

# Effiziente numerische Behandlung teilkohärenter Lichtausbreitung

X. Liu, K.-H. Brenner

Lehrstuhl für Optoelektronik, Universität Mannheim

mailto:xiyuanl@rumms.uni-mannheim.de

Für die Tiefenlithographie ist die Kenntnis der 3D-Intensitätsverteilung hinter der Maske von großer Bedeutung. Wir betrachten das teilkohärente Licht bei Köhlerscher Beleuchtung vor der Maske und entwickeln ein numerisches Verfahren für die Analyse der 3D-Intensitätsverteilung hinter der Lithografiemaske.

## 1 Einführung

Für die Tiefenlithographie ist die Analyse der 3D-Intensitätsverteilung hinter einer Lithografiemaske von großer Bedeutung. Die Beleuchtung ist aus Effizienzgründen in der Regel nicht punktförmig sondern ausgedehnt. Daher ist eine inkohärente Berechnung unumgänglich. Darüberhinaus verwenden konventionelle Maskaligner aus Homogenitätsgründen einen Wabenkondensator, der die Ausdehnung der Lichtquelle weiter vergrößert.

Die konventionelle Behandlung der Lichtausbreitung mit Fresnel- Kirchhoff- bzw. Sommerfeld-Theorie ist nur für kohärente Lichtquellen anwendbar. Eine Theorie für inkohärente Beleuchtung wurde von Hopkins [1,2] entwickelt. Diese Theorie beschränkt sich jedoch auf abbildende Systeme. Die hier vorgestellte Theorie gestattet die skalare Berechnung der 3D-Intensitätsverteilung im Nahfeld hinter der Maske.

## 2 Das Beleuchtungssystem

Die Köhlersche Beleuchtung ist eine häufig verwendete Beleuchtungsgeometrie. Der Kollektor bildet die primäre Lichtquelle in die Aperturblende ab, wo eine sekundäre Lichtquelle (Abb. 1) entsteht. Das Licht vor der Maske ist teilkohärent. Wir wollen untersuchen, wie sich die teilkohärente Lichtverteilung hinter der Maske ausbreitet. Um diese Frage zu beantworten, gehen wir zurück zur primären Lichtquelle und nehmen an, dass diese rein inkohärent ist. Wir können die Lichtquelle daher in Punktquellen zerlegen, deren Beugungsbilder inkohärent zu überlagern sind. Jeder Punkt erzeugt eine verkippte ebene Welle vor der Maske. Wir behandeln die Maske als dünnes Transmissionsobjekt. Hinter der Maske können wir mit einer Zerlegung nach ebenen Wellen [3] das skalare Feld nichtparaxial berechnen. Für grobe Maskenstrukturen ist auch die Fresnel-Näherung hinreichend. Zum Schluß summieren wir alle Quellbei-

träge hinter der Maske, und erhalten die 3D-Intensitätsverteilung.

Die Abbildung durch den Kollektor wird hier vernachlässigt, da dieser nur eine Skalierung bewirkt. Das vereinfachte Beleuchtungssystem ist in Abbildung 2 dargestellt.

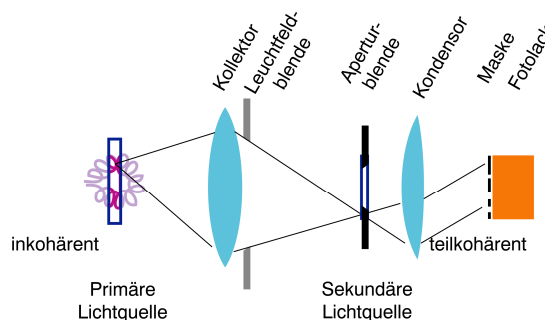


Abb. 1 Geometrie der Köhlerschen Beleuchtung.

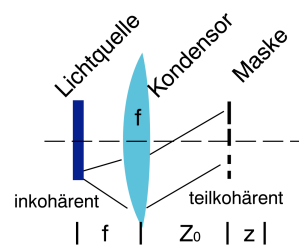


Abb. 2 Vereinfachtes Beleuchtungssystem.

## 3 Lichtausbreitung hinter der Maske

Für die Intensitätsverteilung hinter der Maske betrachten wir zuerst einen einzelnen Punkt der Lichtquelle. Jeder Punkt  $(x_s, y_s)$  besitzt die Intensität  $I_s(x_s, y_s)$ . Mit Fresnel'scher Lichtausbreitung erzeugt jeder Punkt vor der Maske eine verkippte ebene Welle mit einer Phasenkonstanten. Der Verkipfungswinkel ist abhängig von der lateralen

Koordinate des betrachteten Punktes. Am Ort  $Z_0$  hinter dem Kondensator trifft die ebene Welle auf die Maske mit einer Amplitudentransmission  $u_m(x, y)$ . Die Amplitudenverteilung hinter der Maske am Ort  $z$  kann berechnet werden durch:

$$A_z = \frac{\sqrt{I_s(x_s, y_s)}}{I f} \cdot e^{i\Phi(x, y, x_s, y_s)} \cdot u_{m,z} \left( x + \frac{x_s z}{f}, y + \frac{y_s z}{f} \right) \quad (1)$$

$$u_{m,z}(x, y) = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \mathfrak{F} \{ u_m(x, y) \} \cdot e^{-pi I z (n^2 + m^2)} \right\}$$

Da keine feste Phasenbeziehung zwischen zwei unterschiedlichen Punkten der Lichtquelle besteht, summieren wir die Intensitäten. Als Ergebnis erhalten wir eine Intensitätsverteilung, die eine Faltung der skalierten Quellintensität  $I_s$  mit der Intensität der ausgebreiteten Maske  $I_{m,z}$  (Gl. 2) darstellt. Im Fall  $z < f$  ist die Skalierung von  $I_s$  eine Bildverkleinerung. Für sehr kleine  $z$  hat  $I_s$  die Form einer Deltafunktion. Damit dominiert die kohärente Lichtausbreitung. Diesen Fall nennen wir quasi kohärent.

$$I_z(x, y) = \frac{1}{I^2 z^2} I_s \left( -\frac{x f}{z}, -\frac{y f}{z} \right) * I_{m,z}(x, y) \quad (2)$$

#### 4 Ermittlung des Winkelspektrums der Lichtquelle

Um das Winkelspektrum eines vorgegebenen Maskenbelichtungssystems zu bestimmen, verwenden wir eine Kombination aus einer Linse und einer in der hinteren Brennebene befindlichen Kamera (Abb. 3). Das Winkelspektrum der Lichtquelle ergibt sich aus der gemessenen Kameraintensität  $I_c$  gemäß Gl. 3.

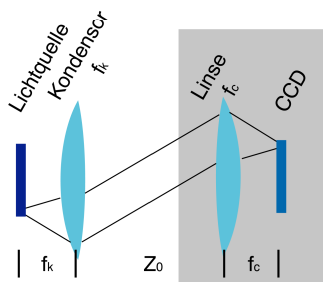


Abb. 3 Ermittlung des Winkelspektrums der Lichtquelle

$$I_s(s_x, s_y) = I_c \left( \frac{x_c}{\sqrt{x_c^2 + y_c^2 + f_c^2}}, \frac{y_c}{\sqrt{x_c^2 + y_c^2 + f_c^2}} \right) \quad (3)$$

$$\approx I_c \left( \frac{x_c}{f_c}, \frac{y_c}{f_c} \right)$$

#### 5 Experimentelle Ergebnisse

Das Winkelspektrum des verwendeten Maskaligners beträgt nach dieser Messung  $4,6^\circ$ . Wir bilden die Intensitätsverteilung  $I_z$  hinter der Maske (ringförmige Öffnung) in einen  $10 \mu\text{m}$  dicken positiven Fotolack ab. Nach der Entwicklung entsteht ein entsprechendes Höhenprofil  $h(x, y)$ , das mittels Interferogramm mit der berechneten Intensitätsverteilung verglichen wird. Der Vergleich der berechneten und gemessenen Interferogramme mit verkippter Referenzwelle an zwei  $z$  Positionen zeigt eine relativ gute Übereinstimmung (Abb. 5).

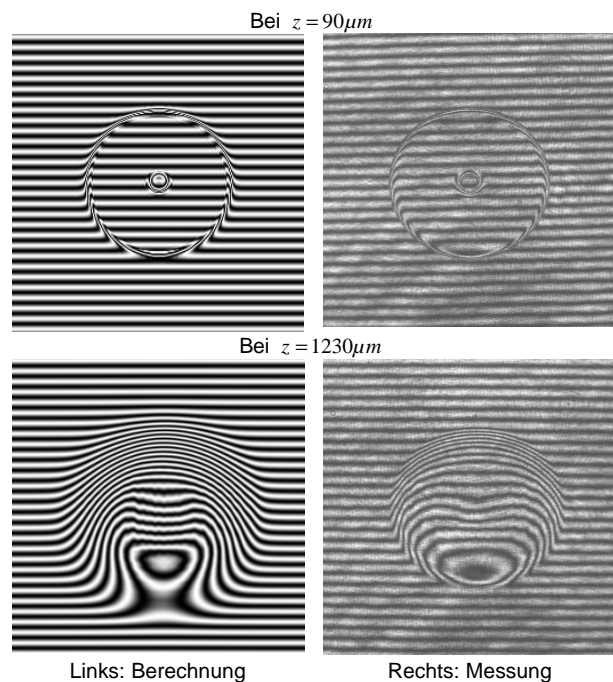


Abb. 4 Vergleich von berechneten und gemessenen Interferogrammen mit gekippter Referenzwelle

#### 6 Erweiterung der Theorie

Die Theorie ist erweiterbar für ausgedehnte Volumenlichtquellen sowie für polychromatische Lichtquellen. Dies soll in einer weiteren Veröffentlichung behandelt werden.

#### Literatur

- [1] H. H. Hopkins: „The concept of partial coherence in optics“ Proc. Roy. Soc. A 208, 263-277 (1951)
- [2] H. H. Hopkins: „On the diffraction theory of optical images“ Proc. Roy. Soc. A 217, 408-432 (1953)
- [3] A. Lohmann, H. Wegener, "Behandlung der optischen Abbildung durch Entwicklung nach ebenen Wellen", Phys. Verh. 127 (1951).