

es auf der Kurve $A(R)$ nach links zu kleineren Werten von A und damit von θ gelangt. Nach Kornetzki ist bei Fe $\Delta\theta/\Delta p = -5$ bis $-10 \cdot 10^{-3}$ °C/at⁶. Nach Slater, De Boer und Michels ist für Ni $\Delta\theta/\Delta p + 0,05 \cdot 10^{-3}$ bzw. $+ 0,003 \cdot 10^{-3}$ °C/at⁷.

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 θ wachsen. Auch hierfür ist eine theoretische Begründung bisher nicht gegeben; man nahm früher sogar Ni biswegen 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 α - und γ -Fe durch besondere Formen einer positiv werdenden Austauschintegralfunktion verständlich zu machen. Die in⁴ 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 θ bei Fe und Ni richtig aus der nunmehrigen Theorie⁴ 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 θ abnimmt. Rechts vom Maximum werden aber die zuletzt eingetretenen Minus-Spins zunächst abgehen, so daß sich die Magnetisierung und damit θ erhöht. Der hier benutzte Zusammenhang zwischen Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur wird durch die in⁴ entwickelte Vorstellung in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung geliefert. Da die Bandausweitung unter Druck außerdem die Fermi-Energie erhöht und damit θ 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 vorliegen⁸.

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 Magnetisierung⁹. Doch liegen Fe und Ni gerade umgekehrt auf dieser Néelschen Kurve, wie man es nach der bisherigen Erklärung für die Druckabhängigkeit von θ 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.

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

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

⁸ R. Bozorth, l. c.¹, S. 644.

⁹ L. Néel, Ann. Physique 8, 237 [1937].

Die Initiierungsempfindlichkeit von Sekundärsprengstoffen

Von R. Schall*

(Z. Naturforschg. 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 selbständigen 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 ϱ_0 die Ladedichte 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.

