, durch den die Luft angesaugt wird, ist rechteckig und hat eine Fläche von 51 cm², die ebensogroß ist wie die Zylinderhülle des Zählers, um die er bei der Messung herumgelegt wird. Die angesaugte Luftmenge schwankt zwischen 400 und 600 m³ bei einer konstanten Ansaugdauer von 12 Stunden. Die Aktivität der Filter wird 4 bis 6 Tage nach dem Ansaugen mit einem Beta-Zähler gemessen. Unter den Hunderten bisher untersuchten Filtern fand sich nun ein einziges für hiesige Verhältnisse ungewöhnlich aktives Filter, dessen Aktivität die vorher und nachher gemessenen Höchstwerte um rund das Zehnfache übertraf; sie betrug bei

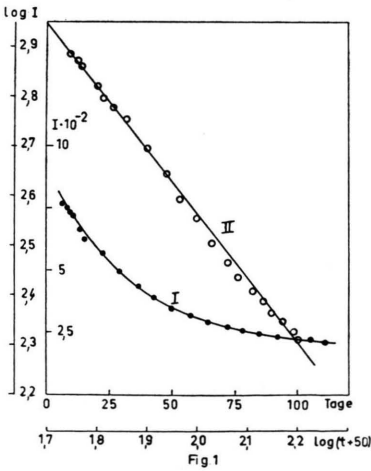


Abb. 1. Abfallkurven. Kurve I: $I(t)$ in Funktion von t .
Kurve II: $\log I(t)$ in Funktion von $\log I(t + t_0)$.

der ersten Messung (6 Tage nach dem Ansaugen) 1211 Impulse in der Minute.



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.

Die Abfallkurve (mit einer speziellen Apparatur gemessen) zeigt Abb. 1. Kurve I gibt die Aktivität $I(t)$ in Impulsen pro Minute als Funktion der Zeit t nach dem Ansaugen. Nach der Theorie von WAY und WIGNER¹ folgt die Abfallkurve von „fallout“ einem Potenzgesetz der Form $I(t) = \text{const} \cdot (t + t_0)^{-n}$ mit n zwischen 1,2 und 1,4. Hierbei ist $(t + t_0)$ die seit dem Moment der Explosion verstrichene Zeit, t_0 also das Zeitintervall zwischen Explosion und Ansaugdatum des Filters. Die bilogarithmisch gezeichnete Abfallkurve muß also bei richtiger Wahl von t_0 eine Gerade werden. Im vorliegenden Fall ergibt sich eine Gerade für $t_0 = 50$ Tage. Dies zeigt Kurve II, die $\log I(t)$ als Funktion von $\log(t + 50)$ gibt. Für n erhält man den Wert 1,3. Ansaugdatum des Filters war der 25. Juni 1957. Indem man von diesem Datum um 50 Tage zurückrechnet, kommt man auf den 6. Mai 1957 als angenäherten Zeitpunkt der Explosion, von der die gemessene Radioaktivität herührte. Zeitungsnachrichten zufolge wurde am 15. Mai auf der Christmas-Insel eine englische Wasserstoffbombe zur Explosion gebracht. Innerhalb der Genauigkeit unserer Abschätzung für t_0 sind beide Werte verträglich.

Wegen der Einmaligkeit des Vorkommens eines für hier so aktiven Filters vermuteten wir, daß die Aktivität im wesentlichen durch ein *besonders starkes Einzelteilchen* erzeugt wurde. Diese Vermutung konnte bestätigt werden.

Nach Abschluß der Messung der Abfallkurve wurde das Filter in 4 gleichgroße Teilabschnitte zerschnitten und jeder Abschnitt einzeln gemessen. Hierbei ergaben sich die folgenden Aktivitätswerte: 1,5 — 1,6 — 5,5 und 268 Impulse pro Minute. Praktisch rührt also die gesamte gemessene Aktivität von Abschnitt 4 her. Die Annahme, daß dieser Abschnitt ein besonders starkes Einzelteilchen enthielt, wurde endgültig durch eine Autoradiographie bewiesen. Diese wurde erhalten, in-

dem der Filterabschnitt 24 Stunden lang in direktem Kontakt mit der Schichtseite einer photographischen Platte (Gevaert, Gevachrom 32) gehalten wurde. Die Photographie zeigt deutlich einen einzelnen belichteten Punkt, der dem Einzelteilchen zugeschrieben werden muß.

Die Totalaktivität des Filters am ersten Tag der Messung errechnet sich unter Berücksichtigung der Selbstabsorption im Filter und des Ausbeutefaktors der Anordnung zu rund 10^{-9} Curie.

Besonders starke, aus dem Rahmen der Messungen herausfallende Einzelwerte sind verschiedentlich auch an anderen Orten gemessen worden, wie sich etwa bei einer Durchsicht der vom U. S. Naval Research Laboratory in Washington herausgegebenen Berichte ergibt, welche Beobachtungen in Washington und einer Reihe südamerikanischer Stationen enthalten. Nach dem obigen Resultat und einer Reihe weiterer Beobachtungen, die wir mit schwächeren Filtern gemacht haben, möchten wir annehmen, daß solche ungewöhnlichen Werte allgemein als Folge von Einzelteilchen anzusehen sind. In diesen Fällen wäre es dann nicht mehr berechtigt, die Intensität wie üblich auf Kubikmeter durchgesaugte Luft umzurechnen, denn für verschiedene Luftmengen würden sich ja ganz verschiedene Werte ergeben; die übliche Umrechnung erscheint nur berechtigt, wenn die Zahl der Teilchen groß genug ist, um eine annähernd gleichmäßige Verteilung zu ergeben. Ebenso ergeben sich auch naheliegende interessante Folgerungen für die Berechnung der biologischen Wirkung der Luftaktivität.

Die vorliegende Arbeit wurde durch Mittel des *Brazilianischen Nationalen Forschungsrates* unterstützt. Hierfür sprechen die Autoren ihren Dank aus. Ebenso danken sie den Herren Dr. L. B. LOCKHART und Dr. I. H. BLIFFORD vom Naval Research Laboratory, Washington D. C., für wertvolle Hinweise und Zugänglichmachung von Literatur.

¹ K. WAY u. E. P. WIGNER, Phys. Rev. **73**, 1318 [1948].

BESPRECHUNGEN

Einführung in die Physik der magnetischen Werkstoffe.
Von K. M. KOCH und W. JELLINGHAUS. Franz Deutinger-Verlag, Wien 1957.

Das vorliegende Buch will in erster Linie den in der praktischen Arbeit stehenden Wissenschaftlern den Weg zum Verständnis der magnetischen Werkstoffeigenschaften ebnen. Ebenso kann es dem Studierenden, der sich einen Überblick von der Problematik der Physik der magnetischen Werkstoffe verschaffen will, von großem Nutzen sein. Es ist nicht das Ziel dieses einführenden Buches, eine dem jetzigen Stand der Forschung entsprechende vertiefte Darstellung der einzelnen Werkstoffeigenschaften zu geben, es greift aber alle wichtigen Probleme auf und vermittelt dem Leser in didaktisch klar durchdachter und anschaulicher Weise eine Wis-

sensgrundlage, von der aus ein vertieftes Studium des Einzelproblems durchgeführt werden kann.

Die Anlage des Buches und die Darstellung des Stoffes läßt den geübten Methodiker erkennen. Nachdem in Kap. 1 die Grundbegriffe zur Kennzeichnung der magnetischen Werkstoffe behandelt werden, folgen in den Kap. 2 bis 4 die Behandlung der atomistischen Theorien des Magnetismus, der Elementarprozesse im ferromagnetischen Zustandsbereich und deren wirk-samer Anteil an der Gestaltung der realen Magnetisierungskurve. Die Kap. 5 bis 7 sind spezielleren Werkstofffragen und einem kurzen Überblick über die magnetischen Meßverfahren gewidmet.

Nachdem in der Werkstoffkunde die Empirie immer mehr durch die weniger zeitraubenden und auch billi-