

1 Einleitung

Nach dem Boom des Mobiltelefonsektors hat sich in den vergangenen Jahren auch die Anzahl anderer drahtloser Netzwerke vervielfacht. Allen voran haben sich Point-to-Multipoint-Systeme (PMPS) bzw. Local-Multipoint-Distribution-Systeme (LMDS) wie zum Beispiel die W-LAN-Systeme nach den IEEE 802.11-Standards sowohl für den privaten Sektor als auch in der Geschäftswelt etabliert. Drahtlose Geräte standen lange im Ruf langsam zu sein und eine geringe Funktionalität aufzuweisen; ein weiteres Problem waren die hohe Kosten. Aufgrund neuer Standards, Kooperationen, hoher Stückzahlen und günstigerer Produktionsverfahren und Technologien sind drahtlose Produkte heute hingegen für breite Konsumentenschichten erschwinglich.

Hinsichtlich der Geschwindigkeit können drahtlose Netzwerke inzwischen durchaus mit verschiedenen kabelgebundenen Netzwerken konkurrieren. Durch die Nutzung lizenzfreier Frequenzbänder werden zwar Kosten gesenkt, aber durch die nur begrenzt zur Verfügung stehende Bandbreite ist die Datenrate pro Benutzer mit zunehmender Benutzeranzahl deutlich eingeschränkt. Ein Ausweg ist die Nutzung höher liegender Frequenzbänder. Dabei wird dem **Millimeterwellenbereich** zunehmend Interesse geschenkt, da dieser spezielle Vorteile bietet: Die kürzere Wellenlänge ermöglicht die Herstellung kleinerer und leichter Komponenten, wovon der kommerzielle Erfolg von mobilen Geräten stark abhängt. Die dafür notwendigen Technologien sind in den letzten Jahren kostengünstiger oder überhaupt erst verfügbar geworden. Im asiatischen Raum, allen voran in Japan, oder in den USA, wo die Federale Communication Commission im Jahr 2001 ein 7 GHz breites Frequenzband zwischen 57 GHz und 64 GHz für drahtlose Kommunikation zur lizenzfreien Nutzung freigegeben hat, wird das 60 GHz-Band bereits intensiv für lokale Indoor-Netzwerke genutzt [1]. Weltweit ist eine lizenzfreie Nutzung des Bandes zwischen 57 GHz und 59 GHz durch das World Administrative Radio Council (WARC) ermöglicht. Die hohe atmosphärische Dämpfung von ca. 10 dB/km [2] auf Grund der hohen Absorption durch Sauerstoff zwischen 50 GHz und 70 GHz reduziert sowohl die verfügbare Reichweite eines Systems als auch den Interferenz-Level. Somit ist eine hohe Wiederverwendbarkeit einzelner solcher Systeme möglich, ohne dass eine sorgfältige Frequenzplanung notwendig wird, um gegenseitige Störungen benachbarter Systeme zu minimieren. Außerdem erhöht sich dadurch die Abhörsicherheit.

Die Antenne spielt in flächendeckenden Funknetzwerken mit zellularer Netzstruktur, in LMDS oder bei Point-to-Point-Verbindungen eine Schlüsselrolle.

Neben guten elektrischen Eigenschaften wie hoher Gewinn, hoher Nebenkeulenabstand, guter Unterdrückung der Kreuzpolarisation werden bestimmte Anforderungen an die Strahlungscharakteristik der Antenne gestellt, um z.B. Gebiete im Freien oder in Gebäuden optimal auszuleuchten oder auch um bestimmte Bereiche zu isolieren. Die Antennen müssen auch bestimmten mechanischen Ansprüchen genügen, geringes Gewicht und Abmessungen besitzen, belastbar und unempfindlich gegenüber Umwelteinflüssen und kostengünstig herstellbar sein. Die ETSI-Standards¹ beinhalten einen Großteil dieser Forderungen und bilden oft die Richtlinie bei der Entwicklung von Antennen für Kommunikationsanwendungen.

Da eine individuelle Anpassung der Strahlungscharakteristik einzelner Antennen an die jeweilige Umgebung zu aufwendig ist, werden in der Regel Antennen mit Sektorcharakteristik oder Omnidirektionalstrahler verwendet, um eine flächendeckende Ausleuchtung eines Gebiets zu erreichen. Sektorantennen strahlen die Leistung in einem Winkelbereich im Azimut, meist 30° , 60° oder 90° , gleichmäßig ab, außerhalb des Sektors soll möglichst wenig Leistung abgestrahlt werden. In der Elevation ist weiterhin eine schmale Keule gefordert.

Bei Omnidirektionalstrahlern handelt es sich um Antennen mit rotationssymmetrischer Fernfeldcharakteristik. Bis auf wenige Ausnahmen weisen existierende Antennen jedoch eine nicht zu vernachlässigende Welligkeit im Azimut auf. Ziel dieser Arbeit ist, mit neuen Konzepten die vorgegebenen Charakteristiken möglichst genau zu simulieren und mit einem einfachen und kostengünstigen Aufbau zu realisieren.

Diese zwei Antennentypen, mit omnidirektionaler und sektorförmiger Strahlungscharakteristik, reichen in der Regel aus, um in einem zellularen Netz eine guter Versorgung bzw. Ortswahrscheinlichkeit zu erreichen, den C/I-Wert² zu maximieren [3] und die Mehrwegeausbreitung, die vor allem in geschlossenen Räumen verstärkt auftritt, zu reduzieren.

Der erste Teil dieser Arbeit (Kapitel 3) beschäftigt sich mit der Synthese von Antennen mit **sektorförmiger Strahlungscharakteristik** im Azimut und kleiner Keulenbreite in der Elevation. Eine hohe Flankensteilheit der Sektorcharakteristik kann in der Regel nicht mit Hilfe von einzelnen Elementen erreicht werden; eine Ausnahme bilden elektrisch große Reflektorantennen, sogenannte Shaped-Beam-Reflektorantennen, deren gewölbte Oberflächen mit optischen Verfahren (GO: geometrical optics, PO: physical optics, GTO, u.a., siehe [4, 5]) berechnet werden können. In Kapitel 3 werden planare gefaltete Reflexionsarray-Anordnungen [6] zur Erzeugung einer Sektorcharakteristik untersucht. Die Fernfeldcharakteristik wird hier über die komplexe Amplitudenverteilung in der Apertur bzw. auf der Reflektoroberfläche kontrolliert. Bei den Berechnungsverfahren zur Bestimmung des erforderlichen komplexen Amplitu-

¹European Telecommunication Standards Institute

²carrier-to-interference-ratio

denverlaufs des Reflexionsarrays wird zwischen zwei Methoden unterschieden: zwischen reinen Phasen-Synthese-Methoden, bei denen der Betrag der Amplitudenverteilung fest vorgegeben ist und nur der Phasenverlauf für die Synthese der Charakteristik herangezogen wird, und Verfahren, bei denen sowohl Phasen- als auch Amplitudenverlauf in der Apertur bzw. entlang des Arrays variiert werden. Die direkte Berechnung der notwendigen Feldverteilung in der Apertur ist in der Regel nicht möglich, weshalb in den verschiedenen Berechnungsverfahren mathematische Näherungen verwendet werden oder mit iterativen Verfahren eine oft suboptimale Lösung gefunden wird. Eine anschließende Optimierung der berechneten Werte ist notwendig um die geforderten Toleranzschemata zu erfüllen.

Soll neben der Phasenverteilung auch die Amplitudenbelegung modifiziert werden, ist eine Doppelreflektoranordnung notwendig [7]. Die Reflexion am ersten Reflektor kann zur Synthese der Amplitudenverteilung genutzt werden, bei der Reflexion der Welle am zweiten Reflektor erfolgt dann die Anpassung des Phasenverlaufs. Dabei kommen, wie schon bei der Anordnung mit einem Reflektor, planare quasi-periodische Reflexionsarrays zum Einsatz. Diese Reflektoren haben den Vorteil, leicht, dünn, preisgünstig und reproduzierbar zu sein, und weisen gegenüber anderen gedruckten Antennentypen, vor allem bei zunehmender Größe, geringe Verluste auf. Die hier verwendeten Reflektoren bestehen aus rechteckigen Metallisierungen auf einem Mikrowellen-Substrat mit durchgehender Rückseitenmetallisierung. Diese können genutzt werden, um Phase und Polarisation der einfallenden Welle bei der Reflexion entsprechend zu verändern, indem die Geometrien der reflektierenden Elemente verändert wird. Die Berechnung erfolgt mit der Annahme periodisch fortgesetzter Einheitszellen unter Verwendung eines Standard-**Spektralbereichsverfahrens** und dem Theorem von Floquet [8, 9].

Im zweiten Teil (Kapitel 4) werden verschiedene Antennenkonfigurationen untersucht, um eine **omnidirektionale Strahlungscharakteristik** im Azimut und schmaler Keulbreite in der Elevation zu erzeugen. Dabei werden unterschiedliche Wellenleitertypen verwendet und deren Vor- und Nachteile diskutiert. In einer ersten Variante werden planare und konische Reflektoren verwendet, um Phase, Polarisation und Ausbreitungsrichtung der Welle zu verändern. Hierbei wird die Auswirkung unterschiedlicher Speisungen des planaren Reflektors auf die Strahlungscharakteristik untersucht. Neben einer einfachen und leicht herzustellenden Speisung durch einen Rundhohlleiter mit der TE_{11} -Mode bei 58 GHz wird die Speisung durch ein Koaxial-Horn und eine Zweimodenhorn-Subreflektor-Anordnung präsentiert. Die Polarisationsanpassung erfolgt allein durch den planaren Reflektor. Die omnidirektionale Charakteristik wird durch die Reflexionen einer ebenen Welle an einem konischen Reflektor erzeugt (Kapitel 4.1-4.3).

In einer weiteren Variante eines omnidirektionalen Strahlers wird ein planarer

Wellenleiter aus zwei Substratschichten verwendet. Erstmals ist es gelungen, mit einer rein planaren und nicht rotationssymmetrischen Struktur ein omnidirektionale Charakteristik mit weniger als 1 dB Welligkeit im Azimut zu erzeugen. Durch Schlitze in der oberen und unteren Massemetallisierung einer Triplateleitung kann eine nahezu perfekte omnidirektionale Charakteristik im Azimut erzeugt werden. Die Keulenbreite in der Elevation wird durch serielle Aneinanderreihung mehrerer Schlitzpaare reduziert.

Abschließend wird eine vollständig rotationssymmetrische Anordnung aus Parallelplattenleitern mit koaxialer Speisung präsentiert. Auch hier wird durch eine Array-Anordnung die Keulenbreite in der Elevation verkleinert. Um Abschattungen durch die Speiseleitungen der Einzelstrahler zu verhindern, wird eine axiale Speisung mit Leistungsteilern verwendet. Die Phaseneinstellung der Einzelstrahler des äquidistanten Arrays erfolgt durch unterschiedliche Füllung der Parallelplattenleiter mit Materialien unterschiedlicher Permittivität.

Zunächst werden im folgenden Kapitel 2 die zur Bestimmung des elektromagnetischen Verhaltens der angesprochenen Antennentypen notwendigen Grundlagen und Verfahren beschrieben. Bei diesen bereits in Software umgesetzten Verfahren werden deren Einschränkungen, Vor- und Nachteile diskutiert und deren Anwendung auf periodische Strukturen verglichen.

2 Feldtheoretische Simulationsverfahren

In der Hochfrequenztechnik sind Schaltungssimulatoren unerlässlich, um schnell aussagekräftige Vorhersagen über das Verhalten von Schaltungen zu bekommen und diese zu optimieren. Die Genauigkeit und der Parameterbereich der dabei eingesetzten Modelle verbessert sich zunehmend. Schaltungssimulatoren können jedoch nur sehr begrenzt die Verkopplung benachbarter Leitungen, Strahlungsverluste und eine Reihe anderer Effekte erfassen. Außerdem sind für nicht standardisierte Wellenleiter, für neuartige Bauelemente oder ungewöhnliche Schaltungselemente oft keine Simulationsmodelle vorhanden. In diesen Fällen ist eine ressourcenintensive Vollwellenanalyse unumgänglich.

Das elektromagnetische Verhalten wird im makroskopischen Bereich durch die Maxwell'schen Gleichungen mathematisch beschrieben. In der Mikrowellentechnik sind in der Vergangenheit eine Reihe von Verfahren entwickelt worden, um diese Gleichungen in eine für Rechner geeignete Form zu bringen und sie dann numerisch zu lösen.

Eine übliche Unterteilung der Verfahren ist die Einteilung in Zeit- und Frequenzbereichsverfahren. Zeitbereichsverfahren bei diskretisiertem Raum sind sehr flexibel und für eine Vielzahl verschiedenster Probleme einsetzbar, benötigen jedoch in der Regel viel Ressourcen (Rechenzeit, Arbeitsspeicher, Festplattenspeicher, ...). Frequenzbereichsverfahren dagegen sind meist nur unter bestimmten Randbedingungen anwendbar, benötigen hohen analytischen Aufwand und sind speziell auf das Problem anzupassen. Dafür können sie geeignete Probleme mit weniger Speicherbedarf und in relativ kurzer Zeit mit hoher Genauigkeit lösen. Mit schnellen Rechnern ist es heutzutage möglich, das elektrische Verhalten von bereits relativ komplizierten und komplexen Strukturen, bei denen eine rein analytische Berechnung nicht mehr möglich ist, in vertretbarer Rechenzeit zu simulieren. Die im Folgenden vorgestellten Methoden wurden bereits alle ausführlich in der Literatur diskutiert und werden deshalb nur kurz dargestellt und deren Verwendung im Zusammenhang mit dieser Arbeit hervorgehoben.

2.1 Die Methode der Finiten Integrale

Die Methode der Finiten Integrale (MFI) [10, 11] ist ein Zeitbereichsverfahren, das 1977 von Weiland entwickelt wurde und eng verwandt mit dem Verfahren der Finiten Differenzen im Zeitbereich (engl. Finite Difference Time Domain, FDTD) ist. Hier werden die Maxwell'schen Gleichungen in integraler Form neu

in diskreter Form formuliert. Durch die Diskretisierung von Raum und Zeit können nahezu beliebige Geometrien und Signalformen simuliert werden. Eine Anregung (häufig ein modulierter Gaußimpuls) breitet sich entlang der Struktur aus. Mit den erzeugten Feldern an definierten Wellentoren können mit Hilfe der Fouriertransformation Größen, wie z.B. Streuparameter, bestimmt werden.

Diskretisierung des Raumes

Der erste Schritt der Diskretisierung ist die Aufteilung des begrenzten dreidimensionalen Simulationsgebiets in eine endliche Anzahl von einfachen Zellen V_m . Die Zellen können z.B. tetraedrischer oder kubischer Form sein und müssen exakt aneinander passen. Der Einfachheit halber wird im Folgenden von kubischen Zellen und einem kartesischen Koordinatensystem ausgegangen, wobei je nach Problemstellung ein beliebig anderes System verwendet werden kann. Der Bereich einer einzelnen Zelle wird wie folgt beschrieben

$$V_{i,j,k} = [x_i, x_{i+1}] \cdot [y_j, y_{j+1}] \cdot [z_k, z_{k+1}],$$

$$i = 1, \dots, I - 1, \quad j = 1, \dots, J - 1, \quad k = 1, \dots, K - 1, \quad (2.1)$$

wobei die Eckpunkte entlang den Koordinatenachsen x , y und z mit i , j und k durchnummeriert sind (Bild 2.1 links).

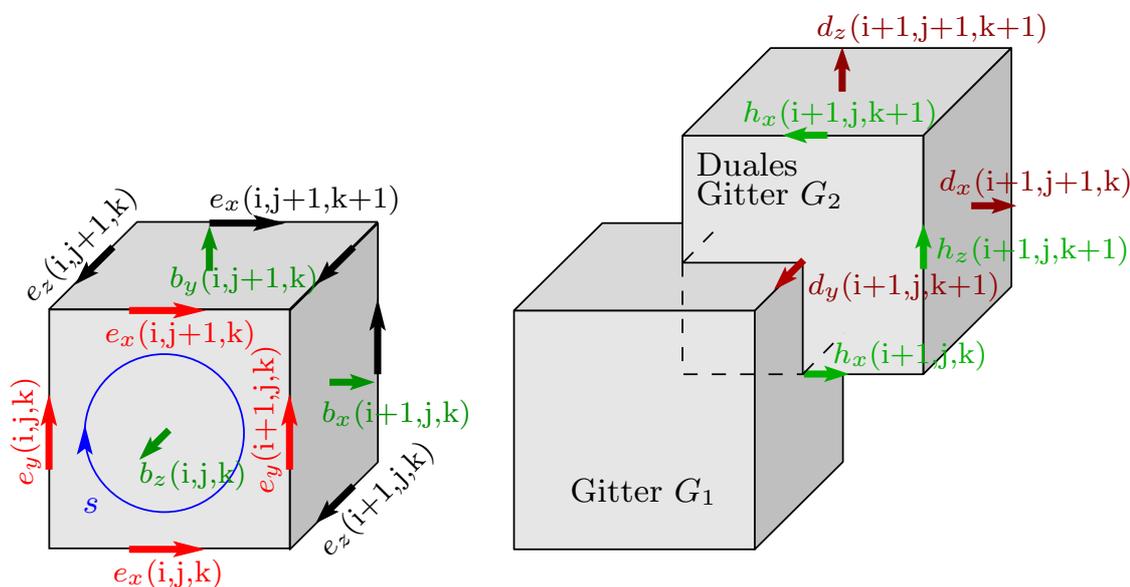


Bild 2.1: Links: Gitterzelle $V_{i,j,k-1}$ des diskretisierten Raums G_1 mit den elektrischen Gitterspannungen e entlang den Kanten und dem magnetischen Fluss b durch die Quaderflächen. Rechts: duales, um eine halbe Gittergröße verschobenes Gitter.

Maxwellgleichungen im diskretisierten Raum

Um die Maxwellschen Gleichungen in computergerechte Form zu transformieren, wird nun eine einzelne Volumenzelle betrachtet. Das Induktions-Gesetz in integraler Form

$$\oint_{\partial A} \vec{E} d\vec{s} = - \iint_A \frac{\partial}{\partial t} \vec{B} d\vec{A} \quad (2.2)$$

kann für die Wand $A_z(i, j, k)$ einer Zelle V_n als Differenzgleichung geschrieben werden (Bild 2.1)

$$e_x(i, j, k) + e_y(i + 1, j, k) - e_x(i, j + 1, k) - e_y(i, j, k) = -\frac{d}{dt} b_z(i, j, k), \quad (2.3)$$

wobei

$$e_x(i, j, k) = \int_{(x_i, y_i, z_i)}^{(x_{i+1}, y_i, z_i)} \vec{E} d\vec{s}$$

den Potenzialunterschied zwischen zwei benachbarten Eckpunkten darstellt und das Ringintegral entlang der blauen Kurve s in Bild 2.1 links als Summe der vier Kantenfelder e dargestellt werden kann. Der Wert $b_z(i, j, k) = \int \vec{B} d\vec{A}$ repräsentiert den magnetischen Fluss durch die Zellwand $A_z(i, j, k)$. Auf vergleichbare Weise können die anderen Maxwellschen Gleichungen diskretisiert werden. Für das Durchflutungs- und das Gaußsche Gesetz wird das in Bild 2.1 rechts dargestellte duale Gitter herangezogen, dessen Eckpunkte die Mittelpunkte des Ausgangsgitters bilden.

Diskretisierung der Zeit

Die raumdiskreten aber zeitkontinuierlichen Maxwellgleichungen werden auch im Zeitbereich diskretisiert, so dass eine numerische Berechnung möglich wird. Je nach Formulierungs- und Diskretisierungsansatz haben explizite Lösungsverfahren von Differenzialgleichungen die Eigenschaft, numerische Lösungen zu liefern, die nicht stabil, d.h. für alle Zeit beschränkt oder evtl. ungenau sind. Bei dem Differenzenschema nach Yee [12] in seiner Grundform, das mit dem Schema in Bild 2.1 eng verwandt ist, ist die maximale Größe des Zeitschritts durch die Grenze

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (2.4)$$

vorgegeben, wobei Δx , Δy und Δz die Abmessungen der kleinsten Gitterzelle sind. Bei Einbeziehung unterschiedlicher Randbedingungen kann sich die Stabilitätsbedingung deutlich ändern. Insbesondere führen absorbierende Randbedingungen zu zusätzlichen härteren Zeitschrittbedingungen.

Anwendung der MFI

Die MFI ist vergleichsweise jung und ist nur in wenigen kommerziellen Programmen umgesetzt. In Rahmen dieser Arbeit wurde das Programm Microwave Studio von CST [13] verwendet, um das elektromagnetische Verhalten passiver linearer Strukturen zu bestimmen.

2.2 Die Methode der Finiten Elemente

Bei der Methode der finiten Elemente (MFE) wird der Simulationsbereich in kleinere Gebiete unterteilt, in denen das Feld durch lokale mehrdimensionale Funktionen repräsentiert wird. Dabei kann diese Methode nicht nur bei der Berechnung elektromagnetischer Probleme eingesetzt werden, sondern findet vor allem in der Mechanik, Thermodynamik und zahlreichen anderen Bereichen Anwendung. 1968 wurde die Methode zum ersten Mal von Zienkiewicz und Arlett auf elektrodynamische Probleme angewendet [14] und deren Genauigkeit und Effizienz ein Jahr später durch die Verwendung von Polynomen höherer Ordnung verbessert [15].

Zur Überprüfung von Simulationsergebnissen anderer Berechnungsmethoden wird im Rahmen dieser Arbeit die auf der MFE beruhende Software HFSS der Firma Ansoft [16] eingesetzt. Diese füllt den Simulationsbereich mit einem tetraedrischen Gitter und nutzt das Verfahren, um die Helmholtzgleichung im Simulationsgebiet zu lösen. Dabei werden die Potentiale an den Ecken der Tetraeder gespeichert (Bild 2.2). Die Potentiale innerhalb dieser Zelle werden aus diesen Knotenwerten interpoliert. Durch Entwicklung der Potentiale in vollständige Orthonormalsysteme kann die Helmholtzgleichung, wie bei der MFI (Kapitel 2.1), in eine Matrixgleichung umgewandelt und mit numerischen Standardverfahren (z.B. nach Rayleigh, Ritz) gelöst bzw. minimiert werden.

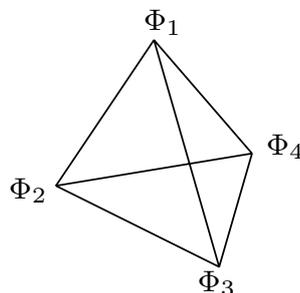


Bild 2.2: Tetraeder als Einheitselement für die Methode der finiten Elemente mit den Potenzialen $\Phi_{1..4}$ an den Ecken.

2.3 Das Spektralbereichsverfahren für periodische Strukturen

Das Spektralbereichsverfahren eignet sich besonders zur Analyse planarer Strukturen und wurde in einer Reihe von Beiträgen bereits ausführlich diskutiert, z.B. in [17, 18, 19, 20, 21]. Die bei Mikrosteifenleitungen, Koplanarleitungen, Finleitungen oder anderen planaren Leitungstypen auftretenden Feldkomponenten \vec{E} und \vec{H} können über Integralgleichungen aus den elektrischen und magnetischen Stromdichten \vec{J} und \vec{M} auf den Leitern bestimmt werden:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}) &= \iiint_{V'} \left[\bar{G}_{E,J}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}(\vec{r}') + \bar{G}_{E,M}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}') \right] dV', \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \iiint_{V'} \left[\bar{G}_{H,J}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}(\vec{r}') + \bar{G}_{H,M}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}') \right] dV'. \quad (2.5)\end{aligned}$$

Die Greenschen Dyaden $\bar{G}_{E,J}$, $\bar{G}_{E,M}$, $\bar{G}_{H,J}$ und $\bar{G}_{H,M}$ geben einen Zusammenhang zwischen einer elektrischen bzw. magnetischen Einheitsquelle am Punkt \vec{r}' und den daraus resultierenden Feldern an der Stelle \vec{r} . Eine Berechnung dieser vier Tensoren kann z.B. über die direkte Methode oder bei unendlich ausge dehnten homogenen und isotropen Dielektrikaschichten über den in der Regel einfacheren Immitanzansatz [22, 23] erfolgen. Wird vereinfachend angenommen, dass die Metallisierungsdicken unendlich dünn und ideal leitend sind, treten nur elektrische Stromdichten tangential zu den Metallisierungen auf und die Greenschen Dyaden reduzieren sich zu einer 2×2 -Matrix \bar{Z} und (2.5) zu

$$\vec{E}_{s,t}(\vec{r}) = \iint_{A'} \bar{Z}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}_t(\vec{r}') dA'. \quad (2.6)$$

Der Index s verdeutlicht, dass es sich um Streufelder durch die Stromdichteverteilung auf den Metallisierungen handelt. Ein anregendes Feld \vec{E}_{ein} überlagert sich mit dem gestreuten elektrischen Feld \vec{E}_s zu $\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_{\text{ein}} + \vec{E}_s = 0$, da auf dem idealen Leiter das Feld verschwinden muss. Das anregende Feld setzt sich aus dem direkt einfallenden und dem reflektierten Feld einer Welle zusammen. Die Lösung von Gleichung (2.6) und die Bestimmung der Greenschen Dyade im Ortsfrequenzbereich (Spektralbereich) gestaltet sich deutlich einfacher als in ihrer ursprünglichen Form in Ortsbereich. Ohne die allgemeine Gültigkeit zu verletzen, kann Gleichung (2.6) bzw. die darin vorkommenden Größen mit Hilfe der zweidimensionalen Fouriertransformation

$$\tilde{f}(\alpha, \beta) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{j(\alpha x + \beta y)} dx dy \quad (2.7)$$