

1 Grundlagen

1.1 Numerische Methoden

Im Mikrowellenbereich stoßen konventionelle Schaltungssimulatoren, die mit Näherungsmodellen und Ersatzschaltbildern rechnen, an ihre Grenzen, wenn einerseits die Strukturen in die Größenordnung der Wellenlänge kommen oder aber andererseits eine sehr hohe Simulationsgenauigkeit erreicht werden soll. Für diese Fälle sind in der Vergangenheit verschiedene Lösungsansätze und Verfahren zur feldtheoretischen Berechnung von Schaltungen im Mikrowellenbereich entwickelt worden.

Diese Verfahren lassen sich in Zeitbereichs- und Frequenzbereichsverfahren einteilen. Die Zeitbereichsverfahren in Verbindung mit diskretisierten Raumbereichen sind im Allgemeinen universeller einsetzbar, benötigen jedoch auch größere Ressourcen bezüglich Speicherbedarf und Rechenleistung. Zur Zeit aktuelle und wichtige Zeitbereichsverfahren sind das Verfahren der Finiten Differenzen im Zeitbereich (Finite Difference Time Domain FDTD), das Verfahren der Finiten Integration (FI) und die auf dem Huygensschen Prinzip basierende Transmission-Line-Matrix-Methode (TLM [1]). Die beiden auch in dieser Arbeit verwendeten Methoden FDTD und FI sind sehr ähnlich, und deshalb lassen sich die im Folgenden für das FDTD-Verfahren genannten Eigenschaften direkt auf das FI-Verfahren übertragen.

1.1.1 Grundlagen des FDTD-Verfahrens

Die Grundlagen des FDTD-Verfahrens sind in der Literatur bereits ausführlich vorgestellt worden [2, 3] und werden deshalb im Folgenden nur kurz dargestellt, um die bei der Anwendung des Verfahrens im Rahmen dieser Arbeit auftretenden Vor- und Nachteile zu erklären.

Maxwell-Gleichungen und Yee-Schema

Das in den Maxwell-Gleichungen enthaltene Induktionsgesetz

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{1.1}$$

und das ebenfalls enthaltene Durchflutungsgesetz

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}$$

bilden in Verbindung mit den Materialgleichungen

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} ,$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} ,$$

$$\mathbf{J} = \kappa \mathbf{E}$$

ein vollständiges System hyperbolischer Differentialgleichungen, welches die elektromagnetische Wellenausbreitung beschreibt. Hierbei wird meist von zeitinvarianten, isotropen und stückweise homogenen Materialien ausgegangen, d.h. die drei Materialparameter $(\varepsilon, \mu, \kappa)$ können hier als Skalare, die nicht vom Ort und der Zeit abhängig sind, betrachtet werden.

Eine rechnergestützte Beschreibung dieser Wellenausbreitung kann mit einer Diskretisierung dieser Differentialgleichungen durchgeführt werden. In **Bild 1.1** ist das von Yee [4] erstmals vorgeschlagene Schema gezeigt.

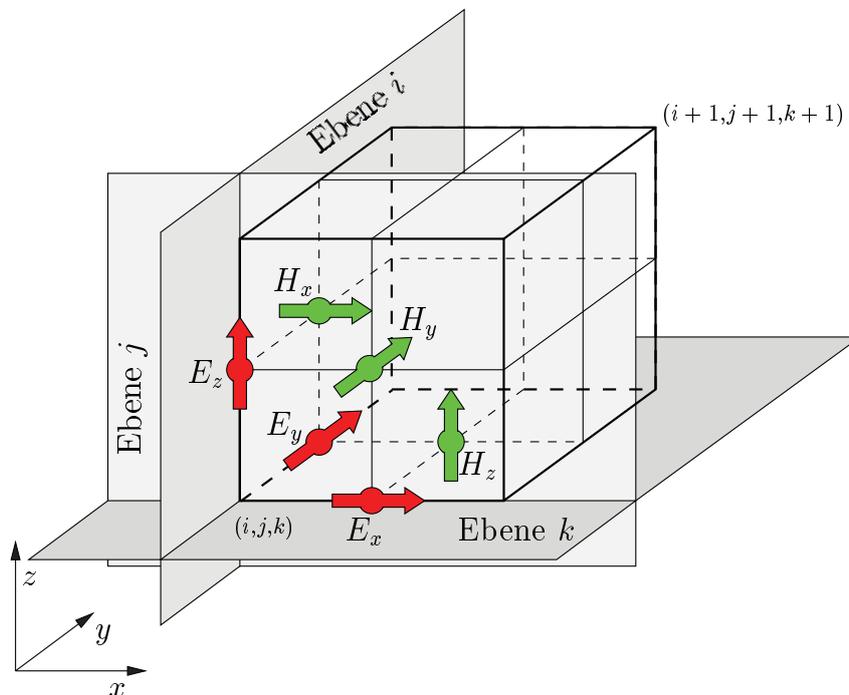


Bild 1.1: Anordnung der Feldkomponenten in der Einheitszelle des Yee-Schemas

Dabei werden die Komponenten des elektrischen Feldes jeweils auf den Kantenmitten, die Komponenten des magnetischen Feldes auf den Flächenmitten der Einheitszelle berechnet. Durch diese Anordnung wird erreicht, dass die in den Maxwell-Gleichungen auftretende Rotationsbildung durch Berechnung zentraler Differenzen approximiert werden kann. In der Literatur wird oftmals noch ein sogenanntes Duales Gitter definiert, welches so im normalen Gitter orientiert ist, dass die Komponenten des Magnetfeldes genau auf den Gitterkanten des Dualen Gitters liegen. Neben dieser räumlichen Verschachtelung der beiden Felder wird auch zeitlich eine solche Verschachtelung vorgenommen, da die zeitliche Ableitung des einen Feldes von der Rotation des jeweils anderen Feldes abhängt und wiederum als zentrale Differenz angenähert wird. Man erhält somit einen expliziten Satz von Aktualisierungsvorschriften für die sechs Feldkomponenten. Stellvertretend sind hier die Aktualisierungsvorschriften jeweils einer Feldkomponente angegeben:

$$\begin{aligned}
 E_x|_{i+1/2,j,k}^{n+1} &= \left(\frac{2\varepsilon - \kappa\Delta t}{2\varepsilon + \kappa\Delta t} \right) E_x|_{i+1/2,j,k}^n \\
 &+ \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \kappa\Delta t} \left(\frac{H_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_z|_{i+1/2,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{H_y|_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_y|_{i+1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right), \tag{1.2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_y|_{i+1/2,j,k+1/2}^{n+1/2} &= H_y|_{i+1/2,j,k+1/2}^{n-1/2} \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_z|_{i+1,j,k+1/2}^n - E_z|_{i,j,k+1/2}^n}{\Delta x} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{E_x|_{i+1/2,j,k+1}^n - E_x|_{i+1/2,j,k}^n}{\Delta z} \right). \tag{1.3}
 \end{aligned}$$

Die elektrischen Feldkomponenten werden also immer zu den Zeitpunkten $n\Delta t$ berechnet, die magnetischen Feldkomponenten zu den Zeitpunkten $(n+1/2)\Delta t$. Die nach dem Yee-Schema angeordneten Feldkomponenten stellen auch eine Lösung mit gleicher Genauigkeit für die Maxwell-Gleichungen in Integralform dar.