

# Numerische Korrektur des Hinterleuchtens von Röntgendetektoren

Bernd R. MÜLLER, Axel LANGE, Manfred P. HENTSCHEL, Andreas KUPSCH  
BAM Bundesanstalt für Materialforschung und –prüfung, 12200 Berlin

**Kurzfassung.** Für artefaktisch gemessene Intensitäten von Röntgenflachdetektoren wird eine Korrektur vorgeschlagen. Die betrachteten Artefakte betreffen eine diffuse Umverteilung der Intensität und führen zu beträchtlichen Verfälschungen der wahren Schwächung und verletzen mithin das Lambert-Beer'sche Gesetz.

Sie werden sowohl in Laborexperimenten mit Röntgenröhren (polychromatische Einstrahlung) als auch mit monochromatischer Synchrotronstrahlung bei Einsatz indirekt konvertierender Detektionssysteme (Fluoreszenzschirm, Optik, CCD-Chip) beobachtet.

Dieser Effekt wird als Hinterleuchten bezeichnet.

In der vorgestellten Studie werden mittels wohldefinierter Randbedingungen Gesetzmäßigkeiten des Hinterleuchtens untersucht: durch Einsatz monochromatischer Strahlung können Aufhärtungseffekte als Ursache ausgeschlossen werden. Das Hinterleuchten ist umso stärker ausgeprägt, je weniger Detektorfläche vom Objekt abdeckt wird und je stärker das Objekt schwächt. Mit Blick auf Tomographien ergibt sich eine Modulation der „Dichte“ als Funktion des Projektionswinkels, deren Amplitude mit dem Objektumfang steigt (Dynamik).

Der isotrope und homogene Ansatz zur numerischen Korrektur macht lediglich Gebrauch von Intensitätsmittelwerten und stellt die Gültigkeit des Schwächungsgesetzes in modifizierter Form wieder her.

## Einführung

In vorangegangenen Studien [1,2] wurde ein als „Hinterleuchten“ identifizierter Messeffekt von Röntgendetektoren beschrieben. Die bezog sich ausschließlich auf Experimente an Synchrotronstrahlungsquellen, die wegen der wohldefinierten Strahlungseigenschaften eine quantitative Auswertung bis hin zum Vorschlag einer Korrekturvorschrift gestatteten. Als Hauptursache für die beobachteten Hinterleuchteffekte wurde eine starke örtliche Variation der Detektorausleuchtung ausgemacht. Diese kann eine Teilbedeckung des Detektors und heterogene Proben mit lokal großen Absorptionsunterschieden betreffen.

Zur Quantifizierung wurden Synchrotronexperimente mit wohlbekanntem Randbedingungen (die Strahlung betreffend) herangezogen und ein Korrekturvorschlag angegeben. Hier soll anhand von Laborexperimenten gezeigt werden, dass das Phänomen auch bei Einsatz weißer Strahlung auftritt und zu Verfälschungen der errechneten Absorption in der Größenordnung einiger Prozente führt. Die Labormessungen umfassen die Durchleuchtung eines identischen Probenausschnitts bei verschiedenen Einstrahlbedingungen sowie eine systematische Variation der Detektorbedeckung mit einer moderat absorbierenden Probe. Letzteres Experiment wurde am Synchrotron nachgestellt.

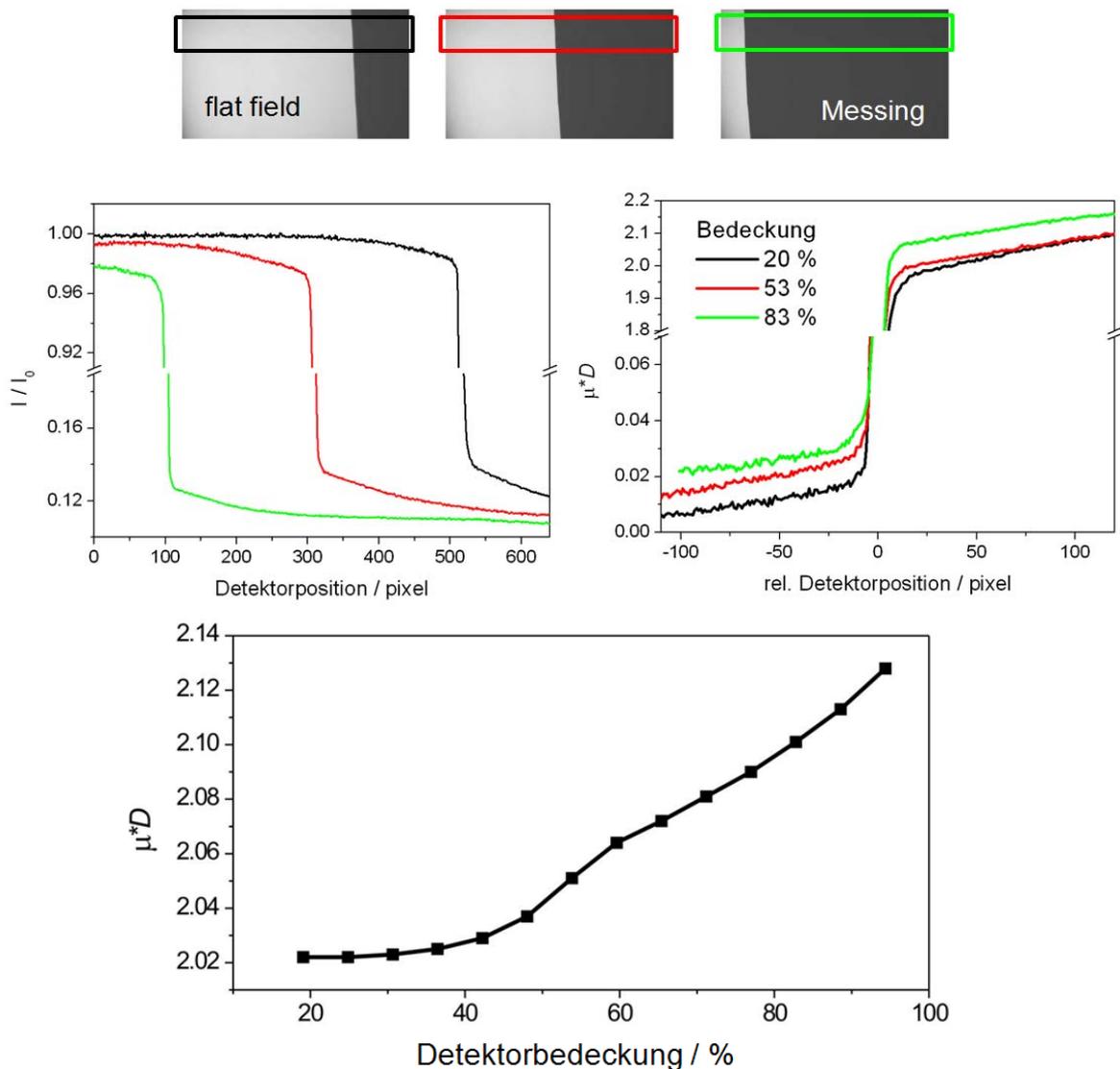
Insbesondere mit Blick auf computertomographische Messungen sind „quantitativ richtige“ Einzelprojektionen unabdingbar, da die Konstanz der gesamten projizierten Masse eine Grundvoraussetzung ist. Ist diese Voraussetzung verletzt [2], führt die korrekturfreie

Verwendung dieser Rohdaten zu stark fehlerhaften Dichtebestimmungen (Amplitude, Schwankung) [3].

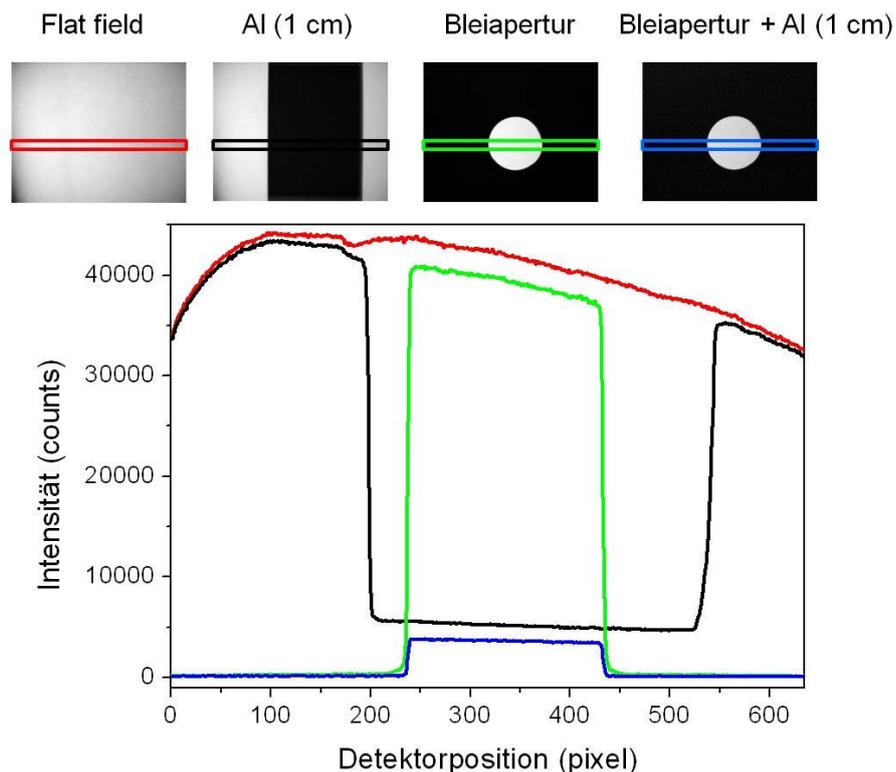
## 1. Laborradiographie

Im ersten vorgestellten Experiment wird ein Laborradiographie-Setup benutzt.

In einem kommerziellen Vollschutzgerät Inspect X system (Hersteller: X-Tek Ltd.) mit Wolfram-Anode wird die Strahlung mit  $U = 60 \text{ kV}$  angeregt ( $I = 200 \text{ } \mu\text{A}$ ) und mit  $2.5 \text{ mm Al}$  gefiltert. Das Schwächungsprofil einer  $1 \text{ mm}$  dicken Messingplatte für stetige (einachsige) Lageänderungen von der Vollbedeckung bis zum Flat Field gemessen. Allein bei Änderung der abgedeckten Detektorfläche ändert sich die konventionell errechnete Probenschwächung um bis zu  $5 \%$ . Wegen der quantitativ unbekanntem Aufhärtung des breiten



**Abb. 1:** Abweichungen vom Schwächungsgesetz am Beispiel von Laborradiogrammen; oben: Radiogramme eines 1 mm dicken Messingblechs, das verschieden große Detektorbereiche abdeckt (hier: 20, 53 und 83 %); Mitte: horizontale Profile der normierten Rohintensität (links) sowie der Schwächung (rechts, Detektorort auf Probenkante normiert) für drei willkürlich ausgewählte Bedeckungsgrade; unten: Auftragung der Transmission als Funktion der Detektorbedeckung.



**Abb. 2:** Horizontale Intensitätsprofile der Durchstrahlung einer 1 cm dicken Aluminiumplatte mit und ohne Bleiapertur (Aperturöffnung ca. 1 cm, Wolframanode, 60 kV Anregung): Flat-Field-Aufnahme (rot), Al ohne Kollimation (schwarz), Flat-Field-Aufnahme mit Apertur (grün) sowie and die Durchstrahlung von Al mit Apertur (blau).

Bremsspektrums und der unbekanntenen lokalen und spektralen Empfindlichkeit des Detektionssystems kann kein Rückschluss zu tabellierten Schwächungskoeffizienten resp. zur mittleren Energie gezogen werden.

Ein ähnliches Phänomen wird von Illerhaus *et al.* [4] berichtet: das Radiogramm einer teilabdeckenden Wolframbende erbringt für hohe Bedeckungsgrade geringere Intensität sowohl im Proben- als auch im Freistrahlsbereich.

Ein zweites Experiment zeigt die Abhängigkeit der errechneten Schwächung von den Bestrahlungsbedingungen. Als durchstrahltes Objekt wird eine 1 cm dicke Aluminiumplatte gewählt. Ein 2 cm breiter Streifen wird einerseits ohne Kollimation, andererseits hinter einer Blei-Lochblende mit einer Öffnung von 1 cm (siehe dazu die Teilbilder in Abb. 2 oben) durchstrahlt.

Trotz identischen Betriebs- und Probenparametern ergibt die Bestimmung des Schwächungskoeffizienten erhebliche Unterschiede: während im nicht kollimierten Aufbau  $\mu$  als  $2.09 \text{ cm}^{-1}$  bestimmt wird, ergibt sich hinter der Blende  $\mu = 2.38 \text{ cm}^{-1}$ , was gemäß tabellierten Werten [5] mittleren (Transmissions-)Energien von 35 bzw. 33 keV entspricht.

Da in beiden Fällen dasselbe Probenvolumen durchstrahlt wird, scheidet unterschiedliche Strahlaufhärtung als Ursache aus.

Der Grund für diese Diskrepanz wird mit den Intensitätsprofilen in Abbildung 2, unten, ersichtlich. Farblich codiert sind die vier experimentellen Szenarien aufgezeichnet: die Flat-Field-Aufnahme, der freistehende Al-Streifen, die direkte Detektorbestrahlung durch die Bleikollimation sowie der Al-Streifen innerhalb der Apertur.

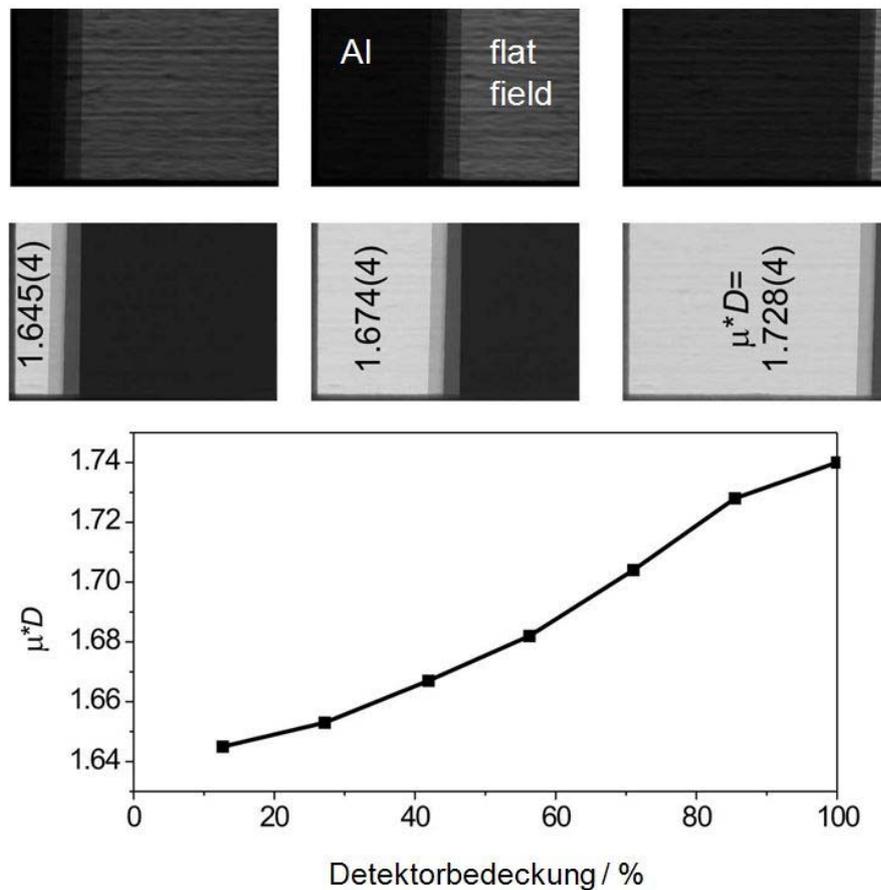
Drei Besonderheiten werden beobachtet: (i) die Intensität bei direkter Beleuchtung derselben Fläche wird in Anwesenheit der Kollimation um 6 % geringer gemessen als im freien Strahl, (ii) die entsprechenden von der Probe geschwächten Signale weisen eine

Differenz von 30 % auf, (iii) darüber hinaus wird die Primärstrahlintensität außerhalb des Schattenbildes der Probe durch ihre bloße Anwesenheit um etwa 2 % reduziert, was einer Erklärung durch Streustrahlung (Aufbaufaktor) widerspricht.

## 2. Synchrotronradiographie

Da im Allgemeinen Strahlaufhärtung und Inhomogenitäten im Querschnitt des Kegelstrahls als mögliche Ursachen für die in Abb. 1 dargestellten Effekte nicht ausgeschlossen werden können, wird ein analoges Experiment mit bekannten Randbedingungen mit Synchrotronstrahlung an der BAMline [6] am BESSY nachgestellt.

Die breitbandige Synchrotronstrahlung wird mit einem W/Si-Multilayer auf 10 keV monochromatisiert (Bandbreite 2%). Ein 7  $\mu\text{m}$  dicker  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$  (YAG)-Szintillator [6] konvertiert die einfallende Röntgenstrahlung in sichtbares Licht, das hinter einem Mikroskopobjektiv von einer CCD-Kamera detektiert wird.



**Abb. 3:** Verletzung des Lambert-Beer'schen Gesetzes in Synchrotronradiogrammen (monochromatische Strahlung); oben: Radiogramme eines 270  $\mu\text{m}$  dicken Stapels aus Aluminiumfolien bei variabler Detektorabdeckung (hier: 13, 42 und 85 %); Mitte: Umsetzung der Radiogramme in Schwächungsbilder; unten: Auftragung der Transmission als Funktion der Detektorbedeckung.

Wie oben beschrieben, wird die laterale Position eines Al-Folienstapels (Gesamtdicker  $D = 270 \mu\text{m}$ ,  $\mu_{\text{Al}} (10 \text{ keV}) = 64.2 \text{ cm}^{-1}$  [5], d.h.  $\mu^*D = 1.74$ ) in 50  $\mu\text{m}$ -Schritten variiert (Abb. 3, oben). Der resultierende Schwächungskoeffizient wird (nach Dunkelstromkorrektur) gemäß dem herkömmlichen Lambert-Beer'sschen Gesetz bestimmt und weist eine Abhängigkeit von der Detektorbedeckung auf wie im Laborexperiment: er

wird umso kleiner berechnet, je weniger die Probe die Detektorfläche abschattet. Die größte beobachtete Differenz beträgt 5.5 %. Für monochromatische Strahlung ist der Vergleich zu tabellierten Werten sinnvoll: im Falle der Vollabdeckung wird der Tafelwert erreicht. Eine lokale Betrachtung zeigt, dass die Abweichungen im Kantenbereich des Materials besonders stark ausgeprägt sind.

Den Ansatz zur rechnerischen Korrektur liefert ein Experiment mit Variation der Probendicke und zwei Abdeckungsstufen.

Bei einer Energie von 15 keV wird ein CdWO<sub>4</sub>-Fluoreszenzschirm (50 µm auf YAG-Substrat) verwendet. Als Modellproben werden 12.5 µm dicke Zinnfolien ausgewählt. Die Anzahl der Folien wird dabei sukzessiv von 1 auf 8 erhöht. Der Schwächungskoeffizient von Zinn ( $Z = 50$ ,  $\rho = 7.3 \text{ g/cm}^3$ ) beträgt  $\mu_{\text{Sn}} = 34.05 \text{ mm}^{-1}$  [6]. Eine Folie schwächt den Strahl um  $\exp(-(\mu^*D)_0) = \exp(-0.425)$ . Werden die Sn-Folien als homogen vorausgesetzt, muss bei Erhöhung der Anzahl der Folienlagen  $N$  der Exponent einer linearen Abhängigkeit der Form  $(\mu^*D)(N) = N^*(\mu^*D)_0$  gehorchen. Dies wird anhand der Mittelwerte überprüft.

Die Zinnfolien werden einerseits so groß geschnitten, dass ihre Projektionen die gesamte Detektorfläche bedecken, andererseits auf etwa halbe Bedeckung (siehe Radiogramme in Abb. 4, links).

Im ersten Fall ist die geforderte Linearität  $(\mu^*D)(N) = N^*(\mu^*D)_0$  mit Anwendung des Schwächungsgesetzes zwanglos erfüllt (schwarze Kurve in Abb. 4, rechts). Das mittlere  $(\mu^*D)_0$  ergibt sich in guter Näherung zum oben angegebenen tabellierten Wert zu  $0.430(2)$ ,  $\mu = 34.4 \text{ mm}^{-1}$ .

Bei Teilabdeckung ergeben sich jedoch erhebliche Abweichungen. Der aus dem abgeschatteten Detektorbereich beschaffte Verlauf  $(\mu^*D)(N)$  kann nicht als lineare Funktion beschrieben werden (blaue Kurve in Abb. 4, rechts). Insbesondere weicht  $(\mu^*D)$  mit wachsender Absorberdicke (auch relativ) immer stärker von  $N^*(\mu^*D)_0$  ab; die Intensität wird also zu groß gemessen. Auch hier muss vermerkt werden, dass die lokalen Abweichungen im Kantenbereich des Folienstapels besonders hervortreten.

### 3. Numerische Korrektur des Hinterleuchtens

Die Nivellierung der lokalen Intensität (d.h. Übergewichtung kleiner und Untergewichtung großer Intensität) legt eine Umverteilung der Fluoreszenzintensität vom Anregungsort in seine Umgebung nahe, die in erster Näherung als homogen angenommen wird: ein Bruchteil der lokalen Intensität wird auf den gesamten Leuchtschirm verteilt. Dieser Bruchteil  $\alpha$  sei unabhängig von Ort und Intensität der Anregung und betrifft Proben- und Flat-Field-Messung gleichartig. Beide werden additiv um *ein und denselben Anteil  $\alpha$  ihres Mittelwertes* korrigiert:

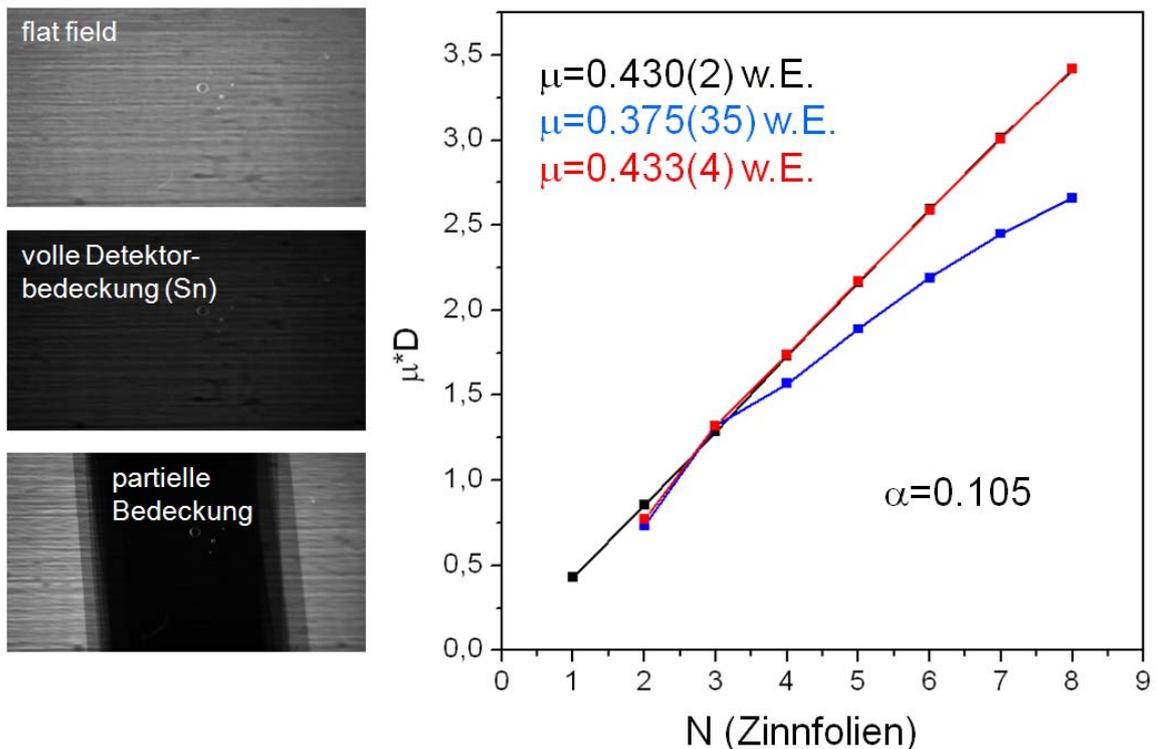
$$I_{\text{corr}}(\mathbf{r}) = I(\mathbf{r}) - \alpha \bar{I}, \quad I_{0,\text{corr}}(\mathbf{r}) = I_0(\mathbf{r}) - \alpha \bar{I}_0 \quad (1)$$

Mit diesen modifizierten Messsignalen kann in Analogie zum Lambert-Beer'schen Gesetz geschrieben werden:

$$(\mu^*D)(\mathbf{r}) = \ln\left(\frac{I_{0,\text{corr}}(\mathbf{r})}{I_{\text{corr}}(\mathbf{r})}\right) = \ln\left(\frac{I_0(\mathbf{r}) - \alpha \bar{I}_0}{I(\mathbf{r}) - \alpha \bar{I}}\right). \quad (2)$$

Wie Abb. 4 zeigt, gelingt es mit diesem modifizierten Schwächungsgesetz (einschließlich *einem* geeigneten Wert  $\alpha$ ), auch für den teilweise abdeckenden Zinnfolienstapel die geforderte Linearität des Verlaufs  $(\mu^*D)(N)$  wiederherzustellen. Die Überführung der blauen Kurve in Abb. 4, rechts in die rote gelingt mit einem optimierten  $\alpha$  von 0.105. Zur Optimierung des Parameters wurde als einzige Forderung die minimale Varianz des Terms  $(\mu^*D)/N$  (d.h. eine minimale Krümmung der Kurve) benutzt. Der physikalisch sinnvolle Schwächungskoeffizient  $\mu = 34.6 \text{ mm}^{-1}$  ergibt sich zwanglos.

Die Anwendung von Gleichung (2) auf die Messdaten des Abb. 1 dargestellten Durchstrahlungsexperiments einer Messingplatte ergibt für höhere Abschattungsgrade mit  $\alpha = 0.0028$  ein konstantes  $\mu = 2.16 \text{ cm}^{-1}$ .



**Abb. 4:** Auswirkungen der vorgeschlagenen integralen Korrektur des Hinterleuchtens. Mit einem optimierten Parameter  $\alpha$  von 10.5% werden sowohl die „Multilayerstreifen“ aus dem Transmissionsbildausschnitt entfernt (links), als auch die integrale Gültigkeit des Lambert-Beer’schen Gesetzes wiederhergestellt, indem die Abhängigkeit  $(\mu^*D)(N)$  (rote Kurve) wieder die lineare Form  $N^*(\mu^*D)_0$  annimmt (rechts).

Der Ansatz eines homogenen Hinterleuchtens schließt die Erklärung ein, warum die Anwendung des konventionellen Gesetzes im Fall der Vollabdeckung zu befriedigenden Ergebnissen führt. Die ortsrichtige Intensität wird durch diffuse Hintergrundintensität an jedem Ort gleichartig (und damit im Quotienten nicht abbildbar) modifiziert. Dieses Verfahren schließt keine örtlichen Variationen des Hinterleuchtens ein. Details der Messung zeigen jedoch, dass solche auftreten. Dass beispielsweise die Differenz  $I_{\text{flat}} - I$  in Abb. 2 mit wachsendem Abstand vom Probenbereich fällt, kann in einem integralen Ansatz nicht berücksichtigt werden.

Alternativ zu den hier eingeführten integralen (Intensitäts-) Korrekturen wird in der Literatur die Entfaltung der Radiogramme von einer geeigneten Point Spread Function (PSF) vorgeschlagen. Langreichweitige PSF werden sowohl zur Korrektur in der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) [7,8] als auch für Röntgen-Kegelstrahl-Aufnahmen [9] angewendet. Dieser Ansatz wird hier verworfen, um numerische Instabilitäten zu

vermeiden und lokale Fehlweisungen, wie von Krejčí *et al.* [10] berichtet, zu vermeiden. Insbesondere Intensitätserhöhungen an äußeren (und inneren) Kanten können auf diese Art nicht von anderen physikalischen Wechselwirkungen wie Streuung, Strahlaufhärtung oder Refraktion unterschieden werden [11,12].

## Referenzen

- [1] A. Lange, M.P. Hentschel, A. Kupsch, B.R. Müller: Numerical correction of X-ray detector backlighting. *Int. J. Mat. Res.* **103** (2012) 174-178.
- [2] A. Lange, B.R. Müller, M.P. Hentschel, A. Kupsch: Korrektur des Hinterleuchtens an CT-Synchrotrondaten, Proceedings DGZfP-Jahrestagung 2011, Bremen, (Berichtsband **BB 127-CD**) (2011).
- [3] B. Illerhaus, Y. Onel: Flächendetektoren und Röntgenstrahlung, was man bei der Anwendung für die CT berücksichtigen sollte: Proceedings IPA 8, Stuttgart (2003).
- [4] B. Illerhaus, Y. Onel, J. Goebbels: Correction techniques for 2D detectors to be used with high energy X-ray sources for CT (part II). Proceedings of SPIE **5535** (2004) 329-334.
- [5] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/>
- [6] A. Rack, S. Zabler, B.R. Müller, H. Riesemeier, G. Weidemann, A. Lange, J. Goebbels, M.P. Hentschel, W. Görner: High resolution synchrotron-based radiography and tomography using hard X-rays at the BAMline (BESSY II). *Nucl. Instrum. Meth. A* **586** (2008) 327-344.
- [7] J.S. Karp, D.A. Mankoff, G. Muehlechner: A position-sensitive detector for use in positron emission tomography. *Nucl. Instrum. Meth. A* **273** (1988) 891-897.
- [8] K. Lee, P.E. Kinahan, R.S. Miyaoka, J.-S. Kim, T.K. Lewellen: Impact of system design parameters on image figures of merit for a mouse PET scanner. *IEEE T. Nucl. Sci.* **51** (2004) 27-33.
- [9] D. Lazos, D. Pokhrel, Z. Su, J. Lu, J.F. Williamson: Comparison Between 2D Monte Carlo Modeled and Experimental Cone-Beam CT X-Ray Projections. *Med. Phys.* **35** (2008) 2989-2990.
- [10] F. Krejčí, J. Jakůbek, J. Dammer, D. Vavřík: Enhancement of spatial resolution of roentgenographic methods. *Nucl. Instrum. Meth. A* **607** (2009) 208-211.
- [11] M.P. Hentschel, R. Hosemann, A. Lange, B. Uther, R. Brückner: Röntgenkleinwinkelbrechung an Metalldrähten, Glasfäden und hartelastischem Polypropylen. *Acta Cryst. A* **43** (1987) 506-513.
- [12] H. Graafsma, R.Y. de Vries: Deconvolution of the two-dimensional point-spread function of area detectors using the maximum-entropy algorithm. *J. Appl. Cryst.* **32** (1999) 683-691.