Film; Radius Schmelze — Film 70 mm; bestrahltes Schmelzvolumen $1{,}7 \times 0{,}2 \times 0{,}2$ mm³. Die Sb-K α-Eigenstrahlung wurde durch ein Eisenfilter bis auf einen verschwindenden Bruchteil reduziert. Die Photometerkurve läßt fünf Intensitätsmaxima erkennen, wovon das erste und zweite je ein kleines Nebenmaximum bei etwas größeren Beugungswinkeln aufweist, wie es ähnlich bei flüssigem Ga, Ge und Bi beobachtet wurde[1]. Die aus korrigierten Intensitätskurven mehrerer Aufnahmen errechneten mittleren Röntgenperioden d der ersten drei Interferenzmaxima des flüssigen Antimons sind in Tab. 1 den Perioden des amorphen Antimons[2] gegenübergestellt.

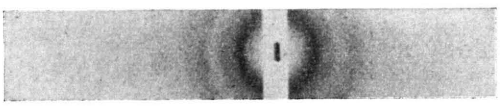

Abb. 1. Wolfram-K α-Interferenzbild des flüssigen Antimons.

Sie stimmen auffallend gut mit den Röntgenperioden der ersten, dritten und fünften Interferenz des amorphen Antimons überein. Die mit relativ starker Intensität auftretenden Interferenzen des amorphen Antimons mit den Perioden 1,90 kX und 1,25 kX fehlen dagegen im Interferenzbild des flüssigen Antimons vollständig. Die Atomverteilung beider Phasen muß demnach eine verschiedene sein.

Die Auflösung des K α_1 α_2-Dubletts am Monochromator ist bei der Wellenlänge 0,21 kX schon merklich. Diese wird jedoch durch die unterschiedlichen Interferenzwinkel von α_1 und α_2 an der Schmelze auf der einen Aufnahmehälfte im interessierenden Streuwinkelbereich fast völlig kompensiert. Eine zur Kontrolle unter den gleichen Bedingungen gewonnene Debye-Aufnahme an einem Stahlplättchen bestätigt dies. Aufnahmen von flüssigem Quecksilber ergaben eine sehr gute Übereinstimmung mit dem früher mit Mo- und Cu-K α-Strahlung gefundenen Intensitätsverlauf[3].

Periode	d_0	d_1	d_2	d_3	d_4	d_5
Sb amorph	5,52	3,02	1,90	1,48	1,25	1,01
Sb flüssig	—	2,98	—	1,47	—	1,01

Tab. 1. Röntgenperioden des amorphen und des flüssigen Antimons in kX.

Die beschriebene Methode ist demnach für die Röntgenuntersuchung von flüssigen Metallen und Legierungen, auch solcher mit relativ hohem Dampfdruck und Schmelzpunkt, geeignet. Eine Beschränkung auf Substanzen mit $Z \geqq 26$ ergibt sich allerdings aus der Begrenzung der durchstrahlten optimalen Schichtdicke zur Vermeidung unzulässiger Linienverbreiterung.

[1] H. Hendus, Z. Naturforschg. **2a**, 505 [1947].
[2] H. Richter, H. Berckhemer u. G. Breitling, Z. Naturforschg. **9a**, 236 [1954]. Aus den dort angegebenen Periodenwerten wurden jeweils die Mittelwerte gebildet.
[3] H. Hendus, Z. Naturforschg. **3a**, 416 [1948].

Zur nichtlinearen Mesontheorie

Von Gernot Eder
Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforschg. **10a**, 255 [1955]; eingeg. am 3. März 1955)

Die von Schiff[1] und Thirring[2] vorgeschlagene nichtlineare Mesongleichung

$$(\Box - \mu^2)\,\Phi - \lambda\,\Phi^3 = -g\,\varrho \tag{1}$$

zur Deutung der Absättigung der Kernkräfte führt nach Mittelstaedt[3] zu den Werten $\lambda = 417$ und $g = 2{,}91$, wenn man die Gleichung klassisch behandelt. Nun wies Thirring[4] darauf hin, daß ein so großer Wert von λ nicht in Übereinstimmung mit den experimentellen Meson-Kern-Streuquerschnitten gebracht werden kann. Betrachtet man die Streuung ebenfalls als ein klassisches Problem, so kann man

$$\Phi = \Phi_\mathrm{e} + \Phi_\mathrm{a} + \varphi \tag{2}$$

schreiben. Dabei ist $\Phi_\mathrm{e} = C \cdot \exp i\,(\vec{\mathfrak{k}} \cdot \vec{\mathfrak{r}} - E\,t)$ eine einlaufende ebene Welle (die Konstante C ist ein Maß für die Intensität der Welle) und φ die statische Lösung von (1). Entwickeln wir die auslaufende Welle Φ_a nach Potenzen von C: $\Phi_\mathrm{a} = \sum_{i=1}^{\infty} C^i\,\Phi_\mathrm{a}{}^i$, so gibt (2) in (1) eingesetzt ein System von Differentialgleichungen für die $\Phi_\mathrm{a}{}^i$, deren erste

$$(\Box - \mu^2)\,\psi - 3\,\lambda\,\varphi^2\,\psi = 0 \tag{3}$$

lautet, wo $\psi = C\Phi_\mathrm{a}{}^1 + \Phi_\mathrm{e}$. $C\Phi_\mathrm{a}$ kann als gestreute Welle interpretiert werden, da seine Intensität jener von Φ_e proportional ist. (3) bedeutet daher, daß die Mesonen an einem Potential der Stärke $V(r) = (3\,\lambda/2\,\mu)\,\varphi^2(r)$ gestreut werden. Mit $\varphi = \varphi_0 \cdot \exp\,[-\alpha\,(\mu\,r)^n]$ erhalten wir für Kohlenstoff[3] ($\varphi_0 = 0{,}08581\,\mu$; $\alpha = 0{,}02182$; $n = 4{,}359$): $V(0) = 641$ MeV. Aus diesem stark abstoßenden Potential kann man zunächst noch keinen großen Streuquerschnitt folgern, da sich der Atomkern ähnlich einer starren Kugel verhält. Wegen der Stärke des Potentials mußte die S-, P- und D-Welle numerisch integriert werden; für die F- und G-Welle genügte eine Bornsche Näherung. Die Phasendifferenzen wurden für 62 MeV-Pionen berechnet und ergeben $\sigma = 1{,}65$ barns. Dies entspricht der Streuung an einer starren, vollkommen spiegelnden Kugel vom Radius $R \approx 3/\mu$. Da der experimentelle Streuquerschnitt[5] elfmal kleiner ist, spricht dieses Ergebnis gegen eine zu starke Nichtlinearität in der Mesongleichung.

[1] L. Schiff, Phys. Rev. **84**, 1 [1951].
[2] W. Thirring, Z. Naturforschg. **7a**, 63 [1952].
[3] P. Mittelstaedt, Z. Phys. **137**, 545 [1954].
[4] W. Thirring, Z. Naturforschg. **9a**, 804 [1954].
[5] H. Byfield, I. Kessler u. L. Lederman, Phys. Rev. **86**, 17 [1952].