

Institut für Neutronenphysik
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
des Landes Nordrhein-Westfalen - e.V.

**Zur Optimierung von Kleinwinkelstreuversuchen mit
Spaltgeometrie**

von

F. Hossfeld und G. Maier

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 459

Institut für Neutronenphysik Jül – 459 – NP

Dok.: Scattering Experiments (Small-Angle)

DK: 539.171.4 : 537.531.8

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Zur Optimalisierung von Kleinwinkelstreuversuchen mit Spaltgeometrie

F. HOSSFELD und G. MAIER

Institut für Neutronenphysik der Kernforschungsanlage Jülich

Eingegangen am 1. Juli 1966

In small-angle scattering experiments with slit-height geometry one measures an intensity distribution due to a scattering function distorted by a correctable slit-breadth effect and the effect of slit-height. We discuss the influence of a finite range of measured intensity on retrievable information for two limiting types of scattering functions. The relationship in scattering function, slit-height function and range of intensity distribution can be used for optimizing measurements and also in the design of apparatus.

Bei Kleinwinkelstreuexperimenten mit Spaltgeometrie führt der sog. Spalthöheneffekt neben dem allgemein korrigierbaren Spaltbreiteneffekt zu einer systematischen Verschmierung der Streufunktion. In der vorliegenden Arbeit wird für analytische Lösungen der Integralgleichung des Spalthöheneffektes der Einfluß des endlichen Meßbereiches auf die aus der Messung erhältliche Information über die zugrundeliegende isotrope Streufunktion an zwei Grenztypen für experimentell auftretende Intensitätsverteilungen diskutiert. Der gewonnene Zusammenhang zwischen Streufunktion, Spalthöhenfunktion und Meßbereich kann für die Optimalisierung von Messungen und für die Dimensionierung von Apparaturen verwendet werden.

I. Einleitung

Bei Kleinwinkelstreuapparaturen wird oft statt Lochblenden aus meßtechnischen und apparativen Gründen (Nachweis mit Zählrohren, fokussierende Anordnungen mit Zylinderspiegeln [1]) eine Spaltgeometrie bevorzugt, wodurch bei kleiner Breite des Primärstrahls die Intensität der Neutronen oder Röntgenstrahlen gegenüber einer Punktgeometrie erhöht werden kann. Eine derartige Geometrie führt jedoch zu systematischen Verschmierungen der wahren Streufunktion. Man muß hierbei zwischen zwei Effekten unterscheiden: 1. die Spaltbreitenverschmierung infolge der noch endlichen Breite des Primärstrahls, und 2. die Spalthöhenverschmierung, die durch die ausgedehnte Spalthöhe hervorgerufen wird.

II. Spaltbreiten- und Spalthöheneffekt

Die Intensitätsverteilung über den Primärstrahl sei durch $i_0(h, u)$ beschrieben, wobei

$$\left. \begin{aligned} h &= \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\vartheta}{2} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \vartheta, \\ u &= \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \varphi; \end{aligned} \right\} (1)$$

ϑ ist der schließliche Meßwinkel und φ der Azimutwinkel in u -Richtung senkrecht zu h . Ist die Primärintensität $i_0(h, u)$ nach h und u separierbar, so daß

$$i_0(h, u) = i_B(h) \cdot i_H(u), \quad (2)$$

so kann die Spaltbreiten- und Spalthöhenverschmierung, ebenfalls separiert, exakt mathematisch formuliert

und korrigiert werden [2]. So wird die Spaltbreitenverschmierung durch ein echtes Faltungintegral beschrieben [3, 4]:

$$G_0(h) = \int_{-\infty}^{\infty} i_B(h') \cdot G(h-h') dh'. \quad (3)$$

Diese Integralgleichung läßt sich gemäß dem Faltungssatz durch Fouriertransformation [2] von $G_0(h)$ und $i_B(h)$ nach $G(h)$ lösen, was einer Korrektur auf unendlich schmalen Spalt entspricht. Diese Korrektur ist numerisch um so exakter durchführbar, je breiter die Funktion $G_0(h)$ bzw. $G(h)$ gegenüber $i_B(h)$ ist und je schwächer der Abfall $G(h) \rightarrow 0$ für $|h| \rightarrow \infty$ ist. Im Gegensatz zu $G_0(h)$ enthält die so gewinnbare Intensitätsverteilung $G(h)$ nur noch den Spalthöheneffekt. In der Folge soll angenommen werden, daß der Spaltbreiteneffekt bereits korrigiert bzw. die Spaltbreite gegenüber der Spalthöhe sehr klein sei und der Spaltbreiteneffekt deshalb vernachlässigt werden könne.

Der Spalthöheneffekt wird durch eine vom Faltungstyp unterschiedliche Integralgleichung beschrieben [2, 5, 6]:

$$G(h) = \int_0^{\infty} i(u) \cdot J(\sqrt{h^2+u^2}) du, \quad (4)$$

wenn $J(h)$ die wahre Streufunktion bedeutet, die nur durch das streuende physikalische System bestimmt ist, und $i(u) = i_H(u) + i_H(-u)$ gesetzt wird.

Diese Gl. (4) läßt sich durch Substitution umschreiben in die Form:

$$G(h) = \int_h^{\infty} i(\sqrt{v^2-h^2}) \cdot v \cdot J(v) dv. \quad (5)$$

Aus dieser Gestalt der Integralgleichung kann direkt abgelesen werden, daß der Spalthöheneffekt mit der Spalthöhe und – im Gegensatz zur Spaltbreitenverschmierung – mit der Reichweite der Streufunktion $J(h)$ zunimmt, da $G(h)$ durch den Verlauf von $J(v)$ für $v \geq h$ bestimmt ist.

Die Lösung der Integralgleichung (4) bzw. (5) kann für einige Sonderfälle in analytischer Form angegeben werden:

1. Kann der Spalt als unendlich hoch und gleichmäßig ausgeleuchtet angenommen werden, also $i(u) = C = \text{const.}$ für $0 \leq |u| < \infty$, so lautet die Lösung [5, 7]:

$$J(h) = -\frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{C} \int_0^{\infty} \frac{G'(\sqrt{h^2+u^2})}{\sqrt{h^2+u^2}} du, \quad (6)$$

oder nach Substitution:

$$J(h) = -\frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{C} \int_h^{\infty} \frac{G'(v)}{\sqrt{v^2-h^2}} dv. \quad (7)$$

2. Kann die Spalthöheneffekt bei „endlichem“ Spalt durch eine Gaußfunktion dargestellt werden: $i(u) = C \cdot e^{-u^2/a^2}$, $0 \leq |u| < \infty$, so heißt die Lösung [8]:

$$J(h) = -\frac{1}{C} e^{h^2/a^2} \int_0^{\infty} \frac{d}{d\sqrt{h^2+u^2}} \times \left[G(\sqrt{h^2+u^2}) \cdot e^{-\frac{h^2+u^2}{a^2}} \right] \frac{du}{\sqrt{h^2+u^2}} \quad (8)$$

oder nach Substitution:

$$J(h) = -\frac{1}{C} e^{h^2/a^2} \int_h^{\infty} \frac{1}{\sqrt{v^2-h^2}} \cdot \frac{d}{dv} [G(v) \cdot e^{-v^2/a^2}] dv. \quad (9)$$

III. Der Einfluß des endlichen Meßbereiches

Die Messung der Intensitätsverteilung $G(h)$ kann im Experiment nur bis zu einem maximalen Meßpunkt (Impulsübertrag) $|h|_{\text{max}} = h_M$ gemessen werden, sei es aus Gründen der Meßzeit, der Intensität oder der Apparatedimension. Das Problem ist nun die Wahl eines im Hinblick auf die gesamte Auslegung des Experiments optimalen h_M , oder anders formuliert: Wie groß muß h_M bei vorgegebener Spalthöhe sein, um bei Messung einer Intensitätsverteilung $G(h)$ im Bereich $|h| \leq h_M$ genügend, den übrigen experimentellen Bedingungen angepaßte Information über die wahre Streufunktion $J(h)$ zu erhalten?

Wie aus (7) und (9) ersichtlich, geht h_M ganz empfindlich in die Bestimmung der Streufunktion $J(h)$ ein, da infolge des endlichen Meßbereiches $|h| \leq h_M$ die Integrationen nur bis h_M ausgeführt werden können. Über h_M hinaus können überhaupt keine Aussagen mehr gemacht werden. Die erhältliche Information über $J(h)$ geht mit $|h| \rightarrow h_M$ gegen Null. Die Situation wird durch Anpassung einer analytischen Funktion $G^*(h)$ für $|h| \geq h_M$ keineswegs verbessert, sondern lediglich verschleiert.

Anhand der beiden experimentell zu erwartenden Grenzfälle für monoton abfallende isotrope Intensitätsverteilungen $G(h)$, nämlich die Gaußfunktion $G(h) = K \cdot e^{-h^2/b^2}$, die mit $|h| \rightarrow \infty$ stärker als jede Potenz $|h|^{-n}$ gegen Null geht, und die Lorentzfunktion $G(h) = K \cdot (1 + h^2/b_0^2)^{-1}$, die sehr schwach gegen Null geht, wurde der Einfluß des endlichen Meßbereiches auf die Streufunktion $J(h)$ quantitativ mittels der Lösungsgleichungen (6) bzw. (7) für den unendlichen Spalt und (8) bzw. (9) für den endlichen Spalt mit gaußförmiger Spalthöheneffekt $i(u) = C \cdot e^{-u^2/a^2}$ bestimmt. (Die beiden Grenzfälle entsprechen der sog. Guinierschen Näherung und der Streufunktion bei kritischer Streuung.)

Dazu wurde jeweils die Funktion $J(h, h_M)$ nach den Gl. (6a)

$$J(h, h_M) = -\frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{C} \int_0^{\sqrt{h_M^2-h^2}} \frac{G'(\sqrt{h^2+u^2})}{\sqrt{h^2+u^2}} du \quad (6a)$$

und (8a)

$$J(h, h_M) = -\frac{1}{C} e^{h^2/a^2} \int_0^{\sqrt{h_M^2-h^2}} \frac{d}{d\sqrt{h^2+u^2}} \times \left[G(\sqrt{h^2+u^2}) \cdot e^{-\frac{h^2+u^2}{a^2}} \right] \frac{du}{\sqrt{h^2+u^2}}, \quad (8a)$$

soweit möglich, analytisch und numerisch mit Hilfe eines Fortran-Programmes mit einer IBM 1401¹ berechnet, wobei als Parameter der Quotient aus Meßbereich h_M und Breite b der meßbaren Funktion $G(h)$, h_M/b , sowie das Verhältnis aus Breite b der Funktion $G(h)$ und Spaltbreite a , b/a , variiert wurden. b/a wurde so gewählt, daß der Bereich von unendlicher Spalthöhe bis nahezu Punktgeometrie überdeckt

¹ IBM 1401 des Instituts für Angewandte Mathematik der Kernforschungsanlage Jülich.

wurde. Die Abb. 1–3 zeigen über einem reduzierten Meßbereich h/h_M den Verlauf der Quotienten

$$\frac{J(h, h_M)}{J(h, \infty)} = Q(h, h_M)$$

für die Gaußfunktion und die Lorentzfunktion bei Variation der möglichen Parameter. $J(h, \infty)$ bedeutet die bei unendlichem Meßbereich erhältliche, also ideale, Funktion $J(h)$.

Für die analytisch lösbaren Fälle ergibt sich:

1. $i(u) = C = \text{const.}$ für $0 \leq |u| < \infty$:

a) $G(h) = K \cdot e^{-h^2/b^2}$, $0 \leq |h| \leq h_M$;

$$Q(h, h_M) = \Phi\left(\frac{h_M}{b} \sqrt{1 - \left(\frac{h}{h_M}\right)^2}\right), \quad (10)$$

wobei $\Phi(y)$ das Fehlerintegral bedeutet.

b) $G(h) = K \cdot \left(1 + \left(\frac{h}{b_0}\right)^2\right)^{-1}$, $0 \leq |h| \leq h_M$;

$$Q(h, h_M) = \frac{2}{\pi} \left\{ \frac{\frac{h_M}{b_0} \sqrt{1 - \left(\frac{h}{h_M}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{h_M}{b_0}\right)^2 \left(\frac{h}{h_M}\right)^2}} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{1 + \left(\frac{h_M}{b_0}\right)^2 \left(\frac{h}{h_M}\right)^2}{1 + \left(\frac{h_M}{b_0}\right)^2} \right) + \right. \\ \left. + \arctg \left(\frac{\frac{h_M}{b_0} \sqrt{1 - \left(\frac{h}{h_M}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{h_M}{b_0}\right)^2 \left(\frac{h}{h_M}\right)^2}} \right) \right\}; \quad (11)$$

2. $i(u) = C \cdot e^{-u^2/a^2}$ für $0 \leq |u| < \infty$:

a) $G(h) = K \cdot e^{-h^2/b^2}$, $0 \leq |h| \leq h_M$;

$$Q(h, h_M) = \Phi\left(\sqrt{1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2} \cdot \frac{h_M}{b} \sqrt{1 - \left(\frac{h}{h_M}\right)^2}\right); \quad (13)$$

b) $G(h) = K \cdot \left(1 + \left(\frac{h}{b_0}\right)^2\right)^{-1}$, $0 \leq |h| \leq h_M$;

Für diesen Fall wurden die Integrationen numerisch durchgeführt.

IV. Diskussion

Im folgenden sollen die in den Abb. 1–3 dargestellten Ergebnisse diskutiert werden. Alle Diagramme enthalten für $0 \leq |h| \leq h_M$ den Quotienten $Q(h, h_M)$, das Verhältnis der fehlerhaft berechneten zur idealen Streufunktion, so daß $J(h, h_M)/Q(h, h_M)$ direkt die ideale Streufunktion für diese Fälle liefert. Im Idealfall sehr guter Messung bei praktisch unendlichem Meßbereich wäre der Verlauf von $Q(h, h_M)$ eine Rechteckfunktion $Q = 1$ für $0 \leq h/h_M < 1$. Die Abweichungen der Kurvenverläufe in Abb. 1–3 von dieser Rechteckfunktion spiegeln den Einfluß des endlichen Meßbereichs auf die Spalthöhenkorrektur und somit auf den Verlauf der aus den Messungen erhältlichen Streufunktionen.

Abb. 1 enthält in zwei Kurvenscharen die Verläufe des Quotienten $Q(h, h_M)$ für den Fall unendlicher Spalthöhe $i(u) = \text{const.}$ für die beiden Grenzfälle Gaußfunktion und Lorentzfunktion. Als Parameter wurde h_M/b bzw. h_M/b_0 zwischen 1 und 10 variiert (b bzw. b_0 sind die $1/e$ - bzw. Halbwertsbreiten der Funktionen $G(h)$). Daraus ergibt sich: Wird die Gaußfunktion nur bis $h_M = b$, also $h_M/b = 1$, gemessen, so

ist der in $J(h, h_M)$ enthaltene systematische Fehler infolge des endlichen Meßbereiches im besten Fall ($h = 0$) 31,5% und die Information nimmt mit $|h| \rightarrow h_M = b$ sehr schnell ab. Mißt man jedoch bis $h_M = 2b$, so wird bereits für den halben Meßbereich $|h| \leq b$ die Abweichung kleiner als 10% und für $h_M = 3b$ bis $10b$ geht der Quotient $Q(h, h_M)$ sehr

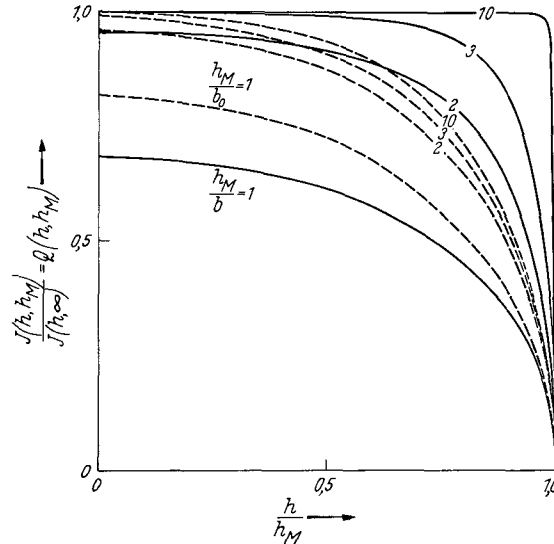


Abb. 1. Einfluß des endlichen Meßbereichs $|h| \leq h_M$ auf die spalthöhenkorrigierte Streufunktion bei unendlicher Spalthöhe $i(u) = C$, $|u| < \infty$. ——— $G(h) = K \cdot \exp(-h^2/b^2)$; - - - - $G(h) = K/(1 + h^2/b_0^2)$; ($b_0 = 0,833b$)

schnell gegen 1: im gesamten Meßbereich $|h| \leq 10b$ wird die Streufunktion $J(h)$ recht genau erhalten. Die Ursache für die starke Konvergenz des systematischen Fehlers gegen Null mit $h_M/b \rightarrow \infty$ liegt natürlich in dem starken Abfall der Gaußfunktion, die in ihren Ausläufern keine wesentliche Information mehr enthält. Im Gegensatz hierzu konvergiert der Quotient für die Lorentzfunktion äußerst schlecht, was in ihrem sehr schwachen Abfall mit $|h|^{-2}$ begründet ist. Hier kann ein Fehler von 5% nur im Gebiet $|h| \leq 5b_0$ für $h_M = 10b_0$ unterschritten werden. Das bedeutet, daß im Falle der Kleinwinkelstreuung am kritischen oder Curie-Punkt mit lorentzförmigem Streugesetz eine Spaltgeometrie mit nahezu (verglichen mit der Breite b_0) unendlicher Spalthöhe sehr ungünstig ist, da zur Elimination des Spalthöheneffektes ein sehr großer Meßbereich erforderlich ist. Dagegen ist der Einfluß bezüglich der Guinierschen Näherung (Gaußfunktion) nicht allzu groß. Der Fehler läßt sich bei einem Meßbereich $h_M > 3b$ praktisch im ganzen Bereich sehr gut korrigieren.

Wenn umgekehrt Apparatur und maximaler Meßbereich h_M festliegen, so kann nur für die Fälle ausreichende Information über den Verlauf von $J(h)$ erhalten werden, für die $b < h_M/3$ für Gaußfunktionen und $b_0 \ll h_M/10$ für Lorentzfunktionen ist. Nur solche Funktionen sollten sinnvollerweise mit einer solchen Apparatur gemessen werden.

Abb. 2 stellt entsprechend Abb. 1 für den Grenzfall der gaußförmigen Intensitätsverteilung $G(h)$ den Quotienten $Q(h, h_M)$ in drei, den Parametern $b/a = 0$; 1; und 2,83 zugehörigen Kurvenscharen ($h_M/b = 1$; 2; 3; 10) dar, wobei die Spalthöhenfunktion $i(u)$ zwecks Variation der Spalthöhe als gaußförmig mit der Breite a angesetzt wurde. Der Übergang von $b/a = 0$ zu

$b/a = 2,83$ stellt den Übergang von unendlicher Spalthöhe (relativ zur Breite b) zu nahezu Punktgeometrie dar. Aus den Kurvenscharen läßt sich der abnehmende Spalthöheneffekt bei abnehmender Spalthöhe, d. h. die starke Konvergenz der Kurven gegen 1 mit $b/a \rightarrow \infty$

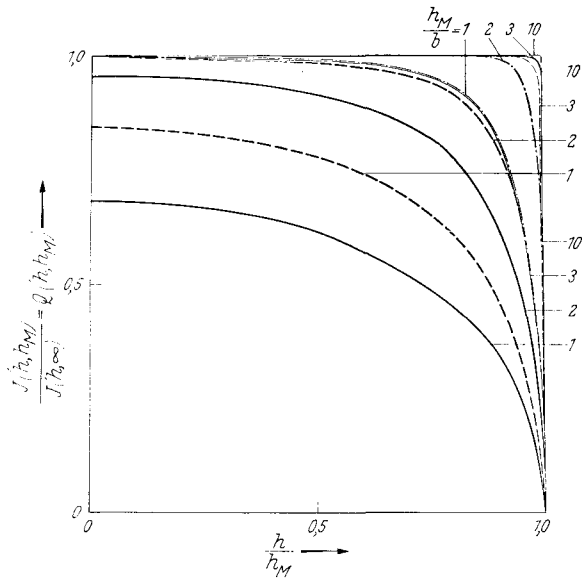


Abb. 2. Einfluß des endlichen Meßbereichs $|h| \leq h_M$ auf die spalthöhenkorrigierte Streufunktion bei gaußförmiger Spalthöhenfunktion $i(u) = C \cdot \exp(-u^2/a^2)$ für den Grenzfall $G(h) = K \cdot \exp(-h^2/b^2)$. — $b/a = 0$ (unendliche Spalthöhe); - - - $b/a = 1$; - · - · - $b/a = 2,83$

Ausschlaggebend für die Wahl der geeignetsten Parameter für eine Optimalisierung ist stets der Zweck der Messung. Haben z. B. Probemessungen ergeben, daß der Intensitätsverlauf einer Gaußfunktion entspricht, und interessiert lediglich die Breite b (z. B. zur

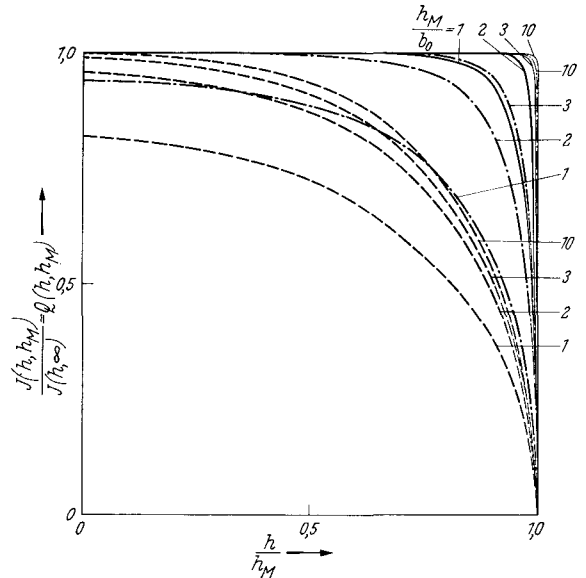


Abb. 3. Einfluß des endlichen Meßbereichs $|h| \leq h_M$ auf die spalthöhenkorrigierte Streufunktion bei gaußförmiger Spalthöhenfunktion $i(u) = C \cdot \exp(-u^2/a^2)$ für den Grenzfall $G(h) = K/(1 + h^2/b_0^2)$. — $b_0/a = 0$ (unendliche Spalthöhe); - - - $b_0/a = 1$; - · - · - $b_0/a = 2,83$

direkt ablesen. Aus diesem Diagramm lassen sich die für eine hinreichend genaue Bestimmung der Streufunktion aus quasi gaußförmigen Intensitätsverteilungen erforderlichen Parameter für das Streuexperiment entnehmen. Hierbei müssen die Parameter den übrigen, die Fehler des Experiments bestimmenden Bedingungen (z. B. Impulsrate) angepaßt werden, wie es die Optimalisierung eines Experiments erfordert. Ist z. B. eine Erniedrigung der Spalthöhe ohne Intensitätsverlust möglich (Fokussierung), so wird man nahe an Punktgeometrie herangehen, denn hier ($b/a \approx 3$) genügt der Meßbereich $h_M/b = 2$, um den Spalthöheneffekt in diesem Bereich praktisch quantitativ zu eliminieren. Ist eine Änderung der Spalthöhe mit einem erheblichen Intensitätsverlust verbunden, so muß ein Kompromiß zwischen dem für eine geforderte Information über die Streufunktion $J(h)$ notwendigen Meßbereich (bei gegebenem Spalthöhenparameter b/a) und der durch die so festgelegte Intensität bestimmten Meßdauer geschlossen werden. Hinzu kommt z. B. bei Neutronenstreueversuchen die Frage der noch vertretbaren Kosten, die sowohl mit dem Meßbereich als auch mit der Meßzeit stark ansteigen.

Abb. 3 enthält die der Abb. 2 entsprechenden Kurvenscharen für den Grenzfall der Lorentzfunktion. Bemerkenswert ist hierin, daß im Gegensatz zur unendlichen Spalthöhe ($b/a = 0$) die Konvergenz des Quotienten für $h_M/b_0 \rightarrow \infty$ sehr stark ist, so daß auf jeden Fall bei Streuung am kritischen Punkt von Gasen oder am Curie-Punkt oder bei Streuung an Versetzungen [9], mit schwach abfallenden Streufunktionen, entweder die Spalthöhe direkt oder durch Soller-Kollimatoren die effektive Spalthöhe verringert werden muß. So liefert die Messung bei $b_0/a = 1$ sehr gute Aussagen über $J(h)$ für $|h| < h_M$, wenn der Meßbereich lediglich drei Halbwertsbreiten von $G(h)$ umfaßt: $h_M = 3b_0$.

Bestimmung des Trägheitsradius in Guinierscher Näherung für vergleichende Messungen der Partikelgröße), so genügt es, im Meßbereich $h_M = 2b$ mit unendlicher Spalthöhe (vgl. Abb. 2: Kurve $h_M/b = 1$ für $b/a = 0$) den Ort des $1/e$ -Abfalls von $G(h)$ genau zu bestimmen, um b festzulegen. Die Abweichung der experimentell bestimmten Größe b^* vom wahren Wert b ist um so kleiner, je geringer die Differenz des Quotienten $Q(b^*, h_M)$ von seinem Anfangswert $Q(0, h_M)$ ist. Dann mag zwar der Absolutwert von $J(h, h_M)$ erheblich falsch sein, die Breite b hat jedoch nur einen kleinen Fehler. Das Verhältnis b^*/b berechnet sich bei Annahme von Gaußfunktionen für $G(h)$ zu:

$$\frac{b^*}{b} = \sqrt{1 + \ln \left(\frac{Q(b^*, h_M)}{Q(0, h_M)} \right)}. \quad (14)$$

Die hier durchgeführte Behandlung des Zusammenhanges zwischen Spalthöheneffekt und Meßbereich gilt in dieser Form allgemein für isotrope Streuintensitätsverteilungen. Die in den Diagrammen 1–3 dargestellten Ergebnisse beziehen sich jedoch nur auf monoton abfallende Funktionen. Streufunktionen mit Nebenmaxima werden in ihrer Gestalt wesentlich stärker beeinflusst, so daß lokal die Abweichungen von der Idealfunktion $J(h)$ die hier gezeigten Ausmaße weit überschreiten können.

V. Schluß

Anhand der beiden Grenzfälle für monoton abfallende isotrope Kleinwinkelintensitätsverteilungen (Gaußfunktion und Lorentzfunktion) wird der Einfluß des endlichen Meßbereichs auf die erhältliche Information über die Streufunktion im Zusammenhang mit dem Spalthöheneffekt bei Kleinwinkelstreueversuchen mit Schlitzgeometrie diskutiert. Der Fehler einer Spalthöhenkorrektur bei endlichem Meßbereich ist in reduzierten Diagrammen dargestellt.

Während die für ein Experiment geforderte Winkelauflösung zusammen mit einer Optimalisierung der Intensität die Längendimensionierung einer Kleinwinkelstreuapparatur festlegt, liefern die hier gemachten Überlegungen Gesichtspunkte für die Wahl der Gesamtbreite der Detektorebene z. B. bei Simultanmessungen mit Detektorbänken.

Literatur: [1] MAIER-LEIBNITZ, H., u. T. SPRINGER: *Reactor Science and Technology (J. of Nuclear Energy Parts A/B)* **17**, 217 (1963). — [2] GUINIER, A., and G. FOURNET: *Small-Angle Scattering of X-Rays*, New York: J. Wiley & Sons 1955. — [3] JONES, F. W.: *Proc. Roy. Soc. London A* **166**, 16

(1938). [4] BEEMAN, W. W., P. KAESBERG, J. W. ANDEREGG, and M. B. WEBB: *Hdb. Phys.* Bd. 32, S. 348ff., Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1957. — [5] GUINIER, A., et G. FOURNET: *J. Phys. Radium* **8**, 345 (1947). — [6] KRATKY, O., G. POROD u. Z. SKALA: *Acta Phys. Austr.* **13**, 76 (1960). — [7] GUINIER, A., and G. FOURNET: *Nature* **160**, 501 (1947). — [8] SCHMIDT, P. W., and R. HIGHT jr.: *Acta Cryst.* **13**, 480 (1960). — [9] KRONMÜLLER, H., A. SEEGER u. M. WILKENS: *Z. Physik* **171**, 291 (1963).

Dipl.-Phys. FRIEDEL HOSSELD und
Dr. GEORG MAIER,
Institut für Neutronenphysik der Kern-
forschungsanlage, 517 Jülich

Druck: Brühlsche Universitätsdruckerei Gießen