

Erstellung von Leiterplatten- Abstrahlmodellen unter Beachtung der dominanten Strompfade

Bei der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der
Technischen Universität Dortmund eingereichte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

von

Dipl.-Ing. Denis Rinas

Dortmund, 2018

Dissertation eingereicht am: 21.12.2017

Tag der mündlichen Prüfung: 20.06.2018

Erster Referent: Prof. Dr.-Ing. Stephan Frei

Zweiter Referent: Priv.-Doz. Dr.-Ing. Dirk Schulz

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand neben meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Arbeitsgebiet Bordsysteme der Technischen Universität Dortmund.

Zunächst möchte ich insbesondere Herrn Prof. Dr.-Ing. Stephan Frei danken, der mich stets unterstützt hat und mir mit Rat und Tat zur Seite stand. Ohne das entgegengebrachte Vertrauen und den mir gegebenen Freiraum wäre diese Arbeit nicht entstanden. Für die Übernahme des Koreferats und die hilfreichen Diskussionen danke ich Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. Dirk Schulz.

Einen großen Dank möchte ich allen Kollegen, die ich während meiner Zeit am Arbeitsgebiet kennenlernen durfte, aussprechen. Die gemeinschaftliche Atmosphäre und gegenseitige Unterstützung waren mir eine große Hilfe. Besonders möchte ich mich bei meiner ehemaligen Bürokollegin Maja Diebig bedanken, die mich durch viele Höhen und Tiefen begleitet hat. Ebenso möchte ich mich bei Herrn Josef Laszlo bedanken, der meine Zeit am Arbeitsgebiet mit moralischer Unterstützung bereichert hat.

Ich danke allen Studierenden, die im Rahmen ihrer studentischen Arbeiten an den Untersuchungen mitgewirkt haben. Hier möchte ich mich vor allem bei Herrn Simon Niedzwiedz, Herrn Alexander Zeichner und Herrn Patrick Ahl bedanken. Großer Dank gebührt auch Herrn Dennis Rohde, der mich eine lange Zeit als studentische Kraft begleitet und unterstützt hat.

Ein herzliches Dankeschön geht auch an die ehemaligen und noch aktiven Mitarbeiter der mechanischen Fachbereichswerkstatt.

Zum Abschluss möchte ich mich bei meiner ganzen Familie bedanken. Hier gilt mein Dank vor allem meinen Eltern, die mich stets unterstützt und in jeder Hinsicht gefördert haben. Ein großer Dank geht auch an meine Freundin Aneta, die mich gerade in der letzten Phase der Promotion moralisch begleitet hat.

Hamm, Juni 2018

Kurzfassung

Moderne Automobile verfügen heutzutage über eine hohe Packungsdichte elektronischer Systeme. Zur Sicherstellung des EMV-Verhaltens ist eine Bewertung und Kontrolle ihrer Störaussendungen vor der Markteinführung notwendig. Verfahren wie ALSE-Antennenmessungen stellen sich heutzutage als standardisierte Methoden zur Bewertung von gestrahlten Störungen elektronischer Komponenten dar. Sie sind allerdings auf in der Anschaffung und Wartung kostspielige Absorberkammern angewiesen. EMV-Prüfungen können deshalb meist nicht mehrfach und erst in späten Entwicklungsphasen eines Produktes durchgeführt werden, woraus unter Umständen hohe Re-Design-Kosten entstehen. Darüber hinaus stellen sich die gewonnenen Ergebnisse oft als nicht reproduzierbar dar und sind nicht ausreichend um die Störcharakteristik einer Komponente vollständig zu beschreiben.

Nahfeldmessverfahren und äquivalente Modelle von Platinen, welche anhand geeigneter Messdaten eine approximierende Quellenverteilung rekonstruieren, sind den bekannten Methoden in ihrer Leistungsfähigkeit deutlich überlegen. Ziel dieser Arbeit ist es, alternative Verfahren zur Bestimmung von genauen Strom- und Abstrahlmodellen von Elektronikplatinen zu entwickeln. Diese lassen sich zur Vorhersage von ALSE-Antennenmesswerten und zur Identifizierung von Störquellen einsetzen. Für ein genaues und stabiles Modell ist es wichtig, eine Stromverteilung zu bestimmen, die physikalisch korrekt ist und die realen Ströme exakt abbildet. Dazu werden die äquivalenten Quellen an die wahrscheinlichen Strompfade auf der Platine gebunden und Korrekturverfahren zur Störunterdrückung integriert. Das Wissen über die Strompfade kann anhand von CAD-Daten oder aus bildgebenden Verfahren gewonnen werden. Sind die Ströme berechnet, müssen Einflussfaktoren der Messumgebung in die Feldberechnung integriert werden, damit eine Vorhersage von standardisierten Antennenmesswerten möglich ist. Die vorgestellten Methoden werden anhand verschiedener simulatorisch und messtechnisch ermittelter Platinen-Daten untersucht und verifiziert.

Inhalt

Danksagung	I
Kurzfassung.....	III
Inhalt.....	V
Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis.....	XVI
Abkürzungsverzeichnis.....	XVII
1 Einleitung	1
1.1 Stand der Technik.....	4
1.2 Zielsetzung und Gliederung dieser Arbeit.....	7
2 Allgemeine Grundlagen.....	9
2.1 ALSE-Antennenmessverfahren zur Bestimmung von gestrahlten Störaussendungen.....	9
2.2 Modellerstellung zur Bestimmung von gestrahlten Störaussendungen.....	11
2.2.1 Das Vektorpotential	11
2.2.2 Der Elementardipol.....	13
2.2.3 Das Eindeutigkeitstheorem	16
2.2.4 Das Äquivalenzprinzip und die Huygens'sche Oberfläche	17
2.2.5 Die Source Reconstruction Method / Das inverse Problem.....	21
2.2.5.1 Das Multi-Dipol Modell.....	22
2.2.5.2 Metallische Grenzflächen und Spiegelströme.....	25
2.3 Sonden für die Messung des elektromagnetischen Nahfeldes	28
2.3.1 Die magnetische Nahfeldsonde	29
2.3.2 Die elektrische Nahfeldsonde.....	32
2.4 Mathematische Methoden zur Spektralanalyse	33
2.4.1 Die Fourier-Transformation	36
2.4.2 Abtastung und Anwendung der Fourier-Transformation bei diskreten Signalen.....	37
2.4.3 Fehlerquellen bei der Spektralanalyse	39
2.4.3.1 Quantisierungsrauschen.....	39

2.4.3.2	Ausschnittbildung und der Leck-Effekt.....	41
2.4.3.3	Unschärfe der diskreten Fourier-Transformation.....	44
2.4.3.4	Auswirkungen auf die Zeitbereichsmessung	47
3	Bestimmung des Nahfelds von Elektronikplatinen	49
3.1	Bekannte Nahfeldscanner.....	50
3.2	Grundkonzept und Aufbau des Messsystems.....	51
3.2.1	Verwendeter Nahfeldscanner	52
3.2.2	Verwendete Nahfeldsonden	53
3.2.3	Verwendete Messgeräte	54
3.3	Aufnahme des Messsignals	54
3.3.1	Datengewinnung aus Frequenzbereichsmessungen.....	54
3.3.2	Phasenbestimmung aus Messungen im Frequenzbereich.....	56
3.4	Datengewinnung aus Zeitbereichsmessungen	57
3.4.1	Gesamtsystem zur Erzeugung von Frequenzbereichsdaten aus Zeitbereichsmessungen	57
3.4.2	Messdynamik und Rauschunterdrückung	59
3.4.3	Phasenbestimmung mittels Zeitbereichsmessung	60
3.4.4	Einfluss der Messumgebung	63
3.5	Bestimmung des Magnetfelds aus den Messdaten	64
3.5.1	Bestimmung der Übertragungsfunktion für das Messkabel	64
3.5.2	Bestimmung der Übertragungsfunktion für die Magnetfeldsonde....	65
3.5.2.1	Bestimmung der Übertragungsfunktion auf Basis von Streuparameter-Messungen und Simulationen	66
3.5.2.2	Einfluss der Inhomogenität der Feldsonde auf die Kompensation.....	69
4	Identifikation der Stromverteilung von Elektronikplatinen	73
4.1	Das Dipol-Gitter-Modell.....	73
4.2	Bestimmung der Dipolströme.....	74
4.3	Störfaktoren bei der Identifikation der Stromverteilung	75
4.3.1	Einfluss der endlichen Massefläche auf die Stromidentifikation	75
4.3.2	Einfluss der endlichen Messebene auf die Stromidentifikation.....	78

4.3.3	Beeinflussung des Gitter-Modells durch die Modellauflösung	79
4.4	Stabilität des Modells gegenüber Störungen in den Nahfelddaten	80
4.5	Erweiterung des Ausgleichsproblems um Regularisierungsverfahren	84
4.5.1	Die Tikhonov-Regularisierung	85
4.5.2	Wahl des Regularisierungsparameters	87
4.6	Einfluss der Vertikal- und Horizontalströme	89
4.7	Erstellung eines Multi-Dipol Modells unter Beachtung der wahrscheinlichen Strompfade	93
4.7.1	Das CAD-Daten-Modell	94
4.7.2	Vorteile bei der Regularisierung durch Verwendung des CAD- Daten-Modells	95
4.7.3	Korrelation der äquivalenten Quellen mit den Nahfelddaten	97
4.7.4	Korrelation der äquivalenten Quellen	99
4.8	Anwendung und Verifikation der Methoden	101
4.8.1	Einzelleiter – Ideale Simulationsdaten	101
4.8.2	Mehrleiter – Rauschbehaftete Simulationsdaten	109
4.8.3	Oszillator-Platine – Validierung mit Messdaten	118
5	Vorhersage von ALSE-Antennenmesswerten	129
5.1	Einflussfaktoren bei der Feldberechnung und ihre Vorhersagegenauigkeit	129
5.1.1	Dominante Felder von Vertikal- und Horizontalströmen	130
5.1.2	Einfluss der endlichen Massefläche	135
5.1.3	Die Messumgebung als komplexer Einflussfaktor	138
5.2	Korrekturverfahren zur Integration des Einflusses der Messumgebung... ..	142
5.2.1	Korrekturfunktionen zur Integration des Einfluss der Messumgebung	142
5.2.2	Praktische Umsetzung des Verfahrens und messtechnische Ermittlung der Korrekturfunktionen	145
5.2.2.1	Aufbau der Monopolantenne	151
5.2.2.2	Aufbau der Dipolantenne	151
5.3	Anwendung und Verifikation der Methode	154
5.3.1	Rundleiter über Massefläche	154

5.3.2 Oszillator-Platine	159
6 Identifizierung von strahlungsdominanten Strompfaden.....	165
6.1 Bestimmung der Störabstrahlung individueller Strompfade	165
6.2 Anwendung auf Simulationsdaten	166
7 Zusammenfassung.....	169
8 Ausblick.....	177
9 Literatur	179
10 Veröffentlichungen	188
11 Betreute Abschlussarbeiten	190
12 Anhang.....	191
12.1 zu Kapitel 2.2.5.2 Metallische Grenzflächen und Spiegelströme	191
12.2 Steuer- und Analysesoftware.....	191
12.3 zu Kapitel 5.3.1 Rundleiter über Massefläche.....	192

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1:	ALSE-Antennenmessverfahren.....	10
Abbildung 2:	Vektorpotential einer Quelle am Beobachtungspunkt P	13
Abbildung 3:	Vertikaler elektrischer Dipol im kartesischen Koordinatensystem ...	13
Abbildung 4:	Oszillierender Hertz'scher Dipol	14
Abbildung 5:	Zwei Lösungen und das Eindeutigkeitsprinzip	17
Abbildung 6:	Huygens'sches Prinzip	18
Abbildung 7:	Strahlungsquelle und ihr äquivalentes Problem	18
Abbildung 8:	Äquivalenzprinzip nach Love.....	19
Abbildung 9:	Huygens'sche Oberflächen	20
Abbildung 10:	Erweiterung des äquivalenten Problems um ein Medium.....	20
Abbildung 11:	Source Reconstruction Method.....	21
Abbildung 12:	Feldüberlagerung von zwei Dipoltripeln am Beobachtungspunkt P	22
Abbildung 13:	Elektrische Dipole und ihre Spiegeldipole über einer PEC- Fläche	26
Abbildung 14:	Magnetische Dipole und ihre Spiegeldipole über einer PEC- Fläche	27
Abbildung 15:	Nahfeldsonde für das magnetische Feld.....	30
Abbildung 16:	Übertragungsfunktion und Verhalten der Nahfeldsonde für das magnetische Feld.....	32
Abbildung 17:	Elektrische Nahfeldsonde für verschiedene Feldkomponenten und ihr Ersatzschaltbild	33
Abbildung 18:	Elementarschwingungen bis $n = 5$	35
Abbildung 19:	Fourier-Reihe eines Rechtecksignals bis $n = 10$	35
Abbildung 20:	Rechtecksignal und sein Spektrum	37
Abbildung 21:	(Unter-)abtastung eines zeitkontinuierlichen Signals	38
Abbildung 22:	Quantisierung eines sinusförmigen Signals	40
Abbildung 23:	Ausschnittbildung an einem sinusförmigen Signal	42
Abbildung 24:	Auswirkung der Fensterung auf einen Signalausschnitt.....	44
Abbildung 25:	Einfluss der Unschärfe auf ein Signal.....	46

Abbildung 26:	Einfluss auf das Spektrum durch die Wahl des größten gemeinsamen Teilers	47
Abbildung 27:	Prinzip eines Nahfeld-Scans	49
Abbildung 28:	Aufbau des Nahfeldscansystems	52
Abbildung 29:	CISPR-Scanner.....	53
Abbildung 30:	Verwendete Magnetfeldsonden.....	54
Abbildung 31:	Superheterodynprinzip	56
Abbildung 32:	Phasenbestimmung aus Spannungsamplituden mittels Koppler.....	57
Abbildung 33:	Aufbau Zeitbereichsmesssystem	58
Abbildung 34:	Einfluss der Mittelung auf das Amplitudenspektrum bei einem 100 MHz Sinussignal	60
Abbildung 35:	Nahfeldmessung und Phasenverschiebung zwischen zwei Messpunkten.....	61
Abbildung 36:	Genauigkeit der Phasenbestimmung	63
Abbildung 37:	Rauschmessung	63
Abbildung 38:	Einfluss der Messtechnik.....	64
Abbildung 39:	Betrag und Phase der Übertragungsfunktion eines PE-Koaxialkabels ($l = 2 m$)	65
Abbildung 40:	Mikrostreifenleitung	66
Abbildung 41:	Vorwärts-Transmissionsmessung	67
Abbildung 42:	Reflexionsmessung und das MoM-Simulationsmodell der Mikrostreifenleitung	68
Abbildung 43:	Vergleich s_{11} -Parameter zwischen Messung und Modell	69
Abbildung 44:	Vergleich analytischer Übertragungsfunktion mit Übertragungsfunktion aus der Messung.....	69
Abbildung 45:	Magnetfeldsonde im inhomogenen Feld	71
Abbildung 46:	Platine (links), Dipol-Gitter-Modell (rechts).....	74
Abbildung 47:	Elektronikplatine (Seitenansicht)	74
Abbildung 48:	MoM-Simulationsmodell und Dipolmodell des Leiters	76
Abbildung 49:	Einfluss der endlichen Massefläche auf das magnetische Feld am Beobachtungspunkt $P5 = [0,0.03,0.01]$	77
Abbildung 50:	Einfluss der endlichen Massefläche auf das magnetische Feld an den Beobachtungspunkten $P1 \dots N$, Stärke des	

	magnetischen Feldes an den Beobachtungspunkten $P_1 \dots N$, ($f = 100 \text{ MHz}$).....	78
Abbildung 51:	Beispiel für Einfluss der Auflösung des Dipol-Gitters	80
Abbildung 52:	Einfluss des Dipol-Gitters	80
Abbildung 53:	Beispielkonfiguration zur Veranschaulichung des Störeinflusses....	83
Abbildung 54:	Analyse mittels Singulärwertzerlegung.....	84
Abbildung 55:	L-Kurve [104].....	89
Abbildung 56:	Leiterstruktur mit vertikalen und horizontalen Strömen	90
Abbildung 57:	Vergleich der Nahfelder des CONCEPT-II Gesamtmodells und des äquivalenten Modells aus horizontalen Dipolen bei $f =$ 100 MHz	91
Abbildung 58:	Abweichung der Nahfelder des CONCEPT-II Gesamtmodells und des äquivalenten Modells aus horizontalen Dipolen bei $f = 100 \text{ MHz}$	92
Abbildung 59:	Varianten des äquivalenten Dipolmodells	92
Abbildung 60:	Vergleich der elektrischen Felder am Beobachtungspunkt P zweier Modelle mit dem Feld aus der MoM-Simulation (Referenz)	93
Abbildung 61:	CAD-Daten zur Ermittlung der Leiterbahnverteilung	94
Abbildung 62:	Abbildung einer Leiterbahn durch Dipole an den wahrscheinlichen Strompfaden	95
Abbildung 63:	Senkrechter Dipol für Vias und Pins bzw. Elemente	95
Abbildung 64:	Singulärwertspektren und Fehler der Modelle bei $f = 100 \text{ MHz}$	97
Abbildung 65:	Ausblendung von Strompfaden und Stromabschätzung aus dem Nahfeld.....	99
Abbildung 66:	Maximale Phasenverschiebung im Strompfad	100
Abbildung 67:	Ablauf der Stromidentifikation mit Phasenkorrelation	101
Abbildung 68:	Einzelleiter und Beobachtungs-/Messebene	102
Abbildung 69:	Aufbau der Modellvarianten	103
Abbildung 70:	Vergleich der mit den verschiedenen Modellen identifizierten Ströme mit dem Referenzstrom bei $f = 100 \text{ MHz}$	105
Abbildung 71:	Vergleich zwischen dem Referenzstrom und den Strömen aus den CAD-Modellvarianten bei $f = 100 \text{ MHz}$	105

Abbildung 72:	Vergleich der Nahfelder H_z mit dem Referenznahfeld bei $f = 100 \text{ MHz}$	107
Abbildung 73:	Vergleich der elektrischen Felder am Beobachtungspunkt P	108
Abbildung 74:	Mehrleiter und Beobachtungsebene.....	109
Abbildung 75:	Aufbau der Modellvarianten	110
Abbildung 76:	Vergleich der mit den verschiedenen Modellen identifizierten Ströme mit dem Referenzstrom bei $f = 100 \text{ MHz}$	112
Abbildung 77:	Vergleich zwischen dem Referenzstrom und den Strömen aus den CAD-Modellvarianten bei $f = 100 \text{ MHz}$	112
Abbildung 78:	Vergleich der Nahfelder H_z mit dem Referenznahfeld bei $f = 100 \text{ MHz}$, Entstörung durch Tikhonov und CAD-Modell	114
Abbildung 79:	Vergleich der elektrischen Felder am Beobachtungspunkt P	116
Abbildung 80:	Vergleich zwischen dem Referenzstrom und den Strömen aus den CAD-Modellvarianten bei $f = 1 \text{ MHz}$	117
Abbildung 81:	Vergleich der elektrischen Felder am Beobachtungspunkt P , verbessertes Resultat durch Phasenkorrelation	118
Abbildung 82:	Oszillator-Platine mit Beschaltung.....	119
Abbildung 83:	Erstellung des MoM-Modells der Oszillatorplatine	120
Abbildung 84:	Nahfeldmessung an der Oszillator-Platine	121
Abbildung 85:	Nahfeldmessung der horizontalen Feldkomponenten bei 100 MHz	121
Abbildung 86:	Vergleich der mit den verschiedenen Modellen identifizierten Ströme mit dem Referenzstrom ($f = 100 \text{ MHz}$)	124
Abbildung 87:	Vergleich der Nahfelder H_z mit Feld aus Messung und MoM-Simulation (Referenz), Korrektur durch Tikhonov und CAD-Daten.....	125
Abbildung 88:	Vergleich der Ströme aus den CAD-Modellvarianten mit dem Referenzstrom bei $f = 4 \text{ MHz}$	126
Abbildung 89:	Nahfeldmessung der horizontalen Feldkomponenten mit reduzierter Auflösung ($\Delta dk = 10 \text{ mm}$)	127
Abbildung 90:	Vergleich der Ströme zwischen dem Referenz und den Strömen aus den CAD-Modellvarianten bei reduzierter Auflösung ($\Delta dk = 10 \text{ mm}$) bei $f = 100 \text{ MHz}$	127

Abbildung 91:	Übertragungsweg zwischen äquivalentem Abstrahlmodell und Antenne.....	130
Abbildung 92:	Fernfeld eines Dipols.....	130
Abbildung 93:	Einfache Leiterstruktur zur Untersuchung der dominanten Feldkomponenten	131
Abbildung 94:	Äquivalentes Dipolmodell der Leiterstruktur	131
Abbildung 95:	Getrennte Aktivierung der vertikalen und der horizontalen Stromelemente.....	132
Abbildung 96:	Horizontale Polarisierung des elektrischen Feldes der Leiterstruktur im Vergleich zu den Dipolmodellen	133
Abbildung 97:	Vertikale Polarisierung des elektrischen Feldes der Leiterstruktur im Vergleich zu den Dipolmodellen	133
Abbildung 98:	Stromverteilung im Leiter	135
Abbildung 99:	Leiterstruktur zur Untersuchung des Einflusses der Massefläche	136
Abbildung 100:	Vergleich des elektrischen Feldes am Beobachtungspunkt P zwischen Dipolmodell mit Kantenströmen und MoM-Modell	136
Abbildung 101:	Einfluss der Kantenströme auf das elektrische Feld am Beobachtungspunkt.....	137
Abbildung 102:	Einflussfaktoren der Messumgebung (ALSE-Antennenmessung)	139
Abbildung 103:	Leiterstruktur zur Untersuchung des Einflusses der Messumgebung.....	140
Abbildung 104:	Antennenmessung der Leiterstruktur	140
Abbildung 105:	Erweitertes MoM-Simulationsmodell (Concept-II [92]) mit endlicher Tischfläche und unendlichem ausgedehntem Kammerboden.....	141
Abbildung 106:	Einfluss der Messumgebung auf das vertikal polarisierte elektrische Feld am Beobachtungspunkt.....	142
Abbildung 107:	Bestimmung der Korrekturfunktionen	143
Abbildung 108:	Bestimmung der Korrekturfunktionen für Ströme in der aktiven Fläche	145
Abbildung 109:	Leiterstrukturen zur messtechnischen Ermittlung der Korrekturfunktionen.....	146

Abbildung 110: MoM-Modell (Concept-II [92]) der Monopol- und der Dipolantenne	147
Abbildung 111: Vergleich der elektrischen Felder der Antennen und ihrer approximierenden Dipole	148
Abbildung 112: Abweichung zwischen dem Nahfeld der Monopolantenne und dem approximierenden Dipol bei $f = 100 \text{ MHz}$ (H_y), Wahl des Messbereichs	149
Abbildung 113: Abweichung zwischen dem Nahfeld der Dipolantenne und dem approximierenden Dipol bei $f = 100 \text{ MHz}$ (H_y), Wahl des Messbereichs	150
Abbildung 114: Nahfeldmessung von Monopol- und Dipolantenne.....	150
Abbildung 115: Ablauf des Korrekturverfahrens.....	151
Abbildung 116: Aufbau Monopolantenne	151
Abbildung 117: Magnetisches Nahfeld H_y der asymmetrisch gespeisten Dipolantenne bei $f = 241 \text{ MHz}$	152
Abbildung 118: Aufbau der symmetrisch gespeisten Dipolantenne und 3-Port-Messung mit Netzwerkanalysator.....	153
Abbildung 119: Nahfelder aus s-Parameter Messungen und Nahfeld der symmetrischen Dipolantenne bei $f = 100 \text{ MHz}$	154
Abbildung 120: Feldmessungen an Antennenstrukturen und Leiter.....	156
Abbildung 121: Antennenmessungen der Monopol und der Dipolantenne	157
Abbildung 122: Nahfeldmessung der Leiterstruktur (s-Parameter)	157
Abbildung 123: Antennenspannung bei vertikaler Antennenpolarisation	158
Abbildung 124: Antennenspannung bei horizontaler Antennenpolarisation	159
Abbildung 125: Horizontale und vertikale Ströme auf dem Oszillator-Platine zur Berechnung der Antennenspannung mittels Korrekturfunktionen (links), Antennenmessung in Absorberkammer (rechts).....	160
Abbildung 126: Elektrisches Feld bei horizontaler Antennenpolarisation	161
Abbildung 127: Elektrisches Feld bei vertikaler Antennenpolarisation	162
Abbildung 128: Vergleich des Signal-Rauschabstands der Nahfeldmessungen bei 76 MHz und 80 MHz	163
Abbildung 129: Überlagerung der elektrischen Felder der Leiter $L1$, $L2$ und $L3$ am Antennenmesspunkt.....	165

Abbildung 130: Aktivierung und Deaktivierung der Leiterbahnen $L1$ (rot), $L2$ (blau) und $L3$ (gelb)	167
Abbildung 131: Horizontal polarisiertes elektrisches Feld	168
Abbildung 132: Vertikal polarisiertes elektrisches Feld	168
Abbildung 133: Steuer- und Analysesoftware	192

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Laufzeiten der verschiedenen Modellvarianten für $N = 100$ diskrete Frequenzen	103
Tabelle 2: Laufzeiten der verschiedenen Modellvarianten für $N = 100$ diskrete Frequenzen	110
Tabelle 3: Laufzeiten der verschiedenen Modellvarianten für $N = 100$ diskrete Frequenzen	118

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-Digital Wandler
AF	Antennenfaktor
ALSE	Absorber Lined Shielded Enclosure
AVGN	Average
BP	Bandpass
CAD	Computer-Aided Design
DFT	Discrete Fourier Transformation
DSP	Digital Signal Processing
DUT	Device Under Test
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
ESPI	Electronic Speckle Pattern Interferometer
FFT	Fast Fourier Transformation
GCV	Generalized Cross Validation
GSVD	Generalized Singular Value Decomposition
IC	Integrated Circuit
Kfz	Kraftfahrzeug
LSB	Least Significant Bit
PEC	Perfect Electric Conductor
PMC	Perfect Magnetic Conductor
PSO	Particle Swarm Optimization
RBW	Resolution Bandwidth
SA	Simulated Annealing
SNR	Signal-To-Noise Ratio
SQNR	Signal-To-Quantization-Noise Ratio
SRM	Source Reconstruction Method
VNA	Vector Network Analyzer
ZF	Zwischenfrequenz
\tilde{I}_e	Elektrisches Dipolmoment
$\ X\ _2$	Norm von X
\bar{u}_i	Verallgemeinerter Singulärvektor
\bar{v}_i	Verallgemeinerter Singulärvektor

$\mathcal{F}^{-1}\{f(\omega)\}$	Inverse Fourier-Transformation einer Funktion
h_e	Effektive Höhe einer elektrischen Feldsonde
K^x, K^y, K^z	Substitutionsvariable magnetisches Feld Dipoltripel
M^x, M^y, M^z	Substitutionsvariable elektrisches Feld Dipoltripel
Ξ_i	Verallgemeinerte Singulärwerte
A_S	Fläche Magnetfeldsonde
A_e	Äquivalente Sondenfläche
C_A	Antennenkapazität
C_S	Schleifenkapazität
E_{CAD}	Elektrisches Feld aus CAD-Daten Modell
E_{ant}	Elektrisches Feld aus Antennenmessung
I	Lösungsvektor Strom
I_0	Erwartungswert Strom
I_E	Kantenstrom
$I_{e,ref}$	Strom am Referenzpunkt
I_e	Elektrischer Strom
I_e^*	Elektrisches Dipoltripel
I_e^*	Ausgleichslösung für den Strom
I_e^S	Strom in einem Strompfad-Subset
I_m	Magnetischer Strom
I_m^*	Vektor magnetisches Dipoltripel
I_λ	Regularisierte Lösung des Strom
$L_{1...N}$	Leiter 1 ... N
L_S	Schleifeninduktivität
Q_B	Quantisierungsbits
Q_e	Elektrische Ladung
R_I	Einflussfaktor
R_S	Strahlungswiderstand
T_K	Übertragungsfunktion Messkabel im Frequenzbereich
T_S	Übertragungsfunktion Messsonde im Frequenzbereich
T_x^x, T_y^x, T_z^x	Korrekturfunktionen horizontale Antennenpolarisation
T_x^z, T_y^z, T_z^z	Korrekturfunktionen vertikale Antennenpolarisation
U_L	Spannung an Lastimpedanz

U_{LSB}	Quantisierungsstufe
U_{ant}^x, U_{ant}^z	Horizontale und vertikale polarisierte Antennenspannung
U_{eff}	Effektivwert einer Spannung
U_i	Induktionsspannung
U_q	Generatorspannung
$ X $	Betrag von X
X^+	Pseudoinverse von X
X^{-1}	Inverse von X
X^T	Transponierte von X
X^{im}	Imaginärteil von X
X^{re}	Realteil von X
Z_A	Gesamtimpedanz Schleifensonde
Z_L	Lastimpedanz
a_n, b_n	Amplituden Reihenglieder
d_D	Dicke Dielektrikum
d_S	Durchmesser Schleifensonde
d_s	Schichtdicke Kupfer
\hat{e}	Einheitsvektor
f_0	Grundfrequenz
f_{high}	Höchste Frequenz im Intervall
f_G	Grenzfrequenz
f_S	Abtastfrequenz
f_{ZF}	Zwischenfrequenz
f_i	Filterfaktoren
f_{low}	Tiefste Frequenz im Intervall
l_{el}	Elektrische Länge
\hat{n}	Normalenvektor
r'_s	Ortsvektor Spiegelquelle
s_{11}	Eingangsreflexionsfaktor
s_{12}, s_{13}	Rückwärts-Transmissionfaktoren
s_{1d}	Mixed-Mode Rückwärts-Transmissionsfaktor
s_{21}	Vorwärts-Transmissionsfaktor
t_{dwell}	Verweildauer

t_{meas}	Messdauer
u_i, v_i	Singulärvektoren
w_E	Abstand Leiter zur Kante
$w_N(t)$	Fensterfunktion
w_i	Verallgemeinerter Singulärvektor
α_i, β_i	Faktoren von Ξ_i
ϵ_0	Permittivität des Vakuums
ϵ_2	Mittlere quadratische Abweichung
ϵ_{Leak}	Maß für Stärke des Leck-Effekts
ϵ_S	Störwirkung
ϵ_t	Fehler im Singulärwertspektrum
λ_R	Regularisierungsparameter
μ_0	Permeabilität des Vakuums
μ_i	Singulärwerte
φ_s	Startphase im Strompfad
$\hat{\epsilon}$	Durchschnittlicher absoluter Fehler im Strompfad
$\mathcal{F}\{f(t)\}$	Fourier-Transformation einer Funktion
h	Höhe
$h(t)$	Übertragungsfunktion Zeitbereich
Δd_k	Auflösung Messebene
Δd_q	Auflösung Dipol-Modell
$\Delta \epsilon_d$	Diskretisierungsfehler
$\Delta \varphi_{s,\Delta}$	Phasenverschiebung im Strompfad
Δf	Frequenzauflösung
Δt	Zeitauflösung
M	Lineare Abbildung einer Quelle auf elektrischen Feldpunkt
Σ	Singulärwertmatrix
Φ	Magnetischer Fluss
Ψ	Substitutionsvariable elektromagnetisches Feld Elementardipol
A	Magnetisches Vektorpotential
B	Magnetische Flussdichte
E	Elektrisches Feld
F	Elektrisches Vektorpotential

$F(\omega)$	Fourier-Transformierte
H	Magnetisches Feld
J	Elektrische Stromdichte
K	Lineare Abbildung einer Quelle auf magnetischen Feldpunkt
L	Gewichtungsmatrix
M	Magnetische Stromdichte
P	Beobachtungspunkt
R	Schleifenradius Magnetfeldsonde
S	Oberfläche
T	Periodendauer
V	Volumen, Gebiet
a	Drahtradius Magnetfeldsonde
\arctan	Arkustangens
argmin	Argument des Minimums
\cos	Cosinus
d	Höhe Leiter über Masse
diag	Diagonalmatrix
div	Division
f	Frequenz
$f(n)$	Zeitdiskretes Signal
$f(t)$	Zeitkontinuierliches Signal
ggT	Größter gemeinsamer Teiler
i, l, m, n, p, q	Laufvariablen
k	Wellenvektor
l	Länge
\min	Minimum
r	Ortsvektor vom Beobachtungspunkt P
r'	Ortsvektor einer Quelle
rot	Rotation
\sin	Sinus
spr	Spur
t	Zeitvariable
w	Breite einer Leiterbahn

x, y, z	Koordinaten im kartesischen Koordinatensystem
α	Winkel
γ	Fehler in I_e durch Störwirkung ε_S
$\delta(t)$	Dirac-Funktion
ε	Permittivität eines Mediums
η	Größe Lösungsvektor
κ	Konditionszahl
λ	Wellenlänge
μ	Magnetische Permeabilität eines Mediums
ρ	Größe Residuenvektor
ω	Kreisfrequenz
∂	Partielle Ableitung
ϵ	Absoluter Fehler
ϕ	Phasenwinkel eines Signals

1 Einleitung

Elektronische Systeme besitzen heute eine Schlüsselstellung in modernen Automobilen. Dabei sind sie ständigen Innovationen unterworfen, welche ihren Antrieb aus dem Interesse des Marktes sowie der Gesetzgebung erhalten. Dabei steht vor allem der Wunsch nach einer Kraftstoff- und Emissionsreduzierung, steigender Sicherheit und einem erhöhten Komfort im Vordergrund. Besonders in Hinblick auf die Elektromobilität wird die schon jetzt hohe Zahl an elektronischen Komponenten auch zukünftig weiter ansteigen.

Unterliegt die Elektronik nicht nur extrem hohen Anforderungen in den Bereichen der Temperatur-, Luftfeuchtigkeit-, Erschütterung- und Vibrationsbeständigkeit, muss sichergestellt werden, dass einzelne Komponenten im Verbund keine ungewünschte Wirkung aufeinander haben. Die elektromagnetische Verträglichkeit beschreibt die Eigenschaft einer elektronischen Komponente, trotz vorherrschender Störsignale uneingeschränkt zu funktionieren und andere technische Einheiten nicht durch Störaussendungen zu beeinflussen.

Tatsächlich handelt es sich bei jedem elektronischen System sowohl um eine Störquelle als auch um eine Störsenke. Das gestörte System kann unter Umständen soweit durch eine Störquelle beeinflusst werden, dass es in seiner Funktionalität eingeschränkt wird. Führt diese Funktionseinbuße bei Komfortsystemen lediglich zu unangenehmen Einschränkungen, kann sie bei sicherheitsrelevanten Systemen durchaus kritischen Einfluss nehmen. Da es aufgrund stetig steigender Kompaktheit und Packungsdichte der elektronischen Komponenten in Verbindung mit hohen Taktfrequenzen zu starken Störaussendungen bis in den GHz-Bereich kommen kann, wurden Normen erstellt, in denen gewisse Grenzstörpegel vorgeschlagen werden. In der Norm CISPR-25 [1] sind Messmethoden für gestrahlte elektromagnetische Störungen von Fahrzeugen, Booten und Verbrennungsmotoren definiert. Es werden dabei Grenzwerte angegeben, welche den Schutz von bordinternen Komponenten gegenüber elektromagnetischen Störungen von Störquellen innerhalb des Fahrzeugs gewährleisten sollen. Ein übliches Verfahren zu Messungen von gestrahlten Störaussendungen stellt das „Absorber Lined Shielded Enclosure“-Antennenmessverfahren (ALSE) dar. Bei dieser Methode werden die Störungen mit einer Antenne in einer Absorberkammer aufgenommen und anhand der Grenzwerte bewertet. Hierbei handelt es sich allerdings um ein äußerst kostenintensives Verfahren, da Absorberkammern enorm viel Platz benötigen und teuer in der Anschaffung als auch in ihrem Unterhalt sind. So sind viele Elektronikhersteller auf externe EMV-Untersuchungen ihrer Komponenten angewiesen. Demzufolge werden die Prüfungen oft erst in späten Phasen der Entwicklung durchgeführt. In diesen Phasen sind die Kosten und der Zeitaufwand für ein Re-Design sehr hoch. Zusätzlich ist die Reproduzierbarkeit der Messungen nicht immer gegeben. Das führt nicht

selten dazu, dass Komponenten mit einmal bestandener EMV-Prüfung in einer späteren Prüfung durchfallen [2]. Ein weiterer Nachteil dieser Methode besteht darin, dass ein einzelner Feldstärkemesswert meist nicht ausreichend ist, um die gesamte Störcharakteristik einer komplexen Komponente zu beschreiben. Zwar kann anhand der Bewertung mit Grenzwerten eine direkte Störwirkung meistens ausgeschlossen werden, doch lassen sich keine Aussagen über das Zusammenwirken mit anderen elektronischen Komponenten treffen. Vorhersagen von Feldstärken an anderen interessierenden Raumkoordinaten oder von Feldüberlagerungen können demnach nicht erfolgen. Auch ist eine Identifizierung der Störquellen, ohne zusätzlichen Messaufwand, in den meisten Fällen nicht möglich. Ein vielversprechendes Hilfsmittel sind hier moderne Simulationstools zur numerischen Berechnung von elektromagnetischen Feldern. Diese geraten aufgrund der hohen Komplexität von elektronischen Systemen jedoch schnell an ihre Grenzen. Sie ermöglichen somit meist nur Modellierungsansätze mit hohem Abstraktionsgrad oder Untersuchungen von Teilsystemen, was unweigerlich zu Unsicherheiten und Fehlern führt, bzw. keine gültige Aussage für die Abstrahlung des Gesamtsystems zulässt.

Schon in den 1950er Jahren wurde die Grundlage für die heute vielfältig eingesetzten Nahfeldmessverfahren geschaffen. Zu dieser Zeit wurde von Barrett und Barnes [3] mit ihrem „Automatic Antenna Wave-Front Plotter“ versucht, das Fernfeld von Mikrowellenantennen aus Messungen des Feldes im Nahbereich in Amplitude und Phase zu berechnen. 1963 wurden am „National Bureau of Standards“ Nahfeldmessungen mit dem Ziel der Charakterisierung von großen Antennen und Antennen-Arrays als Alternative zu Fernfeldmessungen weiterentwickelt [4]. Ausgangspunkt der Untersuchungen war das Problem der teilweise sehr großen Messabstände, die für eine Fernfeldcharakterisierung von Antennen notwendig waren. Das Verfahren beruht darauf, das abgestrahlte Feld der Antenne im Nahfeld abzutasten, um dadurch Rückschlüsse auf bestimmte Antennengrößen, wie z.B. ihre Richtcharakteristik, ziehen zu können. Mit Dahele [5] hielt die Nahfeldmessung 1979 erstmals Einzug in die Untersuchung von Mikrowellenschaltungen. Das elektrische Feld wurde mit einer Monopolanterne oberhalb von Strukturen aus Mikrostreifenleitungen aufgenommen. Die so gewonnenen Felddaten ließen sich zur Verifikation von numerischen Simulationen einsetzen.

Nahfeldmessungen erweisen sich auch heute als wertvolle Methode, um unterschiedlichste Strukturen anhand ihrer Nahfelder zu charakterisieren und detaillierte Einblicke in die Funktionsweise von Schaltungen zu gewähren. Sie stellen sich zudem als weitaus platzsparender dar, sind im Allgemeinen kostengünstiger als die Antennenmessungen und damit, insbesondere auch für EMV-Untersuchungen, eine vielversprechende Alternative. So vielfältig anwendbar diese Verfahren sind, so ist das prinzipielle Vorgehen stets identisch. Das elektrische, magnetische [6][7] oder elektromagnetische [8][9] Nahfeld der zu untersuchenden Struktur wird in einer oder

mehreren Flächen [10][11] mit Nahfeldsonden abgetastet. Dabei handelt es sich bei diesen Flächen typischerweise um Ebenen [6]-[12][10]-[14], umhüllende Zylinder oder Kugelschalen [15]. Die Abtastung erfolgt entweder an äquidistant verteilten Messpunkten auf der Fläche oder an gemäß der Feldverteilung entscheidenden Punkten [12][13]. Die Aufnahme der Messdaten wird für gewöhnlich automatisiert vorgenommen und oft als „Nahfeld-Scan“ bezeichnet. Entsprechend der weiteren Verwendung der Daten kann grundsätzlich sowohl Frequenz- als auch Zeitbereichsmesstechnik eingesetzt werden. Mittlerweile existieren auch diverse Normen, in denen das prinzipielle Vorgehen bei einer Nahfeldmessung ausgearbeitet ist [16].

Prinzipiell kann die elektromagnetische Abstrahlung von Kfz-Elektroniksystemen in die Abstrahlung der Steuergeräte und der vernetzenden Kabelbündel unterteilt werden. Aufgrund ihrer Abmessungen im Verhältnis zur Wellenlänge kann davon ausgegangen werden, dass bis etwa 200 MHz die Abstrahlung der Kabelbündel dominant ist. Es wurden in der Vergangenheit einige Untersuchungen zur Erstellung von Abstrahlmodellen von Kabelbündeln durchgeführt. Diese basieren zumeist auf numerischen Simulationsmodellen [17][18] oder auf der Verwendung von äquivalenten Quellen [114], welche aus Strommessungen entlang des Kabelbündels gewonnen werden. Wirken im unteren Frequenzbereich primär die angeschlossenen Kabel als Strahler, so werden die Störaussendungen der Steuergeräte bzw. der verbauten Elektronikplatinen mit steigender Frequenz wichtiger. Es darf dabei nicht unberücksichtigt bleiben, dass in jedem Fall die Platine Ausgangspunkt des Störsignals ist, das Kabelbündel wirkt dabei lediglich als Antenne. Somit ist ihre Untersuchung im gesamten Spektrum und nicht nur oberhalb von 200 MHz von Interesse. Besonders bei Platinen können die Vorteile der auf Nahfeldmessungen basierenden Felddaten zur Analyse und Weiterverarbeitung genutzt werden. Prinzipiell kann schon anhand von Nahfelddaten eine Aussage über mögliche Störquellen und ihre Position getroffen werden. Naturgemäß können dabei nur schwer Strukturgrößen aufgelöst werden, die sich unterhalb der Größenordnung der Feldsonde und des Messrasters befinden [19]. Auch ist dabei nicht ersichtlich, welche Auswirkungen lokalisierte Störquellen tatsächlich an interessierenden Raumkoordinaten im Nah- und Fernfeld haben.

Ist das elektromagnetische Feld in einer Fläche über einer strahlenden Struktur bekannt, so kann unter Annahme des „Äquivalenzprinzips“ das Feld theoretisch in jedem Punkt oberhalb dieser Fläche berechnet werden [20][21][22]. Aus Nahfeldmessungen gewonnene Feldwerte lassen sich als Datengrundlage für die Anwendung dieses Prinzips verwenden. So besteht die Möglichkeit, eine Fläche, gewöhnlich innerhalb der Messfläche, mit äquivalenten Quellen zu definieren, welche außerhalb dieser Fläche dasselbe Feld wie die zu untersuchende Struktur erzeugt. Diese Oberfläche wird in der Literatur als „Huygens'sche Oberfläche“ bezeichnet [20][23]-[25]. Ein anderer Ansatz besteht darin, das Äquivalenzprinzip auszunutzen

und die äquivalenten Feldquellen nicht entfernt von der Struktur zu erstellen, sondern die abstrahlende Stromverteilung auf der Struktur selbst zu identifizieren [22][26]. Mit der identifizierten Stromverteilung wird ein Abstrahlmodell erzeugt, welches ein identisches Feld in der Messfläche und somit auch außerhalb dieser Fläche hervorruft. Dieses Verfahren wird als „Source Reconstruction Method“ (SRM) bezeichnet und eignet sich hervorragend für die Modellerstellung von Elektronikplatinen. Dabei sind die äquivalenten Quellen zunächst unabhängig von der Messauflösung und die Auflösbarkeit der Platinenstruktur wird ausschließlich durch die Anordnung der Quellen bestimmt. Es entsteht ein Abstrahlmodell, welches theoretisch die reale Stromverteilung der Platine widerspiegelt, die Möglichkeit bietet Nah- und Fernfeldvorhersagen vorzunehmen, sowie die Identifikation der Störquellen erlaubt. Sind die Quellen bekannt, können Strategien zur Störunterdrückung entwickelt und die Wirkungen unmittelbar im Modell bzw. in dessen Nah- und Fernfeld abgebildet werden.

1.1 Stand der Technik

Mathematisch kann die Realisierung der SRM als die Lösung eines inversen Problems behandelt werden, bei dem aus der Wirkung, also den gemessenen Felddaten, auf die Stromverteilung, die als Ursache gilt, geschlossen wird. In der Literatur sind verschiedene Methoden bekannt, die sich mit dem elektromagnetischen inversen Problem beschäftigen. In [27] wird eine Lösung mittels Multipolentwicklung [28] und Minimierung der Abweichung über die L^2 -Norm¹ angestrebt. In [29] werden Lagrange-Multiplikatoren² zur Berechnung verwendet. Ein gängiger Ansatz besteht aus der Approximation des Stromes mittels Sets von analytisch leicht beschreibbaren elektrischen oder magnetischen Elementardipolen [7][8][30][31][32]-[37][115]. Zur Bestimmung der Dipolströme kann für jede diskrete Frequenz ein lineares Gleichungssystem angesetzt werden, vorausgesetzt, die Felddaten liegen in Amplitude und Phase vor. Dies ist in Folge der verwendeten Messgeräte nicht immer der Fall, da typische EMV-Frequenzbereichsmesstechnik keine Phaseninformation zur Verfügung stellt und ihre Bestimmung dann nur mit erhöhtem Aufwand möglich ist [6][38].

Da die Phasenmessung eine besondere Herausforderung darstellt, ist man bestrebt, die Phase mit mathematischen Methoden zu bestimmen oder die Quellenströme unter Vernachlässigung der Feldphasen zu identifizieren. Dabei können eine Überbestimmung durch Vergrößerung der Menge an Eingangsdaten (Felddaten) oder zusätzliche Annahmen über die interessierende Stromverteilung hilfreich sein. Sind die Phasen nicht bekannt, so stellt sich das inverse Problem als Optimierungsproblem

¹ Eine Minimierung der L^2 -Norm steht für eine Lösung mit geringster energetischer Abweichung.

² Lagrange-Multiplikatoren werden zur Lösung eines Extremwertproblems mit Nebenbedingungen eingesetzt.

dar. Mathematische Suchverfahren werden mit dem Ziel eingesetzt, den Fehler zwischen dem Betrag des gemessenen Nahfelds und dem sich aus der Feldüberlagerung der errechneten Quellen resultierenden Feld zu minimieren. Das führt häufig zu einem instabilen Modell. Zusätzlich besteht die Gefahr der Konvergenz in Richtung lokaler Minima, so dass zwar eine gute Approximation der Feldstärken in der Messfläche erzielt wird, diese aber nicht unbedingt außerhalb der Fläche gegeben ist. In [10][39] und [11] wird unter anderem versucht, dieser Gefahr durch die Verwendung mehrerer Messebenen entgegenzuwirken. In [10] und [39] setzen die Autoren Amplitudenmessungen über zwei Messebenen ein und lösen ein quadratisches inverses Problem durch die Minimierung gradientenbasierter Funktionen. Dieser Ansatz wird in [39] mit dem Einsatz zweier unabhängiger Feldsonden, die zeitgleich eine Messebene abtasten [40], verglichen. In [11] wird eine Methode zur Phasenwiederherstellung beschrieben, welche Optimierungsalgorithmen zur Minimierung der Phasenwinkel-Gradienten anwendet. Entgegen der Verfahren aus [10][40] und [39] zeigt diese Methode eine starke Robustheit gegenüber der Wahl der Initialwerte der Feldphasen und der Wahl der Messebenen. In [41] und [42] werden „Genetische Algorithmen“ eingesetzt, um die äquivalenten Störquellen zu ermitteln. Dabei werden Dipol-Störquellen entsprechend der Position der maximalen Nahfeldamplituden angeordnet und anschließend die Hauptstörquellen mit den entsprechenden Strömen identifiziert. Die Arbeiten in [30] und [31] zeigen Untersuchungen zur Berechnung der Stromverteilung auf Platinen. Dazu wird ein „Differential Evolution“ Algorithmus eingesetzt, welcher aus magnetischen Nahfeldamplituden Rückschlüsse auf die Position, Orientierung und den Strom einer festen Zahl von Dipol-Störquellen zieht. Neben dem oftmals hohen Rechenaufwand, der für die Lösung eines Minimierungsproblems mit vielen freien Parametern notwendig ist, erzeugen die identifizierten Quellen lediglich ein Abbild der gemessenen Nahfeldamplitudenverteilung. Ohne physikalisch korrekte Begrenzung der Parameter kann nicht sichergestellt werden, dass die berechnete Stromverteilung der realen Verteilung entspricht oder lediglich eine von vielen mathematischen Lösungen erzeugt wurde. Dabei ist der Einfluss von Mess- und Diskretisierungsfehlern sehr hoch.

Werden die äquivalenten Ströme aus komplexen Nahfelddaten in Amplitude und Phase bestimmt [6][7][115], können ebenfalls Optimierungsverfahren oder schnellere direkte Lösungsverfahren angewendet werden. In [6] wird eine feste Anzahl von äquidistant angeordneten elektrischen oder magnetischen Dipolen angenommen, deren Orientierungen und Ströme durch die Lösung von linearen Gleichungssystemen bestimmt werden. Die Autoren in [32] versuchen das Modell mathematisch zu verbessern. Dazu werden die aktiven äquivalenten Störquellen im komplexwertigen Raum angeordnet. Um mögliche Kantenströme auszudrücken, werden zusätzlich passive Dipole an den Rändern platziert. Anschließend wird die Position als auch der Strom der aktiven Quellen, mit Hilfe einer „Particle Swarm Optimization“ bestimmt. Da das Verfahren Nachteile bei rundstrahlenden Strukturen aufweist, wird

eine Platine in einer metallischen Box verwendet, deren elektromagnetisches Feld durch eine kleine Öffnung gebündelt abgestrahlt wird. In der Arbeit in [36] wird das äquivalente Modell um die Eigenschaften eines dielektrischen Layers erweitert. Da es sich bei der SRM typischerweise um ein mathematisch schlecht konditioniertes inverses Problem handelt, werden Regularisierungsverfahren verwendet [43], um die Dipolströme mit höherer Genauigkeit zu ermitteln. Die Untersuchungen in [32] und [36] werden jeweils an exemplarischen Einzelfrequenzen im GHz- bzw. im oberen MHz-Bereich durchgeführt, bei denen eine störungsfreie Aufnahme des Nahfelds zu erwarten ist. Die Ergebnisse zeigen in beiden Veröffentlichungen eine gute Approximation des magnetischen Nahfelds in der Messebene und des elektrischen Fernfelds in einem festgelegten Abstand. Es können allerdings keine Aussagen über die Effektivität der Methoden bei anderen Frequenzen getroffen werden. Auch wird nicht klar, ob eine physikalisch korrekte Stromverteilung ermittelt wurde oder es sich lediglich wieder um eine mathematische Anpassung an die gemessene Nahfeldverteilung handelt.

Betrachtet man die Stromverteilung auf einer Platine, so ist klar, dass die äquivalenten Quellen keineswegs unabhängig voneinander und auch nicht auf der gesamten Fläche verteilt sind. In [33] wird die Methodik aus [6] verbessert, indem mittels eines iterativen Algorithmus versucht wird, die Orientierung der Dipole physikalisch korrekt und in Verbindung zueinander anzusetzen. In [34] werden äquidistant verteilte Quellen auf Basis von Korrelationsfunktionen der tangentialen magnetischen Feldkomponenten miteinander korreliert. Hierzu ist ein sehr großer Datensatz an Feldkorrelationen notwendig, was örtlich hochauflösende Nahfeldmessungen voraussetzt und zu einem immensen Rechenaufwand führt. In [35] wird ein Verfahren aus der Bildverarbeitung eingesetzt, um die Modellkomplexität zu reduzieren und eine schnellere und bessere Anpassung zu erzielen. Aus dem gemessenen Nahfeld wird mit einer sogenannten „Skeleton Function“ die örtliche Verteilung der Störquellen begrenzt und ihre Anzahl und ungefähre Position abgeschätzt. Die abgeschätzten Parameter werden anschließend iterativ angepasst, bis ein minimaler Fehler zwischen dem approximierten und dem gemessenen Nahfeld entsteht. Auch dieses Verfahren setzt zeitaufwendige Nahfeldmessungen voraus, die in der Lage sind, die vorhandenen Strukturgrößen ausreichend genau aufzulösen.

Ist das Modell mit seinen Störquellen identifiziert, ist in der Literatur wesentliches Ziel, Aussagen über das Fernfeld der Elektronikplatine treffen zu können. Dies kann durch eine einfache analytische Überlagerung der Abstrahlung der Feldquellen erfolgen. Um elektromagnetische Felddaten in einer realen Messumgebung bestimmen zu können und damit Vorhersagen über Antennenmesswerte zu treffen, muss dabei der Einfluss der Messumgebung beachtet werden. Dies kann durch die Integration des Abstrahlmodells in numerischen Simulationen erfolgen [8] oder durch die Bestimmung von Korrekturfunktionen. In [114] und [44] wird dieser Ansatz für die

abstrahlenden Kabelbündel in einem CISPR-25 Messaufbau untersucht. Die Autoren in [45] verwenden für die Lösung des Äquivalenzprinzips die Huygens'sche Oberfläche und bestimmen Korrekturfunktionen für den gesamten Messaufbau.

1.2 Zielsetzung und Gliederung dieser Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Methode zur Stromidentifikation auf Platinen zu entwickeln, welche genaue und physikalisch korrekte Modelle erzeugt. Im Gegensatz zu den Verfahren aus [6][33][34][35], bei denen durch Modelloptimierungen ein schnelleres und präziseres Abbild des elektromagnetischen Nahfelds in der Messebene gefunden werden soll, liegt der Fokus hier auf der Identifizierung der realen Ströme auf der Platinenoberfläche. Die Stromverteilung auf einer Platine ist überwiegend an die Leiterbahnen und ICs gebunden. Demnach ist es möglich, eine Aussage über die Position der Störquellen schon vor der Nahfeldmessung zu treffen. Dieses Vorwissen kann aus CAD-Daten oder mittels bildgebenden Verfahren gewonnen werden. Mit Kenntnis über die möglichen Strompfade können die Störquellen miteinander korreliert und die freien Modellparameter stark reduziert werden. Grundsätzlich lässt sich diese Vorgehensweise sowohl auf komplexe Nahfelddaten als auch auf Felddaten anwenden, die lediglich in ihrem Betrag bekannt sind [115][116]. Beim Einsatz von Zeitbereichsmessverfahren unter Zuhilfenahme einer Referenzsignalmessung und nachfolgender mathematischer Zeit-/Frequenzbereichstransformation liegen die Felddaten aber vollständig in Betrag und Phase vor. Die Methode hat darüber hinaus Vorteile bei fehlerbehafteten Messdaten. Fehlerkorrigierende Maßnahmen können erfolgreich und mit geringem Aufwand angewendet werden. Ist das äquivalente Modell bekannt, lassen sich präzise Feldberechnungen im Nah- und im Fernfeld durchführen. Korrekturfunktionen, welche die nicht idealen Parameter einer typischen Antennenmessung beschreiben, können leicht auf die identifizierten Quellen angewendet werden. Vorhersagen von den Normen entsprechenden Antennenmesswerten sind somit möglich. Darüber hinaus können die an repräsentativen Raumkoordinaten durch einzelne Störquellen erzeugten anteiligen Störaussendungen berechnet werden. Somit lassen sich dominante Störquellen identifizieren und Störcharakteristiken virtuell beeinflussen. Dieses Wissen kann anschließend als Grundlage für Gegenmaßnahmen herangezogen werden.

In dieser Arbeit werden zu Beginn in Kapitel 2 theoretische Grundlagen beschrieben, die zum Verständnis und zur Durchführung der SRM und zur Modellbildung notwendig sind. Für die Aufnahme der Eingangsdaten bzw. des Nahfelds haben Zeitbereichsmessverfahren Vorteile gegenüber der Frequenzbereichsmessung. Die Messtechnik im Zeitbereich verfügt meist über mehrere Kanäle, was eine Bestimmung der Messsignalphasen nach der Transformation in den Frequenzbereich

ermöglicht. Darüber hinaus lassen sich die Messungen mit einer wesentlich höheren Geschwindigkeit durchführen. Es werden die durch technische Einschränkungen der Zeitbereichsmessung und durch die mathematische Transformationen vom Zeit- in den Frequenzbereich auftretenden Fehlerquellen dargestellt. In Kapitel 3 wird das für die Aufnahme der Messdaten aufgebaute Nahfeldmesssystem vorgestellt. Ein wichtiger Punkt ist dabei die Kompensation der Feldbeeinflussung durch die Messeinrichtung und die Bestimmung des Nahfelds aus dem Messsignal. Darüber hinaus werden hier die Vor- und Nachteile der Zeitbereichsmessung für die SRM beschrieben und analysiert. Kapitel 1 stellt die Verfahren zur Identifikation der äquivalenten Ströme dar und analysiert auftretende Störfaktoren. Es werden die Vorteile bei der Optimierung des Modells – durch das Vorwissen über die wahrscheinlichen Strompfade – erläutert und die Methoden zur Korrelation der äquivalenten Quellen eingeführt. Dabei ist wichtig zu erwähnen, dass die Untersuchungen hier auf zweilagige Platinen mit durchgängiger Massefläche beschränkt sind. Das um physikalische Parameter erweiterte Modell wird anhand verschiedener Testplatinen sowohl mittels Simulations- als auch mit Messdaten verifiziert und mit dem nicht optimierten Modell verglichen. Die resultierenden verbesserten Ergebnisse werden durch einen Vergleich der Stromverteilung und der Feldwerte an einem repräsentativen Beobachtungspunkt analysiert. In Kapitel 1 wird auf die Vorhersage von ALSE-Antennenmesswerten mittels äquivalenten Strommodells eingegangen. Dabei werden Einflussfaktoren bei der Feldmessung beleuchtet und Methoden zur Integration des Einflusses der Messumgebung in die elektromagnetische Abstrahlung des Modells vorgestellt. Die Verfahren werden anhand realer Messdaten untersucht und verifiziert. Im letzten Kapitel wird auf die Ermittlung der Anteile an der gesamten Störaussendung von einzelnen oder mehreren sich überlagernden Störquellen eingegangen.

2 Allgemeine Grundlagen

Wie einleitend erläutert, existieren standardisierte Messmethoden zur Bestimmung der gestrahlten Störaussendungen von elektronischen Komponenten. In diesem Kapitel wird zuerst ein kurzer Überblick über die ALSE-Antennenmessmethode aus der Norm CISPR-25 [1] gegeben. Anschließend wird auf die theoretischen Grundlagen zur Erstellung eines Strom- und Abstrahlmodells aus dem elektromagnetischen Nahfeld eingegangen. Es werden die bei der Nahfeldmessung eingesetzten Sonden beschrieben und Fehlerquellen bei der Verwendung von Zeitbereichsmessverfahren aufgezeigt.

2.1 ALSE-Antennenmessverfahren zur Bestimmung von gestrahlten Störaussendungen

Zur Bewertung und Sicherstellung der elektromagnetischen Störaussendungen von elektronischen Systemen existieren verschiedene Normen, die in unterschiedlichen Bereichen ihre Anwendung finden [46]. In der CISPR 25 Norm [1] sind Messverfahren und Grenzwerte für Fahrzeuge definiert, die den Schutz von internen Systemen gegen Störaussendungen gewährleisten. Sogenannte ALSE-Antennenmessungen sollen eine gute Korrelation zu den Störaussendungen von Komponenten im Gesamtfahrzeug aufweisen und werden deshalb in der Praxis oft gefordert. Neben dem vergleichsweise hohen Aufwand erweist sich die Reproduzierbarkeit oftmals als problematisch [2].

Beim ALSE-Verfahren wird die zu untersuchende Elektronikkomponente mit einem Leitungsbündel von etwa 2 m Länge und einer entsprechenden Last auf einem Metalltisch montiert und betrieben. Die Zielkonfiguration im Fahrzeug soll durch diesen Aufbau angenähert werden. Als Messumgebung ist eine absorberverkleidete Messkabine definiert, wobei auch Freifeldmessplätze eingesetzt werden. Die Norm beschreibt darüber hinaus die genaue Konfiguration des Testaufbaus, die einzusetzenden Messgeräte und ihre Konfiguration und die zu verwendenden Messantennen (Abbildung 1). Das elektrische Feld wird in einem Frequenzbereich zwischen 150 kHz und $2,5\text{ GHz}$ mit unterschiedlichen Antennenstrukturen aufgenommen. Dieser Frequenzbereich entspricht dabei den im Fahrzeug verwendeten Frequenzen für den Radioempfang und anderen mobilen Funkdiensten [1]. Der Referenzpunkt der Messantenne befindet sich in einem Abstand von 1 m entfernt vom Mittelpunkt des Kabelbündels. Die Antenne befindet sich damit in einer Distanz, in dem das Untersuchungsobjekt eine komplexe Abstrahlcharakteristik aufweist. Grundsätzlich muss an dieser Stelle zwischen einer Wellenausbreitung im Nah- und Fernfeld unterschieden werden. Dabei sind zum einen die Wellenlänge im Verhältnis zum Abstand als auch zum anderen die Größe der abstrahlenden Struktur

entscheidend [20][47][48]. Hier wird zwischen Regionen des Feldes für räumlich ausgedehnte und von sehr kleinen Antennen getrennt. Vereinfachend können an dieser Stelle auch die Nah- und Fernfeldbedingungen eines Hertz'schen Dipols angesetzt werden [20]. Bei tieferen Frequenzen erfolgt im sogenannten reaktiven Nahfeld ein Austausch von Blindleistung zwischen der Antenne und der unmittelbaren Umgebung. Es werden keine elektromagnetischen Wellen abgestrahlt. Bei hohen Frequenzen werden am Referenzpunkt der Antenne Fernfeldbedingungen erreicht, d.h., hier dominiert die Abstrahlung in den Raum. Der Bereich zwischen diesen Frequenzen wird strahlendes Nahfeld bzw. Übergangszone zwischen Nah- und Fernfeld genannt. Hier wird zum einen Energie in den Raum abgestrahlt als auch zum anderen von der Antenne aufgenommen.

Entsprechend der Vorgaben aus CISPR 25 wird im Frequenzbereich 150 kHz bis 30 MHz mit einer aktiven Monopolantenne gemessen. Für Frequenzen oberhalb von 30 MHz werden breitbandige Antennen in horizontaler und vertikaler Polarisation eingesetzt. Bis zu 200 MHz wird dazu meist eine bikonische Antenne verwendet. Für höhere Frequenzen bis zu 2,5 GHz kommt oft eine logarithmisch-periodische Antenne zum Einsatz. Alternativ ist im Frequenzbereich 1 GHz bis 2,5 GHz auch eine Hornantenne zulässig.

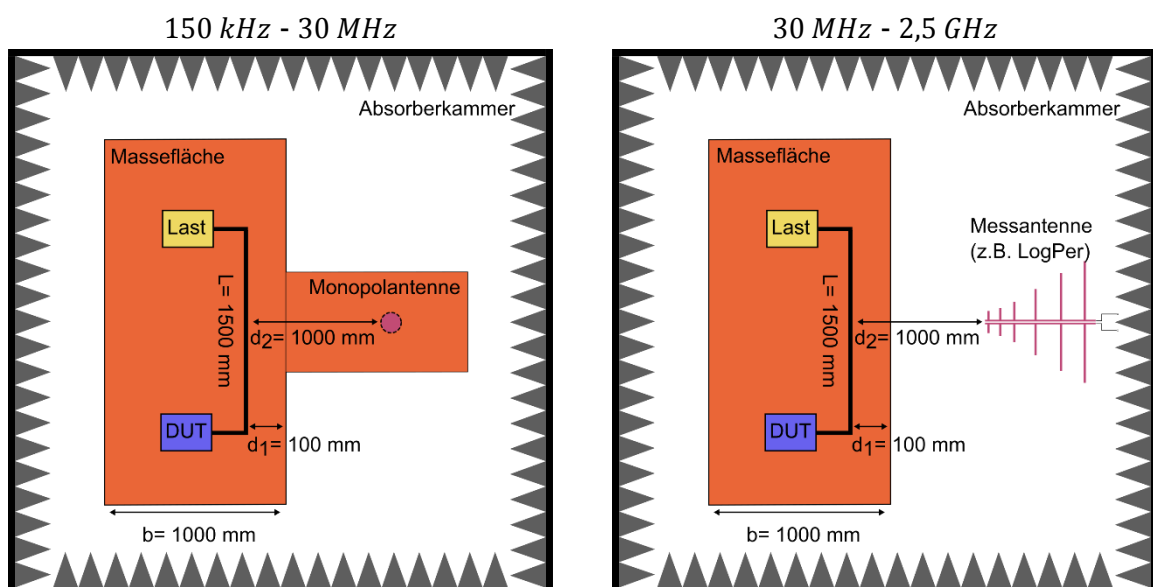


Abbildung 1: ALSE-Antennenmessverfahren

Auch die komplexe Messumgebung führt zu Fehlern in den Messergebnissen. Die nicht ideale Absorberkammer, z.B. metallische Objekte und die realen Eigenschaften von Absorbern, können zu erheblichen Einflüssen führen (Kapitel 1). Auch die notwendige Peripherie für den Betrieb des Messaufbaus beeinflusst die Felder und kann das Messergebnis deutlich verfälschen. Darüber hinaus werden die eingesetzten

Messantennen zumeist unter Fernfeldbedingungen kalibriert. Nahfeldeffekte gehen ebenfalls unweigerlich als Fehler in die resultierende Antennenspannung ein.

2.2 Modellerstellung zur Bestimmung von gestrahlten Störaussendungen

Verhaltens- bzw. Abstrahlmodelle können in der Entwicklung von elektronischen Komponenten und der Bewertung ihrer elektromagnetischen Störaussendungen hilfreich sein. Lassen sich die Komponenten aufgrund ihrer Komplexität nicht mehr ohne weiteres modellieren, so können auf Nahfeldmessungen basierende Makromodelle bestimmt werden. Diese können später flexibel in Simulationen eingebunden und zur Vorhersage von ALSE-Antennennmesswerten eingesetzt werden. Im Folgenden wird auf die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung von Quellen aus einem resultierenden elektromagnetischen Feld eingegangen.

2.2.1 Das Vektorpotential

Zur Bestimmung des elektromagnetischen Feldes und damit der Lösung der Helmholtz-Gleichungen, ausgehend von einer Quelle mit den Stromdichten J und M , kann das Vektorpotential zur Berechnung verwendet werden. Voraussetzung für diese Vorgehensweise ist die Betrachtung der Wellenausbreitung in einem homogenen und quellenfreien Medium. Nach [49] folgt für eine elektrische Stromdichte J und eine magnetische Stromdichte $M = 0$ das magnetische Vektorpotential:

$$A(r) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_{V'} J(r') \frac{e^{-jk|r-r'|}}{|r-r'|} dV' \quad (2-1)$$

Wobei V' das Volumen darstellt, über das zu integrieren ist. r' ist der Ortsvektor der Quelle J , r der Ortsvektor des Beobachtungspunkts P und k der Wellenvektor mit $k = 2\pi/\lambda$ (Abbildung 2). μ steht dabei für die Permeabilität des Mediums. Das magnetische Feld $H(r)$ lässt sich nun als Wirbelfeld des Vektorpotentials $A(r)$ gemäß

$$H(r) = \frac{1}{\mu} \text{rot } A(r) \quad (2-2)$$

darstellen. Mit dem Durchflutungsgesetz folgt daraus für das elektrische Feld $E(r)$:

$$E(r) = \frac{1}{j\omega\varepsilon}(\operatorname{rot} H(r) - J) \quad (2-3)$$

Dabei steht ε für die Permittivität des Mediums. Unter Beachtung der Quellenfreiheit am Beobachtungspunkt P ergibt sich für $E(r)$:

$$E(r) = \frac{1}{j\omega\varepsilon} \operatorname{rot} H(r) \quad (2-4)$$

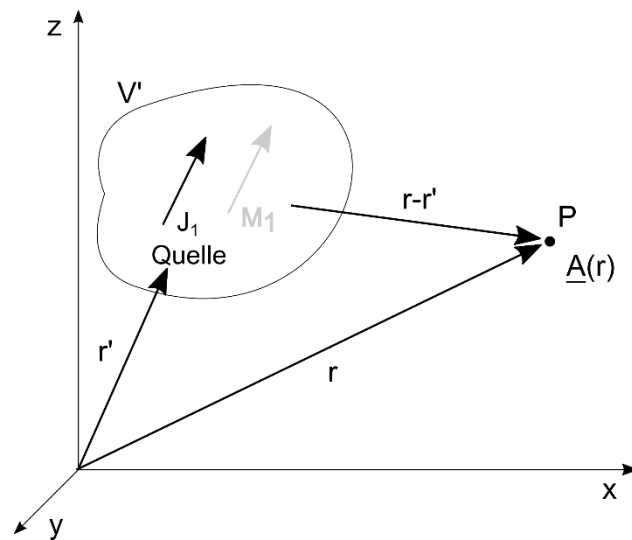
Für das elektrische Vektorpotential einer magnetischen Stromdichte M und $J = 0$ gilt äquivalent zum magnetischen Vektorpotential:

$$F(r) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \iiint_{V'} M(r') \frac{e^{-jk|r-r'|}}{|r-r'|} dV' \quad (2-5)$$

Das elektromagnetische Feld ergibt sich hierbei zu:

$$E(r) = -\frac{1}{\varepsilon} \operatorname{rot} F(r) \quad (2-6)$$

$$H(r) = -\frac{1}{j\omega\mu} (\operatorname{rot} E(r) + M) \quad (2-7)$$

Abbildung 2: Vektorpotential einer Quelle am Beobachtungspunkt P

2.2.2 Der Elementardipol

Ein infinitesimal kurzes Stromelement mit der zeitlich veränderlichen Stromdichte J wirkt als Strahler und wird als Elementardipol bezeichnet (Abbildung 3). Wir betrachten den elektrischen Elementardipol, dieser wird auch als Hertz'scher Dipol bezeichnet.

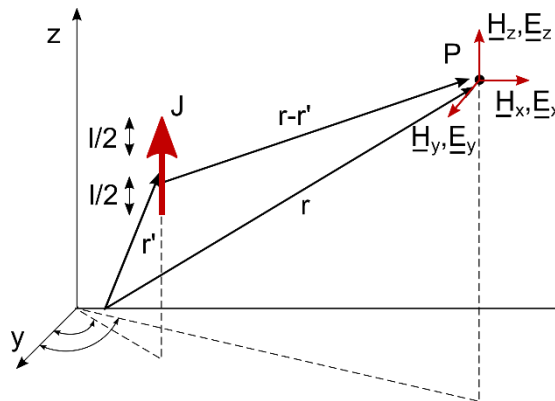


Abbildung 3: Vertikaler elektrischer Dipol im kartesischen Koordinatensystem

Aufgrund seiner geringen Länge kann seine Stromverteilung als homogen angesehen werden. An seinen Enden befinden sich Punktladungen Q_e , die zeitlich harmonisch mit Wechselstrom I_e , oszillieren (Abbildung 4).

$$j\omega Q_e = I_e \quad (2-8)$$

Entsprechend (2-8) berechnet sich das Dipolmoment \tilde{I}_e des Elementardipols, das nach [49] gegeben ist, mit:

$$\tilde{I}_e = j\omega Q_e l = I_e l \quad (2-9)$$

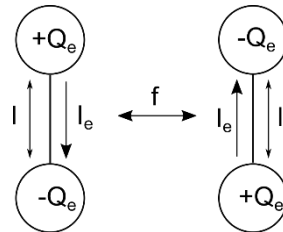


Abbildung 4: Oszillierender Hertz'scher Dipol

Abbildung 3 zeigt einen vertikal ausgerichteten Hertz'schen Dipol mit seiner Länge l , dem Ortsvektor r' und dem Moment \tilde{I}_e . Um sein elektromagnetisches Feld am Beobachtungspunkt P zu berechnen, muss zuerst das magnetische Vektorpotential $A(r)$ bestimmt werden. Da es sich um einen elektrischen Dipol handelt, sind der magnetische Strom und das elektrische Vektorpotential F gleich Null. Das magnetische Vektorpotential in einem Medium mit $\mu = 1$ lässt sich für ein stromführendes Liniensegment nach [20] ausdrücken zu:

$$A(r) = \frac{1}{4\pi} \int_C I_e(r') \frac{e^{-jk|r-r'|}}{|r-r'|} dl' \quad (2-10)$$

Für den vertikal ausgerichteten elektrischen Dipol (Abbildung 3) folgt daraus:

$$\underline{A}(r) = \hat{e}_z \frac{1}{4\pi} \int_{-l/2}^{l/2} I_e \frac{e^{-jk|r-r'|}}{|r-r'|} dz' = \tilde{I}_e \frac{e^{-jk|r-r'|}}{4\pi|r-r'|} \hat{e}_z \quad (2-11)$$

Dabei ist \hat{e}_z der Einheitsvektor mit $\hat{e}_z = [0, 0, 1]^T$ und I_e der oszillierende Strom im Dipol. Entsprechend (2-2) kann das magnetische Feld H über die Rotation des Vektorpotentials berechnet werden. Alle Untersuchungen in dieser Arbeit basieren auf der Darstellung im kartesischen Koordinatensystem. Die Rotation des Vektorpotentials A in kartesischen Koordinaten folgt nach [50] zu:

$$\text{rot } A = \hat{e}_x \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \hat{e}_y \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \hat{e}_z \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \quad (2-12)$$

mit

$$R = |r - r'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2} \quad (2-13)$$

ergibt sich das magnetische Feld für einen vertikal orientierten Dipol in z -Richtung (Abbildung 3) mit $\mu = 1$ zu:

$$H^z(r) = \tilde{I}_z \underbrace{\frac{e^{-jk|r-r'|}}{4\pi} \left(\frac{1}{|r-r'|^3} + j \frac{k}{|r-r'|^2} \right)}_{\psi_1(r,r')} \begin{bmatrix} (y' - y) \\ -(x' - x) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2-14)$$

Die magnetischen Felder für horizontale Dipole in x - und y -Richtung folgen analog zu:

$$H^x(r) = \tilde{I}_x \psi_1(r, r') \begin{bmatrix} 0 \\ (z' - z) \\ -(y' - y) \end{bmatrix} \quad (2-15)$$

$$H^y(r) = \tilde{I}_y \psi_1(r, r') \begin{bmatrix} -(z' - z) \\ 0 \\ (x' - x) \end{bmatrix} \quad (2-16)$$

Aus dem magnetischen Feld lässt sich mit (2-3) das elektrische Wirbelfeld berechnen. Da am Beobachtungspunkt P Quellenfreiheit gegeben ist, vereinfacht sich der Zusammenhang zu:

$$E(r) = \frac{1}{j\omega\epsilon} \text{rot } H(r) \quad (2-17)$$

Mittels Rotation in kartesischen Koordinaten (2-12) folgt für das elektrische Feld nach [128]:

$$E^z(r) = \tilde{\underline{I}}_z \begin{bmatrix} \psi_2(r, r')(x' - x)(z - z') \\ \psi_2(r, r')(y' - y)(z - z') \\ \psi_2(r, r')[(x' - x)^2 + (y' - y)^2] + 2\psi_1(r, r') \end{bmatrix} \quad (2-18)$$

$$E^x(r) = \tilde{\underline{I}}_x \begin{bmatrix} \psi_2(r, r')[(y' - y)^2 + (z' - z)^2] + 2\psi_1(r, r') \\ \psi_2(r, r')(x' - x)(y - y') \\ \psi_2(r, r')(x' - x)(z - z') \end{bmatrix} \quad (2-19)$$

$$E^y(r) = \tilde{\underline{I}}_y \begin{bmatrix} \psi_2(r, r')(x' - x)(y - y') \\ \psi_2(r, r')[(x' - x)^2 + (z' - z)^2] + 2\psi_1(r, r') \\ \psi_2(r, r')(y' - y)(z - z') \end{bmatrix} \quad (2-20)$$

mit

$$\psi_2(r, r') = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{e^{-jk|r-r'|}}{4\pi} \left(-\frac{3}{|r-r'|^5} - j\frac{3k}{|r-r'|^4} + \frac{k^2}{|r-r'|^3} \right) \quad (2-21)$$

Die Berechnungen für das elektromagnetische Feld eines magnetischen Dipols sollen an dieser Stelle nicht durchgeführt werden. Sie können aber analog zu der hier gezeigten Vorgehensweise unter der Verwendung des elektrischen Vektorpotentials F (2-5) und den Berechnungen für die Felder mit (2-6) und (2-7) erfolgen.

2.2.3 Das Eindeutigkeitstheorem

Um aus der Wirkung eines Problems Rückschlüsse bezüglich der Quelle ziehen zu können, muss die Eindeutigkeit des Problems sichergestellt werden. Abbildung 5 zeigt eine Quelle, die durch die Stromdichteverteilungen J und M beschrieben wird. Sie befindet sich in einem Gebiet V , welches von der Oberfläche S eingeschlossen wird. Es werden zwei Feldverteilungen E_1, H_1 und E_2, H_2 definiert, die jeweils eine Wirkung bzw. Lösung der gegebenen Stromverteilung J, M darstellen. Aus [51] folgt das Eindeutigkeitstheorem, das besagt:

„Das Feld in einem Gebiet wird eindeutig bestimmt durch die Quellen in diesem Gebiet und durch die tangentialen Komponenten des elektrischen Feldes auf der Grenzfläche oder durch die tangentialen Komponenten des magnetischen Feldes auf der Grenzfläche oder die tangentialen Komponenten des elektrischen Feldes auf einem Teil der Grenzfläche und die tangentialen Komponenten des magnetischen Feldes auf der restlichen Fläche.“

Eine Lösung des Problems, das die Maxwellgleichungen und entsprechende Randbedingungen erfüllt, ist demnach eindeutig. Mathematisch ist die Eindeutigkeit im Gebiet V somit bei gleichen Quellen oder Quellenfreiheit gegeben und wenn entlang S gilt:

$$\hat{n} \times (E_1 - E_2) = 0 \quad (2-22)$$

oder

$$\hat{n} \times (H_1 - H_2) = 0 \quad (2-23)$$

oder (2-22) auf einem Teil von S und (2-23) auf dem Rest von S .

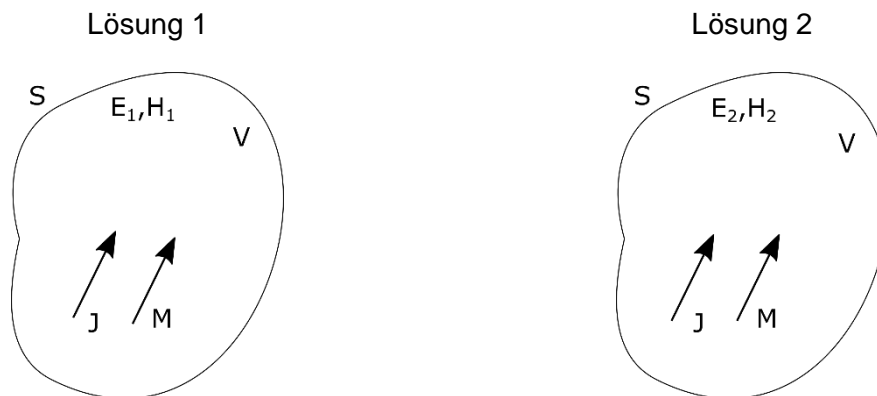


Abbildung 5: Zwei Lösungen und das Eindeutigkeitsprinzip

2.2.4 Das Äquivalenzprinzip und die Huygens'sche Oberfläche

Die Grundlage für das Äquivalenzprinzip stammt aus der Optik und wird als Huygens'sches Prinzip bezeichnet. Es sagt aus [52] (Abbildung 6):

„Jeder Punkt auf einer Wellenfront kann als neue Quelle einer zweiten kugelförmigen Wellenfront betrachtet werden. Die zweite Wellenfront entsteht dabei aus der Überlagerung der neuen kugelförmigen Wellen.“

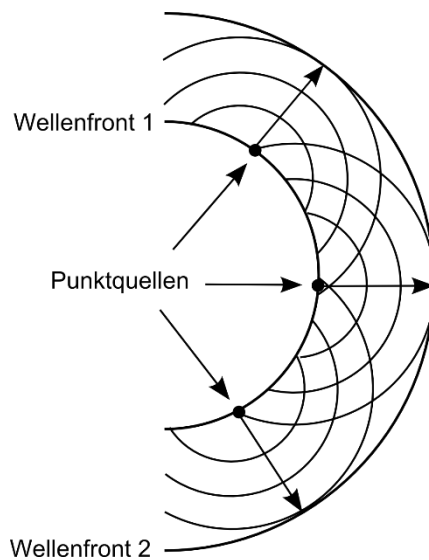


Abbildung 6: Huygens'sches Prinzip

Aus dem Huygens'schen Prinzip und dem zuvor beschriebenen Eindeutigkeitsprinzip folgt das Äquivalenzprinzip. Abbildung 7 zeigt eine Strahlungsquelle, die mit der Stromdichteverteilung J_1 und M_1 beschrieben wird. Sie befindet sich in einem Volumen V , das von der Oberfläche S eingeschlossen wird. Ihre elektromagnetische Feldverteilung ist innerhalb und außerhalb von S mit E_1 und H_1 gegeben. Die von der Quelle ausgehende Wellenfront auf S lässt sich durch äquivalente Punktquellen ausdrücken, die außerhalb von S die gleichen Felder E_1 und H_1 erzeugen, wenn die Randbedingungen entlang S und die Strahlungsquellen außerhalb von S unverändert bleiben.

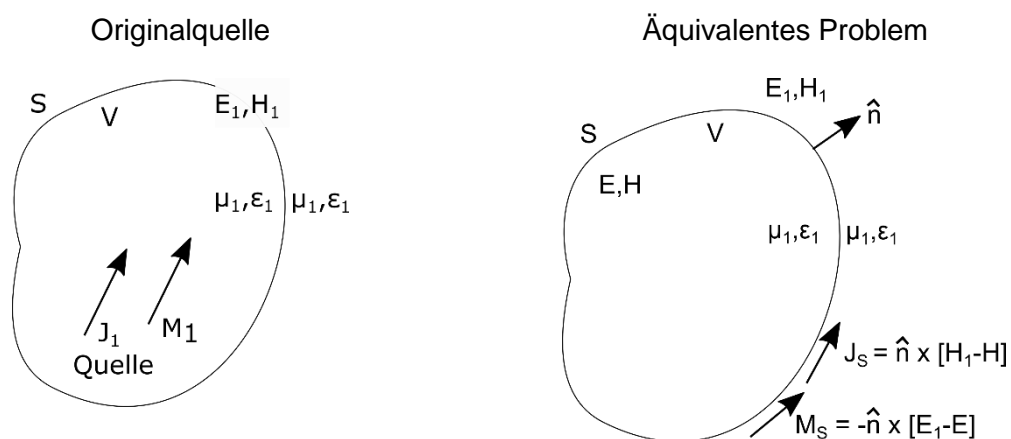


Abbildung 7: Strahlungsquelle und ihr äquivalentes Problem

Das äquivalente Problem ist in Abbildung 7 dargestellt. Die Originalquelle wird entfernt, die Felder innerhalb der Grenzfläche S werden mit E und H bezeichnet und die Felder außerhalb von S weiterhin mit E_1 und H_1 . Um jetzt die Randbedingungen entlang S zu erfüllen, müssen Quellen auf S existieren. Diese werden definiert zu:

$$J_S = \hat{n} \times [H_1 - H] \quad (2-24)$$

$$M_S = -\hat{n} \times [E_1 - E] \quad (2-25)$$

Dabei steht J_S für die elektrische Flächenstromdichte, M_S für die magnetische Flächenstromdichte der virtuellen äquivalenten Quellen und \hat{n} für den Normalenvektor, der auf der Oberfläche S steht. Da die Eindeutigkeit des Feldes durch die äquivalenten Quellen nur außerhalb von S gegeben ist und auch lediglich die äußeren Felder von Interesse sind, werden E und H zu Null gesetzt. Daraus folgt das Äquivalenzprinzip nach Love (Abbildung 8) [53]:

$$J_S = \hat{n} \times H_1 \quad (2-26)$$

$$M_S = -\hat{n} \times E_1 \quad (2-27)$$

Auf Basis dieser äquivalenten Quellen J_S und M_S können neue Wellenfronten bestimmt werden und damit Feldberechnungen im gesamten Raum außerhalb von V erfolgen.

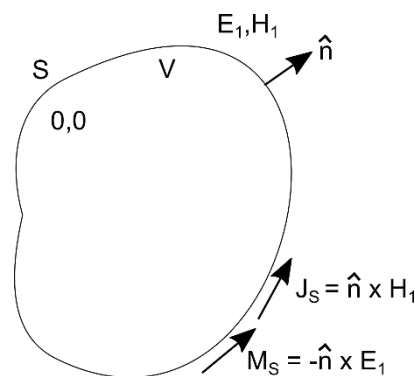


Abbildung 8: Äquivalenzprinzip nach Love

Die sogenannte Huygens'sche Oberfläche basiert auf dem Äquivalenzprinzip und wird in den meisten Fällen praktisch als Huygens'sche Box oder als unendlich ausgedehnte, bzw. näherungsweise im Verhältnis zur Quellenausdehnung große Huy-

gens'sche Ebene angenommen (Abbildung 9). Sie wird verwendet, um beliebige Quellenstrukturen durch eine äquivalente Verteilung auf einer definierten Fläche abzubilden.

Entsprechend des Eindeigkeitstheorems sind für die Äquivalenz prinzipiell nur die tangentialen Feldkomponenten des elektrischen oder des magnetischen Feldes notwendig. Um das Problem lediglich auf eine Feldform zu reduzieren, sind weitere Anpassungen notwendig. Nach Love sind die Felder innerhalb von S Null und werden nicht durch die Einführung eines anderen Mediums im Volumen V beeinflusst. Das äquivalente Problem wird somit um ein perfekt leitendes Medium PEC („Perfect Electric Conductor“) oder PMC („Perfect Magnetic Conductor“) ergänzt (Abbildung 10). Im Fall von PEC ergeben sich die tangentialen Komponenten des magnetischen Feldes auf S zu Null und es ist nur noch eine magnetische Stromdichte M_s anzusetzen (2-27). Bei der Wahl von PMC werden die tangentialen Komponenten des elektrischen Feldes zu Null und es wird nur die elektrische Stromdichte J_s nach (2-26) benötigt, um die Bedingungen der Eindeutigkeit zu erfüllen.

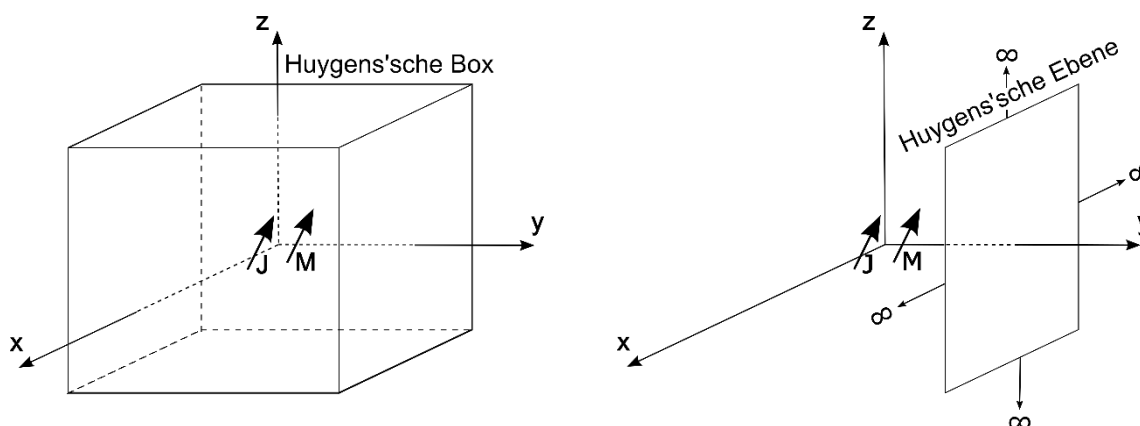


Abbildung 9: Huygens'sche Oberflächen

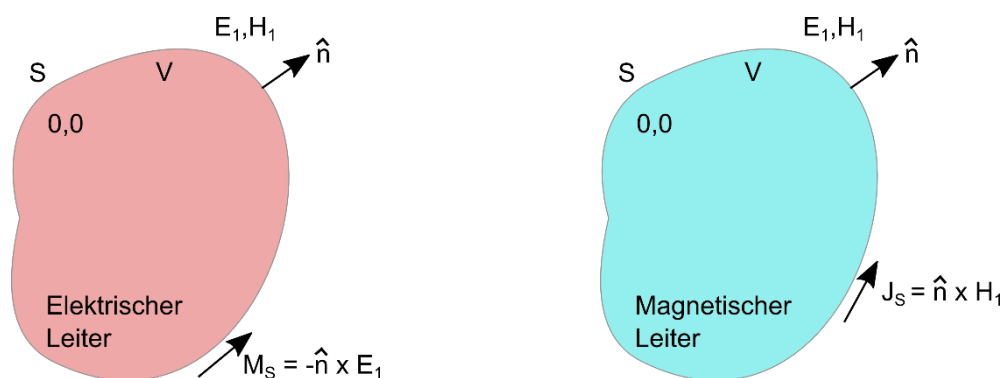


Abbildung 10: Erweiterung des äquivalenten Problems um ein Medium

2.2.5 Die Source Reconstruction Method / Das inverse Problem

Auf Basis der Huygens'schen Oberfläche besteht bei Einhaltung des Äquivalenzprinzips die Möglichkeit, alle Felder außerhalb von S zu berechnen. Es ist dabei ersichtlich, dass die so ermittelte äquivalente Stromverteilung auf der Fläche prinzipiell auch realitätsferne oder physikalisch nicht korrekte Werte annehmen kann. Es ist schwierig, die physikalischen Gegebenheiten des zu untersuchenden Objekts, z.B. einer Elektronikplatine, direkt auf die Huygens'sche Oberfläche zu übertragen. Bestimmt man jedoch eine äquivalente Stromverteilung direkt auf der Platine, so können Aussagen über die Einhaltung physikalischer Gesetzmäßigkeiten getroffen werden. Mittels „Source Reconstruction Method“ oder der Lösung eines inversen Problems kann dies erzielt werden (Abbildung 11). Es soll dabei ein Modell, welches die reale Stromverteilung der Platine widerspiegelt, entstehen. Sind die Störquellen bekannt, können weitergehende Analysen erfolgen. Entsprechend der Huygens'schen Oberfläche beruht die SRM auch auf dem Eindeutigkeitstheorem (Kapitel 2.2.3).

Prinzipiell ist das Vorgehen bei der SRM immer gleich. Das elektrische, magnetische oder elektromagnetische Nahfeld der zu untersuchenden Struktur wird entlang einer oder mehreren Oberflächen aufgenommen. Dies geschieht meist an äquidistant verteilten oder an für die SRM wesentlichen Beobachtungspunkten [12][13]. Die äquivalenten Quellen werden durch Stromelemente abgebildet, angeordnet und das inverse Problem zwischen der Wirkung, dem elektromagnetischen Feld und der Ursache, den Quellen, gelöst.

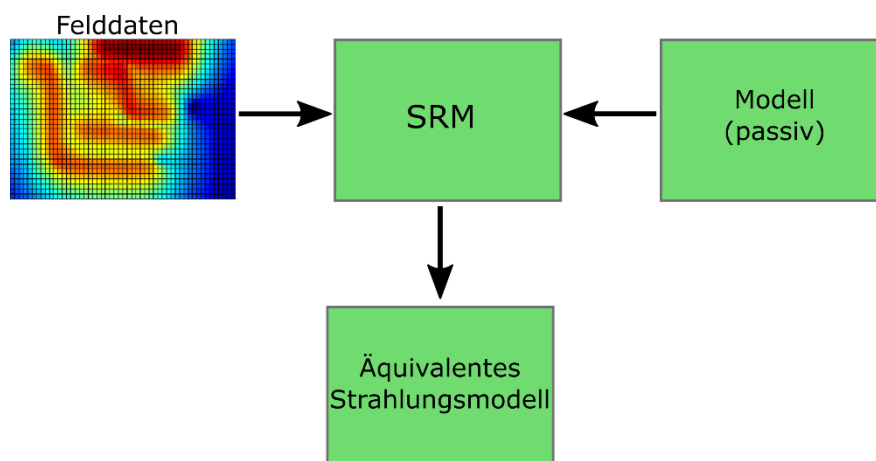


Abbildung 11: Source Reconstruction Method

2.2.5.1 Das Multi-Dipol Modell

Als felderzeugende Quellen bei der SRM lassen sich gut Elementardipole verwenden (Abbildung 12). Jeder Dipol wird dabei durch seine Position r' , seine Orientierung und durch sein Moment $\vec{I}_e = I_e l$ eindeutig bestimmt. Die Orientierung des Dipols ergibt sich aus seinen Vektorkomponenten im kartesischen Koordinatensystem.

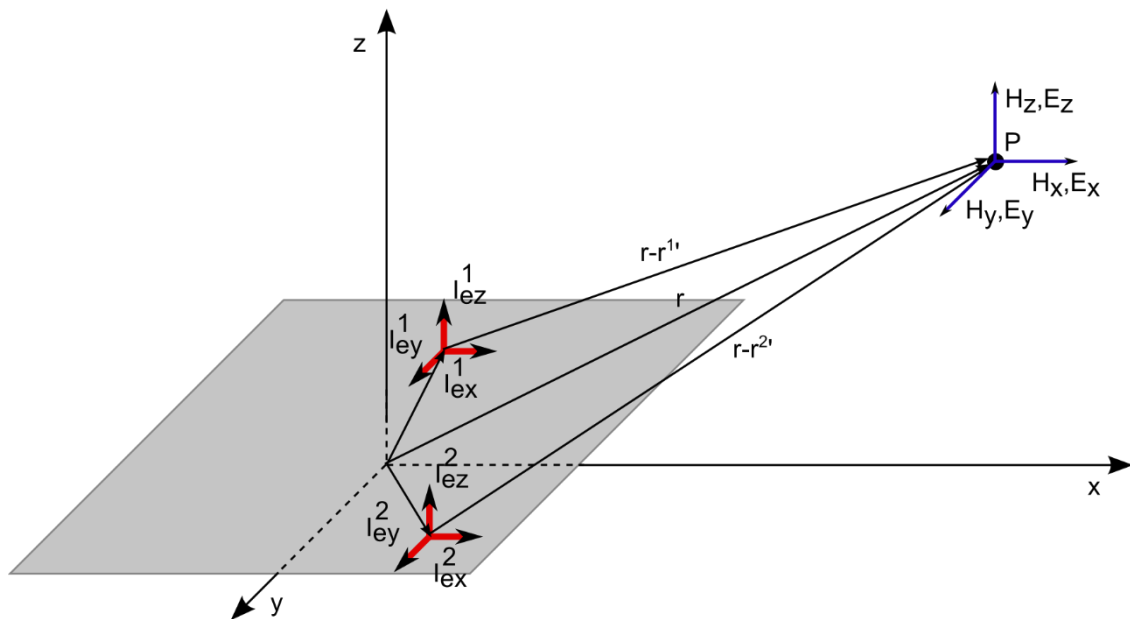


Abbildung 12: Feldüberlagerung von zwei Dipoltripeln am Beobachtungspunkt P

Somit gilt für den elektrischen Dipol:

$$I_e^T = [I_{ex}, I_{ey}, I_{ez}]^T \quad (2-28)$$

und für den magnetischen Dipol:

$$I_m^T = [I_{mx}, I_{my}, I_{mz}]^T \quad (2-29)$$

Diese Konstrukte werden im Folgenden als „Dipoltripel“ bezeichnet. Das elektromagnetische Gesamtfeld eines Dipoltripels lässt sich durch die Überlagerung der Felder seiner Einzelkomponenten I_{ex}, I_{ey}, I_{ez} oder I_{mx}, I_{my}, I_{mz} herleiten:

$$H(r) = H^x(r) + H^y(r) + H^z(r) \quad (2-30)$$

$$E(r) = E^x(r) + E^y(r) + E^z(r) \quad (2-31)$$

Da die folgenden Überlegungen für den elektrischen und den magnetischen Dipol identisch sind, wird ab jetzt beispielhaft der elektrische Dipol mit Dipolstrom I_e verwendet. Mit den Gleichungen (2-14) - (2-16) ergibt sich in der Matrixschreibweise für das magnetische Feld H :

$$H(r) = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \psi_1(r, r') \begin{bmatrix} 0 & (z' - z) & -(y' - y) \\ -(z' - z) & 0 & (x' - x) \\ (y' - y) & -(x' - x) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{ex} \\ I_{ey} \\ I_{ez} \end{bmatrix} l \quad (2-32)$$

mit den Substitutionen

$$\begin{aligned} K^x &= -\psi_1(r, r')(x' - x)l \\ K^y &= -\psi_1(r, r')(y' - y)l \\ K^z &= -\psi_1(r, r')(z' - z)l \end{aligned} \quad (2-33)$$

folgt daraus:

$$H(r) = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -K^z & K^y \\ K^z & 0 & -K^x \\ -K^y & K^x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{ex} \\ I_{ey} \\ I_{ez} \end{bmatrix} \quad (2-34)$$

Äquivalent dazu ergibt sich mit (2-18) - (2-20) und mit den Substitutionen M_n :

$$\begin{aligned} M_1^{xy} &= \psi_2(r, r')(x' - x)(y - y')l \\ M_1^{xz} &= \psi_2(r, r')(x' - x)(z - z')l \\ M_1^{yz} &= \psi_2(r, r')(y' - y)(z - z')l \end{aligned} \quad (2-35)$$

$$M_2^{xy} = (\psi_2(r, r')[(x' - x)^2 + (y' - y)^2] + 2\psi_1(r, r'))l$$

$$M_2^{xz} = (\psi_2(r, r')[(x' - x)^2 + (z' - z)^2] + 2\psi_1(r, r'))l$$

$$M_2^{yz} = (\psi_2(r, r')[(y' - y)^2 + (z' - z)^2] + 2\psi_1(r, r'))l$$

Für das elektrische Feld E :

$$E(r) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_2^{yz} & M_1^{xy} & M_1^{xz} \\ M_1^{xy} & M_2^{xz} & M_1^{yz} \\ M_1^{xz} & M_1^{yz} & M_2^{xy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{ex} \\ I_{ey} \\ I_{ez} \end{bmatrix} \quad (2-36)$$

Das elektromagnetische Feld einer Quelle $I_e^{T,q}$ kann nun im kartesischen Koordinatensystem an beliebigen Beobachtungspunkten P_n berechnet werden. Zur Lösung des inversen Problems ist eine Anzahl an Q äquivalenten Quellen notwendig. Die Felder der Quellen überlagern sich am Beobachtungspunkt P_n zu:

$$H_n(r_n) = \begin{bmatrix} H_{nx} \\ H_{ny} \\ H_{nz} \end{bmatrix} = [K_n^1 \dots K_n^q \dots K_n^Q] \begin{bmatrix} I_e^{T,1} \\ \vdots \\ I_e^{T,q} \\ \vdots \\ I_e^{T,Q} \end{bmatrix} \quad (2-37)$$

$$E_n(r_n) = \begin{bmatrix} E_{nx} \\ E_{ny} \\ E_{nz} \end{bmatrix} = [M_n^1 \dots M_n^q \dots M_n^Q] \begin{bmatrix} I_e^{T,1} \\ \vdots \\ I_e^{T,q} \\ \vdots \\ I_e^{T,Q} \end{bmatrix} \quad (2-38)$$

Die Koeffizientenmatrizen K_n^q und M_n^q beschreiben dabei eine lineare Abbildung einer Quelle am Ort r'^q auf einen Feldpunkt am Ort r^n . Abbildung 12 zeigt die Überlagerung von zwei Dipoltripeln an einem Beobachtungspunkt P . Für eine beliebige Anzahl N von Beobachtungspunkten P_N erhalten wir die linearen Gleichungssysteme:

$$H = \begin{bmatrix} H_1 \\ \vdots \\ H_n \\ \vdots \\ H_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_1^1 & \cdots & K_1^Q \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ K_N^1 & \cdots & K_N^Q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_e^{T,1} \\ \vdots \\ I_e^{T,q} \\ \vdots \\ I_e^{T,Q} \end{bmatrix} = KI \quad (2-39)$$

$$E = \begin{bmatrix} H_1 \\ \vdots \\ H_n \\ \vdots \\ H_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_1^1 & \cdots & M_1^Q \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ M_N^1 & \cdots & M_N^Q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_e^{T,1} \\ \vdots \\ I_e^{T,q} \\ \vdots \\ I_e^{T,Q} \end{bmatrix} = MI \quad (2-40)$$

Bei den Matrizen K und M handelt es sich also um die lineare Abbildung zwischen den Quellen und dem resultierenden Feld. Dabei enthalten K und M die geometrischen Zusammenhänge zwischen den Dipolpositionen, den Beobachtungspunkten und der frequenzabhängigen Wellenausbreitung. I stellt den gesuchten Lösungsvektor für den Strom dar. Das inverse Problem lässt sich nun durch Inversenbildung des Kerns direkt lösen:

$$I = K^{-1}H \quad (2-41)$$

$$I = M^{-1}E \quad (2-42)$$

Es ist ersichtlich, dass die SRM sowohl auf Basis von magnetischen als auch auf Basis von elektrischen Nahfelddaten durchgeführt werden kann.

2.2.5.2 Metallische Grenzflächen und Spiegelströme

Betrachtet man einen Hertz'schen Dipol über einer idealen unendlichen Massefläche, so wirkt diese wie ein Spiegel und reflektiert die elektromagnetische Welle entsprechend des Reflexionsgesetzes. So überlagern sich an einem Beobachtungspunkt P die direkt eingestrahlte Welle und eine reflektierte Welle. Folgt man der Ausbreitung der Welle, so wird diese von einer virtuellen Quelle unterhalb der Massefläche erzeugt. Diese Quelle wird als Spiegelquelle bezeichnet [54].

Abbildung 13 zeigt einen vertikal orientierten elektrischen Dipol, der in der Höhe h über einer PEC Massefläche angeordnet ist. Um die Randbedingungen an der Grenzfläche S zu erfüllen, müssen die tangentialen Komponenten des elektrischen Feldes entlang S gleich Null sein. Dies lässt sich erzielen, indem die Spiegelquelle in

Höhe h an der gleichen horizontalen Position unterhalb der Masse angeordnet wird. Entsprechend des Eindeutigkeits-Theorems ist das Problem eindeutig, wenn die virtuelle Quelle in ihrer Ausrichtung und Polarisation mit der realen Quelle übereinstimmt und die Randbedingungen eingehalten werden. Abbildung 13 zeigt auch einen horizontalen elektrischen Dipol. Die Eindeutigkeit ist hier nur gegeben, wenn der virtuelle Dipol um 180° in seiner Polarisation verschoben ist. Für den magnetischen Dipol sind die Zusammenhänge vertauscht (Abbildung 14). Wird anstatt PEC PMC verwendet, sind sie ebenfalls als invers zu betrachten [54]. Es darf nicht unerwähnt bleiben, dass die Spiegeltheorie eine unendlich ausgedehnte und perfekt leitende Massefläche voraussetzt.

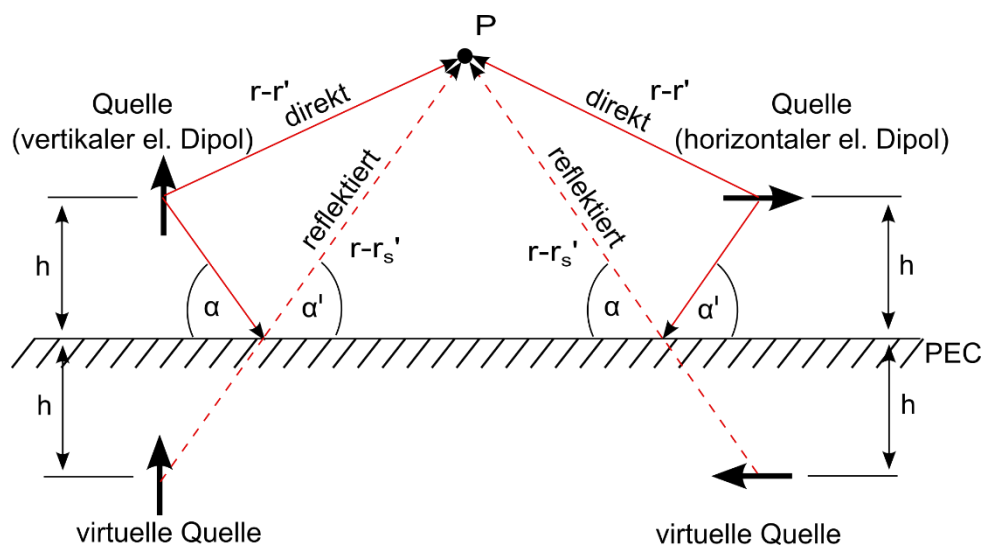


Abbildung 13: Elektrische Dipole und ihre Spiegeldipole über einer PEC-Fläche

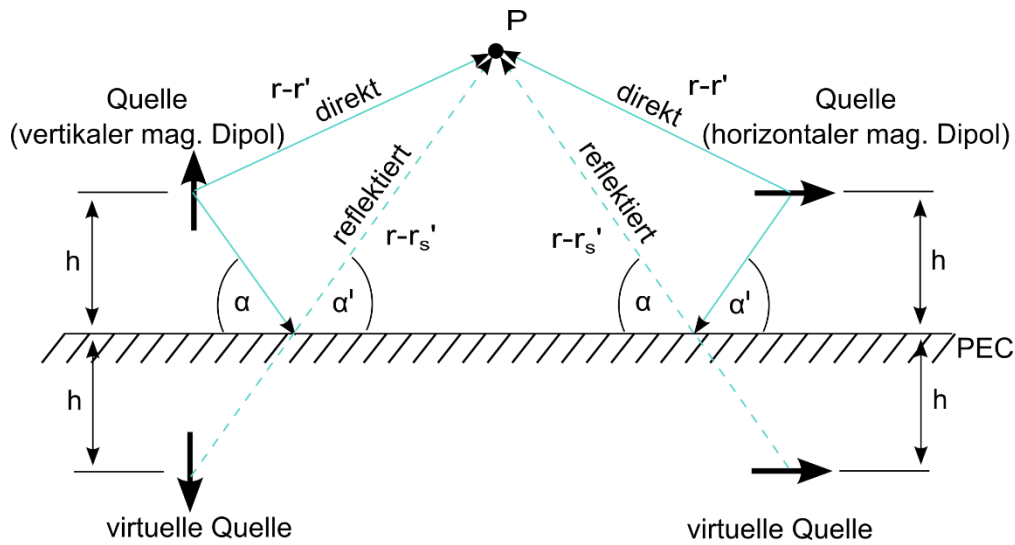


Abbildung 14: Magnetische Dipole und ihre Spiegeldipole über einer PEC-Fläche

Für die Überlagerung der realen Quelle und ihren virtuellen Spiegel ergibt sich für einen elektrischen Dipol in z -Ausrichtung das magnetische Feld entsprechend (2-14) zu:

$$H^z(r) = \tilde{I}_z \psi_1(r, r') \begin{bmatrix} (y' - y) \\ -(x' - x) \\ 0 \end{bmatrix} + \tilde{I}_z \psi_1(r, r_s') \begin{bmatrix} (y_s' - y) \\ -(x_s' - x) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2-43)$$

Dabei beschreibt r_s' den Ortsvektor der Spiegelquelle. Die magnetischen Felder der horizontalen Dipole in x - und y -Ausrichtung sind:

$$H^x(r) = \tilde{I}_x \psi_1(r, r') \begin{bmatrix} 0 \\ (z' - z) \\ -(y' - y) \end{bmatrix} - \tilde{I}_x \psi_1(r, r_s') \begin{bmatrix} 0 \\ (z_s' - z) \\ -(y_s' - y) \end{bmatrix} \quad (2-44)$$

$$H^y(r) = \tilde{I}_y \psi_1(r, r') \begin{bmatrix} -(z' - z) \\ 0 \\ (x' - x) \end{bmatrix} - \tilde{I}_y \psi_1(r, r_s') \begin{bmatrix} -(z_s' - z) \\ 0 \\ (x_s' - x) \end{bmatrix} \quad (2-45)$$

Damit ergibt sich für ein Dipoltripel über einer PEC Massefläche das magnetische Feld H an einem Beobachtungspunkt P zu:

$$H(r) = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -K^z + K_s^z & K^y + K_s^y \\ K^z - K_s^z & 0 & -K^x - K_s^x \\ -K^y + K_s^y & K^x - K_s^x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{ex} \\ I_{ey} \\ I_{ez} \end{bmatrix} \quad (2-46)$$

Dabei stehen K_s^x , K_s^y und K_s^z für die linearen Abbildungen des Spiegeldipol-Tripels auf einen Feldpunkt. Für das elektrische Feld gilt äquivalent dazu:

$$E(r) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_2^{yz} - M_{2,s}^{yz} & M_1^{xy} - M_{1,s}^{xy} & M_1^{xz} - M_{1,s}^{xz} \\ M_1^{xy} - M_{1,s}^{xy} & M_2^{xz} - M_{2,s}^{xz} & M_1^{yz} - M_{1,s}^{yz} \\ M_1^{xz} + M_{1,s}^{xz} & M_1^{yz} + M_{1,s}^{yz} & M_2^{xy} + M_{2,s}^{xy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{ex} \\ I_{ey} \\ I_{ez} \end{bmatrix} \quad (2-47)$$

Mit den linearen Abbildungen $M_{1,s}^{xy}$, $M_{2,s}^{xy}$, $M_{1,s}^{xz}$, $M_{2,s}^{xz}$, $M_{1,s}^{yz}$ und $M_{2,s}^{yz}$. Die Berechnungen für (2-47) sind im Anhang (Kapitel 12.1) zu finden. Die Anzahl der Gleichungen zur Durchführung der SRM aus (2-41) und (2-42) erhöhen sich demnach nicht. Es müssen lediglich die Elemente in K und M angepasst werden.

2.3 Sonden für die Messung des elektromagnetischen Nahfeldes

Die SRM setzt die Kenntnis über das elektromagnetische Feld in einer Oberfläche nah der zu untersuchenden Struktur voraus. Zu diesem Zweck werden Nahfeldsonden eingesetzt, um das Feld an interessierenden Beobachtungspunkten im Nahfeld in messbare Ausgangssignale umzuwandeln. Zur optimalen Durchführung der SRM eignen sich Sonden mit idealen Eigenschaften:

- Selektive Aufnahme der elektrischen bzw. magnetischen Feldkomponenten
- E-/H-Feldunterdrückung
- Rückwirkungsfreiheit
- Messung eines idealen Feldpunktes
- Unendlich hohe Empfindlichkeit

Für reale Feldsonden müssen die Eigenschaften entsprechend angepasst werden:

- Selektive Messung der Feldkomponenten und E-/H-Feldunterdrückung nicht ideal [6][8][9][10][11][7]

- Erzeugung eines Störfelds und Überlagerung mit dem elektromagnetischen Feld der Struktur [55]
- Räumliche Ausdehnung der Feldsonde und nicht ideale Ortsauflösung [56][19]
- Empfindlichkeit der Sonde begrenzt
- Ortsauflösung und Empfindlichkeit zeigen gegenläufiges Verhalten [19]

Bei der Messung des magnetischen Feldes werden üblicherweise Schleifensonden eingesetzt. Für die Messung des elektrischen Feldes Monopol- oder Dipolsonden. In [57] wurden spezielle Nahfeldsonden für die gleichzeitige Messung des magnetischen Tangentialfeldes untersucht. In [56] wurden Sonden entwickelt, die für die simultane Messung von mehreren Feldkomponenten des magnetischen und des elektrischen Feldes eingesetzt werden können. Da eine Reduktion des Messaufwands durch die gleichzeitige Messung mehrerer Feldkomponenten in dieser Arbeit nicht ausschlaggebend ist, werden im weiteren Verlauf einfache Sonden verwendet, deren Verhalten mathematisch leicht abzubilden ist.

2.3.1 Die magnetische Nahfeldsonde

Bei der magnetischen Nahfeldsonde handelt es sich üblicherweise um eine elektrisch kleine Schleifensonde. Sie besteht im Prinzip aus einer Drahtschleife mit dem Schleifenradius R und dem Drahtradius a . Bei Auftreten eines magnetischen Flusses Φ durch ihrer Fläche A_S wird nach dem zweiten Maxwell'schen Gesetz eine Spannung u_i induziert.

$$u_i = -N \frac{d\Phi}{dt} = -N \frac{d}{dt} \int_A B dA \quad (2-48)$$

Abbildung 15 zeigt eine Schleifensonde mit einer Schleife $N = 1$, die von einem magnetischen Feld der Flussdichte B durchdrungen wird. Es wird davon ausgegangen, dass die Sondenfläche A_S ($= \pi^2 R$) ausreichend klein ist, so dass die Flussdichte B in der Sonde als homogen betrachtet werden kann ($B_1 = B_2 = B_3$). Für eine konstante Fläche A_S kann dann vereinfacht geschrieben werden:

$$u_i(t) = - \frac{d}{dt} B A_S = - \frac{d}{dt} \mu H A_S \quad (2-49)$$

Zur Vereinfachung wird (2-49) in den Frequenzbereich transformiert:

$$U_i = -j\omega\mu H A_S \quad (2-50)$$

Das Verhalten der Schleifensonde kann nun mit einem Ersatzschaltbild nachgebildet werden (Abbildung 15). Dieses enthält den ohmschen Widerstand des Drahtes und Strahlungswiderstand R_S , die Schleifenkapazität C_S und die Schleifeninduktivität L_S [55][56].

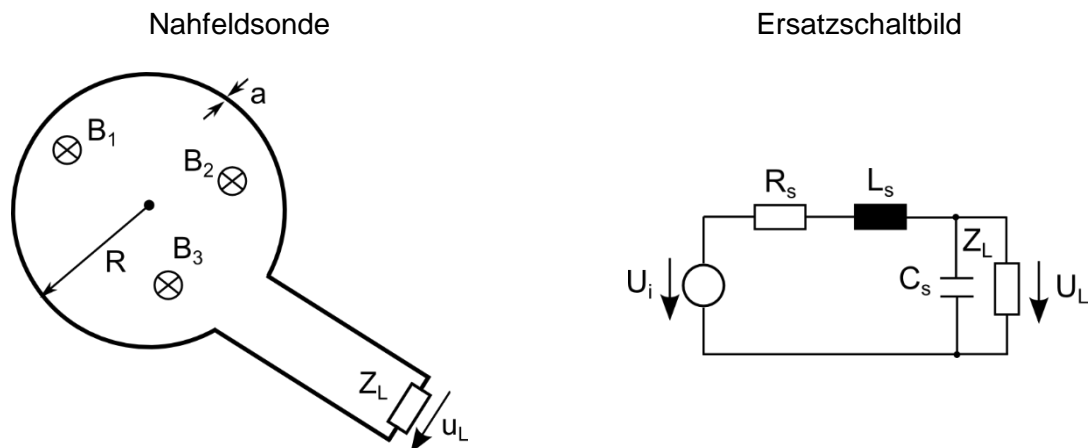


Abbildung 15: Nahfeldsonde für das magnetische Feld

Von Interesse ist die Spannung U_L , welche an der Lastimpedanz Z_L abfällt und als messbares Ausgangssignal verwendet werden kann. Sie ergibt sich mit Hilfe des Ersatzschaltbildes zu:

$$U_L = U_i \frac{Z_L}{Z_L + Z_A} \quad (2-51)$$

mit

$$Z_A = \frac{R_S + j\omega L_S}{(1 - \omega^2 L_S C_S) + j\omega R_S C_A} \quad (2-52)$$

Dabei kann R_S als vernachlässigbar klein angenommen werden. Die Schleifenkapazität C_S wirkt erst bei höheren Frequenzen und wird zuerst vernachlässigt. Die Induktivität einer Schleife berechnet sich nach [20] zu:

$$L_S = \mu_0 R \left[\ln \left(8 \frac{R}{a} \right) - 2 \right] \quad (2-53)$$

Entsprechend des Lastwiderstands weist die Magnetfeldsonde einen differenzierenden oder konstanten Amplitudengang auf. Mit $R_S \rightarrow 0$ und $C_S \rightarrow 0$ folgt:

$$U_L = U_i \frac{Z_L}{Z_L + j\omega L_S} = -j\omega \mu H A \frac{Z_L}{Z_L + j\omega L_S} \quad (2-54)$$

Und damit ergibt sich für eine niederohmige Belastung mit $Z_L \ll j\omega L_S$ eine konstante Spannung U_L :

$$U_L = \mu \frac{A}{L_S} H Z_L \quad (2-55)$$

und für eine hochohmige Belastung mit $Z_L \gg j\omega L_S$ ergibt sich ein differenzierendes Verhalten:

$$U_L = U_i = -j\omega \mu H A \quad (2-56)$$

Die Übertragungsfunktion H/U_L für eine Feldsonde mit einem Schleifenradius $R = 25 \text{ mm}$, einem Drahradius von $a = 1 \text{ mm}$ und einem Lastwiderstand von $Z_L = 50 \Omega$ ist in Abbildung 16 dargestellt. Für die Grenzfrequenz zwischen dem differenzierenden und dem konstanten Verhalten ergibt sich:

$$f_G = \frac{Z_L}{2\pi L_S} \quad (2-57)$$

Um höhere Frequenzbereiche nachbilden zu können, muss die Schleifenkapazität berücksichtigt werden. Diese ist nach [58] wie folgt anzusetzen:

$$C_S = \frac{2\epsilon_0 R}{\left[\ln \left(8 \frac{R}{a} \right) - 2 \right]} \quad (2-58)$$

Aus (2-57) ist ersichtlich, dass die Empfindlichkeit der Sonde im Falle eines konstanten Amplitudengangs nicht nur über die Wirkfläche A , sondern auch über die

Lastimpedanz Z_L und die Induktivität L_S gesteuert werden kann. Im Falle des differenzierenden Amplitudengangs (2-54) kann die Steuerung primär nur über die Wirkfläche geschehen.

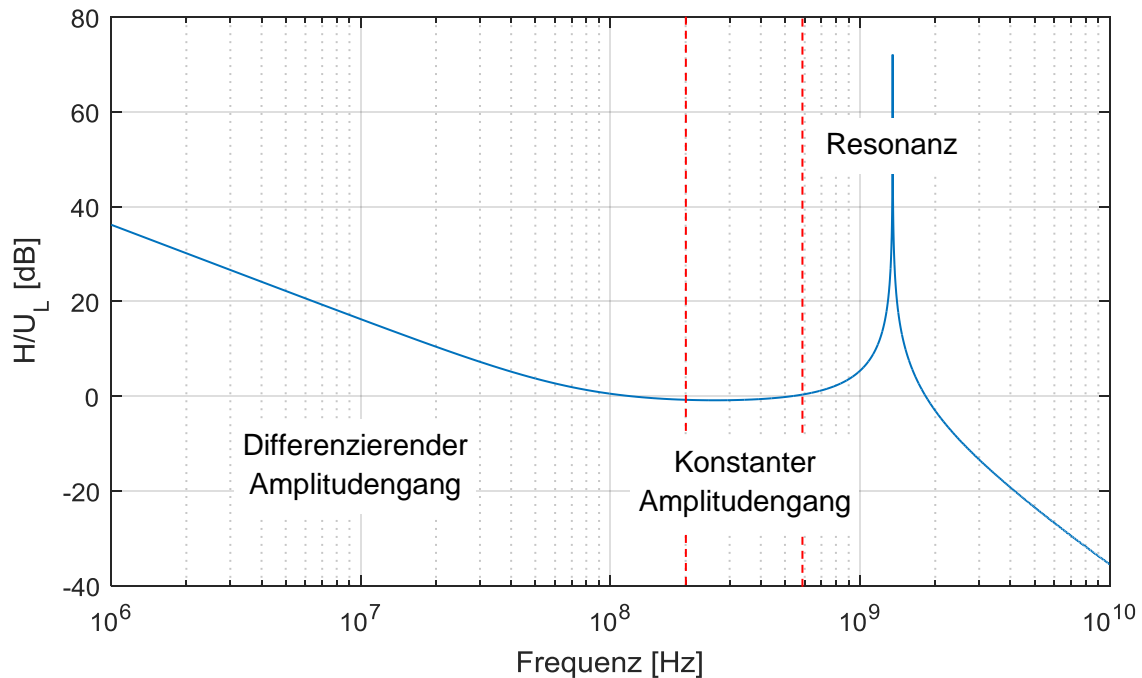


Abbildung 16: Übertragungsfunktion und Verhalten der Nahfeldsonde für das magnetische Feld

2.3.2 Die elektrische Nahfeldsonde

Da in allen nachfolgenden Untersuchungen ausschließlich magnetische Nahfeldsonden eingesetzt werden, wird an dieser Stelle nur kurz auf die elektrische Feldsonde eingegangen. Diese kann als Dipol- und als Monopolsonde zur Aufnahme unterschiedlicher Komponenten des elektrischen Feldes verwendet werden. Die Abbildung 17 zeigt Skizzen beider Bauformen. In Abbildung 17 ist außerdem das Ersatzschaltbild dargestellt. Es besteht aus dem Strahlungswiderstand R_s , der Antennenkapazität C_A und dem Lastwiderstand Z_L [55]. Entsprechend (2-54) für die Magnetfeldsonde ergibt sich für die Spannung über dem Lastwiderstand der elektrischen Feldsonde:

$$U_L = j\omega\varepsilon EA_e I_0 = j\omega\varepsilon EA_e \frac{Z_A Z_L}{Z_A + Z_L} \quad (2-59)$$

Wobei E für das elektrische Feld, A_e für die äquivalente Sondenfläche und ε für die Permittivität stehen. I_0 beschreibt einen idealen Generator und die Impedanz Z_A ist definiert zu:

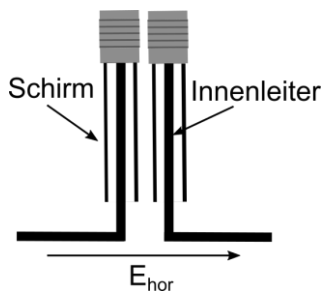
$$Z_A = R_s + \frac{1}{j\omega C_A} \quad (2-60)$$

Dabei ist C_A :

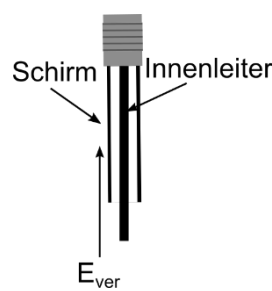
$$C_A = \frac{\varepsilon A_e}{h_e} \quad (2-61)$$

mit h_e der effektiven Höhe der elektrischen Feldsonde und ihrer äquivalenten Fläche A_e . Genauere Informationen sind beispielsweise in [55] und [56] zu finden.

Symmetrische Dipolsonde



Monopolsonde



Ersatzschaltbild

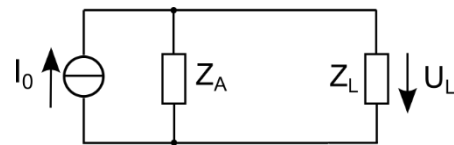


Abbildung 17: Elektrische Nahfeldsonde für verschiedene Feldkomponenten und ihr Ersatzschaltbild

2.4 Mathematische Methoden zur Spektralanalyse

Zeitbereichsmessverfahren können gerade bei Messungen mit einer hohen Anzahl an Messpunkten, die bei Scanverfahren erforderlich sind, zeit- und kostensparend eingesetzt werden (Kapitel 3.4.1). Daten, die aus Zeitbereichsmessungen gewonnen wurden, lassen sich anschließend mit Hilfe von mathematischen Verfahren in den Frequenzbereich transformieren.

Periodische Funktionen werden mittels Fourieranalyse [59] in eine Summe von ausgewählten Sinus- und Cosinusfunktionen zerlegt. Eine periodische Funktion $f(t)$ kann somit durch eine trigonometrische Reihe, die sogenannte Fourier-Reihe, dargestellt werden. Das heißt, es wird mit der Überlagerung von Sinus- und Cosinus-

Elementarschwingungen unterschiedlicher Amplituden und Frequenzen approximiert. Es ergibt sich für das Signal $f(t)$ die Fourier-Reihe:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[a_n \cos\left(\frac{2\pi n t}{T}\right) + b_n \sin\left(\frac{2\pi n t}{T}\right) \right]$$
$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \cos\left(\frac{2\pi n t}{T}\right) dt \quad (2-62)$$
$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \sin\left(\frac{2\pi n t}{T}\right) dt$$

mit dem Gleichanteil $a_0/2$ und der Periodendauer T des Signals. Abbildung 18 zeigt beispielhaft die Elementarschwingungen eines Rechtecksignals der Amplitude $A = 0,5$ und einer Periodendauer von $T = 100 \text{ ns}$ bis zum Grad $n = 5$. Abbildung 19 zeigt die Fourier-Reihe des Rechtecks bis zum Grad $n = 10$. Die an den Flanken der Pulse entstehenden Überschwinger sind auf das sogenannte „Gibbsche Phänomen“ zurückzuführen. Dieses tritt bei der Fourier-Reihe von Funktionen auf, welche einen Sprung als Unstetigkeitsstelle haben [60]. Der Überschwinger kann dabei eine maximale Höhe von 9 % der Amplitude haben.

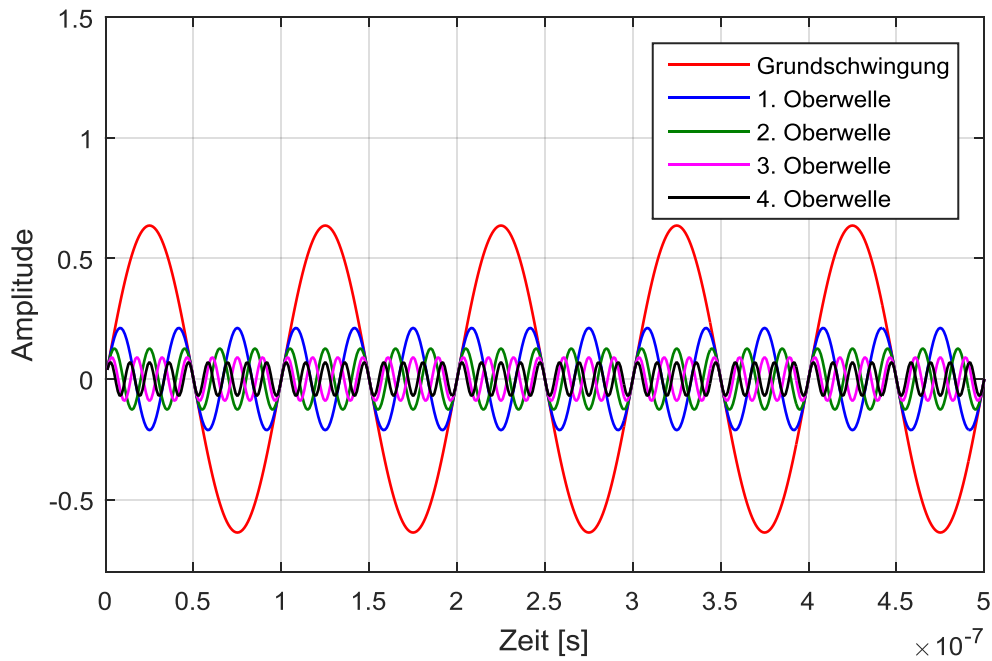


Abbildung 18: Elementarschwingungen bis $n = 5$

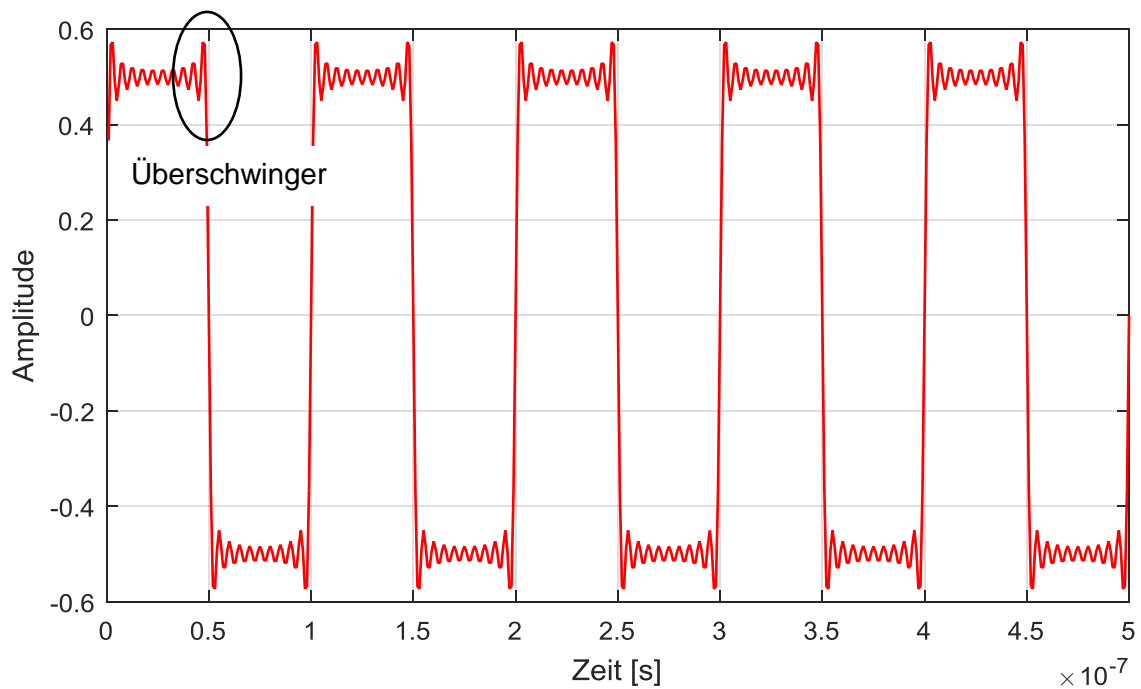


Abbildung 19: Fourier-Reihe eines Rechtecksignals bis $n = 10$

2.4.1 Die Fourier-Transformation

Nicht-periodische Signale können nicht mit einer Fourier-Reihenentwicklung dargestellt werden. Ihr Spektrum ist nicht diskret, sondern stellt sich vielmehr als kontinuierliches Frequenzspektrum mit einer frequenzabhängigen spektralen Dichte dar. Sie lassen sich im Allgemeinen durch Fourier-Integrale abbilden.

Die Fourier-Transformation wird in der Regel dazu verwendet, einem kontinuierlichen Zeit- oder Ortsbereichsignal eine komplexwertige Transformierte im Frequenzbereich zuzuordnen. Die Fourier-Transformierte $F(\omega)$ ist nach [61] definiert zu:

$$F(\omega) = \mathcal{F}\{f(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt \quad (2-63)$$

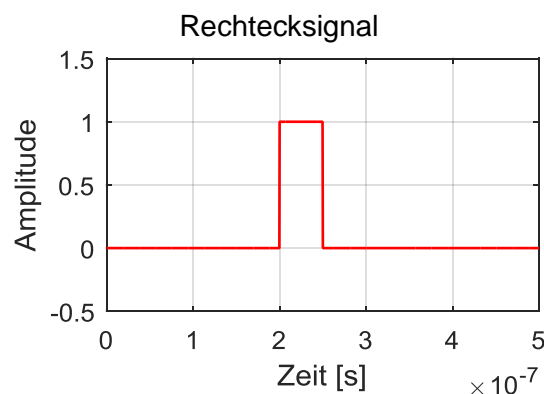
Man erhält nach der Transformation das komplexe Spektrum der Funktion $f(t)$:

$$F(\omega) = |F(\omega)|e^{j\phi} \quad (2-64)$$

Dabei steht $|F(\omega)|$ für die Amplitude der Funktion und ϕ für ihren Phasenwinkel. Eine Rücktransformation kann über die inverse Fourier-Transformation erfolgen:

$$f(t) = \mathcal{F}^{-1}\{f(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega)e^{-j\omega t} dt \quad (2-65)$$

Abbildung 20 zeigt das Amplituden- und Phasenspektrum eines Rechtecksignals der Amplitude $A = 1$ und einer Breite von $T = 50 \text{ ns}$.



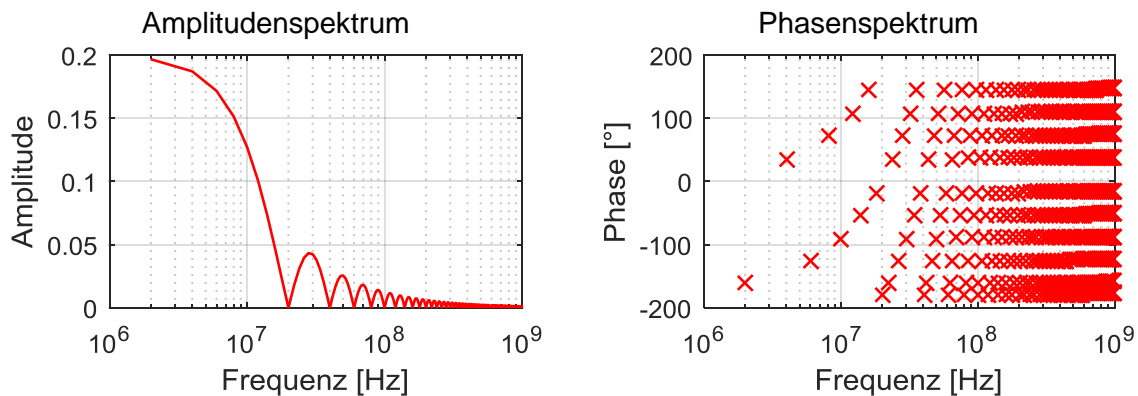


Abbildung 20: Rechtecksignal und sein Spektrum

2.4.2 Abtastung und Anwendung der Fourier-Transformation bei diskreten Signalen

In der digitalen Signalverarbeitung stehen keine zeitkontinuierlichen Signale zur Verfügung, was die Anwendung des Fourier-Integrals nicht mehr möglich macht. Es handelt sich vielmehr um diskrete Signale, die aus einer Abtastung mit einer Abtastperiode von $T = \Delta t$ entstehen (Abbildung 21). Damit ergibt sich für das abgetastete Signal im Zeitbereich die Abtastfolge $f(n)$ mit:

$$f(n) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(nT)\delta(t - nT) \quad (2-66)$$

Mathematisch gesehen wird das Spektrum des Signals mit dem Spektrum eines Dirac-Kamms gefaltet. Dabei entspricht die Periode der aufeinanderfolgenden Delta-Funktionen dem Kehrwert der Abtastperiode $f_s = 1/\Delta t$. Das Signalspektrum des kontinuierlichen Zeitbereichsignals wird demzufolge entlang der Frequenzachse verschoben und periodisch mit f_s fortgesetzt. Um den Effekt einer Unterabtastung (Abbildung 21) zu vermeiden, wird das Abtasttheorem angesetzt. Dieses besagt, dass das ursprüngliche kontinuierliche Signal fehlerfrei rekonstruiert werden kann, wenn die Abtastfrequenz f_s mindestens doppelt so groß ist wie die höchste im Signal vorkommende Frequenz f_{max} . Wird das Theorem nicht eingehalten, treten im Spektrum des transformierten Signals Frequenzanteile aus sich überlagernden benachbarten Abtastperioden auf, die im eigentlichen Signal nicht existieren [87]. Um den Alias-Effekt zu verhindern, wird das Signal vor der Diskretisierung mit einem entsprechenden Tiefpass bandbegrenzt.

$$f_{TP} = f(t) * h_{TP}(t) \quad (2-67)$$

Dabei beschreibt h_{TP} die Übertragungsfunktion des Filters. Aufgrund der endlichen Flankensteilheit realer Filterschaltungen sinkt die maximal auswertbare Frequenz f_{max} allerdings noch weiter ab auf:

$$f_{max} \approx (0,7 \dots 0,8) \cdot \frac{1}{2} f_s \quad (2-68)$$

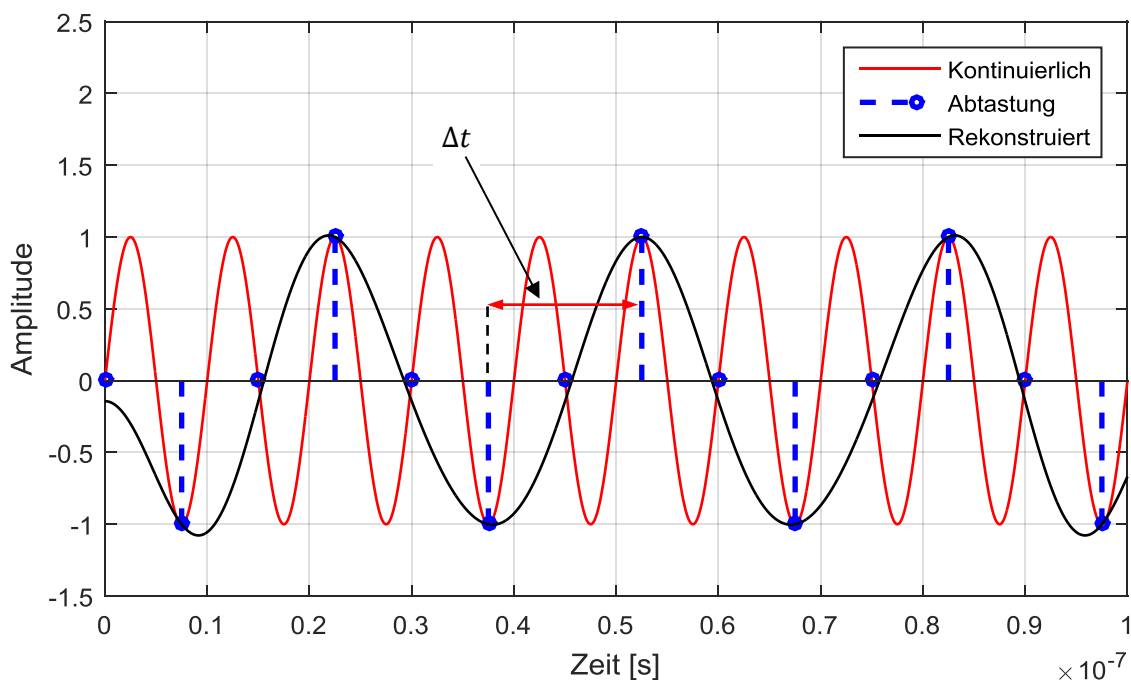


Abbildung 21: (Unter-)abtastung eines zeitkontinuierlichen Signals

In der Realität können keine unendlichen langen Signalfolgen betrachtet werden. Es wird lediglich ein Ausschnitt des Signals, d.h. eine endliche Signalfolge, ausgewertet. Mathematisch kann ein Signal mit einer Blockgröße N über die Multiplikation im Zeitbereich von $f(n)$ mit einer Fensterfunktion $w_N(t)$ beschrieben werden. Es gilt also:

$$f_N(n) = f(n) \cdot w_N(t) \quad (2-69)$$

Dies führt neben der Ausschnittbildung auch zu einer Gewichtung der zeitlichen Signalanteile. Ein einfaches „Abschneiden“ des Signals, kann mathematisch als Ausschnittbildung mit einer Rechteckfunktion $\Pi_N(t)$ verstanden werden, wobei alle

zeitlichen Signalanteile mit 1 gewichtet werden. Die Ausschnittbreite $N\Delta t$ ist dabei hardwareabhängig.

Ein zeitdiskretes Signal mit Blockgröße N kann mit der diskreten Fourier-Transformation (DFT) in den Frequenzbereich transformiert werden [62]. Diese ist gegeben mit:

$$F_N(m) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f(nT) e^{-mn \frac{j2\pi}{N}} \quad (2-70)$$

und der Rücktransformation:

$$f_N(nT) = \sum_{m=0}^{N-1} F_N(m) e^{mn \frac{j2\pi}{N}} \quad (2-71)$$

Eine effiziente Methode zur Berechnung der diskreten Fourier-Transformation stellt die „Fast-Fourier-Transformation“ (FFT) dar. Sie basiert auf dem sogenannten „Teile-und-Herrsche-Prinzip“, bei dem eine Sequenz von N Punkten rekursiv in Teilsequenzen aufgeteilt wird, die unabhängig transformiert und anschließend wieder zum einem Gesamtergebnis zusammengefügt werden. Dazu werden zahlreiche Symmetrien der Fourier-Matrizen ausgenutzt [63][64]. Es existieren verschiedene Algorithmen zur Durchführung der FFT, welche meist eine Sequenzlänge N in Form einer Zweierpotenz voraussetzen. Dazu zählt z.B. der oft verwendete „Cooley-Tukey“-Algorithmus. Hier reduziert sich die Komplexität von $O(N^2)$ bei der DFT auf $O(N \log(N))$ bei der FFT.

2.4.3 Fehlerquellen bei der Spektralanalyse

Bei der Diskretisierung und Transformation eines zeit- und wertekontinuierlichen Signals in den Frequenzbereich treten mathematische Ungenauigkeiten auf. Die Quellen dieser Fehler werden im Folgenden beschrieben.

2.4.3.1 Quantisierungsrauschen

In der digitalen Signalverarbeitung erfolgt – neben der Diskretisierung des Definitionsbereiches einer Funktion – auch die Diskretisierung ihres Wertebereiches. Diese wird als Quantisierung bezeichnet. Die Genauigkeit der Quantisierung ist abhängig von der Anzahl der zur Verfügung stehenden Quantisierungsbits Q_B . Dabei entspricht die Höhe einer Quantisierungsstufe dem Gewicht des „Least Significant

Bit“ (LSB). Die Werte des quantisierten Signals $f_{Q_B}(n)$ sind dementsprechend immer mit einer Abweichung gegenüber denen des kontinuierlichen Signals $f(t)$ behaftet. Dabei kann die Abweichung maximal die Hälfte der Höhe einer Quantisierungsstufe U_{LSB} betragen. Dieser systematische Fehler geht als Rauschen in alle nachfolgenden Operationen ein. Abbildung 22 zeigt die Quantisierung eines sinusförmigen Signals der Amplitude mit $Q_B = 5$ Quantisierungsstufen und das daraus resultierende Quantisierungsrauschen. Das Verhältnis Signal / Quantisierungsrauschen wird über das „Signal-Quantisierungs-Rausch-Verhältnis“ (SQNR) angegeben und bestimmt die Güte der Quantisierung. Nach [65] ergibt sich für einen Q_B -Bit-Analog-Digital-Wandler bei Vollausteuern mit einem Sinussignal ein Effektivwert $U_{sin,eff}$:

$$U_{sin,eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} 2^{Q_B} U_{LSB} \quad (2-72)$$

und für den Effektivwert des Quantisierungsrauschens:

$$U_{noise,eff} = \frac{U_{LSB}}{\sqrt{12}} \quad (2-73)$$

Für den SQNR folgt dann daraus:

$$SQNR(Q) = 20 \log_{10} \left(\frac{U_{sin,eff}}{U_{noise,eff}} \right) \approx 6 \cdot Q \text{ dB} + 1,76 \text{ dB} \quad (2-74)$$

Aufgrund von Offset- oder Verstärkungsfehlern eines Umsetzers, kann dieses Signal-Rausch-Verhältnis theoretisch weiter absinken [65].

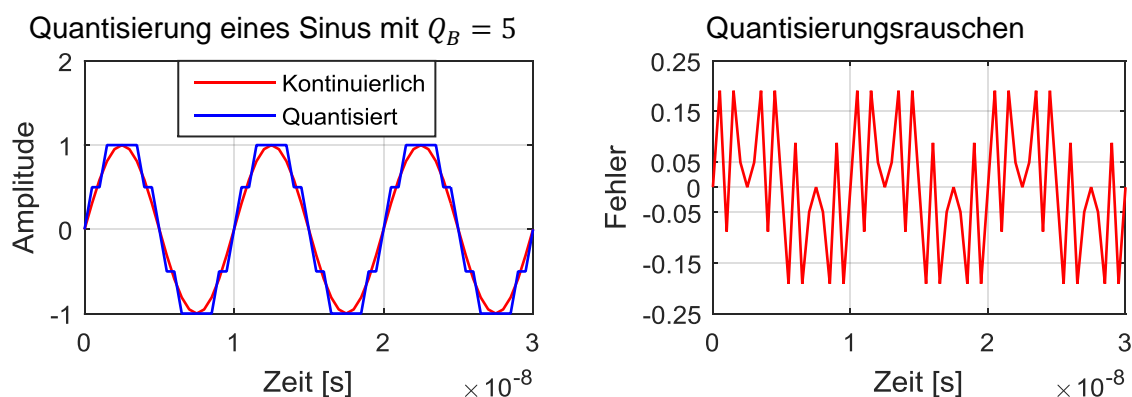


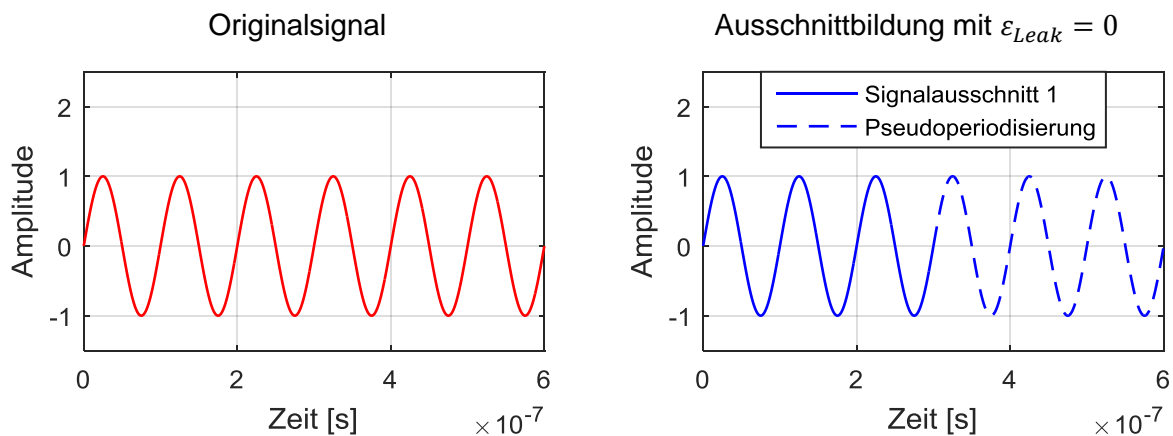
Abbildung 22: Quantisierung eines sinusförmigen Signals

2.4.3.2 Ausschnittbildung und der Leck-Effekt

Wie in Kapitel 2.4.2 erwähnt, können in der realen Anwendung lediglich endliche Signalfolgen betrachtet werden. Diese Ausschnittbildung führt allerdings zu unerwünschten Effekten. Die Pseudo-Periodisierung der diskreten Fourier-Transformation erfasst immer dann eine falsche Periodizität des Signals, wenn der gewählte Ausschnitt nicht einem Vielfachen der Signalperiode entspricht. Das daraus resultierende Spektrum ist verbreitert und wirkt „verschmiert“. Dabei ist die spektrale Verbreiterung abhängig von der Größe der Abweichung der Ausschnittbreite $N\Delta t$ von der Periodendauer $1/f_0$ des Signals. Ein Maß für die Verbreiterung und die daraus resultierenden Amplitudenfehler ist gegeben mit:

$$\varepsilon_{Leak} = (N\Delta t \cdot f_0) \bmod 1 \quad (2-75)$$

Dabei sind die Verbreiterung und der Amplitudenfehler immer dann am größten, wenn ε_{Leak} genau zwischen zwei ganzen Zahlen liegt. Dieser Effekt resultiert aus Unstetigkeiten, welche an den Blockgrenzen $N\Delta t$ entstehen und für eine Energieumverteilung im Spektrum sorgen. Abbildung 23 zeigt verschiedene Signalausschnitte eines Sinus und die daraus resultierenden Spektren. Es ist ersichtlich, dass bei einem Wert von $\varepsilon_{Leak} = 0,5$ die spektrale Umverteilung maximal ist. Vergleicht man beispielsweise die Spektren im Frequenzintervall von $\pm 2 \text{ MHz}$ um die Signalfrequenz f_0 , so ist die Abweichung vom Originalsignal bei Signalausschnitt 3 wesentlich größer, als die Abweichung entsprechend Signalausschnitt 2. Eine Auswertung führt dann unweigerlich zu Fehlern.



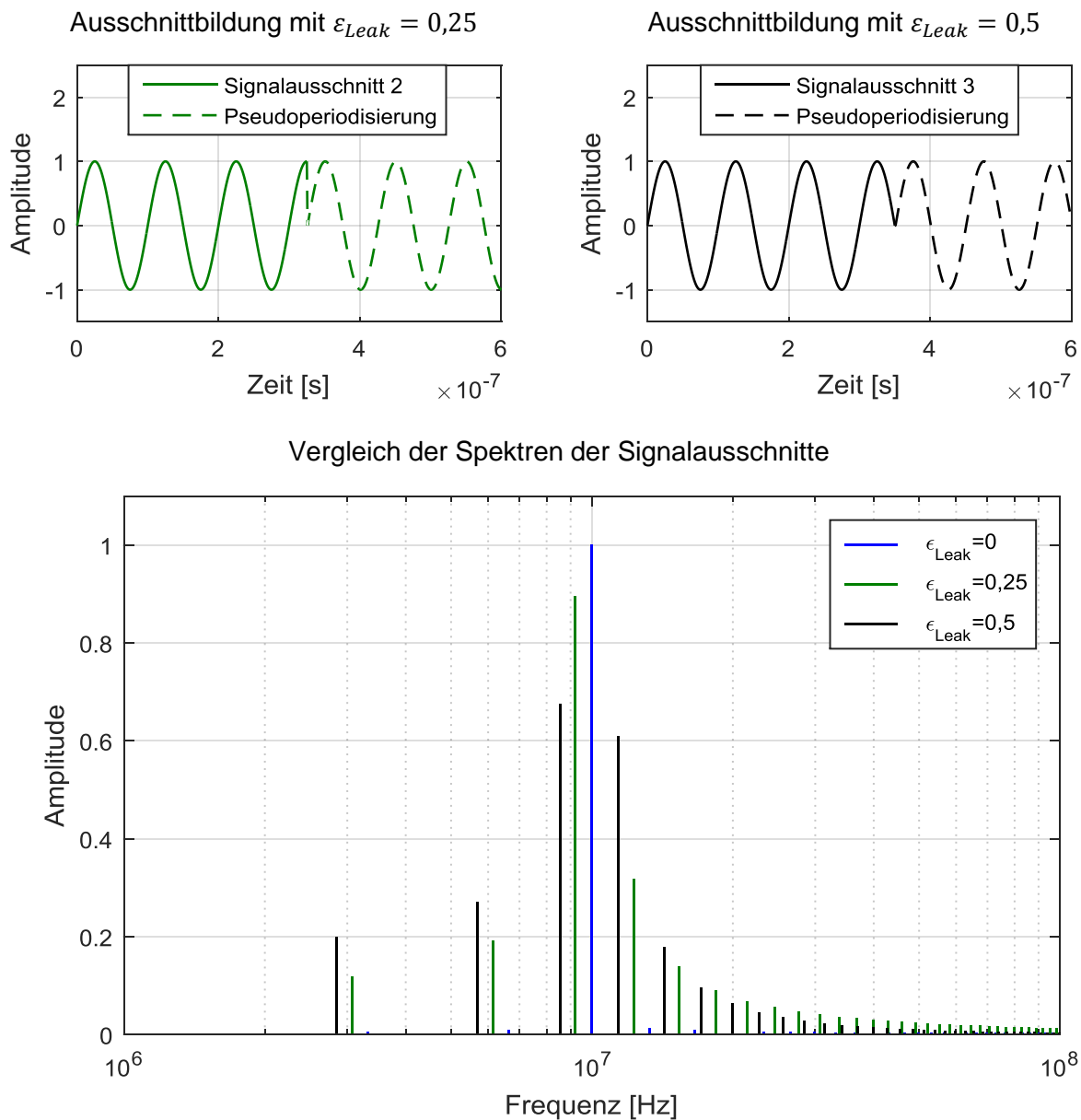


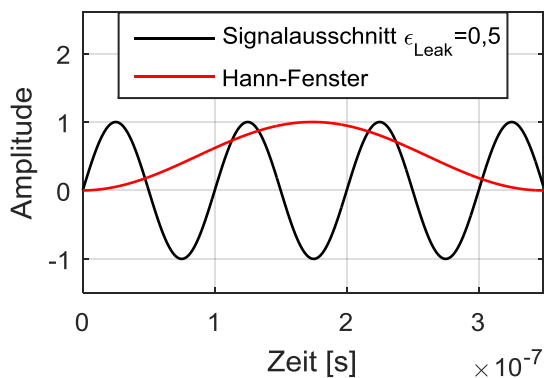
Abbildung 23: Ausschnittbildung an einem sinusförmigen Signal

Da es sich in der Praxis als schwierig darstellt, den Leck-Effekt vollständig zu beseitigen, kann dieser lediglich abgeschwächt werden. Aufgrund der Tatsache, dass die Unstetigkeiten an den Blockgrenzen die Hauptursachen darstellen, gilt es, diese zu mindern. Dazu werden dämpfende Fensterfunktionen definiert, die einen „weichen“ Übergang zwischen den Blöcken schaffen. Dabei dürfen sich Signalende und Signalanfang zweier benachbarter Blöcke nicht zu stark voneinander unterscheiden (Abbildung 24), was symmetrische Fensterfunktionen mit geringer Flankensteilheit als sinnvoll erscheinen lässt. Eine geringe Steilheit führt allerdings zu einer Dämpfung des Signals (Abbildung 24) in einem großen Bereich und einer daraus folgenden Amplitudenverfälschung im Spektrum. Es muss demnach ein Kompromiss

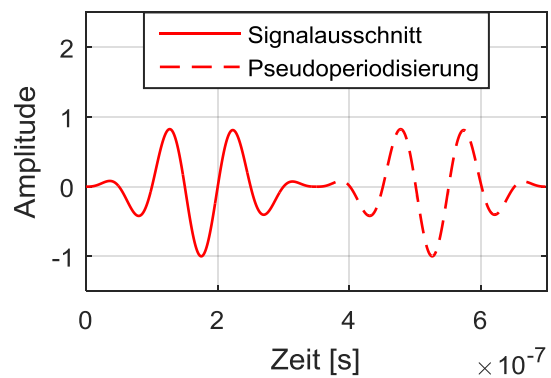
gefunden werden, der das Ausgangssignal selbst möglichst wenig dämpft und gleichzeitig für eine gute Dämpfung der Unstetigkeiten sorgt.

In der Signalverarbeitung existiert eine Vielzahl unterschiedlicher Fensterfunktionen, auf die in dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden soll. Eine Übersicht ist u.a. in [66] und [60] zu finden. Abbildung 24 zeigt beispielhaft die Auswirkung eines von-Hann-Fensters auf das Spektrum eines Signalausschnitts entsprechend Signalausschnitt 3 (Abbildung 23). In Abbildung 24 wird ersichtlich, dass das Spektrum nach der Fensterung weniger „verschmiert“ ist und sich auch die spektrale Verteilung im Intervall $\pm 2 \text{ MHz}$ um die Signalfrequenz f_0 , deutlich der Verteilung des Originalsignals annähert. Natürlich kann der Leck-Effekt damit nicht vollständig ausgeglichen werden und es bleibt in jedem Fall eine spektrale „Verschmierung“ zurück. Diese kann jedoch prinzipiell durch entsprechende mathematische Korrekturverfahren im Bereich der Signalfrequenz f_0 reduziert werden.

Fensterung des Ausschnitts entsprechend
 $\epsilon_{Leak} = 0,5$



Ergebnis der Fensterung



Vergleich (Spektrum) des ungefensterten und gefensterten Signalausschnitts mit dem Originalsignal

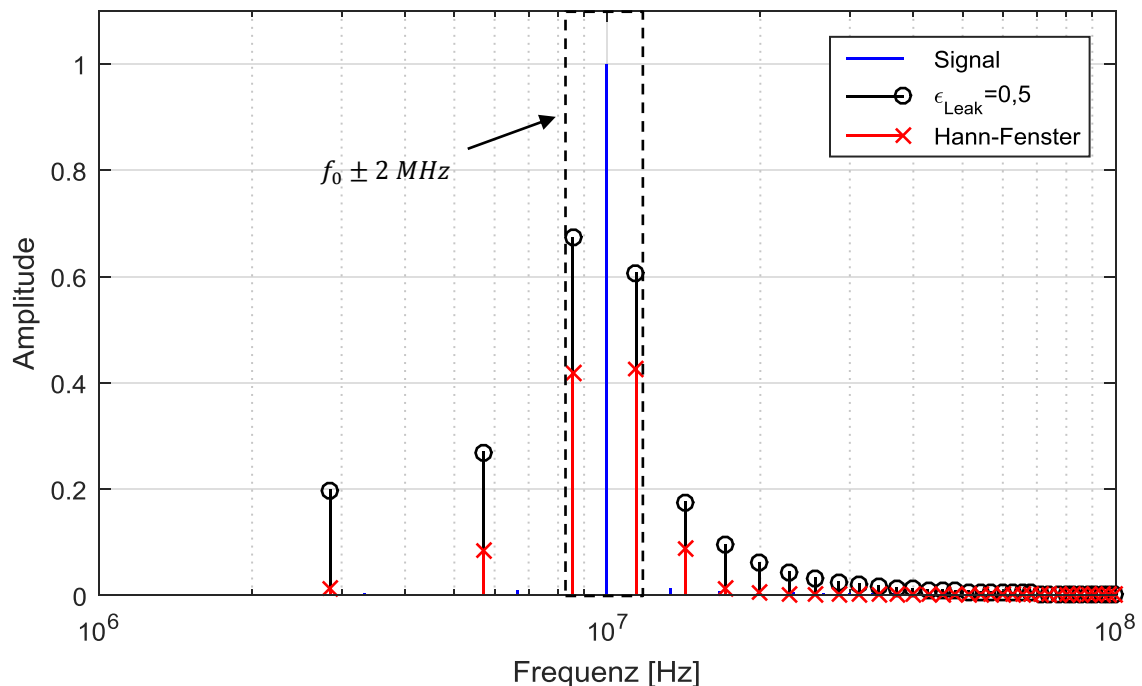


Abbildung 24: Auswirkung der Fensterung auf einen Signalausschnitt

2.4.3.3 Unschärfe der diskreten Fourier-Transformation

Die Unschärferelation der diskreten Fourier-Transformation beschreibt die Problemstellung, dass Zeit- Δt und Frequenzauflösung Δf eines zu untersuchenden Signals nicht unabhängig voneinander gewählt werden können [67]-[69]. Für die Frequenzauflösung eines transformierten Signals ergibt sich mit einer festen Blockgröße N :

$$\Delta f = \frac{1}{N\Delta t}$$

(2-76)

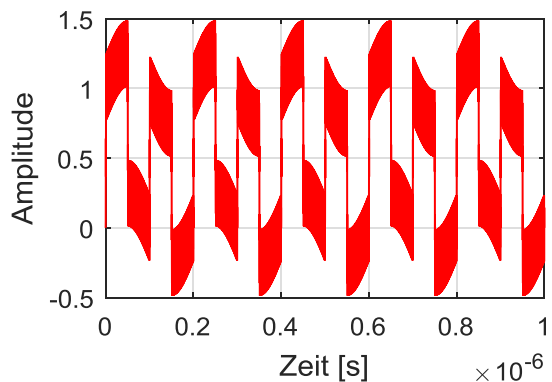
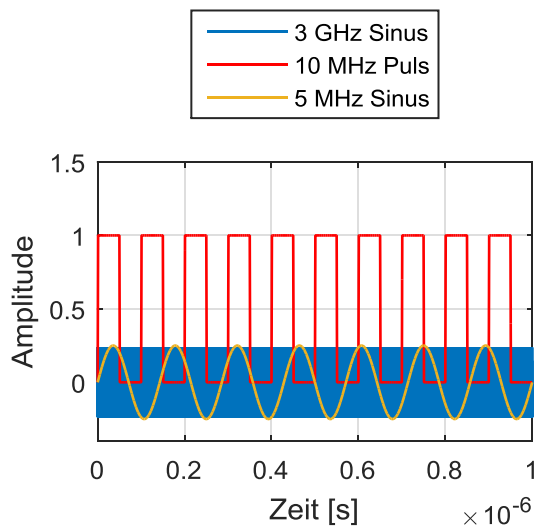
$$\rightarrow \Delta f \Delta t = \frac{1}{N}$$

Wird die Abtastdauer $N\Delta t$ eines Signals erhöht, so steigt die Auflösung Δf im Frequenzbereich an. Im gleichen Maß sinkt dabei allerdings auch die maximal erreichbare Frequenz $f_{\text{max}} = 1/\Delta t$. Dadurch erhält man unter Umständen ein eingeschränktes Spektrum und „Verschmierungen“ in höheren Frequenzbereichen. Diese werden durch Aliasing bedingt, falls im Signal entsprechend hohe Frequenzanteile vorhanden sind. Erhöht man die Zeitauflösung Δt und senkt damit Δf , erzielt

man ein breites Spektrum. Hierbei muss beachtet werden, dass es möglicherweise zur Nicht-Detektion von niederfrequenten Signalen und spektralen „Verschmierungen“ in den unteren Frequenzbereichen kommt. Diese Verschmierungen sind Folge des Leck-Effekts. Abbildung 25 stellt den Einfluss der Unschärfe dar. Es wird ein Signal bestehend aus der Überlagerung eines Pulses mit zwei Sinus-Signalen diskretisiert und anschließend in den Frequenzbereich transformiert. Dabei werden zwei verschiedene Diskretisierungen mit fester Blockgröße N verwendet, die sich in ihrer Frequenzauflösung Δf und der Zeitauflösung Δt unterscheiden. Es wird deutlich, dass beide Diskretisierungsansätze nicht ausreichend sind, um das Signal vollständig im Frequenzbereich darstellen zu können. Es kommt entweder zu Signalverlusten oder spektralen „Verschmierungen“ im unteren oder oberen Frequenzbereich. Somit kann vor der Messung eines Signals entschieden werden, welche Frequenzen untersucht werden, um anschließend Δf und Δt geschickt auszuwählen. Dabei ist natürlich auch die Blockgröße N von Bedeutung, da sie über die resultierende Datenmenge und die notwendige Messzeit entscheidet.

Überlagerung von Signalen ($\Delta f = 1 \text{ MHz}$,
 $\Delta t = 200 \text{ ps}$, $N = 5000$)

Resultierendes Gesamtsignal



Einfluss der Unschärfe auf das Spektrum

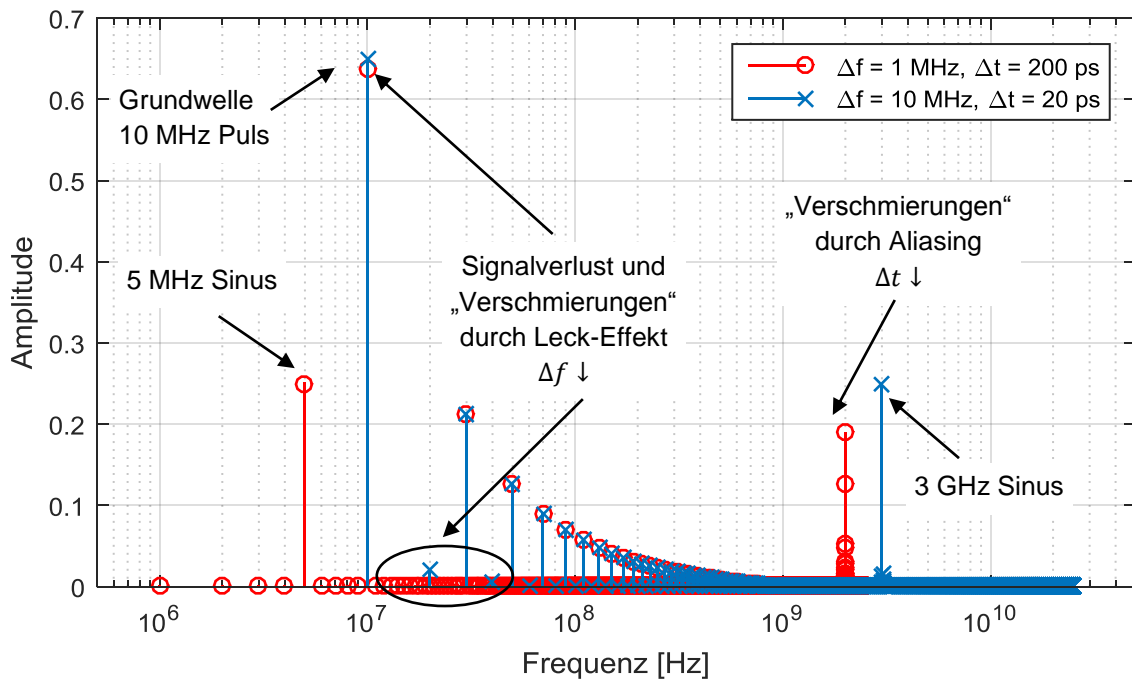
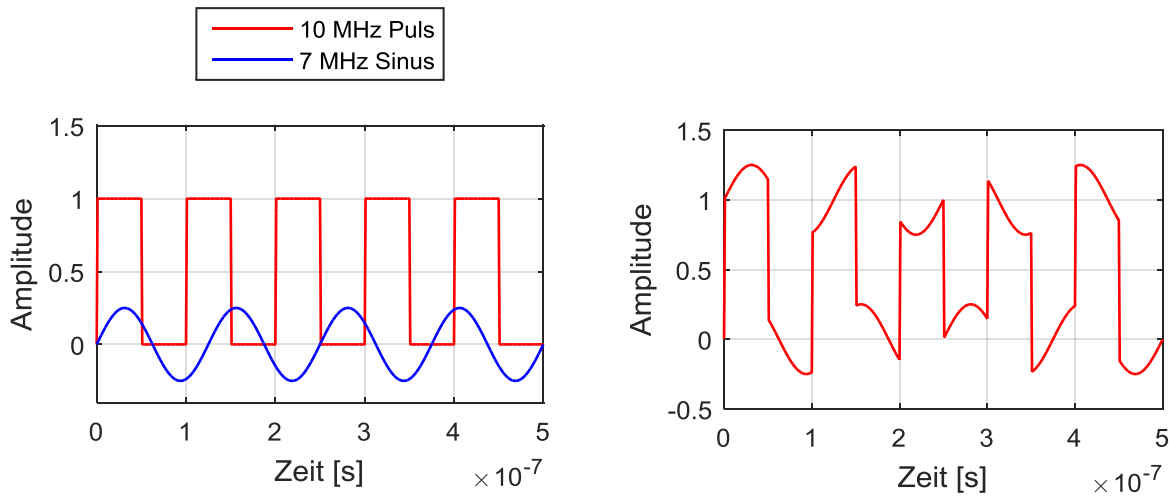


Abbildung 25: Einfluss der Unschärfe auf ein Signal

Sind Frequenzen von besonderem Interesse bekannt, so ist es empfehlenswert, die Frequenzauflösung als größten gemeinsamen Teiler $\Delta f = \text{ggT}(f_1, f_2 \dots f_M)$ dieser Frequenzen auszuwählen, um diese im resultierenden Spektrum exakt abzubilden. Wird nicht der größte gemeinsame Teiler verwendet, kommt es wiederum zu „Verschmierungen“ im Spektrum, die durch den Leck-Effekt ausgelöst werden. Abbildung 26 zeigt dieses Verhalten. Es wird ein Puls mit einem Sinus-Signal überlagert, das resultierende Gesamtsignal verschieden diskretisiert und anschließend in den Frequenzbereich transformiert. Dabei wird im ersten Fall eine Diskretisierung gewählt, so dass Δf dem größten gemeinsamen Teiler der Grundfrequenz des Pulses und der Frequenz des Sinus entspricht. Im zweiten Fall ist Δf kein Teiler der Sinus-Frequenz. Wichtig ist dabei zu erwähnen, dass in beiden Fällen das Abtasttheorem eingehalten wird. Es ist erkennbar, dass es beim zweiten Diskretisierungsansatz zu deutlichen „Verschmierungen“ aufgrund des Leck-Effekts kommt. Natürlich ist die Realisierung der Verwendung von Δf als größten gemeinsamen Teiler in den meisten Fällen praktisch nicht realisierbar und führt darüber hinaus zu einem immensen Anstieg der Messzeit und der anfallenden Datenmenge.

Überlagerung von Signalen ($\Delta f = 2 \text{ MHz}$,
 $\Delta t = 100 \text{ ps}$, $N = 5000$)

Resultierendes Gesamtsignal



Einfluss des größten gemeinsamen Teilers interessierender Frequenzen auf das Spektrum

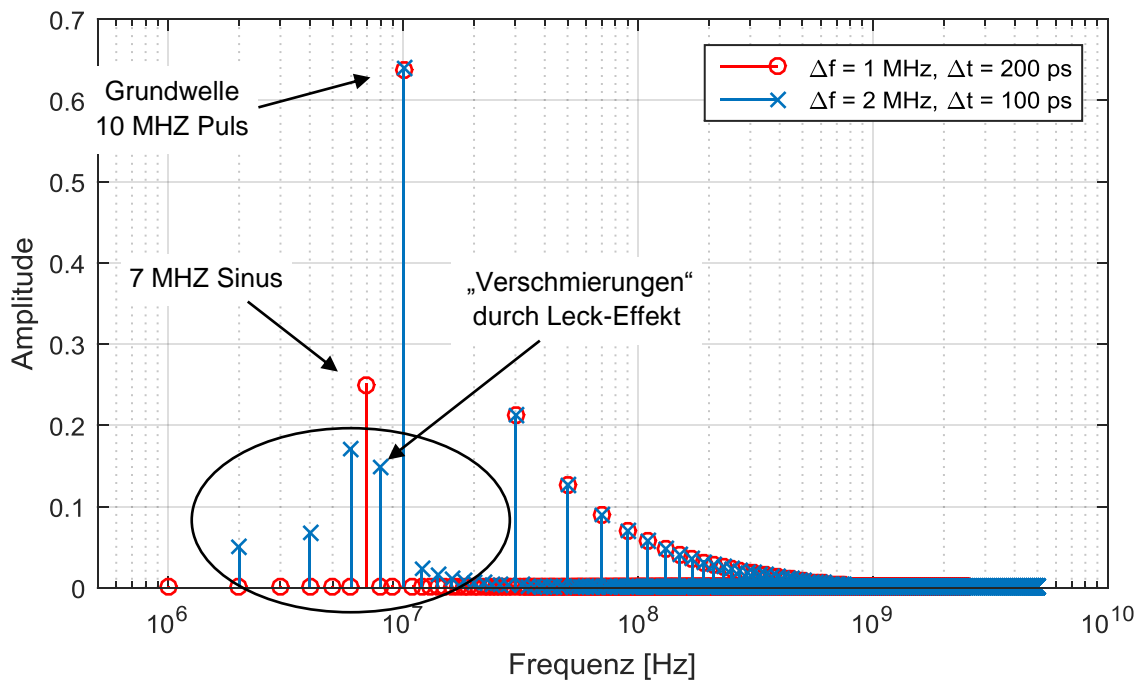


Abbildung 26: Einfluss auf das Spektrum durch die Wahl des größten gemeinsamen Teilers

2.4.3.4 Auswirkungen auf die Zeitbereichsmessung

Stellt sich die mathematische Spektralanalyse in Verbindung mit schneller Zeitbereichsmesstechnik (Kapitel 3.4.1) prinzipiell als sehr geeignet für Scanverfahren dar, so kann es bei Nichtbeachtung der möglichen Fehlerquellen zu deutlichen Ab-

weichungen der Messwerte vom realen Signalverlauf kommen. Lässt sich eine Unterabtastung des Signals grundsätzlich vermeiden, so treten Quantisierungsfehler und durch die Ausschnittbildung und Unschärfe bedingte Fehler immer auf. Es kann lediglich ihre Größe beeinflusst werden.

Sind die zu erwartenden bzw. interessierenden Signalamplituden bekannt, kann die Quantisierungsstufe U_{LSB} entsprechend angepasst werden ohne Mehraufwand (Kapitel 3.4.2) bei der Messung zu betreiben. Der Quantisierungsfehler kann damit gut begrenzt werden.

Eine Fensterung sollte für die praktische Anwendung immer erfolgen, da eine korrekte Fortsetzung der Signalperiode mit entsprechender Ausschnittbildung in den meisten Fällen nicht möglich ist. Da keine ideale Fensterfunktion existiert, ist ihre Wahl abhängig vom aufgenommenen Signal und den interessierenden Frequenzen. In der Praxis haben sich das von Hann- und das Hamming-Fenster [60][66] für die meisten Anwendungen als guter Kompromiss erwiesen.

Die Blockgröße N auf der Zeitachse unterliegt zum einen der Leistungsfähigkeit der Zeitbereichsmesstechnik (Kapitel 3.4) und zum anderen der gewünschten maximalen Datenmenge, die bei einem Messvorgang entstehen soll. Da gerade die schnelle breitbandige Signalaufnahme die Zeitbereichsmessung attraktiv macht, ist meist eine Fokussierung auf einzelne Frequenzen durch Anpassung der Frequenzauflösung Δf und der Zeitauflösung Δt unerwünscht. Mit Kenntnis über die niedrigste f_{min} und die höchste interessierende Frequenz f_{max} , können N , Δf und Δt aber so ausgewählt werden, dass das gesamte Frequenzband $f_{min} \dots f_{max}$ erfasst wird. In vielen Fällen, gerade bei der Verwendung eines Referenzsignals zur Synchronisation der einzelnen Messpunkte über einer Elektronikplatine (Kapitel 3.4.3), wird das zu erwartende Spektrum oft durch ein getaktetes Signal bestimmt. Durch das Wissen über seine Grundfrequenz und die zu erwartenden Oberwellen lassen sich N , Δf und Δt auch hier entsprechend anpassen, um möglichst geringe spektrale Verluste und „Verschmierungen“ zu erzeugen.

3 Bestimmung des Nahfelds von Elektronikplatinen

Grundlage der Erstellung eines äquivalenten Strom- und Abstrahlmodells ist entsprechend der SRM das elektromagnetische Feld in einer Oberfläche nah zur Platine. Dazu wird das Nahfeld in der Oberfläche an diskreten Punkten k mit einer festgelegten Auflösung von Δd_k aufgenommen. Je nach Anwendung muss dabei das Abtasttheorem für Nahfeldmessungen entsprechend [70][71] eingehalten werden oder die Strukturgröße der Elektronikplatine auflösbar sein. Die Messung kann theoretisch für alle Orientierungen des kartesischen Koordinatensystems x , y und z erfolgen. Dieses Verfahren wird auch als „Feld-Scan“ bezeichnet. Da sich die Messung des magnetischen Nahfelds grundsätzlich als einfacher und stabiler darstellt, wird in dieser Arbeit das Magnetfeld H als Eingangsdatensatz verwendet. Entsprechend des Eindeutigkeitstheorems (Kapitel 2.2.3) bietet das horizontale magnetische Feld eine ausreichende Datengrundlage, um Rückschlüsse auf die abstrahlenden Quellen ziehen zu können. H_x und H_y dienen ab jetzt als Eingangsdaten zur Stromidentifikation. H_z wird begleitend gemessen, um die ermittelten äquivalenten Quellen anhand des vertikalen magnetischen Feldes zu verifizieren. Als Oberfläche wird zumeist eine Ebene oberhalb der Platine ausgewählt, die in ihren Abmessungen der Platinengröße entspricht oder diese übertrifft. Gemäß der nachfolgenden Anwendung ist es notwendig, die Feldpunkte sowohl in ihrer Amplitude als auch in ihrer Phase zu bestimmen. Abbildung 27 zeigt die Skizze eines Nahfeld-Scan-Aufbaus.

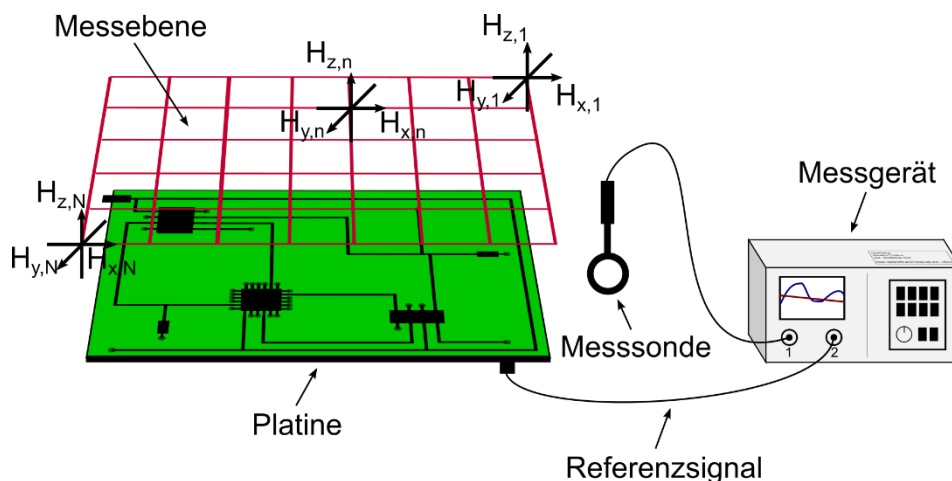


Abbildung 27: Prinzip eines Nahfeld-Scans

In der folgenden Zusammenfassung sind die Anforderungen dieser Untersuchungen an ein Messsystem für die Durchführung von Nahfeld-Scans aufgelistet:

- **Schneller** Messvorgang bei großer Anzahl an Messpunkten
- Messung der **Feldwerte in Betrag und Phase**
- Messung aller Komponenten des magnetischen Nahfelds (H_x , H_y und H_z)
- Bewegung in den drei Koordinatenachsen x -, y - und z
- Gewährleistung einer möglichst störungs- und rückwirkungsfreien Messung

Darüber hinaus sollte das Messsystem für die praktische Verwendung folgende Anforderungen erfüllen:

- Reproduzierbarkeit der Messungen
- Automatisierte Messung, Synchronisation und Datenverarbeitung
- Synchronisierte Messung von Signal (magnetisches Feld) und Referenzsignal
- Flexible Verwendung unterschiedlicher Messsonden
- Flexible Verwendung und Schnittstellen für verschiedene Messgeräte der Zeit- und Frequenzbereichsmesstechnik (Kapitel 3.2.3)
- Hohe Messdynamik
- Hohe Ortsauflösung

3.1 Bekannte Nahfeldscanner

In der Literatur sind zahlreiche Nahfeld-Scan-Systeme bekannt, die zum Teil auch kommerziell erhältlich sind. Dabei kann zwischen Tischscannern, die aus einer äquidistanten Anordnung von Magnetfeldsonden bestehen und Scannern, die über eine bewegliche Feldsonde oder eine bewegliche Auflageplatte verfügen, unterschieden werden. Die Ortsauflösung der Tischscanner, wie dem EMxpert [72], wird durch die Anzahl der enthaltenen Magnetfeldsonden bestimmt. Sie messen das magnetische Feld in nur einer Raumrichtung und werden für qualitative Messungen, Nahfeldabschätzungen und das Aufspüren von dominanten Abstrahlungszonen einer Platine herangezogen.

Für genaue Messungen des Feldes wird eine Nahfeldsonde relativ zur Leiterplatte bewegt. Alternativ findet die Bewegung durch die Auflagefläche mit fixierter Platine relativ zur Feldsonde statt, um mögliche Phasenverschiebungen durch die Lageveränderung des Messkabels zu vermeiden. Es werden in der Regel mehrachsige

Linearpositionierer verwendet [73], die in manchen Fällen über eine zusätzliche rotierende Achse verfügen [74]. Diese ermöglicht eine Messung des Feldes in mehreren Raumrichtungen. Ein kommerzieller erhältlicher Nahfeldscanner ist beispielsweise hier [75] zu finden. 5- oder 6-Achsen-Roboter werden ebenfalls als Positionierer herangezogen und in Verbindung mit Messelektronik als Gesamtsystem vertrieben [76][77]. Grundsätzlich wird bei den Systemen Frequenzbereichsmesstechnik (Kapitel 3.3.1) zur Messdatenaufnahme eingesetzt.

Ein Nahfeldscanner mit dem Ziel einer hohen Präzision und Reproduzierbarkeit, ist der vom Fraunhofer ENAS und der Universität Paderborn entwickelte NFS 3000 [78]. Dieser ist mit einem Trittschall absorbierenden Fundament und einer sich relativ zur feststehenden Sonde bewegendem Auflagefläche ausgestattet. Damit ist eine Verfahrergenauigkeit von $1\ \mu\text{m}$ erreichbar. Zur Vermeidung von Kollisionen und zur automatisierten Konturerfassung der Leiterplatte und aktiven Feldsonde ist eine optische Erkennung integriert. Es kommt ebenfalls Frequenzbereichsmesstechnik zum Einsatz. Eine Ansteuerungs- und Analysesoftware sorgt für die Datenweiterverarbeitung und Datenauswertung.

Da für die Untersuchungen in dieser Arbeit Flexibilität eine wesentliche Anforderung an das Messsystem darstellt, wird auf die kostenintensive Anschaffung eines kommerziellen Nahfeldscanners verzichtet und eine Eigenentwicklung durchgeführt.

3.2 Grundkonzept und Aufbau des Messsystems

Entsprechend der Anforderungen an einen Nahfeld-Scan wird ein Messsystem aufgebaut. Hierbei sollen die Messdatenaufnahme, Nachverarbeitung und weitestgehend auch die Analyse automatisiert durchgeführt werden. Da in den Untersuchungen verschiedene Messverfahren angewendet und Analysen durchgeführt werden, gilt es, flexible Hardware- als auch Softwareschnittstellen zu schaffen. Die wichtigsten Komponenten des Messaufbaus sind das Positioniersystem, die Nahfeldsonden, das Messgerät und ein PC.

Das Positioniersystem dient dazu, die Messsonde an definierte Koordinaten zu bewegen. Dieser Vorgang muss zum einen mit einer ausreichend hohen Genauigkeit und zum anderen mit einer möglichst großen Geschwindigkeit ablaufen, da in Abhängigkeit der Scan-Auflösung eine Vielzahl an Positionen anzufahren ist. Dabei hat die Bewegung in drei Raumrichtungen zu erfolgen. Die Sonde muss zusätzlich drehbar sein, um in allen Raumrichtungen Messungen durchführen zu können. Als Nahfeldsonden werden Schleifensonden verschiedener Größen eingesetzt. Es werden sowohl Messgeräte für Zeitbereichsmessungen als auch Messgeräte für Frequenzbereichsmessungen verwendet. Für diese muss eine Ansteuerung und Synchronisation mit dem Positioniersystem erfolgen. Auch muss zwischen der Messung von

aktiven und passiven DUTs unterschieden werden. Teilweise ist neben der Steuer- und der Messanbindung also auch eine Anregung erforderlich, die gleichermaßen einer Synchronisation bedarf. Die Ansteuerung, Synchronisation und Messdatenaufnahme wird PC-gesteuert durchgeführt. Aus diesem Grund ist eine Software (Anhang Kapitel 12.2) entwickelt worden, die die Anforderungen unterschiedlicher Messverfahren erfüllt und darüber hinaus eine Datennachbearbeitung und Analyse ermöglicht. Abbildung 28 zeigt eine systematische Darstellung des gesamten Messsystems.

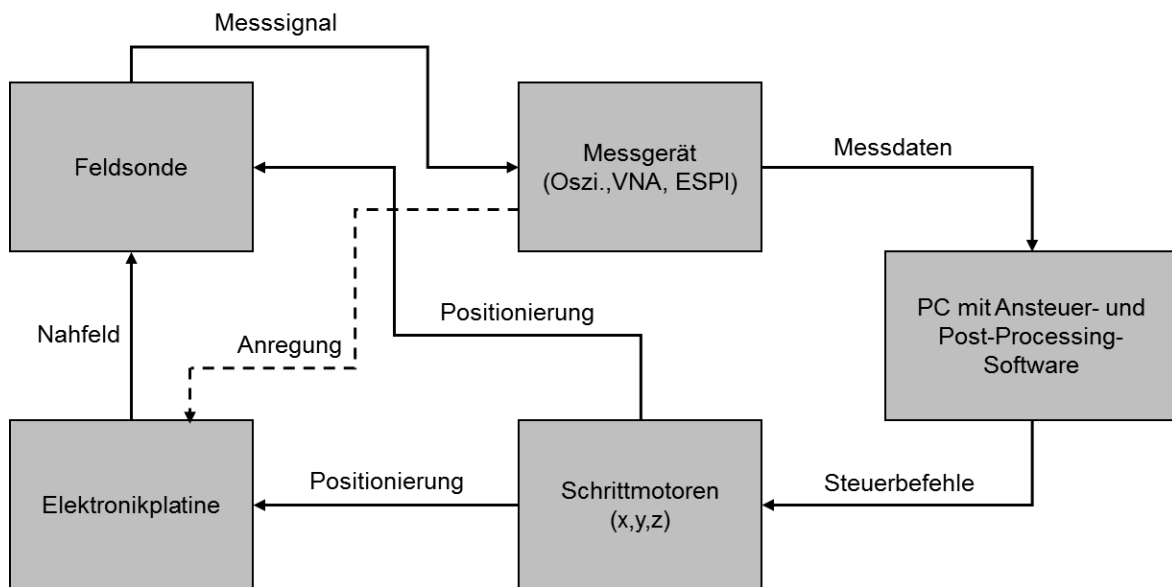


Abbildung 28: Aufbau des Nahfeldscansystems

3.2.1 Verwendeter Nahfeldscanner

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Nahfeldscanner entwickelt. Es handelt sich um einen Scanner, der Nahfeld- und Strommessungen an Aufbauten entsprechend CISPR-25 erlaubt (Abbildung 29). Damit können nicht nur Platinen, sondern auch Kabelbündel und Gesamtsysteme untersucht werden. Er besteht aus einem fest montierten Tisch und einer in drei Achsen beweglichen Sondenhalterung. Die x -, y - und z -Achsen werden mittels Schrittmotoren angesteuert. Das System kann dabei mit oder auch ohne Referenzmasse betrieben werden. Das messbare Volumen liegt bei maximal $2000 \cdot 800 \cdot 600 \text{ mm}^3$. Die minimale Schrittweite ergibt sich zu $200 \mu\text{m}$.

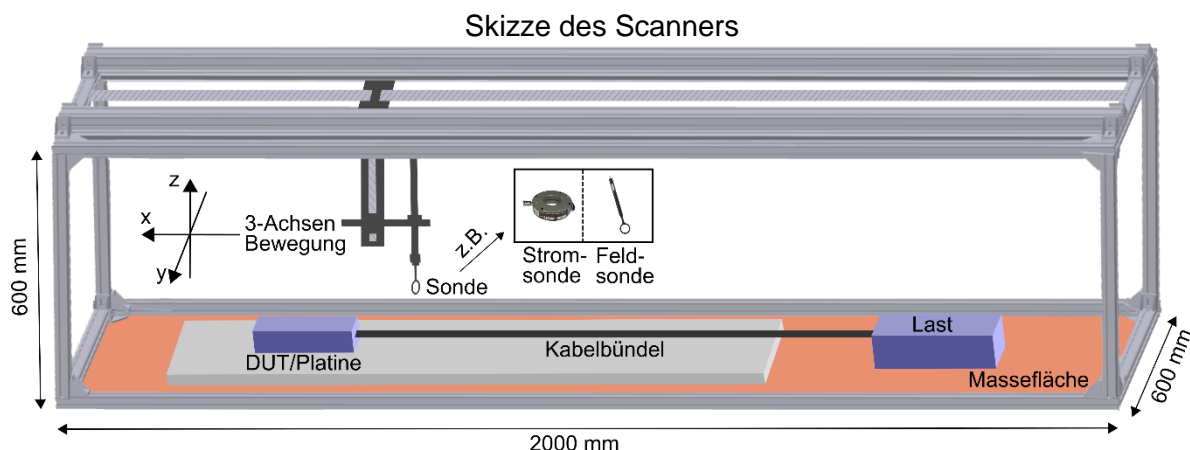


Foto des Scanners

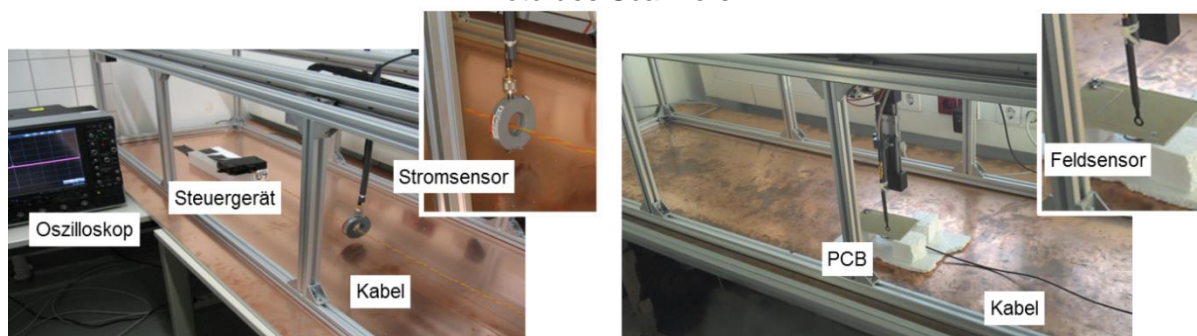


Abbildung 29: CISPR-Scanner

Die Positioniersysteme dienen dazu, mit der Feldsonde automatisch definierte Positionen nahe dem zu untersuchenden Objekt anzufahren und so einen Scan durchzuführen. Eine Rotation der Sonde um die z -Achse kann manuell erfolgen, um in verschiedenen Feld-Polarisationen messen zu können. Die Ansteuerung der Schrittmotoren erfolgt über einen Mikrocontroller, der die gewünschten Schritte von einem Steuer-PC erhält. Die Feldsonde ist über ein Koaxialkabel mit einem Messgerät verbunden, das ebenfalls vom PC gesteuert wird. Es wird eine Steuersoftware in MathWorks Matlab [79] geschrieben, welche neben der Ansteuerung auch das Post-Processing übernimmt.

3.2.2 Verwendete Nahfeldsonden

Bei den verwendeten Nahfeldsonden handelt es sich zum einen um Magnetfeldsonden, genauer um Schleifensonden der Firma Langer EMV-Technik [80], die das magnetische Feld senkrecht zur Schleifenfläche aufnehmen (Kapitel 2.3.1). Diese stammen aus der Reihe der RF-Sonden. Es wurden die Sonden RFR50-1 mit einem Durchmesser von $d_{s1} = 10 \text{ mm}$ und RFR3-2 mit einem Durchmesser von

$d_{S2} = 3 \text{ mm}$ für die Messungen genutzt. Zum anderen kommt in einigen Untersuchungen eine eigens aufgebaute Schleifensonde zum Einsatz, die in ihrer Wirkfläche der Sonde RFR50-1 entspricht.



Abbildung 30: Verwendete Magnetfeldsonden

3.2.3 Verwendete Messgeräte

Für die nachfolgenden Untersuchungen kommen verschiedene Zeit- und Frequenzbereichsmessgeräte zum Einsatz. Ein 4-Kanal-Oszilloskop der Firma LeCroy [81] (WavePro 760Zi) wird für die Messungen im Zeitbereich verwendet. Der Frequenzbereich wird durch Netzwerkanalysatoren der Firma Keysight [82] (E5061B, E5071B) und den Messempfänger der Firma Rohde & Schwarz [83] (ESPI) gemessen.

3.3 Aufnahme des Messsignals

Um das magnetische Feld an den Beobachtungspunkten aufzunehmen, können prinzipiell unterschiedliche Messverfahren angewendet werden. Hierbei muss in Messungen im Frequenzbereich und Messungen im Zeitbereich unterschieden werden. Zeitbereichsmethoden eignen sich dabei gut für die Anforderungen (Kapitel 3), die an die Nahfeldmessung einer Elektronikplatine gestellt werden. Im Folgenden wird auf die Vor- und Nachteile der Frequenz- und der Zeitbereichsmessung eingegangen. Darüber hinaus werden methodisch bedingte und externe Störeinflüsse bei der Messung untersucht und mögliche Verfahren zur Fehlerkorrektur und Unterdrückung beschrieben.

3.3.1 Datengewinnung aus Frequenzbereichsmessungen

Messungen von Störaussendung werden meist mit Messempfängern (oder Spektrumanalysatoren) durchgeführt (Kapitel 2.1), die nach dem Superheterodynprinzip arbeiten (Abbildung 31) [84]. Das Eingangssignal wird nach einer Vorverarbeitung, Verstärkung und Filterung einem Mischer zugeführt. Dieser setzt das eingespeiste Signal mit Hilfe eines regelbaren Oszillators (LO) auf eine feste Zwischenfrequenz (ZF) f_{FZ} um. Das Signal wird im Anschluss daran wieder verstärkt und

einem Filter mit einer Mittenfrequenz f_{FZ} zugeführt. Die Bandbreite dieses Filters bestimmt dabei die spektrale Auflösung, die sogenannte „Resolution Bandwidth“ (RBW), des Messempfängers. Anschließend wird das resultierende Signal entsprechend der gewählten Detektorfunktion ausgewertet und ggf. nachbearbeitet. Um den gesamten gewünschten Frequenzbereich zu analysieren wird der Oszillator – entsprechend der spektralen Schrittweite RBW – geregelt und das Spektrum in aufeinanderfolgende Frequenzbänder aufgeteilt. Die theoretische Mindestdauer einer vollständigen Messung lässt sich somit leicht berechnen. Es folgt für die Messzeit eines Durchlaufs t_{sweep} [85]:

$$t_{sweep} \geq \left(\frac{f_{high} - f_{low}}{RBW} \right) t_{step} \quad (3-1)$$

Wobei es sich bei f_{high} und $f_{low} \geq f_{RBW}$ um die höchste und um die niedrigste Frequenz im untersuchten Spektrum handelt. t_{step} ist die Messzeit für einen Messschritt. Entsprechend der zu erwartenden Signale wird zumeist eine gewisse Verweildauer t_{dwell} für jeden Frequenzschritt gewählt. Damit vergrößert sich die reale Messdauer t_{meas} auf [85]:

$$t_{meas} \geq t_{sweep} + \left(\frac{f_{high} - f_{low}}{RBW} \right) t_{dwell} \quad (3-2)$$

Für den Frequenzbereich $f_{low} = 1 \text{ MHz}$ bis $f_{high} = 1 \text{ GHz}$ und einer typischen Bandbreite $f_{RBW} = 9 \text{ kHz}$ ergibt sich beispielsweise bei einer Nahfeldmessung mit geringer Auflösung von $N = 32 \times 20$ Messpunkten eine theoretische Messdauer von $t_{sweep} \geq 2 \text{ h}$. Mit einer Verweildauer von $t_{dwell} = 50 \text{ ms}$ [1] ergibt sich dann eine Messdauer von $t_{meas} \geq 987 \text{ h}$. Bei einer höheren Bandbreite von $f_{RBW} = 100 \text{ kHz}$ sind es immer noch $t_{meas} \geq 89 \text{ h}$.

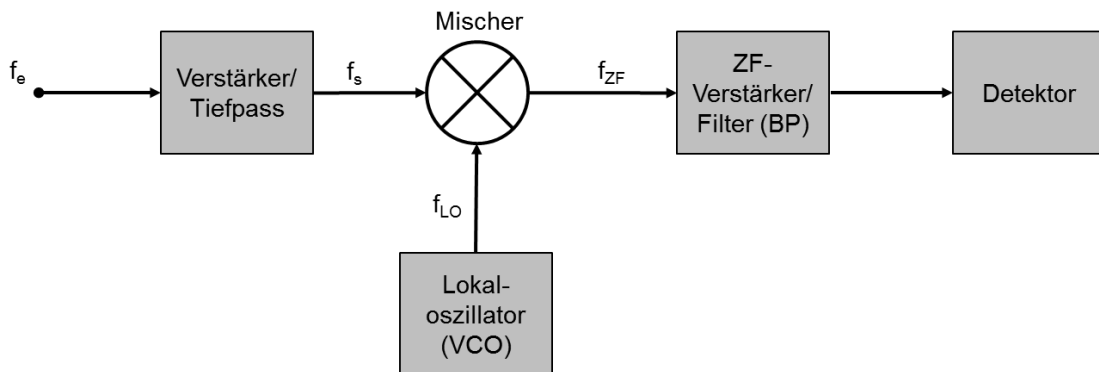


Abbildung 31: Superheterodynprinzip

3.3.2 Phasenbestimmung aus Messungen im Frequenzbereich

Grundlage der SRM sind zumeist Felddaten in Amplitude und Phase [6][7][115]. Ist keine Phaseninformation vorhanden, ist das inverse Problem nicht mehr eindeutig (Kapitel 2.2.5). In der Literatur werden mathematische Methoden und Optimierungsalgorithmen diskutiert, um die Phasen z.B. durch eine Erweiterung der Information über die Feldamplituden wiederherzustellen oder die äquivalenten Quellen ohne ihre Kenntnis zu identifizieren [10][11][40]-[42]. Dies ist jedoch immer mit einem höheren Rechenaufwand verbunden und führt nicht immer zu der Identifizierung der gewünschten physikalisch korrekten Stromverteilung.

Verfahrensbedingt können Spektrumanalysatoren und Messempfänger lediglich die Signalamplituden relativ zu ihrer internen Signalquelle messen. Eine Phaseninformation lässt sich nicht direkt bereitstellen. In [6] wurde eine Methode untersucht, um die Phase aus Spektrumanalysator-Amplitudendaten zu rekonstruieren. Dabei wird durch vier verschiedene Überlagerungen des Messsignals mit einem Referenzsignal, welche z.B. mit einem Koppler oder einem Power-Splitter erzeugt werden, die für die daraus resultierenden Amplituden zugrunde liegende Phase berechnet. Diese Phase entspricht dann der realen Signalphase. Abbildung 32 zeigt beispielhaft die Überlagerung von Messsignal und Referenz durch einen Hybridkoppler und die für die Methode notwendigen Messungen. Die Phase kann jedoch immer nur dann mit einer ausreichenden Genauigkeit bestimmt werden, wenn die Amplituden des Mess- und des Referenzsignals ähnlich hoch sind. In [86] wurde dieses Verfahren um ein variables Dämpfungsglied erweitert, um den Pegel des Referenzsignals dem des Messsignals kontinuierlich anzupassen. Dies führt zu genaueren Ergebnissen, aber auch zu einer höheren Komplexität des Messsystems.

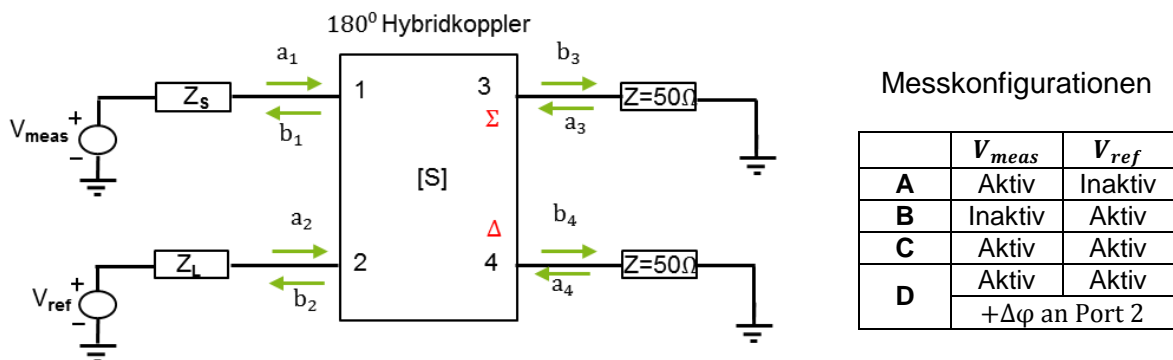


Abbildung 32: Phasenbestimmung aus Spannungsamplituden mittels Koppler

Netzwerkanalysatoren (NWAs) werden prinzipiell zur Messung von Signalamplituden und Phasen eingesetzt, die die interne Quelle des NWAs als Bezugssignal verwenden. Einige Analysatoren lassen sich allerdings im sogenannten „Tuned Receiver Mode“ betreiben. Hier wird die Messung in Bezug zu einer externen Quelle durchgeführt. Dieses Verfahren wird in [38] erläutert. Allerdings kann die Phasenmessung nur sehr schmalbandig erfolgen, um gute Ergebnisse zu erzielen. Es werden dann also N Messungen entsprechend der diskreten Auswertefrequenzen notwendig, um den angestrebten Frequenzbereich darzustellen. Ein weiterer Nachteil besteht in der geringen Dämpfung von Spiegelfrequenzen, was dieses Messverfahren vor allem bei breitbandigen Signalen mit vielen nicht interessierenden Signalanteilen ungeeignet macht.

3.4 Datengewinnung aus Zeitbereichsmessungen

Die Datengewinnung aus Messungen im Frequenzbereich erscheint aufgrund ihrer geringen Geschwindigkeit und dem erhöhten Aufwand bei Bestimmung der Signalphasen als unpraktisch für den Einsatz bei einer Nahfeldmessung. Als Alternative kann eine Signalerfassung im Zeitbereich erfolgen. Die Messdatenaufnahme im Zeitbereich erfolgt grundsätzlich mit einem Oszilloskop. Hier kann zwischen analogen und digitalen Geräten unterschieden werden [87]. Da bei den Nahfeldmessungen eine Weiterverarbeitung der Signalverläufe notwendig ist, kommen lediglich digitale Oszilloskope zum Einsatz.

3.4.1 Gesamtsystem zur Erzeugung von Frequenzbereichsdaten aus Zeitbereichsmessungen

Das Messsystem kann grundsätzlich in drei Funktionsbereiche unterteilt werden (Abbildung 33) [88]. Es besteht aus einem Frontend, welches die Schnittstelle zwischen dem Messequipment (Feldsonde, Antenne, etc.) und der Datenver-

arbeitung bildet. Darüber hinaus sorgt es für eine Vorverarbeitung des Eingangssignals in Form einer Alias-Filterung. Entsprechend des untersuchten Frequenzbereichs kann die Filterung auch zur Unterdrückung der spektralen Anteile oberhalb der maximalen interessierenden Frequenz erfolgen. Im Frontend ist zusätzlich der Analog-Digital-Wandler (ADC) als zentrale Komponente des Oszilloskops enthalten, welcher das Signal zeitdiskret abtastet und quantisiert. Die zentrale Komponente des Zeitbereichsmesssystems bildet dann die digitale Signalverarbeitung (DSP). Hier werden zuerst die Ausschnittbildung und eine Fensterung des diskreten Signals angewendet. Anschließend wird die Transformation in den Frequenzbereich durchgeführt. Den Abschluss des Systems stellt das Backend dar, welches die Weiterverarbeitung des komplexen Frequenzspektrums übernimmt. Hier können abschließende Fehlerkorrekturen, wie z.B. eine abschließende Filterung oder Kompensationen des Messequipments (Kapitel 3.5), erfolgen. In diesem Funktionsbereich können auch erste Signalanalysen durchgeführt werden. Prinzipiell lassen sich an dieser Stelle Detektorfunktionen anwenden, um eine normgerechte Messung nachzubilden. In dieser Arbeit soll auf die Anwendung von EMV-Detektoren nicht weiter eingegangen werden. Untersuchungen dazu sind aber beispielsweise in [89] zu finden.

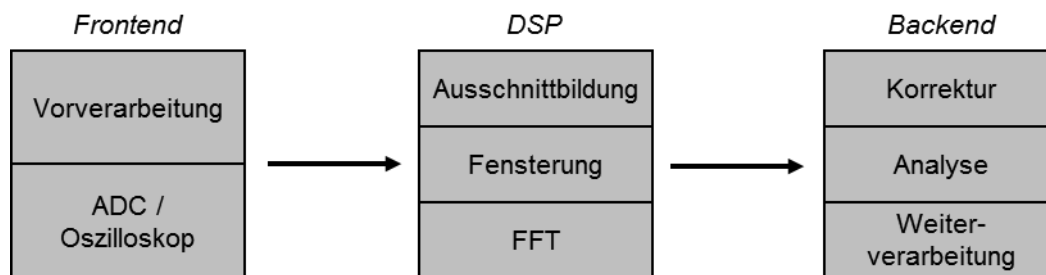


Abbildung 33: Aufbau Zeitbereichsmesssystem

Neben der Verfügbarkeit der Phaseninformation (Kapitel 3.4.3) ist ein großer Vorteil der Zeitbereichsmessung die Minimierung der erforderlichen Messzeit. Eine einzige Messung gemäß der erforderlichen Verweildauer t_{dwell} oder der angestrebten Frequenzauflösung Δf ist ausreichend, um das gewünschte Signalspektrum darzustellen. Dafür sind bei der Frequenzbereichsmessung immerhin N Messungen an den diskreten Auswertefrequenzen notwendig. Gerade bei Nahfeldmessungen führt dieser Vorteil dazu, keinen Kompromiss zwischen der Auflösung in der Messoberfläche und der dafür aufzubringenden Messdauer eingehen zu müssen. Hochauflösbare Nahfelder und kurze Messzeiten tragen dazu bei, die Messung im Zeitbereich als sehr praktikables Verfahren für die Anforderungen eines Nahfeld-Scans anzusehen. Die Verkürzung der Messdauer lässt sich an dem Rechenbeispiel aus Kapitel 3.3.1 darstellen. Bei einem Frequenzbereich zwischen $f_{low} = 1\text{ MHz}$ und

$f_{high} = 1 \text{ GHz}$ ergibt sich bei einer geforderten Bandbreite von $f_{RBW} = 100 \text{ kHz}$ und einer Verweildauer $t_{dwell} = 2 \text{ s}$ eine theoretische Messdauer von $t_{meas} \approx 21 \text{ min}$. Nimmt man für den gesamten Datenverarbeitungsprozess eine Zeit von 10 s an, ergibt sich selbst dann noch eine Messdauer von nur $t_{meas} \approx 107 \text{ min}$. Mathematisch betrachtet läge die Frequenzauflösung bei gegebener t_{dwell} dann allerdings nicht mehr bei nur $\Delta f = 100 \text{ kHz}$, sondern bei $\Delta f = 0,5 \text{ Hz}$.

3.4.2 Messdynamik und Rauschunterdrückung

Der Dynamikbereich der Signalamplitudenmessung eines modernen Oszilloskops wird maßgeblich durch die Auflösung des Analog-Digital-Wandlers bestimmt. So entscheiden die feste Anzahl der Quantisierungsstufen und die Skalierung der Vertikalachse (*Volt/div*) über die maximal und die minimal messbare Signalamplitude. Wird die Skalierung klein gewählt, so können unter Umständen größere Amplituden nicht erfasst werden. Wird sie groß gewählt, so gehen die kleinen Signalamplituden im Quantisierungsrauschen unter. Es ergibt sich beispielsweise bei einem 8-Bit-ADC bei einer Skalierung von $\text{Volt/div} = 1$ und einer Signalamplitude $U = 1 \text{ V}$ nach (2-74) ein Quantisierungsrauschen (SQNR) von 30 dB . Eine Signalamplitude von $U = 45 \text{ mV}$ hat nur noch einen SQNR von 3 dB . Signale unterhalb von 45 mV gehen vollkommen im Rauschen unter. Um dieses Problem zu lösen, können mehrere Kanäle des Oszilloskops eine simultane Messung desselben Signals durchführen [90]. Dabei verwenden diese Kanäle unterschiedliche Auflösungen *Volt/div*, die später wieder miteinander kombiniert werden müssen. Allerdings handelt es sich dann um eine nichtlineare Quantisierung. Sind die zu erwartenden Signalamplituden bekannt, so kann auf eine Mehr-Kanal-Lösung verzichtet und die Vertikalachse entsprechend konfiguriert werden.

Ist bei einem großen Aussteuerbereich das Quantisierungsrauschen dominant, so fällt bei einer empfindlicheren Skalierung (*Volt/div* klein) das Grundrauschen durch den Eingangsverstärker/-dämpfer stärker ins Gewicht. Bei der empfindlichsten Einstellung ist es als dominant zu betrachten und steigt, naturgemäß aufgrund der Eingangsbeschaltung, mit der Bandbreite an. Prinzipiell können hier an die Anwendung und das zu erwartende Eingangssignal angepasste vorgeschaltete rauscharme Verstärker Abhilfe schaffen. Eine weitere Möglichkeit zur Rauschunterdrückung besteht in der Mittelung von wiederholten Einzelmessungen [91]. Durch das Mitteln werden sich nicht wiederholende Signale und das Grundrauschen des Zeitbereichsmessgeräts als auch das durch die restliche Messkette zusätzlich entstehende weiße Rauschen stark gedämpft. Die Mittelung kann auch dazu verwendet werden, um den Dynamikbereich der Messung künstlich anzuheben, indem ein Datenformat verwendet wird, welches mehr Quantisierungsstufen zulässt, als das Messgerät selbst. Abbildung 34 zeigt den Einfluss der Mittelung auf ein mit Rauschen überlagertes Sinussignal bei unterschiedlicher Anzahl an gemittelten Kurven. Ohne

Mittelung geht das Signal im Rauschen unter. Bei steigender Mittelung wird der SNR deutlich größer.

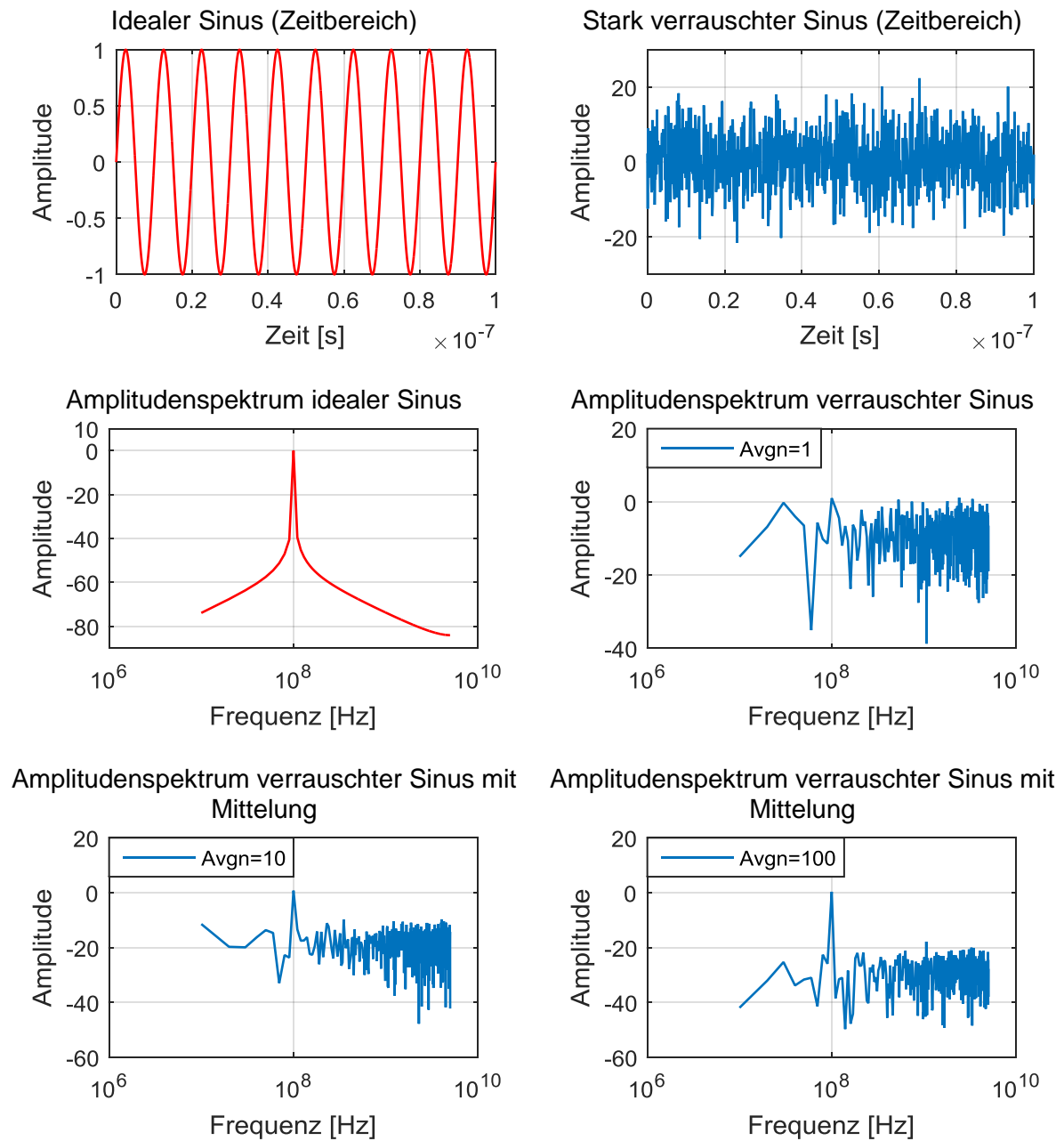


Abbildung 34: Einfluss der Mittelung auf das Amplitudenspektrum bei einem 100 MHz Sinussignal

3.4.3 Phasenbestimmung mittels Zeitbereichsmessung

Durch die mathematische Transformation des Zeitbereichssignals in den Frequenzbereich gewinnt man neben dem Amplitudenspektrum auch das Phasenspektrum. Dabei resultiert die Phaseninformation des jeweiligen Frequenzanteils aus der

Phasenverschiebung in Beziehung zur Grundfrequenz des Signals. Bei einem Nahfeld-Scan ist es dann weiter notwendig, einen Bezug zwischen den einzelnen Messpunkten herzustellen, indem die relative Verschiebung des Signals bei der Grundfrequenz zu einem festen Referenzsignal ermittelt wird. Die Phasen der harmonischen Anteile ergeben sich dann wieder aus ihrer Verschiebung zur Grundwelle. Praktisch wird dazu auf das Eingangssignal an einem zweiten Kanal des Oszilloskops getriggert (Abbildung 27). Dabei kann das Referenzsignal mit einer zweiten feststehenden Feldsonde an einem geeigneten Punkt oder durch einen direkten Spannungsabgriff an der Platine gewonnen werden (Abbildung 84). Abbildung 35 zeigt beispielhaft die relative Verschiebung eines trapezförmigen Pulses vom Referenzsignal an zwei Messpunkten im Nahfeld. Für ein komplexes Signal am Punkt k ergibt sich dann:

$$\tilde{H}_k = H_k e^{j(\varphi_k - \varphi_r)} \quad (3-3)$$

Wobei φ_k die Phase des Messsignals und φ_r die Phase des Referenzsignals darstellen.

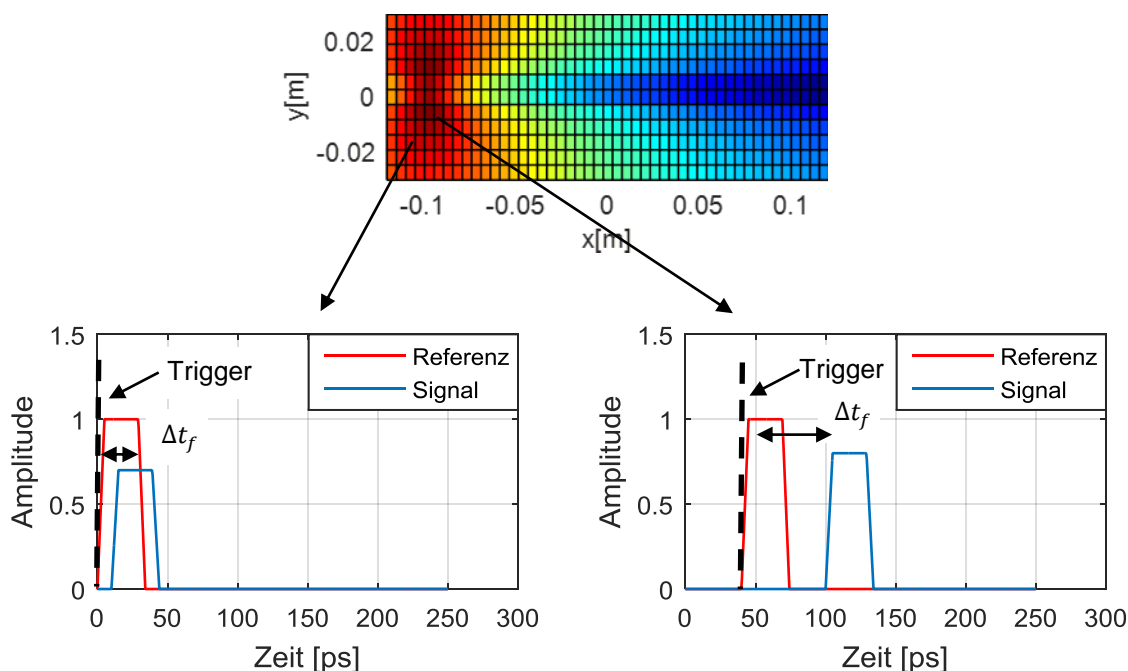
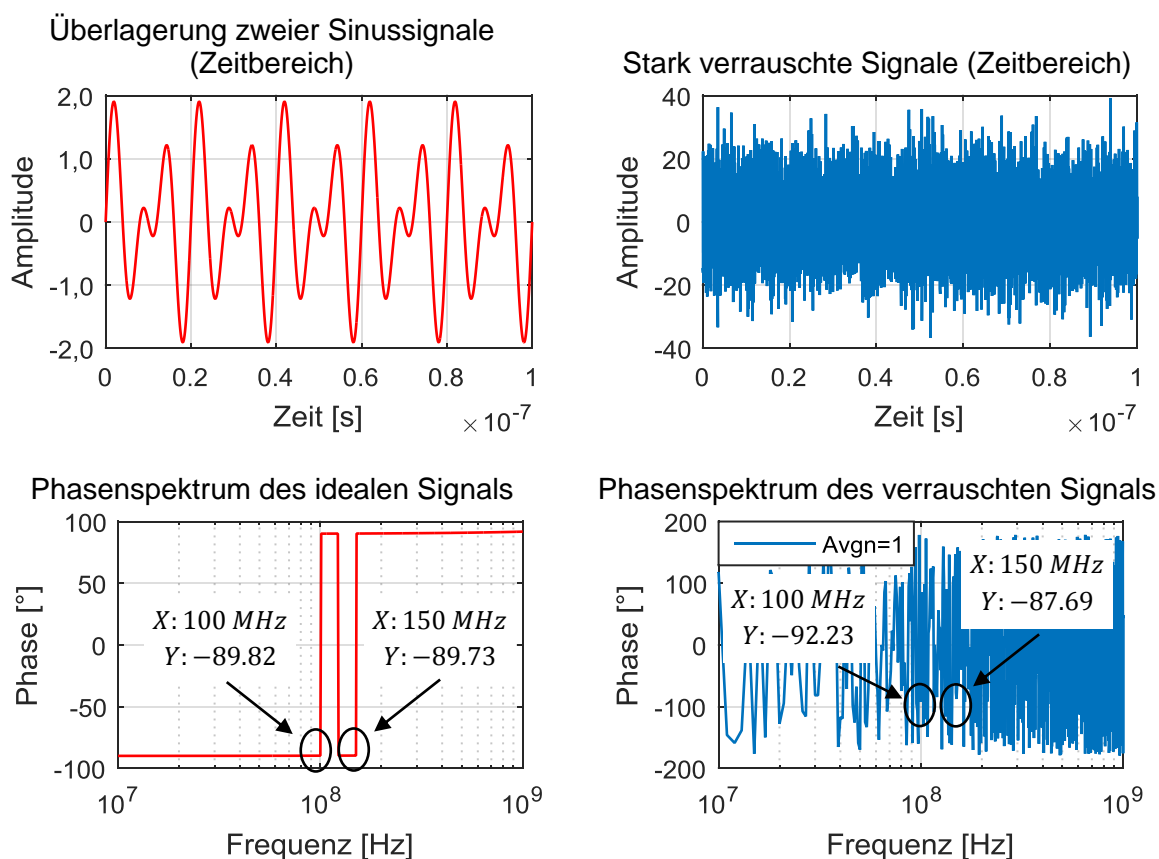


Abbildung 35: Nahfeldmessung und Phasenverschiebung zwischen zwei Messpunkten

Die Genauigkeit der Phasenbestimmung ist neben der Synchronisation mit dem Referenzsignal abhängig von der Qualität des Signals. Je höher der SNR ist, desto genauer gelingt es auch, die Phase einer spektralen Komponente zu bestimmen.

Auch muss festgehalten werden, dass die Amplituden- und die Phasenbestimmung durch die mathematische Transformation in den Frequenzbereich prinzipiell als sehr stabil zu betrachten sind. Da wir von einer Periodizität im Zeitbereichssignal ausgehen, wird das korrespondierende Amplituden- und Phasenspektrum im Frequenzbereich mit hoher Genauigkeit sichtbar, wenn es sich um ein breitbandig ver-rauschtes Signal handelt. Abbildung 36 zeigt ein Signal im Zeitbereich, welches aus der Superposition zweier phasengleicher Sinussignale ($f_1 = 100 \text{ MHz}$, $f_2 = 150 \text{ MHz}$) besteht. Das Signal wird mit weißem Rauschen überlagert. Abbildung 36 stellt die Phasen der spektralen Anteile des idealen Signals dar. Die Phasen sollten in diesem Fall beide $\varphi = 90^\circ$ betragen (Referenz ist hier der Kosinus). Die geringen Abweichungen werden hier durch numerische Rundungsfehler verursacht. Weiter werden die Resultate des rauschbehafteten Signals gezeigt. Obwohl das Signal im Zeitbereich vollständig im Rauschen untergeht, ergeben sich bei der Spektralanalyse Phasenwinkel, welche lediglich um $\Delta\varphi = 3,23^\circ$ vom Erwartungswert abweichen. Natürlich kann auch in diesem Fall eine Mittelung hilfreich sein und die Genauigkeit der Phaseninformation erhöhen (Abbildung 36).



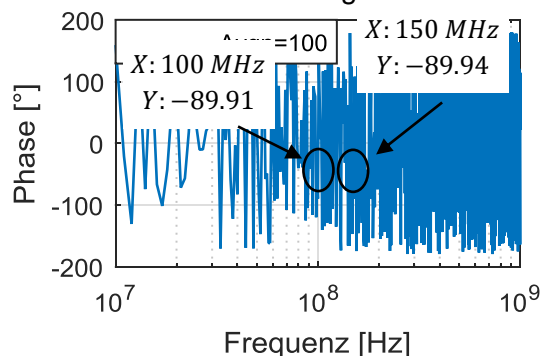
Phasenspektrum des verrauschten Signals
mit Mittelung

Abbildung 36: Genauigkeit der Phasenbestimmung

3.4.4 Einfluss der Messumgebung

Ein Vorteil der Nahfeldmessungen besteht darin, dass sie grundsätzlich nur geringfügig durch ferne Störquellen beeinflussbar sind. Somit sind sie bei geeigneter Messumgebung nicht auf eine geschirmte Umgebung, wie z.B. eine Absorberkammer, angewiesen. Natürlich ist die Störungsfreiheit sicherzustellen, wozu vor jeder Messung eine Leer- bzw. Rauschmessung durchgeführt werden kann. Dazu werden an dem für die spätere Messung definierten Raster Feldmessungen durchgeführt, ohne die Leiterplatte mit einer Anregung zu speisen. Abbildung 37 zeigt beispielhaft eine solche Leermessung bei einer Frequenz von $f = 100\text{ MHz}$. Das Rauschen entspricht in seiner Amplitude dem Grundrauschen bei angeregter Leiterbahn.

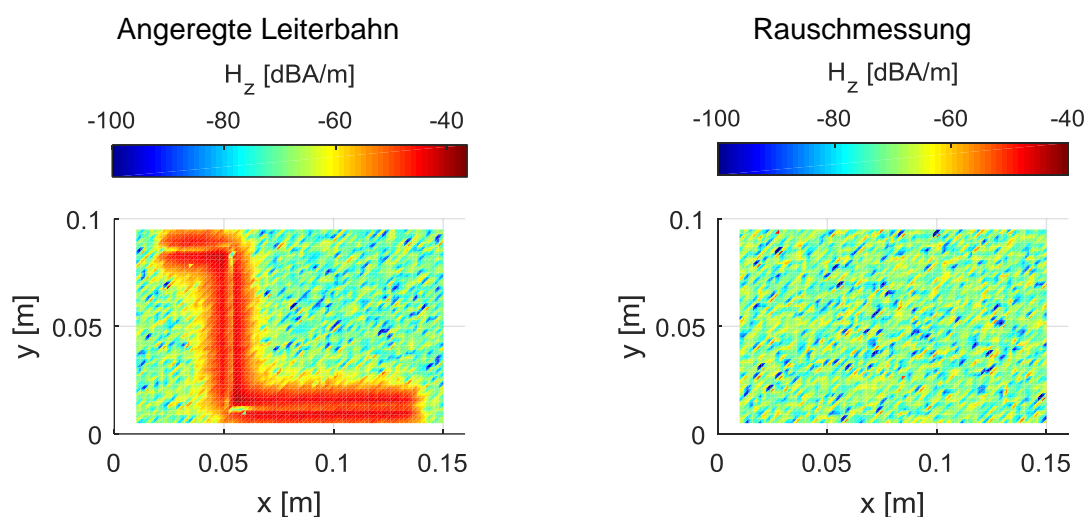


Abbildung 37: Rauschmessung

3.5 Bestimmung des Magnetfelds aus den Messdaten

Es wird im Folgenden davon ausgegangen, dass die aus Frequenz- oder Zeitbereichsmessungen gewonnenen Messdaten nun als Beträge oder in Betrag und Phase vorliegen. Sie beinhalten den Einfluss der Feldsonde $R_{I,S}$, den Einfluss des Messkabels $R_{I,K}$ und den Einfluss des Messgeräts $R_{I,M}$ mit der Zeit-/Frequenzbereichstransformation (Abbildung 38). Da die Beeinflussung durch das Messgerät und die Transformation in den Frequenzbereich durch die nachfolgenden Überlegungen nicht kompensiert werden können, wird sie zu Null angenommen. Der Einfluss der Feldsonde stellt den Zusammenhang zwischen dem magnetischen Feld H , welches durch die Sondenfläche A_S tritt und der induzierten Spannung U_i dar. Es gilt nun für die Messkette aus Feldsonde und Messkabel eine komplexe Übertragungsfunktion $T_G = T_S T_K$ zu bestimmen, mit der aus den Messdaten auf das magnetische Feld an einem Beobachtungspunkt rückgeschlossen werden kann.

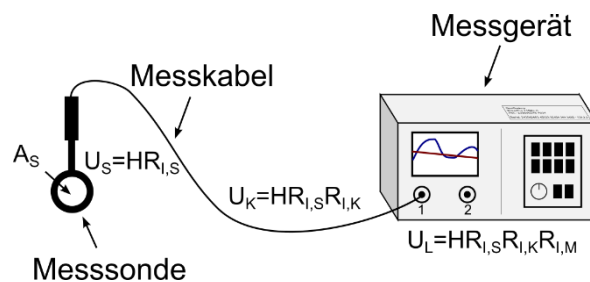


Abbildung 38: Einfluss der Messtechnik

3.5.1 Bestimmung der Übertragungsfunktion für das Messkabel

Bei den verwendeten Messkabeln handelt es sich um Koaxialkabel, welche sich entsprechend ihrer Qualität sowohl mit einer Dämpfung als auch mit einer Phasenverschiebung des Messsignals bemerkbar machen. Die Übertragungsfunktion für das Messkabel lässt sich damit wie folgt schreiben:

$$T_K = \frac{U_S}{U_K} = A_K e^{j\phi_K} \quad (3-4)$$

Dabei beschreibt A_K die Amplitude und ϕ_K die Phase der Übertragungsfunktion T_K . Diese Funktion kann über die Vorwärts-Transmission einer S-Parameter-Messung des Kabels bestimmt werden (Abbildung 39). Für Frequenzen unterhalb von 1 GHz

ist es bei einem kurzen Kabel meist ausreichend, seine analytische Beschreibung über seine Phasenverschiebung, entsprechend seiner elektrischen Länge und der Frequenz, anzugeben. Die Dämpfung kann bei guten Kabeln als vernachlässigbar klein betrachtet werden. Für die Phase gilt der Zusammenhang:

$$\phi_K = 2\pi \frac{l_{el}}{\lambda} \quad (3-5)$$

Wobei es sich bei l_{el} um die elektrische Länge des Koaxialkabels $l_{el} = l\sqrt{\varepsilon}$ handelt. Abbildung 39 zeigt den Vergleich zwischen der messtechnisch und der analytisch ermittelten Phasenverschiebung.

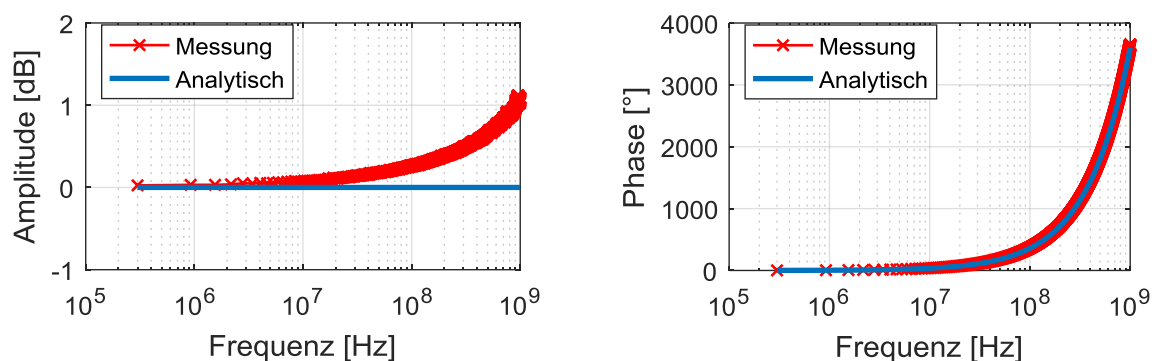


Abbildung 39: Betrag und Phase der Übertragungsfunktion eines PE-Koaxialkabels ($l = 2 \text{ m}$)

3.5.2 Bestimmung der Übertragungsfunktion für die Magnetfeldsonde

Die Übertragungsfunktion T_S der Magnetfeldsonde stellt die Beziehung zwischen dem magnetischen Feld H_{\perp} senkrecht zur Sondenfläche A_S und der an einem Messwiderstand abfallenden Spannung U_L dar. In erster Näherung kann dieser Zusammenhang über (2-54) zu

$$T_S = \frac{H_{\perp}}{U_L} = \frac{j(Z_L + j\omega L_S)}{\omega\mu A_S Z_L} \quad (3-6)$$

überführt werden. Bei den meisten hier relevanten Anwendungsfällen und Frequenzen weit unterhalb von 1 GHz lässt sich dieser analytische Zusammenhang gut verwenden, um aus der gemessenen Spannung auf das magnetische Feld rückzuschließen. Um sicherzustellen, dass alle parasitären Einflüsse höherer Ordnung und

damit Abweichungen von der Beschreibung (3-6) auch bei höheren Frequenzen enthalten sind, kann die Übertragungsfunktion T_S auf Basis messtechnisch ermittelter Daten bestimmt werden.

3.5.2.1 Bestimmung der Übertragungsfunktion auf Basis von Streuparameter-Messungen und Simulationen

Zur Bestimmung der Übertragungsfunktion wird die Feldsonde in ein bekanntes Feld eingebracht und aus dem Feld H_{\perp} und der gemessenen Spannung U_L auf T_S zurückgeschlossen. Dazu kann eine Struktur verwendet werden, deren Magnetfeld analytisch oder numerisch leicht zu berechnen ist. In dieser Arbeit wird dazu als Referenzstruktur eine Mikrostreifenleitung mit einer Breite $w = 2,6 \text{ mm}$ und einer Schichtdicke von $d_S = 35 \mu\text{m}$ auf einem FR-4 Substrat mit einer Dicke von $d_D = 1,5 \text{ mm}$ verwendet (Abbildung 40). Der Wellenwiderstand ergibt sich damit zu 50Ω . Wird die Leitung mit einem 50Ω Widerstand abgeschlossen, entsteht nahe der Leiterbahn ein in Leiterbahnrichtung homogenes Feld. Aufgrund von Randeffekten wird nur in der Mitte der Mikrostreifenleitung das Feld durch die Leiterbahn dominiert.

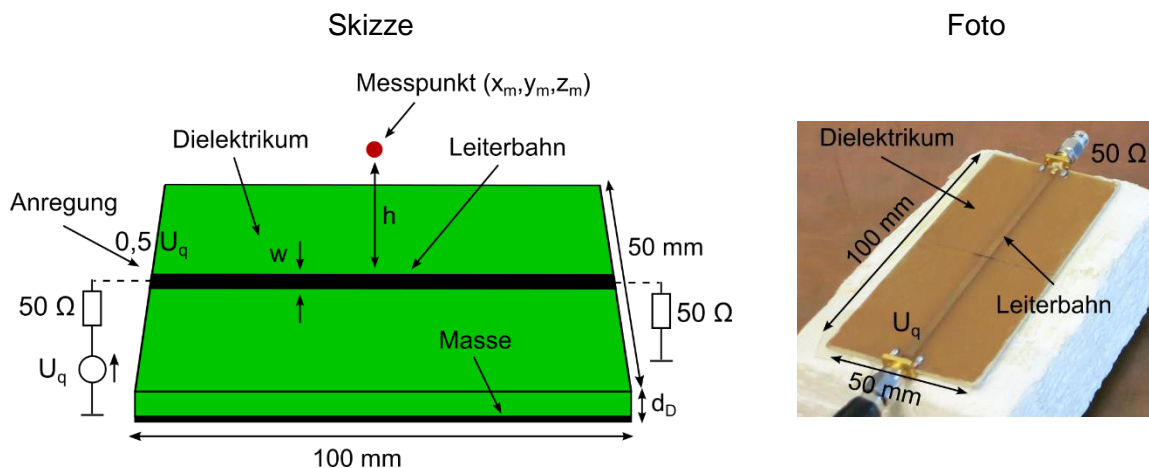


Abbildung 40: Mikrostreifenleitung

Im ersten Schritt wird eine Vorwärts-Transmission-Messung am Aufbau aus (Abbildung 41) durchgeführt und der s_{21} -Parameter bestimmt. Dieser beschreibt den gesamten Koppelweg zwischen Quellenspannung im Generator und der Messspannung am Lastwiderstand der Feldsonde. Dabei ist auch der Einfluss des Messkabels enthalten. Mit Abbildung 40 und der Quellenspannung U_q des Netzwerkanalysators ergibt sich die gemessene Spannung U_L zu:

$$U_L = \frac{1}{2} s_{21} U_q \quad (3-7)$$

Im zweiten Schritt gilt es, das zu erwartende magnetische Feld H_{\perp} am Messpunkt numerisch zu berechnen, um anschließend T_S zu bestimmen. Dazu wird eine Reflexionsmessung (s_{11}) an der Mikrostreifenleitung durchgeführt (Abbildung 42) und ein einfaches MoM-Simulationsmodell mit CONCEPT-II [92] erstellt (Abbildung 42), welches an die s_{11} -Parameter der realen Mikrostreifenleitung angepasst wird. Das Modell besteht aus einer Massefläche entsprechend der Abmessungen der Mikrostreifenleitung mit $100 \times 50 \text{ mm}$ und einem PEC-Leiter einer Breite w und Höhe $d_D = 1,5 \text{ mm}$. Die Anpassung an s_{11} erfolgt durch die Variation der Leiterbreite w und der Permittivität ϵ_r des freien Raums.

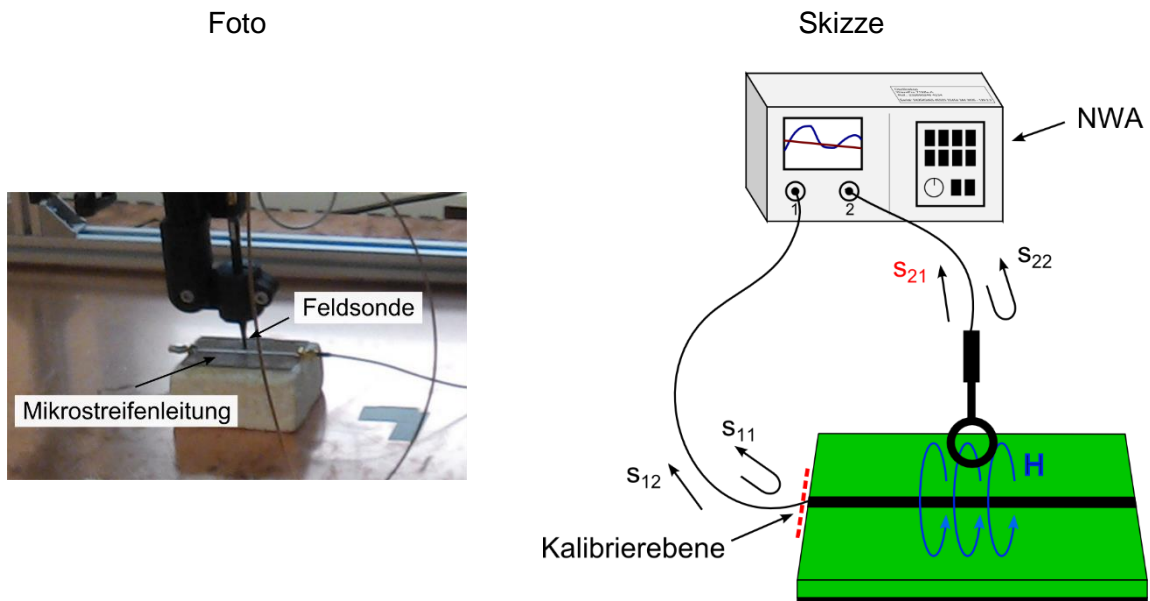
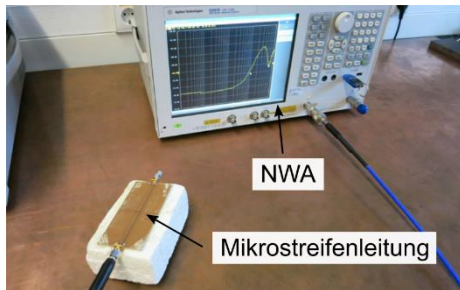


Abbildung 41: Vorwärts-Transmissionsmessung

Foto der s_{11} -Messung



MoM-Simulationsmodell (Concept-II [92])

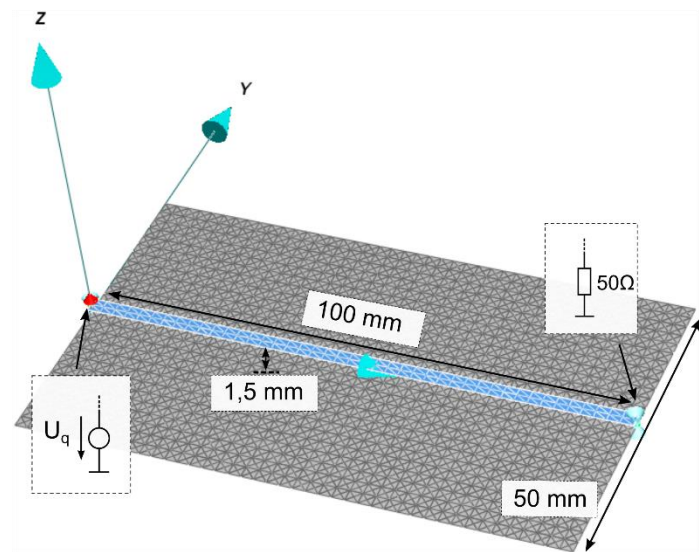


Abbildung 42: Reflexionsmessung und das MoM-Simulationsmodell der Mikrostreifenleitung

Abbildung 43 zeigt den Vergleich der s_{11} -Parameter-Messung der realen Mikrostreifenleitung mit den s_{11} -Parametern des Leitungsmodells bis zu einer oberen Frequenz von 1 GHz. Anschließend wird das Feld H_{\perp} am Beobachtungspunkt (x_m, y_m, z_m) berechnet. Aus (3-6) und (3-7) folgt die Übertragungsfunktion dann zu:

$$T_{S,K} = \frac{H_{\perp}}{U_L} = \frac{2H_{\perp}}{s_{21}U_q} \quad (3-8)$$

Wobei $T_{S,K}$ neben der Übertragungsfunktion der Sonde auch die Übertragungsfunktion des Messkabels enthält. Falls es sich dabei um das Kabel für die späteren Feldmessungen handelt, kann dieses entweder in der Funktion enthalten bleiben oder mittels der Ausführungen aus Kapitel 3.5.1 und über

$$T_S = \frac{T_{S,K}}{T_K} \quad (3-9)$$

herausgerechnet werden. Abbildung 44 zeigt den Amplitudengang der Übertragungsfunktion der Nahfeldsonde RFR3-2 (Kapitel 3.2.2). Es wird dabei die analytisch ermittelte mit der messtechnisch ermittelten Übertragungsfunktion verglichen. Es zeigt sich, dass die Abweichung der Amplitude bei niedrigeren Frequenzen sehr gering ist. Erst ab einer Frequenz von ca. 300 MHz kommt es zu einer größeren

Abweichung von mehr als 3 dB. Abbildung 44 zeigt auch die messtechnisch bestimmte Phase der Übertragungsfunktion im Vergleich zur analytisch berechneten. Aufgrund von Messungenauigkeiten kommt es hier bei niedrigen Frequenzen zu Abweichungen. Theoretisch ist es aber nicht notwendig die Phaseninformation zu kennen, da später bei der Anwendung der Fourier-Transformation und Berechnung der Feldphasen anhand eines Referenzsignals nur der relative Versatz zwischen Messsignalphase und Referenzsignalphase wichtig ist. Dieser Versatz bleibt immer dann gleich, wenn Referenz- und Messkabel nicht ausgewechselt werden.

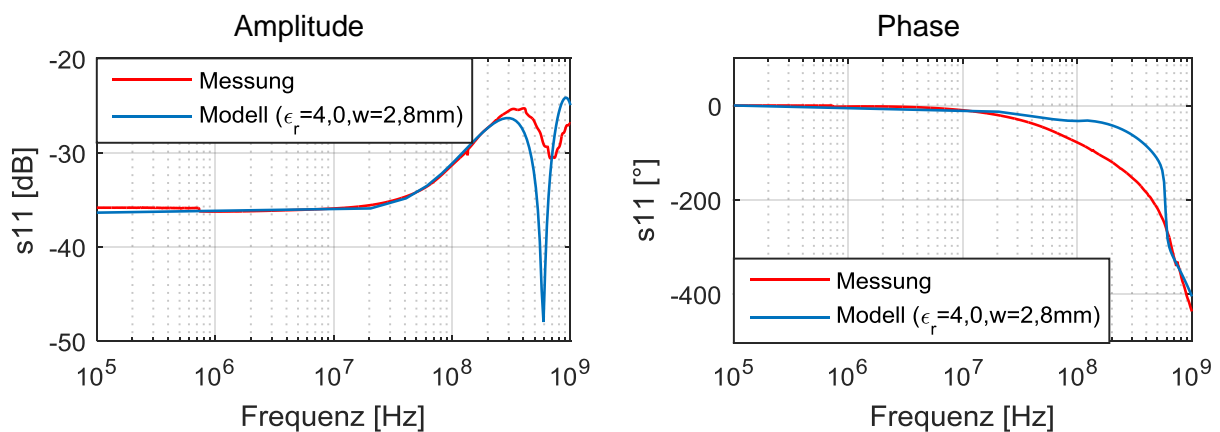


Abbildung 43: Vergleich s_{11} -Parameter zwischen Messung und Modell

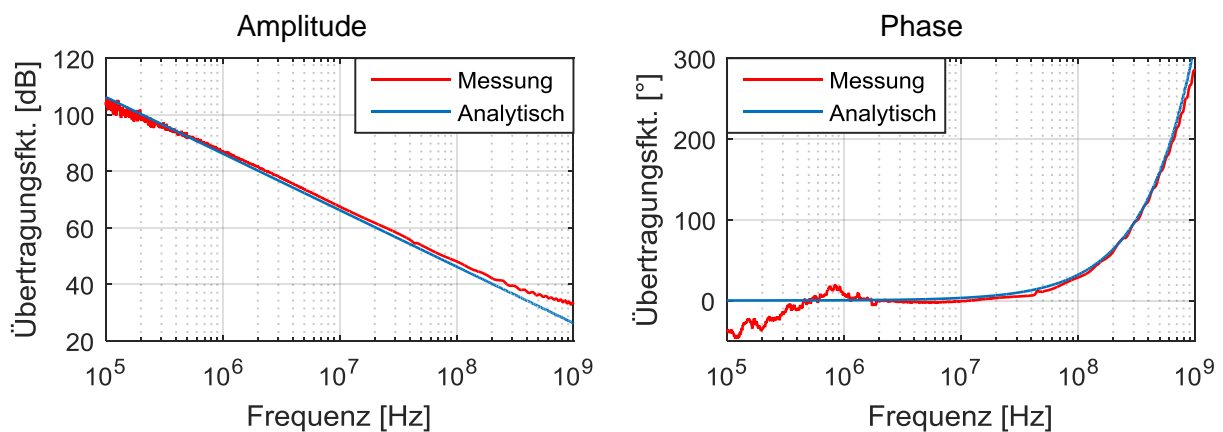


Abbildung 44: Vergleich analytischer Übertragungsfunktion mit Übertragungsfunktion aus der Messung

3.5.2.2 Einfluss der Inhomogenität der Feldsonde auf die Kompensation

Aufgrund von Messungenauigkeiten und Störungen ist die Ermittlung der Übertragungsfunktion der Feldsonde fehlerbehaftet. So kann sich unter Umständen die in Kapitel 2.3 beschriebene Inhomogenität des Feldes innerhalb der Sonden-

fläche negativ auf die Genauigkeit der Sondenkompensation auswirken. Da das magnetische Feld in einer Höhe h entlang der Leiterbahn als nahezu homogen betrachtet werden kann, spielt lediglich die Inhomogenität in vertikaler Raumrichtung eine Rolle. So ist es möglich, dass eine Sonde mit einer relativ großen Sondenfläche A , welche sehr nah an der Leiterbahn positioniert ist, ein im Mittel merkbar höheres magnetisches Feld H_{\perp} aufnimmt, als den in der Simulation bestimmten Wert für den Sondenmittelpunkt.

Dies wird analytisch untersucht, indem die Sondenfläche in k Segmente unterteilt und für jedes Segment k das von der Mikrostreifenleitung abgestrahlte Magnetfeld berechnet wird (Abbildung 45). Mittels Spiegeltheorie und der Annahme, dass es sich bei der Leiterbahn um eine elektrisch unendlich lange Leitung handelt, kann das Feld über ihr angenähert werden mit:

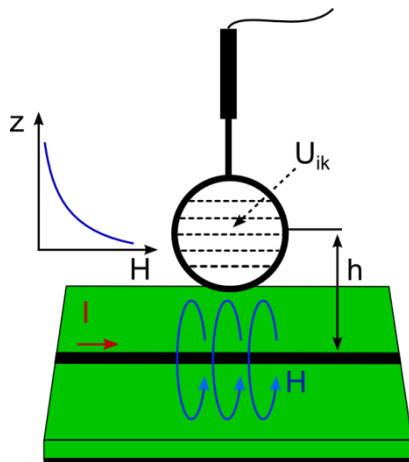
$$H_{\perp} = H \approx I \frac{d}{\pi h(h + 2d)} \quad (3-10)$$

Wobei es sich bei I um den Strom durch die Leiterbahn handelt. Die Variable d steht für die Höhe der Leiterbahn über der Massefläche und h für den Abstand des Beobachtungspunkts. Die für die Segmente $1, \dots, k, \dots, K$ anteilig berechnete induzierte Spannung $U_{i1}, \dots, U_{ik}, \dots, U_{iK}$ kann durch Überlagerung zur Gesamtspannung U_i zusammengefasst werden mit:

$$U_i = \sum_{k=1}^K U_{ik} \quad (3-11)$$

Die analytische Berechnung der im inhomogenen Feld stehenden Sonde wird in Abbildung 45 mit der Sonde auf Basis einer homogenen Feldverteilung verglichen. Dabei wurde beispielhaft der Schleifendurchmesser entsprechend Kapitel 3.2.2 und Messabstände, welche der realen Anwendung entsprechen, angesetzt. Es zeigt sich, dass die Feldinhomogenität einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Sonden-spannung hat.

Segmentierung der Magnetfeldsonde zur Beachtung der Feldinhomogenität



Einfluss der Inhomogenität des Magnetfelds auf die Übertragungsfunktion

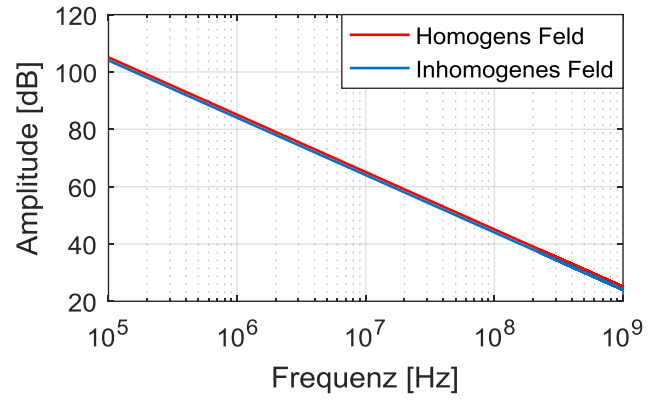


Abbildung 45: Magnetfeldsonde im inhomogenen Feld

4 Identifikation der Stromverteilung von Elektronikplatinen

Sind die Messwerte innerhalb der gewählten Referenzebene aufgenommen und mittels Kompensationsfunktionen in magnetische Felddaten überführt, können die Quellen der Abstrahlung identifiziert werden. In diesem Kapitel wird auf das grundlegende Verfahren zur Berechnung der Quellenströme eingegangen, Störfaktoren als Ursache für Modellfehler beschrieben und die Stabilität des Verfahrens hinsichtlich Störungen analysiert. Anschließend wird das Verfahren um Methoden zur Störunterdrückung erweitert und eine Optimierung des Modells durchgeführt.

4.1 Das Dipol-Gitter-Modell

Zur Durchführung der SRM und der Lösung des inversen Problems nach (2-41) muss, neben der Aufnahme der horizontalen magnetischen Felddaten in der Beobachtungsebene, die Koeffizientenmatrix K aufgestellt werden. Diese enthält die Wellenausbreitung entsprechend der diskreten Frequenz, die Positionen der Beobachtungspunkte und die Positionen der äquivalenten Quellen. Letztere müssen vor der Lösung von (2-41) und der Berechnung der Quellenströme I_e vorgegeben werden. Wenn keine zusätzlichen Informationen über die Platine existieren, bietet es sich an, die Quellen gleichverteilt anzuordnen. Dazu werden Elementardipole verwendet, die entsprechend eines Rasters mit einer Diskretisierung Δd_q platziert werden. Da die Struktur der Platine vorerst als unbekannt betrachtet wird, besteht auch keine Kenntnis über die Ausrichtung der Quellen. Jede Quelle q wird somit durch ein Dipol-Tripel $[I_{ex}, I_{ey}, I_{ez}]^T$ (Kapitel 2.2.5.1) beschrieben. Ihre Ausrichtung wird dann bei der Lösung des inversen Problems ermittelt. Abbildung 46 zeigt das äquivalente Abstrahlmodell einer Elektronikplatine auf Basis von gleichverteilten Dipolquellen.

Für alle nachfolgenden Untersuchungen wird davon ausgegangen, dass die abstrahlenden Quellen oberhalb einer Massefläche angeordnet sind. Die Höhe über der Masse wird bei einer Platine durch die Dicke d_D des Dielektrikums bestimmt (Abbildung 47). Dementsprechend muss der physikalische Einfluss der Massefläche in das Modell einfließen. Dazu wird die Spiegeltheorie aus Kapitel 2.2.5.2 eingesetzt und die Koeffizientenmatrix K um den Einfluss der Spiegelströme erweitert.

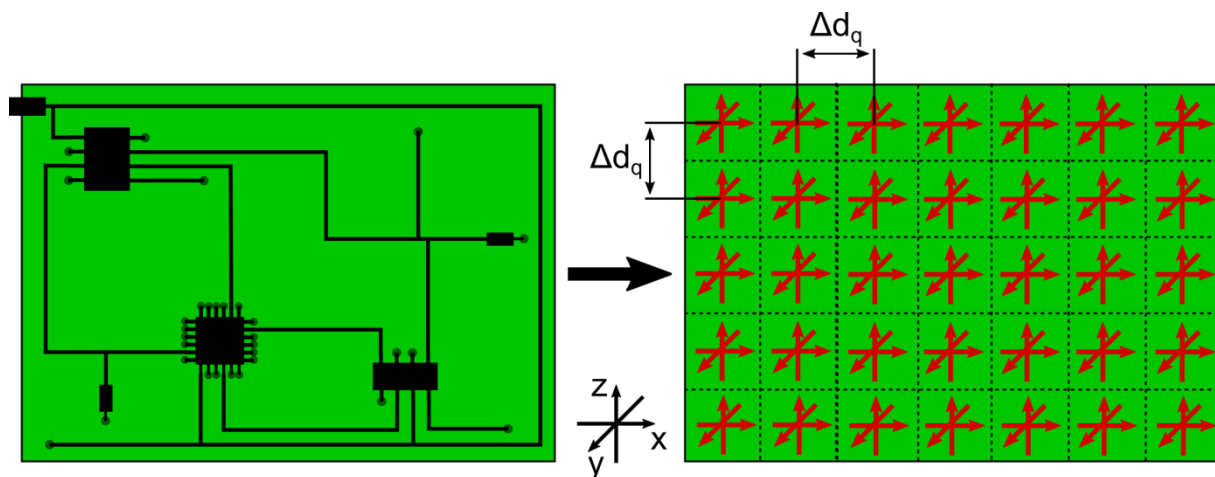


Abbildung 46: Platine (links), Dipol-Gitter-Modell (rechts)

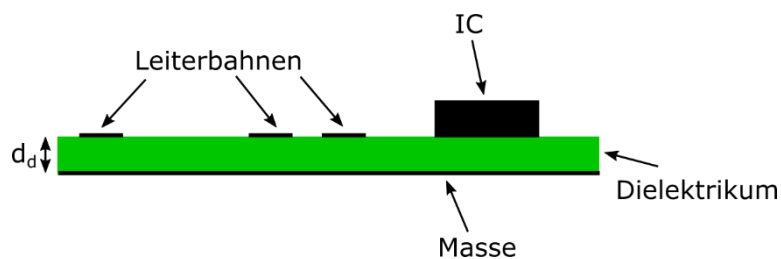


Abbildung 47: Elektronikplatine (Seitenansicht)

4.2 Bestimmung der Dipolströme

Da bei der Durchführung der SRM gleich viele oder mehr Beobachtungspunkte in der Messebene als äquivalente Quellen gewählt werden sollten ($N \geq Q$), stellt sich die Lösung von (2-41) zumeist mathematisch als lineares Ausgleichsproblem (LSQ) dar:

$$\|\mathbf{K}\mathbf{I}^* - \mathbf{H}\|_2 \leq \|\mathbf{K}\mathbf{I} - \mathbf{H}\|_2 \quad (4-1)$$

Es wird für den gesuchten Quellenstrom \mathbf{I}^* eine Lösung ermittelt, welche das Residuum der Norm minimiert. Dabei ist \mathbf{A} der Kern bzw. die Koeffizientenmatrix \mathbf{K} , \mathbf{b} der Ausgangsvektor und das magnetische Feld \mathbf{H} und \mathbf{I}^* der gesuchte Quellenstrom. Eine Lösung liefern die Normalgleichungen des Ausgleichsproblems [93]:

$$\mathbf{I}^* = (\mathbf{K}^T \mathbf{K})^{-1} \mathbf{K}^T \mathbf{H} \quad (4-2)$$

Wobei $(K^T K)^{-1} K^T$ die sogenannte Pseudoinverse K^+ von K ist. Im Falle $N = Q$ entspricht K^+ genau K^{-1} . Da das Gleichungssystem aufgrund von $(N \geq Q)$ überbestimmt ist, kann die Pseudoinverse K^+ über die Singulärwertzerlegung von K hergeleitet [94] werden. Die Lösung ergibt sich demnach zu:

$$I^* = \mathbf{K}^+ H = V \Sigma^+ U^T H \quad (4-3)$$

Hier enthält Σ^+ die Singulärwerte von \mathbf{K} . V und U beinhalten die Singulärvektoren. Mit (4-3) erhält man nun die Dipolströme entsprechend der Minimierung des quadratischen Residuums des vorliegenden Ausgleichsproblems.

4.3 Störfaktoren bei der Identifikation der Stromverteilung

Die Genauigkeit des äquivalenten Modells ist abhängig von etlichen Störfaktoren, die in den Prozess der Stromidentifikation eingehen. Die Störquellen lassen sich prinzipiell in zwei Kategorien unterteilen. Es handelt sich zum einen um verfahrensbedingte Störungen in den Eingangsdaten und zum anderen um Störungen im Modell oder bei der Wahl der Modellparameter.

Im Falle der Eingangsdaten werden diese durch die Prozesskette der Messung und Datenverarbeitung beeinflusst. Dabei treten Störungen durch das Rauschen des Messgeräts und Verzerrungen des Spektrums durch die mathematische Spektralanalyse (Kapitel 2.4.3) auf. Natürlich wirken sich auch der Einfluss der Messumgebung (Kapitel 5.1), Ungenauigkeiten durch die Messmethode (Kapitel 3.4), die Inhomogenität der Feldsonde (Kapitel 3.5.2.2) und ihre Rückwirkung auf das DUT [55] negativ auf die Messdaten aus. Diese Auswirkungen können je nach Messkonfiguration unterschiedlich groß sein, sind aber in jedem Fall als Störungen in den Nahfelddaten wiederzufinden. Auf Störungen, die bei der Wahl der Modellparameter auftreten, wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

4.3.1 Einfluss der endlichen Massefläche auf die Stromidentifikation

Wie in Kapitel 4.1 erwähnt, wird das äquivalente Modell aus Dipolen erstellt, welche oberhalb einer Massefläche angeordnet sind. Mittels der Spiegeltheorie können die Reflexionen an einer idealen unendlich ausgedehnten Leiterfläche abgebildet werden. Da es sich bei der Massefläche einer realen Platine jedoch um eine endliche Fläche handelt, kommt es unweigerlich zu Abweichungen zwischen dem idealen und dem realen Modell. Diese Abweichungen sind vor allem durch zusätzlich induzierte

Kantenströme in der endlichen Massefläche bestimmt. Sollte der Einfluss dieser Kantenströme zu groß sein, so kommt es zwangsläufig zu deutlichen Fehlern in der Stromidentifikation. Um den Einfluss der endlichen Massefläche zu untersuchen wird ein einfaches MoM-Modell in Concept-II [92] erstellt (Abbildung 48). Dabei handelt es sich um einen Leiter mit der Länge $l = 200 \text{ mm}$, der in einer Höhe $d = 3,5 \text{ mm}$ oberhalb einer endlichen Massefläche angeordnet ist. Die Massefläche hat eine Breite von $b = 120 \text{ mm}$. Die Quellenspannung wird zu $U_q = 1 \text{ V}$ gewählt. Entsprechend des MoM-Modells wird ein ideales (unendliche Massefläche) analytisches Dipolmodell erstellt (Abbildung 48), welches die horizontalen Ströme durch den Leiter abbildet.

MoM-Simulationsmodell (Concept-II [92]) des Leiters

Dipolmodell des Leiters mit unendlicher Massefläche

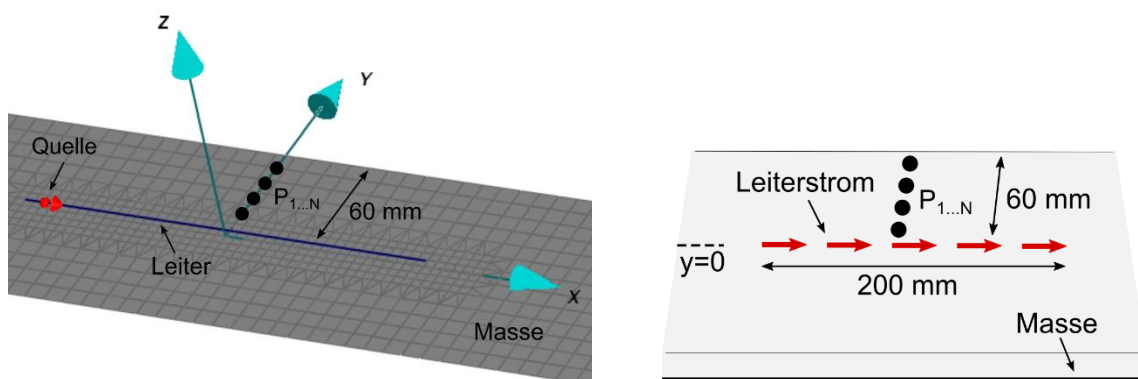


Abbildung 48: MoM-Simulationsmodell und Dipolmodell des Leiters

Anschließend werden die resultierenden magnetischen Nahfelder an verschiedenen Beobachtungspunkten $P_1 \dots P_N$, auf einer Linie zwischen Leiter und Massekante berechnet und miteinander verglichen. Abbildung 49 zeigt beispielhaft das magnetische Nahfeld in y - und in z -Richtung am Beobachtungspunkt. Dieser ist 30 mm entfernt vom Leiter. Da hier lediglich Ströme in x -Orientierung gegeben sind, existiert kein magnetisches Feld H_x . Es ist deutlich zu erkennen, dass die Kantenströme hier einen vernachlässigbar geringen Einfluss auf das resultierende magnetische Feld haben. Erst bei einem größeren Abstand zum Leiter und geringerem Abstand zur Massekante steigt der Einfluss für beide Feldkomponenten H_y und H_z an. Der Zusammenhang ist in Abbildung 50 dargestellt. Diese zeigt zum einen die Abweichung der magnetischen Felder an den Beobachtungspunkten $P_1 \dots P_N$ zwischen dem Modell mit einer endlichen Massefläche und dem idealen Dipolmodell, sowie die entsprechende Feldstärke an diesen Punkten. Der Anstieg der Abweichungen in y -Richtung ist durch die Überlagerung der ansteigenden Feldstärke, bedingt durch den Kantenstrom im Vergleich zur sinkenden Feldstärke des Leiters, gegeben. Diese Absenkung resultiert dabei nicht nur aus dem größeren

Abstand, sondern auch aus der destruktiven Überlagerung mit den Spiegelströmen, welche bei höherem Abstand ansteigt. Es ist allerdings deutlich zu erkennen, dass der Einfluss bei der H_z -Komponente erst bei unmittelbarer Nähe zur Kante einen kritischen Wert ($> 3 \text{ dB}$) annimmt. Hier ist allerdings der Wert der magnetischen Feldstärke im Vergleich zum Wert in unmittelbarer Nähe zum Leiter um ca. 40 dB gefallen. Dies spielt für die Stromidentifikation nur eine vernachlässigbar kleine Rolle.

Natürlich kann dieser Einfluss in Abhängigkeit der vorliegenden Konfiguration variieren. So spielen die Leiterhöhe über der Masse, die Anregung und vor allem auch der Abstand des Leiters zur Kante eine Rolle und können unter Umständen zu einer höheren Beeinflussung führen. Die Autoren in [95] führen beispielsweise eine systematische Untersuchung durch, bei der ein einzelner Hertz'scher Dipol in verschiedenen Abständen zur Kante einer Massefläche platziert wird. Das aus numerischen Berechnungen gewonnene Nahfeld wird zur Bestimmung eines Abstrahlmodells verwendet. Dabei ist bei geringerer Nähe zur Kante eine höhere Beeinflussung der Feldwerte festzustellen. Es kann allerdings davon ausgegangen werden, dass diese Beeinflussung nur an Beobachtungspunkten mit schwächeren Feldstärken dominant ist, sie im Prozess der Stromidentifikation für diese Arbeit unerheblich ist und nur als geringer Rauschanteil in die Berechnungen eingeht.

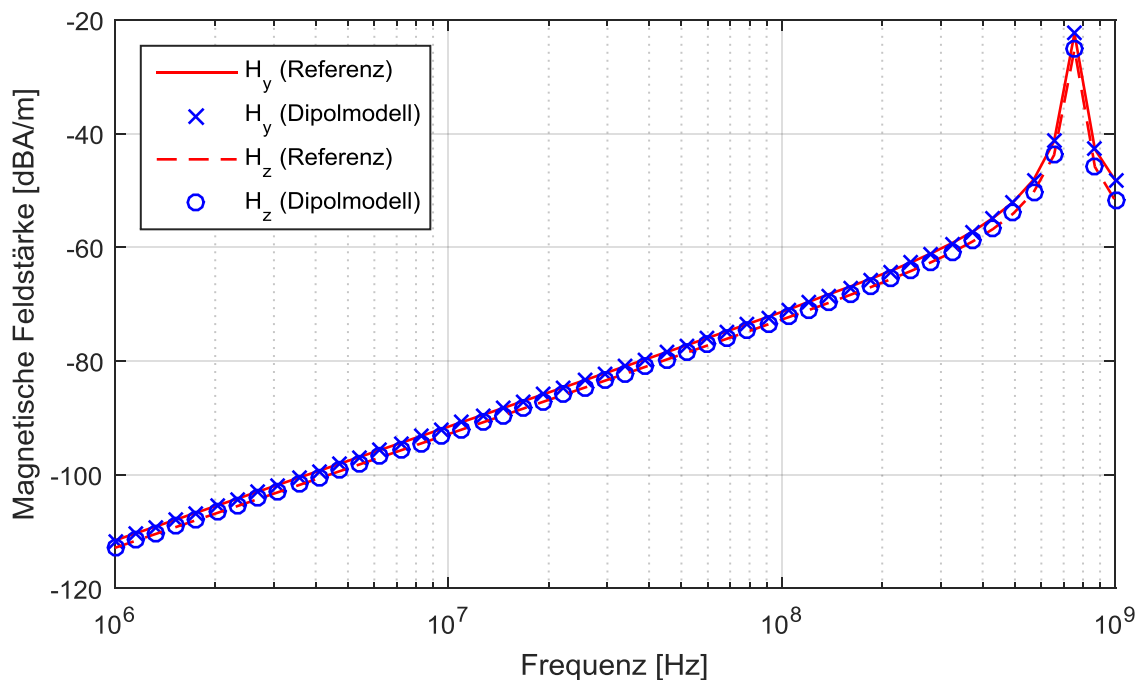


Abbildung 49: Einfluss der endlichen Massefläche auf das magnetische Feld am Beobachtungspunkt $P_5 = [0,0.03,0.01]$

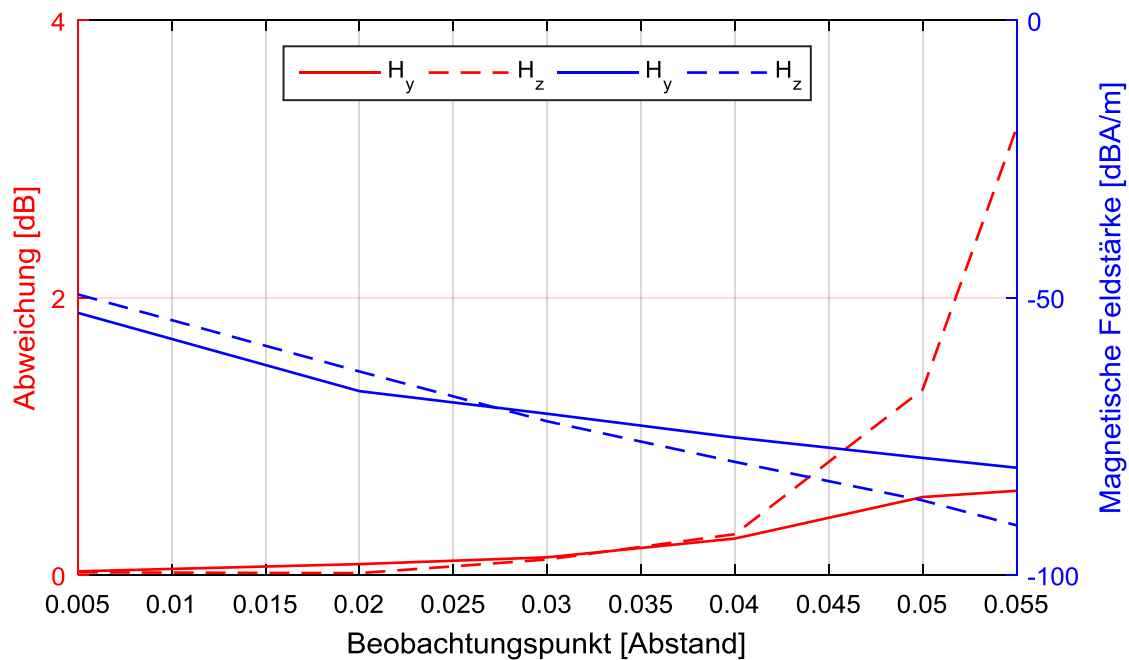


Abbildung 50: Einfluss der endlichen Massefläche auf das magnetische Feld an den Beobachtungspunkten $P_{1...N}$, Stärke des magnetischen Feldes an den Beobachtungspunkten $P_{1...N}$, ($f = 100 \text{ MHz}$)

4.3.2 Einfluss der endlichen Messebene auf die Stromidentifikation

Das Eindeutigkeitstheorem (Kapitel 2.2.3) sagt aus, dass bei Erfüllung der Randbedingungen an einer Oberfläche S und Kenntnis der elektrischen oder magnetischen Feldkomponenten auf S ein inverses Problem eindeutig bestimmt ist. Diese Bedingung ist in der Praxis nicht erfüllbar und kann lediglich näherungsweise eingehalten werden. In den meisten Fällen bietet es sich an, eine Nahfeld-Messung nur in einer Ebene durchzuführen, z.B. oberhalb der Platine, wie es in allen Untersuchungen in dieser Arbeit gehandhabt wird. Dabei ist es wünschenswert, dass die Messung einer geringen Komplexität unterliegt und mit einem geringen Zeitaufwand verbunden ist. Um dies zu ermöglichen, müssen sowohl die Diskretisierung Δd_k der Messebene als auch ihre örtliche Ausdehnung ausreichend gering sein. Für Nahfeld-/Fernfeld-Transformationen findet sich in der Literatur ein Abtasttheorem [70][71] für die Diskretisierung der Ebene, das bei der SRM auch als Richtwert verstanden werden kann. Es ergibt sich eine einfache Formel in Abhängigkeit des Messabstands h und der Wellenlänge λ :

$$\Delta d_k = \frac{\lambda}{2\sqrt{1 + (\lambda/h)^2}} \quad (4-4)$$

Dieser Richtwert kann allerdings mit entsprechenden Modelloptimierungen und Fehlerkorrekturverfahren (Kapitel 4.7) verringert werden. In den meisten Fällen macht es Sinn, die Größe und Position der Messebene in Abhängigkeit von der dominanten Nahfeldverteilung zu wählen. Die Dominanz ist oberhalb der Quellen zu finden. Ausgehend davon nimmt das Feld mit größer werdendem Abstand ab. Dementsprechend eignet sich als Messebene eine Fläche in Größe der Platine oder etwas größer. Dabei handelt es sich allerdings immer nur um einen, je nach Wahl der Parameter, mehr oder minder guten Ausschnitt aus der realen Feldverteilung. Bei der Nahfeld-/Fernfeld-Transformationen beispielsweise ergibt sich durch die Ausschnittbildung ein mathematisch darstellbarer Fehler [21]. Dieser wird hier durch den bei der diskreten Fourier-Transformation auftretenden Leck-Effekt abgebildet (vgl. Kapitel 2.4.3.2). Es kann in jedem Fall festgehalten werden, dass die Wahl eines Nahfeld-Ausschnitts als Oberfläche S zu einem Informationsverlust führt. Dieser geht, insbesondere ohne Modelloptimierung und Messdatenkorrektur, als weitere Störung in den Prozess der Modellerstellung ein.

4.3.3 Beeinflussung des Gitter-Modells durch die Modellauflösung

Natürlich bietet es sich an, die äquivalenten Quellen in einem äquidistanten Raster anzuordnen, um so die gesamte Stromverteilung auf der Leiterplatte abzubilden. Allerdings hat diese Form der Verteilung einen negativen Einfluss auf die Qualität des Modells. Die Auflösung des Dipol-Gitters Δd_q entscheidet maßgeblich darüber, wie gut die Struktur der Platine nachgebildet werden kann. So steigt mit sinkender Auflösung der Diskretisierungsfehler $\Delta \varepsilon_d$. Abbildung 53 zeigt eine Leiterbahn, die augenscheinlich nicht bzw. nur sehr schlecht von den äquivalenten Quellen abgebildet wird. Um den Einfluss des Diskretisierungsfehlers darzustellen, wird ein einfaches Einleiter-Modell (Abbildung 51) in einer MoM-Simulation in Concept-II [92] erstellt. Es handelt sich dabei um einen z-förmigen Leiter oberhalb einer Massefläche, der mit einer Eingangsspannung versorgt wird und mit einem 50Ω Widerstand abgeschlossen ist. Das magnetische Nahfeld wird in einer $160\text{mm} \times 100\text{mm}$ Ebene in einer Höhe von $4,5\text{mm}$ und einer Auflösung von 2mm simuliert. Aus dem Nahfeld und einem Dipol-Gitter mit steigender Auflösung Δd_q wird die äquivalente Stromverteilung bestimmt. Anschließend wird diese Stromverteilung verwendet, um das magnetische Nahfeld an den Messpunkten zu berechnen. Die resultierenden Felddaten werden dann mit dem Feld aus der MoM-Simulation verglichen. Abbildung 52

stellt den Einfluss der Gitter-Auflösung über die mittlere quadratische Abweichung ϵ_2 zwischen MoM-Simulations- und Modellfeld dar. Wird Δd_q erhöht, so kann zwar eine bessere Abbildung erfolgen, jedoch steigt damit auch die Komplexität des Modells. Dies führt auf der einen Seite zu einem höheren Rechenbedarf und auf der anderen zu einem komplexeren System, damit zu einer Erhöhung der Konditionszahl und in Folge dessen zu einer Lösung, die empfindlicher ist gegenüber Störungen in den Eingangsdaten.

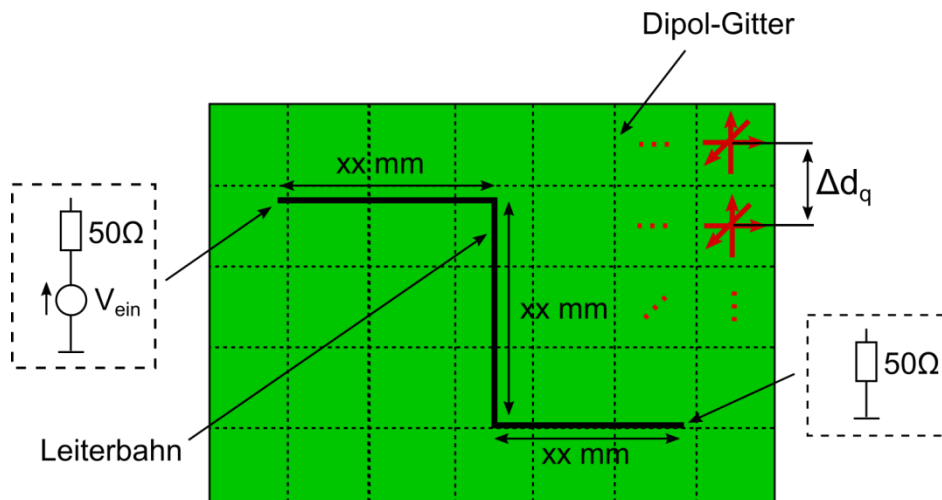


Abbildung 51: Beispiel für Einfluss der Auflösung des Dipol-Gitters

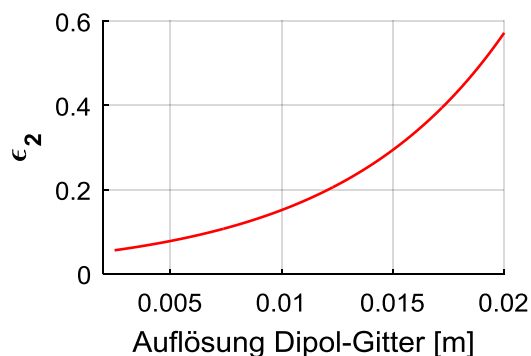


Abbildung 52: Einfluss des Dipol-Gitters

4.4 Stabilität des Modells gegenüber Störungen in den Nahfelddaten

Die im Kapitel 4.3 beschriebenen Störungen gehen in den Prozess der Stromidentifikation ein und beeinflussen die Genauigkeit des Modells, indem sie sich direkt auf die Lösung der SRM auswirken. Je nach Wahl der Modell- und Messparameter

kann diese Beeinflussung unterschiedlich stark ausfallen. Gut konditionierte Systeme reagieren auf kleine Änderungen in den Eingangsdaten mit kleinen Änderungen in der Lösung [96]. Handelt es sich um ein schlecht konditioniertes System, ist diese Stetigkeit nicht gegeben. Ein inverses Problem, wie im Falle der SRM, lässt sich durch Diskretisierung einer Fredholm'schen Integralgleichung 1. Art mit linearer Abbildung $K(n, q)$ darstellen [97].

$$\int_a^b K(n, q) I_e(q) dq = H(n) \quad a \leq n \leq b, a \leq q \leq b \quad (4-5)$$

Dabei handelt es sich bei $K(s, q)$ um die lineare Abbildung von $I_e(q)$ auf $H(n)$ oder den Kern des Integrals. Bei $H(n)$ handelt es sich um das magnetische Feld und bei $I_e(q)$ um die gesuchte Funktion, den zu bestimmenden Strom. Um den Einfluss von Änderungen oder Störungen in den Feldmesswerten zu bestimmen, kann nach [97] eine Singulärwertzerlegung des Kerns K durchgeführt werden. Diese folgt zu:

$$K(n, q) = \sum_{i=1}^{\infty} \mu_i u_i(n) v_i(q) \quad (4-6)$$

u_i und v_i sind orthogonal zueinander und die Singulärvektoren von K . μ_i sind die Singulärwerte des Kerns. Diese sind immer positiv und werden normalerweise in fallender Reihenfolge $\mu_1 \geq \mu_m \geq \mu_M$ angeordnet. Die Beziehung

$$\int_a^b K(n, q) v_i(q) dq = \mu_i u_i(n) \quad (4-7)$$

zwischen den Vektoren v_i und u_i aus [97] zeigt, dass sich jeder Singulärvektor v_i auf einen Singulärvektor u_i abbilden lässt. Die Singulärwerte μ_i wirken dabei als Verstärkungsfaktor der Abbildung. Aus (4-5) - (4-7) und Umstellung nach $I_e(q)$ ergibt sich dann für das inverse Problem:

$$I(q) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\langle u_i, H \rangle}{\mu_i} v_i(q) \quad (4-8)$$

Wobei $\langle \dots \rangle$ für das Skalarprodukt steht. Anschaulich kann (4-8) als eine Zerlegung der Lösung $I(q)$ in ihre Spektralanteile, hinsichtlich des Spektrums der Singulärwerte, verstanden werden. Dabei beschreibt der Ausdruck $\langle u_i, H \rangle / \mu_i$ die spektralen Eigenschaften von $I(q)$. Es ist anhand von (4-8) zu erkennen, dass der Kern K ausgehend von der Quelle I sich glättend auf die Wirkung H auswirkt. Sinken seine Singulärwerte schnell, so werden die hohen spektralen Anteile von H durch die Multiplikation mit μ_i stärker gedämpft. Für das inverse Problem, der Berechnung von I aus H , ergibt sich dadurch aber eine Verstärkung der Oszillationen bzw. der hohen Spektralanteile des Ausdrucks $\langle u_i, H \rangle$ durch die Multiplikation mit μ^{-1} .

Eine Lösung für $I(q)$ kann nur dann existieren, wenn die rechte Seite von (4-8) gegen eine quadratisch integrierbare Lösung konvergiert. Dies ist gegeben, wenn die sogenannte Picard-Bedingung [98] erfüllt ist. Diese lautet:

$$\sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{\langle u_i, H \rangle}{\mu_i} \right)^2 < \infty \quad (4-9)$$

Das bedeutet, dass der Ausdruck $\langle u_i, H \rangle$ spektral schneller abklingen muss, als die Singulärwerte μ_i es tun. Rein mathematisch ist die Picard-Bedingung aus (4-9) für den vorliegenden Anwendungsfall immer erfüllt. Daher muss auch immer eine Lösung existieren. Diese ist allerdings sehr empfindlich gegenüber Störungen in den Eingangsdaten. So wirken sich Diskretisierungsfehler $\Delta \varepsilon_d$ im Modell (Abbildung 53) und in der Messung wie auch Rundungs- und Messfehler stark auf die Bestimmung der äquivalenten Quellenströme aus. Das System wird numerisch instabil und die Lösung I wird im schlimmsten Fall von den spektralen Anteilen dominiert, die in Bezug zu den kleinsten Singulärwerten stehen. Dies ist besonders negativ, da diese Anteile maßgeblich durch Störungen bestimmt werden [97].

Ein erstes Maß für die Empfindlichkeit eines Systems gegenüber Störungen in den Eingangsdaten ist die Konditionszahl. Sie beschreibt einen Faktor, um den der Eingangsfehler im ungünstigsten Fall verstärkt wird. Sie wird bestimmt aus dem Verhältnis des größten zum kleinsten Singulärwert:

$$\kappa(K) = \left| \frac{\mu_{max}(K)}{\mu_{min}(K)} \right| \quad (4-10)$$

Zur Veranschaulichung der numerischen Instabilität eines schlecht gestellten Systems wird ein einfaches Modell verwendet (Abbildung 53). Dabei handelt es sich um einen z-förmigen Leiter, welcher oberhalb einer Massefläche angeordnet ist.

Dieser soll durch ein Dipol-Gitter-Modell approximiert werden. Dabei wird die Auflösung des Dipolrasters Δd_q variiert, die Anzahl der Messpunkte des magnetischen Feldes jedoch konstant gehalten. Die Variation des Dipolrasters führt zu einer Veränderung des Diskretisierungsfehlers und beeinflusst direkt als auch indirekt über $\Delta \varepsilon_d$ die Kondition des Systems (Abbildung 54).

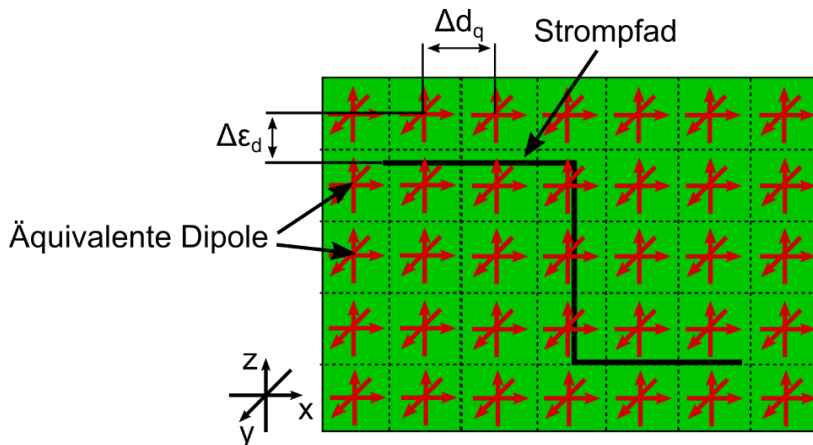


Abbildung 53: Beispielkonfiguration zur Veranschaulichung des Störeinflusses

Für die Analyse der Singulärwertzerlegung des Systems wird eine Rasterauflösung von $\Delta d_q = 6 \text{ mm}$ angenommen. Hierbei ergibt sich eine Konditionszahl von $\kappa(K) = 362$. Die simulatorisch ermittelten Felddaten werden mit Rauschen und einem „Signale to noise ratio“ (SNR) von 6 dB beaufschlagt. Abbildung 54 zeigt das Singulärwertspektrum der Koeffizientenmatrix. Es ist ersichtlich, dass die Singulärwerte μ_i gerade zum Ende des Spektrums stark abfallen. Abbildung 54 zeigt weiter das Spektrum des mit Rauschen beaufschlagten magnetischen Nahfeldfelds. Da das Rauschsignal im gesamten Spektrum gleichverteilt ist, erscheint die Feldinformation im vorderen Teil des Singulärwertspektrums bis ca. $i = 400$. In Abbildung 54 ist das Spektrum der Lösung dargestellt. Die Rauschanteile aus H wurden durch das Hochpassverhalten der Singulärwerte von K verstärkt. Der Informationsgehalt „verschwimmt“ zunehmend mit dem informationslosen Rauschsignal und es folgt eine Lösung für die äquivalenten Ströme, welche von den Störungen im Eingangssignal dominiert wird.

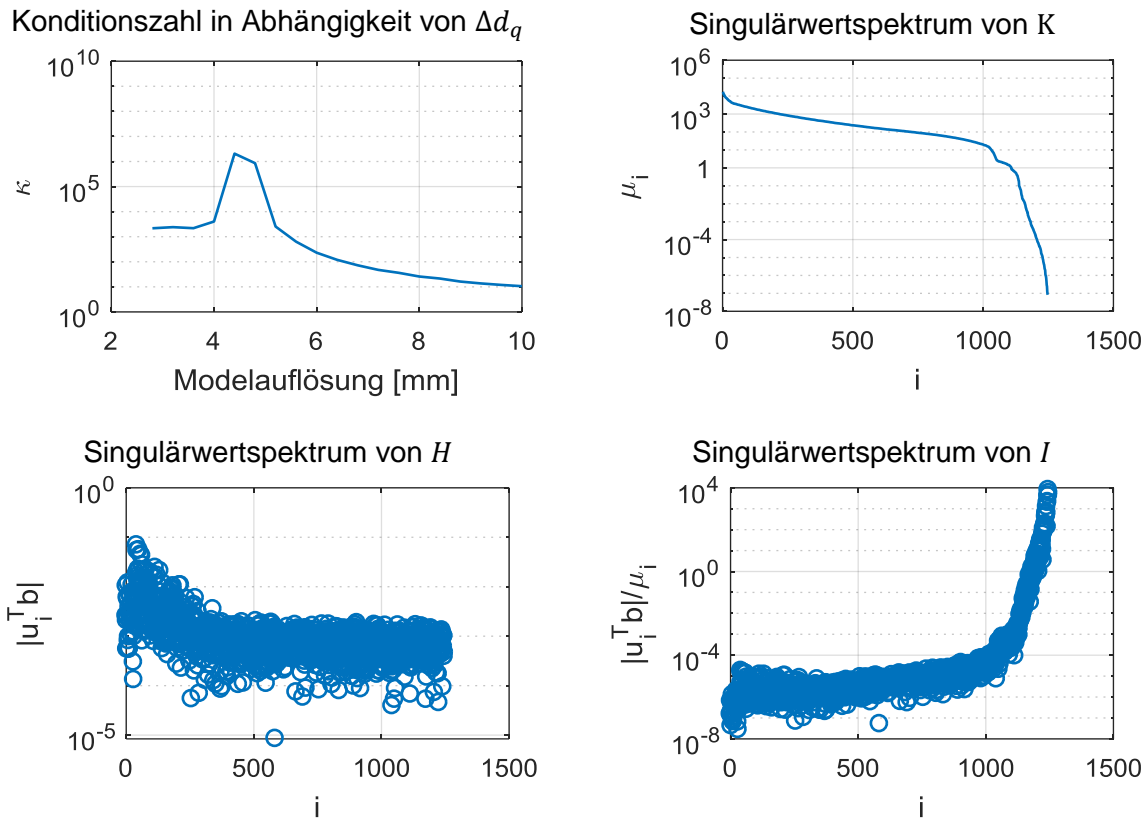


Abbildung 54: Analyse mittels Singulärwertzerlegung

4.5 Erweiterung des Ausgleichsproblems um Regularisierungsverfahren

Wie in Kapitel 4.3.2 gezeigt, stellt sich das äquivalente Strommodell als sehr instabil gegenüber Störungen in den Eingangsdaten dar. Gerade bei steigender Modellkomplexität, die fast immer mit einem Anstieg der Konditionszahl κ verbunden ist, steigt auch die Gefahr einer stark fehlerbehafteten Lösung I_e . Die Standardmethoden zur Lösung des Ausgleichsproblems aus Kapitel 4.2 greifen an dieser Stelle nur noch unzureichend. Die so ermittelte Stromverteilung ist unter Umständen viel mehr ein Abbild der Störungen als ein Abbild der realen Ströme auf der Elektronikplatine.

Ziel ist es nun das schlecht gestellte oder schlecht konditionierte System, unter Beachtung der Eigenschaften der Störungen, durch ein gut konditioniertes System zu ersetzen. Betrachtet man das grundlegende inverse Problem aus (2-41), so folgt mit der Störwirkung ε_S in den Eingangsdaten H :

$$I_\gamma = K^{-1}H_{\varepsilon_S} \quad (4-11)$$

Wobei der Fehler γ in direktem Zusammenhang zu den Störungen in H_{ε_S} steht, mit $\gamma = \gamma(\varepsilon_S)$. Das schlecht gestellte Problem aus (4-11) lässt sich nun in ein gut gestelltes Problem überführen, welches die Störungen aus H_{ε_S} kompensieren soll. Dann folgt das Problem zu:

$$I_\gamma = K_{\varepsilon_S}^{-1}H_{\varepsilon_S} \quad (4-12)$$

Dabei besitzt die angepasste Koeffizientenmatrix K_{ε_S} verbesserte und kompensierende Eigenschaften im Vergleich zur Matrix K . Eine Methode, um mit derartigen Ausgleichsproblemen umzugehen, stellen sogenannte Regularisierungsverfahren dar. Ziel ist es herauszufinden, unter welchen Bedingungen die approximierte Lösung $I_{e,\gamma}$ aus (4-12) in Richtung der exakten Lösung aus (2-41) konvergiert.

4.5.1 Die Tikhonov-Regularisierung

Bei der Tikhonov-Regularisierung [43] wird das Ausgleichsproblem aus (4-1) um eine zusätzliche Nebenbedingung ergänzt [97].

$$\min \|L(I^* - I_0)\|_2 \quad (4-13)$$

Dieser Ausdruck kann als Glättungsterm für das Ausgleichsproblem angesehen werden. Für einen sehr kleinen Wert erhält man eine stark geglättete Lösung für I^* . Für einen sehr großen Wert ergibt sich eine Lösung mit vielen hochfrequenten Anteilen. I_0 beschreibt in diesem Term einen Schätzwert für die zu erwartende Lösung I^* . L ist eine Matrix, die Vorwissen über das Problem in die Regularisierung integriert. Falls kein Vorwissen existiert, ist L typischerweise die Einheitsmatrix I_n . Es wird ein Regularisierungsparameter λ_R eingeführt, der die Gewichtung des Glättungsterms gegenüber dem Term des Residuums festlegt. Die Wahl dieses Parameters ist dabei von größter Wichtigkeit, da sein Wert an den Charakter der Störungen im Eingangssignal H angepasst werden muss. Das gesamte Ausgleichsproblem ergibt sich dann zu [97]:

$$\min \{ \|KI^* - H\|_2^2 - \lambda_R^2 \|L(I^* - I_0)\|_2^2 \} \quad (4-14)$$

oder in Form einer Normalengleichung:

$$(K^T K + \lambda_R L^T L) I^* = K^T H \quad (4-15)$$

Falls die Matrizen K und L invertierbar sind, folgt für die Lösung der Normalengleichung entsprechend (4-2), (4-14), (4-15) und [97]:

$$I_\lambda = (K^T K + \lambda_R^2 L^T L)^{-1} (K^T H + \lambda_R^2 L^T L I_0) \quad (4-16)$$

Wobei I_λ die regularisierte Lösung bzw. den regularisierten Dipolstrom im Sinne von (4-12) beschreibt. Im Allgemeinen lässt sich die sogenannte „Verallgemeinerte Singulärwertzerlegung“ (GSVD) [99] anwenden. Entsprechend [97] kann die regularisierte Lösung wie folgt geschrieben werden:

$$I_\lambda = \sum_{i=1}^p \left(f_i \frac{\bar{v}_i^T H}{\alpha_i} + (1 - f_i) w_i \right) w_i + \sum_{i=p+1}^n \bar{u}_i^T H w_i \quad (4-17)$$

Und im Sinne der quadratischen Norm folgt dann für $\lambda^2 \|L(I^* - I_0)\|_2$ und $\|KI^* - H\|_2$ aus (4-14):

$$\lambda^2 \|L(I^* - I_0)\|_2 = \left(\sum_{i=1}^p f_i^2 \left(\frac{\bar{v}_i^T H}{\Xi_i} - \beta_i w_i \right)^2 \right)^{1/2} \quad (4-18)$$

$$\|KI^* - H\|_2 = \left(\sum_{i=1}^p (1 - f_i)^2 (\bar{v}_i^T H - \alpha_i w_i)^2 + \sum_{i=n+1}^m (\bar{u}_i^T H)^2 \right)^{1/2}$$

Dabei erfüllen die Vektoren \bar{u}_i , \bar{v}_i , w_i und die verallgemeinerten Singulärwerte $\Xi_i = \alpha_i / \beta_i$ den Zusammenhang:

$$K = \bar{U} \begin{pmatrix} \text{diag}(\alpha_i) & 0 \\ 0 & I_{n-p} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} W^{-1} \wedge L = \bar{V} (\text{diag}(\beta_i) \quad 0) W^{-1} \quad (4-19)$$

und damit die Singulärwertzerlegungen von K und L . Die Variable f_i steht für eine Menge von Filterfaktoren $f_i = 1, \dots, p$, die den Wiener-Filter [100] enthalten:

$$f_i = \frac{\gamma_i^2}{\gamma_i^2 + \lambda^2} \quad (4-20)$$

Entsprechend der Überlegungen aus Kapitel 4.4 können anhand der Vektoren w_i und der Filterfaktoren f_i Aussagen über die Güte der Regularisierung getroffen werden. So führen große Filterfaktoren zu glatten w_i -Vektoren, kleine dämpfende Filterfaktoren zu w_i -Vektoren mit vielen hochfrequenten Anteilen und damit zu einer geglätteten Lösung I_λ .

4.5.2 Wahl des Regularisierungsparameters

Wie in Kapitel 4.5.1 erwähnt, wird die Güte der Regularisierung über den Filter mit den Filterfaktoren f_i bestimmt. Die Steuerung der Filterfaktoren erfolgt dabei über den Regularisierungsparameter λ_R . Ist dieser zu groß, werden neben den Störungen auch Informationen aus den Eingangsdaten herausgefiltert und die Lösung ist aufgrund des Informationsverlustes fehlerhaft. Diese Fehler werden als Regularisierungsfehler bezeichnet. Ist der Regularisierungsparameter zu klein, wird die Lösung unter Umständen von den Störungen in den Eingangsdaten dominiert und ist fehlerhaft. Dieser Fehler wird von nun an als Datenfehler bezeichnet.

Die Wahl eines geeigneten λ_R , welches ein Gleichgewicht zwischen dem Regularisierungsfehler und dem Datenfehler findet, entscheidet über die Exaktheit der Lösung und die Genauigkeit der ermittelten äquivalenten Stromverteilung. Trägt man in einem Diagramm die Norm des Glättungsterms $\|L(I^* - I_0)\|_2$ gegen die Norm des Ausgleichsproblems $\|KI_e^* - H\|_2$ auf, so erscheint sie bei den meisten Problemstellungen in Form einer L-Kurve [101] (Abbildung 55). Die Kurve enthält eine deutliche „Ecke“ genau an der Position, wo ein Wechsel zwischen einer durch die Regularisierungsfehler dominierten zu einer durch die Datenfehler dominierten Lösung I_λ auftritt. Somit stellt sich die Ecke dieser L-Kurve als ein Punkt mit einer guten Balance dar. Folgt man der Kurve auf der Abszisse $\rightarrow \infty$, so geht $\lambda_R \rightarrow \infty$ und der Regularisierungsfehler nimmt zu. Folgt man der Kurve auf der Ordinate $\rightarrow \infty$, so läuft $\lambda_R \rightarrow 0$ und der Datenfehler steigt an. Die Krümmung $C(\lambda)$ der L-Kurve lässt sich nach [102] berechnen mit:

$$C(\lambda) = \left(\frac{d\rho}{d\lambda_R} \frac{d^2\eta}{d\lambda_R^2} - \frac{d^2\rho}{d\lambda_R^2} \frac{d\eta}{d\lambda} \right) \left(\left(\frac{d\rho}{d\lambda_R} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{d\lambda_R} \right)^2 \right)^{-3/2} \quad (4-21)$$

Wobei ρ und η für die Größe des Residuenvektors und des Lösungsvektors stehen. Am Ort der maximalen Krümmung befindet sich dann der Punkt mit dem Gleichgewicht zwischen Daten- und Regularisierungsfehler.

Eine Alternative zur Bestimmung des Regularisierungsparameters aus der L-Kurve stellt die „Generalized Cross Validation“ (GCV) dar [103]. Diese ist allgemein wie folgt formuliert:

$$\lambda = \operatorname{argmin} V(\lambda_R) \quad (4-22)$$

λ_R berechnet sich demnach aus dem Argument des Minimums einer Funktion $V(\lambda_R)$, welche sich aus der Norm des Residuums und der Anzahl der Freiheitsgrade von λ_R [104] zusammensetzt. Nach [97] folgt damit für das gegebene Problem die Funktion $V(\lambda_R)$:

$$V(\lambda_R) = \frac{\|KI^* - H\|_2^2}{(\operatorname{spr}(I_n - K(K^TK + \lambda_R^2 L^T L)^{-1} K^T))^2} \quad (4-23)$$

mit I_n als Einheitsmatrix und $\operatorname{spr}(F) = \sum_{j=1}^n f_{11} + f_{22} + \dots + f_{nn}$ als Funktion für die Spur einer Matrix. Es muss vor der Berechnung von (4-22) und (4-23) eine Referenzmenge für mögliche λ_R festgelegt werden, um anschließend den optimalen Regularisierungsparameter zu ermitteln.

Theoretisch sollten sowohl die L-Kurven-Methode als auch die GCV-Methode ähnliche Regularisierungsparameter liefern. In [102] beschreiben die Autoren jedoch eine Instabilität der GCV hinsichtlich der stark korrelierten Störungen im Eingangssignal. Dahingegen liefert die L-Kurve auch bei solchen Störungen gute Ergebnisse. Jedoch ist bei der Problemstellung, der Identifikation von äquivalenten Strömen auf Elektronikplatinen auf Basis von Nahfelddaten, in den meisten Fällen nicht davon auszugehen, dass die Störungen im gemessenen Magnetfeld stark miteinander korreliert sind. Um einer möglichen Instabilität bei systematischen Fehlern vorzubeugen, wird in dieser Arbeit die L-Kurve verwendet.

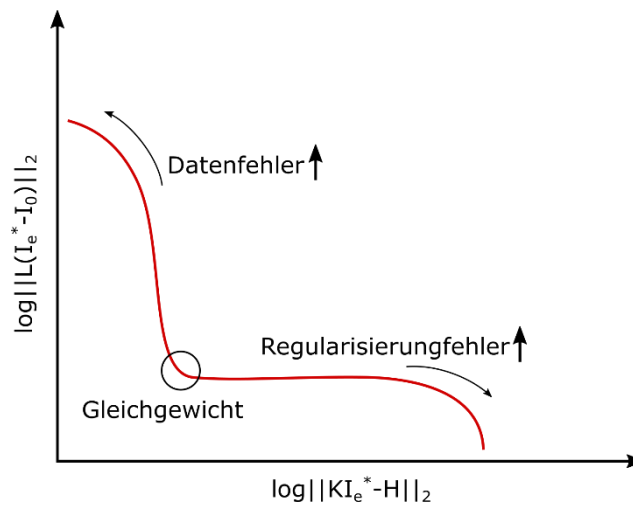


Abbildung 55: L-Kurve [104]

4.6 Einfluss der Vertikal- und Horizontalströme

Betrachtet man die Stromverteilung auf einer Platine, so besteht diese nicht nur aus horizontalen Strömen, sondern auch aus vertikalen Anteilen und der vektoriellen Kombinationen der beiden. Vias, IC-Pins und andere Bauteile Ein- und Ausgänge stellen Quellen vertikaler Ströme dar. Aufgrund des Verhältnisses der Länge der senkrechten Elemente (z.B. Dicke des Dielektrikums) im Vergleich zu den Leiterbahnlängen, könnte es ausreichend erscheinen, die Stromverteilung lediglich mit Hilfe von horizontalen Dipolen abzubilden. Entsprechend des Eindeutigkeits-theorems (Kapitel 2.2.3) ist das inverse Problem der Feldabstrahlung zu den äquivalenten Quellen eindeutig, wenn die Quellen das gleiche magnetische und/oder elektrische Feld in der Referenzoberfläche erzeugen. Prinzipiell kann eine Darstellung mit horizontalen Dipolen für eine Fernfeldberechnung ausreichend sein, solange sie die Randbedingungen an der Referenzoberfläche erfüllen. Diese Eindeutigkeit ist allerdings nur bei einer geschlossenen kontinuierlichen Oberfläche vollständig (Kapitel 4.3.2). Da es sich jedoch beim praktischen Vorgehen immer um Näherungslösungen handelt, ist die Eindeutigkeit der Lösung stark abhängig von der Güte der gewählten Näherung. Es wird weiterhin davon ausgegangen, dass das magnetische Feld in einer Ebene oberhalb der Platine aufgenommen wird. Dann spielen die Diskretisierung und die Ausdehnung der Ebene eine große Rolle und bestimmen zu einem großen Anteil die Qualität des äquivalenten Modells (Kapitel 4.3.2). Werden die durch einen vertikalen Strom erzeugten Felder nicht ausreichend genau approximiert, so kann es bei späteren Fernfeldberechnungen zu großen Abweichungen kommen. Dies hängt auch mit der Dominanz vertikaler Ströme im Fernfeld zusammen (Kapitel 5.1.1). Im Nahfeld ist diese Dominanz jedoch nicht gegeben und das durch vertikale Elemente erzeugte Feld ist in Abhängigkeit zu den Struktur-

längen oftmals sogar schwächer als das Feld der horizontalen Anteile (Abbildung 57). Die mathematische Identifizierung der Quellenströme auf Basis eines linearen Minimierungsproblems führt dann gerade bei den mit einem geringen Absolutwert gegebenen Feldstärken zu den relativ betrachtet größten Abweichungen. Streng genommen stellt dabei schon die Lösung eines Minimierungsproblems eine Verletzung der Eindeutigkeit dar.

Um dies zu untersuchen, wird ein MoM-Simulationsmodell eines Leiters in Concept-II [92] erstellt. Eine analytische Beschreibung des Leiters mit vertikalen und horizontalen Stromelementen ist prinzipiell auch möglich. Das numerische Modell findet allerdings auch bei späteren Untersuchungen Anwendung und wird zur besseren Vergleichbarkeit bevorzugt verwendet (Abbildung 56). Es besteht aus einem Einzelleiter mit einer Länge $l = 200 \text{ mm}$, der in einer Höhe $d = 3,5 \text{ mm}$ oberhalb einer unendlichen Massefläche angeordnet ist. Der Kontaktpunkt zur Masse befindet sich an der Position $[0,0,0] \text{ mm}$. Er wird durch eine Spannungsquelle mit einer Quellenspannung von $U_q = 1 \text{ V}$ angeregt. Das magnetische Feld wird in einer Ebene mit der Größe $240 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ in einer Höhe $h = 10 \text{ mm}$ oberhalb der Massefläche aufgenommen. Die Auflösung der Messebene beträgt $\Delta d_k = 5 \text{ mm}$. Es wird nun ein Dipol-Gitter-Modell mit $N = 48 \times 12$ Quellen ($\Delta d_q = 5 \text{ mm}$) entsprechend Kapitel 4.1 erstellt, bei dem jedoch auf Dipole in z -Orientierung verzichtet wird (Abbildung 59). Die approximierenden Ströme werden in Form eines linearen Ausgleichsproblems bestimmt.

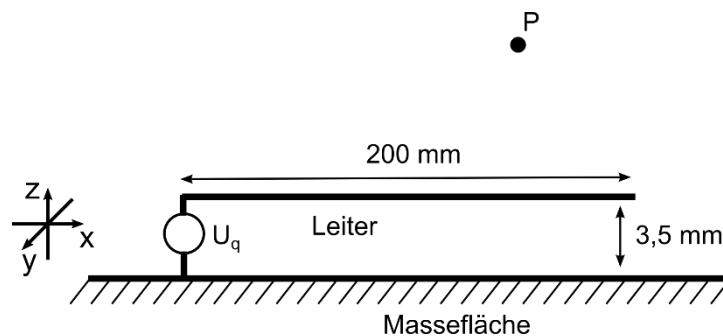


Abbildung 56: Leiterstruktur mit vertikalen und horizontalen Strömen

Abbildung 57 zeigt die magnetischen Nahfelder des Leiters aus der MoM-Simulation und die Nahfelder des äquivalenten planaren Dipolmodells. Abbildung 58 zeigt die resultierenden Abweichungen. Es wird deutlich, dass die Approximation des magnetischen Nahfelds an den dominanten Feldpunkten mit einer hohen Genauigkeit erfolgt. Lediglich im Bereich sehr kleiner Feldwerte kommt es zu größeren Abweichungen. Prinzipiell lässt sich das Nahfeld in der Messebene also gut mit horizontalen Dipolen abbilden.

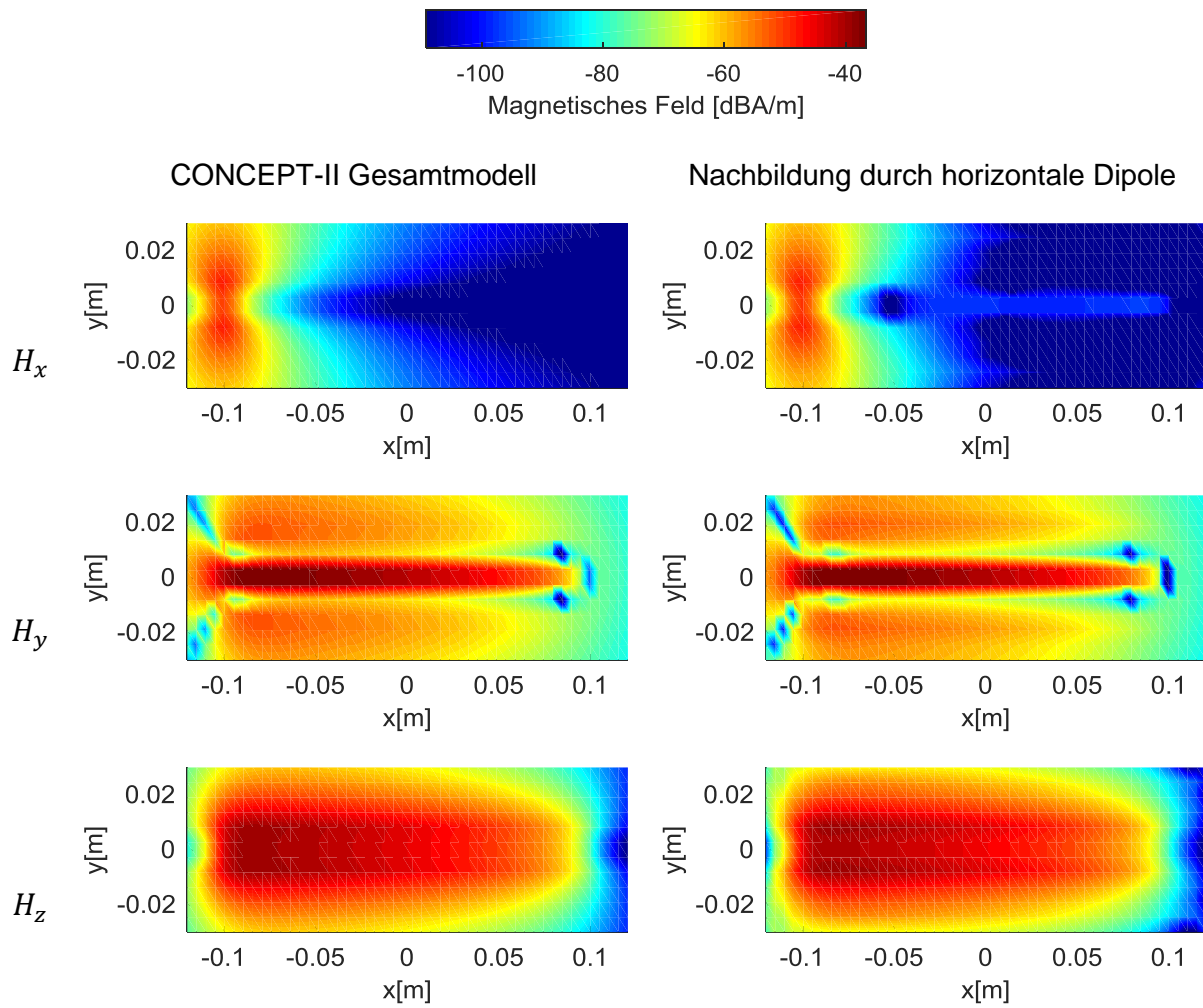
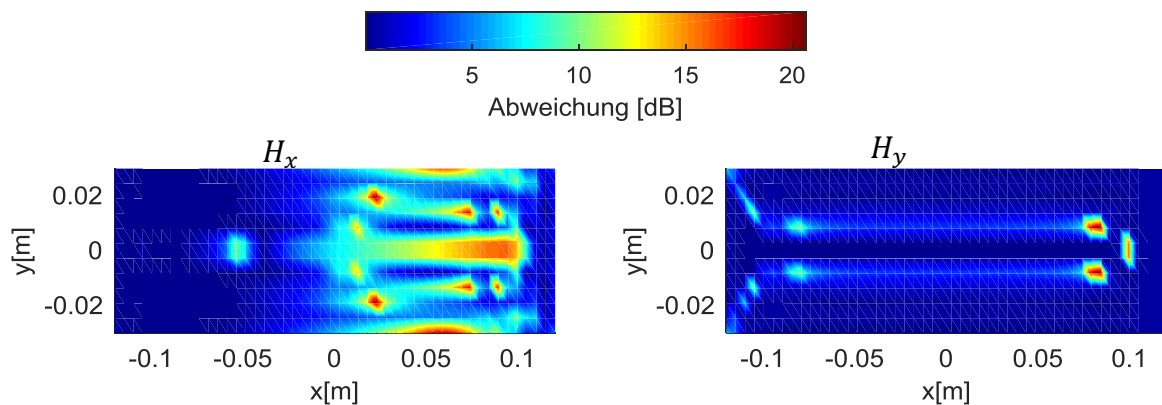


Abbildung 57: Vergleich der Nahfelder des CONCEPT-II Gesamtmodells und des äquivalenten Modells aus horizontalen Dipolen bei $f = 100 \text{ MHz}$



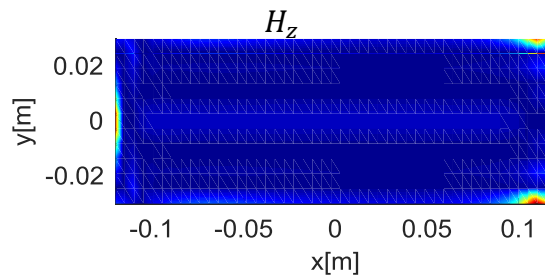


Abbildung 58: Abweichung der Nahfelder des CONCEPT-II Gesamtmodells und des äquivalenten Modells aus horizontalen Dipolen bei $f = 100 \text{ MHz}$

Abbildung 60 zeigt das elektrische Fernfeld in horizontaler und vertikaler Polarisation am Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$ des äquivalenten Dipolmodells mit horizontalen Quellen. Es ist ersichtlich, dass die horizontalen Dipole nicht ausreichend sind, um das elektrische Fernfeld in beiden Polarisationen korrekt darzustellen (vgl. Kapitel 5.1.1). Um den Einfluss der vertikalen Ströme zu analysieren, wird das Modell um einen zusätzlichen vertikalen Dipol I_{ez} ergänzt (Abbildung 59). Dieser wird an der Stelle des tatsächlichen Vertikalstroms positioniert. Das daraus resultierende elektrische Feld am Punkt P weist lediglich eine geringe Abweichung zum Zielfeld in beiden Polarisationen auf. Die noch vorhandenen Abweichungen von ca. 3 dB sind Folge der Diskretisierungsfehler der Modellierung. Bei der vertikalen Polarisation kommt es nur im Bereich der Resonanz bei $f = 800 \text{ MHz}$ zu etwas größeren Abweichungen.

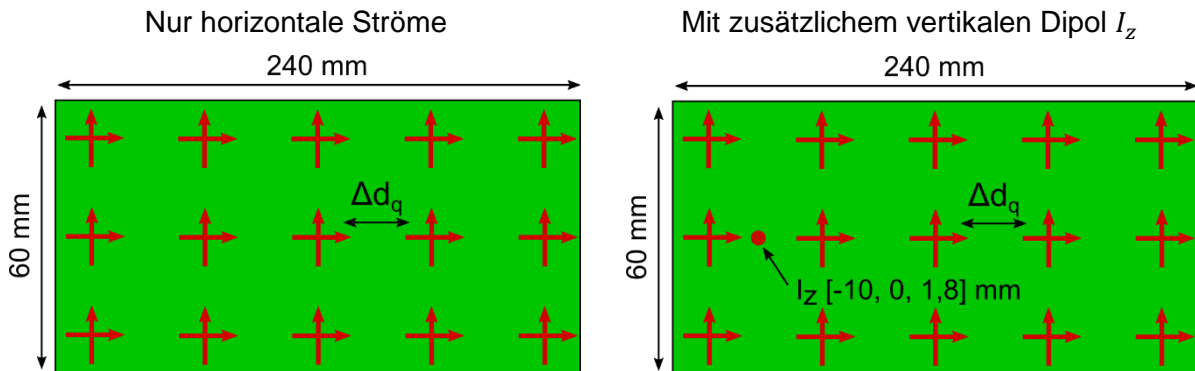


Abbildung 59: Varianten des äquivalenten Dipolmodells

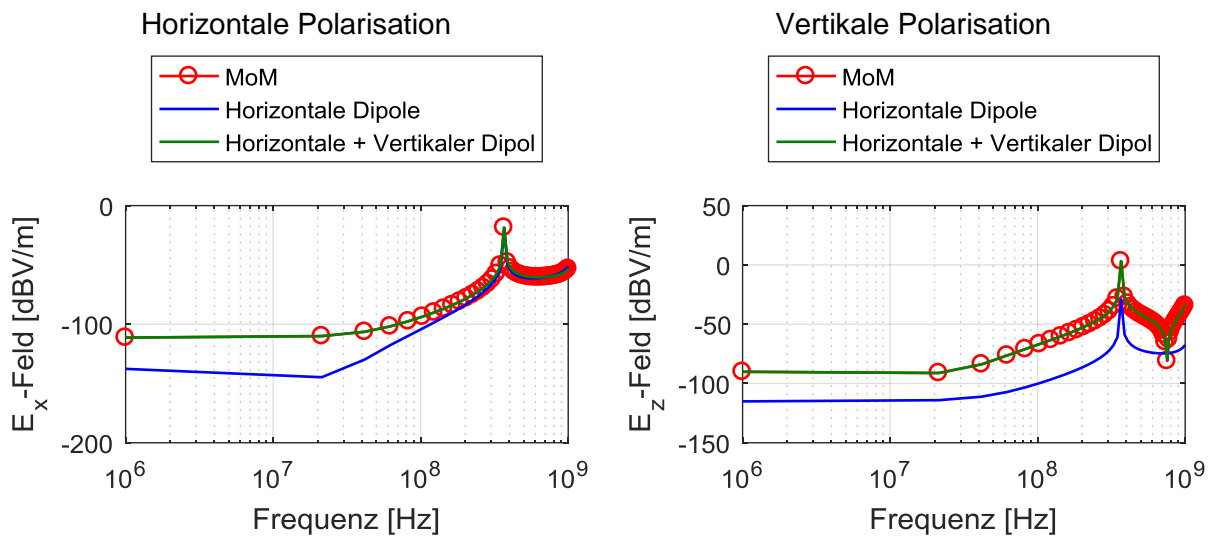


Abbildung 60: Vergleich der elektrischen Felder am Beobachtungspunkt P zweier Modelle mit dem Feld aus der MoM-Simulation (Referenz)

4.7 Erstellung eines Multi-Dipol Modells unter Beachtung der wahrscheinlichen Strompfade

Streng genommen ist die Stromverteilung auf einer Elektronikplatine überwiegend an ihre Leiterbahnen gebunden. Es ist demnach möglich, eine Aussage über die Position der Störquellen schon vor einer Nahfeldmessung zu treffen. Die Kenntnisse der Leiterbahn-Koordinaten können aus CAD-Daten (Abbildung 61) oder gegebenenfalls bildgebenden Verfahren gewonnen werden. Mithilfe dieses Vorwissens können die äquivalenten Dipole entlang der wahrscheinlichen Strompfade angeordnet werden. Diskretisierungsfehler $\Delta\epsilon_d$, die beim Dipol-Gitter-Modell auftreten, sind in diesem Fall als vernachlässigbar anzusehen. Da die einzelnen Dipole nicht unabhängig voneinander sind, bietet diese Vorgehensweise darüber hinaus Möglichkeiten zur Korrelation der äquivalenten Quellen. Das Modell ist schon in seinem Grundaufbau als physikalisch korrekt zu betrachten, dadurch stabiler und wirkt fehlerkorrigierend gegenüber fehlerbehafteten Nahfelddaten. Weiterhin sinkt die Modellkomplexität, da die reale Stromverteilung mit einer geringeren Anzahl an Dipolen abgebildet werden kann und die Diskretisierung lediglich in Abhängigkeit zu der Leiterbahn- und Wellenlänge gewählt werden muss.

Neben den Leiterbahnen können natürlich auch die ICs Einfluss auf die Nah- und Fernfeldverteilung nehmen. Diese lassen sich prinzipiell anhand ihrer Koordinaten aus den CAD-Daten und einem Satz von äquivalenten Quellen oder Methoden entsprechend [37][105] approximieren. In dieser Arbeit wird jedoch nicht weiter auf Verfahren zur Berücksichtigung der ICs eingegangen, da sich im untersuchten

Frequenzbereich im Verhältnis zu den Strukturgrößen die Leiterbahnen als dominante Strahler darstellen.

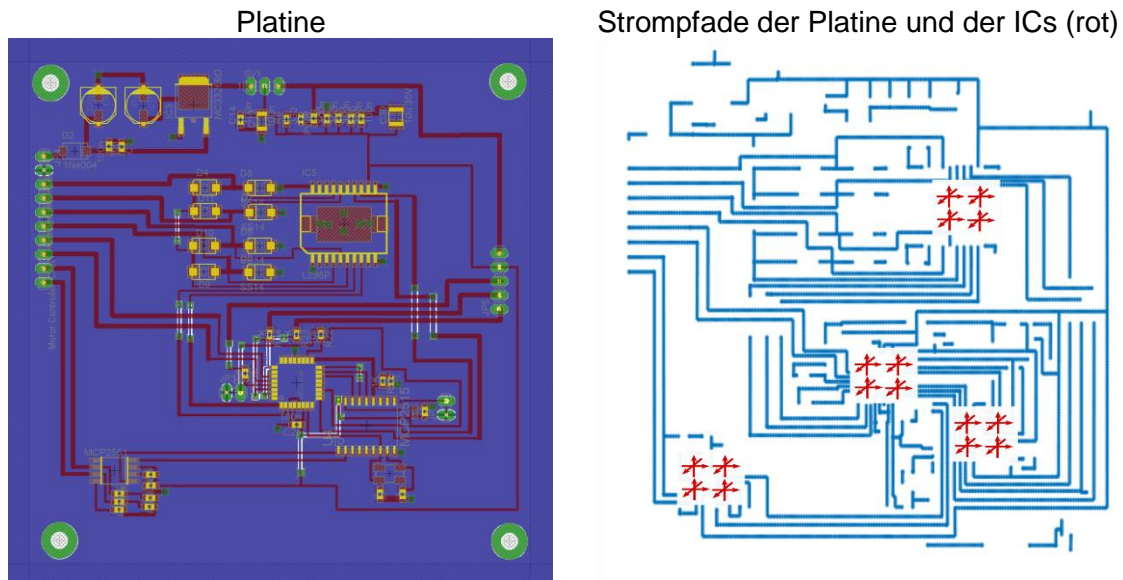


Abbildung 61: CAD-Daten zur Ermittlung der Leiterbahnverteilung

4.7.1 Das CAD-Daten-Modell

Entgegen des regelmäßigen Dipol-Gitter-Modells werden die äquivalenten Dipole beim CAD-Daten-Modell nur entlang der möglichen Strompfade platziert (Abbildung 62). Dabei erfolgt die Anordnung entsprechend einer Diskretisierung Δd_q . Es werden hier keine Dipoltripel mehr verwendet, sondern einzelne Elementardipole, deren Orientierung der Leiterbahnorientierung entspricht. Die Dipole befinden sich in Leiterbahnhöhe d horizontal über der Massefläche. Darüber hinaus sind vertikale Dipole notwendig, um vertikale Ströme nachzubilden. So werden diese beispielsweise im Falle von Vias und Verbindungen zu ICs angesetzt (Abbildung 63). Ist unterhalb des vertikalen Elements keine Referenzmasse vorhanden, so wird sie auch im Modell nicht verwendet. Die einzelnen Strompfade werden in Subsets s unterteilt. Damit ergibt sich der äquivalente Stromvektor aus allen Subsets zu:

$$I_e = (I_e^1, \dots, I_e^s, \dots, I_e^S)^T \quad (4-24)$$

Dabei beschreibt S die Anzahl der Subsets und s das jeweilige Subset. Jeder Strompfad wird über eine durch Δd_q definierte Anzahl Q an Dipolen definiert mit:

$$I_e^s = (I_{e1}^s, \dots, I_{eq}^s, \dots, I_{eQ}^s)^T \quad (4-25)$$

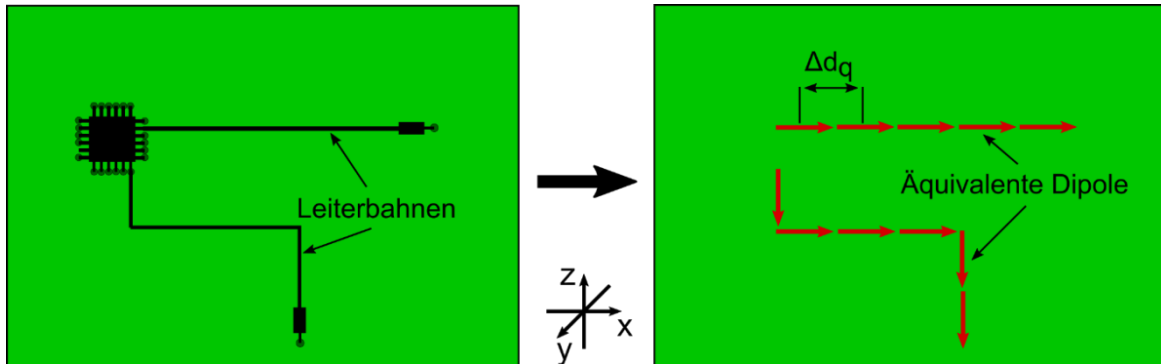


Abbildung 62: Abbildung einer Leiterbahn durch Dipole an den wahrscheinlichen Strompfaden

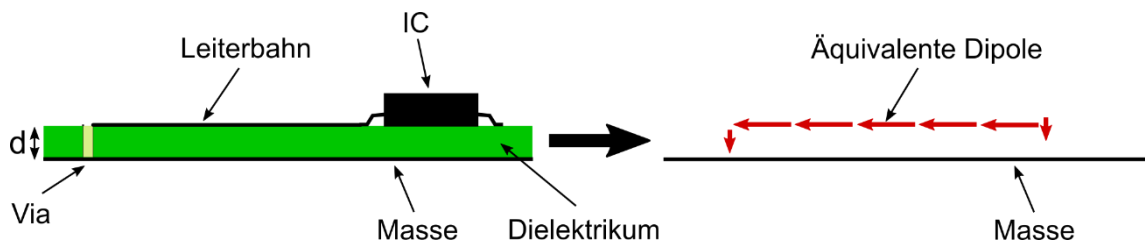


Abbildung 63: Senkrechter Dipol für Vias und Pins bzw. Elemente

Die Regularisierungsmatrix L wurde ohne weiteres Vorwissen bislang als die Einheitsmatrix I_n angesetzt. Das CAD-Daten-Modell gestattet nun Vorkenntnisse oder Beziehungen zwischen den Quellen in einem Subset in die Regularisierung einfließen zu lassen. Damit ergibt sich für jedes Subset s eine Regularisierungsmatrix L^s und die gesamte Regularisierungsmatrix L zu:

$$L = \begin{pmatrix} L^1 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \ddots & L^s & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & L^s \end{pmatrix} \quad (4-26)$$

4.7.2 Vorteile bei der Regularisierung durch Verwendung des CAD-Daten-Modells

Bei der Durchführung der SRM auf Basis von Regularisierungsverfahren, spielt die Wahl der Modellparameter eine wichtige Rolle. Wird das Modell an die Strom-

verteilung der Platine angepasst, lässt sich der Informationsgehalt im Singulärwertspektrum weniger durch Störungen beeinflussen. Diese sind erst bei höheren Frequenzen dominant und dadurch besser durch die Regularisierung herauszufiltern. Dadurch ist das Modell deutlich stabiler.

Um den Vorteil des CAD-Daten-Modells auf den Regularisierungsprozess und die verbesserte Rauschunterdrückung darzustellen, werden Simulationsdaten verwendet, die mit einem zusätzlichen Rauschsignal beaufschlagt werden. Dabei kommt wieder die Leiterstruktur aus Abbildung 56 zum Einsatz. Sie besteht aus einem Einzelleiter mit einer Länge von $l = 200 \text{ mm}$, der in einer Höhe $d = 3,5 \text{ mm}$ oberhalb einer unendlichen Massefläche angeordnet ist. Er wird durch eine Spannungsquelle mit einer Quellenspannung von $U_q = 1 \text{ V}$ angeregt. Das magnetische Feld wird in einer Ebene mit der Größe $240 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ in einer Höhe $h = 10 \text{ mm}$ oberhalb der Massefläche aufgenommen. Die Auflösung der Messebene beträgt $\Delta d_k = 5 \text{ mm}$. Dem berechneten magnetischen Feld wird ein Rauschsignal mit einem $SNR = 6 \text{ dB}$ hinzuaddiert. Anschließend werden zwei äquivalente Modelle erstellt. Bei dem ersten Modell handelt es sich um ein Modell mit $N = 48 \times 12$ gleichmäßig in der Leiterplattenebene verteilten Dipoltrippeln ($\Delta d_q = 5 \text{ mm}$), bei dem zweiten Modell um ein Modell mit insgesamt $N = 41$ entlang der Leiterbahnen angeordneten Dipolen ($\Delta d_q = 5 \text{ mm}$). Abbildung 64 zeigt die sich nach (4-8) ergebenden Singulärwertspektren des magnetischen Nahfelds der rauschbehafteten Modelle. Darüber hinaus zeigt sie den Fehler ε_t zwischen den Spektren der rauschbehafteten und der idealen Modelle. Der Fehler berechnet sich zu:

$$\varepsilon_t = \frac{|\langle u_i, H \rangle|}{|\langle u_i, H_{noise} \rangle|} \quad (4-27)$$

Es wird deutlich, dass im Falle des CAD-Daten-Modells die Störungen bis zu einem Singulärwert $i = 19$ keinen oder einen nur sehr geringen Einfluss auf das Spektrum haben. Der Informationsgehalt ist bis zu dieser Frequenz nur geringfügig „verschmiert“. Es lässt sich deutlich zwischen Informationsanteil und Rauschanteil trennen. Eine Filterung der hohen spektralen Anteile führt zu einer starken Dämpfung des Rauschens. Beim Gitter-Modell ist der Einfluss der Störungen im gesamten Spektrum gleichverteilt. Eine saubere Trennung der Anteile kann nicht mit gleicher Qualität erfolgen.

Im nächsten Schritt wird das CAD-Daten-Modell angepasst, indem die äquivalenten Quellen um $\Delta d = 10 \text{ mm}$ in y -Richtung verschoben werden. Der Strom befindet sich nun nicht mehr am physikalisch richtigen Ort. In Abbildung 64 wird dargestellt, dass der Informationsgehalt nun auch in den unteren Frequenzen deutlich durch die Störungen überlagert wird. Vergleicht man die Konditionszahlen beider Ansätze, so

wird klar dass sie nur einen ersten Hinweis auf die Anfälligkeit eines Systems gegenüber Störungen geben, aber keine Information darüber, wie gut ein System für eine Regularisierung geeignet ist.

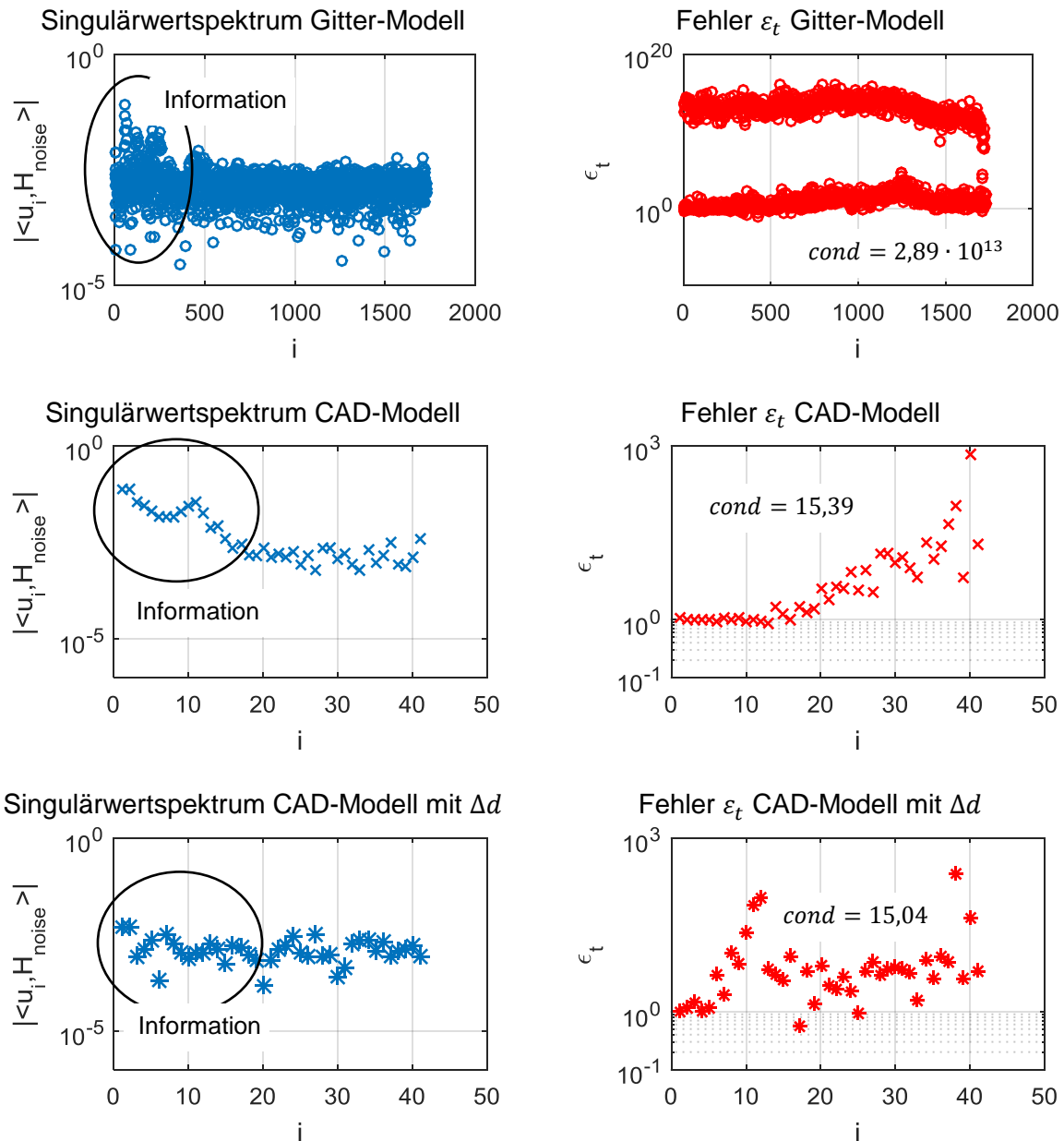


Abbildung 64: Singulärwertspektren und Fehler der Modelle bei $f = 100 \text{ MHz}$

4.7.3 Korrelation der äquivalenten Quellen mit den Nahfelddaten

Bislang wurden die Anfangswerte I_0 in der Tikhonov-Regularisierung (4-13) zu Null angesetzt, da keine weitergehenden Informationen hinsichtlich der zu erwartenden

Ströme vorhanden waren. Im Falle eines Ebenenscans oberhalb einer Elektronikplatine kann aber eine Abschätzung der Ströme vorgenommen werden.

Für einen Strompfad lässt sich bei einer diskreten Frequenz f_k seine Amplitude aus dem magnetischen Nahfeld näherungsweise nach (3-10) abschätzen (Abbildung 65). Es folgt daraus für den Strom $I_{0,xy}$:

$$I_{0,xy} \approx H_{yx} \frac{\pi r(r + 2d)}{d} \quad (4-28)$$

Damit kann durch die Vektorzerlegung der Feldkomponenten H_x und H_y der Strom für jede Leiterbahn abgeschätzt und als Startwert in der Regularisierung verwendet werden. Für eine hohe Genauigkeit sind eine ausreichende Auflösung der Messenebene und eine geringe Messhöhe notwendig. Darüber hinaus ist eine Interpolation zwischen den Feldamplituden notwendig, wenn sich die Beobachtungspunkte nicht oberhalb von dem zu bestimmenden Quellenstrom befinden.

Weiterhin können die Nahfelddaten verwendet werden, um das CAD-Daten-Modell weiter in seiner Komplexität zu reduzieren. Es wird ein Schwellwert H_{thr} definiert, der eine Aussage darüber trifft, ob mit ihm korrelierte Strompfade einen relevanten Beitrag zur Abstrahlcharakteristik der Platine bei einer Frequenz f leisten. Bereiche auf der Platine, die ein magnetisches Feld unterhalb des gewählten Schwellwerts erzeugen, werden bei den nachfolgenden Berechnungen, wie der Stromidentifikation, ausgeblendet (Abbildung 65). Es folgt dann nach (2-39) das reduzierte lineare Gleichungssystem zu:

$$H(H_{thr}) = \begin{bmatrix} H_1 \\ \dots \\ H_{N-1} \\ H_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_1^1 & \dots & K_1^{Q-1} & \times \\ K_2^1 & \dots & K_2^{Q-1} & \times \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ K_{N-1}^1 & \dots & K_{N-1}^{Q-1} & \times \\ K_N^1 & \dots & K_N^{Q-1} & \times \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_e^1 \\ \dots \\ I_e^{Q-1} \\ \times \end{bmatrix} \quad (4-29)$$

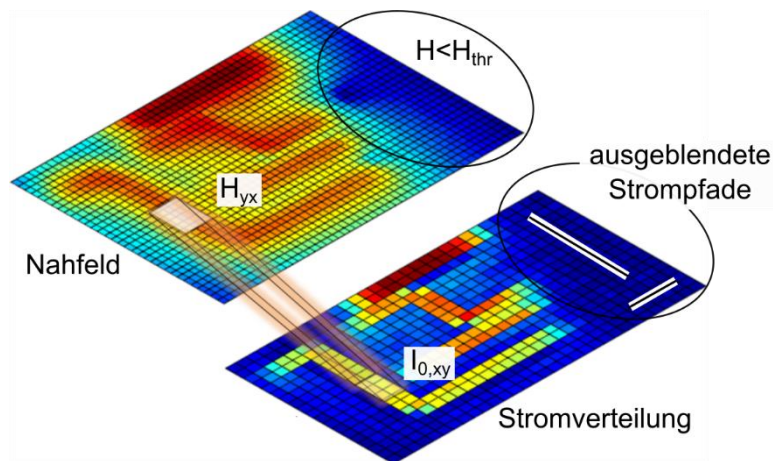


Abbildung 65: Ausblendung von Strompfaden und Stromabschätzung aus dem Nahfeld

4.7.4 Korrelation der äquivalenten Quellen

Ist die wahrscheinliche Stromverteilung mittels CAD-Daten auf einer Platine bekannt, so lassen sich Abhängigkeiten der Quellen untereinander definieren. Die Stromphasen innerhalb eines Pfades (Subsets) sind nicht unabhängig voneinander, sondern über eine maximale Phasenverschiebung miteinander korreliert (Abbildung 66). Damit lässt sich der maximal mögliche Phasensprung $\Delta\varphi_{s,max}$ zwischen zwei benachbarten Quellen in einem Subset s nach [115] bestimmen mit:

$$\Delta\varphi_{s,max} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta d_q \quad (4-30)$$

Wobei es sich bei λ um die frequenzabhängige Wellenlänge und bei Δd_q um die Diskretisierung der äquivalenten Dipole bzw. ihre Länge handelt.

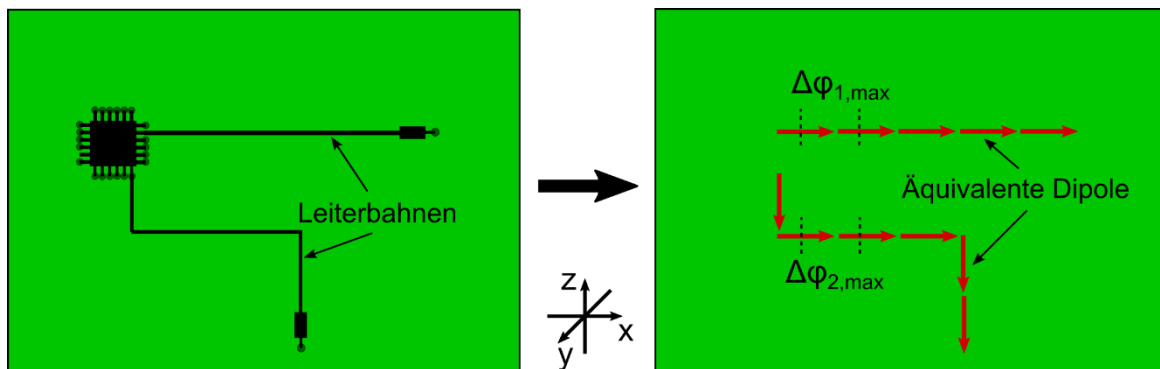


Abbildung 66: Maximale Phasenverschiebung im Strompfad

Um die Korrelation der Stromphasen in den Prozess der Stromidentifikation zu integrieren, wird das lineare Gleichungssystem aus (2-39) umgeschrieben zu:

$$\begin{bmatrix} H_1^{re} \\ \vdots \\ H_N^{re} \\ H_1^{im} \\ \vdots \\ H_N^{im} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_1^{re,1} e^{j\varphi^1} & \dots & K_1^{re,Q} e^{j\varphi^Q} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ K_N^{re,1} e^{j\varphi^1} & \dots & K_N^{re,Q} e^{j\varphi^Q} \\ K_1^{im,1} e^{j\varphi^1} & \dots & K_1^{im,Q} e^{j\varphi^Q} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ K_N^{im,1} e^{j\varphi^1} & \dots & K_N^{im,Q} e^{j\varphi^Q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_e^1 \\ \vdots \\ I_e^Q \end{bmatrix} \quad (4-31)$$

Dabei sind I_e^q die Amplituden der äquivalenten Quellenströme und φ^q ihre Phasen. Diese gehören hier nicht mehr zum Lösungsvektor des Gleichungssystems und müssen demnach vor der Lösung des Systems bestimmt werden. Der Zielvektor H enthält das magnetische Feld an den Beobachtungspunkten, aufgeteilt in sein Realteil H_n^{re} und sein Imaginärteil H_n^{im} . Die Einträge im Kern des Gleichungssystems K werden ebenfalls in Real- und Imaginärteil aufgetrennt.

Das inverse Problem stellt sich jetzt als Optimierungsproblem mit den zu optimierenden Phasen φ^q dar, bei dem für jeden Iterationsschritt ein lineares Gleichungssystem entsprechend (4-31) gelöst werden muss. Für jeden Strompfad wird zuerst eine maximale Phasenverschiebung $\Delta\varphi_{s,max}$ nach (4-30) definiert. Anschließend wird für jeden Pfad eine Startphase des jeweilig ersten Dipols φ_s^1 gewählt und für jeden weiteren Dipol im Pfad eine entsprechende Phasenverschiebung nach

$$-\Delta\varphi_{s,max} < \Delta\varphi_{s,\Delta} < +\Delta\varphi_{s,max} \quad (4-32)$$

berechnet, die den Phasenverlauf im Strompfad abbildet. Dabei gehen sowohl die Startphasen φ_s^1 als auch die Phasenverschiebungen $\Delta\varphi_{s,\Delta}$ als Variationsparameter in den Optimierungsprozess ein. Abbildung 67 zeigt den Ablauf der Stromidentifikation.

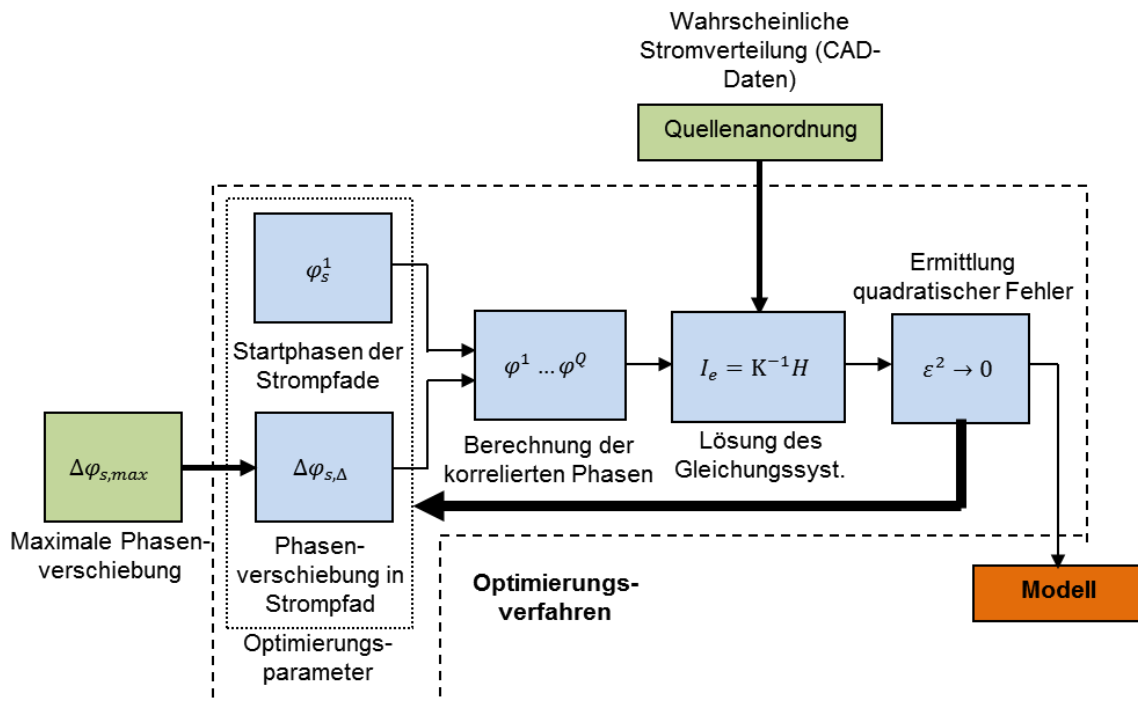


Abbildung 67: Ablauf der Stromidentifikation mit Phasenkorrelation

Zur Lösung des Optimierungsproblems werden heuristische Optimierungsverfahren verwendet [106]. Auf diese soll in dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden. Jedoch liegt der Fokus darauf, den Optimierungsaufwand so gering wie möglich zu gestalten und lediglich auf einfache Verfahren zurückzugreifen. Dabei hat sich das „Simulated Annealing“ (SA) als gut anwendbare Heuristik herausgestellt.

4.8 Anwendung und Verifikation der Methoden

Zur Anwendbarkeit und Verifikation der Methoden und der Verbesserung der Stromidentifikation werden sowohl MoM-Simulationsdaten (Concept-II [92]) und messtechnisch ermittelte Daten verwendet.

4.8.1 Einzelleiter – Ideale Simulationsdaten

Bei dem ersten Untersuchungsobjekt handelt es sich um einen Einzelleiter (Abbildung 68), der sich in einer Höhe $d = 1,5 \text{ mm}$ oberhalb einer unendlichen Massefläche befindet. Er besteht aus vertikalen und horizontalen Leiterabschnitten

mit einer Gesamtlänge von $l = 197 \text{ mm}$, die Ströme in x -, y - und z -Orientierung erzeugen. Das Eingangssignal wird durch eine Spannungsquelle mit einer Amplitude von $U_q = 1 \text{ V}$ erzeugt. Die Leitung wird mit einem Widerstand $Z_L = 100 \Omega$ abgeschlossen. Das magnetische Feld wird in der MoM-Simulation in einer Beobachtungsebene $A = 160 \text{ mm} \cdot 100 \text{ mm}$ in der Höhe $h = 15 \text{ mm}$ oberhalb der Massefläche berechnet. Die Diskretisierung der Ebene ist zu $\Delta d_k = 5 \text{ mm}$ festgelegt, d.h. die Berechnung erfolgt an $N = 32 \cdot 20 = 640$ Feldpunkten in x -, y - und z -Richtung. H_z wird jedoch lediglich später für die Verifikation der Nahfeldapproximation verwendet. Die Stromidentifikation erfolgt auf Basis von H_x und H_y . Der auszuwertende Frequenzbereich liegt zwischen $f_1 = 1 \text{ MHz}$ und $f_2 = 1 \text{ GHz}$ und wird durch $N = 100$ diskrete Frequenzen abgebildet.

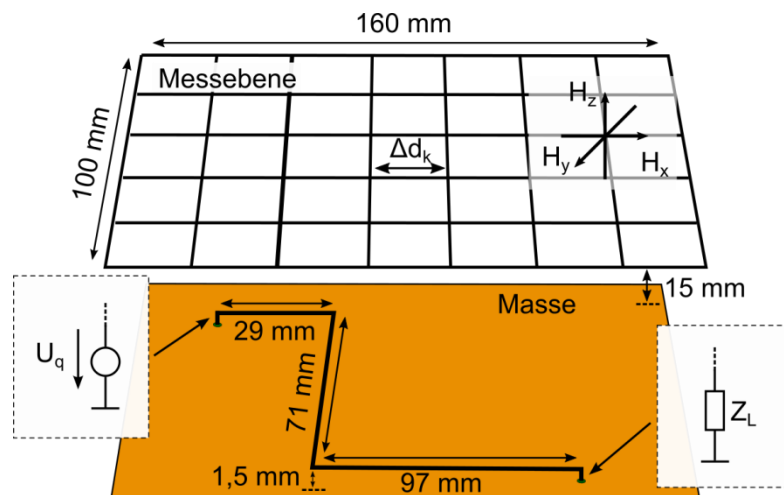


Abbildung 68: Einzeleiter und Beobachtungs-/Messebene

Es werden vier Modellvarianten mit einer aktiven Fläche $A = 160 \text{ mm} \cdot 100 \text{ mm}$ auf die in der MoM-Simulation berechneten Feldwerte angewendet. Bei dem ersten Modell handelt es sich um ein Gitter-Modell, dessen Quellen mittels Pseudoinverse und linearem Ausgleichsproblem bestimmt werden. Das zweite Modell ist ebenfalls ein Gitter-Modell, die Stromidentifikation erfolgt hier auf Basis der Tikhonov-Regularisierung. Bei dem dritten Modell handelt es sich um ein CAD-Daten-Modell mit Kenntnis der wahrscheinlichen Strompfade und Quellenidentifizierung mittels Pseudoinverse und Ausgleichsproblem. Das vierte Modell vereint das CAD-Daten-Modell mit der Tikhonov-Regularisierung. Sowohl beim Gitter- als auch beim CAD-Daten-Modell wurde eine Diskretisierung der Quellen von $\Delta d_q = 5 \text{ mm}$ verwendet. Diese kann im Falle des CAD-Modells aufgrund der Leitungslängen, um einige μm abweichen. Die Modelle mit den Positionen der äquivalenten Quellen sind in Abbildung 69 skizziert. Die Laufzeit der Modellerstellung für alle N diskreten Frequenzen ist in Tabelle 1 gezeigt. Bei diesen und allen weiteren Berechnungen wurde Matlab [79] auf einem Windows-PC mit vier aktiven Kernen eines Intel® Xeon® CPU

E5-2690 @ 2,90 GHz [107] und 8 GB Arbeitsspeicher verwendet. Aufgrund der stark reduzierten Anzahl der Quellen beim CAD-Modell verkürzt sich die Rechenzeit um einen Faktor von 13.

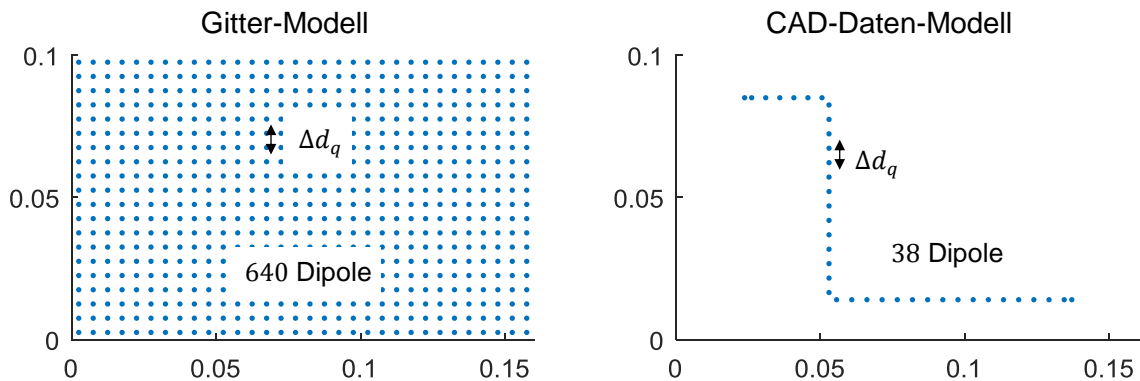


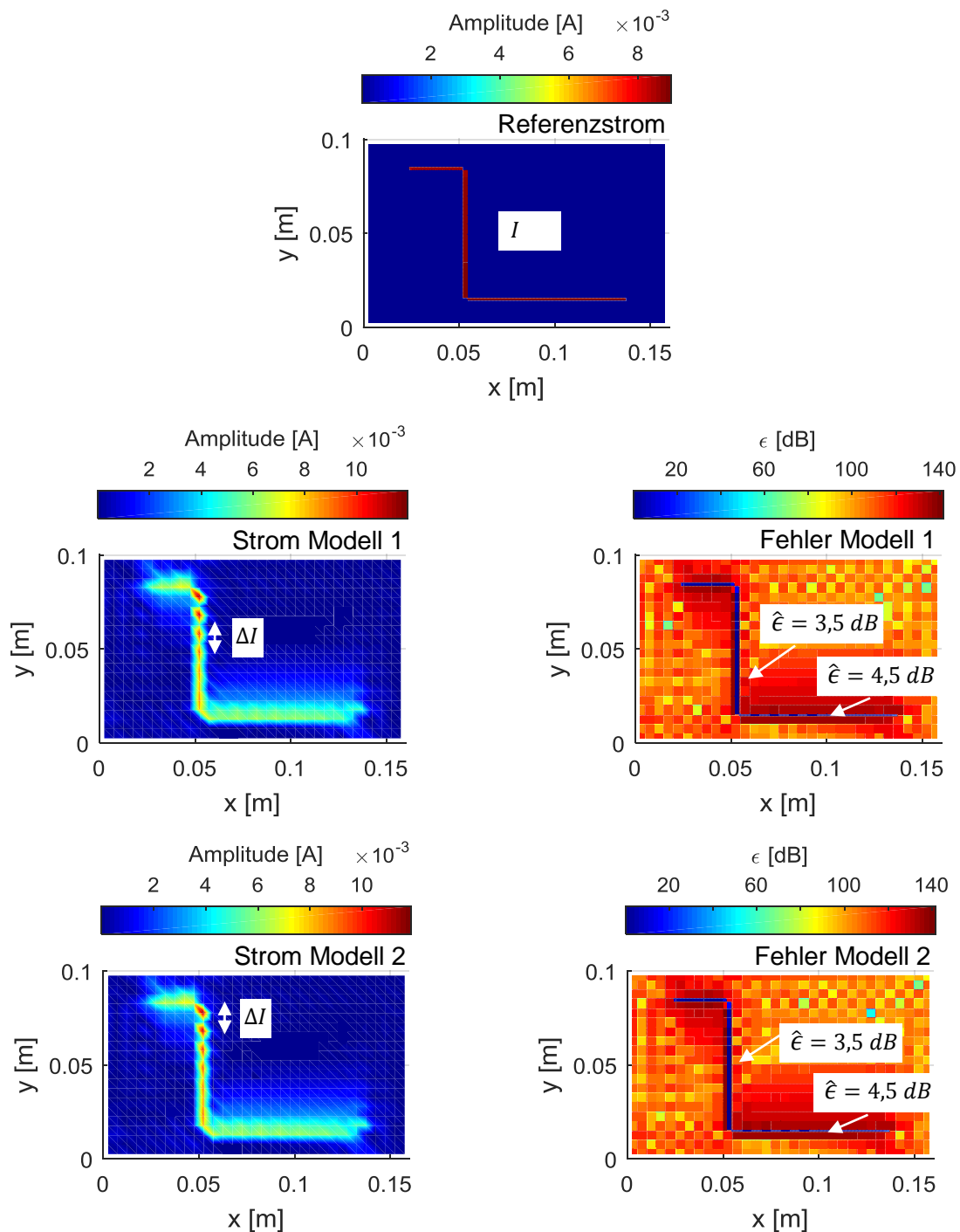
Abbildung 69: Aufbau der Modellvarianten

	Modell 1 Gitter, LSQ	Modell 2 Gitter, Regularisierung	Modell 3 CAD, LSQ	Modell 4 CAD, Regularisierung
Laufzeit [min]	40	39	3	3

Tabelle 1: Laufzeiten der verschiedenen Modellvarianten für $N = 100$ diskrete Frequenzen

Zunächst werden ideale magnetische Felddaten aus der MoM-Simulation verwendet. Abbildung 70 zeigt beispielhaft für eine Auswertefrequenz von $f = 100 \text{ MHz}$ die auf der aktiven Fläche bestimmte Stromverteilung der Modelle. Diese wird verglichen mit der Stromverteilung aus der MoM-Simulation und die Abweichung in Form des absoluten Fehlers $\epsilon = |I_e|/|I_{MoM}|$ berechnet. Es wird deutlich, dass für Modell 1 und Modell 2 auf Basis des Dipol-Gitters eine sehr ähnliche Stromverteilung erzeugt wird (Abbildung 70). Bei idealen Eingangsdaten ist die Wirkung der Tikhonov-Regularisierung im Vergleich zur ungefilterten Lösung noch sehr gering. Die Ströme stimmen an den Leiterbahnpositionen mit einer durchschnittlichen Abweichung von $\hat{\epsilon} \approx 4 \text{ dB}$ mit den realen Strömen überein. Es kommt dabei allerdings zu größeren Amplitudensprüngen ΔI (und auch Phasensprüngen) zwischen den Quellen und einer maximalen Abweichung des Stroms bei $\epsilon \approx 15 \text{ dB}$. Große Amplituden- und Phasensprünge drücken immer eine unphysikalische Stromidentifizierung aus. Zusätzlich kommt es zu einer „Verschmierung“ der Stromverteilung durch den Diskretisierungsfehler $\Delta\epsilon_d$ (4.3.3), der aus der Gitter-Verteilung resultiert. Der in der Leiterbahnfläche konzentrierte Strom wird dabei auf die benachbarten Quellen aufgeteilt. Abbildung 70 zeigt die Ergebnisse von Modell 3 auf Basis des CAD-Modells mit linearem Ausgleichsproblem und die Resultate von CAD-Modell 4 mit

Tikhonov-Regularisierung. Es ist für beide Varianten eine sehr gute Anpassung der Stromverteilung mit Abweichungen von maximal $\epsilon = 1,5 \text{ dB}$ zu erkennen. Für eine bessere Darstellung werden die Leiterbahnströme von Modell 3 und Modell 4 zusätzlich in Amplitude und Phase abgebildet (Abbildung 71). Sie stimmen sowohl in ihrer Amplitude als auch in ihrer Phase entlang des gesamten Leiters sehr gut mit dem MoM-Strom überein.



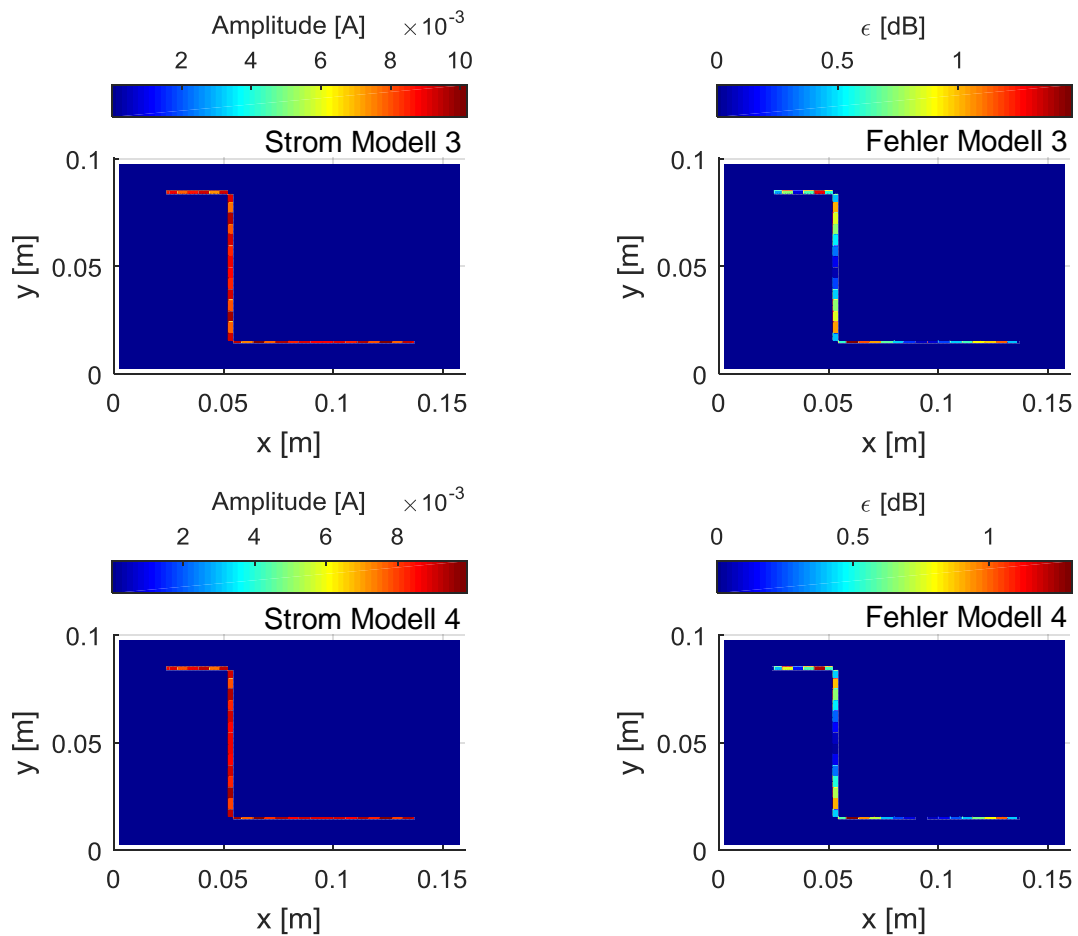


Abbildung 70: Vergleich der mit den verschiedenen Modellen identifizierten Ströme mit dem Referenzstrom bei $f = 100 \text{ MHz}$

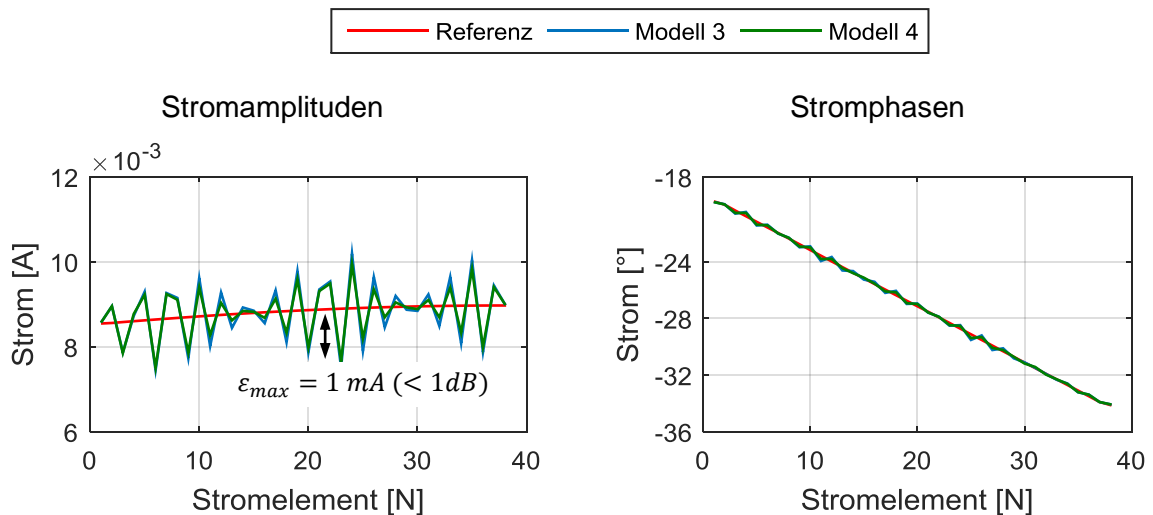
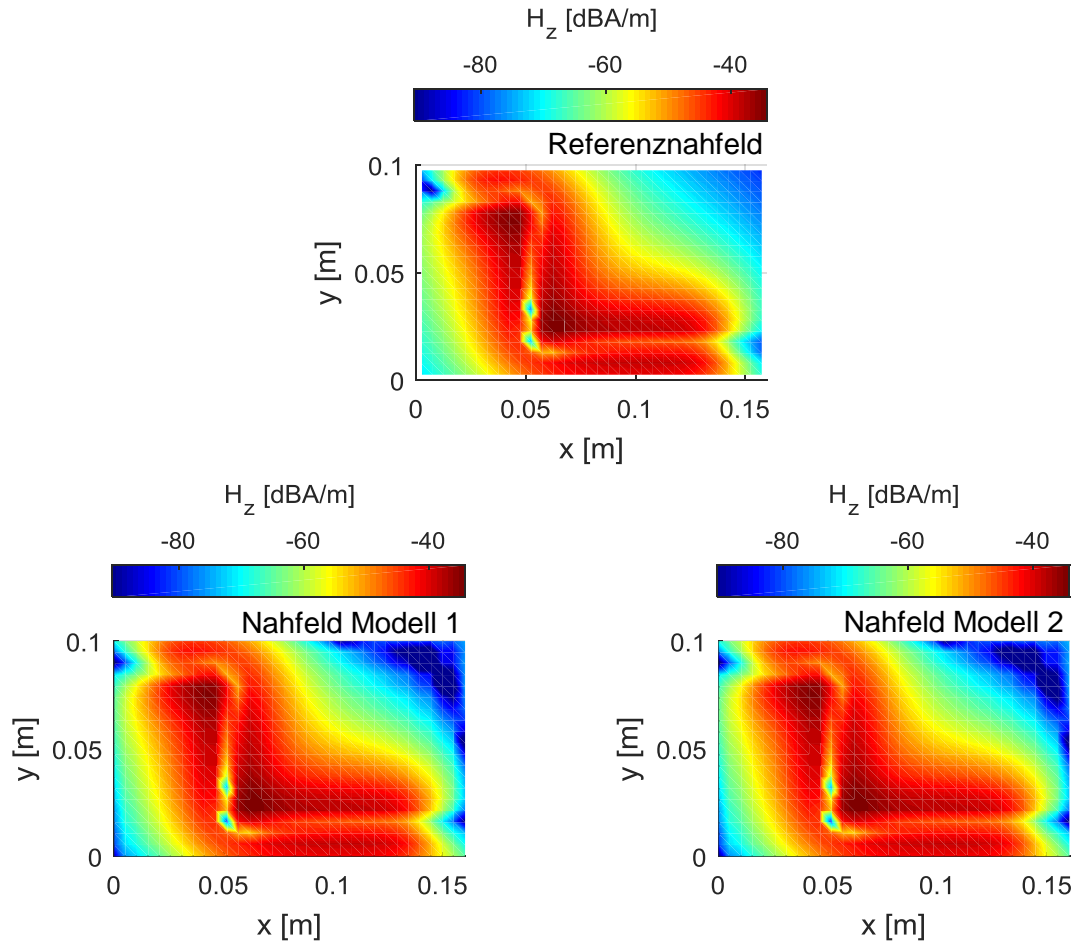


Abbildung 71: Vergleich zwischen dem Referenzstrom und den Strömen aus den CAD-Modellvarianten bei $f = 100 \text{ MHz}$

Obwohl die identifizierten Stromverteilungen aller Modellvarianten sehr unterschiedliche und teilweise unphysikalische Resultate liefern, findet eine sehr gute Approximation der Feldverteilung in der Messebene statt. Abbildung 72 zeigt die vertikalen magnetischen Felder H_z der Modelle im Vergleich zur MoM-Simulation.



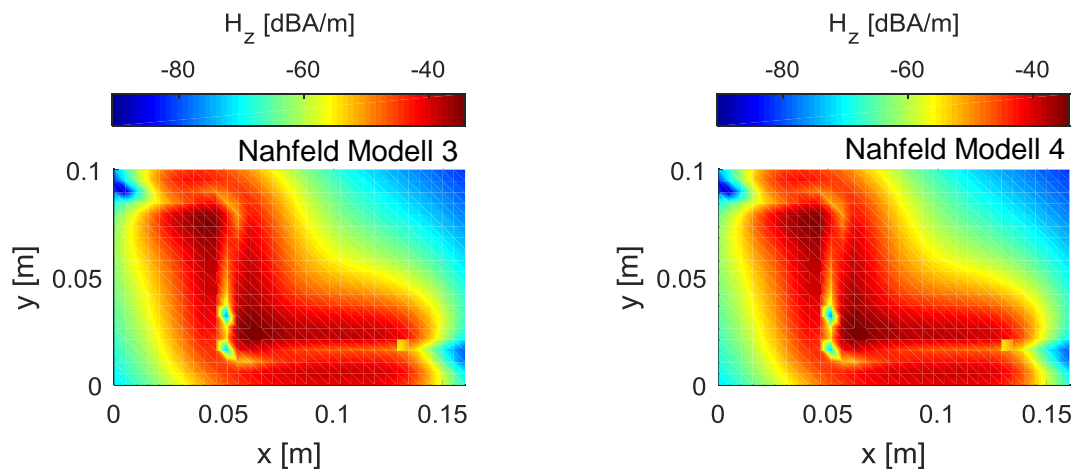


Abbildung 72: Vergleich der Nahfelder H_z mit dem Referenznahfeld bei $f = 100 \text{ MHz}$

Um die Notwendigkeit einer physikalisch richtigen Stromverteilung im Modell darzustellen, wird zusätzlich eine Feldberechnung an einem Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$, der sich nicht mehr im unmittelbaren Nahfeld befindet, durchgeführt. Dabei wird das elektrische Feld in horizontaler E_x und vertikaler Polarisation E_z ausgewertet (Abbildung 73). Es wird deutlich, dass Modelle 2, 3 und 4 ein elektrisches Feld erzeugen, welches mit einer hohen Genauigkeit dem Feld aus der MoM-Simulation nahekommt. Hier ergibt sich lediglich für die vertikale Polarisation bei der niedrigsten Frequenz $f = 1 \text{ MHz}$ eine geringe Abweichung von $1,5 \text{ dB}$. Diese ist der hohen Dominanz der vertikalen Stromelemente anzulasten, durch die schon bei kleinen Abweichungen der Stromamplitude und maßgeblich durch Abweichungen des relativen Phasenbezugs zueinander große Abweichungen an entfernteren Feldpunkten entstehen (vgl. Kapitel 4.8.2 und Kapitel 5.1.1). Die unphysikalische Stromverteilung von Modell 1 zeigt allerdings deutliche Abweichungen, vor allem im unteren Frequenzbereich, die bei der Approximation des magnetischen Nahfelds (Abbildung 72) nicht zu erwarten sind.

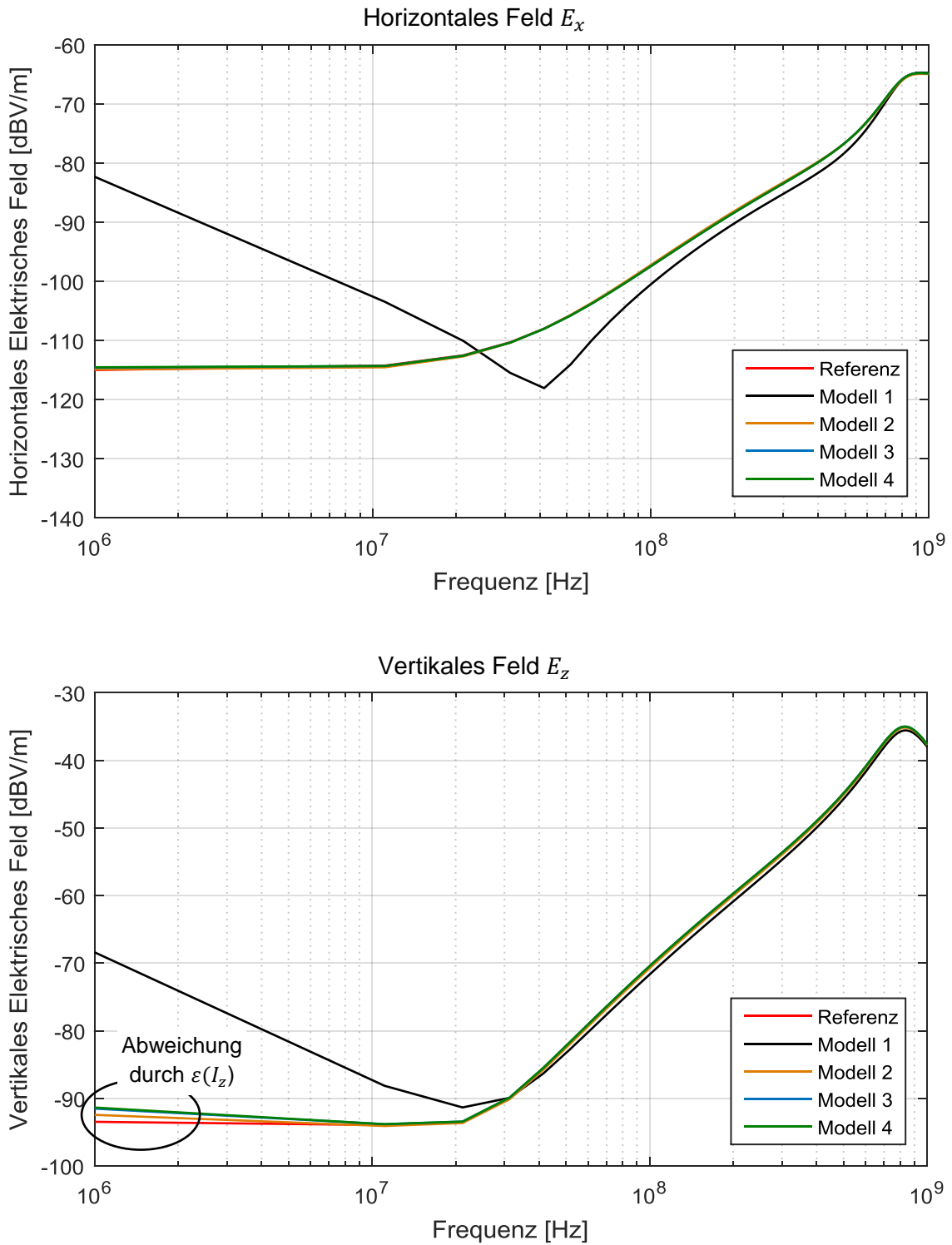


Abbildung 73: Vergleich der elektrischen Felder am Beobachtungspunkt P

4.8.2 Mehrleiter – Rauschbehaftete Simulationsdaten

Der Einzelleiter wird nun um zwei weitere Leitungen ergänzt (Abbildung 74). Diese befinden sich ebenfalls in einer Höhe $d = 1,5 \text{ mm}$ oberhalb der Massefläche. Sie haben beide eine Länge $l_3 = l_2 = 90 \text{ mm}$ und werden jeweils von einer Spannungsquelle $U_{q3} = U_{q2} = U_{q1} = 1 \text{ V}$ gespeist. Leiter 2 wird allerdings mit einem hochohmigen Widerstand $Z_{L2} = 1 \text{ k}\Omega$ und Leiter 3 mit einem niederohmigen Widerstand $Z_{L3} = 10 \Omega$ abgeschlossen. Das führt dazu, dass das magnetische Nahfeld gerade bei den unteren Frequenzen von Leiter 3 dominiert wird. Das Magnetfeld wird wieder in der mit $\Delta d_k = 5 \text{ mm}$ diskretisierten Beobachtungsebene mit einer Fläche von $A = 160 \text{ mm} \cdot 100 \text{ mm}$, 15 mm oberhalb der Massefläche, berechnet.

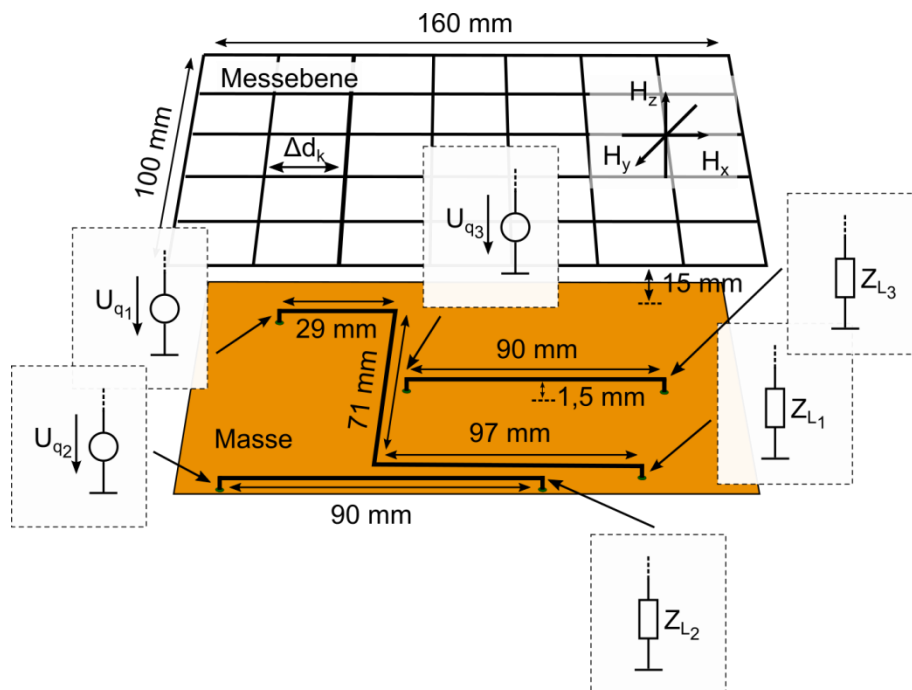


Abbildung 74: Mehrleiter und Beobachtungsebene

Es werden erneut die Modellvarianten aus Kapitel 4.8.1 untersucht. Der Aufbau des Gitter- und des CAD-Modells ist in Abbildung 75 skizziert. Tabelle 2 stellt die aufgewendete Rechenzeit für alle $N = 100$ Frequenzschritte dar. Aufgrund der erhöhten Anzahl an Quellen steigt die Rechenzeit beim CAD-Modell von drei auf vier Minuten an.

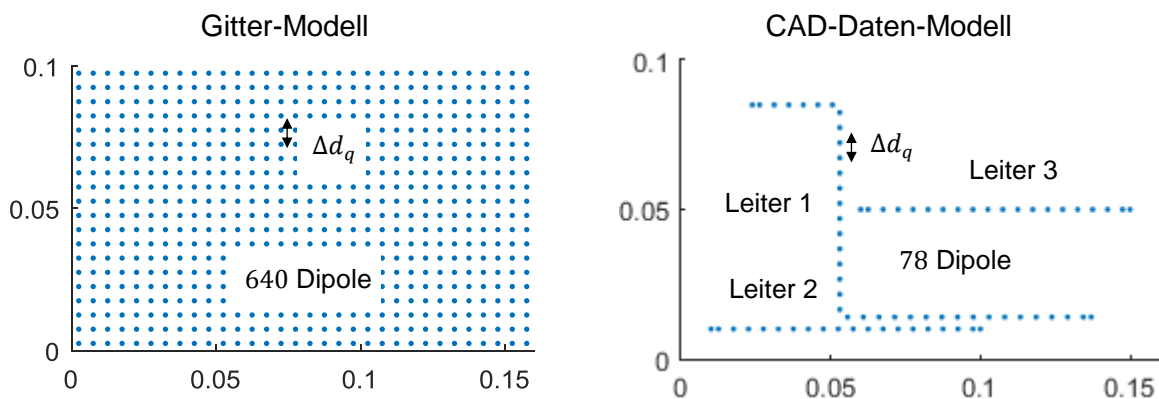


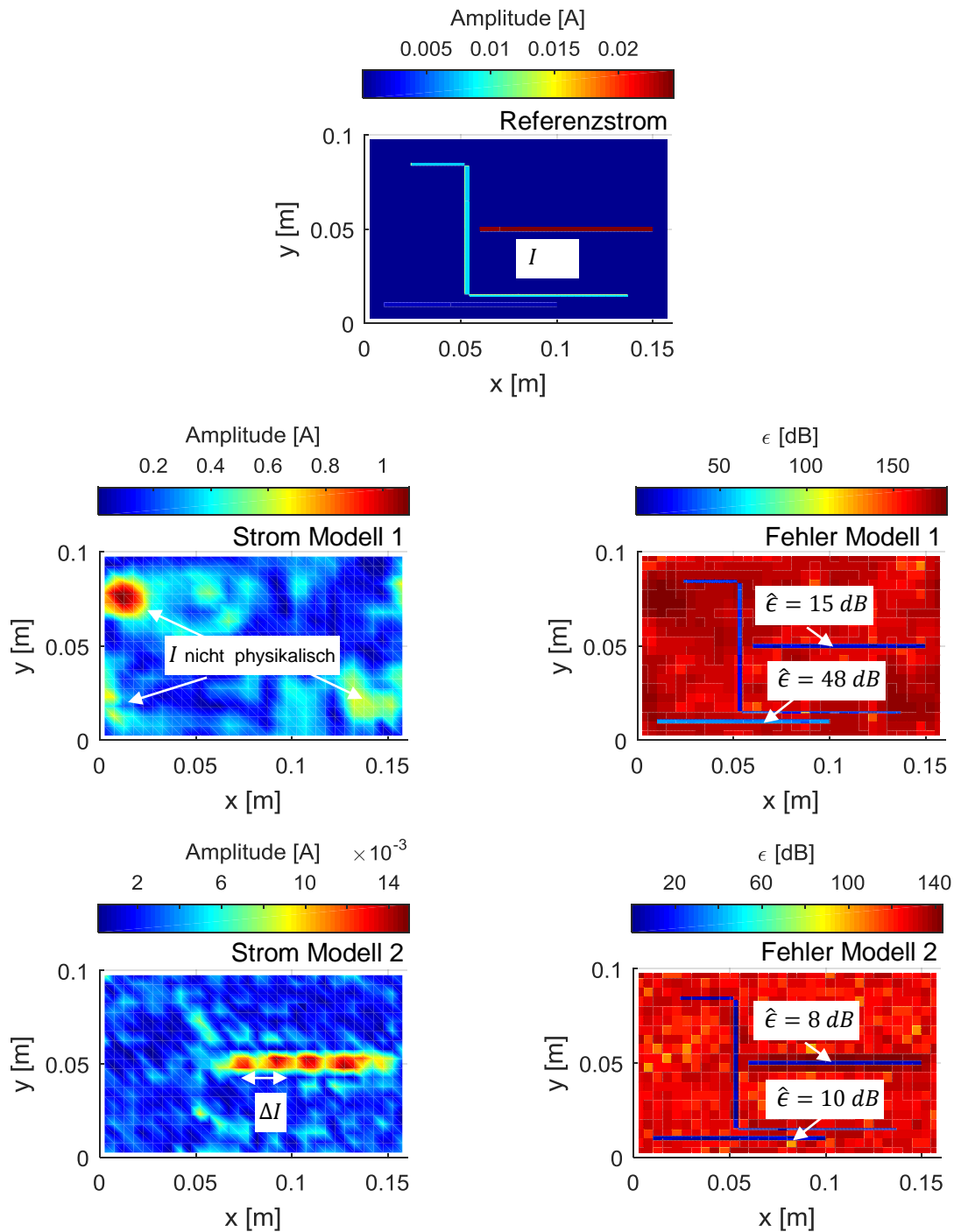
Abbildung 75: Aufbau der Modellvarianten

	Modell 1 Gitter, LSQ	Modell 2 Gitter, Regularisierung	Modell 3 CAD, LSQ	Modell 4 CAD, Regularisierung
Laufzeit [min]	40	39	4	4

Tabelle 2: Laufzeiten der verschiedenen Modellvarianten für $N = 100$ diskrete Frequenzen

Die idealen Magnetfelddaten aus der MoM-Simulation werden jetzt mit weißem Rauschen mit einem $SNR = 15 \text{ dB}$ überlagert. Abbildung 76 zeigt für die Frequenz $f = 100 \text{ MHz}$ die auf der aktiven Fläche identifizierte Stromverteilung im Vergleich zum Referenz-Strom. Dem Gitter-Modell mit Lösung mittels linearer Ausgleichsrechnung gelingt es nicht, physikalisch richtige Ströme zu erzeugen. Es ergeben sich durchschnittliche Abweichungen von $\hat{\epsilon} \approx 30 \text{ dB}$ an den Leiterbahnpositionen. Darüber hinaus werden physikalisch nicht korrekte Quellen an Positionen identifiziert, an denen real keine Ströme existieren. Auf Basis des Gitter-Modells und der Regularisierung ergibt sich eine physikalisch genauere Lösung. Es resultiert daraus eine durchschnittliche Abweichung von $\hat{\epsilon} \approx 9 \text{ dB}$ an den Leiterbahnpositionen. Auch beim stromdominanten Leiter 3 weisen die äquivalenten Dipole mit größeren Amplituden Sprünge auf. Durch das Gitter und $\Delta\epsilon_d$ kommt es zusätzlich zu „Verschmierungen“ des Stroms. Die identifizierte Stromverteilung erweist sich somit ebenfalls als nicht physikalisch korrekt. Bei dieser Konfiguration ergibt sich nun auch eine größere Abweichung der identifizierten Ströme der beiden CAD-Modelle. Das Rauschsignal führt bei der direkten Lösung des linearen Ausgleichproblems zu einer beträchtlichen Abweichung $\epsilon > 30 \text{ dB}$ des Stroms auf den nicht dominanten Leiterbahnen 1 und 2. Der niederohmige und einen höheren Strom führende Leiter 3 entspricht mit einer größeren Genauigkeit $\hat{\epsilon} \approx 3 \text{ dB}$ dem Erwartungswert seines Stroms. Mit Zuhilfenahme der Tikhonov-Regularisierung in Modell 4 gelingt es, den Rauschanteil in den Eingangsdaten soweit zu filtern, dass sich auch auf der hochohmigen Leiterbahn mit dem geringsten Strom eine durchschnittliche Abweichung

von weniger als $\hat{\epsilon} = 6 \text{ dB}$ ergibt. Auf dem niederohmigen Leiter liegt die Abweichung sogar nur noch bei $\hat{\epsilon} = 0,4 \text{ dB}$. Besonders gut erkennbar ist der Genauigkeitsgewinn des CAD-Modells mit Regularisierung anhand Abbildung 77. Sowohl in Amplitude und Phase lässt sich eine wesentlich bessere Anpassung an den Referenzstrom der Leiter 1, 2 und 3 aus der MoM-Simulation erkennen.



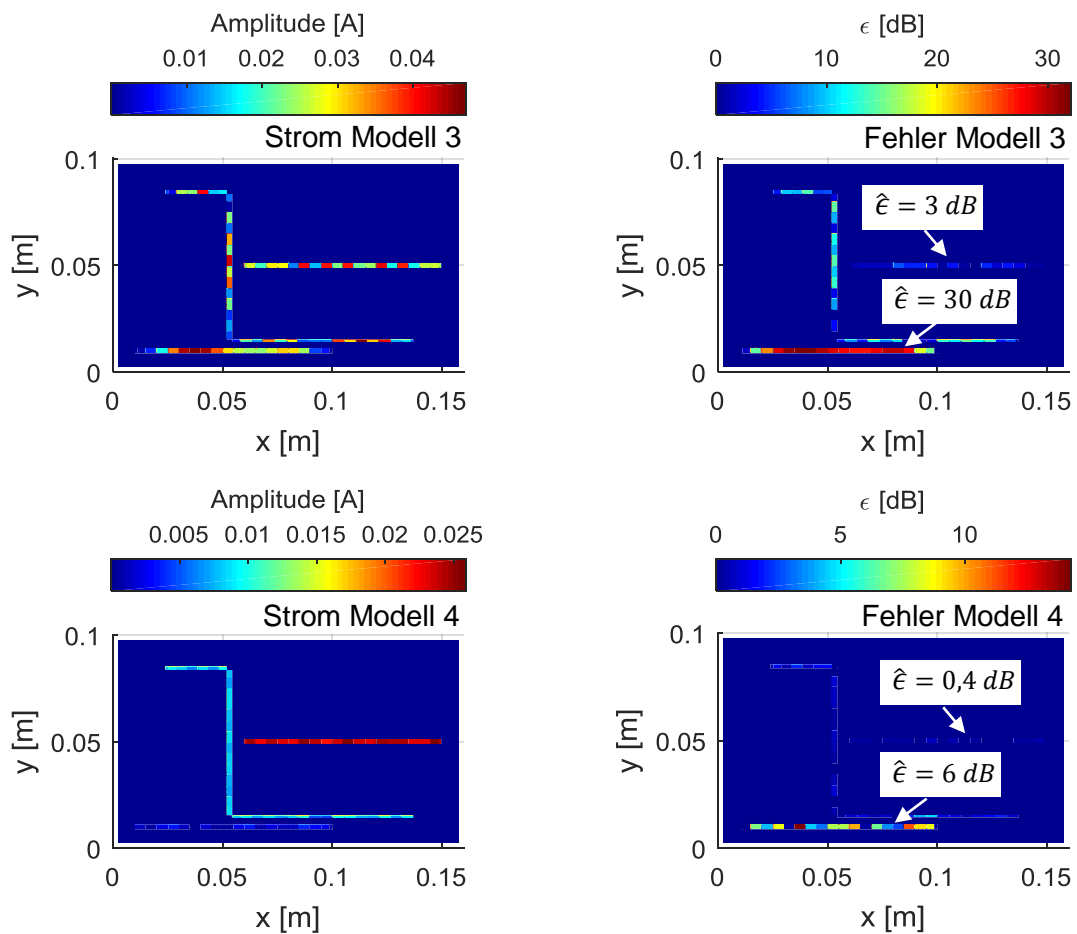


Abbildung 76: Vergleich der mit den verschiedenen Modellen identifizierten Ströme mit dem Referenzstrom bei $f = 100 \text{ MHz}$

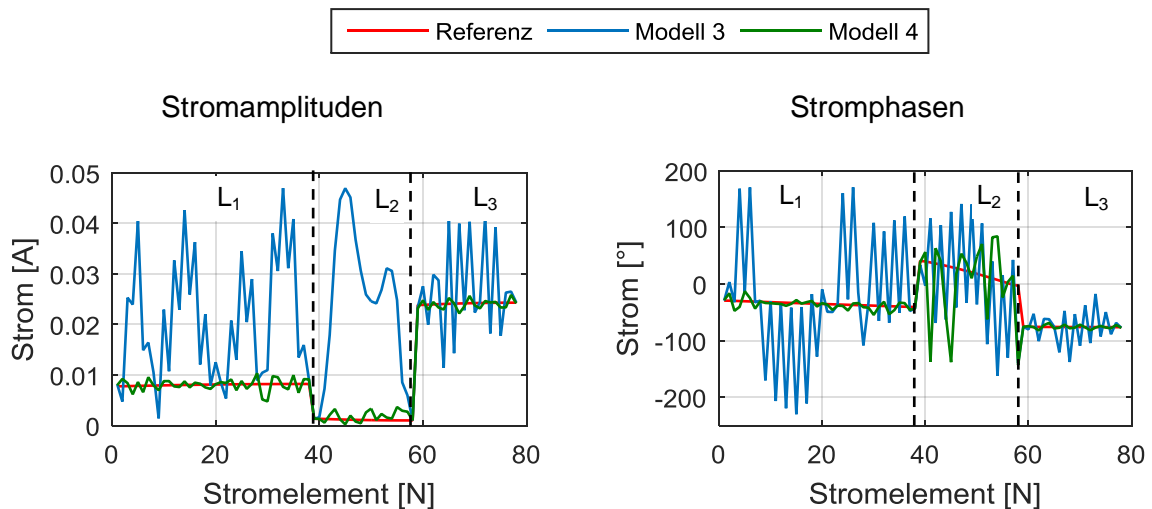
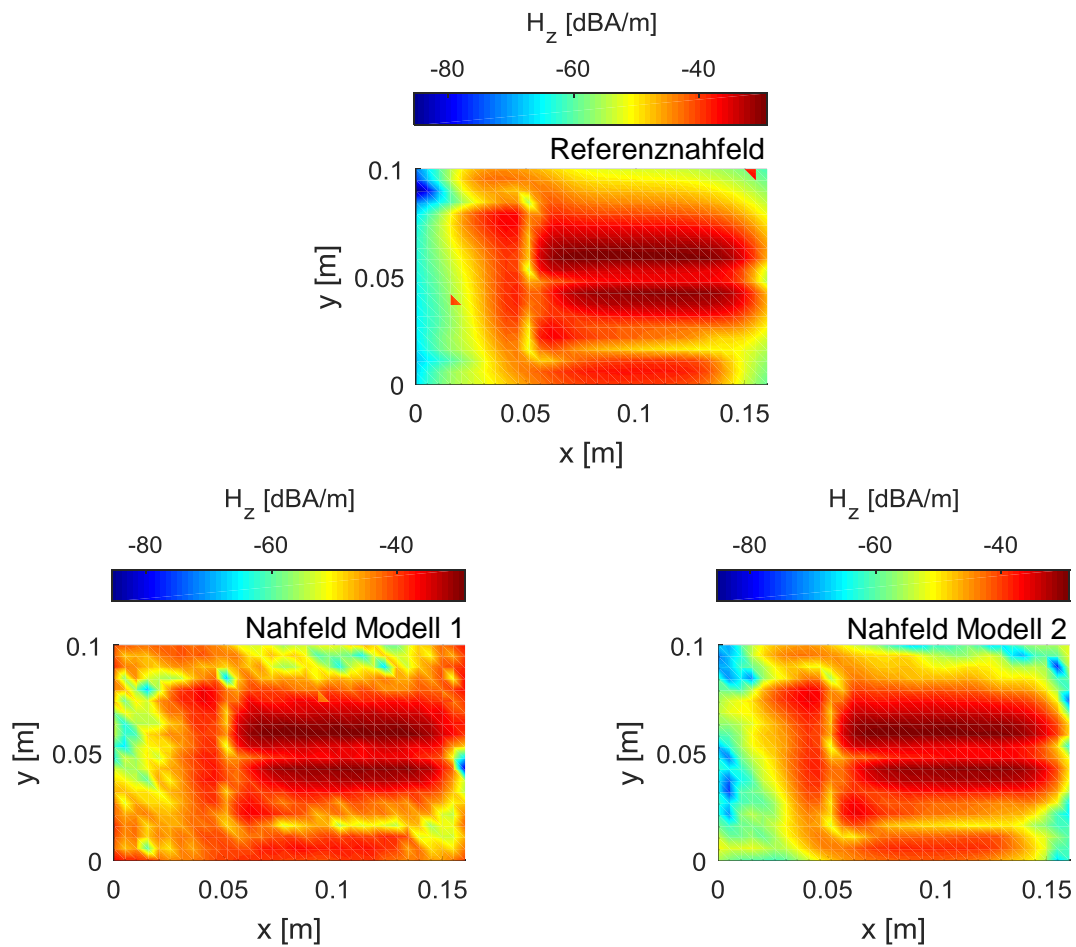


Abbildung 77: Vergleich zwischen dem Referenzstrom und den Strömen aus den CAD-Modellvarianten bei $f = 100 \text{ MHz}$

In Abbildung 78 sind die sich aus den identifizierten Stromverteilungen ergebenden vertikalen magnetischen Nahfelder abgebildet. Dabei zeigt sie auch das ideale Feld H_z aus der MoM-Simulation. Es ist ersichtlich, dass das Gitter-Modell 1 ein stark verrauschtes vertikales Magnetfeld erzeugt. Die Tikhonov-Regularisierung in Gitter-Modell 2 führt zu einer deutlichen Entstörung des Modells und einer besseren Approximation an das ideale Feld H_z . Bei den CAD-Modellen 3 und 4 zeigt sich eine noch genauere Übereinstimmung der vertikalen magnetischen Nahfelder mit der MoM-Simulation.



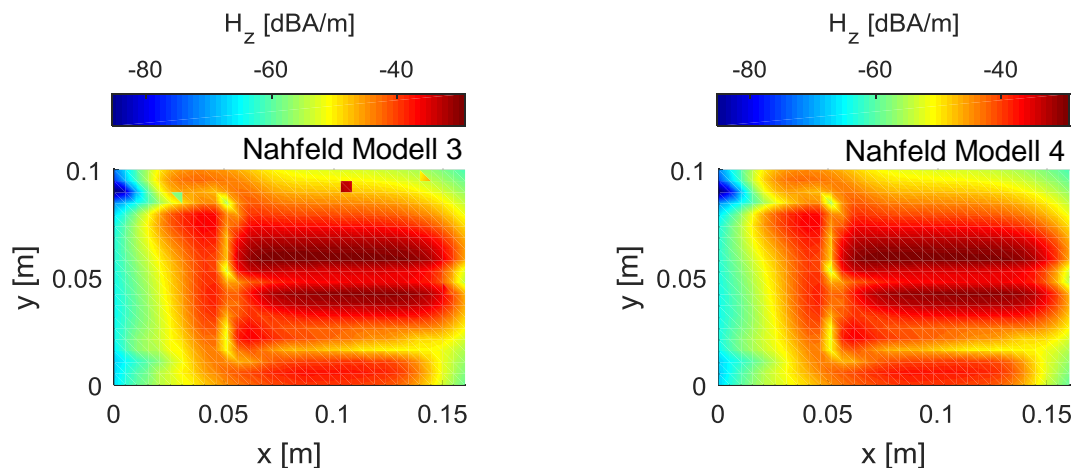
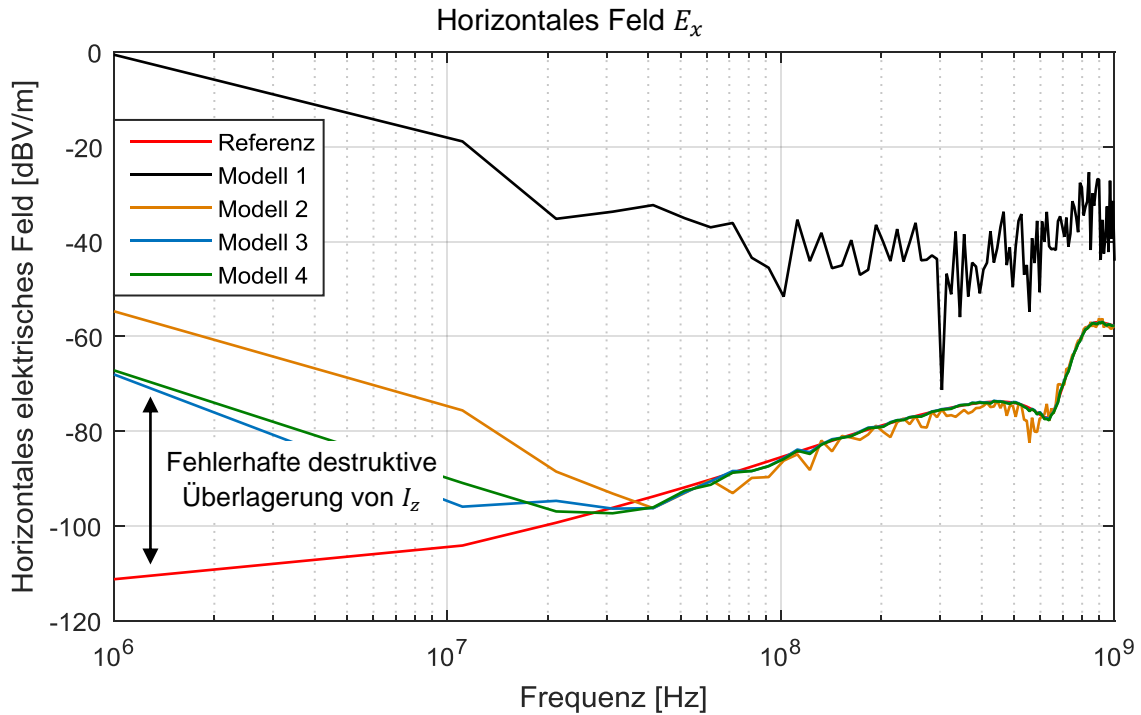


Abbildung 78: Vergleich der Nahfelder H_z mit dem Referenznahfeld bei $f = 100 \text{ MHz}$, Entstörung durch Tikhonov und CAD-Modell

Vergleicht man die elektrischen Felder in horizontaler und vertikaler Polarisation am Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$, so wird klar, dass die Feldberechnungen auf Basis von Modell 1 vollständig vom Rauschen dominiert werden. Sowohl E_x als auch E_z weichen über den gesamten Frequenzbereich deutlich von den realen Feldern aus der MoM-Simulation ab. Die Verwendung der Tikhonov-Regularisierung führt ersichtlich zu einer starken Filterung des Rauschanteils und einer erheblichen Verbesserung der Qualität von Modell 2. Aber auch hier kommt es vor allem bei den Frequenzen unterhalb von 100 MHz zu immensen Abweichungen von bis zu 50 dB . Oberhalb von 100 MHz sinken die Abweichungen auf maximal 10 dB herab. Jedoch zeigen auch die elektrischen Felder auf Basis des CAD-Modells, sowohl bei Lösung mit LSQ als auch mit der Regularisierung, erhebliche Abweichungen bei tieferen Frequenzen. Besonders deutlich ist dieser Fehler bei den diskreten Frequenzen $f_1 = 1 \text{ MHz}$ und $f_2 = 10 \text{ MHz}$ zu erkennen. Grund für diese Abweichungen sind entsprechend Kapitel 4.8.1 die vertikalen Ströme. Die Dominanz dieser Ströme (Kapitel 5.1.1) führt bei Fehlern in ihren Stromamplituden und Phasen zu großen Abweichungen im Fernfeld. Abbildung 80 zeigt die Stromamplitude und Phase auf den Leitern 1, 2 und 3 bei $f_1 = 1 \text{ MHz}$. Es ist ersichtlich, dass sich bei Leiter 2 der größte relative Fehler in der Bestimmung der Amplitude und besonders deutlich bei der Identifizierung der Stromphase ergibt. Bei Leiter 2 handelt es sich um den mit $Z_{L2} = 1 \text{ k}\Omega$ hochohmig abgeschlossenen Leiter, der bei 1 MHz den geringsten Strom führt, der für das elektrische Feld am Beobachtungspunkt P allerdings nicht vernachlässigbar ist. Im magnetischen Nahfeld geht seine Wirkung jedoch im Rauschen unter. Die Abweichungen des niederohmig abgeschlossenen Leiters 3 sind hingegen sehr gering wie Abbildung 80 zeigt. Einen noch negativeren Einfluss auf die Korrektheit der Feldberechnung hat aber nicht der absolute Amplituden- und Phasenfehler des Stroms, sondern bei den tiefen Frequenzen auch der relative Versatz zwischen den Stromphasen der vertikalen Ströme $\Delta\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$. Entfernt

man sich von der abstrahlenden Struktur ($r' \gg l_2$), so sollten sich die durch die vertikalen Ströme erzeugten Feldkomponenten destruktiv überlagern (Abbildung 79) (vgl. 5.2.2), wenn die Leiterstruktur elektrisch kurz ist ($l_2 \ll \lambda$). Diese destruktive Überlagerung kann aber nur erfolgen, wenn die relative Phasenverschiebung zwischen den Elementen gegen Null geht.



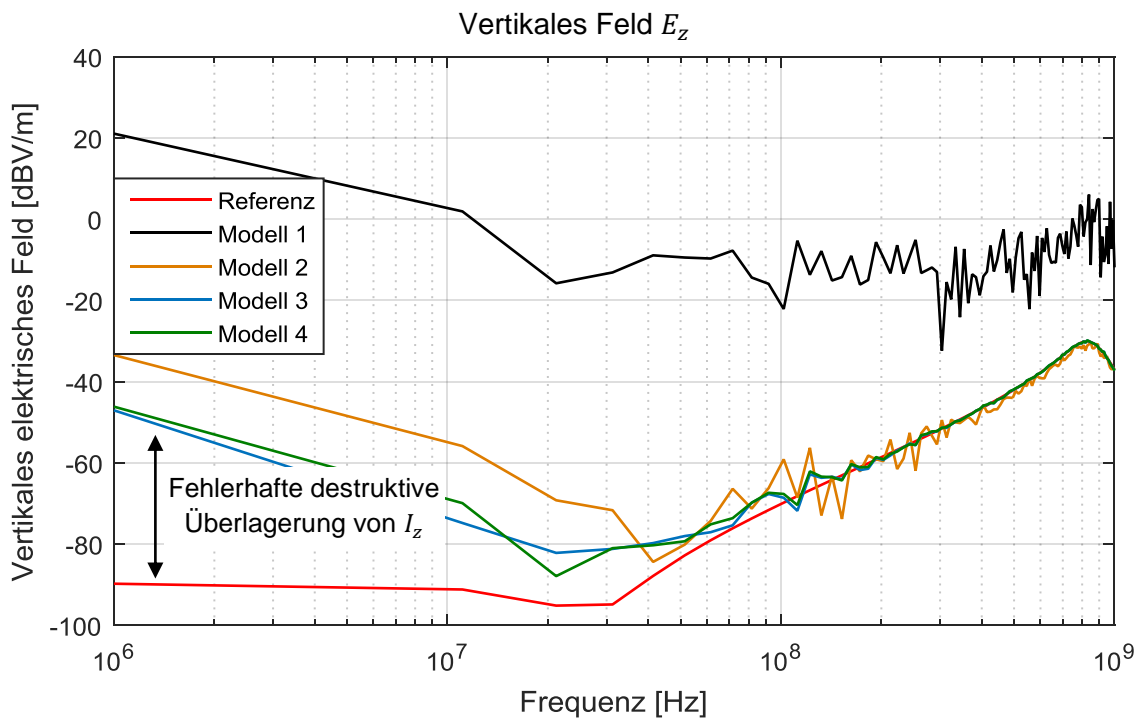


Abbildung 79: Vergleich der elektrischen Felder am Beobachtungspunkt P

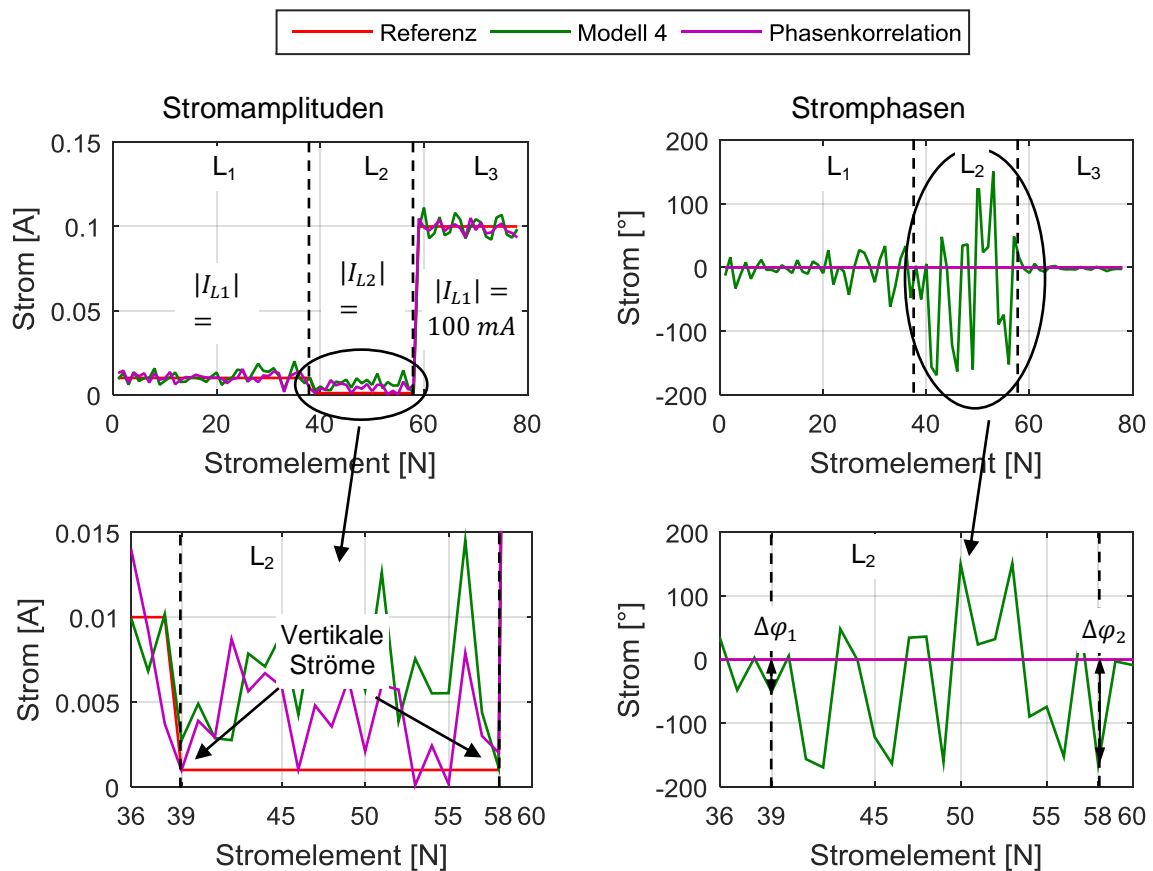


Abbildung 80: Vergleich zwischen dem Referenzstrom und den Strömen aus den CAD-Modellvarianten bei $f = 1 \text{ MHz}$

Ziel ist es nun, die Phasenabweichung zu verbessern. Dazu wird die Methode zur Phasenkorrelation aus Kapitel 4.7.4 verwendet und beispielhaft auf die schon erwähnten diskreten Frequenzen $f_1 = 1 \text{ MHz}$ und $f_2 = 10 \text{ MHz}$ angewendet. Da an dieser Stelle „Simulated Annealing“ als Optimierungsverfahren zum Einsatz kommt, vergrößert sich die aufzuwendende Rechenzeit um ein Vielfaches. Für die Identifizierung des Stroms einer diskreten Frequenz waren für das erzielte Ergebnis 10 min notwendig. Die Rechenzeit für die verwendeten $N = 100$ Frequenzen würde sich dementsprechend auf die in Tabelle 3 gezeigte Laufzeit vergrößern. Abbildung 80 und Abbildung 81 zeigen das durch die zusätzliche Phasenkorrelation erreichte Resultat. Die Stromphasen sind miteinander korreliert und es ergibt sich eine bessere Approximation des elektrischen Feldes aus der MoM-Simulation.

	Modell 4 CAD, Regularisierung	Modell 5 CAD, Regularisierung, Phasenkorrelation
Laufzeit [min]	4	1000

Tabelle 3: Laufzeiten der verschiedenen Modellvarianten für $N = 100$ diskrete Frequenzen

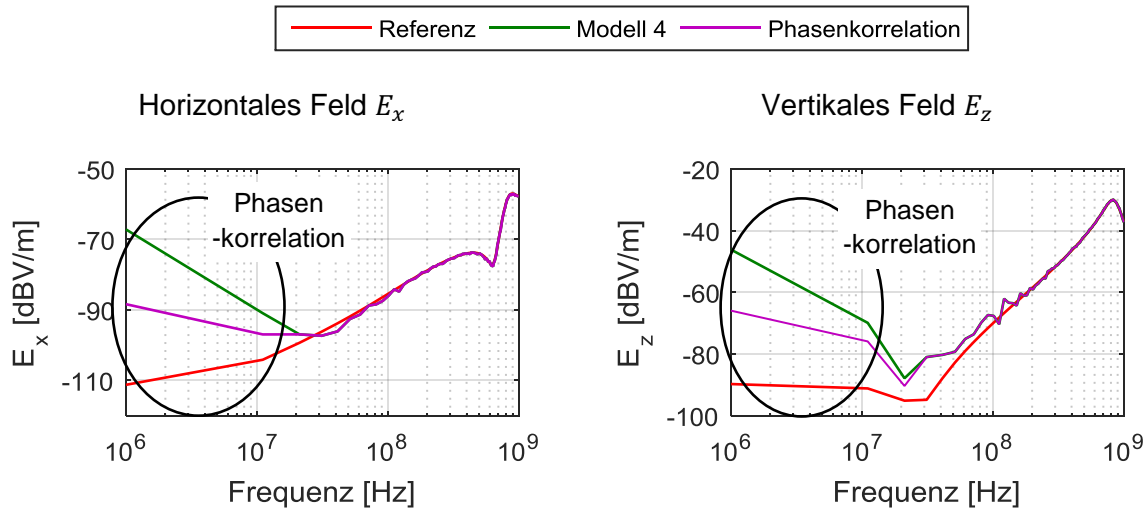


Abbildung 81: Vergleich der elektrischen Felder am Beobachtungspunkt P , verbessertes Resultat durch Phasenkorrelation

4.8.3 Oszillator-Platine – Validierung mit Messdaten

Nachdem die Verfahren und Optimierungen anhand von Simulationsdaten analysiert wurden, werden sie auf reale Messdaten angewendet. Dazu wird eine Elektronikplatine aufgebaut, welche sowohl horizontale Ströme in x - und y -Richtung erzeugt als auch vertikale Ströme in z -Orientierung enthält. Es entspricht hinsichtlich des abstrahlenden Leiters dem Simulationsbeispiel aus Kapitel 4.8.1. Ein Foto der Platine ist in Abbildung 82 dargestellt. Um breitbandige Abstrahlungen zu erzeugen, wird die Leiterbahn mit einem pulsformigen Signal angeregt (Abbildung 82). Der Puls mit einer Amplitude von $U_q = 2,3 V$ und einer Grundfrequenz von $f_g = 4 MHz$ wird von einer batteriebetriebenen Oszillatorschaltung auf der Rückseite der Platine erzeugt (Abbildung 82). Hier ist ebenfalls ein Abgriff des Oszillators als Referenzsignal zur Triggerung für die Zeitbereichsmessung integriert.

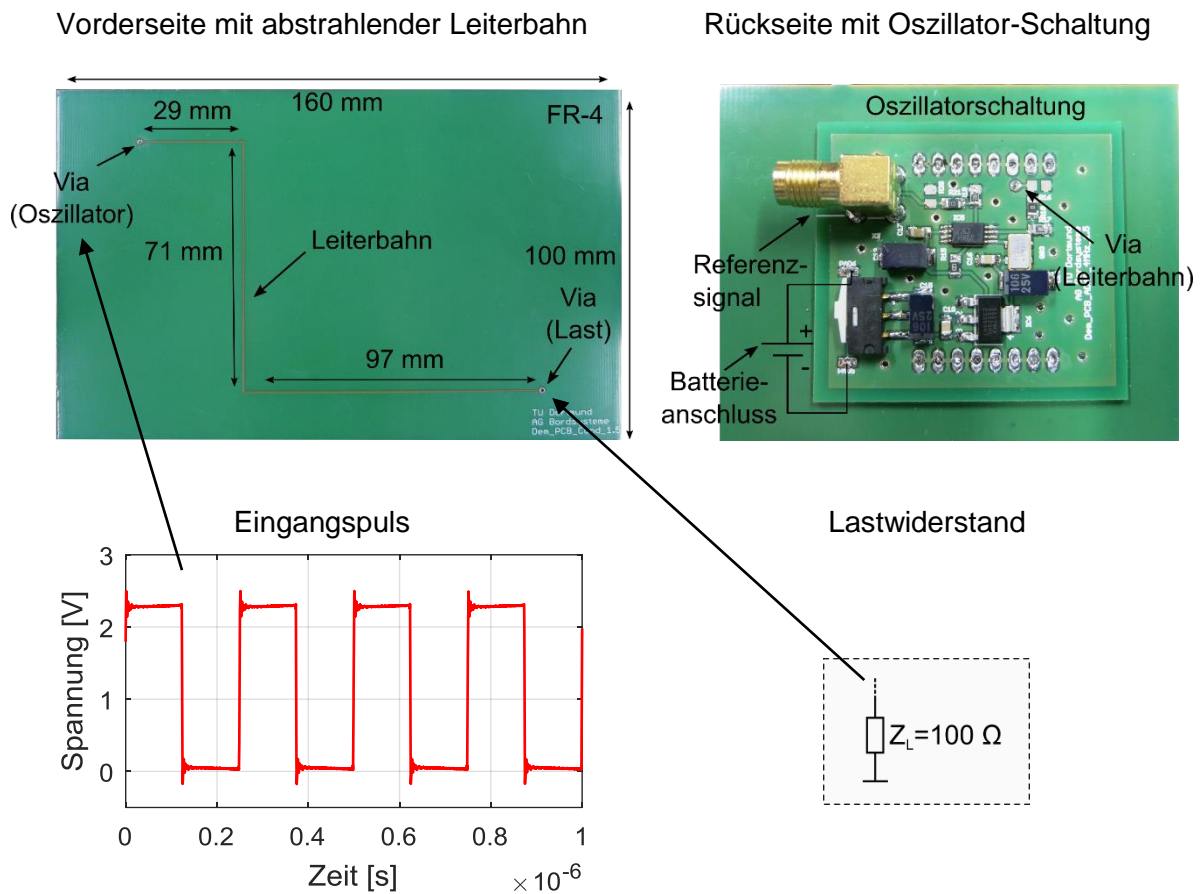


Abbildung 82: Oszillator-Platine mit Beschaltung

Um eine Referenz für die tatsächliche Stromverteilung zu erhalten, wird ein MoM-Simulationsmodell in Concept-II [92] der Oszillator-Platine erstellt. Dazu werden eine s_{11} -Messung am abstrahlenden Teil der Platine (Abbildung 83) und eine Parametervariation durchgeführt, bis das Modell die gemessenen s -Parameter abbildet. Die Variation erfolgt dabei anhand der Leiterbreite w und der Permittivität ϵ_0 des freien Raums.

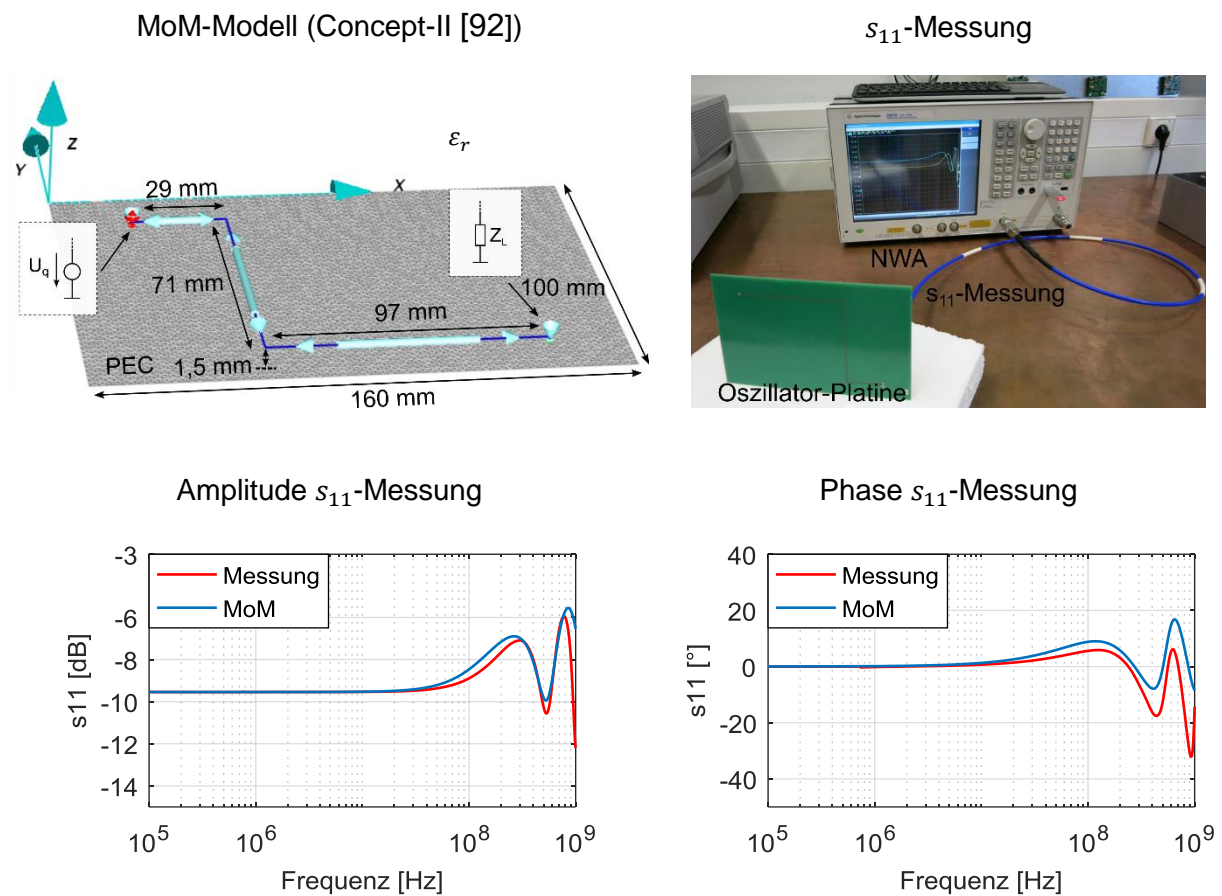


Abbildung 83: Erstellung des MoM-Modells der Oszillatorplatine

Für die Nahfeldmessung wird der CISPR-Scanner aus Kapitel 3.2.1 verwendet. Ein Bild des Aufbaus ist in Abbildung 84 zu sehen. Zur Abschirmung des elektromagnetischen Feldes, ausgehend von der Oszillator-Schaltung auf der Rückseite der Platine, wird sie in einem Aluminiumblock fixiert. Der Block ist dabei fest auf der Massefläche aufgebracht. Zur Aufnahme des Messsignals wird die Nahfeldsonde RFR3-2 mit einem Durchmesser von $d_s = 3 \text{ mm}$ eingesetzt. Sie befindet sich im Abstand $d = 4,5 \text{ mm}$ oberhalb der Platinenmasse (3 mm über der Leiterbahn). Die Messebene hat eine Fläche von $150 \text{ mm} \cdot 90 \text{ mm}$ und wird mit einer Diskretisierung von $\Delta d_k = 2 \text{ mm}$ abgetastet. Daraus resultieren insgesamt $N = 3375$ Abtastpunkte. Das Messsignal wird mit einem 4-Kanal-Oszilloskop aufgenommen, der zweite Kanal verwendet das Referenzsignal zur Triggerung. Die gewählte Messdauer beträgt $t = 10 \mu\text{s}$ und damit liegt die erreichte Frequenzauflösung bei $\Delta f = 100 \text{ kHz}$. Der ausgewertete Frequenzbereich liegt zwischen 100 kHz und 124 MHz . Die obere Grenzfrequenz von 124 MHz (32. Harmonische von U_q mit $U_q^{32}/U_q^0 = -30 \text{ dB}$) wird festgelegt, um sowohl die resultierende Datenmenge als auch den Zeitaufwand der Messung möglichst gering zu halten. Zur Rauschunterdrückung wird ein Averaging mit $K = 10$ Samples durchgeführt. Das magnetische Feld wird in H_x und H_y -Richtung

aufgenommen. Diese sind beispielhaft bei einer Frequenz von 100 MHz (26. Harmonische von U_q) in Abbildung 85 dargestellt. Die horizontalen Feldkomponenten dienen zur Identifizierung der äquivalenten Stromverteilung auf der Elektronikplatine. Darüber hinaus wird auch das vertikale magnetische Nahfeld H_z gemessen. Später dient es als Referenz für die Modellverifikation. Die Messung einer Feldkomponente in der Beobachtungsebene benötigt ca. 115 min . Die Aufnahme aller zur Modell-erstellung notwendigen Felder nimmt demnach ungefähr 230 min in Anspruch.

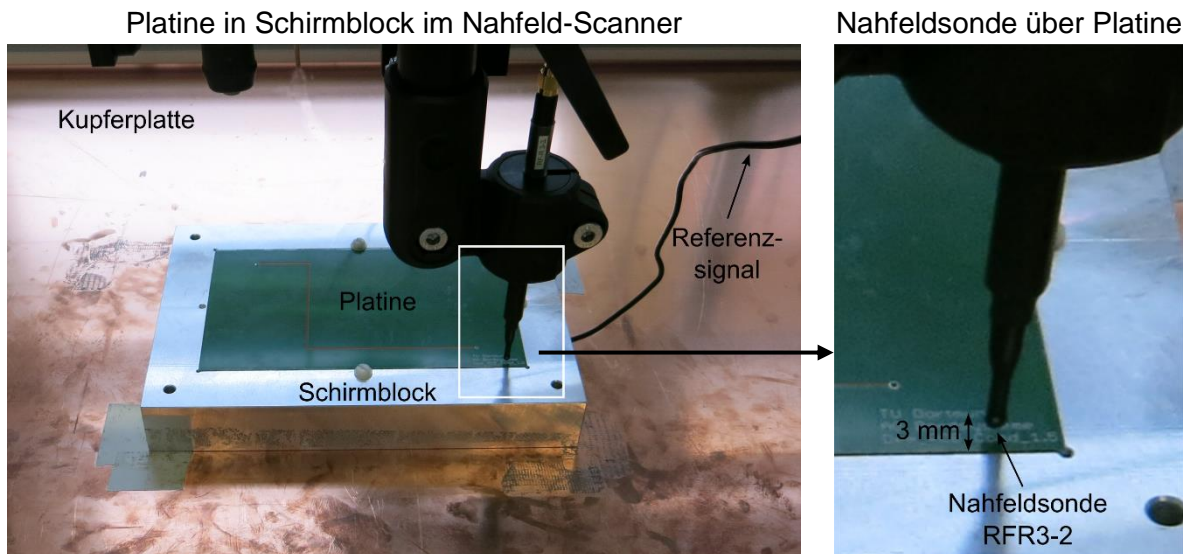


Abbildung 84: Nahfeldmessung an der Oszillator-Platine

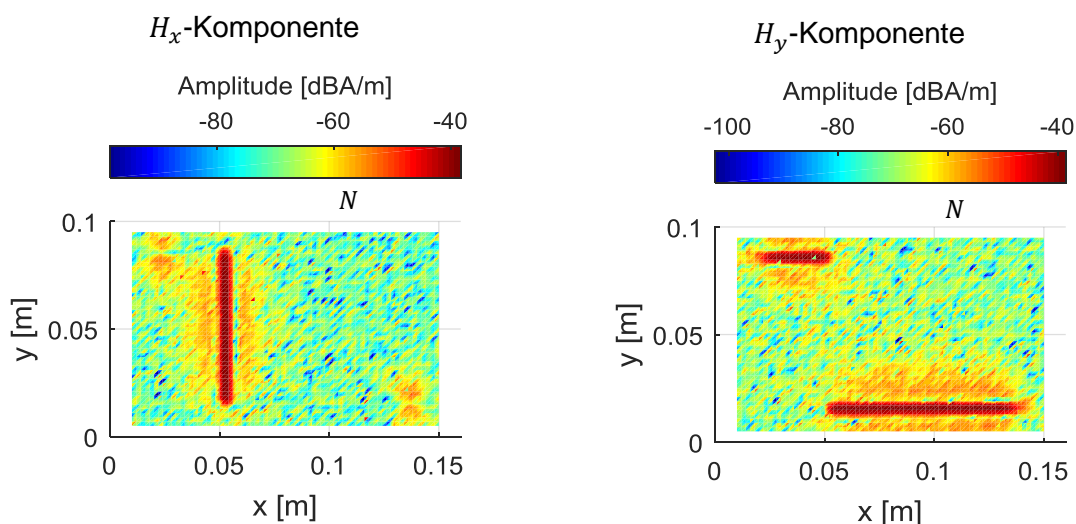
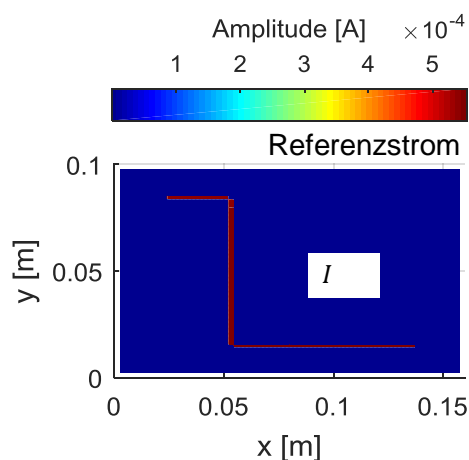


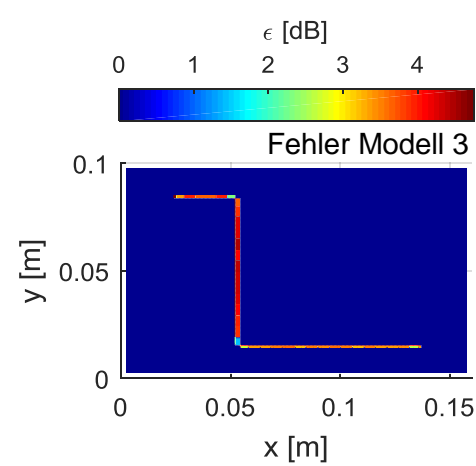
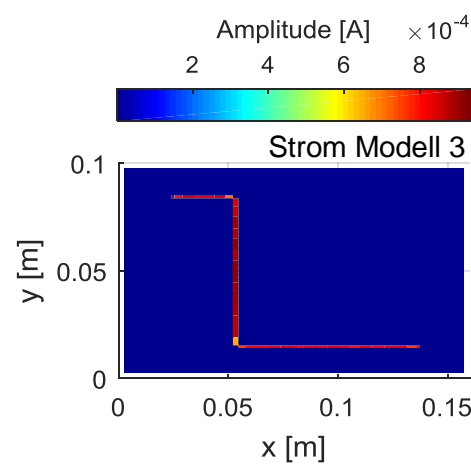
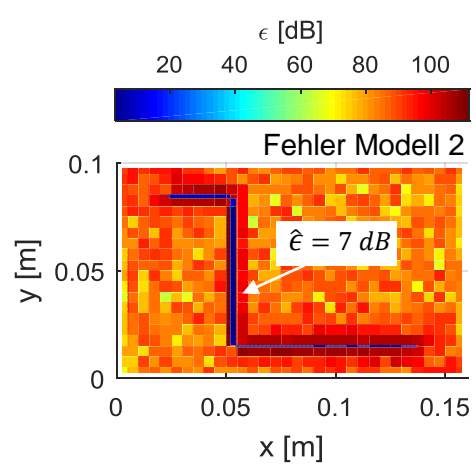
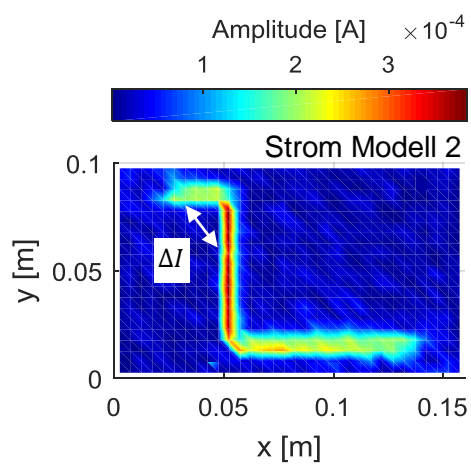
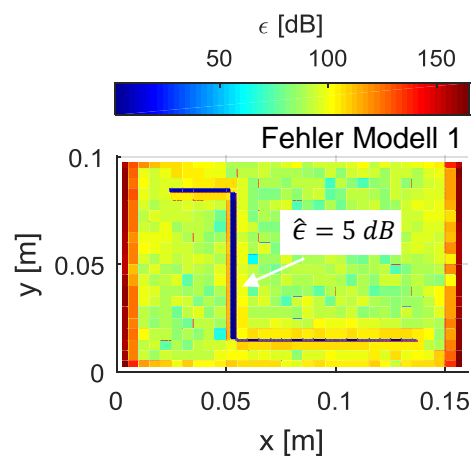
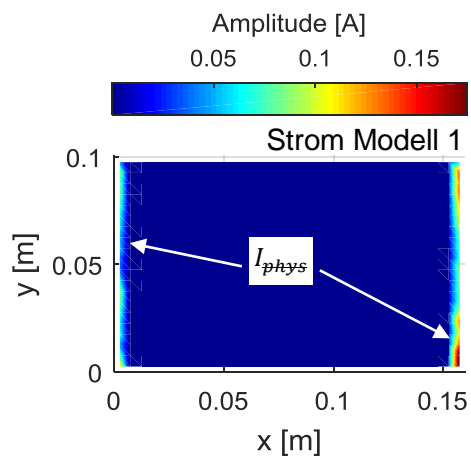
Abbildung 85: Nahfeldmessung der horizontalen Feldkomponenten bei 100 MHz

Zur Validierung der Resultate der Stromidentifikation wird die Stromverteilung der verschiedenen Modellvarianten bei der Beispielfrequenz von $f_3 = 100\text{ MHz}$ aus-

gewertet und mit den Strömen aus der MoM-Simulation verglichen. Abbildung 86 zeigt die Ströme und die Abweichungen vom realen Strom der Modelle 1 - 4. Auch im Fall der Messdaten wird deutlich, dass das Gitter-Modell 1 auf Basis des Ausgleichsproblems keine physikalische Stromverteilung generiert. Zwar ergeben sich an der Leiterbahnposition durchschnittliche Abweichungen von lediglich $\hat{\epsilon} = 5 \text{ dB}$, jedoch zeigen sich auch dominante Ströme I_{phys} an Positionen, an denen diese Ströme real nicht existieren. Auch Gitter-Modell 2 mit Optimierung durch Tikhonov generiert Ströme, die nicht mit der realen Stromverteilung übereinstimmen. Natürlich ist auch hier der durch das Dipol-Gitter entstehende Diskretisierungsfehler $\Delta\epsilon_d$ für den „verschmierten“ Strom verantwortlich. Darüber hinaus erkennt man hier aber auch deutliche Sprünge der Stromamplituden ΔI zwischen benachbarten Quellen, die so physikalisch nicht existieren. Die auf Basis der CAD-Modelle identifizierten Ströme zeigen eine wesentlich bessere Anpassung an die reale Stromverteilung, wobei Modell 4 das beste Ergebnis erzielt.

Abbildung 87 zeigt den Vergleich der Nahfelder H_z zwischen den Modellen, der Referenzmessung und dem MoM-Simulationsmodell. Es wird deutlich, dass sowohl Modell 1 als auch Modell 2 vertikale magnetische Nahfelder erzeugen, die zwar in ihrer Amplitude der Realität nahezu entsprechen, jedoch einige Artefakte und beträchtliche Abweichungen von den Erwartungswerten beinhalten. Die Modelle 3 und 4 auf Basis von CAD-Daten generieren erheblich genauere Ströme in der Leiterbahn (Abbildung 86). Dabei zeigt die Stromverteilung des Modells mit Optimierung durch Regularisierung die erfolgreichste Stromidentifikation mit einer durchschnittlichen Abweichung von weniger als 1 dB . Auch in Abbildung 87 zeigt sich deutlich die Korrektur und Entstörung der Modelle durch die Bindung an die wahrscheinlichen Strompfade und die Tikhonov-Regularisierung. Dabei erzielt auch hier Modell 4 das beste Ergebnis und eine sehr gute Approximation des idealen Feldes H_z aus der MoM-Simulation.





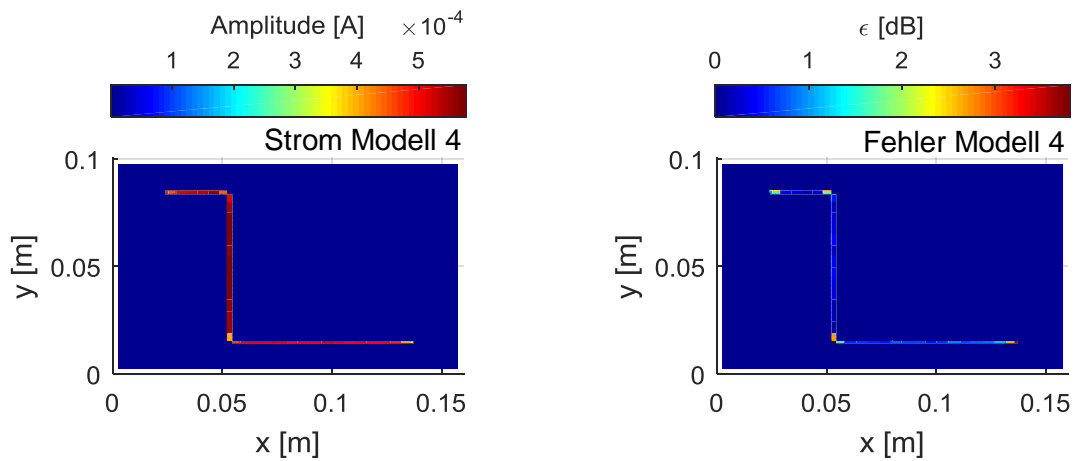
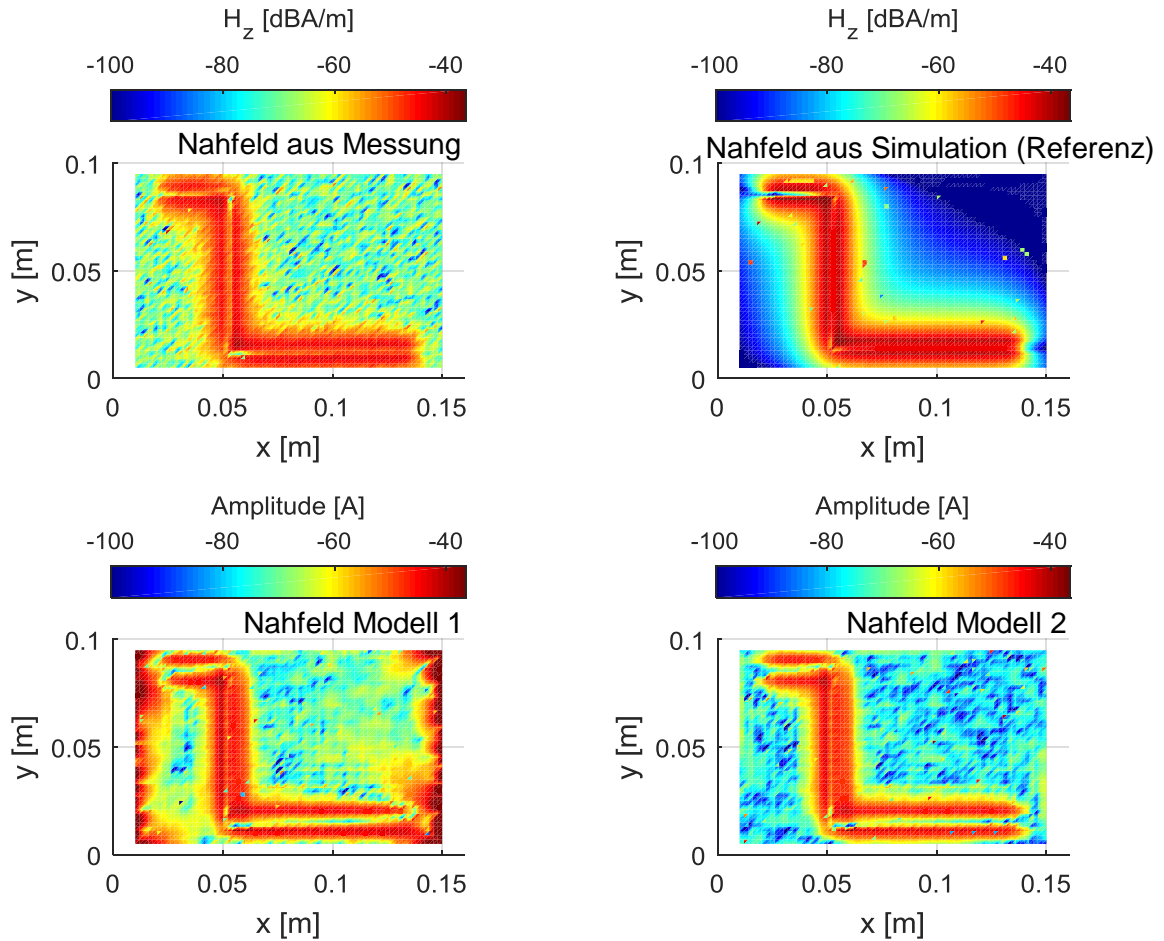


Abbildung 86: Vergleich der mit den verschiedenen Modellen identifizierten Ströme mit dem Referenzstrom ($f = 100 \text{ MHz}$)



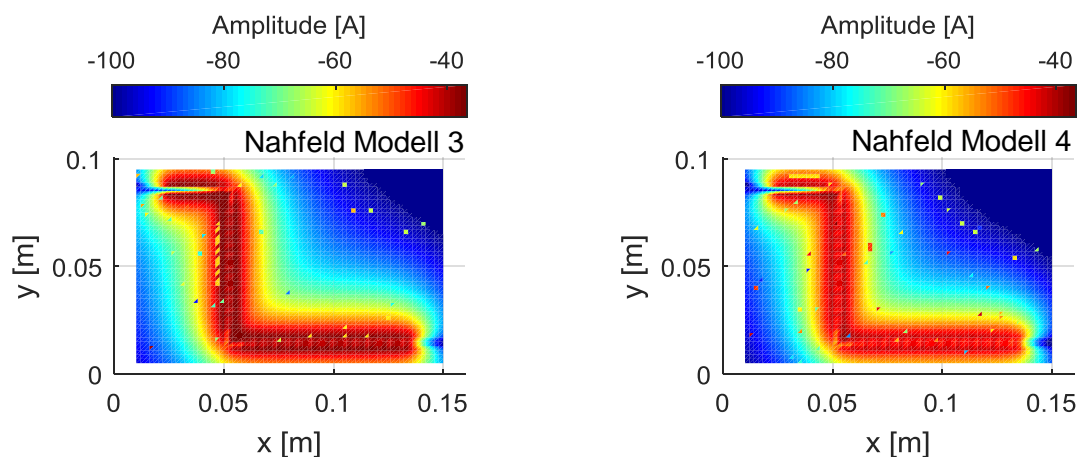


Abbildung 87: Vergleich der Nahfelder H_z mit Feld aus Messung und MoM-Simulation (Referenz), Korrektur durch Tikhonov und CAD-Daten

Für eine bessere Darstellung der Stromidentifikation von Modell 3 und Modell 4 sind in Abbildung 88 die Ströme in Amplitude und Phase abgebildet und mit dem Referenz-Strom verglichen. Darüber hinaus wird die Auswertung auf drei diskrete Frequenzen ($f_1 = 4 \text{ MHz}$, $f_2 = 52 \text{ MHz}$, $f_3 = 100 \text{ MHz}$) erweitert, um die Stabilität des Verfahrens im gesamten Frequenzbereich bis zur 26. Oberwelle von U_q darzustellen. Die CAD-Modelle erzielen für alle Frequenzen Abweichungen von der Stromamplitude unterhalb von 6 dB und maximale Phasenfehler von 10° . Dabei kann das durch Regularisierung optimierte Modell bei f_2 und f_3 einen deutlich genaueren Strom identifizieren. Hier liegen die maximalen Amplitudenfehler bei unter 3 dB . Lediglich bei f_1 ist die Lösung mittels LSQ Tikhonov überlegen und erzeugt eine bessere Anpassung. Hier hat die Filterung durch die Regularisierung einen Verlust an Informationen zur Folge und das System ist mit Regularisierungsfehlern behaftet (Kapitel 4.5.2).

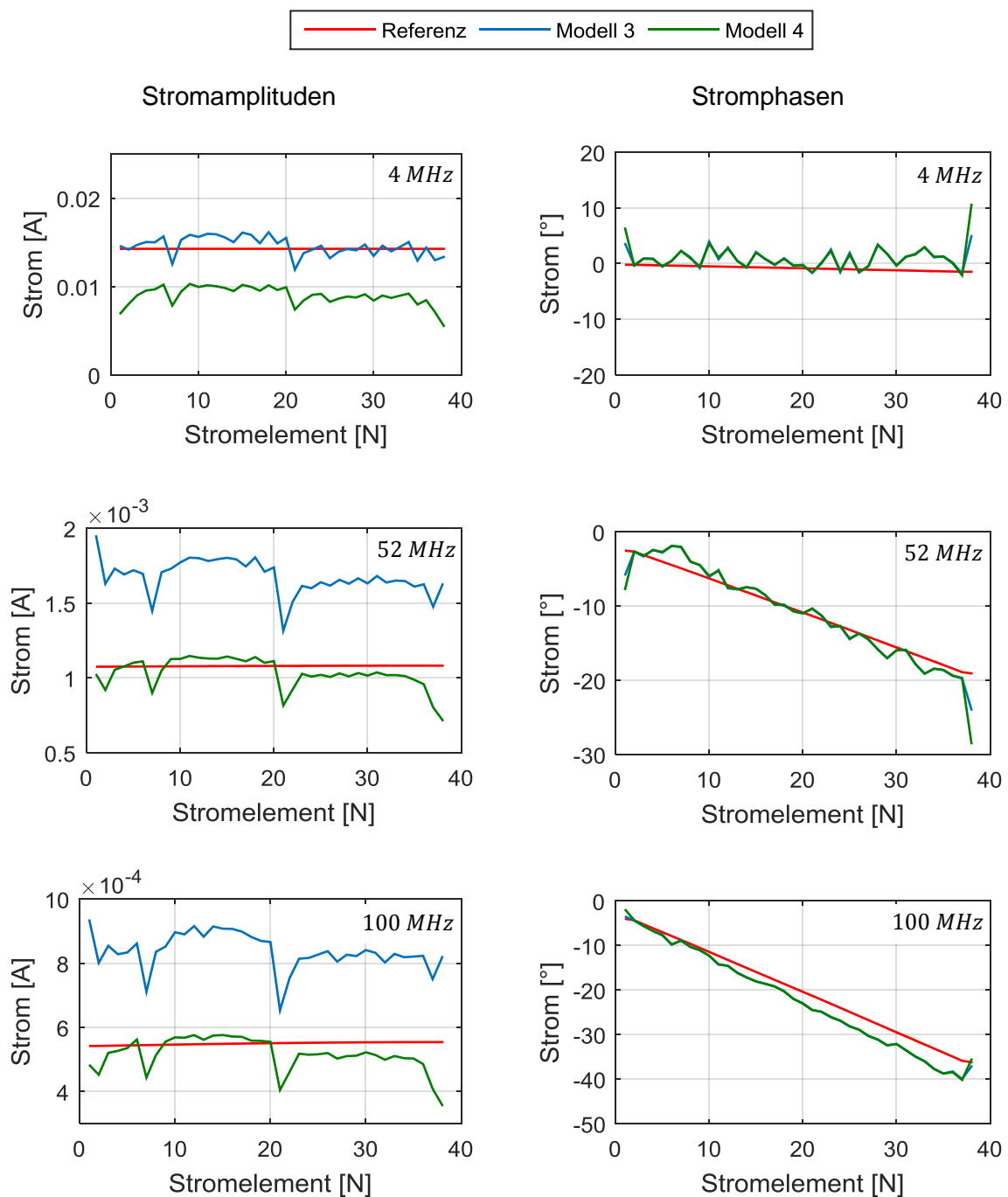


Abbildung 88: Vergleich der Ströme aus den CAD-Modellvarianten mit dem Referenzstrom bei $f = 4 \text{ MHz}$

Seine Stärken zeigt Modell 4, wenn die Auflösung der Messebene reduziert wird. Die Messung erfolgt jetzt nur noch an $N = 135$ anstatt $N = 3375$ Feldpunkten. Abbildung 89 zeigt die so aufgenommenen horizontalen Magnetfelder bei $f_3 = 100 \text{ MHz}$. Nach (4-4) handelt es sich um eine Unterabtastung und damit um eine entsprechend schlechte Voraussetzungen zur Durchführung der SRM und der Lösung als lineares

Ausgleichsproblem. Abbildung 90 zeigt die Ströme auf der Leiterbahn von Modell 3 und Modell 4 im Vergleich zur MoM-Simulation bei reduzierter Scanauflösung. Es ist klar ersichtlich, dass das CAD-Modell in Verbindung mit der Tikhonov-Regularisierung zu einem wesentlich besseren Resultat führt als ohne Durchführung der Filterung. Durch die Reduzierung der Auflösung in der Messebene kann eine immense Verkürzung der notwendigen Mess- und Rechenzeit erfolgen. Für das hier vorgestellte Beispiel sinkt sie demnach von ca. 230 *min* auf 10 *min* ab.

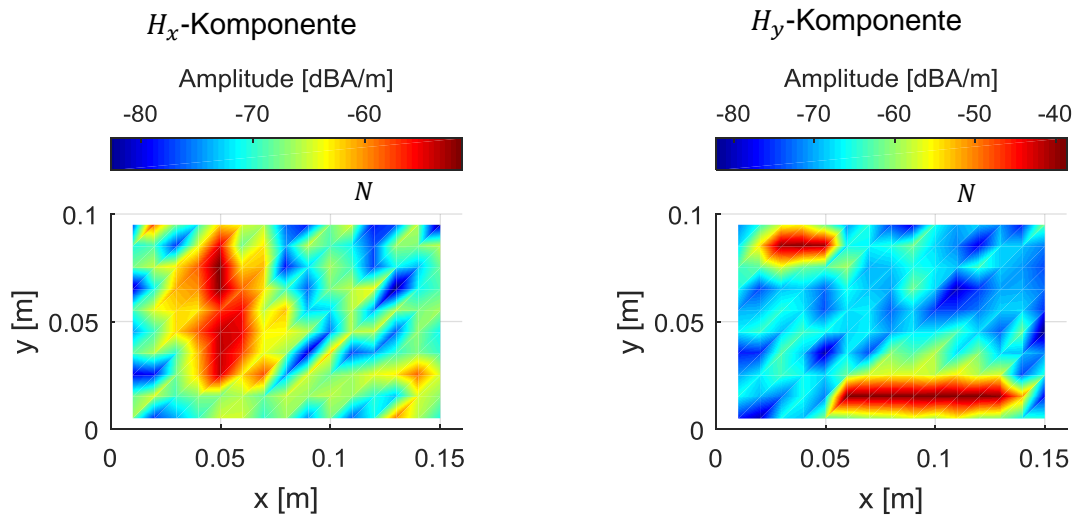


Abbildung 89: Nahfeldmessung der horizontalen Feldkomponenten mit reduzierter Auflösung ($\Delta d_k = 10 \text{ mm}$)

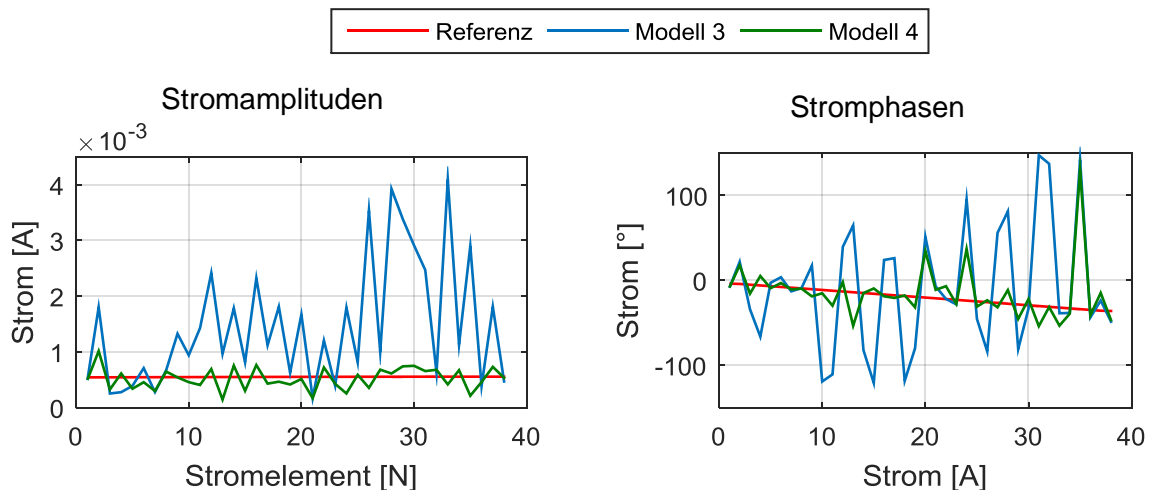


Abbildung 90: Vergleich der Ströme zwischen dem Referenz und den Strömen aus den CAD-Modellvarianten bei reduzierter Auflösung ($\Delta d_k = 10 \text{ mm}$) bei $f = 100 \text{ MHz}$

5 Vorhersage von ALSE-Antennenmesswerten

Ist die äquivalente Stromverteilung I einer Platine entsprechend den Ausführungen aus Kapitel 1 identifiziert, so kann sie in Form eines Abstrahlmodells weiterverwendet werden. Entsprechend (2-37), (2-38) und Kapitel 2.2.5.2 kann das elektromagnetische Feld an jedem Punkt im Raum berechnet werden. Dabei ist es unwichtig, ob sich die Feldpunkte im Nah- oder im Fernfeld befinden. Natürlich gelten die Berechnungen nur für Beobachtungspunkte, die sich oberhalb der Massefläche des Abstrahlmodells befinden, da das Modell aufgrund der Spiegeltheorie unterhalb der Masse keine Gültigkeit hat. Ziel der Feldberechnungen ist es zum einen, Vorhersagen über Antennenmesswerte treffen zu können. So besteht mit einem gültigen Abstrahlmodell die Möglichkeit auf eine Antennenmessung zu verzichten, und die Störaussendung einer untersuchten Struktur anhand von Feldberechnungen und den standardisierten Grenzwerten zu bewerten. Zum anderen kann anhand des resultierenden Feldes an einer bestimmten Raumkoordinate direkt auf dominante Störer auf der Platine rückgeschlossen werden.

5.1 Einflussfaktoren bei der Feldberechnung und ihre Vorhersagegenauigkeit

Die Identifizierung der äquivalenten Stromverteilung aus Kapitel 1 wird unter vereinfachten Bedingungen durchgeführt, äußere Einflüsse fließen dabei nicht in das Modell ein. Es wird davon ausgegangen, dass das zugrunde liegende magnetische Nahfeld ein direktes Abbild der Strompfade der Platine darstellt und nicht wesentlich mit anderen Objekten interagiert. Diese Interaktion wird lediglich als Rauschen oder vernachlässigbare Störung interpretiert und bestenfalls korrigiert. Sollen aber Berechnungen im Nahfeld oder Fernfeld durchgeführt werden oder sogar Feldwerte aus Antennenmessungen vorhergesagt werden, so treten zusätzliche Einflussfaktoren auf. So spielt die Messumgebung, aber auch die Messantenne selbst, eine wichtige Rolle. Abbildung 91 skizziert die Übertragung zwischen dem idealen Abstrahlmodell und der Messantenne. Darüber hinaus können bei der SRM vernachlässigbare Faktoren, wie z.B. die Diskrepanz zwischen endlicher und unendlicher Massefläche und ihre Auswirkungen auf das Modell, bei der Vorhersage von Antennenmesswerten eine wichtige Rolle spielen. Auch können Modellelemente, z.B. vertikale Stromkomponenten, welche im Prozess der SRM gut durch andere Komponenten mit geringer Abweichung approximiert werden können und dort damit keine entscheidende Rolle spielen (Kapitel 4.6), bei den Feldvorhersagen zu größeren Abweichungen führen. Diese Gefahr tritt vor allem bei der Erstellung von physikalisch nicht korrekten äquivalenten Dipolmodellen auf.

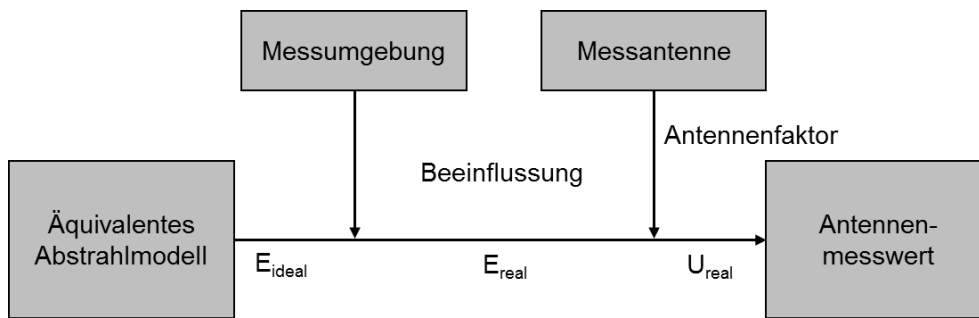


Abbildung 91: Übertragungsweg zwischen äquivalentem Abstrahlmodell und Antenne

5.1.1 Dominante Felder von Vertikal- und Horizontalströmen

Bei der ALSE-Antennenmessung werden Messungen mit horizontaler und mit vertikaler Polarisation durchgeführt. Die Feldkomponenten in der jeweiligen Polarisation entstehen durch die Überlagerung der Felder, entsprechend (2-36), ausgehend von horizontalen und vertikalen Stromelementen. Es ist notwendig zu untersuchen, ob beide Polarisationen von Feldern bestimmter Stromelemente dominiert werden und welche Abhängigkeiten an dieser Stelle existieren.

Betrachtet man die elektromagnetische Abstrahlung eines Hertz'schen Dipols, so wird in seiner Fernfeldcharakteristik deutlich, dass er entsprechend seiner Ausrichtung dominante Feldkomponenten entwickelt. Dies ist in Abbildung 92 dargestellt. Da sich die Stromverteilung einer zu untersuchenden Struktur aus der vektoriellen Überlagerung von x -, y - und z -Stromelementen abbilden lässt, ist anzunehmen, dass unterschiedliche Komponenten des äquivalenten Modells eine mehr oder minder dominante Wirkung auf resultierende Antennenmesswerte haben.

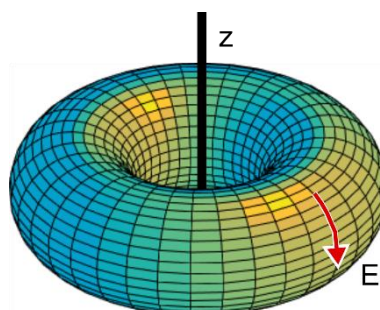


Abbildung 92: Fernfeld eines Dipols

Die folgende Untersuchung wird auf Basis von MoM-Simulationsdaten (Concept-II [92]) ausgeführt. Dazu wird eine einfache abstrahlende Struktur erstellt, die eine offene Leiterbahn auf einer Elektronikplatine nachbildet (Abbildung 93). Sie besteht aus einem Einzelleiter mit einer Länge $l = 200 \text{ mm}$, der in einer Höhe $d = 3,5 \text{ mm}$ oberhalb einer unendlichen Massefläche angeordnet ist. Der Kontaktpunkt zur Masse befindet sich an der Position $[0,0,0] \text{ mm}$. Er wird durch eine Spannungsquelle mit einer Quellenspannung von $U_q = 1,26 \text{ V}$ angeregt. Das elektrische Feld wird in der MoM-Simulation an einem Beobachtungspunkt $P = [615,1615,14] \text{ mm}$ in horizontaler Orientierung E_x und in vertikaler Orientierung E_z berechnet. Dieser Beobachtungspunkt repräsentiert eine mögliche Antennenposition bei einer ALSE-Messung. Nun wird ein äquivalentes Dipolmodell des Leiters erstellt, welches aus einem senkrecht orientierten Stromelement und 20 horizontal orientierten Elementen besteht. Diese sind in Leiterhöhe d platziert. Die Stromverteilung des Leiters aus der MoM-Simulation wird extrahiert und auf das analytische Dipolmodell übertragen. Sein Vorteil besteht darin, dass die Abstrahlung der vertikalen und der horizontalen Ströme ab jetzt getrennt voneinander betrachtet werden kann.

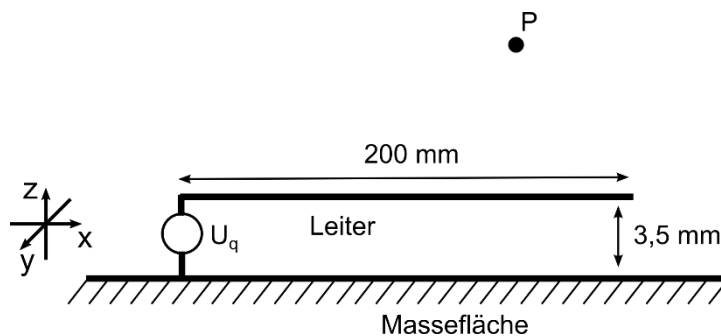


Abbildung 93: Einfache Leiterstruktur zur Untersuchung der dominanten Feldkomponenten

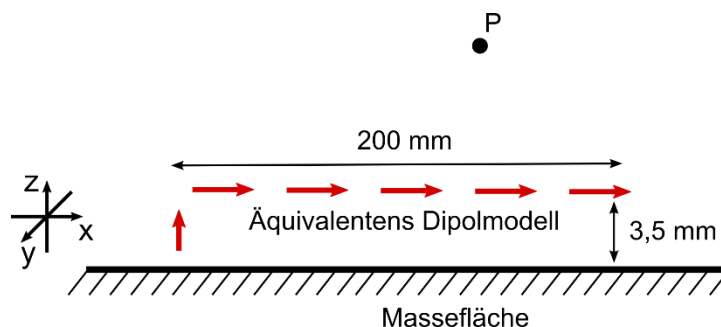


Abbildung 94: Äquivalentes Dipolmodell der Leiterstruktur

Zur Verifikation des Modells wird sowohl für die horizontale Feldpolarisation E_x als auch für die vertikale Polarisation E_z die Abstrahlung des Gesamtmodells aus Abbildung 94 mit der Abstrahlung des MoM-Modells am Beobachtungspunkt P ver-

glichen. Für die getrennte Betrachtung der Feldabstrahlung werden nacheinander der vertikale und der horizontale Strom deaktiviert (Abbildung 95). Abbildung 96 und Abbildung 97 zeigen die Gegenüberstellung der Ergebnisse für beide Feldpolarisationen.

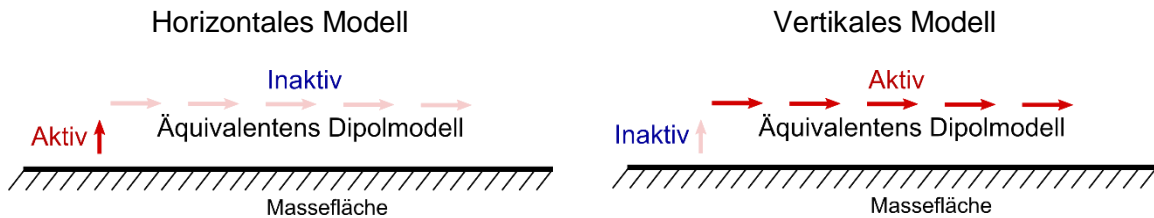


Abbildung 95: Getrennte Aktivierung der vertikalen und der horizontalen Stromelemente

Zuerst wird die horizontale Polarisation E_x betrachtet. Das gesamte Dipolmodell, bestehend aus dem vertikalen und dem horizontalen Strom, bildet das elektrische Feld am Beobachtungspunkt P sehr gut ab. Ist lediglich der vertikale Dipol aktiv, so ist er bis zu einer Frequenz von 60 MHz dominant und bildet das Feld des Leiters gut ab. Erst ab einer Frequenz von 300 MHz bis zu der betrachteten Maximalfrequenz von 1 GHz übernimmt die horizontale Stromkomponente und kann den Leiter alleine abbilden. Die vertikale Feldpolarisation E_z lässt sich gleichermaßen gut durch das Gesamtmodell beschreiben. In diesem Fall reicht es aber vollkommen aus, lediglich die vertikale Stromkomponente zu aktivieren. Diese stellt im gesamten Frequenzbereich bis zu 1 GHz ein sehr gutes Abstrahlmodell des Leiters dar.

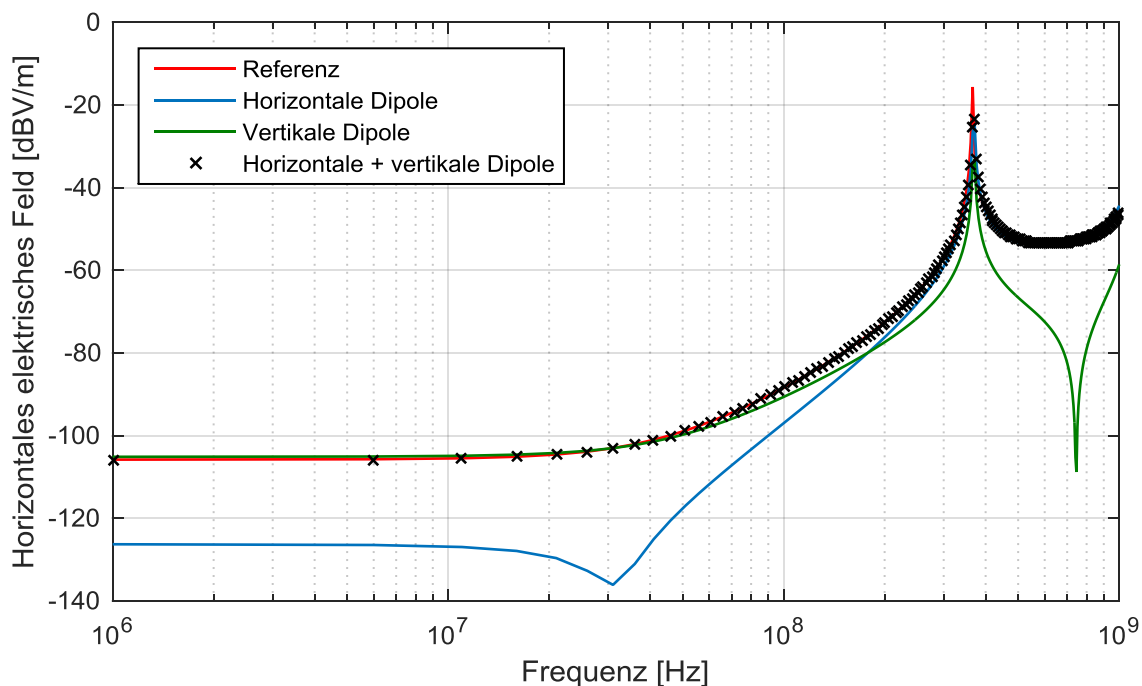


Abbildung 96: Horizontale Polarisation des elektrischen Feldes der Leiterstruktur im Vergleich zu den Dipolmodellen

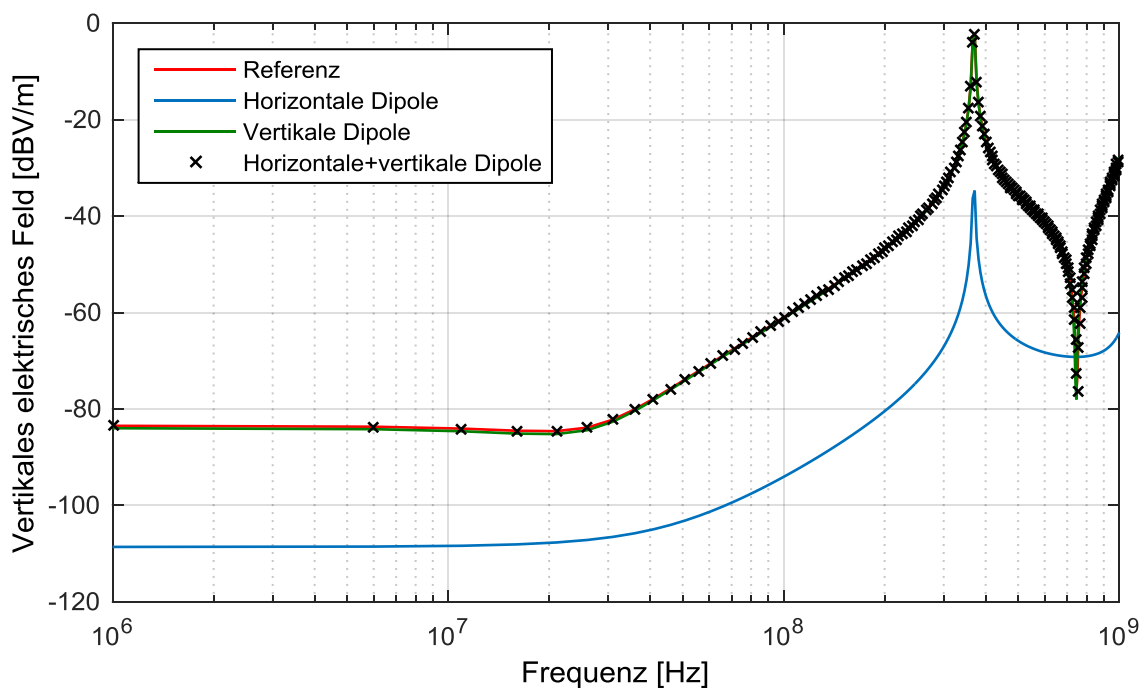
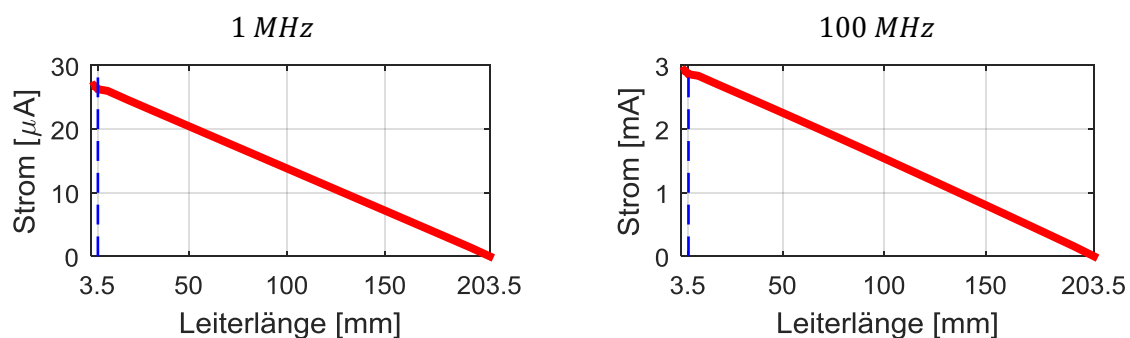


Abbildung 97: Vertikale Polarisation des elektrischen Feldes der Leiterstruktur im Vergleich zu den Dipolmodellen

Man könnte annehmen, dass aufgrund der wesentlich größeren Länge des horizontalen Leiters, die ca. das 60-fache des vertikalen Anteils beträgt, der horizontale

Strom grundsätzlich dominant ist. Es gibt mehrere Gründe dafür, dass dies nicht der Fall ist. Entsprechend der Spiegeltheorie aus Kapitel 2.2.5.2 haben horizontale Ströme einen gegensinnig ausgerichteten Spiegelstrom, was zu einer destruktiven Feldüberlagerung $E - \tilde{E}$ führt. Wo hingegen vertikal ausgerichtete Ströme einen Spiegelstrom in gleicher Ausrichtung haben und sich die Felder demnach konstruktiv $E + \tilde{E}$ überlagern. Das führt beispielsweise bei der vertikalen Feldpolarisation (Abbildung 97) dazu, dass die vertikale Feldkomponente um mehr als 20 dB größer ist als die horizontale Komponente. Prinzipiell spielt natürlich die Richtcharakteristik der zu untersuchenden Struktur eine wichtige Rolle. Für eine horizontal ausgerichtete Antenne sind gerade bei höheren Frequenzen vor allem die planaren Ströme auf der Platine verantwortlich. Dies gilt aber nur, solange der Strom nicht in Richtung der Antenne fließt und die Abstrahlcharakteristik dort ein Minimum zeigt (Abbildung 92). Die vertikal polarisierten Felder hingegen sind meist von den vertikalen Strömen verursacht. Es darf nicht unerwähnt bleiben, dass bei der betrachteten Leiterstruktur (Abbildung 93) aufgrund des Abschlusses $Z_L \rightarrow \infty$ die Stromverteilung des horizontalen Leiters im unteren Frequenzbereich im Mittel weit unter der des vertikalen Leiters liegt. Dies ist jedoch aufgrund des Längenverhältnisses unerheblich. Abbildung 98 zeigt die Stromverteilung im Gesamtleiter bei verschiedenen Frequenzen $f = 100 \text{ MHz} \dots 1 \text{ GHz}$. Dabei stellt die gestrichelte blaue Linie den Übergang zwischen vertikalem Leiter und horizontalen Leiter dar.

Es ist in jedem Fall ersichtlich, dass die Ströme in z -Ausrichtung in keinem Fall vernachlässigbar oder oft sogar dominant sind und damit im äquivalenten Modell als auch bei den weiteren Untersuchungen unbedingt beachtet werden müssen.



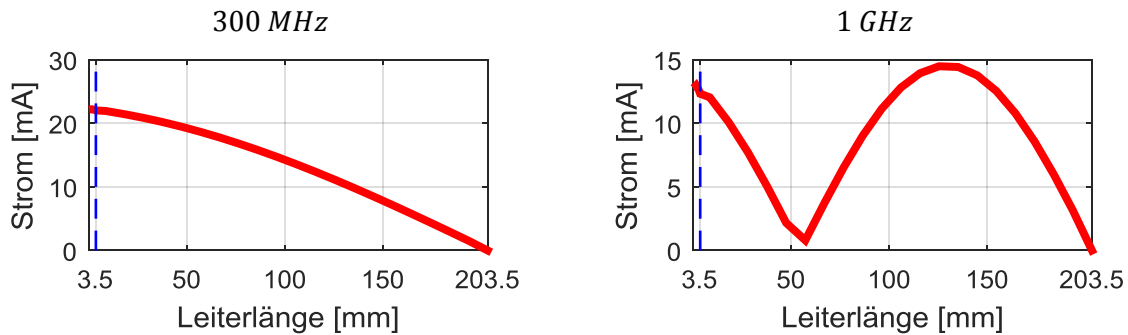


Abbildung 98: Stromverteilung im Leiter

5.1.2 Einfluss der endlichen Massefläche

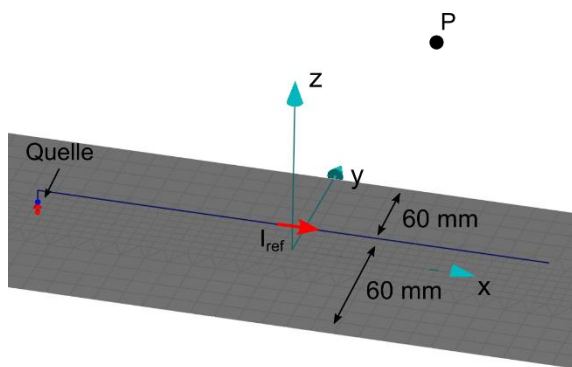
In Kapitel 4.3.1 stellte sich heraus, dass der Einfluss der endlichen Massefläche auf das interessierende Nahfeld als eher gering anzunehmen ist und vernachlässigbar in den Prozess der Stromidentifikation eingeht. Bei der Berechnung von Feldgrößen im weiter entfernten Nah- bzw. im Fernfeld aus dem Abstrahlmodell ist dieser jedoch wesentlich größer. Ströme in den Kanten der Massefläche können dabei dominante Felder erzeugen und die Modellgenauigkeit stark reduzieren.

Um den Einfluss der Kantenströme zu untersuchen, wird erneut der Leiter aus Abbildung 93 verwendet. Für diesen wird ein MoM-Modell (Abbildung 99) in Concept-II [92] erstellt und das elektrische Feld in horizontaler und vertikaler Polarisation am Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$ berechnet. Für die Untersuchungen wird eine endliche Massefläche mit einer Breite von 120 mm angesetzt. Der Leiter wird um den Nullpunkt des Koordinatensystems zentriert. Die Länge der endlichen Massefläche wird mit 1000 mm angesetzt, um den Einfluss der Kanten in y -Orientierung möglichst gering zu halten. Die Quellenspannung wird zu $U_q = 1 \text{ V}$ gewählt. Abbildung 99 zeigt das analytisch berechenbare Dipolmodell der Platinenstruktur. Dieses besteht aus den Dipolen, welche den Leiter abbilden, und aus den die Kantenströme in x -Richtung I_{E1} und I_{E2} beschreibenden Quellen. Entsprechend des großen Abstands der Kanten in y -Orientierung I_{E3} und I_{E4} wird der in ihnen induzierte Strom zu Null angenommen. Der Strom im Leiter wird direkt aus der MoM-Simulation entnommen. Dazu wird vereinfachend der Strom am Referenzpunkt $I_{e,ref}$ verwendet. Die Kantenströme können aus $I_{e,ref}$ entsprechend [108] zu

$$I_E = \frac{I_{e,ref}}{\pi} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{W_E}{2d}\right) \right) \quad (5-1)$$

abgeschätzt werden. Wobei w_E den Abstand des Leiters zur Kante und d die Höhe des Leiter über der Massefläche bezeichnet. Um das analytische Dipolmodell mit Kantenströmen zu verifizieren, wird zuerst sein resultierendes Feld am Beobachtungspunkt P mit dem Feld aus der MoM-Simulation verglichen. Dieser Vergleich ist in Abbildung 100 für das horizontal polarisierte und das vertikal polarisierte elektrische Feld dargestellt. Es ist ersichtlich, dass das analytische Dipolmodell meist gut mit dem Modell aus der MoM-Simulation übereinstimmt. Es kommt für beide Polarisierungen zwar teilweise zu Abweichungen um 10 dB , dies ist für die nachfolgenden qualitativen Untersuchungen aber nicht ausschlaggebend. Grund für diese Abweichungen ist vor allem die Verwendung des gemittelten Referenzstroms I_{ref} , sein Einfluss auf den analytisch abgeschätzten Kantenstrom und der Einfluss der Stromphasen in Leiter und Kanten.

MoM-Simulationsmodell (Concept-II [92]) der Leiterstruktur



Dipolmodell der Leiterstruktur

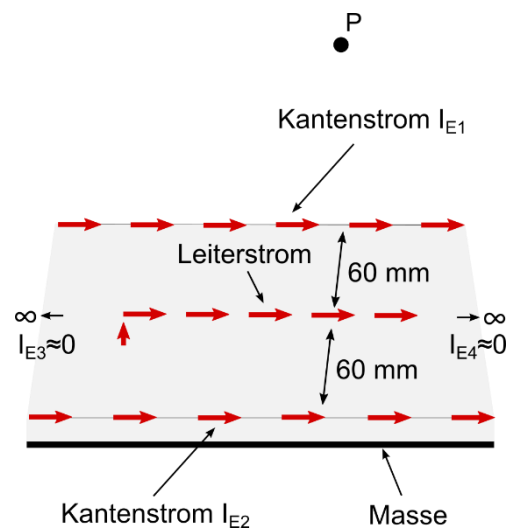


Abbildung 99: Leiterstruktur zur Untersuchung des Einflusses der Massefläche

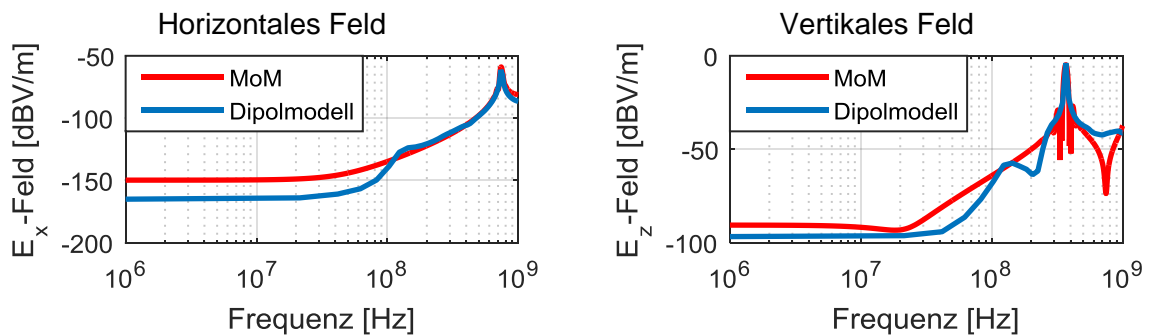


Abbildung 100: Vergleich des elektrischen Feldes am Beobachtungspunkt P zwischen Dipolmodell mit Kantenströmen und MoM-Modell

Anschließend wird der Einfluss der Kantenströme auf das elektrische Feld am Beobachtungspunkt untersucht (vgl. [109]). Dazu wird das Dipolmodell aus Abbildung 99 verwendet. Die Dipole im Leiter werden mit einem konstanten Strom von $I_L = 1 A$ gespeist. Dafür ergibt sich bei gegebener Konfiguration für beide Kanten ein Strom $I_{E1/2} = 0.0185 A$. Abbildung 101 zeigt den Einfluss der Kantenströme auf das horizontale und auf das vertikale elektrische Feld. Obwohl der Kantenstrom um ein Vielfaches geringer ist als der Leiterstrom, wirkt er sich dennoch stark auf die Feldstärke am Beobachtungspunkt aus. Grund dafür sind die in der Feldüberlagerung destruktiv wirkenden Spiegeldipole für horizontale Stromelemente (Kapitel 2.2.5.2). Dieser Zusammenhang ist gut bei der horizontalen Feldkomponente in Abbildung 101 zu erkennen. Hier wirken die Kantenströme über $10 dB$ höher auf das Feld am Beobachtungspunkt und es kommt zu einer Abweichung von fast $20 dB$ zwischen dem elektrischen Feld des Leiters und der Überlagerung aller Felder. Abbildung 101 zeigt, dass durch die Felddominanz der vertikalen Ströme des Leiters der Einfluss der Kantenströme auf das vertikal polarisierte Feld vernachlässigbar klein ist ($< 1 dB$). Werden die vertikalen Ströme zu Null gesetzt, so weicht auch das vertikale elektrische Gesamtfeld um fast $20 dB$ vom Feld des Leiters ab.

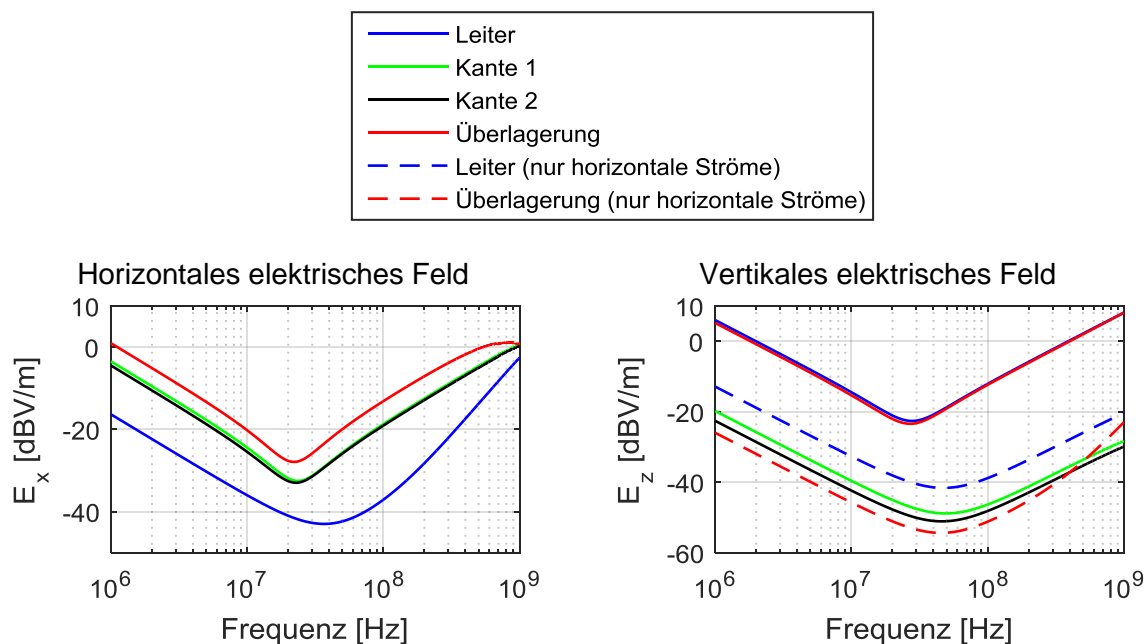


Abbildung 101: Einfluss der Kantenströme auf das elektrische Feld am Beobachtungspunkt

Prinzipiell lässt sich ein Abstrahlmodell mit endlicher Massefläche beschreiben, indem die unendliche ideale Massefläche durch äquivalente Flächenströme J ersetzt wird. Diese äquivalenten Ströme werden als Ströme auf der unendlich ausgedehnten Oberfläche angenommen, sind aber entsprechend des Volumens der endlichen

Struktur begrenzt. Dieses Verfahren stammt aus der Optik und wird in [110] im Detail beschrieben.

5.1.3 Die Messumgebung als komplexer Einflussfaktor

Ziel der Feldberechnungen ist es, aus dem identifizierten Abstrahlmodell Antennenmesswerte vorhersagen zu können. In dieser Arbeit sind vor allem ALSE-Antennenmessverfahren nach der Norm CISPR-25 [1] von Interesse. Natürlich lassen sich die folgenden Untersuchungen auch auf andere gestrahlte Messverfahren übertragen.

Entsprechend Kapitel 2.1 wird das „Device Under Test“ (DUT) bei einer ALSE-Messung in einer absorbierenden Kammer platziert. In der Kammer befindet sich ebenfalls eine Antenne, welche das abgestrahlte Feld vom DUT aufnimmt und in eine messbare Spannung transformiert. Entgegen der Annahmen für das Abstrahlmodell ist die Messumgebung einer Absorberkammer nicht weiter unter Freiraumbedingungen zu betrachten und unterliegt verschiedenen Einflüssen. Abbildung 102 stellt das nicht ideale Verhalten bei einer solchen Antennenmessung dar. Restreflexionen von den Wänden der Kammer und anderen metallischen Flächen (grau) führen zu einer Änderung der Antennenspannung. Die Antenne selbst kann nicht rückwirkungsfrei messen und beeinflusst das Messergebnis ebenfalls (rosa). Wie schon in Kapitel 5.1.2 für die Platinenmasse untersucht, beeinflussen auch Kantenströme im metallischen Messtisch (braun) die resultierenden Messpegel. Ein weiterer Faktor, welcher zu massiven Abweichungen in den Ergebnissen führen kann, ergibt sich aus den Messkabeln. Hier werden zusätzliche Emissionen (schwarz) durch Mantelwellen, die in Form eines Gleichtaktstroms auftreten, erzeugt [111].

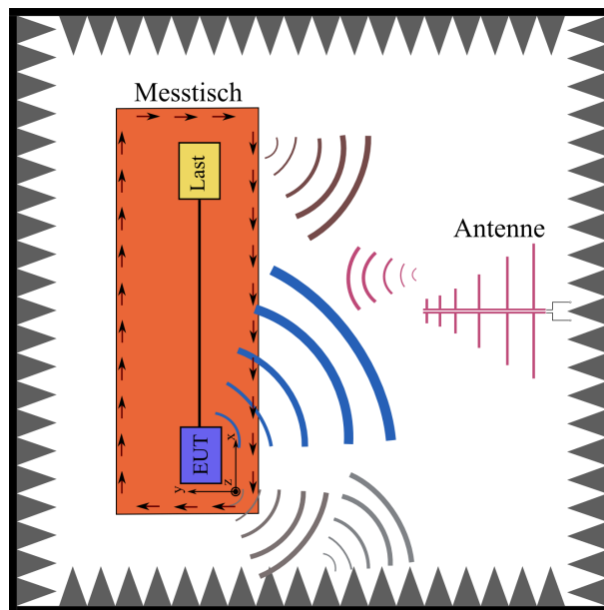


Abbildung 102: Einflussfaktoren der Messumgebung (ALSE-Antennenmessung)

Um den Einfluss der Messumgebung zu untersuchen, wird eine einfache Leiterstruktur (Abbildung 103) verwendet. Diese wird simulatorisch als auch messtechnisch untersucht und soll in Näherung eine einzelne Leiterbahn auf einer Elektronikplatine symbolisieren. Sie besteht aus einem Leiter mit einer Länge $l = 200 \text{ mm}$, der in einer Höhe $d = 3,5 \text{ mm}$ oberhalb des metallischen Messtisches angeordnet ist. Der Kontaktpunkt zur Masse befindet sich an der Position $[0,0,0] \text{ mm}$. Das Ende der Leitung ist offen. Die Struktur wird entsprechend der CISPR-25 Vorgaben in einer Absorberkammer platziert und mit einer Spannung von $U_q = 1,26 \text{ V}$ gespeist. Dies entspricht einer Leistung von 12 dBm an 50Ω . Die Messung wird mit einem Netzwerkanalysator (Agilent E5061B) durchgeführt und die s_{21} -Parameter zwischen Leiterstruktur und Antenne aufgenommen. Das elektrische Feld berechnet sich dann aus der Antennenspannung und dem Antennenfaktor zu:

$$E = AF \cdot U_{ant} \quad (5-2)$$

Beispielhaft wird das vertikal polarisierte elektrische Feld E_z am Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$ gemessen (Abbildung 104).

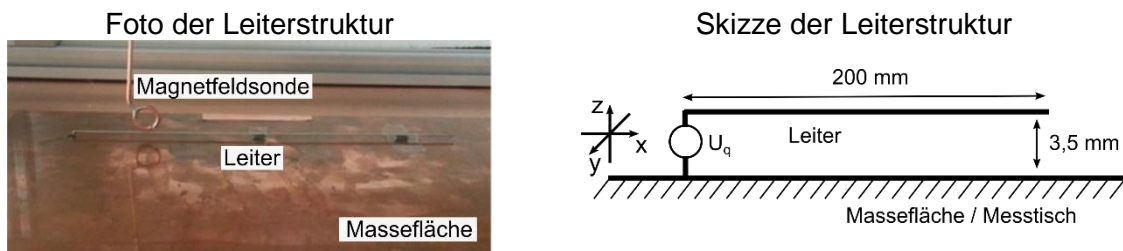


Abbildung 103: Leiterstruktur zur Untersuchung des Einflusses der Messumgebung

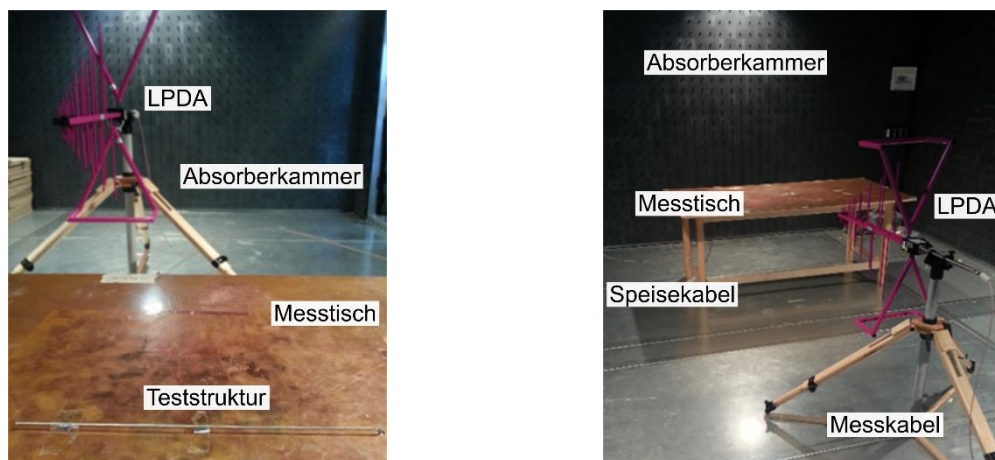


Abbildung 104: Antennenmessung der Leiterstruktur

Anschließend wird ein einfaches MoM-Simulationsmodell in Concept-II [92] des Testaufbaus erstellt. Im ersten Schritt handelt es sich dabei um den Leiter, welcher oberhalb einer unendlich ausgedehnten Massefläche angeordnet ist. Im zweiten Schritt wird in diesem Modell die unendlich ausgedehnte Massefläche durch eine endliche Messtischfläche ersetzt (Abbildung 105). Der Kammerboden wird als unendlich ausgedehnte ideale Masse angenommen. Weiterhin wird auf Wände und Decke verzichtet, da dies einer ideal absorbierenden Kammer entspricht. Das elektrische Feld wird für das einfache und das erweiterte Modell am Beobachtungspunkt P numerisch berechnet.

Abbildung 106 zeigt den Vergleich zwischen dem aus der Messung gewonnenen vertikal polarisierten elektrischen Feld und den Feldern der beiden Simulationsmodelle. Bei $f = 360 \text{ MHz}$, welches der $\lambda/4$ -Wellenlänge von 200 mm und damit der Länge des Leiters entspricht, ist deutlich eine Resonanz zu erkennen, die sich bei $f = 720 \text{ MHz}$, der $\lambda/2$ -Wellenlänge, wiederholt. Die nicht idealen Gegebenheiten der realen Messung führen an den Resonanzstellen zu einem gedämpften Verhalten und der hier ersichtlichen Abweichung. Die Abweichung bei $f = 75 \text{ MHz}$ ist auf den Einfluss des Koaxialkabels ($\lambda/2 = 2 \text{ m}$) zurückzuführen, welches zur Anregung des

Leiters verwendet wird. Untersuchungen haben gezeigt, dass sich dieser Einbruch bei Variation der Kabellänge verschiebt und mit Ferriten dämpfen lassen kann. Einen starken Einfluss haben der Messtisch und die in ihm induzierten Kantenströme. Vergleicht man das Ergebnis des MoM-Simulationsmodells mit unendlicher Massefläche mit dem erweiterten Modell, so bildet das erweiterte Modell die Realität im gesamten Frequenzbereich wesentlich besser ab. Die übrigen Effekte und Abweichungen (z.B. bei $f = 160 \text{ MHz}$) lassen sich durch weitere Einflüsse der Messumgebung erklären. Im Folgenden wird unter Einfluss der Messumgebung die Überlagerung aller hier dargestellter Einflüsse bezeichnet. Da das auf einer Freiraumabstrahlung basierende äquivalente Dipolmodell lediglich Felder gemäß dem einfachen MoM-Simulationsmodell (blaue Kurve) vorhersagt, gilt es die Feldberechnungen entsprechend zu korrigieren.

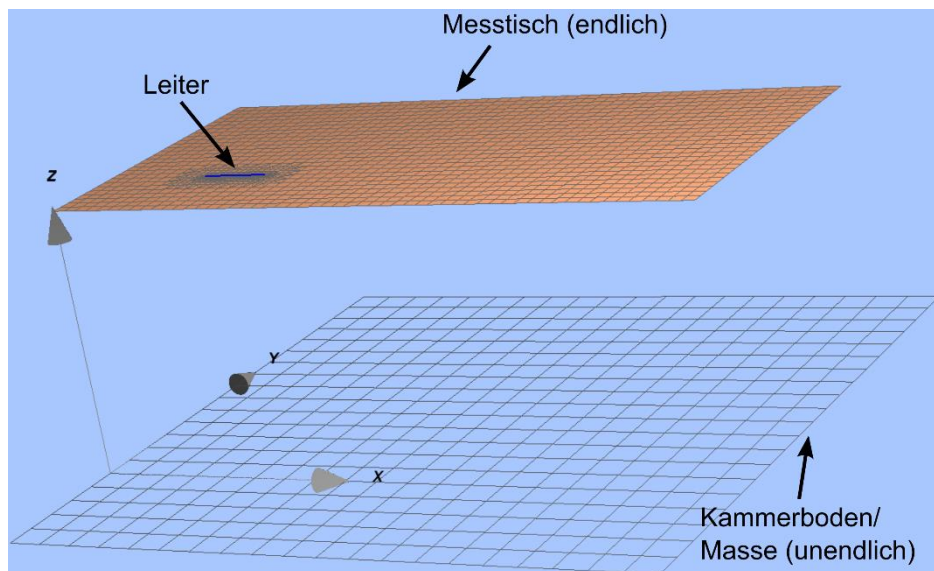


Abbildung 105: Erweitertes MoM-Simulationsmodell (Concept-II [92]) mit endlicher Tischfläche und unendlichem ausgedehntem Kammerboden

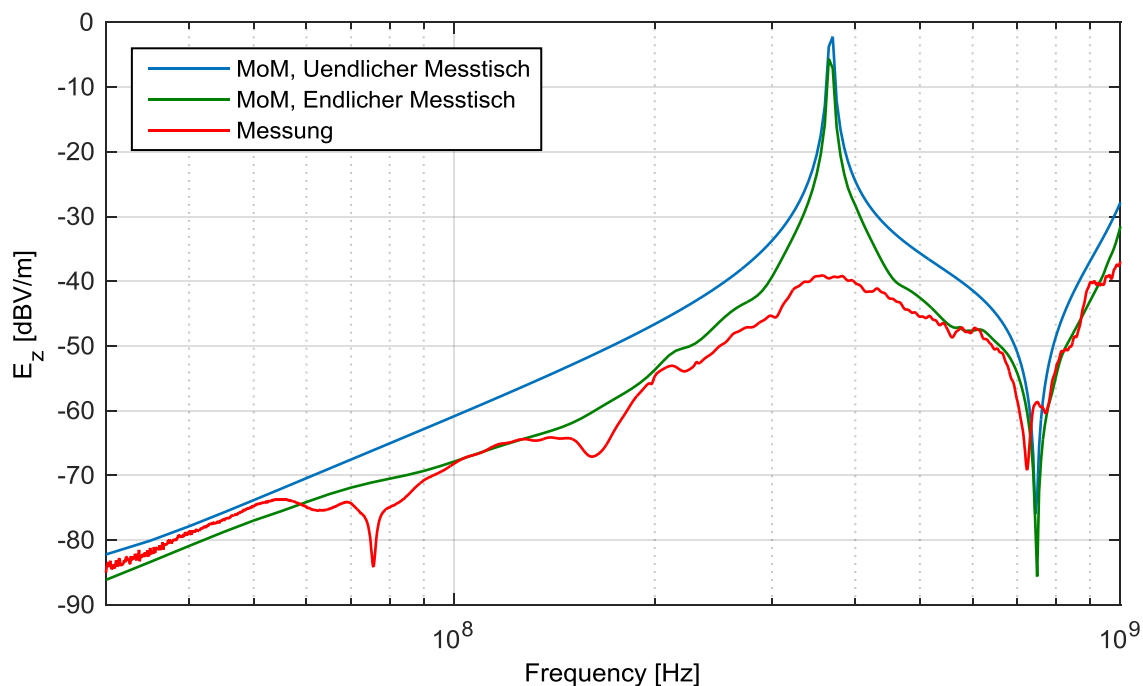


Abbildung 106: Einfluss der Messumgebung auf das vertikal polarisierte elektrische Feld am Beobachtungspunkt

5.2 Korrekturverfahren zur Integration des Einflusses der Messumgebung

Es wurde gezeigt, dass die Messumgebung einen starken Einfluss auf die Feldwerte nimmt, welche in einer ALSE-Antennenmessung bestimmt werden. Eine Freifeldberechnung auf Basis eines äquivalenten Abstrahlmodells sagt zwangsläufig abweichende Pegel voraus. Es gilt demnach einen Korrekturfaktor oder eine Korrekturfunktion zu bestimmen, welche die Einflüsse der Messumgebung berücksichtigt. Dabei ist es nicht ausreichend, über einen einzelnen Korrekturfaktor zu verfügen, da dieser sowohl orts- als auch richtungsabhängig sein muss. In den folgenden Abschnitten wird ein Verfahren zur messdatenbasierten Ermittlung von Korrekturfunktionen vorgestellt und anhand von Simulationen und Messungen verifiziert. Dabei beinhalten die Korrekturen auch den Einfluss der endlichen Massefläche, so dass eine explizite Berechnung der Kantenströme nicht notwendig ist.

5.2.1 Korrekturfunktionen zur Integration des Einfluss der Messumgebung

Grundlage für die Theorie der Korrekturfunktionen bildet die Annahme, dass es sich bei dem System DUT ↔ Absorberkammer ↔ Messantenne um ein lineares System

handelt. In allen nachfolgenden Untersuchungen werden mögliche nicht-lineare Effekte ausgeschlossen. Somit existiert eine direkte Proportionalität zwischen dem Strom einer äquivalenten Elementarquelle I_e und der Antennenspannung U . Dieser Zusammenhang ist von der Orientierung des Stromelements, der Polarisation der Antenne und dem Ort abhängig.

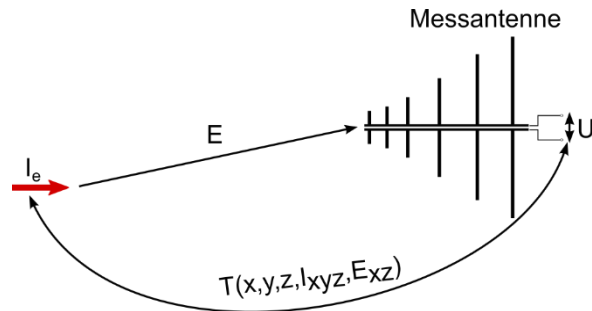


Abbildung 107: Bestimmung der Korrekturfunktionen

Wie schon erwähnt, lässt sich der Strom an einem Punkt vektoriell zerlegen und durch ein Tripel aus drei Elementardipolen I_{ex}, I_{ey} und I_{ez} abbilden. Für jeden dieser Dipole kann nun eine ortsabhängige Korrekturfunktion ermittelt werden. Für die Funktionen bei horizontaler Polarisation der Antenne ergibt sich so:

$$T_x^x = \frac{U_x^x}{I_{ex}}$$

$$T_y^x = \frac{U_y^x}{I_{ey}} \tag{5-3}$$

$$T_z^x = \frac{U_z^x}{I_{ez}}$$

und für die Korrekturfunktionen bei vertikaler Antennenpolarisation:

$$T_x^z = \frac{U_x^z}{I_{ex}}$$

$$T_y^z = \frac{U_y^z}{I_{ey}} \tag{5-4}$$

$$T_z^z = \frac{U_z^z}{I_{ez}}$$

Die durch die räumliche Ausdehnung des DUTs / der Platine festgelegte aktive Fläche kann jetzt durch eine äquidistante Anordnung von Elementarströmen diskretisiert werden. Die Diskretisierung dieser Fläche mit Dipolen in x -, y - und z -Richtung und ihre dazugehörigen Korrekturfunktionen sind in Abbildung 108 dargestellt. Sind die Korrekturfunktionen für die aktive Fläche bestimmt, können sie auf die im äquivalenten Abstrahlmodell identifizierten Quellen angewendet werden. Die Wahl der Diskretisierung ist abhängig vom untersuchten Frequenzband und der Strukturauflösung der Elektronikplatine. Hier können Interpolationsverfahren eingesetzt werden, um die Anzahl der zu messenden Korrekturfunktionen zu minimieren. Teilweise kann es ausreichend sein, lediglich eine Funktion für beide Antennenpolarisation und drei Stromausrichtungen zu bestimmen. Es ergeben sich für die beiden Antennenpolarisationen und ein Dipoltripel am Punkt nm die Antennenspannungen:

$$U_{ant,nm}^x = T_{x,nm}^x I_{ex,nm} + T_{y,nm}^x I_{ey,nm} + T_{z,nm}^x I_{ez,nm}$$

$$U_{ant,nm}^z = T_{x,nm}^z I_{ex,nm} + T_{y,nm}^z I_{ey,nm} + T_{z,nm}^z I_{ez,nm}$$
(5-5)

und mit der phasenrichtigen Überlagerung aller Antennenspannungen $U_{ant,nm}^x$ und $U_{ant,nm}^z$ die resultierende Gesamtspannung:

$$U_{ant}^{x,z} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M U_{ant,nm}^x + U_{ant,nm}^z$$
(5-6)

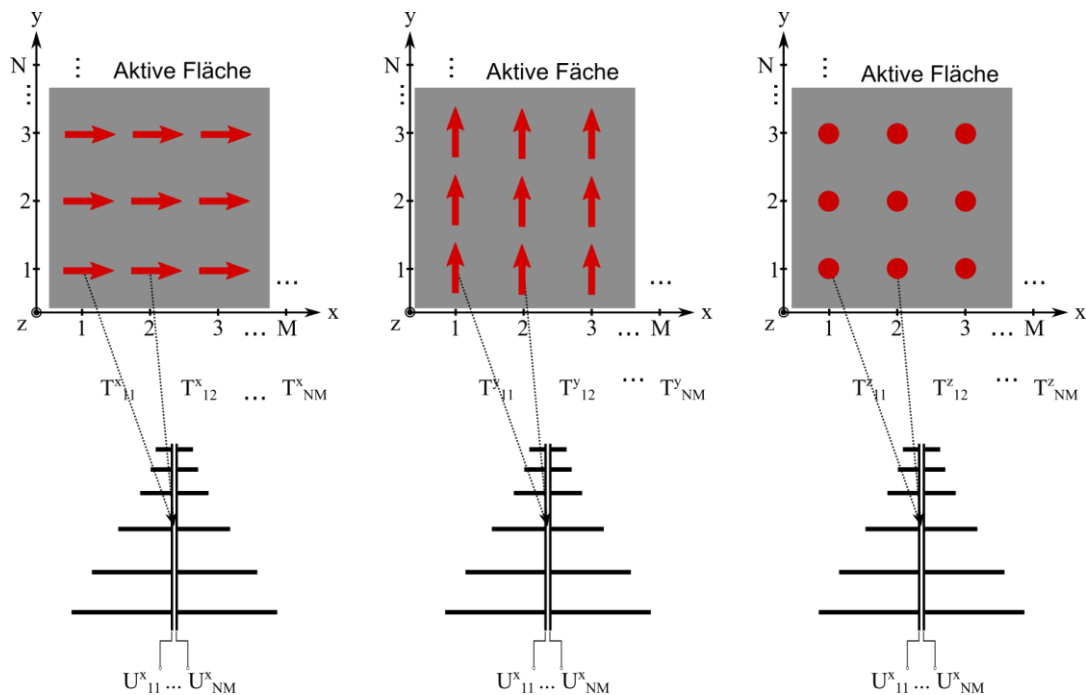


Abbildung 108: Bestimmung der Korrekturfunktionen für Ströme in der aktiven Fläche

5.2.2 Praktische Umsetzung des Verfahrens und messtechnische Ermittlung der Korrekturfunktionen

Die in Kapitel 5.2.1 beschriebene Vorgehensweise verlangt, an diskreten Punkten in der aktiven Fläche (Abbildung 108) bekannte Ströme einzuprägen und aus diesen Strömen und der daraus resultierenden Spannung am Fußpunkt der Messantenne eine Korrekturfunktion für die Messumgebung nach (5-3) und (5-4) zu bestimmen. Zum einen muss der erzeugte Strom alleinige Quelle elektromagnetischer Abstrahlung und zum anderen durch ein kurzes Stromelement approximierbar sein. Um dies zu realisieren, können spezielle Leiter verwendet werden, die in der Lage sind, horizontale und vertikale Ströme zu führen. Sind die Leiter ausreichend klein, so können sie im entfernteren Nah- aber vor allem im Fernfeld mit ihrer Abstrahlcharakteristik einer Dipolquelle entsprechen. Für Ströme in vertikaler Richtung I_{ez} wird eine elektrisch kurze Monopolantenne verwendet und für Ströme in horizontaler Richtung I_{ex} und I_{ey} wird eine elektrisch kurze Dipolantenne verwendet (Abbildung 107). Im Fall der Dipolantenne fällt auf, dass sie über zwei vertikale Leitungsabschnitte gespeist wird. Entsprechend der Untersuchungen in Kapitel 5.1.1 sind gerade die vertikalen Ströme dominant. Dieser Umstand ist zunächst einmal störend, da das Feld des Dipols lediglich von einem horizontalen Strom erzeugt werden darf, um die notwendigen Bedingungen des Verfahrens zu erfüllen. Da es sich bei der Dipolantenne aber um zwei symmetrische Leiter handelt, die mit einer Phasen-

drehung von 180° gespeist werden, sind die Ströme in beiden Vertikalleitern gleich groß und gegensinnig gerichtet. Dies führt bei einem kleinen Abstand zwischen den Vertikalleitern zu einer Auslöschung der Abstrahlung im Fernfeld. Im Folgenden wird gezeigt, mit welcher Genauigkeit sich die Approximation mit einem Hertz'schen Dipol durchführen lässt, und welche Auswirkungen dies auf die Korrekturfunktion hat.

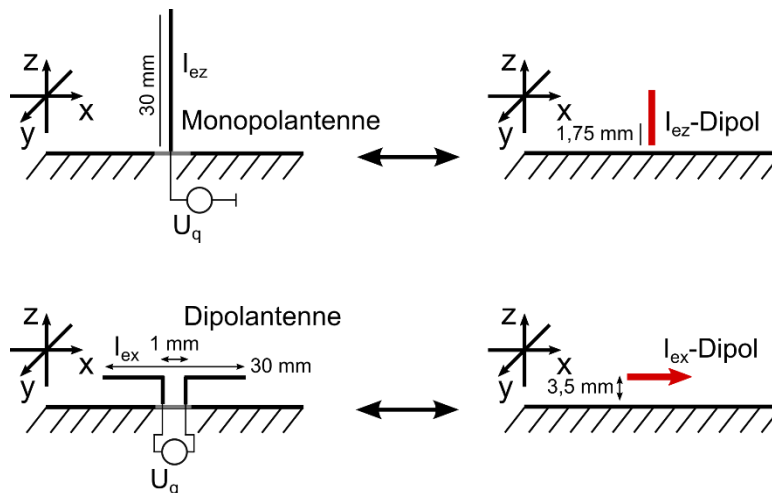


Abbildung 109: Leiterstrukturen zur messtechnischen Ermittlung der Korrekturfunktionen

Um die Eignung der Monopol- und der Dipolantenne als Elementarstrahler bei der Messung zu untersuchen, wird zuerst von beiden Antennen ein Simulationsmodell in Concept-II [92] erstellt (Abbildung 110). Sowohl der Monopol- als auch der Dipolstrahler haben eine Länge von $l = 30 \text{ mm}$, werden mit einer Spannungsquelle $U_q = 1,26 \text{ V}$ gespeist und befinden sich im Ursprung des Koordinatensystems. Der Abstand zwischen den Vertikalleitern von I_{ez} beträgt 1 mm . Der in den Antennen eingespeiste Strom $I_{e,ref}$ wird extrahiert und als Anregung der Dipole I_{ez} und I_{ex} verwendet. Da in die Feldberechnungen der Dipole ein einzelner Stromwert eingeht, wird das Mittel der Stromverteilung gewählt. Das Dipolmoment berechnet sich zu $I_{ex/ez} = l \cdot I_{e,ref}$. Der vertikale Dipol befindet sich in einer Höhe von $d = 1,75 \text{ mm}$ oberhalb der Massefläche und der horizontale Dipol in einer Höhe von $d = 3,5 \text{ mm}$. Beide befinden sich über dem Koordinatenursprung. Zuerst werden die elektrischen Felder am Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$ berechnet und die Ergebnisse der Antennen mit denen ihrer approximierenden Dipole verglichen (Abbildung 111). Wie zu erwarten, ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem horizontalen und dem vertikalen Feld der Monopolantenne und ihrem approximierenden Dipol. Die Ausdehnung der Antenne spielt bei dem gegebenen Abstand keine Rolle und sie kann als Punktquelle betrachtet werden. Bei der Dipolantenne lässt sich im Fall der horizontalen Polarisation ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung feststellen. Bei der vertikalen Polarisation ergibt sich schon ab

$f = 100 \text{ MHz}$ eine geringe Abweichung von $< 2 \text{ dB}$, die bei $f = 1 \text{ GHz}$ auf $\approx 6 \text{ dB}$ zugenommen hat. Dieser Fehler entsteht aufgrund der nicht vollständigen Kompensation der Felder durch die vertikalen Ströme in der Dipolantenne. Dies führt unweigerlich zu Abweichungen bei Bestimmung der Korrekturfunktion und ist abhängig vom Aufbau der Antenne. Wird die Dipolantenne in der MoM-Simulation optimiert, d.h. der Abstand zwischen den vertikalen Leitern wird von 1 mm auf $0,5 \text{ mm}$ reduziert, lässt sich eine deutlich bessere Approximation mit einem Dipol erreichen (Abbildung 111).

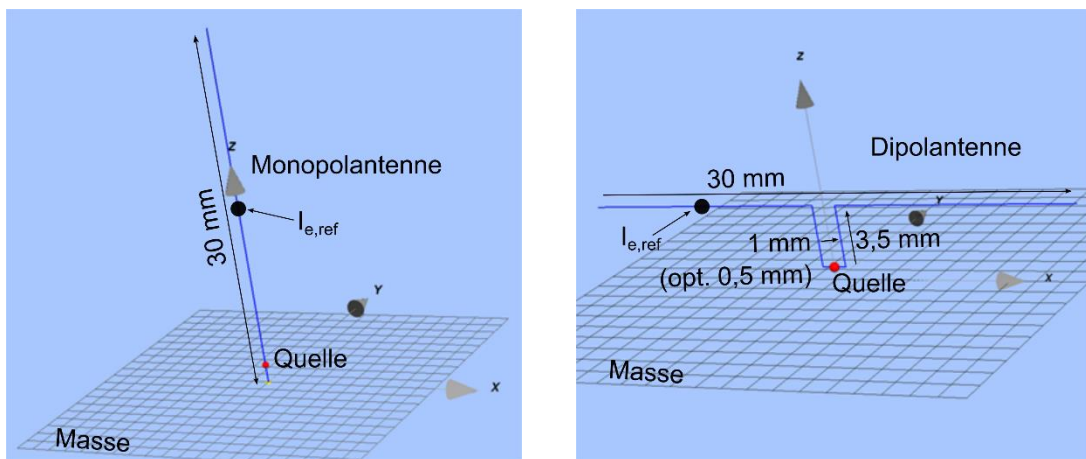
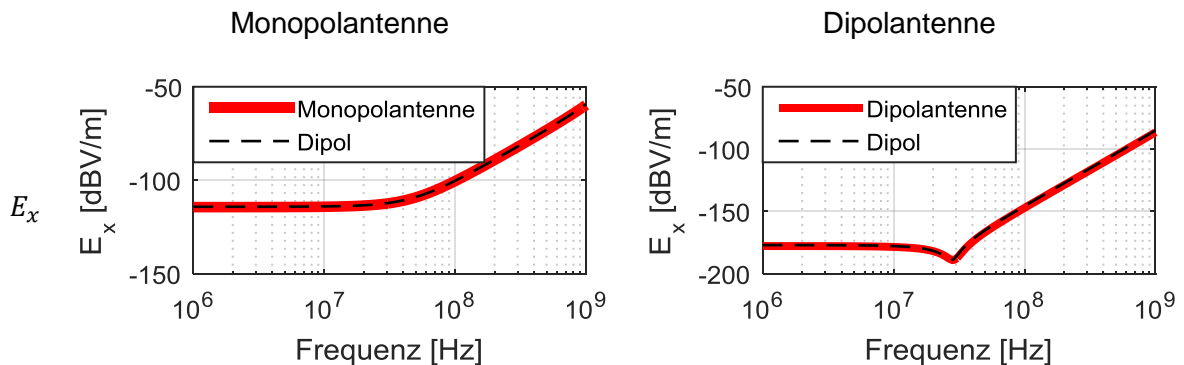


Abbildung 110: MoM-Modell (Concept-II [92]) der Monopol- und der Dipolantenne



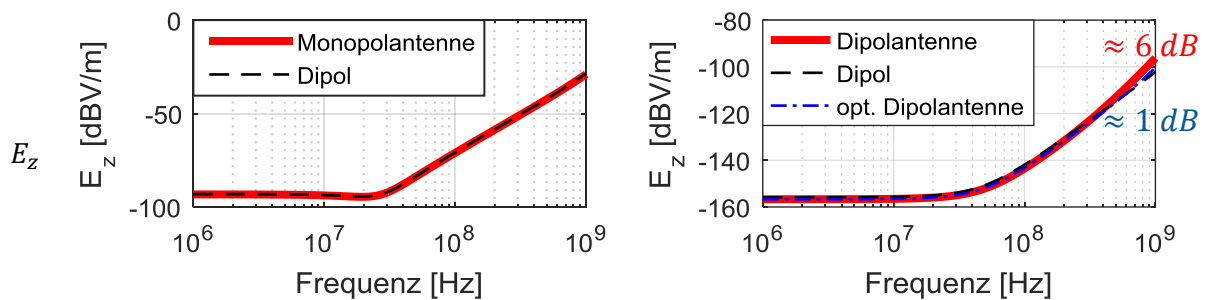


Abbildung 111: Vergleich der elektrischen Felder der Antennen und ihrer approximierenden Dipole

Neben der Approximation des elektrischen Feldes im entfernteren Nah- bzw. Fernfeld muss zur messtechnischen Bestimmung der Korrekturfunktion zuerst der Strom oder das Dipolmoment des äquivalenten Dipols bestimmt werden. Dies lässt sich durch eine Nahfeldmessung des Magnetfelds der Antennenstrukturen erreichen. Damit der gemessene Feldwert als Referenzwert dienen kann, muss sichergestellt sein, dass auch die Nahfelder der Antennen und ihrer approximierenden Dipole übereinstimmen. Um diesen Zusammenhang zu untersuchen, werden die MoM-Simulationsmodelle aus Abbildung 110 verwendet. Das magnetische Feld wird in einer Fläche $50 \times 25 \text{ mm}$ mit einem Abstand von 5 mm zur Monopolantenne und in einer Fläche von $40 \times 25 \text{ mm}$ mit einem Abstand von 5 mm über der Dipolantenne berechnet (Abbildung 112, Abbildung 113). Diese Felder dienen lediglich der Veranschaulichung und werden mit den Feldern der äquivalenten Dipole verglichen. Abbildung 112 und Abbildung 113 zeigen auch die Abweichung der H_y -Felder voneinander. Beispielhaft werden sie für eine Frequenz von 100 MHz berechnet. Es wird deutlich, dass sich für beide Antennenformen im Nahfeld ein Unterschied in der Feldverteilung ergibt. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Antennen nimmt das Feld, beim Monopol in z -Richtung und beim Dipol in x -Richtung langsamer ab. Der Hertz'sche Dipol erzeugt eine Feldstärke, welche stärker an einem Punkt konzentriert ist. Die Bereiche, in denen die Felder sehr ähnlich zueinander sind ($\varepsilon < 1 \text{ dB}$), sind tiefblau dargestellt und in der Abbildung markiert. In diesen Bereichen kann durch eine einzelne gezielte Feldmessung der Referenzstrom $I_{e,ref}$ bestimmt und eine sehr gute Approximation des Fernfeldes erzielt werden. Aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Stromverteilung in einem Leiter ist dieser Messbereich streng genommen nicht frequenzunabhängig. Da es sich bei den Antennen aber um elektrisch kleine Leiter handelt, wird der markierte Messbereich für alle weiteren Messungen verwendet. Im Detail wird hier bei der Monopolantenne am Punkt $[10, 10] \text{ mm}$ und bei der Dipolantenne am Punkt $[5, 10] \text{ mm}$ gemessen (Abbildung 114).

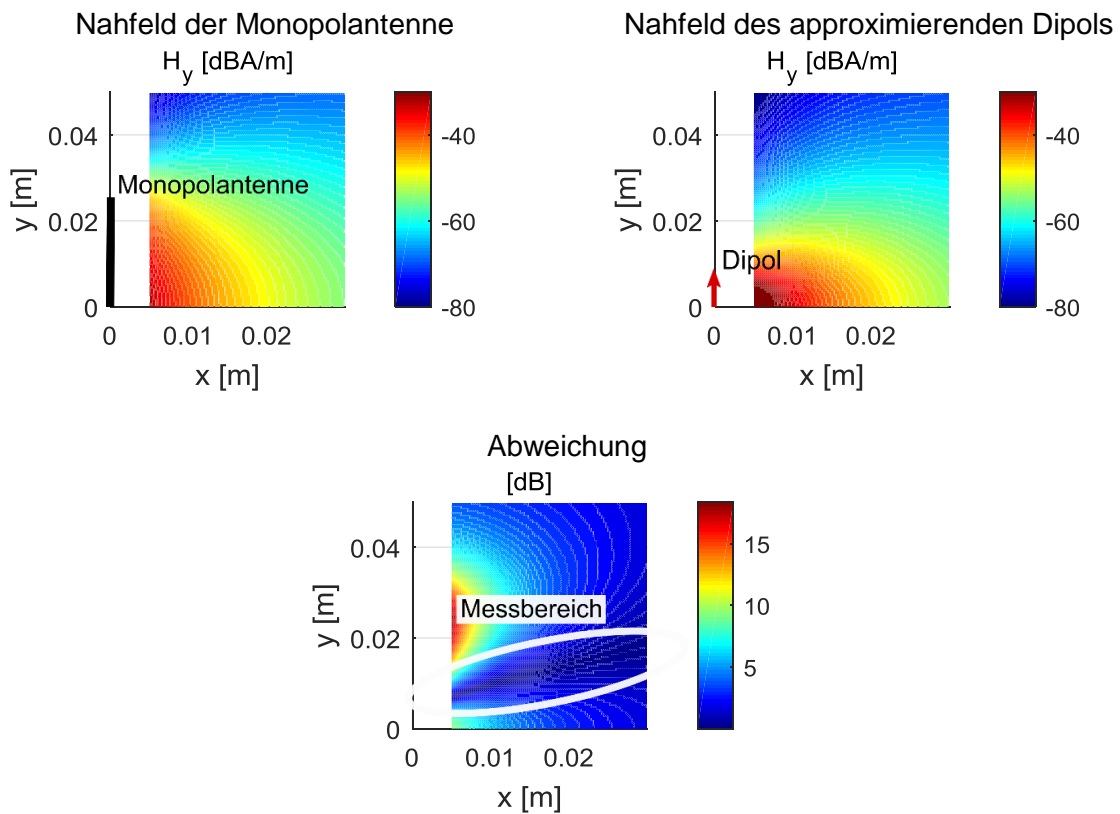
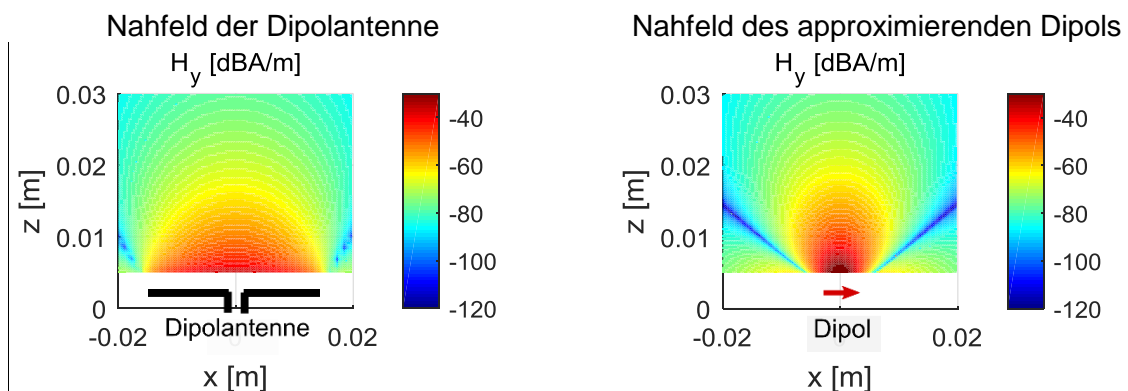


Abbildung 112: Abweichung zwischen dem Nahfeld der Monopolantenne und dem approximierenden Dipol bei $f = 100 \text{ MHz}$ (H_y), Wahl des Messbereichs



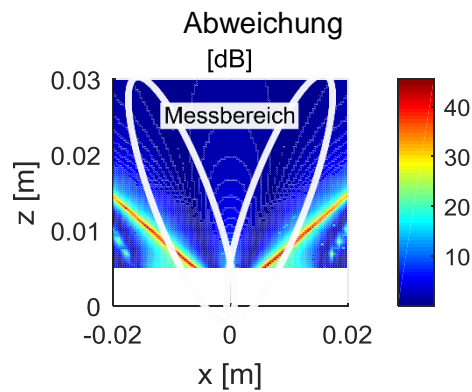


Abbildung 113: Abweichung zwischen dem Nahfeld der Dipolantenne und dem approximierenden Dipol bei $f = 100 \text{ MHz}$ (H_y), Wahl des Messbereichs

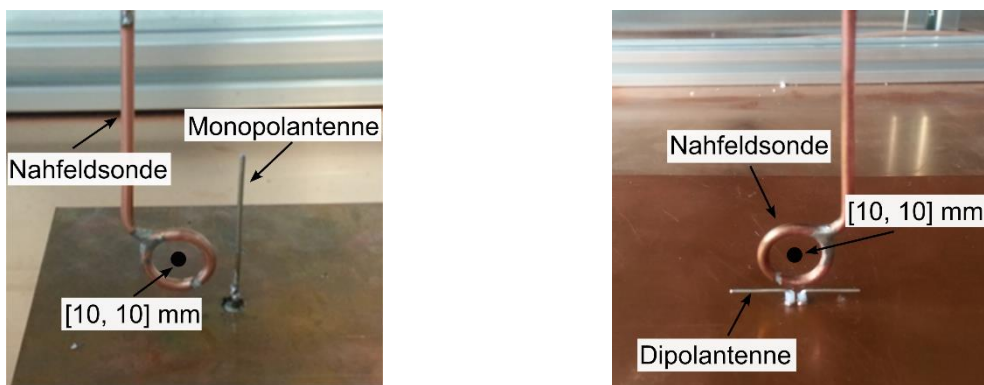


Abbildung 114: Nahfeldmessung von Monopol- und Dipolantenne

Abbildung 115 zeigt den Gesamtablauf des hier vorgestellten Verfahrens. Ziel ist es, die an der Antenne messbare Spannung vorhersagen zu können. Dazu ist zum einen das äquivalente Dipolmodell (Kapitel 1) notwendig und zum anderen die Bestimmung der Korrekturfunktionen für die Horizontal- und Vertikalströme. Um dies zu erreichen, sind die oben beschriebenen Nah- und Fernfeldmessungen erforderlich, welche die in den Kapiteln 5.2.2.1 und 5.2.2.2 praktisch realisierten Antennen voraussetzen.

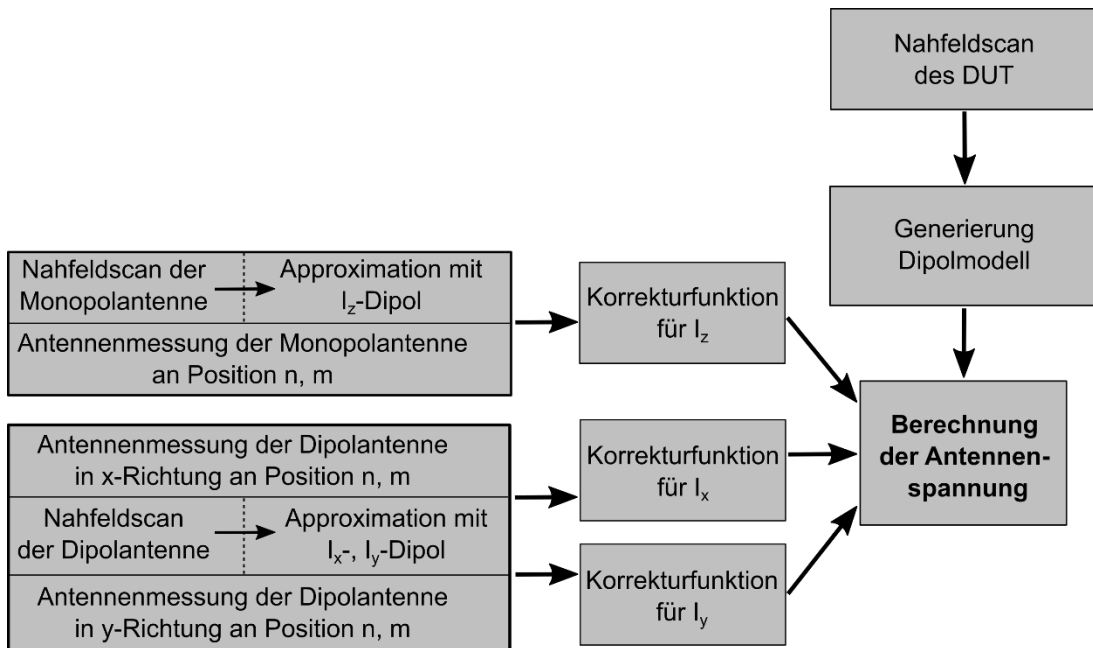


Abbildung 115: Ablauf des Korrekturverfahrens

5.2.2.1 Aufbau der Monopolantenne

Für die Monopolantenne wird eine Kupferplatte mit Bohrung verwendet, diese kann im späteren Verlauf leicht auf dem Messtisch angebracht werden. Durch die Bohrung wird der Mittelleiter eines SMA-Steckers geführt, welche auf der Unterseite der Platte verlötet ist. An den Mittelleiter wird ein $l = 30 \text{ mm}$ langer Rundleiter gelötet, der als abstrahlender Leiter dient. Die Anregung erfolgt über den SMA-Stecker. Eine Skizze des Aufbaus der Monopolantenne ist in Abbildung 116 dargestellt.

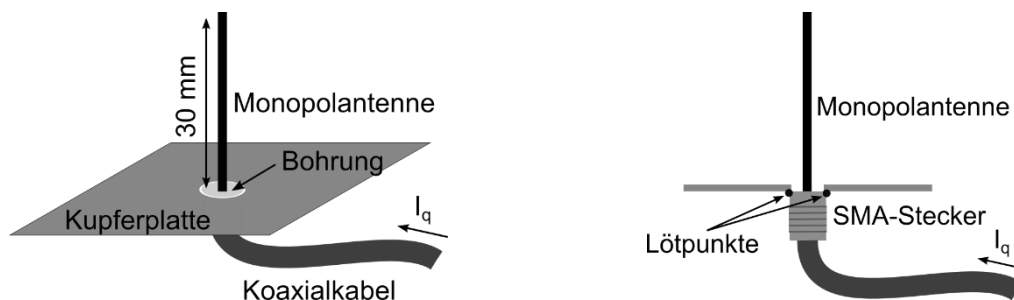


Abbildung 116: Aufbau Monopolantenne

5.2.2.2 Aufbau der Dipolantenne

Der Aufbau der Dipolantenne erweist sich als schwieriger. Wird die Antenne entsprechend des Monopols asymmetrisch gespeist, indem der Innenleiter des Koaxial-

kabels an die eine Hälfte und der Außenleiter an die zweite Hälfte des Dipols angeschlossen wird, so kommt es zu einem nicht-symmetrischen Feld. Abbildung 117 zeigt das gemessene magnetische Nahfeld H_y 10 mm oberhalb der Dipolantenne bei asymmetrischer Speisung. Dabei zeigt sich, dass das Feld lediglich über einem Pol konzentriert ist. Diese Feldcharakteristik kann nicht mehr mit einem Hertz'schen Dipol approximiert werden und eignet sich somit nicht für das Verfahren.

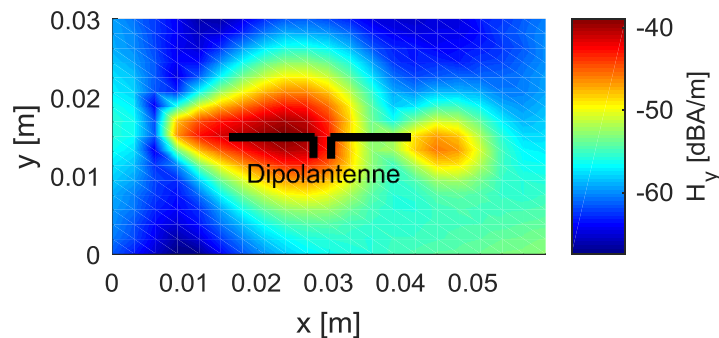


Abbildung 117: Magnetisches Nahfeld H_y der asymmetrisch gespeisten Dipolantenne bei $f = 241 \text{ MHz}$

Zur Symmetrierung kann ein „Balanced-Unbalanced-Glied“ (BalUn) verwendet werden. Am einfachsten stellt es sich aber dar, aus einer 3-Port-Messung mit einem Netzwerkanalysator und anschließender Berechnung der Mixed-Mode s-Parameter aus den Single-Ended s-Parametern die Symmetrierung mathematisch zu erzeugen. Eine Darstellung der Methode und eine Skizze der Dipolantenne ist in Abbildung 118 zu sehen. Prinzipiell muss die Antenne mit einem differentiellen Signal zwischen Port 1 und Port 2 gespeist werden. Praktisch erzeugt der Netzwerkanalysator sequentiell eine Anregung an beiden Ports und zeichnet dabei die Single-Ended s-Parameter an Port 1 auf. Nach [112] folgt dann für die Umrechnung in den hier interessierenden Mixed-Mode s-Parameter s_{1d} :

$$s_{1d} = \frac{1}{\sqrt{2}}(s_{12} - s_{13}) \quad (5-7)$$

Diese Gleichung beschreibt die Verkopplung zwischen der differentiell gespeisten Dipolantenne und der in der Nahfeldsonde induzierten Spannung. Entsprechend der Skizze in Abbildung 118 besteht die Antenne aus einer Kupferplatte mit zwei Bohrungen. Durch diese Bohrungen werden die Innenleiter zweier Semi-Rigid-Koaxialkabel geführt. Die Innenleiter werden oberhalb der Kupferplatte um 90° abgewinkelt und stellen die abstrahlend Struktur dar. Die Außenleiter der Semi-Rigid-Kabel werden unterhalb der Kupferplatte verlötet. Die Dipolantenne hat eine Länge

von 30 mm und eine Höhe von 3,5 mm. Der Abstand zwischen den Polen beträgt 1 mm. Zur Kompensation von Gleichtaktströmen werden an den Koaxialkabeln zusätzlich Ferrite angebracht.

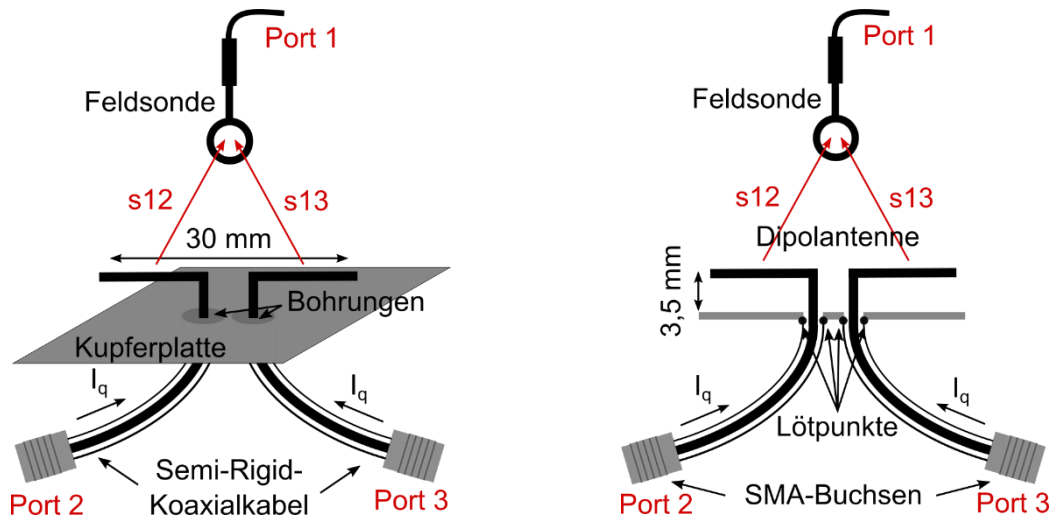
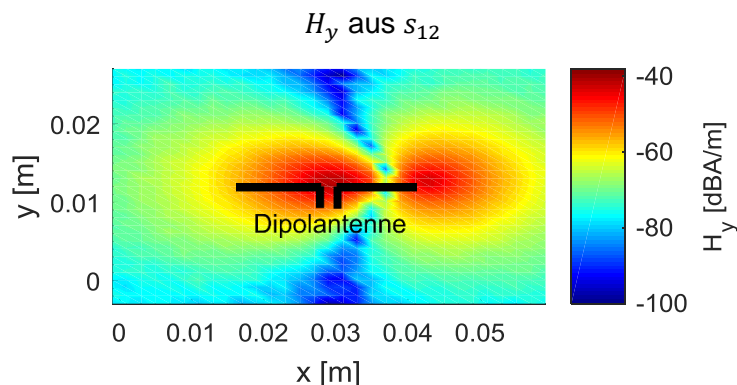


Abbildung 118: Aufbau der symmetrisch gespeisten Dipolantenne und 3-Port-Messung mit Netzwerkanalysator

Abbildung 119 zeigt beispielhaft bei einer Frequenz $f = 241 \text{ MHz}$ die gemessenen Felder in der 3-Port-Messung und das resultierende Ergebnis. Man erkennt in Abbildung 119 deutlich eine Konzentration des Feldes in Richtung des aktiven Antennenpols. Abbildung 119 zeigt schließlich das symmetrische Feld der Antenne, welches gut durch einen Hertz'schen Dipol approximiert werden kann. Die Feldstärkeüberhöhungen an den Seiten treten sowohl in der Messung als auch in der MoM-Simulation auf und beeinflussen das Verfahren nur geringfügig.



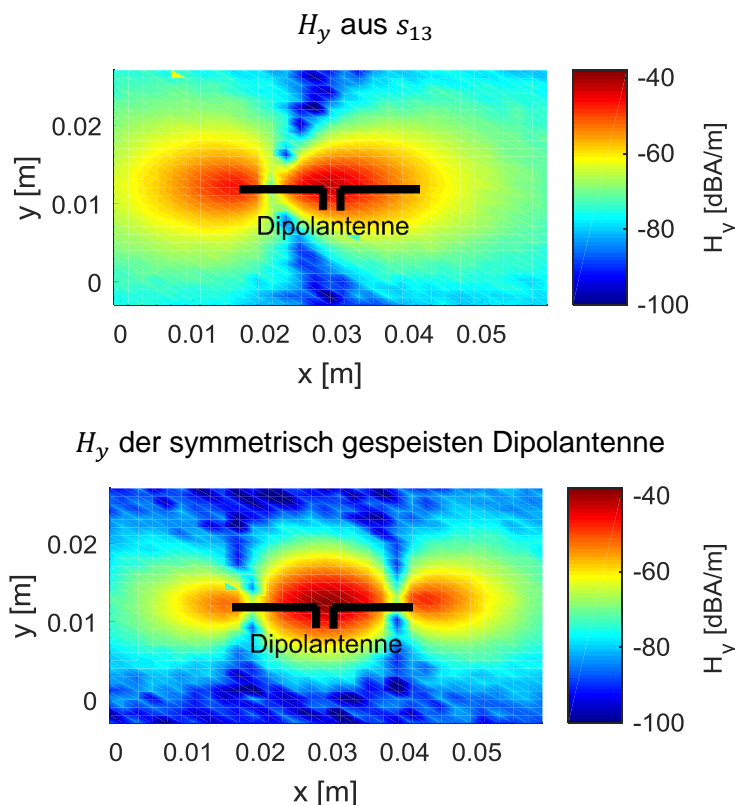


Abbildung 119: Nahfelder aus s-Parameter Messungen und Nahfeld der symmetrischen Dipolantenne bei $f = 100 \text{ MHz}$

5.3 Anwendung und Verifikation der Methode

Zur weiteren Analyse und Verifikation der Methoden sowie der Verbesserung der Stromidentifikation werden Simulationsdaten (Concept-II [92]) und messtechnisch ermittelte Daten verwendet.

5.3.1 Rundleiter über Massefläche

Um das Verfahren messtechnisch zu verifizieren, wird auf den Leiter aus Abbildung 103 zurückgegriffen. Es handelt sich dabei um einen Einzelleiter mit einer Länge von $l = 200 \text{ mm}$ und einer Höhe $d = 3,5 \text{ mm}$, oberhalb des metallischen Messtisches angeordnet. Das Ende der Leitung ist offen. Die Leiterstruktur wird entsprechend der CISPR-25 Vorgaben in einer Absorberkammer platziert und mit einer Spannung von $U_q = 1,26 \text{ V}$ gespeist. Dies entspricht einer Leistung von 12 dBm an 50Ω . Da der Leiter lediglich Ströme zulässt, die in x - und in z -Orientierung ausgerichtet sind, reicht es aus, die Korrekturfunktionen $T_{x,nm}^x$, $T_{z,nm}^x$, $T_{x,nm}^z$ und $T_{z,nm}^z$ zu berechnen. Um den Messaufwand zu reduzieren, werden die Funktionen lediglich für einen Punkt n, m innerhalb der aktiven Fläche bestimmt. Dies ist möglich, da die Struktur klein ist

und erst bei sehr hohen Frequenzen eine größere Ortsabhängigkeit der Korrekturfunktionen zu erwarten ist.

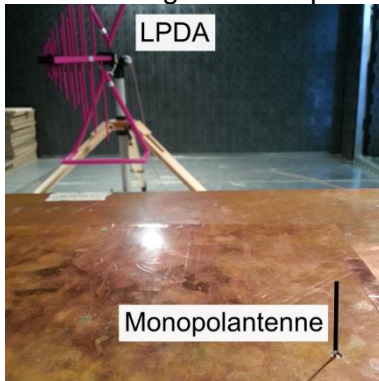
Um das Ergebnis lediglich von den Prozessen des Korrekturverfahrens abhängig zu machen, wird versucht, etwaige äußere Einflussfaktoren zu reduzieren. So stellt z.B. die Sondenkompensation eine mögliche Fehlerquelle dar, die jedoch für die Verifikation der Methode ausgeschlossen werden kann. Solange bei allen Nahfeldmessungen dieselbe Feldsonde genutzt wird, kann die Sondenspannung direkt verwendet werden, ohne eine Umrechnung in das induzierende magnetische Feld durchzuführen. Nach (5-5) und (5-6) erfolgt der mathematische Zusammenhang zwischen der Antennenspannung U^x , U^z und den Strömen I_{ex} und I_{ez} zu:

$$U_{ant}^{x,z} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M T_{x,nm}^{x,z}(T_S, \dots) I_{ex,nm}(1/T_S, \dots) + T_{z,nm}^{x,z}(T_S, \dots) I_{ez,nm}(1/T_S, \dots) \quad (5-8)$$

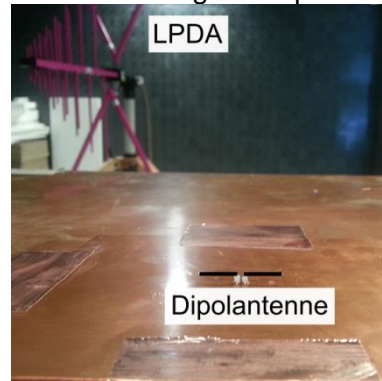
Es ist ersichtlich, dass die Übertragungsfunktion T_S für die Sondenkompensation herausgekürzt werden kann: (12-4)-(12-12).

Alle Messungen werden mit einem Netzwerkanalysator (Agilent E5061B) durchgeführt. Der Frequenzbereich wird zwischen 30 MHz und 1 GHz festgelegt. Als Messantenne dient dabei eine logarithmisch-periodische Antenne CBL 6141 der Firma Teseq [113]. Diese wird im Messablauf sowohl vertikal als auch horizontal am Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$ ausgerichtet. Als Referenz dient dabei der Speisepunkt des Leiters, welcher in den Koordinatenursprung gelegt wird. Die Nahfeldmessungen der Monopol- und der Dipolantenne werden entsprechend Kapitel 5.2.2 an einem Punkt durchgeführt. Die Nahfeldmessung der Leiterstruktur wird in einer Ebene der Größe $250 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$, 11 mm oberhalb der Massefläche, an $N = 520$ Messpunkten, durchgeführt. Das aufgenommene Nahfeld ist in Abbildung 122 an einer Beispielfrequenz von 420 MHz dargestellt. Entsprechend (5-8) handelt es sich dabei allerdings nicht um die magnetische Feldstärke, sondern um die s-Parameter, welche lediglich durch einen Proportionalitätsfaktor mit dem Magnetfeld verbunden sind. Die Antennen- und Nahfeldmessungen werden in Abbildung 120 gezeigt. Das Ergebnis der Antennenmessungen der Monopol- und der Dipolantenne, auch hier als s-Parameter, ist in Abbildung 121 abgebildet. Das Abstrahlmodell wird mit Kenntnis der Strompfade auf der Leiterstruktur mit 21 äquivalenten Dipolen erstellt. Das aufgenommene Nahfeld dient als Referenzfeld für die Identifizierung der Dipolströme.

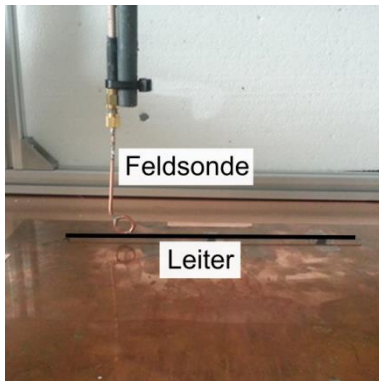
Antennenmessung der Monopolantenne



Antennenmessung der Dipolantenne



Nahfeldscan der Leiterstruktur



Antennenmessung der Leiterstruktur

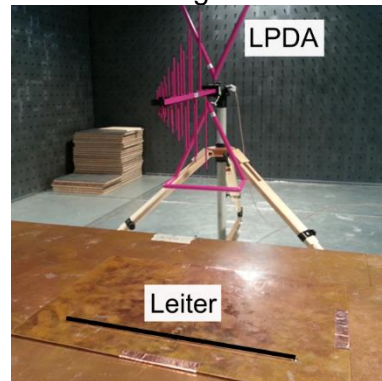


Abbildung 120: Feldmessungen an Antennenstrukturen und Leiter

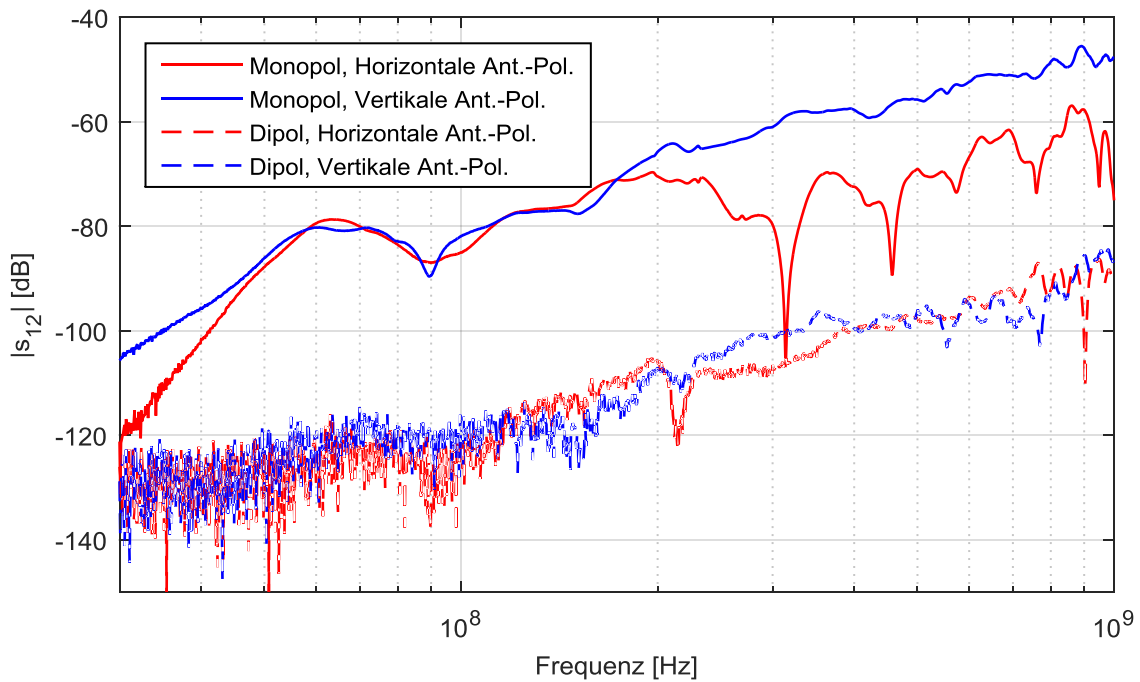


Abbildung 121: Antennenmessungen der Monopol und der Dipolantenne

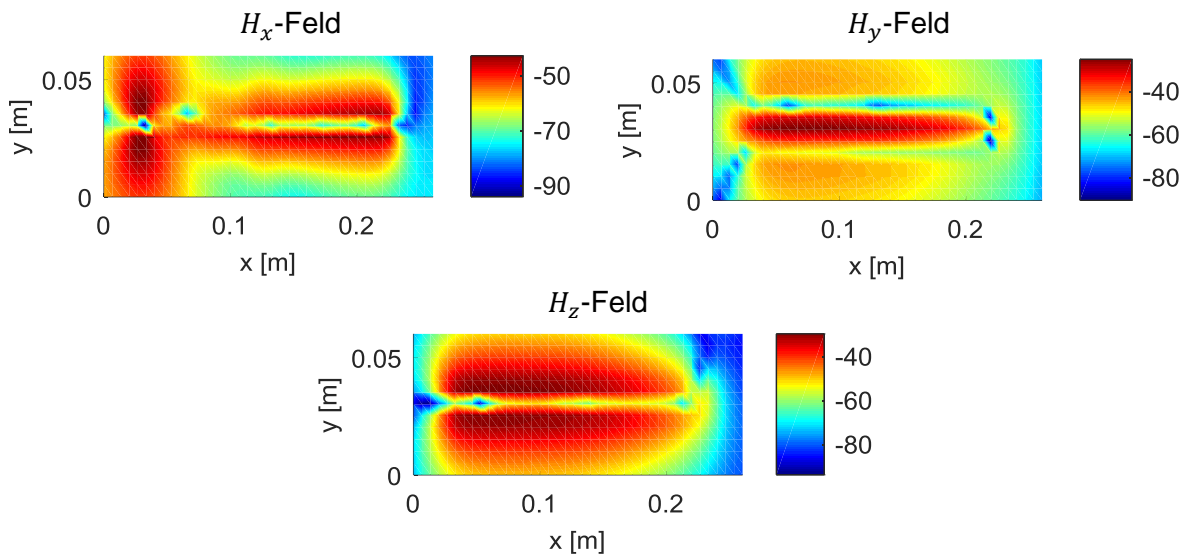


Abbildung 122: Nahfeldmessung der Leiterstruktur (s-Parameter)

Die Leiterstruktur wird ebenfalls in der Absorberkammer platziert und es wird eine Antennenmessung am Beobachtungspunkt P durchgeführt. Daraus entsteht eine s_{12} -Parametermessung und damit die resultierende Antennenspannung U . Aus dem identifizierten Dipolmodell erfolgt ebenfalls eine Feldberechnung am Punkt P , die zuerst unkorrigiert und anschließend mit der vorgestellten Methode, unter Beachtung des Einflusses der Messumgebung, korrigiert durchgeführt wird. Abbildung 123 zeigt

das Ergebnis bei vertikaler Feldpolarisation. Abbildung 124 stellt das Ergebnis bei horizontaler Feldpolarisation dar.

Für die vertikale Polarisation wird deutlich, dass das Dipolmodell mit Korrektur im gesamten Frequenzbereich bis 900 MHz sehr gut mit der Messung übereinstimmt. Zwischen 900 MHz und 1 GHz ergibt sich eine maximale Abweichung von 6 dB . Dies lässt sich vermutlich auf die Reduzierung der Korrekturfunktionen auf eine einzige Funktion innerhalb der aktiven Fläche zurückführen. Gerade bei hohen Frequenzen kann dies zu Abweichungen führen, da die phasenrichtige Überlagerung der Felder, ausgehend von den äquivalenten Strömen, nicht mehr gewährleistet ist. Hier ist es vermutlich notwendig, mehr als eine Korrekturfunktion aufzuzeichnen. Bei der horizontalen Polarisation ergibt sich eine gute Übereinstimmung bis zu einer Frequenz von 280 MHz . Oberhalb dieser Frequenz kommt es zu Abweichungen von bis zu 10 dB . Die Ursache dafür kann in unterschiedlichen Schritten im Prozessablauf zu finden sein. Entgegen der vertikalen Polarisation, die vor allem durch die vertikalen Ströme beeinflusst und deren Berechnung der Korrekturfunktion maßgeblich durch die einfache Monopolantenne bestimmt wird, wird die horizontale Polarisation stark durch die komplexeren Dipolantennenmessungen und Berechnungen dominiert. Wie in Abbildung 121 ersichtlich, liegen die Antennenmesswerte bei der Dipolantenne einige Dezibel unterhalb deren der Monopolantenne. Dies führt unweigerlich zu einer höheren Beeinflussbarkeit bzw. Fehleranfälligkeit bei der Bestimmung der Korrekturfunktion von horizontalen Strömen.

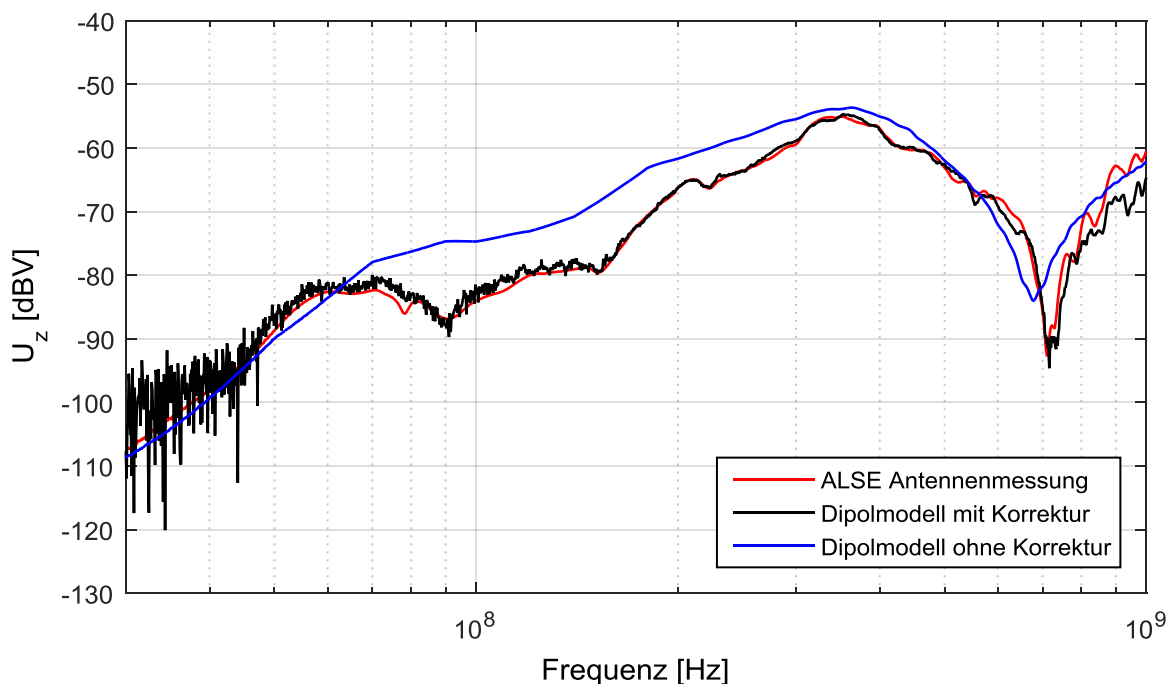


Abbildung 123: Antennenspannung bei vertikaler Antennenpolarisation

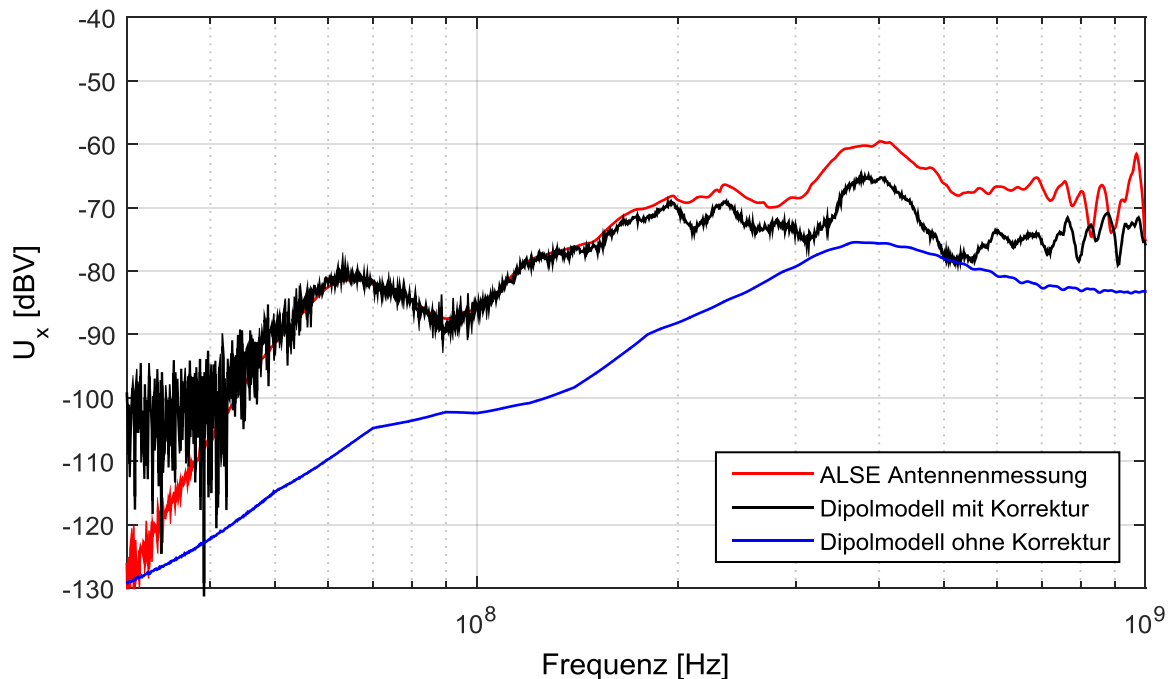


Abbildung 124: Antennenspannung bei horizontaler Antennenpolarisation

5.3.2 Oszillator-Platine

Als zweites Untersuchungsobjekt wird die Oszillator-Platine aus Abbildung 82 verwendet. In Kapitel 4.8.3 wurden die äquivalenten Ströme für verschiedene Modellvarianten identifiziert. Grundlage für die nachfolgenden Untersuchungen ist allerdings das CAD-Daten-Modell mit Tikhonov-Regularisierung, da es die besten Ergebnisse erzielt. Der untersuchte Frequenzbereich liegt hier zwischen $f_1 = 100 \text{ kHz}$ und $f_2 = 120 \text{ MHz}$. Da die Platine über Ströme in x -, y - und z -Orientierung verfügt, sind Korrekturfunktionen für alle Raumrichtungen festzulegen (Abbildung 125). Auch in diesem Beispiel ist wieder eine geringe Ortsabhängigkeit der Korrekturfunktionen zu erwarten, so dass sie lediglich für einen Punkt innerhalb der aktiven Fläche bestimmt werden. Die Korrekturfunktionen T_x^x , T_y^x , T_x^z und T_y^z werden aus vier Messungen zwischen der in x - und in y -Richtung ausgerichteten Dipolantenne und der horizontal und vertikal orientierten LPDA hergeleitet. Für T_z^x und T_z^z wird wieder die Monopolantenne genutzt. Anschließend wird am Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$ das vertikal und horizontal polarisierte elektrische Feld nach (5-5) berechnet. Zur Verifikation der Resultate wird die Elektronikplatine innerhalb der aktiven Fläche auf dem Messtisch platziert und das elektrische Feld am Punkt P mit der Messantenne aufgenommen. Der Messaufbau ist in Abbildung 125 dargestellt.

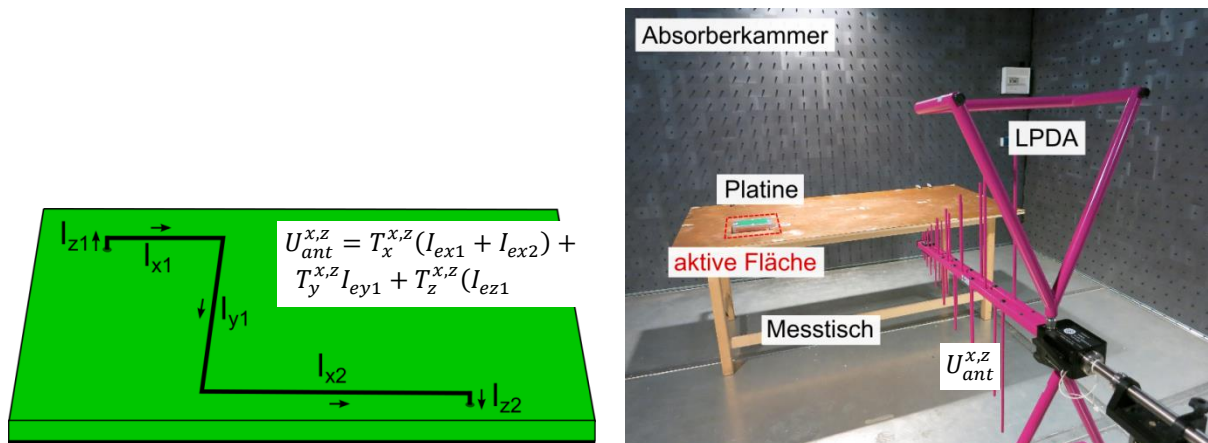


Abbildung 125: Horizontale und vertikale Ströme auf dem Oszillator-Platine zur Berechnung der Antennenspannung mittels Korrekturfunktionen (links), Antennenmessung in Absorberkammer (rechts)

Abbildung 126 und Abbildung 127 zeigen das horizontal und vertikal polarisierte Feld des CAD-Daten-Modells mit Korrektur sowie das Feld der Antennenmessung. Dabei ergeben sich die elektrischen Felder aus den Antennenspannungen und dem Antennenfaktor AF zu:

$$E_{ant} = U_{ant} + AF \quad (5-9)$$

$$E_{CAD} = U_{ant(CAD)} + AF$$

Die untere Frequenz des untersuchten Spektrums ist aufgrund des Messbereichs der LPDA auf $f_1 = 30 \text{ MHz}$ limitiert.

Es ist ersichtlich, dass für beide Polarisierungen eine gute Vorhersage der Feldwerte erreicht wird. Die maximale Abweichung liegt bei ca. 5 dB . Lediglich im unteren Frequenzbereich des Messintervalls kommt es bei der 8. und der 10. Oberwelle ($f^8 = 36 \text{ MHz}$, $f^{10} = 44 \text{ MHz}$) des Signals zu größeren Unterschieden beider Feldkomponenten von bis zu 25 dB . Dies ist vermutlich der fehlerhaften Identifizierung der vertikalen Stromelemente anzulasten (vgl. Kapitel 4.8.2 und Abbildung 79). Bei der vertikalen Polarisation kommt es auch bei den Harmonischen 17 und 19 ($f^{17} = 72 \text{ MHz}$, $f^{19} = 80 \text{ MHz}$) zu Abweichungen von bis zu 10 dB . Allgemein ist zu erkennen, dass diese Felddausrichtung im gesamten Spektrum ein etwas schlechteres Ergebnis aufweist. Entsprechend Kapitel 5.1.1 wird die vertikale Polarisation durch vertikale Ströme stärker dominiert als die horizontale Polarisation. Auf eine Fehlanspassung der Ströme in den kurzen Leiterabschnitten I_{z1} und I_{z2} reagiert das vertikale elektrische Feld (vgl. Feldkompensation der Dipolantenne, Kapitel 5.2.2 und

Abbildung 111) deutlich empfindlicher als das horizontale Feld. Hinzu kommt der Umstand, dass bei sinkendem SNR (Abbildung 128) – die Amplitude der ungeraden Oberwellen ist kleiner als die der geraden Oberwellen – der Einfluss des Rauschens auf die Stromidentifikation steigt und dies für eine zusätzliche Fehlanpassung der empfindlichen Ströme I_{z1} und I_{z2} sorgt. Bei höheren Frequenzen sind entsprechend der Ergebnisse aus Kapitel 5.3.1 weitere Abweichungen zu erwarten, die sich aus der praktischen Umsetzung des Verfahrens zur Vorhersage von ALSE-Antennenmesswerten ergeben.

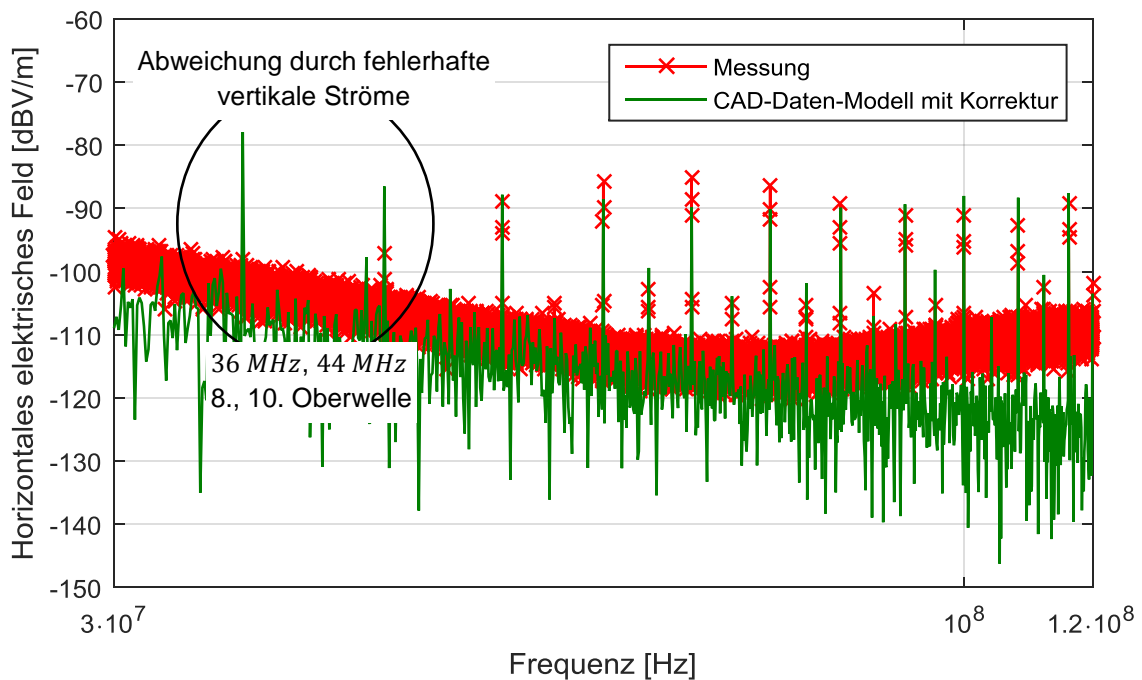


Abbildung 126: Elektrisches Feld bei horizontaler Antennenpolarisation

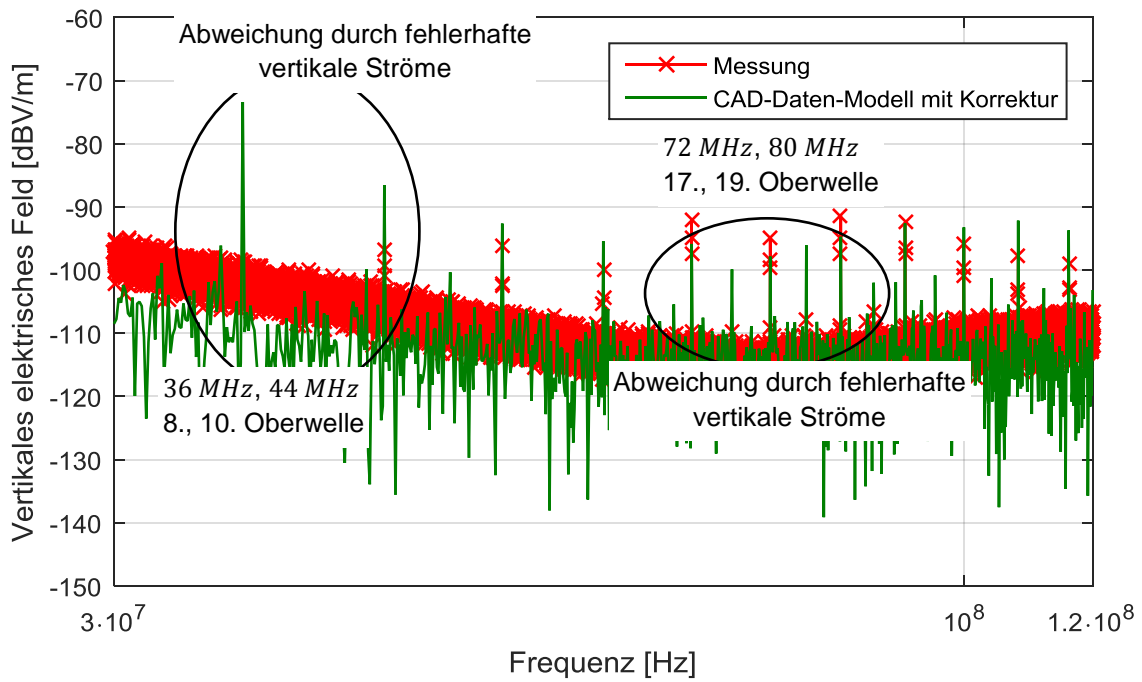
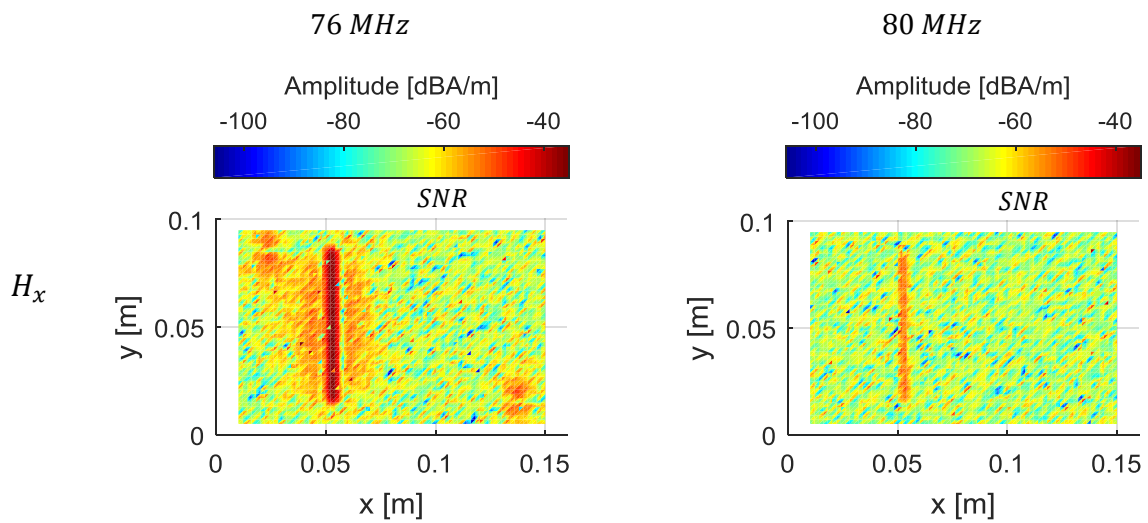


Abbildung 127: Elektrisches Feld bei vertikaler Antennenpolarisation



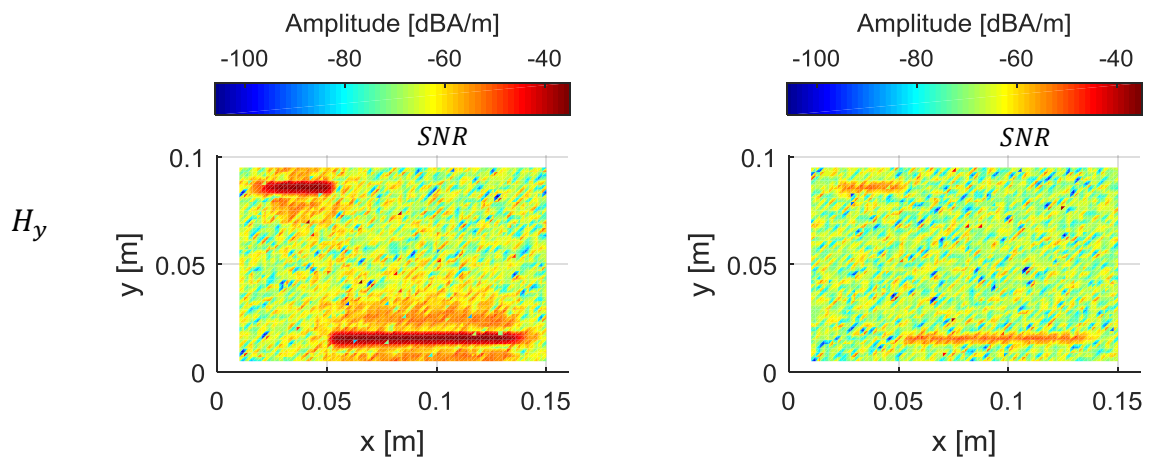


Abbildung 128: Vergleich des Signal-Rauschabstands der Nahfeldmessungen bei 76 MHz und 80 MHz

6 Identifizierung von strahlungsdominanten Strompfaden

In Kapitel 4.8.2 wurde ein Verfahren vorgestellt, um durch die Vorhersage von Messwerten, entsprechend der ALSE-Antennenmessverfahren eine Bewertung der Störwirkung einer Elektronikplatine anhand von standardisierten Grenzwerten durchzuführen. Es ist schon in frühen Phasen der Entwicklung wichtig, Aussagen über das Störverhalten der Platine treffen zu können und mögliche Störquellen zu identifizieren. Wenn die in einem Frequenzintervall dominanten Störer identifiziert sind, können Gegenmaßnahmen ergriffen werden und es gilt, ihre anteilige Wirkung auf das elektrische Feld E und die daraus resultierende Antennenspannung U zu bestimmen.

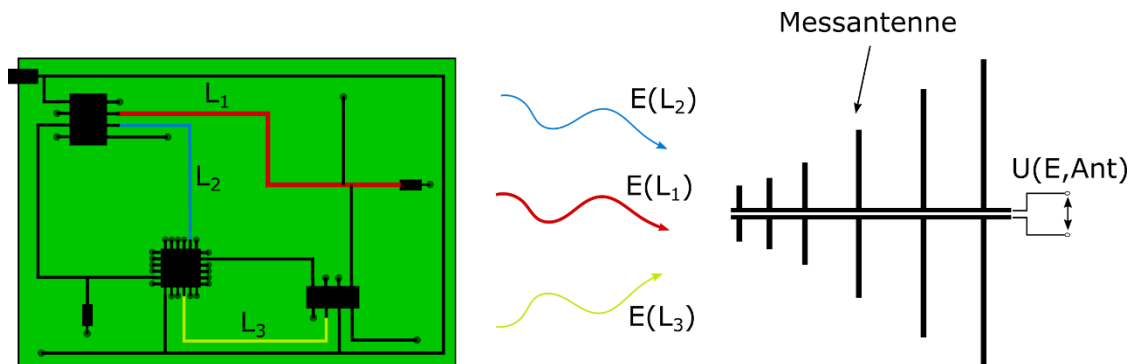


Abbildung 129: Überlagerung der elektrischen Felder der Leiter L_1 , L_2 und L_3 am Antennenmesspunkt

6.1 Bestimmung der Störabstrahlung individueller Strompfade

Ist die Stromverteilung bekannt, so besteht die Möglichkeit, die Wirkung einzelner Störquellen unabhängig voneinander zu betrachten. Dazu kann direkt auf die Feldberechnungen des Modells zurückgegriffen werden. Natürlich ist auch hier Voraussetzung, dass das Abstrahlmodell und die äquivalenten Ströme ausreichend genau identifiziert wurden.

Aus der Koeffizientenmatrix M des Multi-Dipol-Modells aus (2-40) lassen sich durch Reduzierungen der linearen Abbildungen M_n^q und der zugehörigen Ströme I_e^q Strompfade ein- und ausblenden. Dann folgt beispielsweise für das elektrische Feld E_{SP1} an N Beobachtungspunkten:

$$E_s = \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_{N-1} \\ E_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_1^1 & \times & M_1^{Q-1} & \times \\ M_2^1 & \times & M_2^{Q-1} & \times \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ M_{N-1}^1 & \times & M_{N-1}^{Q-1} & \times \\ M_N^1 & \times & M_N^{Q-1} & \times \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_e^1 \\ \times \\ \vdots \\ I_e^{Q-1} \\ \times \end{bmatrix} \quad (6-1)$$

Wobei \times die ausgeblendeten Ströme markiert. Aus dem reduzierten Gleichungssystem lässt sich dann der Beitrag eines Strompfads bzw. einer Leiterbahn E_s zum Gesamtfeld E herleiten. Optimal eignet sich hierfür natürlich das auf CAD-Daten basierende Modell, da hier die Leiterbahnen eindeutig voneinander getrennt werden können. Die Berechnung der anteiligen Feldstärken und Überlagerungen beliebiger Strompfade können nun an einem interessierenden Beobachtungspunkt P erfolgen. Wechselwirkungen zwischen den Strompfaden werden bei dieser Vorgehensweise nicht betrachtet.

6.2 Anwendung auf Simulationsdaten

Das in Kapitel 6.1 vorgestellte Verfahren wird im Folgenden auf Simulationsdaten angewendet. Dazu wird das Mehrleiter-Modell aus Kapitel 4.8.2 erneut eingesetzt. Es handelt sich um drei Leiter in einer Höhe $d = 1,5 \text{ mm}$ oberhalb der Massefläche. Sie haben beide eine Länge $l_3 = l_2 = 90 \text{ mm}$ und werden von einer Spannungsquelle $U_{q3} = U_{q2} = U_{q1} = 1 \text{ V}$ gespeist. Leiter 2 wird allerdings mit einem hochohmigen Widerstand $Z_{L2} = 1 \text{ k}\Omega$ und Leiter 3 mit einem niederohmigen Widerstand $Z_{L3} = 10 \Omega$ abgeschlossen. Leiter 1 ist mit $Z_{L1} = 50 \Omega$ abgeschlossen. Die äquivalenten Ströme werden entsprechend Kapitel 4.8.2 ermittelt. Dabei wird das CAD-Daten-Modell mit Regularisierung (Modell 4) verwendet. Um die Wirkung der einzelnen Strompfade zu bewerten, werden sie einzeln aktiviert und ihr elektrisches Feld am Beobachtungspunkt $P = [615, 1615, 14] \text{ mm}$ berechnet (Abbildung 130).

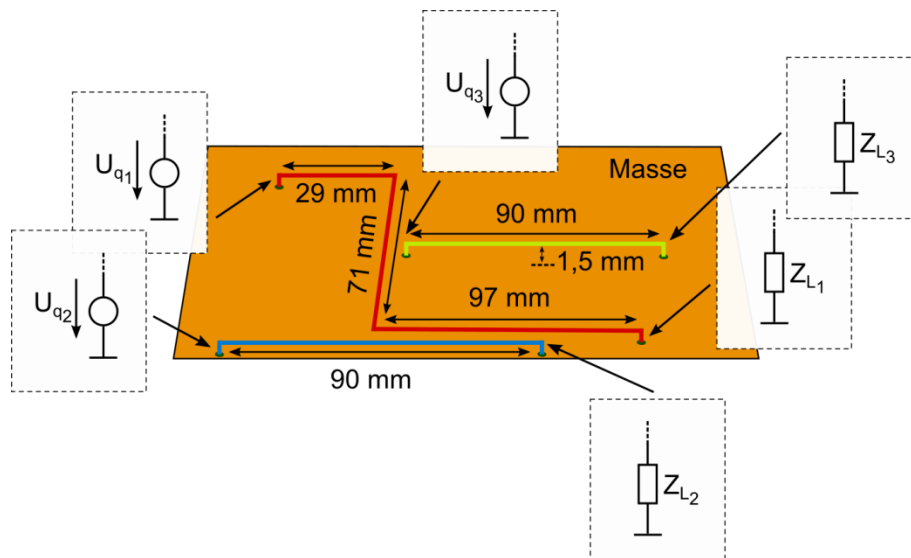


Abbildung 130: Aktivierung und Deaktivierung der Leiterbahnen L_1 (rot), L_2 (blau) und L_3 (gelb)

Während Abbildung 131 das horizontale elektrische Feld am Beobachtungspunkt P darstellt, zeigt Abbildung 132 das vertikale elektrische Feld. Es ist ersichtlich, dass die Leiter bzw. Strompfade in verschiedenen Frequenzbereichen ein unterschiedliches Maß an Störaussendungen erzeugen. So zeigt sich beispielsweise bei der horizontalen Polarisation des elektrischen Feldes eine Dominanz der Abstrahlungen des niederohmigen Leiters 3 bis zu einer Frequenz von $f = 580 \text{ MHz}$. Oberhalb dieser Frequenz dominieren die Aussendungen von Leiter 2 das elektrische Feld am Beobachtungspunkt P . Sollte es in einem dieser Frequenzbereiche zu grenzwertüberschreitenden Feldstärken des Gesamtmodells kommen, ermöglicht eine simple Deaktivierung des dominanten Pfades die Bewertung, ob hier entsprechende Entstörmaßnahmen (Filterung, etc.) angesetzt werden können. Die so angepasste Stromverteilung kann anschließend direkt im äquivalenten Modell abgebildet und für eine neue Feldberechnung verwendet werden. Die Deaktivierung sowie die nachfolgenden Entstörmaßnahmen sind dabei nicht auf den dominanten Strompfad begrenzt.

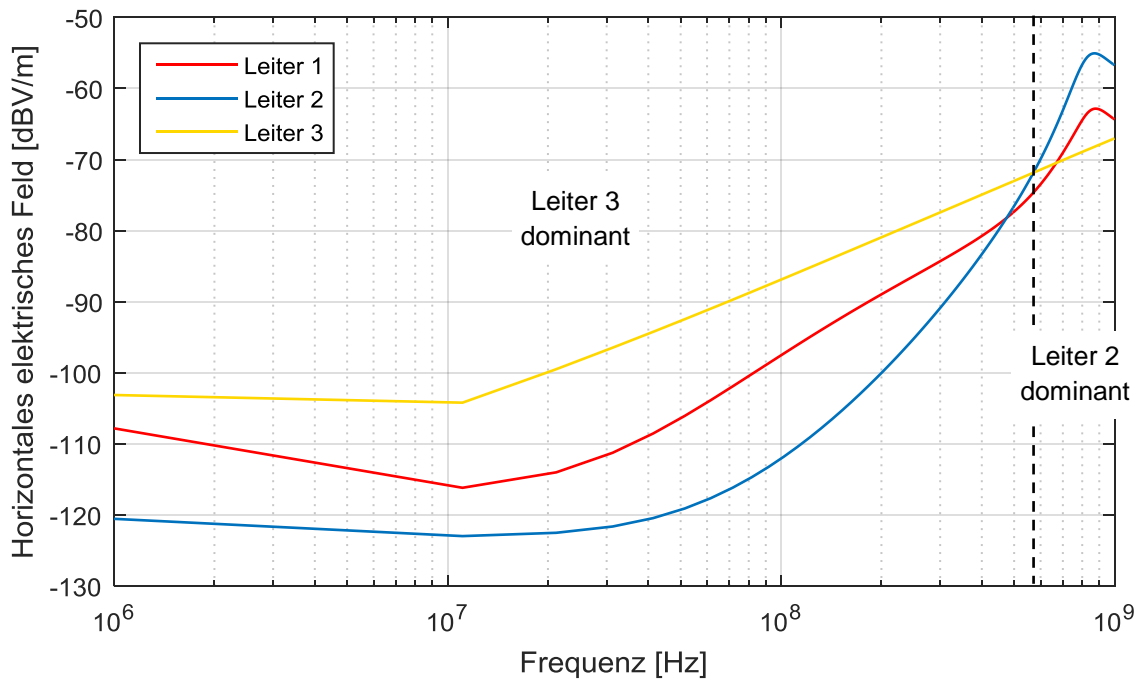


Abbildung 131: Horizontal polarisiertes elektrisches Feld

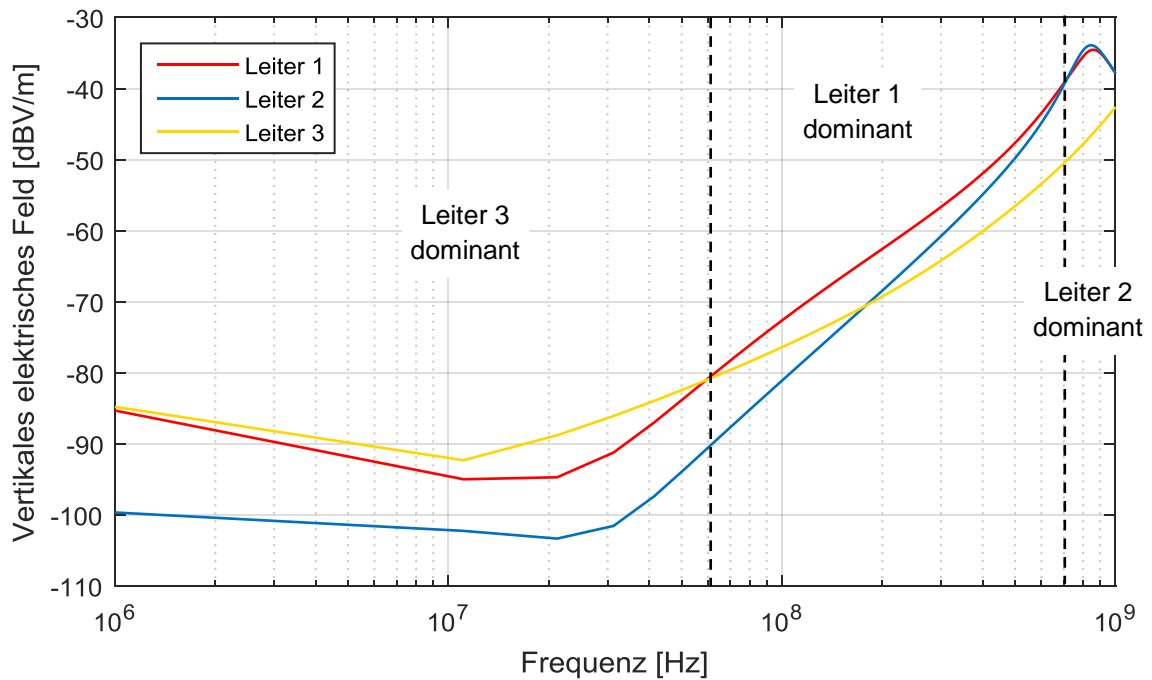


Abbildung 132: Vertikal polarisiertes elektrisches Feld

7 Zusammenfassung

Nahfeldmessverfahren stellen eine gute Alternative zur Bewertung von elektromagnetischen Störungen elektronischer Komponenten und der Identifizierung ihrer Quellen dar. Gegenüber standardisierten Methoden, wie den ALSE-Antennenmessungen, können sie kostengünstiger und schon in frühen Entwicklungsphasen durchgeführt werden. Folgekosten, die für ein mögliches Re-Design zur Einhaltung von EMV-Grenzwerten anfallen, lassen sich so deutlich reduzieren. Kann mit den Nahfelddaten selbst schon eine Aussage über die abgestrahlten Störungen und potentielle Störquellen getroffen werden, so enthalten sie zudem ausreichende Informationen, um ein genaues Abbild der Stromverteilung auf der elektronischen Komponente zu bestimmen. Hierbei kommen mathematische Methoden zur Quellenrekonstruktion SRM und die Erstellung von Strom- bzw. Abstrahlmodellen zum Einsatz.

Ursprung der elektromagnetischen Störaussendungen einer elektronischen Komponente sind die integrierten Platinen mit ihren aktiven und passiven Elementen und den signalführenden Leiterbahnen. In den Untersuchungen in dieser Arbeit wurden ausschließlich die verursachenden Leiterplatten, ohne das umschließende Gehäuse, betrachtet. Zur weiteren Vereinfachung wurde sich dabei auf einlagige Leiterplatten beschränkt. Der interessierende Frequenzbereich lag zwischen 1 MHz und 1 GHz . Gerade bei niedrigeren Frequenzen ($< 200\text{ MHz}$) ist zu erwähnen, dass dominante Quelle der elektromagnetischen Abstrahlung die angeschlossenen Kabel bzw. Kabelbündel sind. Diese wurden intensiv in einer parallel laufenden Arbeit am Arbeitsgebiet Bordsysteme der TU Dortmund untersucht [109].

Bei der Durchführung einer Quellenrekonstruktion aus Nahfelddaten für den praktischen Einsatz wurde in der hier dargestellten Arbeit besonderer Wert auf die nachfolgenden Punkte gelegt: Das elektromagnetische Nahfeld muss mit ausreichender Genauigkeit sowie innerhalb einer annehmbaren Zeit aufgenommen werden können. Die Genauigkeit ergibt sich dabei aus den Anforderungen der mathematischen Quellenrekonstruktion. Für ein genaues Modell der Leiterplatte mit ihren Störquellen ist es weiter erforderlich, eine äquivalente und physikalisch korrekte Stromverteilung zu bestimmen. Diese Zielsetzung war Hauptfokus der hier vorliegenden Untersuchungen. Werden diese Punkte beachtet, so kann neben einer genauen Störquellenidentifizierung auch die virtuelle Durchführung von Entstörmaßnahmen erfolgen. Neben der Erstellung des Abstrahlmodells war eine wichtige Problemstellung, Vorhersagen entsprechend standardisierter Antennenmesswerte treffen zu können. Dazu mussten Einflussfaktoren der realen Messumgebung bei ALSE-Antennenmessungen in die Feldberechnung integriert werden. Zur Durchführung und Erprobung verschiedener Nahfeldmessverfahren galt es, ein möglichst flexibles Messsystem zu verwenden. Aus diesem Grund wurde eigens ein auto-

matisiertes Nahfeld-Scan-System entwickelt und aufgebaut. Dieses erlaubt den Einsatz unterschiedlicher Sensorik, die Verwendung von Messtechnik, sowohl für den Frequenz- als auch den Zeitbereich und Messungen an Aufbauten entsprechend CISPR-25.

Entsprechend dem Eindeutigkeitstheorem ist es ausreichend, das tangential elektrische oder magnetische Feld in der Oberfläche der Einhüllenden einer abstrahlenden Struktur zu kennen, um auf ihre Quellen rückschließen zu können. Da sich die Messung des magnetischen Feldes als stabiler darstellte, wurde es in allen nachfolgenden Untersuchungen verwendet. Der Messbereich beschränkte sich dabei auf eine Ebene oberhalb der Platine, die einen Ausschnitt der Einhüllenden bildet. Schnelle Zeitbereichsmesstechnik eignet sich besonders zur Anwendung bei Nahfeldmessungen, da diese oft eine hohe Anzahl an diskreten Messpunkten in der Messebene erfordern. Als Orientierungshilfe bei der geforderten Messauflösung wurde dazu das Abtasttheorem aus der Nahfeld/Fernfeld-Transformation herangezogen. Gegenüber der Frequenzbereichsmesstechnik ließ sich eine drastische Verkürzung der notwendigen Messdauer erreichen. Hier konnte ein zeitlicher Verkürzungsfaktor von 50 bis 100 erzielt werden. Ein weiterer Vorteil der Zeitbereichsmessung ist die direkte Verfügbarkeit der Signalphase, die sich mittels Referenzsignal, das an der Platine abgegriffen wurde, und der mathematischen Fourier-Transformation vom Zeit- in den Frequenzbereich berechnen lässt. Als Messgerät diente ein schnelles 4-Kanal-Oszilloskop. Prinzipbedingt ergaben sich jedoch durch die verwendete Hardware und die Zeit-Frequenzbereichstransformation Abweichungen, die später als Fehler in den Eingangsdatensatz der Stromidentifikation auf der Platine eingingen. Hierzu zählen das Eigenrauschen des Messgeräts, die Verzerrung des Spektrums durch die Fourier-Transformation, das Quantisierungsrauschen durch die Begrenzung des AD-Wandlers und die damit einhergehende Limitierung der Messdynamik. Mehrkanalmessungen konnten hier Abhilfe schaffen und den Dynamikbereich erweitern. Ist die Sensitivität der Messung bei kleinen Signalstärken durch das Eigenrauschen begrenzt, so bietet es sich an, eine Mittelung mehrerer Messungen an einem Feldpunkt durchzuführen und so den SNR zu vergrößern. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen war eine Mittelung von zehn Messwerten ausreichend. Eine weitere Fehlerquelle bei der Bestimmung der Feldwerte ergibt sich durch die Kompensation der Messkette und die Berechnung des Magnetfelds aus der Messspannung. Dabei sind vor allem der Einfluss des Messkabels und der Feldsonde zu beachten. Die Kompensation wurde mittels s -Parametermessungen und MoM-Simulationsdaten einer Kalibrierstruktur durchgeführt, um eine möglichst genaue Übertragungsfunktion zu erhalten. Etwaige Abweichungen, die beispielsweise durch Messungenauigkeiten und aus der Inhomogenität des magnetischen Feldes innerhalb der Wirkfläche der Schleifensonde resultierten, wurden als eher gering eingeschätzt. Die Messhöhe betrug hier zwischen 5 mm und 15 mm. Diese Fehlerquellen und die durch die Sonde erzeugten

Feldverzerrungen mussten jedoch als Rauschfaktor in das weitere Vorgehen einbezogen werden.

Bei der Quellenrekonstruktion, der Lösung des inversen Problems zwischen dem magnetischen Nahfeld und den Quellströmen, handelt es sich in der Regel um ein numerisch schlecht gestelltes System. Da schlecht gestellte Systeme empfindlich gegenüber Störungen in den Eingangsdaten reagieren, gilt es diese möglichst gering zu halten oder geeignete Korrekturmaßnahmen anzuwenden.

Als einfachsten Fall für die Durchführung der Quellenrekonstruktion wurde ein Strommodell bestimmt, welches aus äquidistant verteilten Quellen in Form von Hertz'schen Dipolen auf der Platinenoberfläche und der Approximation der Rückströme mittels Spiegeltheorie besteht. Dabei kann jede Quelle Ströme in x -, y - und z -Orientierung erzeugen. Die Lösung des Problems erfolgt dann als lineares Ausgleichproblem und der Bestimmung der Pseudoinversen. Naturgemäß ergeben sich durch die gitterförmige Anordnung der Dipole Diskretisierungsfehler zwischen den Positionen der Modellströme und den realen Strömen auf der Platine. Diese sinken mit steigender Modellauflösung, was jedoch zu einem komplexeren Modell, einer meist höheren Empfindlichkeit gegenüber Störungen und deutlich verlängerten Rechenzeiten führt. Zur Verbesserung des Modells wurden Regularisierungsmethoden in den Prozess der Stromidentifikation integriert. Bei der Tikhonov-Regularisierung wird das lineare Ausgleichsproblem um einen korrigierenden Term erweitert. Dieser sorgt dafür, dass die Lösung geglättet und ihre Empfindlichkeit gegenüber Störungen verringert wird. Die Filterung darf allerdings nicht zu stark ausfallen, da es sonst zu Glättungsfehlern und einem Informationsverlust kommt. Für die Wahl des Regularisierungsfaktors wurde die sogenannte L-Kurve verwendet, die für einen Ausgleich zwischen Daten- und Regularisierungsfehlern sorgt.

Neben den durch die äquidistante Verteilung der Quellen entstehenden Abweichungen kommt es grundsätzlich zu weiteren modellbedingten Fehlern. Hier geht unter anderem der Informationsverlust durch die Verwendung einer Messebene, als Ausschnitt der Einhüllenden der Leiterplatte negativ in die Berechnungen ein. Eine geeignete Auswahl der Position und Ausdehnung der Messebene kann dieser Fehlerquelle allerdings entgegen wirken. Desweiteren muss die Abbildung der Massefläche betrachtet werden, die für die Berechnungen als unendliche Masse interpretiert wurde. Es wurden numerische Untersuchungen durchgeführt, die zeigten, dass der Einfluss der endlichen Massefläche im magnetischen Nahfeld bei den meisten Konfigurationen gering ist. Es kann lediglich zu größeren Abweichungen kommen, wenn sich dominante Strompfade im Randbereich der endlichen Masse befinden und hier starke Felder erzeugen. Ein wichtiger Aspekt, der zeigte, dass die Erstellung eines physikalisch korrekten Modells unumgänglich ist, war die Tatsache, dass sich eine Approximation des magnetischen Nahfelds mit Stromkomponenten

erzielen lässt, die so real nicht existieren. Besonders deutlich wurde dies bei den Nahfeldabstrahlungen vertikaler Stromkomponenten, die leicht mittels horizontalen Strömen im Dipol-Gitter-Modell erzeugt werden können. Numerische Untersuchungen zeigten lediglich sehr geringe Abweichungen im Ergebnisfeld. Spielen die physikalischen Ströme für die Approximation des Nahfelds eine eher untergeordnete Rolle, so werden sie spätestens bei der Berechnung des elektromagnetischen Fernfelds sichtbar. Hier resultierten aus der unphysikalischen Stromidentifikation Abweichungen im elektrischen Feld, die zum Teil größer als 30 dB waren.

Streng genommen ist die Stromverteilung auf einer Platine hauptsächlich an ihre stromführenden Leiterbahnen gebunden. Das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Optimierung der Stromidentifikation setzt voraus, dass die wahrscheinlichen Strompfade auf der Leiterplatte bekannt sind. Dieses Vorwissen kann mittels bildgebender Verfahren oder aus CAD-Daten gewonnen werden. Der Grundaufbau des Modells entspricht damit den physikalischen Vorgaben, ist stabiler und wirkt sich korrigierend auf fehlerbehaftete Nahfelddaten aus. Da die einzelnen Quellen nicht mehr unabhängig voneinander betrachtet werden müssen, können die Dipole innerhalb eines Strompfads miteinander korreliert werden. Dazu wurde die maximale mögliche Phasenverschiebung zwischen den Strömen zweier benachbarter Quellen definiert und die Stromphasen als Variationsparameter innerhalb eines Optimierungsverfahrens eingesetzt. Zur Optimierung wurde hier Simulated Annealing verwendet, wobei in jedem Iterationsschritt die Lösung des inversen Problems erfolgt. Weiter wurde anhand einer Singulärwertzerlegung gezeigt, dass das optimierte Modell auch einen Vorteil bei der Störunterdrückung mittels Regularisierung aufweist. Der Informationsgehalt im unteren Singulärwertspektrum unterscheidet sich deutlicher vom hochfrequenten Rauschanteil und eignet sich somit gut für die verwendete Tikhonov-Regularisierung.

Um die entwickelte Methode zu verifizieren, wurden verschiedene Leiterplatten nachbildende Strukturen und auch reale Platinen simulatorisch abgebildet und messtechnisch untersucht. Die idealen Simulationsdaten wurden dabei teilweise mit virtuellem Rauschen belegt. Es wurden Modelle mit unterschiedlichem Optimierungsgrad auf die Messdaten angewendet und miteinander verglichen. Bei dem ersten Modell handelt es sich um ein Dipol-Gitter-Modell mit äquidistant verteilten Quellen, die mittels Pseudoinverse und linearem Ausgleichsproblem bestimmt wurden. Das zweite Modell ist ebenfalls ein Gitter-Modell, die Stromidentifikation erfolgte hier auf Basis der Tikhonov-Regularisierung. Bei dem dritten Modell handelt es sich um ein CAD-Daten-Modell mit Kenntnis der wahrscheinlichen Strompfade und Quellenidentifizierung mittels Ausgleichsproblem und der Pseudoinversen. Das vierte Modell vereint das CAD-Daten-Modell mit der Tikhonov-Regularisierung.

Es zeigte sich, dass bei der Struktur, bestehend aus einem Einzelleiter über einer Massefläche und idealen Eingangsdaten, auch das einfache Dipol-Gitter-Modell im Mittel eine relativ gute Stromverteilung bei einer Beispielfrequenz von 100 MHz erzeugte. Es kam hier zu einer durchschnittlichen Abweichung von 4 dB . Größere Amplituden- und Phasensprünge von bis zu 15 dB wiesen allerdings auf unphysikalische Ströme hin. Zusätzlich führten der Diskretisierungsfehler durch die Gitter-Anordnung und der daraus resultierenden Aufteilung auf die benachbarten Quellen zu einer „Verschmierung“ der Stromverteilung. Mittels Optimierung durch CAD-Daten ließen sich geringe Abweichungen von durchschnittlich $0,5\text{ dB}$ erzielen. An einem repräsentativen Beobachtungspunkt im elektrischen Fernfeld wurde deutlich, dass die gitterförmige Anordnung der Quellen, vor allem bei niedrigen Frequenzen unterhalb von 20 MHz , zu großen Abweichungen von über 30 dB führte. Oberhalb dieser Frequenz war die Approximation des Referenznahfelds ausreichend und die unphysikalisch identifizierten Ströme nicht ausschlaggebend. Die Regularisierung und CAD-Daten wirkten sich im ganzen Frequenzbereich positiv aus und erzeugten optimale Resultate mit vernachlässigbar geringen Fehlern. Die Struktur wurde anschließend um zusätzliche hoch- und niederohmige Leiterbahnen erweitert und ein Rauschsignal mit einem SNR von 15 dB addiert. Hier zeigten sich schon bei den identifizierten Strömen bei 100 MHz große Abweichungen beim Gitter-Modell, die bei durchschnittlich 30 dB lagen. Mittels Tikhonov-Regularisierung konnten diese Abweichungen zwar reduziert werden, doch lagen sie noch immer bei 9 dB und wiesen unphysikalische Sprünge zwischen benachbarten Quellen auf. Das CAD-Modell mit Regularisierung zeigte lediglich Fehler von durchschnittlich 3 dB und eine glatte Stromverteilung. Die Entstörawirkung durch das optimierte Modell wurde anhand des resultierenden Nahfelds dargestellt. Hier zeigte das magnetische Feld bei der Berechnung mittels Regularisierung und dem CAD-Modell eine fast störungsfreie, dem Ideal entsprechende Ausbreitung. Im elektrischen Fernfeld wurde ersichtlich, dass die Abstrahlungen des einfachen Gitter-Modells sehr deutlich vom Erwartungswert abwichen. Die optimierten Modelle erzielten sehr gute Ergebnisse, die lediglich im Frequenzbereich unterhalb von 20 MHz mit bis zu 40 dB fehlerbehaftet waren. Dies wurde durch maßgeblich fehlerhaft identifizierte vertikale Stromkomponenten verschuldet. Mittels Korrelation der Quellen in den Strompfaden konnte hier eine zusätzliche Optimierung um 20 dB erreicht werden.

Ähnliche Ergebnisse zeigten sich auch bei realen Messdaten. Es wurde eine Platine aufgebaut, die über eine einzelne Leiterbahn und Strompfade in x -, y - und z -Ausbreitung verfügte. Gespeist wurde sie mittels batteriebetriebener Oszillatorschaltung und einem pulsformigen Ausgangssignal mit einer Grundfrequenz von 4 MHz . Die Untersuchungen beschränkten sich im weiteren Verlauf auf die Oberwellen bis zu einer Frequenz von 120 MHz . Als Referenz für die zu erwartende Stromverteilung wurde ein genaues MoM-Simulationsmodell von der Leiterplatte erstellt. Die aus den Modellvarianten resultierenden Ströme zeigten dabei deutliche Unterschiede. Das

Dipol-Gitter-Modell erzeugte beispielsweise bei 100 MHz dominante Ströme an Positionen auf der Platinenoberfläche, an denen in der Realität keine Ströme existieren. Auch mit der Tikhonov-Regularisierung wurde kein zufriedenstellendes Ergebnis generiert, da deutliche Amplituden- und Phasensprünge zwischen benachbarten Quellen im Strompfad auftraten. Lediglich das CAD-Daten-Modell mit Regularisierung ermöglichte eine genaue Identifizierung der realen Stromverteilung mit einem maximalen Amplitudenfehler von 3 dB und einer maximalen Phasenverschiebung von 10° . Besonders auffällig war hier die durch die Regularisierung, aber maßgeblich durch das physikalisch korrekte CAD-Daten-Modell, resultierende Filterung von Störungen aus der Nahfeldverteilung.

Wurde die Auflösung der Messebene und damit die Anzahl der diskreten Referenzpunkte im Magnetfeld von 2 mm auf 10 mm reduziert, so wurde der Vorteil des Vorwissens über die wahrscheinlichen Strompfade in Kombination mit der Tikhonov-Regularisierung besonders deutlich. Ohne Regularisierung ergab sich eine Abweichung von der realen Stromamplitude von durchschnittlich 12 dB und 40° Phasenverschiebung. Mit der Regularisierung verbessert sich die Amplitudenabweichung auf durchschnittlich $2,5\text{ dB}$ und die Phasenverschiebung auf 15° . Zusätzlich wurde eine Reduktion der Messzeit von 230 min auf 10 min erreicht.

Neben der Quellenrekonstruktion und der Identifizierung einer äquivalenten Stromverteilung galt es, in dieser Arbeit Vorhersagen von ALSE-Antennenmesswerten zu treffen. Prinzipiell kann das generierte Strommodell zur Berechnung des elektromagnetischen Feldes an beliebigen Koordinaten im Raum verwendet werden. Allerdings erfolgen diese Berechnungen ohne äußere Einflüsse und unter vereinfachten Bedingungen. Modellungenauigkeiten, die sich im Prozess der Stromidentifikation auf Basis des magnetischen Nahfelds als gering erweisen, führen dabei in entfernteren Feldbereichen zu erheblichen Fehlern. Dazu zählen die schon erwähnten vertikalen Stromelemente, deren Felder sich durch die konstruktive Überlagerung mit den Feldern ihrer Rückströme mit steigender Entfernung als dominant darstellen. Numerische Untersuchungen haben gezeigt, dass gerade die vertikale Komponente des elektrischen Feldes fast ausschließlich durch die Vertikalströme bestimmt wird. Aber auch das horizontale Feld wird im unteren Frequenzbereich von ihnen dominiert. Es ergaben sich, trotz ihrer vergleichsweise geringeren örtlichen Ausdehnung, Feldstärken, die teilweise 20 dB größer waren als die der horizontalen Ströme. Auch die endliche Massefläche und die induzierten Kantenströme haben einen immensen Einfluss auf das elektrische Feld am Beobachtungspunkt. Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen auf Basis von numerischen Simulationsdaten zeigten hier einen maximalen Fehler des horizontalen elektrischen Feldes von 20 dB .

Natürlich stellt sich die gesamte Messumgebung als Ursache weiterer komplexer Einflussfaktoren dar. So wirken sich Restreflexionen von den Wänden der Absorberkammer, Wechselwirkungen mit der Messantenne, Kantenströme im Metalltisch und Abstrahlungen von den Messkabeln auf die resultierende Antennenspannung aus. Um die Beeinflussung der Messumgebung in die Feldberechnung zu integrieren, wurde ein Verfahren auf Basis von messtechnisch ermittelten Korrekturfunktionen entwickelt.

Sind für einen diskreten Punkt innerhalb einer interessierenden Fläche auf dem Messtisch unabhängige Ströme in x -, y - und z -Orientierung bekannt, so kann eine Übertragungsfunktion zwischen einem Stromsegment in diesem Punkt und der resultierenden Antennenspannung ermittelt werden. Die resultierende Funktion ist von dem Messort und der jeweiligen Frequenz abhängig und kann anschließend auf die identifizierten Ströme des äquivalenten Modells an diesem Ort angewendet werden. Für die Erzeugung der unabhängigen Ströme wurden elektrisch kleine Antennen verwendet. Das waren eine Monopolantenne für die vertikalen Ströme und eine Dipolantenne für die horizontalen Ströme.

Zur Verifikation der Methode wurde im ersten Schritt eine einfache Rundleiterstruktur messtechnisch untersucht. Das äquivalente Strommodell wurde entsprechend der vorgestellten Methode mit CAD-Daten und aus Nahfeldmessungen erstellt. Als Messantenne wurde eine logarithmisch-periodische Antenne im Frequenzbereich zwischen 30 MHz und 1 GHz verwendet. Für die vertikale Feldpolarisation ergab sich zwischen der Antennenmessung der Struktur und dem äquivalenten Strommodell mit Korrektur eine maximale Abweichung von 3 dB bis zu einer Frequenz von 900 MHz . Oberhalb von 900 MHz wurde die Abweichung bis maximal 6 dB größer. Dies lässt sich auf Fehler zurückführen, die durch die Verwendung einer einzigen ortsunabhängigen Korrekturfunktion für die gesamte Struktur entstanden. Die horizontale Polarisation zeigte gute Resultate bis zu einer Frequenz von 280 MHz . Oberhalb dieser Frequenz kam es zu deutlichen Abweichung von maximal 10 dB . Grund dafür ist die in ihrem Aufbau und ihrer Feldcharakteristik deutlich komplexere Dipolantenne für die Abbildung der horizontalen Ströme. Im zweiten Schritt wurde die schon zuvor verwendete Einzelleiterplatine untersucht. Der Frequenzbereich beschränkte sich auf 30 MHz bis 120 MHz . Dabei wurde die untere Grenze durch die verwendete logarithmisch-periodische Antenne bestimmt. Es zeigten sich für beide Feldpolarisationen am Beobachtungspunkt Abweichungen von maximal 5 dB bei den Oberwellen des pulsformigen Signals. Lediglich bei den Frequenzen unterhalb von 50 MHz kam es zu Fehlern bis zu 25 dB . Diese sind durch eine fehlerhafte Identifizierung der vertikalen Ströme im äquivalenten Modell verschuldet.

Neben der Vorhersage von ALSE-Antennenmesswerten erlauben die äquivalenten Strommodelle mit Vorwissen über die wahrscheinlichen Strompfade die Lokalisierung

von Störquellen. Ist die Stromverteilung bekannt, so kann durch eine virtuelle Aktivierung und Deaktivierung von Strompfaden der Einfluss auf das resultierende elektromagnetische Gesamtfeld an einer interessierenden Raumkoordinate bestimmt werden. Numerische Untersuchungen anhand einer Mehrleiterstruktur zeigten die Felddominanz einzelner Leiterbahnen in unterschiedlichen Frequenzbereichen. Die Superposition verschiedener Leiter kann somit zu deutlich variierenden Feldverteilungen führen und einen Ansatzpunkt für Maßnahmen bei Grenzwertüberschreitungen bei einer EMV-Untersuchung bieten.

8 Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen deutlich die Vorteile, die sich bei der Stromidentifikation und Quellenrekonstruktion bei Leiterplatten ergeben, wenn sie unter Beachtung der physikalisch richtigen Strompfade durchgeführt werden. Evident wird der Nutzen dieser Anpassung schon im elektromagnetischen Nahfeld, vor allem aber in entfernteren Feldbereichen.

Dieses Prinzip der Modelloptimierung ist weiter zu verfolgen. Strompfade und die sich darauf ausbreitenden Wellen lassen sich mittels Leitungstheorie beschreiben. Fehlerhafte Ströme und unrealistische Stromverteilungen können somit erkannt und gegebenenfalls korrigiert werden. Dies kann zu besseren Ergebnissen und genaueren Modellen auch hinsichtlich der deutlichen Abweichungen in niedrigen Frequenzbereichen führen. Schnelle Optimierungsverfahren zur Integration in die Modellerstellung werden an dieser Stelle notwendig.

Die äquivalenten Strommodelle wurden vereinfachend für einlagige Platinen mit Massefläche erstellt. Zur Reduzierung der Komplexität wurde von Rückströmen abgesehen, die sich direkt unterhalb des Strompfades befinden. Dies ist bei realen Leiterplatten allerdings nicht immer der Fall. Es müssen Methoden zur Beachtung anderer Rückstrompfade entwickelt werden. Auch mehrlagige Platinen mit Strömen auf unterschiedlichen Lagen müssen in die Untersuchungen eingebunden werden. Die auf den Platinen vorhandenen ICs können ergänzend durch die Überlagerung mehrerer Quellen beschrieben werden. Ihr Einfluss auf das Gesamtfeld an interessierenden Beobachtungspunkten muss untersucht und eine Strategie zur Integration in den Modellbestimmungsprozess entwickelt werden.

Zeitbereichsmessverfahren zeigten sich aufgrund ihrer Schnelligkeit und Verfügbarkeit der Signalphase als gut geeignet für die Messdatenaufnahme. Sie sind allerdings hinsichtlich ihrer Messgenauigkeit genauer zu bewerten. Dabei liegt der Fokus auf der Bestimmung der Phase mittels Referenzsignal. In den meisten Fällen muss dazu eine zweite Feldsonde verwendet werden, die an einem geeigneten Feldpunkt, oft oberhalb eines taktgebenden ICs, positioniert wird.

Bei ALSE-Antennenmessungen sind neben den Leiterplatten die angeschlossenen Kabelbündel verantwortlich für die Störabstrahlungen. Andere Arbeiten am Arbeitsgebiet Bordsysteme der TU Dortmund beschäftigten sich mit der Abstrahlung dieser Kabel und der Erstellung entsprechender Modelle [109]. Es gilt beide miteinander zu kombinieren und Methoden zur Korrelation zu entwickeln.

Die Korrekturverfahren zur Beachtung der Messumgebung müssen stärker auf ihre Stabilität und Genauigkeit bei komplexeren Strukturen untersucht werden. Simulatorisch ermittelte Daten können hier unterstützend in die Berechnung der Korrektur-

funktion einfließen. Auch muss die Integration der äquivalenten Strommodelle in numerische Simulationen untersucht werden. Variable Konfigurationen und Feldüberlagerungen mit anderen elektronischen Komponenten werden dann möglich.

Mögliche Gegenmaßnahmen zur Störunterdrückung können mit Hilfe der Identifikation von dominanten Strompfaden und Störquellen schnell auf die Abstrahlmodelle angewendet werden. Diese Methoden lassen sich, gerade in Verbindung mit den an die Leitungstheorie angepassten Strömen, weiterentwickeln.

9 Literatur

- [1] CISPR 25 Ed.4.0: „*Vehicles, Boats and Internal Combustion Engines - Radio Disturbance Characteristics - Limits and Methods of Measurement for the Protection of On-Board Receivers*“, 2015.
- [2] Burghart, T.; Rossmannith, H.; Schubert, G.: „*Evaluating the RF-emissions of Automotive Cable Harness*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 2004, Band 3, S. 787-791.
- [3] Barrett, R. M.; Barnes, M. H.: „*Automatic Antenna Wavefront Plotter*“, Electronics, 1952, S. 120-125.
- [4] Baird, R. C.; Newell, A. C.; Stubenrauch, C. F.: „*A Brief History of Near-Field Measurements of Antennas at the National Bureau of Standards*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1988, Band 36, S. 727-733.
- [5] Dahele, J. S.: „*Electric Probe Measurements on Microstrip Circuits*“, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1980, Band 28, S. 752-755.
- [6] Vives Gilabert, Y.; Arcambal, C.; Louis, A.; de Daran, F.; Eudeline, P.; Mazari, B.: „*Modeling Magnetic Radiations of Electronic Circuits Using Near-Field Scanning Method*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2007, Band 49, S. 391-400.
- [7] Ramanujan, A.; Shall, H.; Riah, Z.; Lafon, F.; Kadi, M.: „*From Complex Near-Field Measurements to Radiated Emissions Modelling of Electronic Equipments*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Göteborg, 2014, S. 97-101.
- [8] Haixiao, W.; Beetner, D. G.; DuBroff, R. E.: „*Prediction of Radiated Emissions Using Near-Field Measurements*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2011, Band 53, S. 891-899.
- [9] Russer, J. A.; Russer, P.: „*An Efficient Method for Computer Aided Analysis of Noisy Electromagnetic Fields*“, IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Baltimore, 2011, S. 1-4.
- [10] Isernia, T.; Leone, G.; Pierri, R.: „*Radiation Pattern Evaluation from Near-Field Intensities on Planes*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1996, Band 44, S. 701-710.
- [11] Johansson, M.; Hoi, S. L.; Bolomey, J. C.; Persson, M.: „*Source Modeling Using Phaseless Low-Frequency Near-Field Measurement*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2012, Band 54, S. 613-624.
- [12] Dorne, T.; Vanhee, F.; Grenson, T.; Pissort, D.; Deschrijver, D.; Couckuyt, I.; Dhaene, T.: „*Optimized Sequential Sampling Algorithm for EMI Near-Field*

- Scanning*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Brügge, 2013, S. 385-388.
- [13] Deschrijver, D.; Vanhee, F.; Pissort, D.; Dhaene, T.: „*Automated Near-Field Scanning Algorithm for the EMC Analysis of Electronic Devices*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2011, Band 54, S. 502-510.
- [14] D'Agostino, F.; Ferrara, F.; Gennarelli, C.; Guerriero, R.; Migliozzi, M.: „*An Efficient NF-FF Transformation Technique with Plane-Polar Scanning: Experimental Assessments*“, Antennas and Propagation Conference, Loughborough, 2014, S. 231-235.
- [15] D'Agostino, F.; Ferrara, F.; Gennarelli, C.; Guerriero, R.; Migliozzi, M.: „*Far Field Reconstruction from Positioning Error Affected Near-Field Data Acquired Via a Nonredundant Spherical Scanning*“, European Conference on Antennas and Propagation, Den Haag, 2014, S. 1493-1497.
- [16] IEC/TS 61967-3 Ed.2.0: „*Integrated Circuits - Measurement of Electromagnetic Emissions - Part 3: Measurement of Radiated Emissions - Surface Scan Method*“, 2012.
- [17] Rebholz, H.; Tenbohlen, S.: „*A Fast Radiated Emission Model for Arbitrary Cable Harness Configurations Based on Measurements and Simulations*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Hamburg, 2008, S. 1-5.
- [18] Zhuo, L.; Zhi, J. S.; Ji, D.; Zhen, Y. N.; Chang, Q. G.: „*Extension of the “Equivalent Cable Bundle Method” for Modeling Crosstalk of Complex Cable Bundles*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2011, Band 53, S. 1040-1049.
- [19] Tankielun, A.; Fisahn, S.; Garbe, H.; John, W.: „*Erhöhung der Ortsauflösung von Nahfeldmessungen durch eine inverse Faltungsoperation*“, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, Düsseldorf, 2006, S. 341-348.
- [20] Balanis, C. A.: „*Antenna Theory: Analysis and Design*“, 3. Auflage, Hoboken, John Wiley & Sons, 2005.
- [21] Gregson, S. F.; McCormick, J.; Parini, C.: „*Principles of Planar Near-Field Antenna Measurements*“, 1. Auflage, London, Institution of Engineering and Technology, 2007.
- [22] Petre, P.; Sarkar, T. K.: „*Planar Near-Field to Far-Field Transformation Using an Equivalent Magnetic Current Approach*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1992, Band 40, S. 1348-1356.

- [23] Jingnan, P.; Xu, G.; Yaojiang, Z.; Jun, F.: „*Far-Field Radiation Estimation from Near-Field Measurements and Image Theory*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Raleigh, 2014, S. 609-614.
- [24] Kam, K. W.; Radchenko, A.; Pommerenke, D.: „*On Different Approaches to Combine Cable Information Into Near-Field Data for Radiated-Field Estimation*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2014, Band 56, S. 276-285.
- [25] Radchenko, A.; Khilkevich, V. V.; Bondarenko, N.; Pommerenke, D.; Gonser, M.; Hansen, J.; Keller, C.: „*Transfer Function Method for Predicting the Emissions in a CISPR-25 Test-Setup*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2014, Band 56, S. 894-902.
- [26] Sarkar, T. K.; Taaghoul, A.: „*Near-Field to Near/Far-Field Transformation for Arbitrary Near-Field Geometry Utilizing an Equivalent Electric Current and MoM*“. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, Band 47, S. 566-573.
- [27] Marengo, E. A.; Devaney, A. J.: „*The Inverse Source Problem of Electromagnetics. Linear Inversion Formulation and Minimum Energy Solution*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, Band 47, S. 410–412.
- [28] Devaney, A. J.: „*Multipole expansions and plane wave representations of the electromagnetic field*“, Journal of Mathematical Physics, 1974, Band 15, S. 234-244.
- [29] Kuzuoglu, M.: „*Source Identification by Lagrange Multipliers*“, Antennas and Propagation Society International Symposium, Seattle, 1994, Band 3, S. 2292–2295.
- [30] Wei, J. Z.; Bin, F. W.; En, X. L.; Hark, B. P.; Hyun, H. P.; Eakhwan, S.; Er, P. L.: „*An Effective and Efficient Approach for Radiated Emission Prediction Based on Amplitude-Only Near-Field Measurements*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2012, Band 54, S. 1186–1189.
- [31] Wei, J. Z.; Binfang, W.; En, X. L.: „*A Differential Evolution Algorithm Based Source Reconstruction Technique*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Göteborg, 2014, S. 119–123.
- [32] Obiekezie, C. S.; Thomas, D.W.P.; Nothofer, A.; Greedy, S.; Arnaut, L. R.; Sewell, P.: „*Complex Locations of Equivalent Dipoles for Improved Characterization of Radiated Emissions*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2014, Band 56, S. 1087–1094.
- [33] Ramanujan, A.; Riah, Z.; Louis, A.; Mazari, B.: „*Modeling the Electromagnetic Radiation of Passive Microwave Components Using a Near-Field Scanning Method*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2010, Band 52, S. 1056–1059.

- [34] Thomas, D.W.P.; Obiekezie, C.; Greedy, S.; Nothofer, A.; Sewell, P.: „*Characterisation of Noisy Electromagnetic Fields from Circuits Using the Correlation of Equivalent Sources*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Rom, 2012, S. 1–5.
- [35] Vives Gilabert, Y.; Arcambal, C.; Louis, A.; Eudeline, P.; Mazari, B.: „*Modeling Magnetic Emissions Combining Image Processing and an Optimization Algorithm*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2009, Band 51, S. 909–918.
- [36] Xin, T.; Thomas, D.W.P.; Nothofer, A.; Sewell, P.; Christopoulos, C.: „*Modeling Electromagnetic Emissions From Printed Circuit Boards in Closed Environments Using Equivalent Dipoles*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2010, Band 52, S. 462–470.
- [37] Zhenwei, Y.; Jayong, K.; Mix, J. A.; Slattery, K.; Jun, F.: „*Extracting Physical IC Models Using Near-Field Scanning*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Fort Lauderdale, 2010, S. 317–320.
- [38] Maheshwari, P.; Khilkevich, V.; Pommerenke, D.; Kajbaf, H.; Min, J.: „*Application of Emission Source Microscopy Technique to EMI Source Localization above 5 GHz*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Raleigh, 2014, S. 7–11.
- [39] Soldovieri, F.; Liseno, A.; D'Elia, G.; Pierri, R.: „*Global Convergence of Phase Retrieval by Quadratic Approach*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2005, Band 53, S. 3135–3141.
- [40] Pierri, R.; D'Elia, G.; Soldovieri, F.: „*A Two Probes Scanning Phaseless Near-Field Far-Field Transformation Technique*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, Band 47, S. 792–802.
- [41] Regue, J. R.; Ribo, M.; Garrell, J. M.; Martin, A.: „*A Genetic Algorithm Based Method for Source Identification and Far-Field Radiated Emissions Prediction from Near-Field Measurements for PCB Characterization*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2001, Band 43, S. 520–530.
- [42] Fan, H.: „*Far Field Radiated Emission Prediction from Magnetic Near Field Magnitude-Only Measurements of PCBs by Genetic Algorithm*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Austin, 2009, S. 321–324.
- [43] Tikhonov, A. N.: „*Numerical Methods for the Solution of Ill-Posed Problems*“, 1. Auflage, Dordrecht, Springer Science+Business Media, 1995.
- [44] Schneider, D.; Bottcher, M.; Schoch, B.; Hurst, S.; Tenbohlen, S.; Kohler, W.: „*Transfer Functions and Current Distribution Algorithm for the Calculation of Radiated Emissions of Automotive Components*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Brügge, 2013, S. 443–448.

-
- [45] Radchenko, A.; Khilkevich, V. V.; Bondarenko, N.; Pommerenke, D.; Gonser, M.; Hansen, J.; Keller, C.: „*Transfer Function Method for Predicting the Emissions in a CISPR-25 Test-Setup*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2014, Band 56, S. 894–902.
- [46] Williams, T.: „*EMC for Product Designers*“, 4. Auflage, Oxford, Elsevier Ltd, 2006.
- [47] Wheeler, H.: „*The Radiansphere around a Small Antenna*“, Proceedings of the IRE, 1959, Band 47, S. 1325-1331.
- [48] Paul, C. R.: „*Introduction to Electromagnetic Compatibility*“, 2. Auflage, Hoboken, John Wiley & Sons, 2006.
- [49] Kark, K. W.: „*Antennen und Strahlungsfelder. Elektromagnetische Wellen auf Leitungen, im Freiraum und ihre Abstrahlung*“, 4. Auflage, Wiesbaden, Vieweg + Teubner, 2011.
- [50] Zeidler, E.; Grosche, G.; Ziegler, V.; Ziegler, D.: „*Springer-Taschenbuch der Mathematik*“, 3. Auflage, Wiesbaden, Springer Vieweg, 2013.
- [51] Harrington, R. F.: „*Time-Harmonic Electromagnetic Fields*“, 2. Auflage, New York, John Wiley & Sons, 2001.
- [52] Huygens, C.: „*Traité de la Lumière*“, 1. Auflage, Paris, Libraires du Bureau des Longitudes, de L'école Polytechnique, 1920.
- [53] Love, A. E. H.: „*The Integration of the Equations of Propagation of Electric Waves*“, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1901, Band 197, S. 287-299.
- [54] Balanis, C. A.: „*Advanced Engineering Electromagnetics*“, 2. Auflage, Hoboken, John Wiley & Sons, 2012.
- [55] Monien, G.: „*Die Beeinflussung der Meßabweichung von Feldsonden und Stromzangen durch reale Umgebungsbedingungen*“, Hamburg-Harburg, Technische Universität, Dissertation, 2002.
- [56] Spang, M.: „*Einsatz von Feldsonden mit mehreren Ausgängen in EMV-Nahfeldmessungen von Leiterplatten*“, Erlangen, Friedrich-Alexander-Universität, Dissertation, 2012.
- [57] Tun, L.; Yong, C. H.; Pommerenke, D.: „*Orthogonal Loops Probe Design and Characterization for Near-Field Measurement*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Detroit, 2008, S. 1–4.
- [58] Kanda, M.: „*An Electromagnetic Near-Field Sensor for Simultaneous Electric and Magnetic-Field Measurements*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 1984, Band 3, S. 102–110.

- [59] Fourier, J.-B.-J.: „*Théorie Analytique de la Chaleur*“, 1. Auflage, Paris, Libraires pour les Mathématiques, L'Architecture Hydraulique et la Marine, 1822.
- [60] Butz, T.: „*Fouriertransformation für Fußgänger*“, 4. Auflage, Wiesbaden, Vieweg & Teubner, 2005.
- [61] Bronštejn, I. N.; Semendjaev, K. A.; Musiol, G.; Mühlig, H.: „*Taschenbuch der Mathematik*“, 7. Auflage, Frankfurt am Main, Harri Deutsch, 2008.
- [62] Neubauer, A.: „*DFT - Diskrete Fourier-Transformation: Elementare Einführung*“, 1. Auflage, Wiesbaden, Vieweg + Teubner, 2012.
- [63] Lang, H. W.: „*Algorithmen in Java. Sortieren, Textsuche, Codierung, Kryptografie*“, 3. Auflage, München, Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2012.
- [64] Goebbels, S.; Ritter, S.: „*Mathematik verstehen und anwenden. Von den Grundlagen bis zu Fourier-Reihen und Laplace-Transformation*“, 2. Auflage, Berlin, Springer Spektrum, 2013.
- [65] Lerch, R.: „*Elektrische Messtechnik. Analoge, digitale und computergestützte Verfahren*“, 4. Auflage, Berlin, Springer, 2007.
- [66] Harris, F. J.: „*On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform*“, Proceedings of the IEEE, 1978, Band 66, S. 51–83.
- [67] Ishii, R.; Furukawa, K.: „*The Uncertainty Principle in Discrete Signals*“, IEEE Transactions on Circuits and Systems, 1986, Band 33, S. 1032–1034.
- [68] Venkatesh, Y.V.; Kumar Raja, S.; Vidyasagar, G.: „*On the Uncertainty Inequality as Applied to Discrete Signals*“, International Journal of Mathematics and Mathematical Sciences, 2006, Band 3, S. 1-22.
- [69] Küpfmüller, K.: „*Die Systemtheorie der elektrischen Nachrichtenübertragung*“, 4. Auflage, Stuttgart, S. Hirzel, 1974.
- [70] Joy, E.; Paris, D.: „*Spatial Sampling and Filtering in Near-Field Measurements*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1972, Band 20, S. 253–261.
- [71] Yaghjian, A. D.: „*An Overview of Near-Field Antenna Measurements*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1986, Band 34, S. 30–45.
- [72] EMSCAN, <http://www.emscan.com/emxpert/>, Stand: 2017-11-12 14:30 Uhr.
- [73] Vives Gilabert, Y.: „*Modélisation des émissions rayonnées de composants électroniques*“, Rouen, Université de Rouen, Dissertation, 2007.
- [74] Sivaraman, N.; Jomaa, K.; Ndagijimana, F.: „*Three Dimensional Scanning System for Near-field Measurements*“, European Conference on Antennas and Propagation, 2017, S. 2866–2870.

- [75] Detectus, <http://www.detectus.com/rse-series.html>, Stand: 2017-11-12 14:40 Uhr.
- [76] Keysight Technologies, <http://www.keysight.com>, Stand: 2017-11-12 14:40 Uhr.
- [77] Aprel, <http://www.aprel.com/>, Stand: 2017-11-12 14:45 Uhr.
- [78] Fraunhofer ENAS, <https://www.near-field-scanner.de/>, Stand: 2017-11-12 14:45 Uhr.
- [79] MathWorks Matlab, <http://de.mathworks.com>, Stand: 2016-04-20 16:10 Uhr.
- [80] LANGER EMV-Technik, <http://www.langer-emv.de>, Stand: 2016-04-20 16:05 Uhr.
- [81] TELEDYNE LECROY, <http://teledynelecroy.com/germany/>, Stand: 2016-04-20 17:00 Uhr.
- [82] KEYSIGHT TECHNOLOGIES, www.keysight.com/, Stand: 2016-04-20 17:00 Uhr.
- [83] ROHDE&SCHWARZ, <http://www.rohde-schwarz.de/>, Stand: 2016-04-20 17:10 Uhr.
- [84] Thumm, M.; Wiesbeck, W.; Kern, S.: „Hochfrequenzmeßtechnik: Verfahren und Messsysteme“, 2. Auflage, Wiesbaden, Vieweg + Teubner, 1997.
- [85] Ramesh, A.A.; Mahesh, G.; Das, S.K.: „Importance of Receiver Dwell Time in Emission Measurements“, International Conference on Electromagnetic Interference and Compatibility, New Delhi, 1999, S. 237 - 240.
- [86] Chen, Z.; Marathe, S.; Kajbaf, H.; Frei, S.; Pommerenke, D.: „Broadband Phase Resolving Spectrum Analyzer Measurement for EMI Scanning Applications“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Dresden, 2015, S. 1278–1283.
- [87] Mühl, T.: „Einführung in die elektrische Messtechnik. Grundlagen, Messverfahren, Anwendungen“, 4. Auflage, Wiesbaden, Springer Vieweg, 2014.
- [88] Braun, S.; Aidam, M.; Russer, P.: „Development of a Multiresolution Time Domain EMI Measurement System that Fulfills CISPR 16-1“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Chicago, 2005, S. 388 - 393.
- [89] Krug, F.; Russer, P.: „The Time-Domain Electromagnetic Interference Measurement System“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2003, Band 45, S. 330–338.

- [90] Braun, S.; Russer, P.: „*A Low-Noise Multiresolution High-Dynamic Ultra-Broad-Band Time-Domain EMI Measurement System*“, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2005, Band 53, S. 3354 - 3363.
- [91] Hickmann, I.: „*Oscilloscopes: How to Use Them, How They Work*“, 5. Auflage, Oxford, Newnes, 2001.
- [92] Institut für Theoretische Elektrotechnik Technische Universität Hamburg-Harburg, „*CONCEPT-IF*“, <http://www.tet.tuhh.de/concept/>, Stand: 2016-04-20 16:00 Uhr.
- [93] Plato, R.: „*Numerische Mathematik kompakt. Grundlagenwissen für Studium und Praxis*“, 4. Auflage, Wiesbaden, Vieweg + Teubner, 2010.
- [94] Schwarz, H. R.; Köckler, N.: „*Numerische Mathematik*“, 8. Auflage, Wiesbaden, Vieweg & Teubner, 2011.
- [95] Obiekezie, C.; Thomas, D.W.P.; Nothofer, A.; Greedy, S.; Arnaut, L. R.; Sewell, P.: „*Optimisation of a Simple Equivalent Dipole Model to Include Edge Effects*“, International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications, Turin, 2013, S. 672–675.
- [96] Samarskiĭ, A. A.; Vabishchevich, P. N.: „*Numerical Methods for Solving Inverse Problems of Mathematical Physics*“, 1. Auflage, Berlin, Walter De Gruyter, 2007.
- [97] Hansen, P. C.: „*Numerical Tools for Analysis and Solution of Fredholm Integral Equations of The First Kind*“, Inverse Problems, 1992, Band 8, S. 849-872.
- [98] Hansen, P. C.: „*The Discrete Picard Condition for Discrete Ill-Posed Problems*“, BIT Numerical Mathematics, 1990, Band 30, S. 658–672.
- [99] Van Loan, C. F.: „*Generalizing the Singular Value Decomposition*“, SIAM Journal on Numerical Analysis, 1976, Band 13, S. 76–83.
- [100] Wiener, N.: „*Time Series*“, 1. Auflage, Cambridge, M.I.T. Press, 1964.
- [101] Hansen, P. C.: „*Analysis of Discrete Ill-Posed Problems by Means of the L-Curve*“, SIAM Review, 1992, Band 34, S. 561–580.
- [102] Hansen, P. C.; O’Leary, D. P.: „*The Use of the L-Curve in the Regularization of Discrete Ill-Posed Problems*“, SIAM Journal on Scientific Computing, 1993, Band 14, S. 1487–1503.
- [103] Kent, J. T.; Mohammadzadeh, M.: „*Global Optimization of the Generalized Cross-Validation Criterion*“, Statistics and Computing, 2000, Band 10, S. 231–236.

-
- [104] Hansen, P. C.: „*Rank-Deficient and Discrete Ill-Posed Problems. Numerical Aspects of Linear Inversion*“, 1. Auflage, Philadelphia, Society for Industrial and Applied Mathematics, 1998.
- [105] Zhenwei, Y.; Mix, J. A.; Sajuyigbe, S.; Slattery, K. P.; Jun, F.: „*An Improved Dipole-Moment Model Based on Near-Field Scanning for Characterizing Near-Field Coupling and Far-Field Radiation From an IC*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2013, Band 55, S. 97–108.
- [106] Streim, H.: „*Heuristische Lösungsverfahren Versuch einer Begriffsklärung*“, Zeitschrift für Operations Research, 1975, Band 19, S. 143–162.
- [107] intel, <http://ark.intel.com/de/products/64596/>, Stand: 2016-10-21 10:10 Uhr.
- [108] Koledintseva, M. Y.; Drewniak, J. L.; Van Doren, T. P.; Pommerenke, D. J.; Cocchini, M.; Hockanson, D. M.: „*Method of Edge Currents for Calculating Mutual External Inductance in a Microstrip Structure*“, Progress in Electromagnetics Research, 2008, Band 80, S. 197–224.
- [109] Jia, J.: „*Current Scan Methods to Predict Radiated Emissions of Automotive Components According to CISPR 25*“, Dortmund, TU Dortmund, Dissertation, 2015.
- [110] Volski, V.; Vandenbosch, G. A. E.: „*Efficient Physical Optics Approximation for the Calculation of Radiation Patterns of Planar Antennas Located on a Finite Ground Plane*“, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2005, Band 53, S. 460–465.
- [111] Lewallen, R. W.: „*Baluns: What They Do and How They Do It*“, ARRL Antenna Compendium, 1985, Band 1, S. 157–164.
- [112] Fan, W.; Lu, A.; Wai, L. L.; Lok, B. K.: „*Mixed-Mode S-Parameter Characterization of Differential Structures*“, Electronics Packaging Technology, Singapur, 2003, S. 533–537.
- [113] TESEQ, <http://www.teseq.com>, Stand: 2016-04-20 17:10 Uhr.

10 Veröffentlichungen

- [114] Jia, J.; Rinas, D.; Frei, S.: „*Predicting the Radiated Emissions of Automotive Systems According to CISPR 25 Using Current Scan Methods*“, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2016, Band 58, S. 409-418.
- [115] Rinas, D.; Niedzwiedz, S.; Jia, J.; Frei, S.: „*Optimization Methods for Equivalent Source Identification and Electromagnetic Model Creation Based on Near-Field Measurements*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, York, 2011, S. 298–303.
- [116] Rinas, D.; Frei, S.: „*Methoden zur Optimierung von Störaussendungsmodellen für Platinenstrukturen auf Basis von Nahfeldmessdaten*“, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, Düsseldorf, 2012, S. 317-324.
- [117] Rinas, D.; Ahl, P.; Frei, S.: „*PCB Current Identification based on Near-Field Measurements using Preconditioning and Regularization*“, Advances in Radio Science, 2016, Band 14, S. 121–127.
- [118] Rinas, D.; Saghir, A.; Frei, S.: „*Identifizierung von dominanten Strompfaden auf Platinen aus Nahfeld-Scan-Daten mittels Störunterdrückung und Layout-Daten*“, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, Düsseldorf, 2016, S. 53–60.
- [119] Chen, Z.; Rinas, D.; Frei, S.: „*Determination of Radiation Models Based on Measured Electromagnetic Field Distribution*“, ASIM Tagung, Stralsund, 2015.
- [120] Rinas, D.; Zeichner, A.; Frei, S.: „*Korrekturverfahren für Feld-Scan-Daten zur Bestimmung des elektromagnetischen Feldes in einer realen Messumgebung*“, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, Düsseldorf, 2014, S. 107–114.
- [121] Jia, J.; Zeichner, A.; Rinas, D.; Frei, S.: „*Anwendung von alternativen Verfahren zur Vorhersage von EMV Antennenmessergebnissen nach CISPR-25*“, Internationale Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit, Düsseldorf, 2014, S. 188–195.
- [122] Jia, J.; Rinas, D.; Frei, S.: „*An Alternative Method for Measurement of Radiated Emission According to CISPR-25*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Brügge, 2013, S. 304–309.
- [123] Rinas, D.; Zeichner, A.; Frei, S.: „*Measurement Environment Influence Compensation to Reproduce Anechoic Chamber Measurements with Near Field Scanning*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Brügge, 2013, S. 705–710.

- [124] Rinas, D.; Jia, J.; Frei, S.: „*Substituting EMC Emission Measurement by Field and Cable Scan Method using Measured Transfer Function*“, Advances in Radio Science, 2013, Band 11, S. 183–188.
- [125] Jia, J.; Rinas, D.; Frei, S.: „*Prediction of Radiated Fields from Cable Bundles based on Current Distribution Measurements*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Rom, 2012, S. 1–7.
- [126] Rinas, D.; Frei, S.: „*Two Methods for Transmission Line Simulation Model Creation based on Time Domain Measurements*“, Advances in Radio Science, 2011, Band 9, S. 117–121.
- [127] Rinas, D.; Niedzwiedz, S.; Frei, S.: „*Far Field Estimations and Simulation Model Creation from Cable Bundle Scans*“, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Breslau, 2010, S. 203–208.

11 Betreute Abschlussarbeiten

- [128] Zeichner, A.: *„Substitution von EMV-Antennenmessungen durch Nahfeld-Scanning unter Berücksichtigung realer Messumgebungen“*, Dortmund, Technische Universität Dortmund, Masterarbeit, 2013.
- [129] Ahl, P.: *„Erstellung von elektromagnetischen Verhaltensmodellen aus Nahfeldmessungen zur Ermittlung von dominanten Strompfaden auf Leiterplatten“*, Dortmund, Technische Universität Dortmund, Masterarbeit, 2015.
- [130] Niedzwiedz, S.: *„Konzeptionierung und Implementierung einer objekt-orientierten Ansteuerungs- und Auswertesoftware zur Bestimmung der Störaussendung von Kfz-Elektroniksystemen“*, Dortmund, Technische Universität Dortmund, Diplomarbeit, 2010.
- [131] Mansouri, M.: *„Entwicklung und Untersuchung von Feldsonden für elektromagnetische Nahfeldmessungen“*, Dortmund, Technische Universität Dortmund, Bachelorarbeit, 2012.
- [132] Loose, O.: *„Entwicklung eines Algorithmus zur Berechnung elektromagnetischer Feldkomponenten auf Basis des Plane Wave Spectrum“*, Dortmund, Technische Universität Dortmund, Studienarbeit, 2012.
- [133] Ketcha, T.: *„Entwicklung und Aufbau einer Positioniereinheit für Feld- und Kabelscans“*, Dortmund, Technische Universität Dortmund, Studienarbeit, 2012.
- [134] Barri, A.: *„Optimierung eines Positioniersystems zur Messung des elektromagnetischen Nahfelds von nicht-planaren Strukturen“*, Dortmund, Technische Universität Dortmund, Bachelorarbeit, 2013.
- [135] Akgün, F.: *„Entwicklung und Untersuchung einer Mehrkomponentensonde zur Optimierung von Feld-Scan-Verfahren“*, Dortmund, Technische Universität Dortmund, Bachelorarbeit, 2013.

12 Anhang

12.1 zu Kapitel 2.2.5.2 Metallische Grenzflächen und Spiegelströme

Berechnung der elektrischen Feldkomponenten eines Dipol-Tripels oberhalb einer metallischen Grenzfläche:

$$E^z(r) = \tilde{I}_z \left[\begin{array}{c} \psi_2(r, r')(x' - x)(z - z') \\ \psi_2(r, r')(y' - y)(z - z') \\ \psi_2(r, r')[(x' - x)^2 + (y' - y)^2] + 2\psi_1(r, r') \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \psi_2(r, r_s')(x_s' - x)(z - z_s') \\ \psi_2(r, r_s')(y_s' - y)(z - z_s') \\ \psi_2(r, r_s')[(x_s' - x)^2 + (y_s' - y)^2] + 2\psi_1(r, r_s') \end{array} \right] \quad (12-1)$$

$$E^x(r) = \tilde{I}_x \left[\begin{array}{c} \psi_2(r, r')[(y' - y)^2 + (z' - z)^2] + 2\psi_1(r, r') \\ \psi_2(r, r')(x' - x)(y - y') \\ \psi_2(r, r')(x' - x)(z - z') \end{array} \right] - \left[\begin{array}{c} \psi_2(r, r_s')[(y_s' - y)^2 + (z_s' - z)^2] + 2\psi_1(r, r_s') \\ \psi_2(r, r_s')(x_s' - x)(y - y_s') \\ \psi_2(r, r_s')(x_s' - x)(z - z_s') \end{array} \right] \quad (12-2)$$

$$E^y(r) = \tilde{I}_y \left[\begin{array}{c} \psi_2(r, r')(x' - x)(y - y') \\ \psi_2(r, r')[(x' - x)^2 + (z' - z)^2] + 2\psi_1(r, r') \\ \psi_2(r, r')(y' - y)(z - z') \end{array} \right] - \tilde{I}_y \left[\begin{array}{c} \psi_2(r, r_s')(x' - x)(y - y') \\ \psi_2(r, r_s')[(x_s' - x)^2 + (z_s' - z)^2] + 2\psi_1(r, r_s') \\ \psi_2(r, r_s')(y_s' - y)(z - z_s') \end{array} \right] \quad (12-3)$$

12.2 Steuer- und Analysesoftware

Innerhalb dieser Arbeit wurde eine Software entworfen, die Ansteuerung, Synchronisation, Messdatenaufnahme, Nachverarbeitung und Analyse automatisiert durchführt (Abbildung 133). Die Schnittstellen wurden weitestgehend flexibel entworfen, so dass verschiedene Positioniersysteme, Signalquellen und Zeit-/Frequenzbereichsmessgeräte gesteuert werden können. Darüber hinaus wird eine Datenverarbeitung

durchgeführt, die beispielsweise eine Zeit-/Frequenzbereichstransformation (Kapitel 2.4) und Kompensation der Messeinrichtung (Kapitel 3.5) enthält. Die Messpunkte lassen sich anhand verschiedener Konfigurationen definieren (Ebenenscan, Volumenscan, Pfadscan, freie Koordinaten). Zudem ist mit Hilfe der aufgenommenen Messdaten eine sofortige Bestimmung von Strom- und Abstrahlmodellen sowie die Durchführung von Nah- und Fernfeldberechnungen möglich.

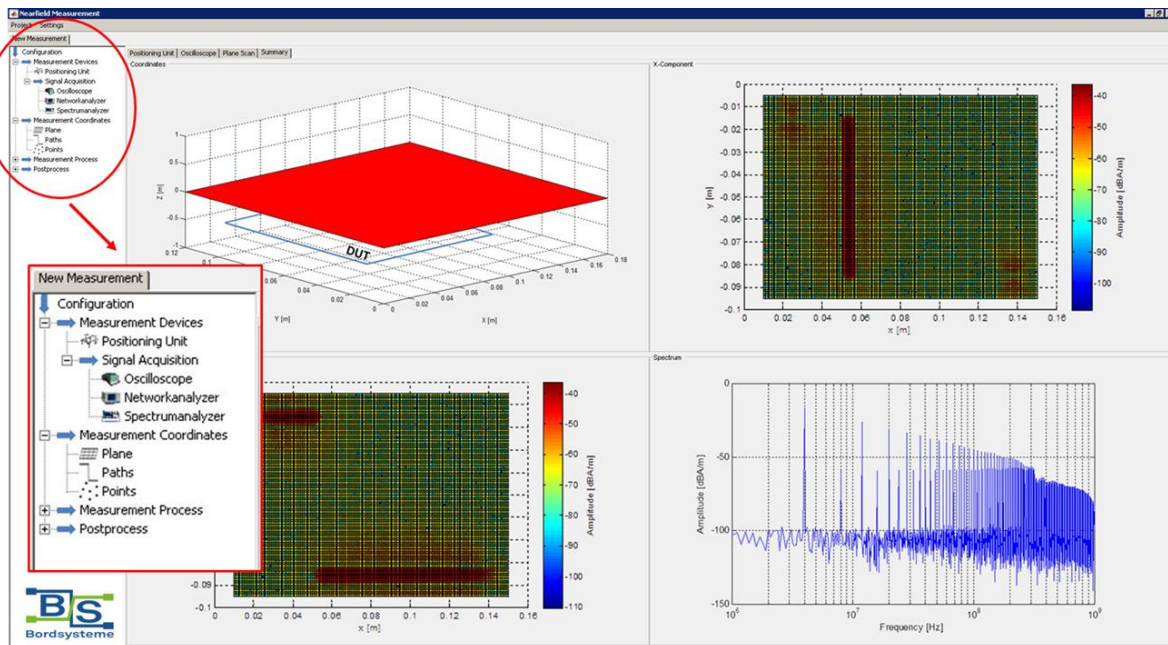


Abbildung 133: Steuer- und Analysesoftware

12.3 zu Kapitel 5.3.1 Rundleiter über Massefläche

Zusammen mit der Beziehung zwischen dem magnetischen Feld H und der Sonden-
spannung U_S

$$H = T_S \cdot U_S \quad (12-4)$$

und der Beziehung zwischen dem Quellenstrom I_e und dem Magnetfeld H

$$I_e = K^{-1} \cdot H \quad (12-5)$$

resultieren die Korrekturfunktionen $T_{x/y/z,nm}^{x/z}$ zwischen den Antennenspannungen $U_{ant,x/y/z,nm}^{x/z}$ und den Quellenströmen $I_{e,x/y/z,nm}^{x/z}$ zu:

$$\underline{T}_{x,nm}^x = \frac{U_{ant,x,nm}^x}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{x,nm}^x} \quad (12-6)$$

$$\underline{T}_{y,nm}^x = \frac{U_{ant,y,nm}^x}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{y,nm}^x} \quad (12-7)$$

$$\underline{T}_{z,nm}^x = \frac{U_{ant,z,nm}^x}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{z,nm}^x} \quad (12-8)$$

$$\underline{T}_{x,nm}^z = \frac{U_{ant,y,nm}^z}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{x,nm}^z} \quad (12-9)$$

$$\underline{T}_{y,nm}^z = \frac{U_{ant,y,nm}^z}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{y,nm}^z} \quad (12-10)$$

$$\underline{T}_{z,nm}^z = \frac{U_{ant,y,nm}^z}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{z,nm}^z} \quad (12-11)$$

Für die gesamte Antennenspannung in horizontaler und in vertikaler Polarisation ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} U_{ant}^{x,z} &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M T_{x,nm}^{x,z}(T_S \dots) I_{ex,nm}(1/T_S \dots) + T_{z,nm}^{x,z}(T_S \dots) I_{ez,nm}(1/T_S \dots) \\ &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{U_{ant,x,nm}^x}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{x,nm}^x} [K_{modell}^{-1} \cdot T_S \cdot U_{modell,S}]_{x,nm}^x \\ &\quad + \frac{U_{ant,y,nm}^x}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{y,nm}^x} [K_{modell}^{-1} \cdot T_S \cdot U_{modell,S}]_{y,nm}^x \\ &\quad + \frac{U_{ant,z,nm}^x}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{z,nm}^x} [K_{modell}^{-1} \cdot T_S \cdot U_{modell,S}]_{z,nm}^x \\ &\quad + \frac{U_{ant,x,nm}^z}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{x,nm}^z} [K_{modell}^{-1} \cdot T_S \cdot U_{modell,S}]_{x,nm}^z \\ &\quad + \frac{U_{ant,y,nm}^z}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{y,nm}^z} [K_{modell}^{-1} \cdot T_S \cdot U_{modell,S}]_{y,nm}^z \\ &\quad + \frac{U_{ant,z,nm}^z}{[K^{-1} \cdot T_S \cdot U_S]_{z,nm}^z} [K_{modell}^{-1} \cdot T_S \cdot U_{modell,S}]_{z,nm}^z \end{aligned} \quad (12-12)$$