

Lokalität von Quellen und Senken in der exakten optischen Simulation

Karl-Heinz Brenner, Max Auer

Lehrstuhl für Optoelektronik, ziti, Universität Heidelberg

<mailto:brenner@ziti.uni-heidelberg.de>

Modale Simulationsverfahren gehen in Bezug auf die Beleuchtung von einer unendlich ausgedehnten Planwelle aus. In der praktischen Anwendung, wie in Mikroskopie oder Lithographie, hat die Beleuchtung jedoch stets einen räumlichen Charakter. Dies erfordert nicht nur eine Zerlegung der Lichtquelle in räumliche, sondern auch in Polarisationsmoden. Durch Übergang zu einer kartesischen Behandlung wird die Modenzerlegung vereinfacht.

1 Einführung

Modale Simulationsverfahren und hier insbesondere die Mehrschicht-Matrixtheorie für abschnittsweise homogene Medien sowie die RCWA für inhomogene Medien gehen von einer unendlich ausgedehnten Planwelle als Beleuchtungswelle aus. In der praktischen Anwendung, wie in der Mikroskopie mit strukturierter Beleuchtung, der Materialbearbeitung oder der Projektionslithographie hat die Beleuchtung jedoch stets einen räumlichen Charakter. Dies erfordert nicht nur eine Zerlegung der Lichtquelle in räumliche, sondern auch in Polarisationsmoden (TE, TM). Durch Übergang von einer TE-TM-Zerlegung hin zu einer rein kartesischen Behandlung kann das optische Problem als Matrixoperation behandelt werden und die zusätzliche Anwendung von Drehmatrizen [1] entfällt

2 Kartesische Mehrmodenbehandlung von Mehrschichtsystemen

Wie in der traditionellen Behandlung von Mehrschichtsystemen verwenden wir die Stetigkeit der Tangentialkomponenten des E- und H-Feldes, im allgemeinen, kartesischen Fall werden jedoch E_x, E_y, H_x, H_y zu zweikomponentigen Vektoren $\mathbf{E}_\perp, \mathbf{H}_\perp$. Die Beziehung zwischen beiden Größen lautet in diesem Fall

$$\mathbf{H}_\perp = \mathbf{C} \cdot \mathbf{E}_\perp \quad (1)$$

wobei

$$\mathbf{C} = \pm \frac{1}{\tau_z} \begin{pmatrix} -\tau_x \tau_y & -(n^2 - \tau_x^2) \\ (n^2 - \tau_y^2) & \tau_x \tau_y \end{pmatrix} \quad (2)$$

eine Matrix ist, die vom lokalen Brechungsindex n und vom gewichteten Richtungseinheitsvektor $\boldsymbol{\tau} = \frac{\mathbf{k}}{k_0}$ abhängt. Das Vorzeichen legt fest, ob vor- oder rücklaufende Wellen betrachtet werden. Das elektrische Feld in einer Schicht ist eine Überlagerung

$$\mathbf{E}_{\perp,j} = \left(\mathbf{T}_{\perp,j} \exp(ik_0 \tau_z z) + \mathbf{R}_{\perp,j} \exp(-ik_0 \tau_z z) \right) \exp(ik_0 \tau_\perp r_\perp - i\omega t). \quad (3)$$

Da der hintere Phasenterm allen Schichten gemeinsam ist, genügt der vordere Term zur Beschreibung. In vektorieller Form können wir E und H darstellen als

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{\perp,j} \\ \mathbf{H}_{\perp,j} \end{pmatrix} = \mathbf{Q}(\boldsymbol{\tau}) \cdot \mathbf{P}(\boldsymbol{\tau}, z) \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{T}_{\perp,j} \\ \mathbf{R}_{\perp,j} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Die 4x4-Matrizen mit $\phi_z = k_0 \tau_z z$

$$\mathbf{Q}(\boldsymbol{\tau}) = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{I} \\ \mathbf{C} & -\mathbf{C} \end{pmatrix} \quad (5)$$

$$\mathbf{P}(\boldsymbol{\tau}, z) = \begin{pmatrix} \mathbf{I} \exp(i\phi_z) & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \exp(-\phi_z) \end{pmatrix}$$

beschreiben den Konversionsanteil Q und den Propagationsanteil P. Gleichung 4 beschreibt die Umrechnung vom Feldvektor $\mathbf{F}=(\mathbf{E},\mathbf{H})$ in den Propagationsvektor $\mathbf{S}=(\mathbf{T},\mathbf{R})$. Im Gegensatz zur traditionellen Behandlung von Mehrschichtsystemen verwenden wir im Weiteren nicht den Feldvektor F sondern den Propagationsvektor S. Dieser ist im Gegensatz zu F nicht z-positionenabhängig, sondern konstant in einer Schicht. Die Stetigkeit der Tangentialkomponenten fordert für jede Schicht j

$$\mathbf{F}_j(d_j) = \mathbf{F}_{j+1}(0), \quad (6)$$

woraus sofort folgt, dass

$$\mathbf{S}_{j+1} = \mathbf{Q}_{j+1}^{-1} \cdot \mathbf{Q}_j \cdot \mathbf{P}_j \cdot \mathbf{S}_j, \quad (7)$$

wobei $\mathbf{P}_j = \mathbf{P}(\boldsymbol{\tau}, d_j)$. Wir haben damit eine Beziehung der S-Vektoren in aufeinander folgenden Schichten. Durch Übergang zu $2M+1$ Moden werden alle Größen zu mehrkomponentigen Vektoren bzw. Matrizen. Das Gesamtproblem mit N Schichten, $j=1..N$ lässt sich damit darstellen als

$$\begin{pmatrix} \mathbf{T}_{N+1} \\ 0 \end{pmatrix} = \mathbf{S}_{N+1} = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{S}_0 = \boldsymbol{\mu} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{T}_0 \\ \mathbf{R}_0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

mit der Produktmatrix

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_N \cdot \boldsymbol{\mu}_0 \quad \boldsymbol{\mu}_j = \mathbf{Q}_{j+1}^{-1} \cdot \mathbf{Q}_j \cdot \mathbf{P}_j \quad (9)$$

\mathbf{T}_0 beschreibt die eingestrahlte Mehrmodenverteilung im Einfallsbereich und \mathbf{T}_{N+1} sowie \mathbf{R}_0 sind die zu bestimmenden Größen. Gleichung 8 macht von der Annahme Gebrauch, dass im transmittierten Bereich N+1 keine rücklaufende Welle vorliegt. Gleichung 8 kann gelöst werden durch

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\alpha} & \boldsymbol{\beta} \\ \boldsymbol{\gamma} & \boldsymbol{\delta} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}_0 = -\boldsymbol{\delta}^{-1} \cdot \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{T}_0 \quad (10)$$

$$\mathbf{T}_{N+1} = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{T}_0 + \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{R}_0.$$

Für die Verbesserung der Stabilität kann ebenfalls ein ETMA-Ansatz wie in [2] verwendet werden. Abb. 1 betrachtet den schichtfreien Fall mit $n_0 = n_{N+1} = 1$. Alle Moden innerhalb einer NA von 0.5 haben den Betrag 1. Die Eingangspolarisation ist linear (links) bzw. radial (rechts):

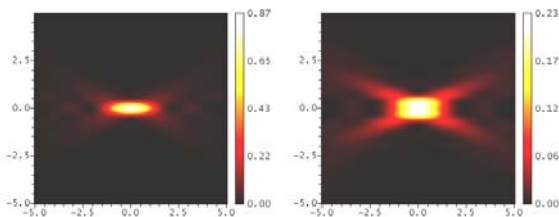


Abb. 1 Mehrmodenbehandlung eines Fokus (alle Moden innerhalb von $NA=0.5$ haben Betrag 1) Links: lineare Polarisation; Rechts: Radiale Polarisation (Für $NA < 1$ zeigt die lineare Polarisation bessere Fokussierung).

In Abb. 2 wird ein typisches Problem der lithographischen Abbildung gezeigt. Die komplexe Amplitude der eingestrahlten Verteilung folgt aus der Fourier-Transformation des Eingangsmusters, einer Tribar-Struktur mit 95 nm Stegbreite. Die Polarisation ist linear. Die Schichtenfolge entspricht der typischen Anwendung (Wasser, Resist, Quarz).

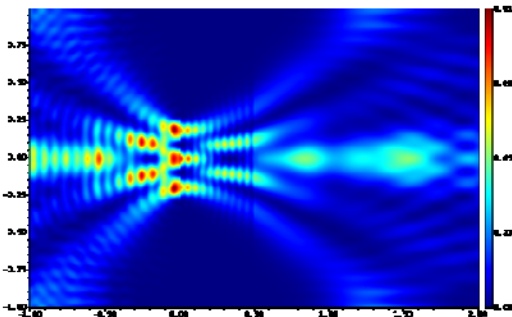


Abb. 2 Hoch-NA-lithographische Abbildung $I(x,z)$ einer Tribar-Struktur mit 95 nm Stegbreite mit linearer Polarisation. (Schichtenfolge siehe Text). Die Wellenlänge ist 193 nm.

3 Mehrmodenbehandlung in der RCWA

Die klassische eindimensionale RCWA verwendet die Tangentialkomponenten von E und H und stellt die Beziehung zwischen aufeinander folgenden Schichten in der Form

$$\begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_{n+1} = \begin{pmatrix} \mathbf{WX} & \mathbf{W} \\ \mathbf{VX} & -\mathbf{V} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{W} & \mathbf{WX} \\ \mathbf{V} & -\mathbf{VX} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_n \quad (11)$$

dar. Im zweidimensionalen Fall mit M Moden werden aus den skalaren Größen E und H $2 \times 2M + 1$ -dimensionale Vektoren welche die x- und y-Komponenten repräsentieren. Die Matrizen \mathbf{W} und \mathbf{V} folgen aus der Lösung des Eigenwertproblems

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{S}(z) + \mathbf{A} \cdot \bar{S}(z) = 0. \quad (12)$$

Somit stellt die zweidimensionale RCWA bereits eine kartesische Mehrmodenbehandlung dar. Die Eingangsverteilung wird jedoch als Einmodenanregung angenommen:

$$\begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix}_0 = \begin{bmatrix} \delta_{m,0} \\ in_l \cos \vartheta \delta_{m,0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ -i\mathbf{Y}_l \end{bmatrix} \cdot [\mathbf{R}] \quad (13)$$

Es liegt daher nahe, den δ -Vektor durch \mathbf{T}_0 zu ersetzen. Damit dies widerspruchsfrei gelingt, muss jedoch eine Änderung an der Matrix A vorgenommen werden, die sicherstellt, dass eine Schrägeinstrahlung äquivalent einem Shift des Modenvektors ist [3]. Diese Annahme fehlt in der klassischen RCWA nach Moharam und Gaylord.

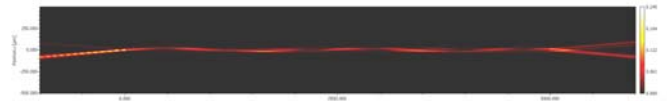


Abb. 3 Lichtverteilung in einem rechteckigen Wellenleiter unter Verwendung der Mehrmoden-RCWA [3]

4 Zusammenfassung

Durch vektorielle kartesische Mehrmodenbehandlung können lokalisierte Eingangsverteilungen statt in vielen Einzelberechnungen in einer einzigen durchgeführt werden.

Literatur

- [1] Moharam, M. G. et al. "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings". JOSA A, 12(5), 1068-1076 (1995).
- [2] Moharam, M. G. et al. "Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach". JOSA A, 12(5), 1077-1086 (1995).
- [3] Auer, M, Brenner, K.-H. "Localized input fields in the rigorous coupled-wave analysis". submitted to JOSA A, (2014)