

also der Forderung, daß bei völliger Ionisation der Störstellen die Differenz zwischen der Elektronendichte und der Löcherdichte gleich der Differenz zwischen der Dichte der positiv geladenen Donatoren  $N_D$  und der negativ geladenen Akzeptoren  $N_A$  ist, so wird

$$\sigma = \sigma_i \left\{ \frac{s}{2} \frac{b-1}{b+1} + \sqrt{\frac{s^2}{4} + 1} \right\}, \quad \sigma_i = e n_i \mu_p (b+1). \quad (3)$$

Entsprechend folgt für den Hall-Koeffizienten:

$$R = -\frac{3\pi}{8e n_i} \frac{1}{(b+1)^2} \left( \frac{\sigma_i}{\sigma} \right)^2 \left\{ \frac{b^2+1}{2} s + (b^2-1) \sqrt{\frac{s^2}{4} + 1} \right\}. \quad (4)$$

Abb. 2 und 3 zeigen die nach (3) bzw. (4) berechnete Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit bzw. des Hall-Koeffizienten. Hier sind für die Breite der verbotenen Zone und die Beweglichkeiten größtenteils richtige Werte von InSb eingesetzt, während die Temperaturabhängigkeit von  $\Delta E$  vernachlässigt wurde und für die scheinbaren Massen der Elektronen und Löcher willkürlich der Wert der Elektronenmasse benutzt wurde. Beide Abbildungen stimmen mit den experimentellen Ergebnissen qualitativ völlig überein. Auf einen genauen Vergleich von Theorie und Experiment und eine Fortführung der Theorie zur Bestimmung weiterer Halbleiterparameter aus Leitfähigkeit und Hall-Effekt soll später noch genauer eingegangen werden.

## Magnetismus und Atomabstand

Von Franz Bader

Institut für theor. und angew. Physik der Technischen Hochschule und Max-Planck-Institut für Metallforschung, Abt. Prof. U. Dehlinger, Stuttgart

(Z. Naturforschg. 8a, 675—676 [1953]; eingeg. am 7. Oktober 1953)

In der Eisen- und Platingruppe nimmt der Atomabstand beim Einbringen der ersten fünf  $d$ -Elektronen stark ab, bleibt aber beim Auffüllen mit den restlichen fünf  $d$ -Elektronen konstant oder nimmt sogar wieder etwas zu<sup>1</sup>, obwohl nach der Slatterschen Abschätzung<sup>2</sup> der Radius der  $d$ -Schalen selbst ständig abnimmt. Dieser experimentelle Befund beweist direkt die Besetzung der oberen lockernden Bänder ab Mn<sup>3,4</sup>, da die gegenseitige Abstoßung von Elektronen benachbarter Atome, die nunmehr diese Bänder füllen, die Schalenkontraktion kompensiert.

Nach der vorliegenden Auffassung geben die Elektronen in oberen Bändern außerdem die Möglichkeit des Ferromagnetismus infolge der Parallelstellung benachbarter Spins. Durch Berücksichtigung des Antiferromagnetismus in den unteren Bändern kann sogar

<sup>1</sup> R. Bozorth, Ferromagnetism, New York 1953, S. 41.

<sup>2</sup> J. C. Slater, Physic. Rev. 36, 57 [1930]; Hdb. d. Physik 2. Auflage, Bd. 24, 2, S. 596; R. Bozorth, l. c.<sup>1</sup>, S. 445.



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.

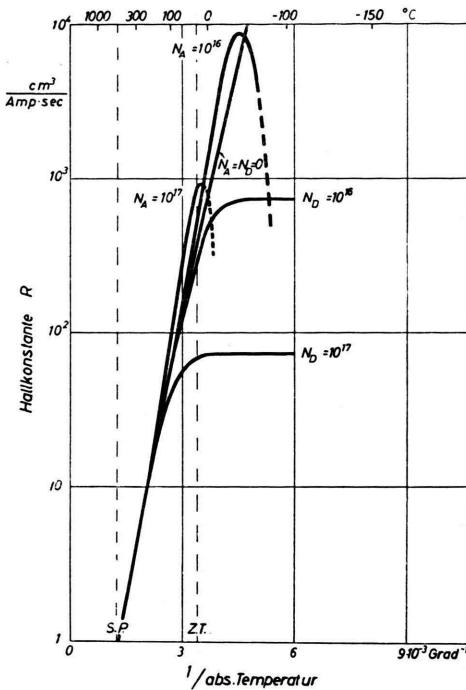


Abb. 3. Temperaturabhängigkeit der Hall-Koeffizienten nach Gl. (4) (Parameterwerte wie in Abb. 2).

der Umschlagspunkt vom magnetischen in den unmagnetischen Zustand angegeben werden<sup>4</sup>. Für raumzentrierte Gitter liegt er zwischen Mn und Fe, sofern ein einheitliches  $d$ -Elektronengas wie z. B. in reinen Metallen vorliegt, so daß die raumzentriert-ähnliche Struktur von Mn unmagnetisch sein muß. Bei flächenzentrierten Gittern konnte der Umschlagspunkt bei 20% Ni in FeNi quantitativ richtig deduziert werden, so daß  $\gamma$ -Fe antiferromagnetisch sein muß.

Den so theoretisch verständlichen Zusammenhang zwischen dem Atomabstand  $R$  und dem Faktor  $N$  des Weisschen Molekularfeldes deutete man bisher durch das Heisenbergsche Austauschintegral  $A(R)$ <sup>5</sup>, das, um den experimentellen Befund richtig wiederzugeben, zwischen Mn und Fe von negativen zu positiven Werten übergehen sollte (Bethes Kurve). Eine theoretische Begründung für diesen Vorzeichenwechsel überhaupt, geschweige denn an dieser Stelle, konnte aber nicht erbracht werden, noch weniger ein Verständnis für das andersartige Verhalten der flächenzentrierten Phasen. Doch glaubte man in der Druckabhängigkeit der Curie-Temperatur  $\theta$  einen Beweis für den angenommenen Verlauf von  $A(R)$  zu besitzen. Setzt man Fe unter Druck, so verkleinert sich der Atomabstand, so daß

<sup>3</sup> K. Ganzhorn, Stuttgarter Dissertation 1952; Z. Naturforschg. 7a, 201 [1952].

<sup>4</sup> F. Bader, Z. Naturforschg. 8a, 334, 498 [1953].

<sup>5</sup> Hdb. d. Physik, 2. Aufl. Bd. 24, 2, S. 595; R. Bozorth, l. c.<sup>1</sup>, S. 444.

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.

es auf der Kurve  $A(R)$  nach links zu kleineren Werten von  $A$  und damit von  $\theta$  gelangt. Nach Kornetzki ist bei Fe  $\Delta\theta/\Delta p = -5$  bis  $-10 \cdot 10^{-3}$  °C/at<sup>6</sup>. Nach Slater, De Boer und Michels ist für Ni  $\Delta\theta/\Delta p + 0,05 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $+ 0,008 \cdot 10^{-3}$  °C/at<sup>7</sup>.

Um das entgegengesetzte Verhalten von Ni zu erklären, nimmt man seine Lage rechts vom Maximum von  $A(R)$  an. Abstandsverkleinerung läßt dann  $A$  und damit  $\theta$  wachsen. Auch hierfür ist eine theoretische Begründung bisher nicht gegeben; man nahm früher sogar Ni bisweilen links vom Maximum von  $A(R)$  an.

Eine Berechnung von  $A(R)$  durch den Verfasser mit dem Radialanteil der 3d-Funktionen ergab für  $A$  ständig negative Werte, wie dies allgemein in der Valenztheorie angenommen wird. Weiterhin scheiterten Versuche, das verschiedenartige Verhalten von  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Fe durch besondere Formen einer positiv werdenden Austauschintegralfunktion verständlich zu machen. Die in<sup>4</sup> dargelegte Vorstellung ist andererseits in der Terminologie des Heitler-London-Modells gesprochen nur mit einem ständig negativen  $A(R)$  verträglich.

Im folgenden soll gezeigt werden, wie das Vorzeichen der Druckabhängigkeit der Curie-Temperatur  $\theta$  bei Fe und Ni richtig aus der nunmehrigen Theorie<sup>4</sup> verständlich gemacht werden kann.

Bei Abstandsverkleinerung heben sich die Fermigrenzen der lockernden Bänder bei Ni und besonders bei Fe weiter über das Atomniveau wegen der größer werdenden Wechselwirkung der Atome untereinander. Da das s-Band mit 0,6 bis 0,8 Elektronen pro Atom nur zu 30—40% gefüllt ist, wird sich in ihm bei seiner Verbreiterung die ursprüngliche Fermi-Grenze etwas senken, so daß Elektronen von den gehobenen oberen Bändern in dieses s-Band übergehen, während die Elektronenzahl in den aufgefüllten unteren konstant bleiben muß.

Links vom Maximum der Slater-Kurve (Fe) verlieren die oberen Bänder Plus-Spins, da in ihnen noch keine Minus-Spins enthalten sind, so daß die Sättigungs-

magnetisierung und damit  $\theta$  abnimmt. Rechts vom Maximum werden aber die zuletzt eingetretenen Minus-Spins zunächst abgehen, so daß sich die Magnetisierung und damit  $\theta$  erhöht. Der hier benutzte Zusammenhang zwischen Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur wird durch die in<sup>4</sup> entwickelte Vorstellung in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung geliefert. Da die Bandausweitung unter Druck außerdem die Fermi-Energie erhöht und damit  $\theta$  erniedrigt, wird der obige Einfluß des Druckes bei Fe verstärkt, bei Ni aber abgeschwächt.

Die hier angenommene Änderung der Sättigungsmagnetisierung durch Druck ist im vorliegenden Sinne experimentell für Ni bei höheren Temperaturen und vor allem für Fe bestätigt, während bei Ni für tiefere Temperaturen sich widersprechende Ausdeutungen der Messungen vorliegen<sup>8</sup>.

Néel trug über dem Abstand der d-Schalen den gemessenen Faktor  $N$  des Weisschen Molekularfeldes auf und erhielt so einen empirischen Zusammenhang zwischen dem Atomabstand und der Magnetisierung<sup>9</sup>. Doch liegen Fe und Ni gerade umgekehrt auf dieser Néelschen Kurve, wie man es nach der bisherigen Erklärung für die Druckabhängigkeit von  $\theta$  erwarten würde.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. U. Dehlinger für sein reges Interesse an der vorliegenden Arbeit sowie für seine wertvollen Hinweise herzlich danken. Auch Herrn Dr. Seeger gilt mein Dank für die stete Hilfe bei der Einarbeitung in die umfangreiche Literatur sowie für viele anregende Diskussionen.

<sup>6</sup> M. Kornetzki, Physik. Z. 44, 296 [1943]; R. Bozorth, l. c.<sup>1</sup>, S. 726.

<sup>7</sup> J. De Boer u. A. Michels, Physica 5, 775 [1938]; J. C. Slater, Physic. Rev. 58, 54 [1940].

<sup>8</sup> R. Bozorth, l. c.<sup>1</sup>, S. 644.

<sup>9</sup> L. Néel, Ann. Physique 8, 237 [1937].

## Die Initiierungsempfindlichkeit von Sekundärsprengstoffen

Von R. Schall\*

(Z. Naturforsch. 8a, 676 [1953]; eingeg. am 10. Oktober 1953)

Es wird die Minimalenergie und Leistung betrachtet, die einem Sekundärsprengkörper an einer ebenen Oberfläche zugeführt werden muß, wenn dieser unmittelbar durch einen Verdichtungsstoß zur Detonation kommen soll. Zur Erzeugung einer selbstständig sich erhaltenden Detonationswelle muß der Stoß mindestens die Tiefe einer Reaktionszonenlänge  $a$  und die Wellenfront einen Krümmungsradius  $r > a$  haben. Bei einer Verdichtung  $\varrho_1/\varrho_0 = 4/3$  im Stoß — wie sie bei kondensierten Sprengstoffen näherungsweise vorliegt — und unter der durch experimentelle Ergebnisse nahegelegten Annahme, daß die Länge der Reaktionszone

der Wellengeschwindigkeit  $D$  umgekehrt proportional ist, ergibt sich die erforderliche Energie zu

$$E = \frac{1}{6} \varrho_0 a_i^3 D_i^3 V^{-1}, \quad (1)$$

wobei  $\varrho_0$  die Ladendichte des Sprengstoffes,  $V$  die Anfangsgeschwindigkeit des zündenden Stoßes bedeutet und der Index  $i$  sich auf stationäre ebene Wellen bezieht. Damit wird  $E$  der abgegebenen Leistung der initiierenden Energiequelle umgekehrt proportional. Soweit vergleichbare experimentelle Werte vorliegen, ergibt sich — unter Berücksichtigung des Wirkungsgrades des Initialsprengstoffes — gute Übereinstimmung zwischen den nach (1) berechneten und bei  $PbN_6$  beobachteten Grenzladungen. Umgekehrt kann aus der Grenzladung auf die Reaktionslänge geschlossen werden.

Es liegt somit eine physikalisch befriedigende Angabe für die Empfindlichkeit von Sekundärsprengkörpern vor, die diese mit meßbaren Sprengstoffdaten in Zusammenhang bringt. Eine ausführliche Veröffentlichung erfolgt in den Nobel-Heften.

\* Weil am Rhein.