

NOTIZEN

Eine verbesserte Rahmenkammer für Röntgen-Strahl-Kleinwinkelstreuung *

Von J. HENKE und GUSTAV E. R. SCHULZE

Institut für Röntgenographie der Technischen Hochschule Dresden

(Z. Naturforsch. 12 a, 346 [1957]; eingegangen am 20. Februar 1957)

Nach dem KRATKYSchen Rahmenprinzip¹ wurde eine Vakuum-Kammer für RÖNTGEN-Strahl-Kleinwinkelstreuung entwickelt, die gegenüber dem Gerät, wie in² ausführlich beschrieben ist, die doppelte Intensität bei gleichem Auflösungsvermögen liefert und neben den bekannten Vorteilen des KRATKYSchen Prinzips einen besonders einfachen, baukastenmäßigen Aufbau unter Verwendung einer Planglasscheibe und einiger Parallelendmaße besitzt. Zur Monochromatisierung wurde das Differenz-Filterverfahren benutzt, auf dessen Anwendung bei einer Rahmenkammer KRATKY^{1,2} nachdrücklich hingewiesen hat. Die Intensitätsverdoppelung wird erreicht, indem unter Verzicht auf die untere Schneide der zweiten Blende die Begrenzung der Kollimationsabweichung im ausgenutzten Primärstrahl durch das Präparat selbst erzielt wird.

Der KRATKYSche Aufbau erfordert, daß 4 Kanten, die den Strahlengang begrenzen, sowie die oberen Kanten des Primärstrahlfängers genau in einer Ebene liegen. Bei unserem Aufbau ist die zweite Kante so dicht an die erste herangerückt, daß sie den Primärstrahl praktisch nicht mehr einschränkt. Vielmehr wird die Divergenz des ausgenutzten Primärstrahlbündels dadurch begrenzt, daß man das Präparat durch eine Präzisionsverstellung in definierter Weise in den Primärstrahl eintauchen läßt. Die Forderung, daß die als Blenden bzw. als Primärstrahlfänger dienenden Kanten genau in einer Ebene liegen, wird erfüllt, indem sie

durch Kanten von Endmaßen realisiert werden, die auf einer Planglasplatte entsprechend aufgebaut werden. Die Verwendung von Planglasplatte und Endmaßen gewährt den Vorteil, mit leicht erhältlichen Einzelteilen höchster Präzision eine große Variabilität der Anordnung sehr bequem verwirklichen zu können. Bezüglich der oberhalb der Kantenebene gelegenen Schneide der Eintrittsblende und der Filmanordnung wurde der KRATKYSche Aufbau prinzipiell beibehalten.

Gibt man mit KRATKY¹ als kleinsten blendenstreuungsfrei ausmeßbaren Winkel die Grenze des Primärstrahles an, so erhält man für unsere gegenwärtige Kammer 1,7'. (Bei Umrechnung nach der BRAGGSchen Gleichung für Cr K α -Strahlung entspricht dies 4700 Å.) Dabei ist jedoch zu bedenken, daß der kleinste Winkel, von dem an eine quantitative Auswertung des Intensitätsverlaufes möglich ist, nicht nur durch die Freiheit von Blendenstreuung, sondern auch durch die Güte des Entschmierungsverfahrens bestimmt wird.

Die berechnete Intensitätsverdoppelung wurde durch Vergleichsaufnahmen sichergestellt. Dabei kam uns sehr zustatten, daß unser Aufbauprinzip den Übergang von der einen zur anderen Anordnung unter streng vergleichbaren Bedingungen äußerst bequem ermöglicht.

Es ist interessant, daß man mit dem Prinzip des ebenen Rahmens keine vollständige Störstrahlungsfreiheit erzielen kann: selbst bei Durchstrahlung trocken haftender Endmaße erhielten wir einen Schwärzungstreifen.

Das Prinzip, die Kollimationsabweichung des ausgenutzten Primärstrahlbündels durch das Präparat zu begrenzen, ist in seiner Anwendung nicht auf die Rahmenkammer beschränkt, andererseits nicht für alle Präparate verwendbar.

Eine ausführliche Veröffentlichung erfolgt an anderer Stelle.

* Vorgetragen im Physik-Chem. Kolloquium der TH Darmstadt am 30. I. 1957.

¹ O. KRATKY, Z. Elektrochemie 58, 49 [1954].

² O. KRATKY, Kolloid-Z. 144, 110 [1955].

³ H. FIEDLER, Naturwiss. 44, 85 [1957].

Zusatz b. d. Korr.: Über den Aufbau einer Rahmenkammer nach dem ursprünglichen KRATKYSchen Prinzip unter Verwendung von Endmaßen hat inzwischen FIEDLER berichtet³.

Die Linienverbreiterung im Plasma hoher Dichte

Von G. ECKER

Institut für Theoretische Physik der Universität Bonn
(Z. Naturforsch. 12 a, 346—347 [1957]; eingegangen am 23. Februar 1957)

Beim Studium des RAYLEIGH-Phänomens bestimmten FOWLER, ATKINSON und MARKS¹ kürzlich die Ionendichteverteilung aus der Linienbreite der H α -, H β -, H γ - und

H δ -Linien unter Verwendung der HOLTSMARKSchen Theorie. Ihre Ergebnisse zeigen überraschende Abweichungen von dem Verlauf, wie man ihn auf Grund theoretischer Abschätzungen zunächst erwarten sollte. Es drängt sich die Frage auf, ob die Anwendung der HOLTSMARKSchen Theorie — insbesondere unter der üblichen Vernachlässigung des Elektroneneinflusses — bei den hohen Dichten noch möglich ist.

Zwei Gesichtspunkte erscheinen in diesem Zusammenhang beachtenswert.

I. Die statistische Verbreiterung durch die Ionen variiert nach der HOLTSMARKSchen Theorie mit $n^{2/3}$, wo

¹ R. FOWLER, W. ATKINSON u. L. MARKS, Phys. Rev. 87, 966 [1952].



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.

n die Ionendichte kennzeichnet. Die Temperatur hat keinen Einfluß. Der WEISSKOPFSche Radius der Elektronen ist für die in Betracht kommenden Untersuchungen stets so klein, daß der Einfluß der Elektronen nach der Stoßtheorie erfaßt werden muß. Diese Stoßverbreiterung durch die Elektronen ist bei hohen Temperaturen und mittleren Dichten vernachlässigbar gegenüber der statistischen Aufspaltung, wächst jedoch mit n . Wie eine einfache Abschätzung zeigt, ist die Vernachlässigung daher nur berechtigt, solange

$$\frac{n^{1/3}}{v} \bar{n}_i \cdot 50 \ll 1$$

gilt, wo v die Geschwindigkeit, n die Trägerdichte und \bar{n}_i die nach Maßgabe der Intensitäten gemittelte Übergangsquantenzahl bezeichnet ($\bar{n}_a = 2,24$, $\bar{n}_\beta = 5,96$ usw.).

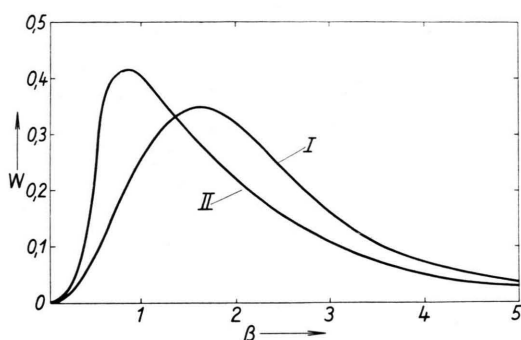


Abb. 1. Häufigkeitsverteilung der Mikrofeldstärke. Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit W gegen die reduzierte Feldstärke β . I Ergebnis der HOLTSMARK-Theorie. II Häufigkeitsverteilung unter Berücksichtigung des Energiefaktors.

II. Die HOLTSMARKSche Berechnung der Häufigkeitsverteilung der Mikrofeldstärke setzt die Mikrozustände des Systems als gleichwahrscheinlich voraus. Die Elektronen und Ionen besitzen jedoch in den verschie-

den Komplexionen wesentlich unterschiedliche Wechselwirkungsenergien. Wir müssen daher den Einfluß der Energie berücksichtigen, indem wir für das GIBBSsche Ensemble im Γ -Raum nicht Gleichverteilung, sondern eine kanonische Verteilung zugrunde legen. Die Bedeutung dieses Gesichtspunktes nimmt mit wachsender Dichte ebenfalls zu.

Wir haben zunächst Punkt II in Angriff genommen, da er uns als Grundlage für eine allgemeinere Berechnung unter Einfluß der Elektronenstoßverbreiterung dienen soll. Die Bestimmung der Häufigkeitsverteilung der Mikrofeldstärke unter Berücksichtigung der genannten energetischen Einflüsse stößt allerdings in allgemeiner Form auf erhebliche Schwierigkeiten. Jedoch ist es möglich, eine angenäherte Formulierung insofern zu erreichen, als wir dem Energiefaktor für die vor allem wichtigen Zustände in der Umgebung der wahrscheinlichsten Verteilung Rechnung tragen. Die Berechnung geht von der Wahrscheinlichkeitsverteilung des einzelnen Trägers aus und gewinnt durch sukzessive Mischung und Verbindung die Häufigkeitsverteilung für die Mikrofeldstärke dargestellt durch ein FOURIER-Integral. Die Auswertung erfolgt mit dem Analogrechner des Instituts für Instrumentelle Mathematik an der Universität Bonn und bestätigt zunächst — unter der HOLTSMARKSchen Annahme der Gleichverteilung im Γ -Raum — die Ergebnisse der numerischen Rechnungen von VERWEIJ, entsprechend der Kurve I der Abbildung. Für kanonische Verteilung ergeben sich Abweichungen, wie sie das Beispiel der Kurve II charakterisieren soll. Die Kurve II ist einer Dichte von $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von ca. 1000° zugeordnet. Wie ersichtlich, weicht die Halbwertsbreite fast um einen Faktor 1,5 von der HOLTSMARKSchen Kurve ab, und das Maximum hat sich deutlich nach kleineren Feldstärken verschoben.

Berechnungen für weitere Parameterwerte sowie die Auswertung für die Linienverbreiterung unter Berücksichtigung der in I genannten Elektroneneinflüsse werden zur Zeit durchgeführt.

Zur Frage des Gleichgewichtszustandes in He II

VON WOLFGANG KLOSE

Deutsche Akademie der Wissenschaften Berlin,
Institut für Festkörperforschung

(Z. Naturforsch., **12 a**, 347–348 [1957]; eingegangen am 12. Februar 1957)

In einer Reihe von Arbeiten¹ untersuchten BLATT, BUTLER und SCHAFROTH das Problem des inneren Zustandes von Helium II. Eine genaue Analyse der Experimente von ANDRONIKASHVILI² führte zu der Auffassung, daß sich Helium bei Temperaturen $T \leq T_\lambda$

nicht mehr im echten thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Auf diesen Sachverhalt scheinen auch Ergebnisse von PIPPARD³ hinzuweisen.

Vom Standpunkt der makroskopischen Theorie kann es sich bei diesem thermodynamischen Nichtgleichgewicht nur um einen metastabilen Zustand handeln. Eingefrorene Zustände scheiden aus den Betrachtungen aus, sowohl auf Grund der experimentellen Entropiekurven als auch wegen der Möglichkeit, He II bei einer bestimmten Temperatur $T_0 \leq T_\lambda$ aus reiner Supraflüssigkeit herzustellen (nach Durchlaufen von Superleaks), wobei sich stets der gleiche Zustand einstellt

¹ J. M. BLATT u. S. T. BUTLER, Phys. Rev. **100**, 476 [1955]. — J. M. BLATT, S. T. BUTLER u. M. R. SCHAFROTH, Phys. Rev. **100**, 481 [1955]. — S. T. BUTLER u. J. M. BLATT, Phys. Rev. **100**, 495 [1955].

² E. L. ANDRONIKASHVILI, J. Exp. Theor. Phys., USSR **22**, 62 [1952].

³ A. B. PIPPARD, Phil. Mag. **1**, 473 [1956].