

**ÜBERTRAGUNGSEIGENSCHAFTEN VON STOSSSPANNUNGSMESSKREISEN
UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DES TRANSIENTEN STRAHLUNGSFELDES**

Von der Fakultät für Elektrotechnik
der Universität (TH) Fridericiana Karlsruhe
genehmigte

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs

von

Diplom-Ingenieur

Hubert Bellm

aus Heidelberg

Referent: Prof. Dr.-Ing. A. Schwab

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. D. Mlynski

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Dezember 1981

Die vorliegende Dissertation entstand am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Anlagen der Universität (TH) Karlsruhe.

Mein aufrichtiger Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. A. Schwab für die Aufgabenstellung sowie für zahlreiche Diskussionen und wertvolle Hinweise, die wesentlich zum Gelingen der Arbeit beitrugen.

Ferner danke ich dem Emeritus des Instituts, Herrn Professor Dr.-Ing. H. Lau, für sein uneingeschränktes Interesse und die stete Unterstützung der Arbeit.

Herrn Professor Dr.-Ing. D. Mlynski danke ich für die Übernahme des Korreferats und das fachliche Interesse an der Problematik.

Nicht zuletzt gilt mein Dank der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die gewährte finanzielle Unterstützung.

ZUSAMMENFASSUNG

Die Übertragungseigenschaften räumlich ausgedehnter Stoßspannungsmeßkreise werden bisher mit Hilfe der Vierpoltheorie beschrieben. Häufig zeigt die Sprungantwort des Meßsystems jedoch Verzerrungen, die auf das transiente Strahlungsfeld der Teilerzuleitung zurückzuführen sind. Auswirkungen dieses nichtstationären elektromagnetischen Feldes sind im herkömmlichen Vierpolersatzschaltbild des Meßkreises nicht enthalten.

Gegenstand vorliegender Arbeit ist zunächst die Ermittlung des transienten Strahlungsfeldes üblicher Leitergebilde der Stoßspannungstechnik. Eine Annäherung zylindrischer Stäbe durch schlanke Kegelleiter ermöglicht hierbei die Darstellung des Feldverlaufs durch Superposition verzerrungsfreier Kugelwellen. An die Stelle der üblichen Berechnung im Frequenzbereich tritt eine anschauliche Beschreibung des transienten Vorgangs durch Stromwellen entsprechend einer Erweiterung der Wanderwellentheorie auf dreidimensionale Leiteranordnungen.

Nach der Behandlung des Strahlungsfeldes folgen mit Blick auf den Stoßspannungsmeßkreis grundlegende Gedanken zur Ableitung von Ersatzschaltbildern aus quasistationären und nichtquasistationären elektromagnetischen Feldern. Die anschaulich dargestellten Zusammenhänge erleichtern auch außerhalb der Stoßspannungstechnik das Verständnis für Probleme der Elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV).

Entwicklung und Überprüfung der erarbeiteten Modellvorstellungen erfolgten experimentell an maßstäblich verkleinerten Nachbildungen von Stoßspannungsmeßkreisen. Diese Untersuchungen nehmen in der Arbeit einen breiten Raum ein.

Der letzte Teil der Arbeit ist schließlich einer mathematischen Darstellung der zuvor anschaulich geschilderten Zusammenhänge vorbehalten.

INHALT

1.	EINLEITUNG	
1.1	STAND DER STOSSSPANNUNGSMESSTECHNIK	5
1.1.1	Sprungantwortmesskreis	6
1.1.2	Teilerzuleitung und Dämpfungswiderstand	8
1.1.3	Hoch- und Niederspannungsteil des Stossspannungsteilers	11
1.1.4	Feldtheoretische Betrachtung des Stossspannungsmesskreises	15
2.	ANSCHAULICHE BESCHREIBUNG TRANSIENTER STRAHLUNGSFELDER	
2.1	TRANSIENTE ELEKTROMAGNETISCHE WELLEN (EMW)	17
2.1.1	Definition der Wellenflächen	20
2.1.2	Gleichungen der verzerrungsfreien EMW	22
2.1.3	Definition des Anstiegsbereiches r_a verzerrungsfreier EMW	23
2.2	AUSBREITUNG TRANSIENTER EMW IN LEITERANORDNUNGEN	25
2.2.1	Ausbreitung, Streuung und Abstrahlung freier EMW	26
2.2.2	Ausbreitung und Streuung gebundener EMW	29
2.2.3	Ausbreitung und Streuung geführter EMW	30
2.3	VERKNÖPFUNG TRANSIENTER EMW MIT SPANNUNGEN UND STRÖMEN	33
2.3.1	Randbedingungen an der Leiteroberfläche	33
2.3.2	Spannungs- und Strombegriff bei verzerrungsfreien EMW	35
2.3.3	Definition des "Transienten Elementardipols" (TED)	36
2.3.4	Streuung gebundener und geführter EMW	38
2.3.5	Streuung freier EMW an stabförmigen Leitern	40
2.3.6	Streuung freier EMW an ebenen Leitern	41
3.	STOSSSPANNUNGSMESSKREIS UND EMW	
3.1	ERMITTLUNG DES TRANSIENTEN ELEKTROMAGNETISCHEN FELDES TYPISCHER LEITERGEBILDE DER STOSSSPANNUNGSMESSTECHNIK	43
3.1.1	Approximation verzerrter EMW am zylindrischen Stab durch verzerrungsfreie EMW am schlanken Kegelleiter	44
3.1.2	Aktiver Vertikalstab	49

3.1.3 Aktiver geknickter Vertikalstab (Rechteckmesskreis)	55
3.1.4 Passiver Vertikalstab	60
3.2 ERSATZSCHALTBILDER UND IHRE HERLEITUNG AUS DEM FELD	66
3.2.1 Quasistationäre Zustände	67
3.2.2 Leitungstheorie	73
3.2.3 Kettenleiter	75
3.2.4 Beschreibung elektromagnetischer Beeinflussungen	77
3.2.5 Aktiver Vertikalstab	82
3.2.6 Passiver Vertikalstab	85
3.2.7 Stossspannungsteiler	90
3.3 EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN AN MODELL-STOSS- SPANNUNGSKREISEN	93
3.3.1 Versuchsanordnung	94
3.3.2 Transientes Feld des aktiven Vertikalstabs	95
3.3.3 Transientes Feld des aktiven geknickten Vertikalstabs	104
3.3.4 Verzerrung der EMW am aktiven Vertikalstab	107
3.3.5 Erzeugung Ebener Wellen	110
3.3.6 Streuvorgang der Ebenen Welle	113
3.3.7 Streuung der Kugelwelle	122
3.3.8 Herkömmliche Sprungantwortmessungen	131
3.4 GERÄTE ZUR VERBESSERUNG DER GENAUIGKEIT VON STOSSPANNUNGSMESSUNGEN	135
3.4.1 Impulsgenerator mit verteilten Quellen	135
3.4.2 Räumlich ausgedehnter Stossspannungsteiler hoher Bandbreite	142
4. MATHEMATISCHE BESCHREIBUNG TRANSIENTER STRAHLUNGSFELDER	
4.1 RETARDIERTE POTENTIALE UND WELLENFLÄCHEN	148
4.1.1 Elektromagnetisches Feld der Zweidrahtleitung	152
4.1.2 Elektromagnetisches Feld des vertikal gestreckten TED	159
4.1.3 Elektromagnetisches Feld geknickter und horizontal gestreckter TED	164
4.2 ELEKTROMAGNETISCHES FELD UND GESAMTSTROM INFINITESIMAL VERTEILTEN GESTRECKTER TED	171

4.3	NÄHERUNGSLÖSUNG DER INTEGRALGLEICHUNG FÜR DEN STREUVORGANG EBENER WELLEN AM UNENDLICH LANGEN STAB	178
4.4	BERECHNUNG DER ELEMENTE DES KETTENLEITERERSATZ-SCHALTBILDES FÜR DEN VERTIKALSTAB	182
5.	SCHRIFTTUM	185
6.	ANHANG	190
6.1	FORMELZEICHEN	190
6.2	PROGRAMME ZUR NUMERISCHEN AUSWERTUNG	192

1. EINLEITUNG

1.1 STAND DER STOSSSPANNUNGSMESSTECHNIK

Komponenten elektrischer Anlagen der Energieverteilung werden auf ihre Widerstandsfähigkeit gegen Überspannungen u.a. mit vollen oder abgeschnittenen Blitzstoßspannungen geprüft. Die Scheitelwerte dieser Spannungen sind möglichst genau zu bestimmen, da einerseits kein Durchschlag provoziert werden soll, andererseits kein Gerät eine Prüfung bestehen darf, das sich hinterher im Netz als fehlerhaft erweist.

Gemessen wird im allgemeinen mit speziellen Stoßspannungsszilloskopen oder Speichervoltmetern hoher elektromagnetischer Verträglichkeit. Die Spannung am Prüfling wird mit einem Stoßspannungsteiler geteilt und über ein Koaxialkabel zur Niederspannungsmeßeinrichtung übertragen. Ein typischer Stoßspannungsprüfkreis ist in Bild 1 skizziert.

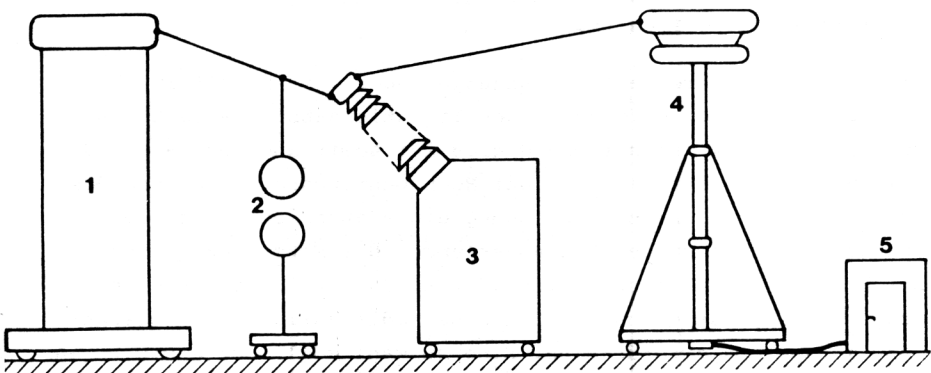


Bild 1: Typischer Stoßspannungsprüfkreis

- 1 Stoßspannungsgenerator, 2 Abschneidefunkenstrecke (nur für abgeschnittene Stoßspannungen), 3 Prüfling, 4 Stoßspannungsteiler, 5 Schirmkabine mit Niederspannungsmeßeinrichtung

Um ausreichende Meßgenauigkeit über längere Zeiträume zu gewährleisten, ist in regelmäßigen Abständen eine Überprüfung erforderlich, bei der gegebenenfalls neben dem Maßstabsfaktor auch das Übertragungsverhalten des Meßsystems zu ermitteln ist.

Wegen der unzureichenden hochfrequenten Übertragungseigenschaften derzeitiger Stoßspannungsmesssysteme bedürfen die gemessenen Scheitelwerte insbesondere in der Stirn abgeschnittener Stoßspannungen einer Korrektur. Letztere ermittelt man im Zeitbereich anhand einer experimentell aufgenommenen Sprungantwort des Meßsystems /1/.

Statt aus stark verzerrten Sprungantworten fragwürdige Korrekturfaktoren herzuleiten, ist es erstrebenswerter, die Übertragungseigenschaften der Stoßspannungsmesssysteme so zu verbessern, daß eine Korrektur gemessener Scheitelwerte entbehrlich wird. Hierzu bedarf es noch der Klärung grundlegender Mechanismen des transienten Vorgangs im Meßkreis, die Gegenstand vorliegender Arbeit ist. Zunächst wird in den folgenden Abschnitten der derzeitige Kenntnisstand in der Stoßspannungsmesstechnik geschildert, wobei besonderes Augenmerk z.Zt. noch unbefriedigenden Beschreibungsformalismen gilt.

1.1.1 Sprungantwortmesskreis

Stoßspannungsmesskreise für Spannungen über 1 MV Scheitelwert besitzen wegen der erforderlichen Isolationsabstände Bauhöhen von 2,5 - 4 m/MV. Entsprechend groß ist somit auch der Abstand zwischen der Teilerzuleitung auf Hochspannungspotential und dem Erdfächenleiter. Da zur Erzeugung eines ausreichend steilen Spannungssprungs an den Eingangsklemmen des Meßsystems bisher nur kompakte Impulsgeneratoren oder kleine Funkenstrecken in Frage kommen, ist grundsätzlich eine Modifikation des Stoßspannungsmesssystems erforderlich. Eine Auswahl möglicher Anordnungen und typische Oszillogramme zeigt Bild 2.

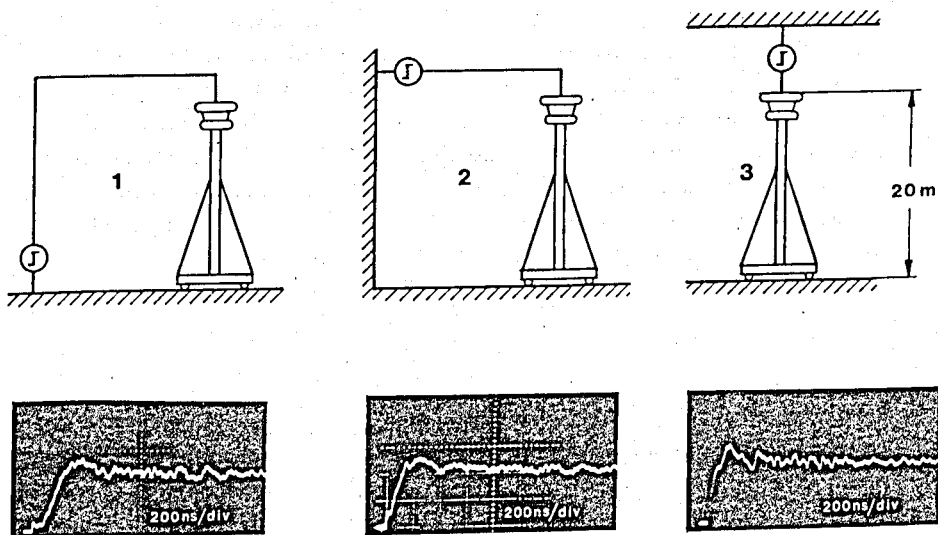


Bild 2: Verschiedene Anordnungen zur Aufnahme der Sprungantwort des modifizierten Stoßspannungsmesssystems und zugehörige typische Oszillogramme eines 6 MV Teilers nach /3/

- 1 Rechteckmeßkreis
- 2 Horizontalmeßkreis
- 3 Vertikalmeßkreis

Die Anstiegszeit des an die Eingangsklemmen des modifizierten Meßsystems gelegten Spannungssprungs von ca 1-10 ns ist bedeutend kleiner als die sich aus der Lichtgeschwindigkeit ergebenden Signallaufzeiten im Meßkreis. Da die mit den schnellveränderlichen Signalen verknüpften elektromagnetischen Felder sich teils leitungsgebunden, teils frei ausbreiten, entstehen im Anstieg des am Niederspannungsteil gemessenen Signals Verzerrungen. Beispielsweise zeigen die Oszillogramme in Bild 2 Sprungantworten eines 6 MV - Teilers mit von der Zuleitungsführung abhängigen Verzerrungen im Signalanstieg /2/, /3/.

Die aus der Sprungantwort des modifizierten Meßsystems abgeleitete Korrektur des gemessenen Scheitelwertes soll den tatsächlichen Meßfehler einer Stoßspannungsmessung möglichst genau aufheben. Daher wird dringend empfohlen das Stoßspannungsmesssystem zur Erfassung der Sprungantwort so wenig wie möglich zu modifizieren /1/. Dieser Forderung kommt der Rechteckmeßkreis, Anordnung 1 in Bild 2, am nächsten.

Trotz Kenntnis der von der Leitungsführung im Sprungantwortmeßkreis abhängigen Signalverzerrungen war bisher keine befriedigende Beschreibung der gegenseitigen Kopplung von Stoßspannungsteiler und Zuleitung möglich. Selbst neueste zusammenfassende Darstellungen der Stoßspannungsmeßtechnik /3/ verbleiben bei der herkömmlichen Aufteilung des Meßsystems in die Komponenten "Teilerzuleitung", "Stoßspannungsteiler" und Dämpfungswiderstand", die jeweils an zwei Klemmen miteinander verbunden sind, Bild 3.

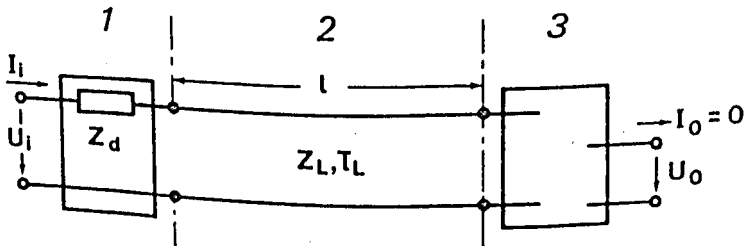


Bild 3: Betrachtung eines Stoßspannungsmeßsystems als "3-Komponenten-System"
1 Dämpfungswiderstand
2 Teilerzuleitung
3 Stoßspannungsteiler mit angeschlossenem Meßkabel

Erst die grob vereinfachende Aufteilung des Stoßspannungsmeßsystems nach Bild 3 ermöglicht die Anwendung der Vierpoltheorie zur Berechnung des Übertragungsverhaltens.

1.1.2 Teilerzuleitung und Dämpfungswiderstand

Während der Entwicklung zu höheren Übertragungsspannungen und den damit verbundenen wachsenden Abmessungen der Stoßspannungsprüfkreise, wurde bei gleichbleibenden Zeitparametern bald ein Punkt erreicht, an dem das bis dahin übliche konzentrierte Ersatzschaltbild des Stoßspannungsmeßkreises zur Beschreibung seines Übertragungsverhaltens nicht mehr ausreichte. Die experi-

mentell ermittelte Sprungantwort des Meßsystems zeigte Verzerrungen, die große Ähnlichkeit mit mehrfachen Wanderwellenreflexionen auf Leitungen aufwies. Diese sogenannten "Wanderwellenschwingungen" wurden zunächst ausschließlich der Zuleitung des Teilers zugeschrieben.

Mangels besserer Beschreibungsmöglichkeiten wird bis heute die Leitungstheorie zur Behandlung des Übertragungsverhaltens der Teilerzuleitung herangezogen, obwohl zahlreiche Voraussetzungen zu ihrer Anwendung (nichtparallele Führung von Hin- und Rückleiter, Leiterabstand etwa gleich der Leitungslänge, usw.) nicht erfüllt sind. Selbst die vertikale und horizontale Leiterführung des Rechteckmeßkreises wird wie eine homogene Leitung behandelt, obwohl die Geometrie der Anordnung keine Ausbreitung von transversalen Leitungswellen zuläßt. Aus der fragwürdigen Anwendung der Leitungstheorie abgeleitete Parameter sollen dann eine Rückrechnung auf das Übertragungsverhalten des unmodifizierten Meßsystems erlauben /1/, /3/. Dieses Verfahren erscheint zweifelhaft.

In Bezug auf den Dämpfungswiderstand ist eine ähnliche historische Entwicklung des Erkenntnisstandes wie bei der Teilerzuleitung zu verzeichnen. Bei den noch als konzentriert zu behandelnden Kreisen der Stoßspannungsprüftechnik für Scheitelwerte unter 1 MV diente der Dämpfungswiderstand lediglich zur Dämpfung der relativ niederfrequenten Eigenschwingungen des Meßkreises bei kapazitiven Teilern. Unter diesem Gesichtspunkt ist die Position des Dämpfungswiderstands im Kreis ohne Bedeutung, wichtig ist nur, daß die Sprungantwort des Meßsystems mit dem gleichen Widerstand aufgenommen wird, mit dem danach die Messung der Stoßspannung erfolgt.

Mit wachsenden Kreisabmessungen kommt dem Dämpfungswiderstand noch die zusätzliche Aufgabe der reflexionsfreien Absorption von Wanderwellen zu. Bei dieser Funktion ist jedoch seine Position innerhalb des Stoßspannungsmeßkreises von Bedeutung, denn als konzentriertes Bauelement ist der Widerstand an dem Ende der Teilerzuleitung anzuordnen, an dem eine möglichst niedrige Impedanz für die ankommenden Wanderwellen wirksam ist. Dies wird

bei ausreichend hoher und konzentriert wirkender Prüflingskapazität der Anfang der Teilerzuleitung sein. Bei hochimpedanten oder räumlich ausgedehnten Prüflingen jedoch, kann der Widerstand nur vor einer eventuellen Schirmhaube des Stoßspannungsteilers angeordnet werden. In dieser Position wird i.a. keine vollständige Absorption der ankommenden Wanderwellen möglich sein, da die aus der Haubenkapazität und dem zweifachen Wellenwiderstand der Zuleitung gebildete Zeitkonstante in den meisten Fällen zu klein ist.

Eine heute weit verbreitete Variante stellt die Integration des Dämpfungswiderstandes in die Säule eines kapazitiven Teilers dar (gedämpft - kapazitiver Teiler s. Abschnitt 1.1.3). Damit läßt sich die Hochspannungsfestigkeit des Widerstands auf kostengünstige Weise erreichen. Auch wird der Aufbau eines Stoßspannungsmeßkreises vereinfacht. Eine Absorption von Wanderwellenschwingungen auf der Teilerzuleitung ist jedoch bei dieser Bauweise nicht mehr möglich, da die Haubenkapazität des Stoßspannungsteilers dem Dämpfungswiderstand in der Teilersäule parallel liegt.

Die vorstehenden Betrachtungen zur Absorption von Wanderwellen durch den Dämpfungswiderstand setzen die Gültigkeit des Schemas Bild 3 voraus, bei dem außer über die Klemmen der einzelnen Komponenten keine weitere Wechselwirkung zwischen Teilersäule und Zuleitung berücksichtigt ist. Durch die in der physikalischen Realität jedoch bestehende Beeinflussung wird der Dämpfungswiderstand je nach seiner Position überbrückt, so daß seine Funktion mit Ausnahme der Dämpfung niederfrequenter Schwingungen in Frage gestellt ist.

1.1.3 Hoch- und Niederspannungsteil des Stossspannungsteilers

Wiederum von der historischen Entwicklung ausgehend, wird im folgenden Abschnitt der derzeitige Kenntnisstand zum Stoßspannungsteiler geschildert. Hierbei hat sich eine getrennte Behandlung von Hoch- und Niederspannungsteil als zweckmäßig erwiesen. Denn die Eigenschaften des Hochspannungsteils ändern sich wegen der mit der Spannungsfestigkeit wachsenden Bauhöhe erheblich, während die Abmessungen des Niederspannungsteils und damit auch seine Eigenschaften nahezu unabhängig vom Isolationspegel des Teilers sind. Mit wachsender Spannungshöhe wird üblicherweise nicht die Spannung am Niederspannungsteil, sondern das Teilerverhältnis erhöht.

Bei Sprungantwortmessungen in ausgedehnten Kreisen auftretende Signalverzerrungen wurden im Lauf der Entwicklung zunächst als Wanderwellenschwingungen auf der Teilerzuleitung gedeutet, d.h. der Stoßspannungsteiler wurde weiterhin durch ein konzentriertes Ersatzschaltbild beschrieben. Verschiedene Untersuchungen bewiesen dann, daß auch bei fehlender Zuleitung noch Signalverzerrungen auftreten, die nur mit Wanderwellenschwingungen auf der Säule des Stoßspannungsteilers zu erklären sind. Nach heutigem Erkenntnisstand ist somit der Hochspannungsteil des Teilers ähnlich wie die Teilerzuleitung als System mit verteilten Parametern zu behandeln.

Zur Erreichung der erforderlichen Spannungsfestigkeit besteht der Hochspannungsteil i.a. aus einer Serienschaltung vieler gleichartiger Bauelemente. Jedes hat für sich betrachtet parasitäre Eigenschaften, die sich durch eine Serieninduktivität L_S und eine Parallelkapazität C_S beschreiben lassen, Bild 4.

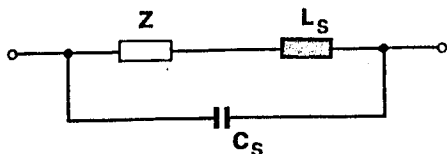


Bild 4: Ersatzschaltbild eines physikalischen Bauelements Z

Ordnet man nun noch jedem Bauelement eine Erdstreuimpedanz zu, so läßt sich der Stoßspannungsteiler durch ein Kettenleiterersatzschaltbild beschreiben, Bild 5.

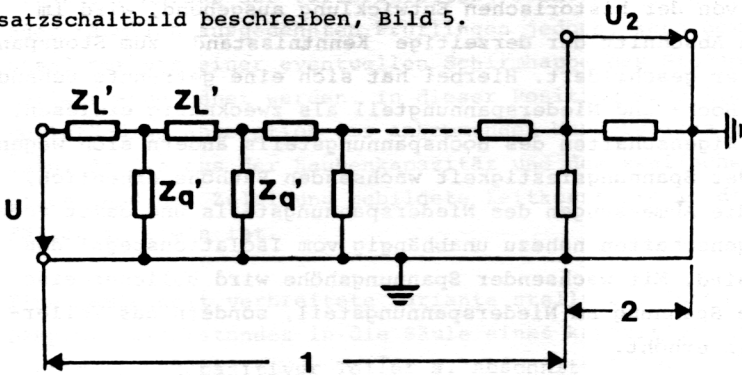


Bild 5: Kettenleiterersatzschaltbild eines Stoßspannungsteilers
 1 Hochspannungsteil
 2 Niederspannungsteil

In Bild 5 besteht die Längsimpedanz Z'_L aus dem Ersatzschaltbild des Bauelements einschließlich seiner parasitären Eigenschaften. Die Querimpedanzen Z'_q sind die Erdstreuimpedanzen. Das Niederspannungsteil bildet die Abschlußimpedanz am Ende des Kettenleiters. Letzteres kann auch, wie in Bild 5 angedeutet, als Kettenglied aufgefaßt werden, dann ist der Kettenleiter am niederspannungsseitigen Ende kurzgeschlossen. In der Praxis unterscheiden sich jedoch Konstruktion und Eigenschaften des Niederspannungsteils meist wesentlich von denen eines Teilelements des Hochspannungsteils, so daß sich als zweckmäßig erwiesen hat, das Niederspannungsteil quasi als Meßimpedanz für den durch den Hochspannungsteil eingeprägten Strom aufzufassen. Während beim Hochspannungsteil die Spannungsfestigkeit wichtiges Ziel ist, gilt es beim Niederspannungsteil eine geringere Eigeninduktivität zu erreichen. Dies begründet sich in der nach heutigem Kenntnisstand parasitären Verzerrung der Sprungantwort durch den induktiven Anteil des Spannungsabfalls am Niederspannungsteil.

Verbreitete Teilerbauarten für die Messung von Stoßspannungen über 1 MV sind z. Zt. niederohmige Widerstandsteiler und gedämpft kapazitive Teiler. Derzeit gültige Kettenleiterersatzschaltbilder für diese Teilertypen zeigen die Bilder 6 und 7.

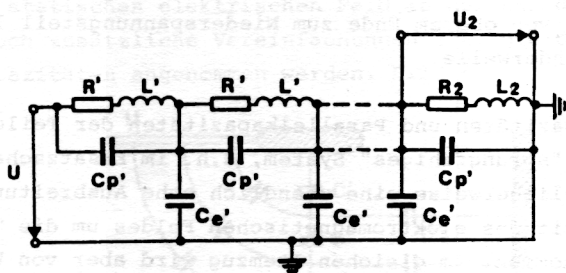


Bild 6: Kettenleiterersatzschaltbild eines Widerstandsteilers nach heutigem Kenntnisstand /3/

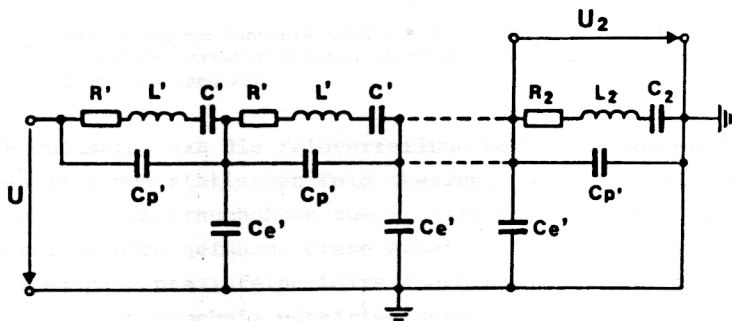
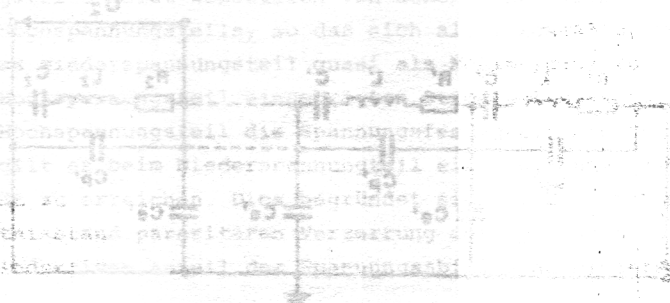


Bild 7: Kettenleiterersatzschaltbild eines gedämpft-kapazitiven Teilers nach heutigem Kenntnisstand /3/

Die vorstehend gezeigten Teilerersatzschaltbilder sind aus mehreren Gründen unbefriedigend:

1. Die Kettenleiterersatzschaltbilder widersprechen der physikalischen Anschauung eines Spannungs- "Teilers". Während in der Realität die Stoßspannung parallel zur Teilersäule zwischen oberem und unterem Ende des Hochspannungsteils anliegt, unterstellt das Ersatzschaltbild eine in Längsrichtung der Teilersäule von oberem Ende zum Niederspannungsteil laufende Spannungswanderwelle.
2. Erdstreukapazitäten und Parallelkapazitäten der Teilersäule bilden ein "sprungfähiges" System, d.h. im Ersatzschaltbild wird fälschlicherweise eine unendlich hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektromagnetischen Feldes um die Teilersäule angenommen. Im gleichen Atemzug wird aber von Wanderwellen gesprochen, die sich mit endlicher Geschwindigkeit längs der Teilersäule ausbreiten.
3. Aus experimentellen Untersuchungen bekannte Beeinflussungen zwischen der Teilerzuleitung und der Teilersäule (s. Bild 2) sind im Kettenleiterersatzschaltbild nicht berücksichtigt.



1.1.4 Feldtheoretische Betrachtung des Stoßspannungsmesskreises

Hauptursache der mangelhaften Beschreibungsmöglichkeiten für den Stoßspannungsmeßkreis ist die Unkenntnis des mit einem Spannungssprung an den Eingangsklemmen des Meßsystems verknüpften transienten elektromagnetischen Feldes. Bis heute ist es daher üblich Streukapazitäten des Stoßspannungsteilers und seiner Zuleitung aus dem statischen elektrischen Feld in der Anordnung abzuleiten, wobei noch zusätzliche Vereinfachungen z.B. gleichverteilte Erdstreukapazitäten angenommen werden, Bild 8.

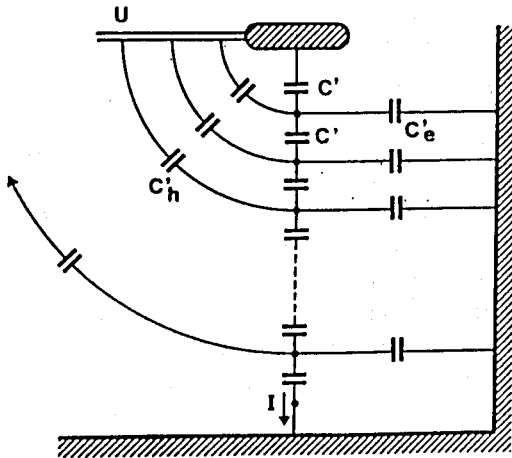


Bild 8: Nach heutigem Kenntnisstand aus dem statischen elektrischen Feld abgeleitete Streukapazitäten eines Stoßspannungsteilers und seiner Zuleitung nach /3/

Im Bewußtsein, daß die Feldverteilung beim transienten Vorgang wesentlich vom statischen Feld abweicht, werden bereits seit geraumer Zeit Untersuchungen zum transienten Feld des Stoßspannungsmeßkreises durchgeführt. Diese Arbeiten beschränken sich jedoch auf spezielle praxisferne Leiteranordnungen /4/-/6/ oder sind in Ansatz und Ergebnis unbefriedigend /7/, /8/. In einer neueren Arbeit /9/ wird eine aus der Antennentheorie bekannte Methode /10/ auf praktische Anordnungen der Hochspannungstechnik angewandt. Aufgrund der eingesetzten numerischen Lösungsmethoden im Frequenzbereich und anschließender Fouriertransformation in den Zeitbe-

reich können die dieser Arbeit zugrundeliegenden theoretischen Ansätze jedoch keine Hinweise zum anschaulichen Verständnis des physikalischen Vorgangs im Zeitbereich liefern.

Außer in der Stoßspannungsmeßtechnik finden sich zu transienten elektromagnetischen Feldern eine große Anzahl von theoretischen und einige wenige experimentelle Untersuchungen (s. Schrifttum) auf den Gebieten der Antennentheorie, der Elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) und des Electromagnetic Pulse (EMP) oder auch Nuclear Electromagnetic Pulse (NEMP). Der überwiegende Teil der Veröffentlichungen trägt jedoch wegen der zur Anwendung kommenden aufwendigen mathematischen Formalismen wenig zur anschaulichen Klärung der physikalischen Vorgänge bei der Ausbreitung transientser elektromagnetischer Felder bei.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich daher mit grundlegenden theoretischen und experimentellen Untersuchungen zum elektromagnetischen Feld schnellveränderlicher Vorgänge und dessen Wechselwirkung mit Leitern verschiedener Geometrie, insbesondere mit der Säule von Stoßspannungsteilern. Besonderes Augenmerk gilt dabei einer leichtverständlichen Darstellung. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, erfolgt die Darstellung mathematischer Ableitungen getrennt in Abschnitt 4. In Abschnitt 2 und 3 sind nur deren Ergebnisse und anschauliche Interpretation wiedergegeben.

2. ANSCHAULICHE BESCHREIBUNG TRANSIENTER STRAHLUNGSFELDER

2.1 TRANSIENTE ELEKTROMAGNETISCHE WELLEN (EMW)

Da die Ausbreitungsgesetze transienter elektromagnetischer Wellen in einem durch Leiter begrenzten Gebiet nicht zum technischen Alltag des Elektrotechnikers und noch weniger zu dem des Hochspannungstechnikers gehören, wird zunächst an idealisierten Leitergebilden eine anschauliche Vorstellung vom Verhalten transienter elektromagnetischer Wellen entwickelt. Beträchtliche Schwierigkeiten bereitet hierbei die Unanschaulichkeit der Erklärung transienter Phänomene aus der physikalischen Wirklichkeit des Zeitbereiches mit Begriffen und Methoden aus dem eingeschwungenen Zustand des vorwiegend mathematisch deduzierten Frequenzbereiches. Z.B. korrespondiert der auf einem fehlabgeschlossenen Leitungsstück hin- und herlaufende Impuls im Frequenzbereich mit der Überlagerung vieler stehender Wellen, deren jeweilige Amplitude durch das Spektrum des betrachteten Impulses gegeben ist.

In der vorliegenden Arbeit wird versucht, mit Ausnahme gelegentlicher Hinweise auf die entsprechende Vorstellung des Frequenzbereiches weitestgehend Begriffe und Berechnungsmethoden des physikalisch anschaulichen Zeitbereiches zu verwenden. Da dies im Schrifttum wenig gebräuchlich ist, werden aus dem Frequenzbereich bekannte Begriffe für den Zeitbereich neu definiert bzw., wenn zur besseren Darstellung erforderlich, neue Begriffe eingeführt.

Aus didaktischen Gründen und wohl auch aus Anlehnung an die historische Entwicklung beginnt in Lehrbüchern die Behandlung elektromagnetischer Wellen normalerweise bei der monochromatischen Ebenenwelle, d.h. im Frequenzbereich. Zwar existieren in der physikalischen Realität keine isolierten streng monochromatischen Wellen, da diese räumlich und zeitlich unbegrenzt sind, jedoch lassen sich im Frequenzbereich elementare Begriffe der Wellenausbreitung, z.B. die Phasengeschwindigkeit v , am besten an der monochromatischen Welle erläutern. Reale physikalische Wellen sind immer Zeitbereichsvorgänge, d.h. sie korrespondieren

im Frequenzbereich mit der Überlagerung mehrerer monochromatischer EMW. Eine übliche Betrachtungsweise ist die Darstellung einer Wellengruppe als Superposition mehrerer monochromatischer EMW aus einem schmalen Frequenzband. Zur Charakterisierung des Ausbreitungsvorgangs der Wellengruppe wird deren Einhüllende betrachtet. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Einhüllenden ist dann die im betrachteten Frequenzband gültige Gruppengeschwindigkeit v_g . Im dispersionsbehafteten Medium ist die Phasengeschwindigkeit v eine Funktion der Frequenz bzw. der Wellenlänge. Die Gruppengeschwindigkeit v_g läßt sich nach /15/ dann nur noch für ein schmales Frequenz- bzw. Wellenlängenband angeben, Bild 9.

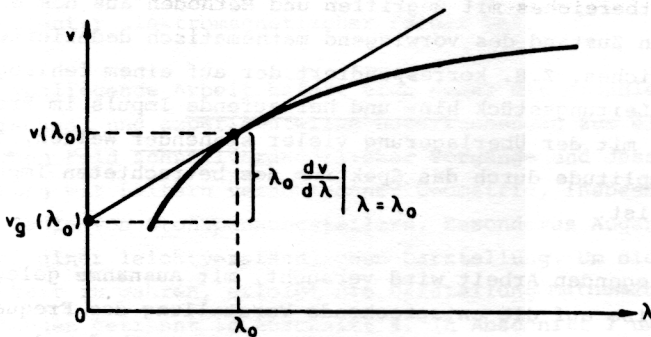


Bild 9: Zusammenhang zwischen Phasengeschwindigkeit v und Gruppengeschwindigkeit v_g beim dispersionsbehafteten Wellenvorgang nach /15/

Den in der Stoßspannungsmeßtechnik interessierenden transienten Vorgängen entspricht jedoch im Frequenzbereich ein breites und kontinuierliches Spektrum, so daß für die Behandlung der Ausbreitung eines transienten Wellenzuges die Definition einer Gruppengeschwindigkeit nur sinnvoll ist, wenn konstante Phasengeschwindigkeit innerhalb des korrespondierenden Spektralbereiches vorliegt. Dann sind Gruppen- und Phasengeschwindigkeit identisch, so daß eine Unterscheidung entfällt.

Im Zeitbereich, d.h. bei der Ausbreitung transienter EMW, entspricht die konstante Phasen- bzw. Gruppengeschwindigkeit einer verzerrungsfreien Welle, d.h. der Verlauf des transienten Wel-

lenzuges bleibt bei der Ausbreitung erhalten. Im Gegensatz dazu korrespondiert eine frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit (Dispersion) im Zeitbereich mit einer Verzerrung des Verlaufs der transienten Welle während der Ausbreitung. Bei der Behandlung beliebiger verlaufender Wellenzüge im Zeitbereich ist aus Gründen der Anschauung eine Unterscheidung zwischen verzerrender und verzerrungsfreier Wellenausbreitung zweckmäßig.

Dispersionsbehaftete Wellenvorgänge setzen im unbeschränkten Gebiet ein dispersives Medium voraus. Betrachtet man jedoch Wellenvorgänge im beschränkten Gebiet, so können diese auch im dispersionsfreien Medium dispersionsbehaftet sein, z.B. im luftgefüllten Hohlleiter. Im Zeitbereich bedeutet dies, daß bestimmte transiente EMW sich bei der Ausbreitung im beschränkten Gebiet, so z.B. die Kugelwelle bei der Ausbreitung entlang dem stabförmigen Leiter, einer Verzerrung unterliegen. Im folgenden wird bei der Berechnung transientser elektromagnetischer Felder in ausgedehnten Kreisen der Stoßspannungstechnik die geringe Verzerrung kugelförmiger EMW bei der Ausbreitung an stabförmigen Leitern vernachlässigt (s. Abschnitt 3.1.1). Die starke Verzerrung einer beim Auftreffen auf einen stabförmigen Leiter gestreuten EMW wird näherungsweise durch ein Ersatzschaltbild mit verteilten Ersatzelementen und verteilten Quellen beschrieben (s. Abschnitt 3.2.6).

2.1.1 Definition der Wellenflächen

Ein Grundgesetz der Physik sagt aus, daß die Information über Zustandsänderungen sich mit Geschwindigkeiten kleiner oder gleich der Lichtgeschwindigkeit c im Raum ausbreitet. In der Elektrotechnik ist das elektromagnetische Feld Träger der Information über den momentanen Wert der Ladungs- und Stromdichte in einem Raumpunkt: Als Folge sprunghafter Änderungen der Ladungsdichte bzw. Stromdichte an einer Stelle eines Leitersystems breiten sich transiente EMW in den Raum aus. Zur Beschreibung des Ausbreitungsvorgangs betrachten wir die "Wellenflächen" ("wave fronts", /11/) der EMW. Die Wellenfläche ist der Ort aller Raumpunkte, die gleichzeitig von der Wirkung der zu einem bestimmten Zeitpunkt am Ursprungsort vorhandenen Ladungs- bzw. Stromdichte erreicht werden. Im Gegensatz zur Optik oder Akustik ist in der Elektrotechnik der Betrag der Feldstärken entlang einer kugelförmigen Wellenfläche allerdings nicht konstant. Bekanntlich existiert der elektrische Kugelstrahler (Isotrop-Strahler) nicht, da die Transversalität elektromagnetischer Wellen bei angenommener Isotropie zu einem Widerspruch in der Wellengleichung für Kugelkoordinaten führt. Transversalität ist eine grundlegende Eigenschaft verzerrungsfreier EMW.

Die hier im Zeitbereich für verzerrungsfreie EMW definierten Wellenflächen entsprechen den von Meinke /12/ im Frequenzbereich definierten "verschiebungsstrom- und induktionsfreien Flächen."

Wellenflächen lassen sich jeder augenblicklichen Ladungs- bzw. Stromdichte im Ursprungsort zuordnen, auch im Rücken des transienten Vorgangs. Die Zuordnung folgt aus einer Modellvorstellung der Systemtheorie, die besagt, daß eine beliebig verlaufende Anregungsfunktion sich aus der Überlagerung unendlich vieler infinitesimaler Sprungfunktionen zusammensetzen läßt (Faltungsintegral). Bei der Betrachtung der Wellenausbreitung entspricht zusätzlich jeder dieser Sprungfunktionen eine Wellenfront, so daß einer verzerrungsfreien EMW beliebigen Verlaufs eine Schar von Raumflächen einer gestimmten Geometrie zuzuordnen ist. Bei verzerrungsbehafteten Vorgängen ist lediglich eine Definition der mit dem Beginn des Vorgangs verknüpften Wellenfront sinnvoll.

Mit den Wellenflächen läßt sich der Ausbreitungsvorgang verzerrungsfreier elektromagnetischer Wellen anschaulich als räumliche Verschiebung des zeitlichen Verlaufs der an einem Raumpunkt P_0 herrschenden elektrischen und magnetischen Feldstärke senkrecht zu den Wellenflächen beschreiben. Bild 10 zeigt hierzu als Beispiel die Wellenflächen einer verzerrungsfreien Kugel-Welle. Die Verschiebung erfolgt mit der konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit c , so daß die zum Zeitpunkt t_1 am Ort P_0 herrschenden Feldstärken sich zum Zeitpunkt $t_1 + (r_1 - r_0)/c$ am korrespondierenden Ort auf der Wellenfläche $r_1 = \text{konstant}$ wiederfinden, (Vereinfachend wird hier die zusätzliche räumliche Abhängigkeit der Feldstärken nicht betrachtet).

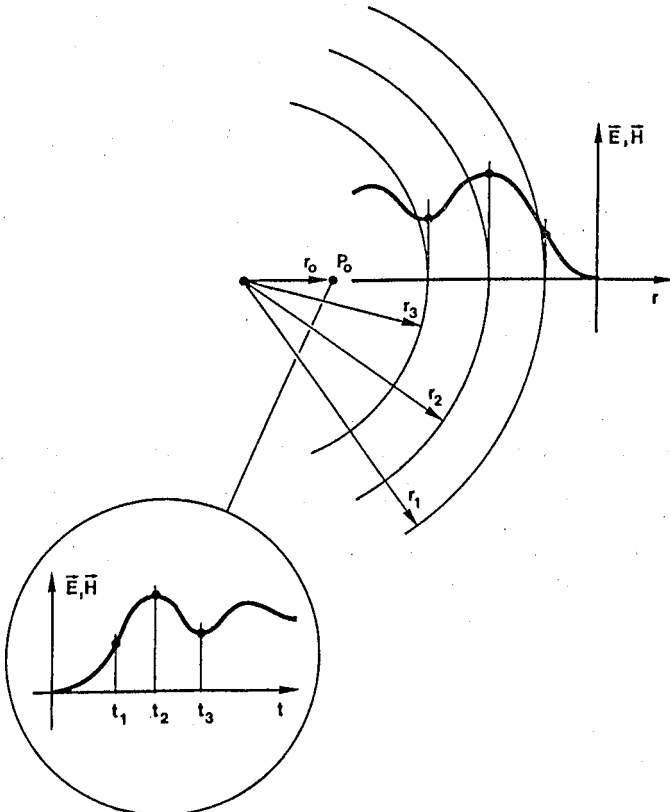


Bild 10: Darstellung der Wellenflächen für einen Zeitpunkt $t > t_3$, im Kreis ist der zeitliche Verlauf der Feldstärken am Ort P_0 dargestellt.

2.1.2 Gleichungen der verzerrungsfreien EMW

Mit Bild 10 kann die verzerrungsfreie EMW analytisch durch das Produkt einer die räumliche Verteilung der Feldstärke in der Wellenfläche beschreibenden Vektorfunktion und einer den Verlauf der Welle beschreibenden Skalarfunktion dargestellt werden, (d'Alembert'sche Lösung der Wellengleichung), wobei nur letztere von der Zeit abhängt. Hierzu ist es zweckmäßig, ein Koordinatensystem zu wählen, in dem die Wellenflächen der betrachteten EMW Koordinatenflächen bilden. Der formelmäßige Ausdruck der Wellenausbreitung reduziert sich dann auf eine Raum-Zeit-Transformation längs der zu den Wellenflächen senkrechtstehenden Koordinate, z.B. k_1 ,/13/:

$$\vec{E}(k_1, k_2, k_3, t) = E_0 \cdot \vec{G}(k_1, k_2, k_3) \cdot z(t \pm \frac{1}{c} \cdot k_1) \quad (2-1)$$

$$\vec{H}(k_1, k_2, k_3, t) = H_0 \cdot \vec{F}(k_1, k_2, k_3) \cdot z(t \pm \frac{1}{c} \cdot k_1) \quad (2-2)$$

Elektrisches und magnetisches Feld der EMW sind über das Induktionsgesetz verknüpft. Im Vakuum gilt:

$$\frac{E_0}{H_0} = \mu_0 \cdot c = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot c} \approx 4\pi \cdot 30\Omega \quad (2-3)$$

Die Funktion z beschreibt den Verlauf der Welle und ist, soweit physikalisch sinnvoll, frei wählbar. Die Vektorfelder $\vec{G}$ und $\vec{F}$ beschreiben die räumliche Verteilung des elektrischen und magnetischen Feldes, wobei die Vektoren $\vec{G}$ und $\vec{F}$ immer in einer Wellenfläche liegen, d.h. sie besitzen keine Komponente in k_1 -Richtung. Wie bei quasistationären Feldern ist die räumliche Verteilung unabhängig von der Zeit t .

Die Koordinaten k_1, k_2, k_3 werden durch die Wellenflächen der betrachteten EMW bestimmt, z.B. kartesische Koordinaten für ebene Wellenflächen und Kugelkoordinaten für kugelförmige Wellenflächen. Würde man z.B. EMW mit kugelförmigen Wellenflächen in einem kartesischen Koordinatensystem analytisch darstellen, so ginge die Anschaulichkeit von Gl. (2-1) und Gl. (2.2) verloren,

da dann im Argument der Funktion z alle Raumkoordinaten auftreten, d.h. die Parallelverschiebung senkrecht zu den Wellenflächen längs der Koordinate in Ausbreitungsrichtung wäre nicht mehr offensichtlich. Mit anderen Worten, werden verzerrungsfreie transversale Kugel-Wellen beispielsweise in der Zweidrahtleitung betrachtet (s. Abschn. 2.2.3), so besitzen sie Komponenten in Längsrichtung der Leitung. Ähnliches gilt für den Vorgang im Hohlleiter (s. Abschn. 2.2.2).

Nicht jede Schar von Koordinatenflächen bildet Wellenflächen eines existierenden Typs verzerrungsfreier EMW. Beispielsweise erfüllen Gl. (2-1) und Gl. (2-2) nicht die Wellengleichung in Zylinderkoordinaten.

2.1.3 Definition des Anstiegsbereichs r_a verzerrungsfreier EMW

Während im Frequenzbereich die Wellenlänge einer EMW als wichtigste Größe zur Charakterisierung der Wellennatur elektromagnetischer Felder dient, fehlt bisher im Zeitbereich ein entsprechendes Analogon. Im folgenden wird der "Anstiegsbereich r_a " definiert, der sich zur Beschreibung verzerrungsfreier transienter EMW ähnlich nützlich erweist, wie der aus der Impulstechnik bekannte Begriff der Anstiegszeit t_a eines Spannungssprungs /14/.

Beim Aufschalten eines Spannungssprungs der Anstiegszeit t_a auf das untere Ende eines senkrecht zu einem Erdfächenleiter angebrachten Stabs vernachlässigbaren Querschnitts breitet sich eine EMW mit kugelförmigen Wellenflächen längs dem Stab aus. Unter der Voraussetzung von Verzerrungsfreiheit gilt zwischen dem Anstiegsbereich r_a entsprechend Bild 11 und der Anstiegszeit t_a des Spannungssprungs die Beziehung Gl. (2-4).

$$r_a = t_a \cdot c, \quad c = \text{Lichtgeschwindigkeit des Vakuums} \quad (2-4)$$

Elektrischer und magnetischer Feldstärkebetrag einer EMW mit kugelförmigen Wellenflächen zeigen eine räumliche Abhängigkeit (s. Abschn. 4.1.2). Vereinfachend sind zur Definition des Anstiegsbereichs r_a in Bild 11 die von dieser Abhängigkeit bereinigten Größen E^* und H^* aufgetragen.

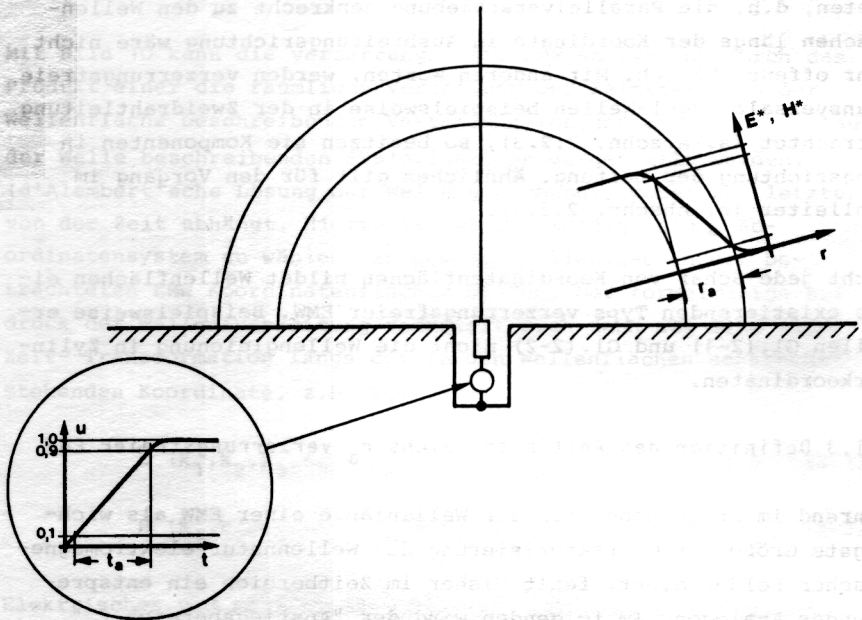


Bild 11: Zur Definition des Begriffs "Anstiegsbereich r_a " einer EMW

Gl. (2-4) setzt voraus, daß die in Bild 11 betrachtete Anordnung sich in einem Medium befindet, dessen Eigenschaften nur unwesentlich von denen des Vakuums abweichen, z.B. Luft. Im anderen Fall wäre statt der Lichtgeschwindigkeit c des Vakuums die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im entsprechenden Medium einzusetzen. Die vorgenannte Voraussetzung gilt für alle in dieser Arbeit betrachteten Anordnungen, da Stoßspannungsprüfkreise in der Regel in Luft angeordnet sind.

2.2 Ausbreitung transienter EMW in Leiteranordnungen

Im hier angenommenen dispersionsfreiem Medium Luft sind transiente EMW bei ungestörter, d.h. freier Ausbreitung stets verzerrungsfrei. Breitet sich eine zunächst verzerrungsfreie EMW jedoch in einer Leiteranordnung aus, so sind abhängig von der Orientierung der Wellenflächen der EMW relativ zu den Leiteroberflächen verschiedene Fälle zu unterscheiden.

Schließen die Wellenflächen zu den Leiteroberflächen einen Winkel ungleich der Senkrechten ein, so erzwingen die Randbedingungen für die elektrischen und magnetischen Normal- und Tangentialkomponenten (s. Abschnitt 2.2.1) die Annahme einer Sekundärwelle. Die so durch "Streuung" der einfallenden Welle entstandene Sekundärwelle hängt von der Form des Hindernisses ab. In den meisten Fällen wird bei der Wechselwirkung einer verzerrungsfreien EMW mit einem Hindernis die Sekundärwelle verzerrungsbehaftet sein.

Die Entstehung sekundärer EMW im Zeitbereich insbesondere an Kanten des Hindernisses korrespondiert im Frequenzbereich mit der sogenannten "Beugung" elektromagnetischer Wellen beispielsweise an einer Schlitzblende. Denn die Sekundärwellen transportieren auch Energie in vom streuenden Leiter abgeschattete Bereiche der einfallenden EMW, so als würde die sich normalerweise geradlinig ausbreitende Welle um die Kanten des Hindernisses "gebogen". Aus dem Frequenzbereich bekannte "Beugungs- oder Interferenzmuster" verschwinden bei transienten Vorgängen im Zeitbereich infolge der Überlagerung vieler Frequenzen. Bei der Beschreibung der Streuung transienter EMW im Zeitbereich ist es daher anschaulicher statt dem Begriff der "Beugung" den der "Entstehung von Sekundärwellen" zu verwenden.

Befinden sich die Wellenflächen einer EMW stets senkrecht zu den Leiteroberflächen, so bleibt die Welle während der Ausbreitung ungestört, d.h. es entsteht keine Sekundärwelle. Im folgenden wird dieser Wellentyp zur Unterscheidung von dem sich im unbegrenzten Gebiet ausbreitenden als "gebundene" EMW bezeichnet. Gebundene EMW stellen die Erweiterung des Begriffs der "geführten" EMW für

beliebig schnellveränderliche Felder, im Frequenzbereich betrachtet, für beliebig hohe Frequenzen dar.

2.2.1 Ausbreitung, Streuung und Abstrahlung freier EMW

"Freie" EMW sind entsprechend einer in der Physik weiterverbreiteten Modellvorstellung EMW, die losgelöst von etwaigen bindenden oder begrenzenden Leitern betrachtet werden. Freie EMW entstehen durch Abstrahlung.

Eine mathematische Formulierung der Ausbreitung freier EMW stellt die aus den Maxwell'schen Gleichungen im unbegrenzten Gebiet beim Verschwinden von Raumladungs- und Stromdichte hervorgehende homogene Wellengleichung dar. Bei deren Lösung im Zeitbereich für dispersionsfreie Medien sind die Wellenflächen wiederum ein grundlegender Bestandteil des Ansatzes /13/.

Unter Streuung einer freien EMW versteht man die Entstehung von Sekundärwellen wenn die Wellenflächen der ankommenden freien Primärwelle den streuenden Leiter unter einem Winkel ungleich 90° schneiden, Bild 12.

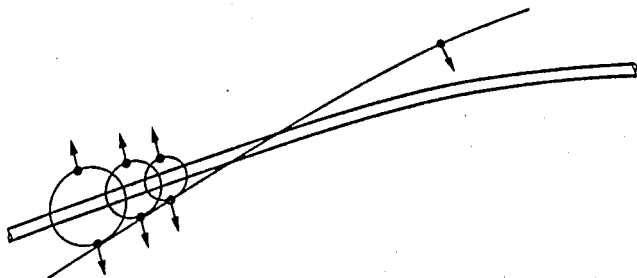


Bild 12: Streuung freier EMW an einem Stab

Anschaulich kann hier der Vorgang der Streuung als Erzeugung infinitesimaler Sekundärwellen im jeweiligen Schnittpunkt von Wellenflächen der ankommenden Primärwelle und streuendem Leiter aufgefaßt werden (Huygen'sches Prinzip). Im allgemeinen bildet die Überlagerung der durch Streuung erzeugten infinitesimalen EMW keine neue, durch Wellenflächen charakterisierbare Sekundärwelle. Die sekundäre Welle ist verzerrt und verzerrt sich während ihrer Ausbreitung weiter. Im Frequenzbereich: die Phasengeschwindigkeit der sekundären Welle ist frequenzabhängig, d.h. die Welle ist i.a. dispersionsbehaftet.

Auf ebene Leiteroberflächen auftreffende EMW, deren Wellenflächen somit unter einem Winkel ungleich 90° auf der Leiteroberfläche stehen, werden "reflektiert", wobei die Wellenflächen der reflektierten EMW aus einer Spiegelung an der Leiteroberfläche hervorgehen. Die reflektierte EMW ist somit wie die einfallende eine freie EMW, Bild 13. Die Reflexion ist als Sonderfall der Streuung aufzufassen. Streuung an einem ebenen Flächenleiter wird jedoch anschaulicher aus Symmetrieüberlegungen hergeleitet, als durch die Vorstellung von in jedem Auftreffpunkt der ankommenden Welle neu entstehenden infinitesimalen Wellen, die sich letztlich zur reflektierten Welle überlagern (Unanschaulichkeit des Huygen'schen Prinzips).

Da die reflektierte Welle infolge der Spiegelung wie die einfallende durch Wellenflächen charakterisiert werden kann, ist sie ebenfalls verzerrungsfrei.

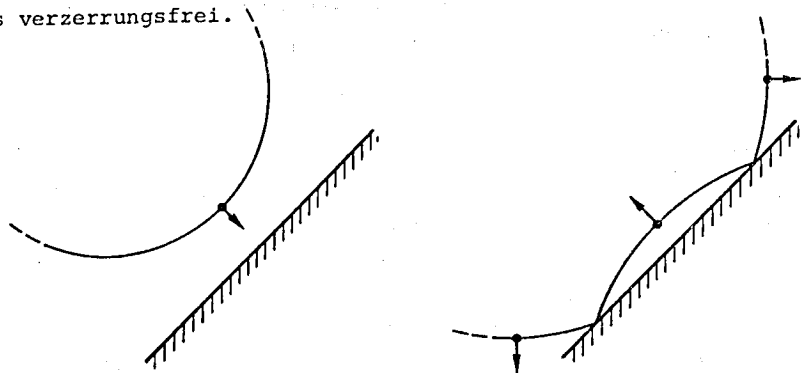


Bild 13: Reflexion freier EMW

Die durch Streuung bzw. Reflexion freier EMW charakterisierten Mechanismen sind auch auf die ausschnittsweise Betrachtung gebundener EMW anwendbar, da es für den auf ein Hindernis auftreffenden Teil der gebundenen EMW unerheblich ist, ob diese an anderer Stelle die Randbedingungen an einer Leiteroberfläche erfüllt. Die Bindung an Leiter kann sich tangential zu den Wellenflächen einer EMW wiederum nur mit der endlichen Geschwindigkeit sekundärer Wellen auswirken.

Unter "Abstrahlung" versteht man den physikalischen Vorgang der auch im leiterfernen Raum EMW verursachen kann. Die fern vom Leiter nachweisbare EMW setzt sich aus der Überlagerung der über eine Leiterdiskontinuität hinweggelaufenen Primärwelle und der durch Streuung an der Diskontinuität entstandenen Sekundärwelle zusammen. Da das elektromagnetische Feld der während der Ausbreitung der Primärwelle im Leitersystem durch Streuung neu entstehenden Sekundärwelle i.a. vom Feld der Primärwelle abweichende Richtungen und räumliche Abhängigkeiten besitzt und die Superposition der sekundären Welle mit der Primärwelle außerdem noch zeitlich nacheinander erfolgt, wird das Feld der Primärwelle nie ganz kompensiert, so daß infolge ihrer Ablösung ein Teil der mit ihr verbundenen Feldenergie in den Raum transportiert wird. Gleiches gilt für weitere durch Streuung entstandene Sekundärwellen.

Bei geführten EMW ist keine Abstrahlung wirksam, da hier die räumliche Feldverteilung von Primär- und Sekundärwelle als identisch angenommen wird (s. Abschnitt 2.2.3).

2.2.2 Ausbreitung und Streuung gebundener EMW

Bleiben bei der Ausbreitung einer verzerrungsfreien gebundenen EMW deren Wellenflächen stets senkrecht zu den Leiteroberflächen, so breitet sich die EMW ungestört aus. Während der Ausbreitung ändert sich die räumliche Verteilung des elektromagnetischen Feldes nicht. Jedoch kann sich der Betrag der Feldstärken verändern. Z.B. erfährt der Betrag der elektrischen und magnetischen Feldstärke einer EMW mit kugelförmigen Wellenflächen eine Abnahme umgekehrt proportional zum Ursprungsort (s. Abschnitt 4.1.2).

Entsprechend ihres Spektrums korrespondiert eine begrenzte transiente EMW zwischen flächenhaften Leitern (Parallelplattenleitung, Rechteckhohlleiter, usw.) im Frequenzbereich mit der Überlagerung vieler EMW verschiedener Moden. Die Entstehung der Moden wird bekanntlich im Frequenzbereich mit der zick-zack-förmigen Reflexion der TEM-Welle zwischen den ebenen Leiterflächen veranschaulicht /15/. Betrachtet man im Zeitbereich jede der in einem bestimmten Winkel reflektierten Teilwellen getrennt, so dürfen diese als verzerrungsfrei behandelt werden. Wird jedoch die Überlagerung aller Teilwellen betrachtet, dann ist dieser Vorgang verzerrungsbehaftet, entsprechend der Dispersion der Hohlleiterwelle im Frequenzbereich. Eine "transiente Hohlleiterwelle" ist somit keine gebundene EMW im vorstehend definierten Sinn. Wegen der ihr eigenen Verzerrung ist sie nicht durch Wellenflächen charakterisierbar.

Trifft eine verzerrungsfreie gebundene EMW (Primärwelle) auf Knicke bzw. Kanten des bindenden Leiters, beispielsweise am Leiterende, so entsteht an dieser Diskontinuität eine neue gebundene EMW (Sekundärwelle), deren Wellenflächen von der Form des Knicks bzw. der Kante abhängen. Bild 14 zeigt den Vorgang einer sich entlang eines stabförmigen Leiters ausbreitenden gebundenen EMW, die auf einen Knick im Verlauf des Stabes auftrifft. Die Wellenfläche 1 der Primärwelle ist eine Kugelfläche mit weit entferntem Mittelpunkt. Die Wellenfläche 2 der Sekundärwelle ist ebenfalls eine Kugelfläche, jedoch bildet hier die Diskontinuität der Leiterführung den Mittelpunkt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur je eine Wellenfläche gezeichnet.

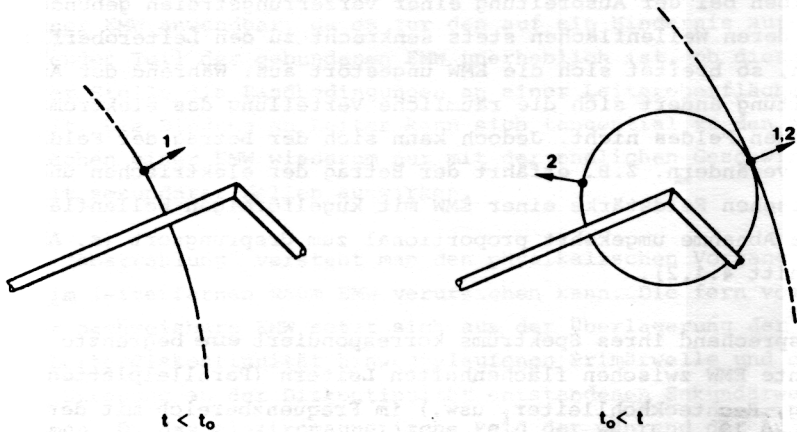


Bild 14: Streuung gebundener EMW. Zum Zeitpunkt $t = t_0$ erreicht die Wellenfläche 1 die Diskontinuität des Leiters

Des weiteren ist Bild 14 zu entnehmen, daß die Streuung zur Ablösung der ankommenden Welle (Primärwelle) führt. Aus der gebundenen wird eine freie EMW (s. Abstrahlung, Abschnitt 2.2.1).

2.2.3 Ausbreitung und Streuung geführter EMW

"Geführte" transiente EMW sind ein Spezialfall der gebundenen EMW für langsame Änderungen bzw. niedrige Frequenzen. Bei diesem Typ wird das elektromagnetische Feld vollständig vom Leittersystem geführt, so daß eine gezielt Fortleitung der elektromagnetischen Energie möglich ist. Die Ausbreitungsgesetze der geführten EMW sind Grundlage der Leitungstheorie.

Wellenflächen geführter EMW werden als Ebenen angenommen, die stets senkrecht auf zwei parallelen langgestreckten Leitern, dem Hin- und Rückleiter der Leitung, stehen. Damit wird die Ortsabhängigkeit des elektrischen und magnetischen Feldes quer zur Ausbreitungsrichtung von der Koordinate in Ausbreitungsrichtung unabhängig, d.h. die Vektorfunktionen $\vec{G}$ und $\vec{F}$ in Gl. (2-1) und Gl. (2-2), Abschnitt 2.1.2, sind nur noch Funktionen der Koordinaten k_2 und k_3 . Die Annahme ist erlaubt, wenn der Anstiegswinkel r_a einer EMW der Ungleichung Gl. (2-5) genügt.

$$r_a \gg d \quad \begin{array}{l} r_a = \text{Anstiegswinkel der geführten EMW} \\ d = \text{Abstand von Hin- und Rückleiter} \end{array} \quad (2-5)$$

Wie in Bild 15 gezeigt, bewirkt die Bedingung Gl. (2-5) in der Leitungstheorie, daß den von der Diskontinuität (z.B. Stoßstelle zweier Leitungen verschiedenen Wellenwiderstands) ausgehenden sekundären EMW ebenfalls ebenen stets zu den Leiteroberflächen senkrechte Wellenflächen zugeschrieben werden, d.h. die kugelförmigen Wellenflächen werden durch zwei Ebenen angenähert. Hierbei wird der zurücklaufende Teil der Sekundärwelle als "reflektierte" Welle (nicht zu verwechseln mit der Reflexion freier EMW in Abschnitt 2.2.1) und die weiterlaufende Primärwelle in der Überlagerung mit dem weiterlaufenden Teil der Sekundärwelle als "gebrochene" Welle bezeichnet.

Die Annahme der zu Hin- und Rückleiter stets senkrechten ebenen Wellenflächen ist gleichbedeutend mit der Vernachlässigung der Wellenablösung an Knicken und Enden der führenden Leiter, d.h. die Betrachtung geführter Wellen vernachlässigt die Abstrahlung elektromagnetischer Energie. Denn wegen der vorausgesetzten Verzerrungsfreiheit existieren nur Feldrichtungen parallel zu den Wellenflächen. Überlagern sich zwei Wellen gleichen Betrags, aber entgegengesetzten Vorzeichens, so verschwindet das resultierende elektromagnetische Feld vollständig.

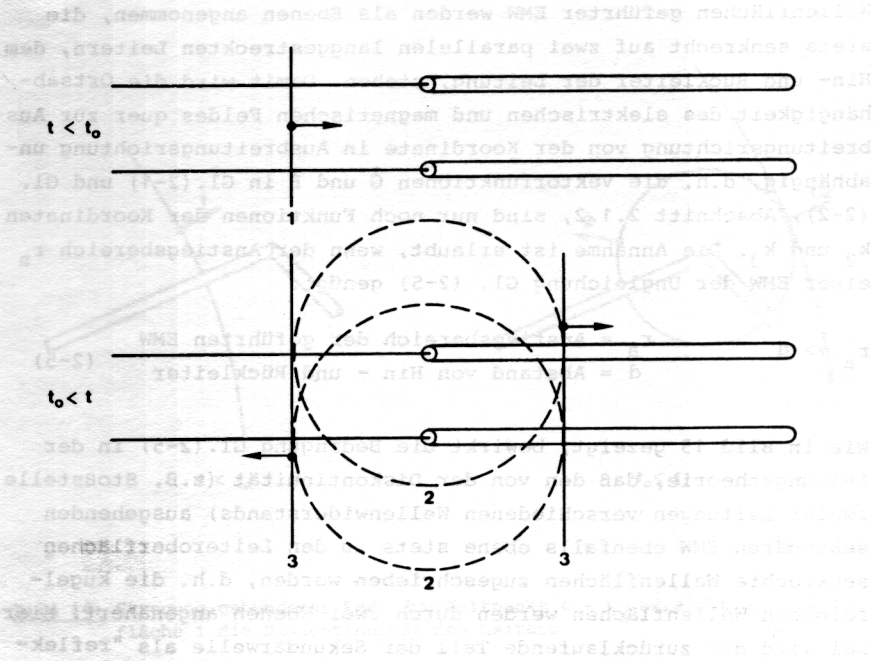


Bild 15: Zur Streuung geführter EMW an einer Diskontinuität am Beispiel der Zweidrahtleitung

- 1 - Wellenfläche der ankommenden EMW
- 2 - durch Streuung entstehende EMW mit kugelförmigen Wellenflächen
- 3 - in der Leitungstheorie angenommene Näherung für 2

2.3 VERKNOPFUNG TRANSIENTER EMW MIT SPANNUNGEN UND STRÖMEN

Aus der dargelegten Beschreibung transienter Vorgänge mit Hilfe der Wellenflächen elektromagnetischer Wellen werden im folgenden die dem Elektrotechniker vertrauten Begriffe Spannung und Strom abgeleitet.

2.3.1 Randbedingungen an der Leiteroberfläche

Für die in der Hochspannungstechnik üblichen Anordnungen werden metallische Leiter und ein gasförmiges, nichtionisiertes Dielektrikum angenommen. Unter dieser Voraussetzung ist es erlaubt, bei den hier betrachteten Vorgängen annähernde Feldfreiheit im Innern der Leiter und außerhalb Gültigkeit der Ausbreitungsgesetze für EMW im Vakuum anzunehmen. Der Strom muß dann in einer unendlich dünnen Schicht in der Leiteroberfläche fließen. Aus den Maxwell'schen Gleichungen lassen sich für diesen Fall folgende Beziehungen ableiten /11/:

$$\vec{n} \times \vec{E} = 0 \quad (2-6)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_F}{\epsilon_0} \quad (2-7)$$

$$\vec{n} \times \vec{H} = \vec{i}_F \quad (2-8)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2-9)$$

$\vec{n}$ Flächennormale

$\vec{E}$ el. Feldstärke

$\vec{H}$ mag. Feldstärke

} an der Leiteroberfläche

ρ_F Flächenladung

$\vec{i}_F$ Flächenstrom

} in der Leiteroberfläche

Bei Betrachtung elektromagnetischer Vorgänge an dünnen Leitern, d.h. Vorgänge, bei denen der Anstiegsbereich r_a sehr viel größer ist als der Leiterdurchmesser, reduzieren sich unter Annahme von Zylindersymmetrie obige Gleichungen zu:

$$\vec{r} \times \vec{E} = 0 \quad (2-10)$$

$$\vec{r} \cdot \vec{E} = \frac{\lambda}{\epsilon_0} \quad (2-11)$$

$$\vec{r} \times \vec{H} = \vec{I} \quad (2-12)$$

$$\vec{r} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2-13)$$

λ Linienladung

$\vec{I}$ Strom

$\vec{r}$ zur Leiterachse senkrecht stehender Einheitsvektor

Die Gleichungen (2-6) und (2-9) bzw. (2-10) und (2-13) stellen Randbedingungen für das elektromagnetische Feld an Leitern dar, aus denen sich die geschilderten Mechanismen der Wellenausbreitung und Streuung ergeben.

Die gesuchte Verknüpfung zwischen Ladung und Strom im Leiter mit dem elektromagnetischen Feld am Leiter ergibt sich aus den Gleichungen (2-7) und (2-8) bzw. (2-11) und (2-12).

Alle Beziehungen gelten für das totale Feld bestehend aus der Überlagerung aller EMW bzw. für die Summe aller Ladungen und Ströme.

Werden die vorstehenden Randbedingungen durch eine einzelne verzerrungsfreie EMW erfüllt, so muß dies zwangsläufig eine gebundene Welle sein, d.h. ihre Wellenflächen müssen senkrecht zur Leiteroberfläche orientiert sein.

2.3.2 Spannungs- und Strombegriff bei verzerrungsfreien EMW

Wie bereits in Abschnitt 2.1.1 erwähnt, herrschen parallel zu den Wellenflächen einer verzerrungsfreien EMW quasistationäre Verhältnisse. Damit sind auf gebundene EMW die bekannten quasistationären Definitionen für Spannung und Strom anwendbar:

$$u(k_1, t) = \int_{S_1} \vec{E}(k_1, k_2, k_3, t \pm \frac{1}{c} \cdot k_1) \cdot d\vec{s}_1 \quad (2-14)$$

$$i(k_1, t) = \oint_{S_2} \vec{H}(k_1, k_2, k_3, t \pm \frac{1}{c} \cdot k_1) \cdot d\vec{s}_2 \quad (2-15)$$

Bei einer Auswertung der Gleichungen ist jedoch zu beachten, daß die Integrale im Gegensatz zu echt quasistationären Vorgängen keineswegs mehr wegunabhängig sind: Die Integrationswege S_1 und S_2 müssen in einer Wellenfläche liegen. Bei verzerrungsbehafteten EMW sind diese Definitionen i.a. nicht sinnvoll, da in diesem Fall auch Komponenten des elektromagnetischen Feldes in Ausbreitungsrichtung, d.h. senkrecht zur Wellenfront der EMW, existieren.

Die Definition der Spannung Gl.(2-14) ersetzt außer dem elektrischen Feld insbesondere bei der Beschreibung elektromagnetischer Vorgänge durch Ersatzschaltbilder (s. Abschnitt 3.2) den Begriff der Ladung. Daher genügen im Ersatzschaltbild die Größen Spannung und Strom zur vollständigen Darstellung des physikalischen Vorgangs.

Durch Gl.(2-15) wird der Leitungsstrom definiert. Betrachtet man den längs der Wellenflächen fließenden Verschiebungsstrom, so ergeben sich für gebundene EMW ähnlich wie bei quasistationären Zuständen (s. Abschnitt 3.2.1) stets geschlossene Stromkreise.

Mit Gl.(2-14) und (2-15) können gebundene EMW in ihren Auswirkungen auf Leiter vereinfacht durch Spannungs- und Stromwanderwellen beschrieben werden. Die Betrachtungsweise ist eine Erweiterung des aus der Wanderwellentheorie bekannten Spannungs- und Strombegriffs auf gebundene Wellen. Bei in der Wanderwellentheorie betrachteten geführten EMW werden jeder Welle eine Spannungs- und zwei Stromwanderwellen entgegengesetzter Stromrichtung,

(jedoch gleicher Ausbreitungsrichtung), je eine im Hin- und Rückleiter zugeordnet. Die Ausbreitungsrichtung der Wanderwellen ergibt sich hierbei in bekannter Weise aus der Richtung des Energiestromsvektors $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ und ist für zusammengehörige Spannungs- und Stromwanderwellen gleich. Die Stromwanderwelle im Rückleiter wird üblicherweise in der symbolischen Darstellung der Wanderwellentheorie nicht gezeichnet, Bild 16.

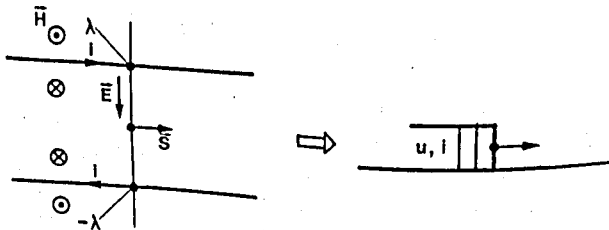


Bild 16: In der Wanderwellentheorie übliche symbolische Darstellung geführter EMW durch Spannungs- und Stromwanderwellen

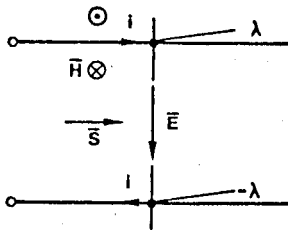
Diese Beschreibungsweise kann durch "Aufklappen" einer Zweidrahtleitung auf gebundene EMW mit kugelförmigen Wellenflächen am unendlich langen Stab erweitert werden, wobei dann den Stromwellen im "Rückleiter" besondere Aufmerksamkeit zu widmen ist.

2.3.3 Definition des "Transienten Elementardipols" (TED)

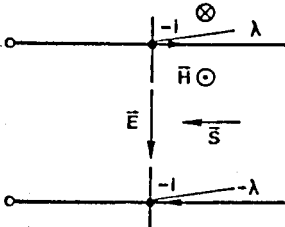
Beim in Bild 17 dargestellten "Aufklappen" einer Zweidrahtleitung gehen die Stromwellen entgegengesetzter Stromrichtung auf den Leiter bezogen in zwei Stromwellen gleicher Stromrichtung über. Betrachtet man jedoch ein zur Berechnung des elektromagnetischen Feldes in den Ursprungsort der Welle gelegtes Kugelkoordinatensystem, so besitzen die Stromwellen wieder entgegengesetzte Stromrichtungen, da der Radiusvektor des Kugelkoordinatensystems im Leiter auf beiden Seiten des Ursprungspunktes entgegengesetzt gerichtet ist (s. Abschnitt 4.1.2). Bei der Summation von Stromwellen ist grundsätzlich die auf den Leiter bezogene Stromrichtung (Richtung entgegen der Driftbewegung der Elektronen) maßgebend, Bild 18.

ZWEIDRAHTLEITUNG

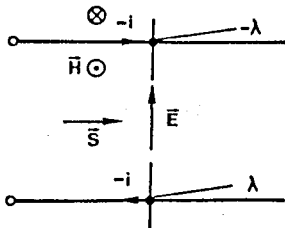
TRANSIENTER ELEMENTARDIPOL



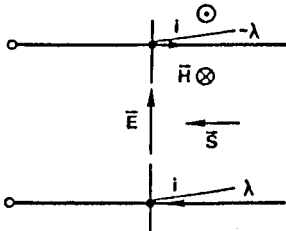
positive Welle nach rechts



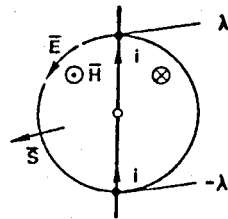
positive Welle nach links



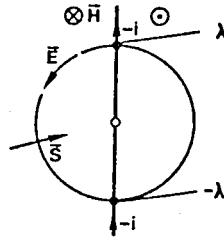
negative Welle nach rechts



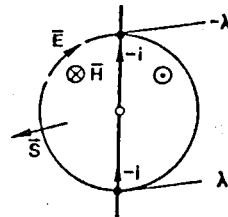
negative Welle nach links



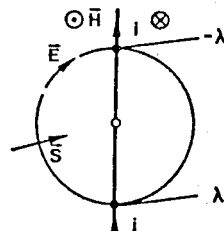
expandierende positive Kugelwelle



impandierende positive Kugelwelle



expandierende negative Kugelwelle



impandierende negative Kugelwelle

Bild 17: Darstellung des "Transienten Elementardipols" (TED) aus dem "Aufklappen einer Zweidrahtleitung

Der Vollständigkeit halber sind in Bild 17 auch impandierende Kugelwellen angegeben. Diese bedingen jedoch eine auf der Innenfläche einer Hohlkugel verteilte Erregung und sind daher für die hier interessierenden Anordnungen ohne Bedeutung.

Der durch eine Punktquelle am unendlich langen Stab verursachte Vorgang, der entsprechend Bild 17 durch eine EMW mit kugelförmigen Wellenflächen und den ihr zugeordneten Ladungs- und Stromwellen charakterisiert ist, wird im folgenden wegen seiner ähnlich grundlegenden Bedeutung für den Zeitbereich wie der des Hertz'schen Dipols für den Frequenzbereich als "Transienter Elementardipol" (TED) bezeichnet. Das elektromagnetische Feld des TED ist identisch mit der verzerrungsfreien EMW in einer unendlich langen Kegelleitung aus Kegeln infinitesimalen Querschnitts, deren Mittellinien einen Winkel von 180° einschließen. Der so definierte TED unterscheidet sich von der Fouriertransformierten des Hertz'schen Dipols, da diese einer Kegelleitung verschwindender Länge entspricht.

2.3.4 Streuung gebundener und geführter EMW

Auf die gleiche Weise wie eine einzelne gebundene EMW können die durch Streuung an Knicken und Enden des bindenden Leiters (s. Abschnitt 2.2.2) neu entstehenden gebundenen EMW durch je zwei Stromwanderwellen beschrieben werden. Die Definition einer Spannungswelle ist nicht sinnvoll, da die Wellenflächen der von der Diskontinuität ausgehenden EMW nur auf einem Leiter senkrecht stehen.

Die Ablösung der Primärwelle entsprechend Bild 14 ist mit der Vorstellung von Stromwanderwellen kompatibel, wenn der an der Diskontinuität entstehenden Sekundärwelle zwei Stromwanderwellen zugeordnet werden, von denen eine die fiktiv weiterlaufende Stromwelle der primären EMW kompensiert, Bild 18. Damit kann die an der Diskontinuität entstehende sekundäre EMW durch einen am Ort der Diskontinuität angeordneten abgewinkelten TED repräsentiert werden. Dessen elektromagnetisches Feld entspricht der verzerrungsfreien EMW in einer Kegelleitung aus schlanken Kegeln, deren Kegelachsen Winkel ungleich 180° einschließen, Abschn. 4.1.3.



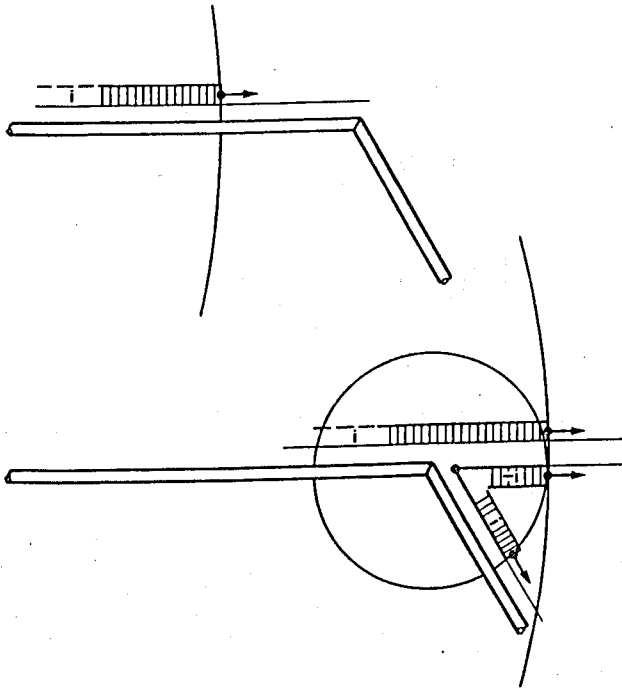


Bild 18: Zuordnung von Stromwiderwellen zu gestreuten bzw. abgelösten EMW

Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 geschildert, sind die in der Wanderwellentheorie betrachteten geführten Wellen als Sonderfall der gebundenen Welle aufzufassen. Entsprechend ist auch aus der Behandlung der Streuung einer gebundenen Welle an einer Diskontinuität nach Bild 18 der Sonderfall geführter Wellen ableitbar:

Entsprechend der Darstellung von Bild 15 Abschnitt 2.2.3 sind die durch Streuung z.B. an der Stoßstelle zweier Leitungen verschiedenen Wellenwiderstands neu entstehenden Stromwellen stets dem Hin- bzw. Rückleiter zugeordnet. Da sich die durch die Stromwellen repräsentierten EMW im Feldverlauf stets decken, gilt die durch Summierung entstehende bekannte Betrachtungsweise mit reflektiertem und gebrochenem Anteil auch für die nach Gl.(2-14) definierte Spannungs- welle, Bild 19. Die Auswirkungen geführter transients EMW auf die führenden Leiter sind somit vollständig durch Spannungs- und Stromwiderwellen darstellbar.

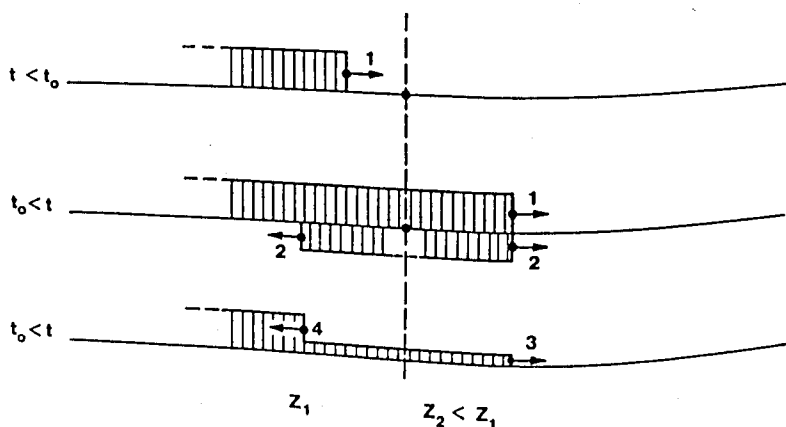


Bild 19: Darstellung der reflektierten und gebrochenen Spannungswanderwelle durch Überlagerung der ursprünglichen mit zwei von der Stoßstelle ausgehenden negativen Spannungswellen, (s.a. Bild 15, Abschnitt 2.3.3) 1 ursprüngliche Welle, 2 an der Stoßstelle entstehende negative Spannungswelle, 3 weiterlaufende gebrochene Spannungswelle, 4 zurücklaufende reflektierte Spannungswelle

2.3.5 Streuung freier EMW an stabförmigen Leitern

Bei der Streuung freier EMW an Leitern sind die Randbedingungen Gl. (2-6) und (2-9) bzw. Gl. (2-10) und (2-13) erst in der Überlagerung mehrerer sekundärer EMW erfüllbar. Im allgemeinen nur in der Überlagerung unendlich vieler infinitesimaler Sekundärwellen, die in jedem Punkt des Leiters entstehen und sich dem Feld der einfallenden Welle überlagern. Hierzu kann keine anschauliche Verknüpfung zwischen elektromagnetischem Feld und Ladungen bzw. Strömen angegeben werden, da die gestreute Welle sprungförmigen EMW mit ebenen Wellenflächen und homogener Feldverteilung (Ebene Welle) am Vertikalstab und parallele Wellenflächen vorausgesetzt werden, wobei zum Stab parallele Wellenflächen angegeben. Für den Streuvorgang Ebener Wellen beliebigen transienten Verlaufs, deren Wellenflächen beliebige Winkel zum streuenden Vertikalstab besitzen dürfen, wird in Abschnitt 3.2.6 mit Hilfe der Netzwerktheorie eine Möglichkeit

aufgezeigt, die Auswirkung des Streuvorgangs auf den Leiter ohne Lösung des Randwertproblems der Maxwell'schen Differentialgleichungen durch Spannungen und Ströme zu beschreiben. Die dort gezeigte Methode läßt sich auch auf nichtebene Wellenflächen erweitern.

2.3.6 Streuung freier EMW an ebenen Leitern

Die Reflexion von EMW an ebenen Leiteroberflächen erlaubt als Sonderfall der Streuung die Erfüllung der Randbedingungen in der Überlagerung zweier Wellen, der einfallenden und der reflektierten Welle. Zur Ermittlung der mit dem Vorgang korrespondierenden Ladungen und Ströme im Leiter müssen die Randbedingungen Gl.(2-7) und Gl.(2-8) angewandt werden /11/. Beispielsweise ergibt sich beim Sonderfall der senkrecht auf eine ebene Leiteroberfläche treffenden Ebenen Welle durch Totalreflexion außer der Auslöschung des elektrischen Feldes eine Verdopplung der zur Metalloberfläche tangentialen Komponente des Magnetfelds, die entsprechend Gl.(2-8) mit einem Flächenstrom i_F in der Leiteroberfläche verknüpft ist. Der Strom i_F fließt in die gleiche Richtung, in die der elektrische Feldvektor der einfallenden Welle zeigt und ist in jedem Punkt der unendlich ausgedehnten Leiteroberfläche entsprechend der homogenen Feldverteilung der Ebenen Welle gleich groß. Sein zeitlicher Verlauf ergibt sich aus dem Verlauf der Welle und ist somit proportional zur Funktion z (s. Gl.(2-1) und (2-2) in Abschnitt 2.1.2).

Beim Reflexionsvorgang schräg einfallender Ebener Wellen tritt außer dem Flächenstrom i_F noch eine Flächenladung ρ_F auf, da hier auch eine Normalkomponente der elektrischen Feldstärke existiert. Zeitlicher Verlauf und räumliche Verteilung sind wegen des schrägen Einfalls schon weniger überschaubar. Wird schließlich der bei Anordnungen der Stoßspannungstechnik interessierende Reflexionsvorgang kugelförmiger EMW mit entsprechend inhomogenem Feld betrachtet, so ergeben sich aus den Randbedingungen an der ebenen Leiteroberfläche zusammen mit dem analytischen Ausdruck für die EMW sowohl in kartesischen als auch in Kugelkoordinaten komplizierte Ausdrücke deren Auswertung nur wenig zur Anschauung beiträgt. Ist die ankommende EMW jedoch an einen anderen

Leiter gebunden, so kann das elektromagnetische Feld der reflektierenden EMW ähnlich wie in der Elektrostatik durch die Annahme eines gespiegelten Leiters beschrieben werden. Damit wird das Problem der Reflexion an einer ebenen Leiteroberfläche durch symmetrische Ergänzung eliminiert, Bild 20, jedoch ist dann eine Betrachtung der Stromverteilung im reflektierenden Leiter nicht mehr möglich. Da diese beim Hochspannungsmeßkreis nicht interessiert, wird im nächsten Abschnitt zur Berechnung des elektromagnetischen Feldes die Spiegelung angewandt.

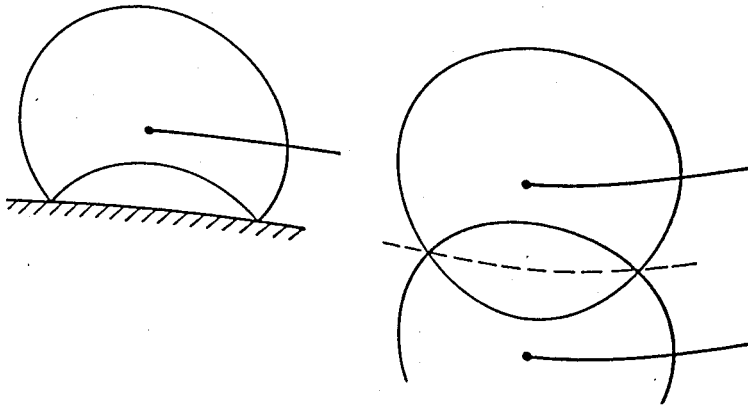


Bild 20: Elimination des Problems der Reflexion einer EMW an einer ebenen Leiteroberfläche durch Annahme eines Spiegelleiters

3. STOSSSPANNUNGSMESSKREIS UND EMW

3.1 ERMITTLUNG DES TRANSIENTEN ELEKTROMAGNETISCHEN FELDDES TYPISCHER LEITERGEBILDE DER STOSSSPANNUNGSMESSTECHNIK

Nach der anschaulichen Darstellung transienter Vorgänge an idealisierten Leiteranordnungen wird nun das transiente elektromagnetische Feld und die mit ihm verknüpfte Stromverteilung in praktisch interessierenden Leitergebilden berechnet. Dabei dient der Vertikalstab als vereinfachtes Modell sowohl für den vertikalen Teil der Zuleitung als auch für die Säule des Stoßspannungsteilers.

Wie bereits in Abschnitt 1.1.1 erwähnt, ist es zur Ermittlung des Übertragungsverhaltens von Stoßspannungsmesskreisen üblich, deren Sprungantwort mittels eines konzentrierten Impulsgenerators aufzunehmen. Dabei muß das Meßsystem um eine vertikale Zuleitung ergänzt werden, so daß ein Meßkreis mit rechteckförmiger Zuleitung entsteht, Bild 21.

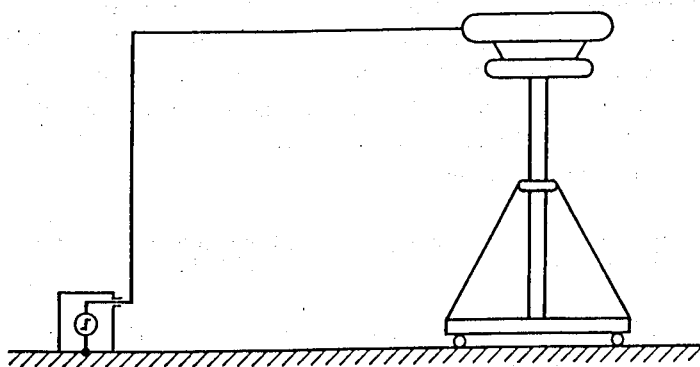


Bild 21: Sprungantwortmeßkreis mit rechteckförmiger Zuleitung

Ähnlich wie in der Antennentheorie empfiehlt es sich auch hier, den Mechanismus der Felderzeugung durch Einspeisung der Zuleitung zum Stoßspannungsteiler (Sendeproblem) und die Auswirkung, des erzeugten Feldes auf die Säule des Stoßspannungsteilers (Empfangsproblem) gesondert zu betrachten. Ersterem sind die Abschnitte 3.1.2 "Aktiver Vertikalstab" bzw. 3.1.3 "Aktiver geknickter Vertikalstab" gewidmet, während die Auswirkung elektromagnetischer Felder auf die Teilersäule in Abschnitt 3.1.4 und 3.2.6 "Passiver Vertikalstab" zunächst an einer metallisch leitenden Säule und in Abschnitt 3.2.7 dann am Ersatzschaltbild realer Stoßspannungsteiler untersucht wird.

Sowohl Stromverteilung als auch das transiente elektromagnetische Feld der interessierenden Leitergebilde werden mit Hilfe der im vorigen Abschnitt definierten geraden und geknickten TED dargestellt. Für beide ist im Abschnitt 4.1.2 und 4.1.3 mit Hilfe der retardierten Potentiale und dem Ansatz kugelförmiger Wellenflächen das elektromagnetische Feld für beliebige transiente Erregungen analytisch berechnet. Das Gesamtfeld geknickter stabförmiger Anordnungen ergibt sich dann durch Superposition der Einzelfelder mehrerer räumlich und zeitlich verschobener gerader und/oder geknickter TED.

Voraussetzung zur Anwendung dieses Verfahrens ist jedoch die Annahme verzerrungsfreier EMW. Daher wird zunächst auf die exakte Behandlung des durch eine punktförmige Quelle am unendlich langen zylindrischen Stabs verursachten physikalischen Vorgangs. eingegangen, um bei in der Praxis interessierenden Leitergebilden eine Approximation durch verzerrungsfreie EMW an schlanken Kegelleitern zu rechtfertigen.

3.1.1 Approximation verzerter EMW am zylindrischen Stab durch verzerrungsfreie EMW am schlanken Kegelleiter

Wird am Fußpunkt eines über einem ausgedehnten Erdflächenleiter angebrachten Vertikalstabes (Monopol) eine sprungförmige Änderung der Ladungsdichte bzw. Stromdichte erzeugt, so entsteht eine EMW mit halbkugelförmiger, zum Stabfußpunkt konzentrischer Wellenfront. Da diese nicht exakt senkrecht auf der zylindrischen Staboberfläche steht, unterliegt die den Stab hochlaufende EMW

einer "kontinuierlichen" Streuung, d.h. zur Erfüllung der Randbedingungen überlagert sich der primären EMW in jedem Punkt der zylindrischen Staboberfläche eine sekundäre EMW. Hierdurch erfährt der mit dem Vorgang verknüpfte Stromverlauf im Stab während der Ausbreitung eine Verzerrung. Damit ist die Berechnung des elektromagnetischen Feldes zunächst nicht auf die in Abschnitt 4.1 gezeigte Weise möglich. Zur exakten Behandlung des Feldproblems muß hier die allgemeine Lösung der Maxwell'schen Differentialgleichungen unter der Randbedingung eines punktförmig gespeisten zylindrischen Leiters für den Zeitbereich gesucht werden.

In der Literatur findet sich eine Lösung des Randwertproblems "transient erregter Zylinder" /19/, die an die "travelling wave antenna theory" von Hallen /16/-/18/ anknüpft, und bereits 1960 publiziert wurde. Weitere Veröffentlichungen werden in einer Arbeit neueren Datums zitiert, die einen ausgezeichneten Überblick über herkömmliche Berechnungsmethoden zum elektromagnetischen Feld transient erregter Linearantennen liefert /20/.

Repräsentativ für das elektromagnetische Feld wird im folgenden die Verzerrung des durch einen Spannungssprung am zylindrischen Stab erzeugten Stromverlaufes untersucht, da hierzu bereits ausführliche numerische Auswertungen der transzendenten analytischen Lösung existieren /21/. Mit der Substitution,

$$v = \frac{1}{r_o} \cdot \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \quad \begin{array}{l} r_o = \text{Stabradius} \\ z = \text{Koordinate in} \\ \text{Stabrichtung} \end{array} \quad (3-1)$$

läßt sich der zeit- und ortsabhängige Stabstrom als Funktion einer einzigen Variablen v angeben. Die aus einem eingepprägten Spannungssprung der Höhe 2 Volt folgende Stromverteilung im Stab ist in Bild 22 als Funktion dieser Variablen dargestellt /21/.

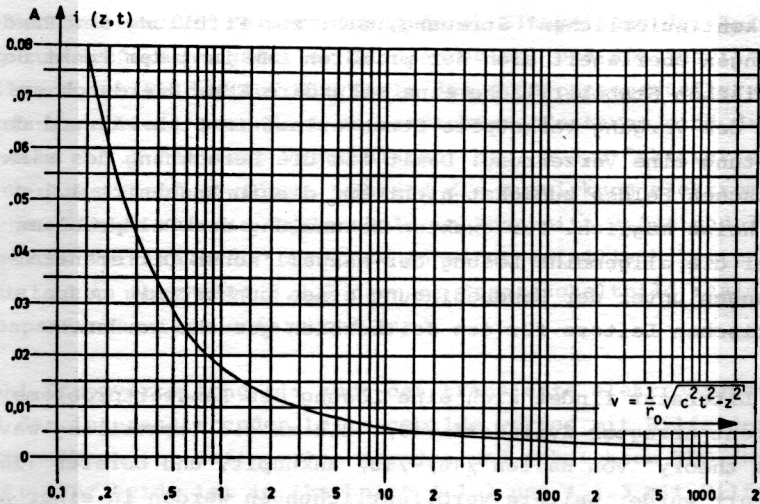


Bild 22: Stabstrom als Funktion der Variablen v bei einem eingepprägten Spannungssprung von 2 Volt nach /21/

Auf den ersten Blick scheint der Stabstrom i einer erheblichen Verzerrung zu unterliegen. Betrachtet man Bild 22 jedoch näher, so wird deutlich, daß die Abzisse v einen logarithmischen Maßstab hat. Beim praktisch interessierenden linearen Zeit- oder Ortsmastab ist die Änderung des Stabstroms weniger augenfällig. Außerdem besitzt in der physikalischen Realität die den Stab speisende Spannungsquelle stets eine nennenswerte Anstiegszeit t_a , so daß die hohe Verzerrung des Stabstroms im Bereich kleiner Werte von v nicht zum Tragen kommt. Zum Vergleich zeigt das folgende Bild 23 den Stromverlauf am Einspeisepunkt eines langen zylindrischen Stabes vom Durchmesser 0,8cm, dem ein Spannungssprung der Anstiegszeit $t_a = 1\text{ns}$ eingepägt wird. Die graphische Darstellung entsteht durch numerische Auswertung der auf die Funktion nach Bild 22 und eine Sprungfunktion der Anstiegszeit t_a angewandten Faltungsoperation.

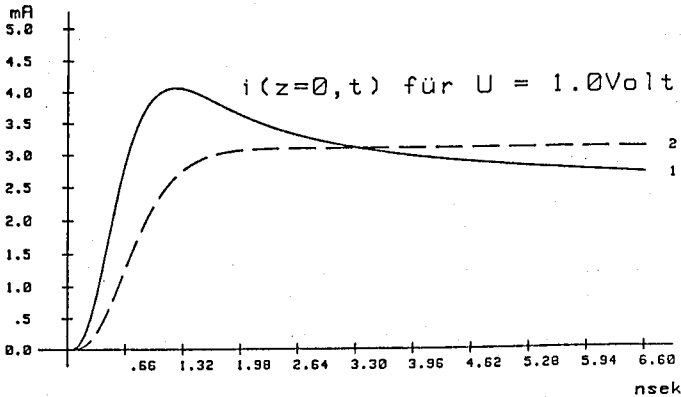


Bild 23: Zur Approximation des Stromverlaufs am durch einen Spannungssprung der Anstiegszeit $t_a = 1 \text{ ns}$ gespeisten Stab des Durchmessers $0,8 \text{ cm}$ durch eine Sprungfunktion

- 1 - über eine numerische Auswertung des Faltungsintegrals ermittelter tatsächlicher Stromverlauf
- 2 - Approximation von 1 durch eine Sprungfunktion gleicher Anstiegszeit wie die des speisenden Spannungssprungs

Vorstehende Darstellung gilt wegen Gl. (3-1) z.B. auch für einen Stab von 8 cm Durchmesser bei Betrachtung eines Zeitfensters von 66 ns . Für in der Stoßspannungsmeßtechnik interessierende Leiterabmessungen und Anstiegszeiten ist somit die Verzerrung des Stromverlaufes relativ gering. Im weiteren wird er daher durch eine Sprungfunktion der gleichen Anstiegszeit wie der des eingepreßten Spannungssprungs angenähert. Als Scheitelwert des Stromsprungs hat sich ein für das betrachtete Zeitfenster gültiger Mittelwert I_m als zweckmäßig gezeigt, analog zur Definition eines mittleren Wellenwiderstandes in der Antennentheorie. Allerdings hängt I_m geringfügig von der Größe des betrachteten Zeitfensters ab, was dem physikalischen Verständnis zuwiderläuft. Dieser Nachteil wird jedoch dadurch aufgewogen, daß die Annahme der Verzerrungsfreiheit unter Zugrundelegung des TED eine höchst anschauliche Beschreibung des transienten elektromagnetischen Feldes in Anordnungen aus zylindrischen Stäben erlaubt.

Die Annahme der Verzerrungsfreiheit für den Stromverlauf am zylindrischen Stab läßt sich mit Ausnahme des Bereichs in unmittelbarer Stabnähe auf das elektromagnetische Feld in der Umgebung

des Stabes erweitern. Unter diesen Voraussetzungen wird im folgenden das elektromagnetische Feld praktisch interessierender stabförmiger Anordnungen durch Superposition gerader und geknickter TED berechnet.

Wird die Abstrahlung elektromagnetischer Energie an Knicken und Enden von Leitergebilden betrachtet (s. Abschnitt 2.2.1 und 2.2.2) so entsteht mit der Approximation durch verzerrungsfreie EMW ein ähnlicher Plausibilitätskonflikt wie beim Strommittelwert I_m . Zwar wird für das elektromagnetische Feld die Abstrahlung in der Superposition verschiedener TED nachgebildet, jedoch nicht der notwendigerweise damit verknüpfte Energieverlust des Leitersystems, der sich z.B. in abnehmenden Stromscheitelwerten der Stromwanderwellen bei verlustfreien Mehrfachreflexionen zeigen müßte. Tatsächlich ist nämlich diese Abnahme der Stromscheitelwerte in der beim TED vernachlässigten Verzerrung des Stromverlaufes während der Wellenausbreitung enthalten, da durch diese die zur Erfüllung der Randbedingung an einem Knick oder Ende des Stabes anzunehmende sekundäre Stromwelle bereits mit einem geringeren Stromscheitelwert anzunehmen ist, als es bei verzerrungsfreier Ausbreitung der Fall wäre.

Die Methode der Approximation durch verzerrungsfreie EMW entspricht im Hinblick auf die transiente Stromverteilung der in /20/ ausführlich erläuterten Berechnung einer unendlich dünnen Linearantenne. Weniger üblich ist im Schrifttum der Gedanke der Wellenflächen verzerrungsfreier EMW insbesondere dessen in Abschnitt 4.1 gezeigte Konsequenz auf die Ermittlung der retardierten Potentiale. Entsprechend wenig verbreitet ist somit auch bei der Berechnung des transienten Strahlungsfeldes die in der vorliegenden Arbeit durch die Modellvorstellung des TED geübte anschauliche Darstellung. Ohne diese Anschauung ist es jedoch nur schwer möglich, Stromverteilung und transientes Strahlungsfeld an Leitergebilden aus geknickten Stäben zu berechnen. Weitere in /20/ zitierte Verfahren zur Berechnung des transienten Strahlungsfeldes endlich dicker zylindrischer Linearantennen vermitteln wegen ihres mathematischen Aufwandes noch weniger anschauliche Vorstellungen zum physikalischen Vorgang.

3.1.2 Aktiver Vertikalstab

Erzeugt eine Spannungsquelle mit von Null verschiedenem Quellwiderstand am Fußpunkt A eines über einem ausgedehnten Erdflächenleiter angebrachten Vertikalstabes der Höhe h (Monopol) einen Spannungssprung der Anstiegszeit t_a , so entsteht zunächst eine voraussetzungsgemäß verzerrungsfreie EMW mit zum Stabfußpunkt konzentrischen halbkugelförmigen Wellenflächen (A_1).

Erreicht die am Fußpunkt erzeugte primäre EMW das Ende des Stabes, so entsteht durch Streuung an dieser Diskontinuität eine sekundäre EMW mit zum Stabende B konzentrischen Wellenflächen (B_1), deren Feld sich dem der weiterlaufenden Primärwelle überlagert, dieses jedoch nur teilweise überdeckt. Die vom Stab gelösten Anteile der Primärwelle breiten sich in den Raum aus.

Trifft die vom Stabende ausgehende EMW auf den Erdflächenleiter, so wird sie reflektiert (B'_1), da die kugelförmigen Wellenflächen nicht senkrecht auf dem Erdflächenleiter stehen. Gleichzeitig entsteht i.a. noch eine zusätzliche EMW durch Streuung an der Diskontinuität des unteren Stabendes deren Wellenflächen (A_2) nun wieder zum Fußpunkt konzentrische Halbkugeln sind.

Je nach Art der Diskontinuität am Fußpunkt wird sich der Vorgang mehrfach wiederholen. Bild 24 zeigt schematisch die Wellenflächen der sukzessiv entstehenden EMW. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist jeweils nur die dem Anfang der sprungförmigen EMW entsprechende Wellenfläche, die Wellenfront, gezeichnet.

Betrachtet man in Bild 24 die abgestrahlte EMW in einiger Entfernung vom Vertikalstab, so zeigt sich, daß diese aus der Überlagerung dem Endpunkt zuzuordnender Anteile und deren Reflexion am Erdflächenleiter sowie gegebenenfalls noch vom Fußpunkt ausgehender Anteile besteht. Auch wenn in großer Entfernung vom Stab in der Nähe des Erdflächenleiters die Anteile der EMW jeweils durch ebene Wellenflächen charakterisiert werden können, verbleibt in der Überlagerung immer noch die Zeitverschiebung um die entsprechende Laufzeit zwischen den Diskontinuitäten. Somit kompensieren sich die Felder der Anteile auch in großer Ent-

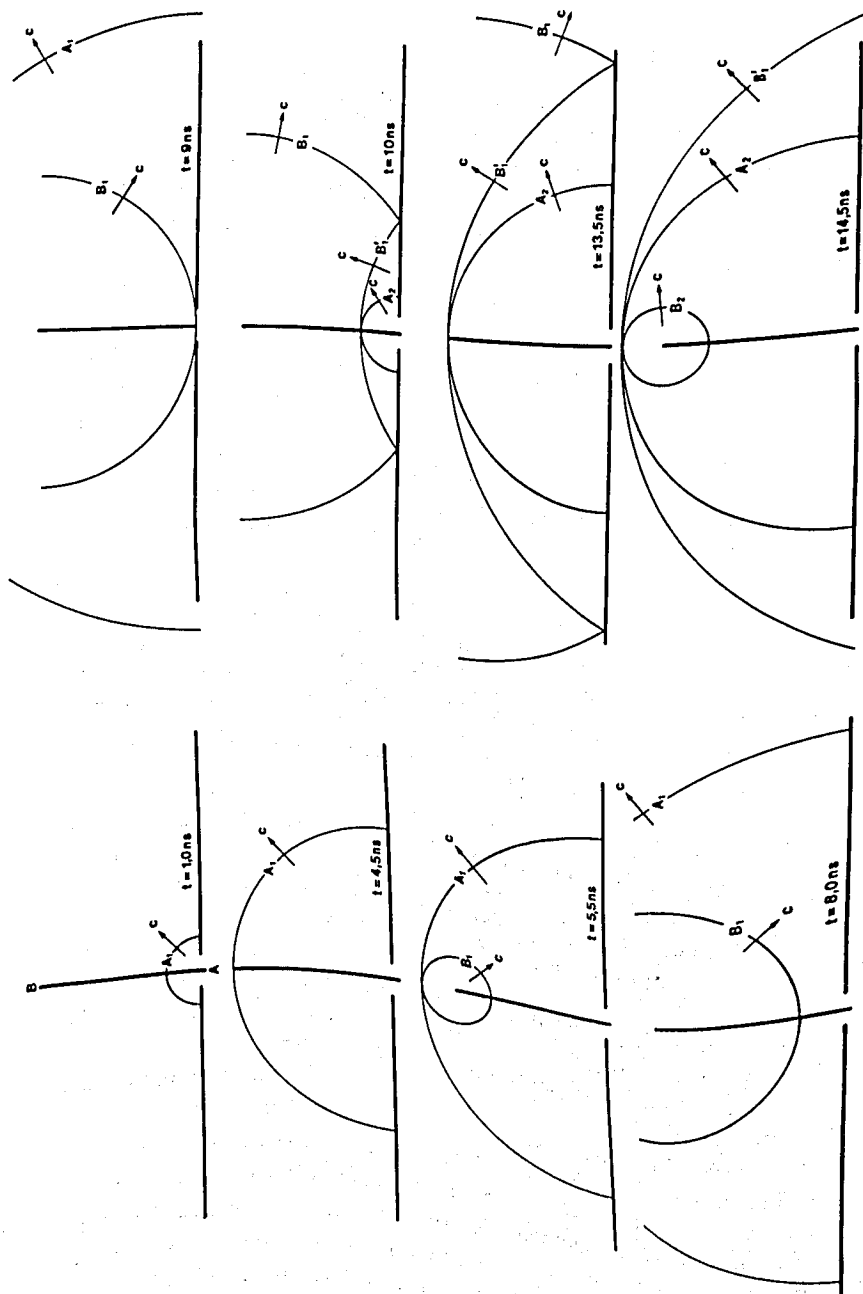


Bild 24: Aktiver Vertikalstab der Höhe $h = 1,35\text{m}$

fernung nicht vollständig, es verbleibt eine resultierende, abgestrahlte EMW.

Zur Ermittlung des elektromagnetischen Feldes des am Fußpunkt transient erregten Vertikalstabes wird der Erdfächenleiter durch Annahme eines Spiegelleiters ersetzt. Das elektromagnetische Feld des so entstehenden symmetrischen Dipols ist in der oberen Hälfte identisch mit dem des Monopols, wenn beim Ausschalten der Erregung der gleiche Strom fließt und an der Diskontinuität des Stabfußpunktes gleichartige Streuung erfolgt. Diese Bedingungen sind erfüllt, wenn Leerlaufspannung und Quellimpedanz der Erregung des Vertikalstabes mit gespiegelt, d.h. wenn der symmetrische Dipol gegenüber dem Vertikalstab die doppelte Leerlaufspannung und Quellimpedanz besitzt, Bild 25.

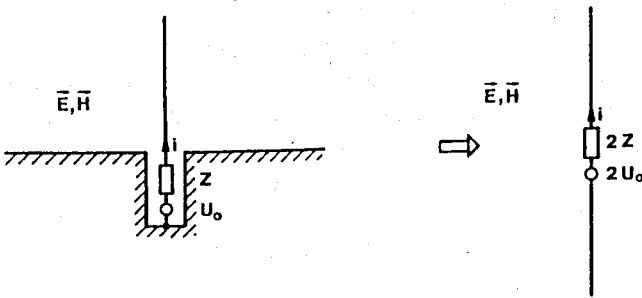


Bild 25: Ersetzen des Erdfächenleiters durch einen Spiegelleiter

Bemerkenswert ist der Umstand, daß ein Kurzschluß am Fußpunkt des Monopols mit dem Erdfächenleiter (verschwindende Quellimpedanz) einem Kurzschluß der beiden Stäbe des symmetrischen Dipols entspricht, somit keine Diskontinuität darstellt, d.h. es entsteht in diesem Fall am Fußpunkt keine Sekundärwelle. Die entsprechend dem Verständnis der Wanderwellentheorie an einem Kurzschluß auftretende Stromverdopplung wird beim Monopol bereits durch die Stromwelle der vom oberen Stabende ausgehenden und am Erdfächenleiter reflektierten EMW bewirkt.

Zur Erfüllung der am Fußpunkt und am oberen Stabende einzuhaltenen Randbedingungen ist für den Vertikalstab eine Überlagerung von zeitlich und räumlich verschobenen TED entsprechend Bild 26 anzusetzen, aus der sich dann durch Superposition der den einzelnen TED zugeordneten Anteile des elektromagnetischen Feldes das Gesamtfeld ergibt. Bei idealem Kurzschluß am Fußpunkt entfallen die TED für $2 \frac{h}{c} < t < 3 \frac{h}{c}$, $4 \frac{h}{c} < t < 5 \frac{h}{c}$, usw.

Auf die beschriebene Weise läßt sich ein analytischer Ausdruck für die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ und die magnetische Feldstärke $\vec{H}$ ermitteln, der eine räumliche und zeitliche Reihenentwicklung nach der Stabhöhe und der Laufzeit auf dem Stab darstellt. Dieses Verfahren entspricht einer Erweiterung der bekannten eindimensionalen Reihendarstellung von Wanderwellen nach d'Alembert auf dreidimensionale Anordnungen.

Bild 27 zeigt den für zwei verschiedene Zeitpunkte berechneten Verlauf des elektrischen Feldes am durch einen Spannungssprung endlicher Steilheit gespeisten Vertikalstab. Der Feldverlauf wird durch kurze Tangentenstücke dargestellt. Die strichliert eingezeichneten Kreise sind die Wellenfronten der EMW entsprechend Bild 24. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, wurde auf eine Darstellung des Betrags der elektrischen Feldstärke verzichtet. In den Momentaufnahmen der räumlichen Verteilung des elektrischen Feldvektors läßt sich die aus der Antennentheorie bekannte nierenförmige Struktur des Fernfeldes einer kurzen Antenne wiedererkennen. Die Darstellung zu zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten verdeutlicht die ebenfalls bekannte Fortbewegung der nierenförmigen Struktur. Im hier gezeigten transi-lagerung dem Endpunkt des Stabes und der Reflexion am Erdflächenleiter (dem gespiegelten Endpunkt) zugeordneter TED.

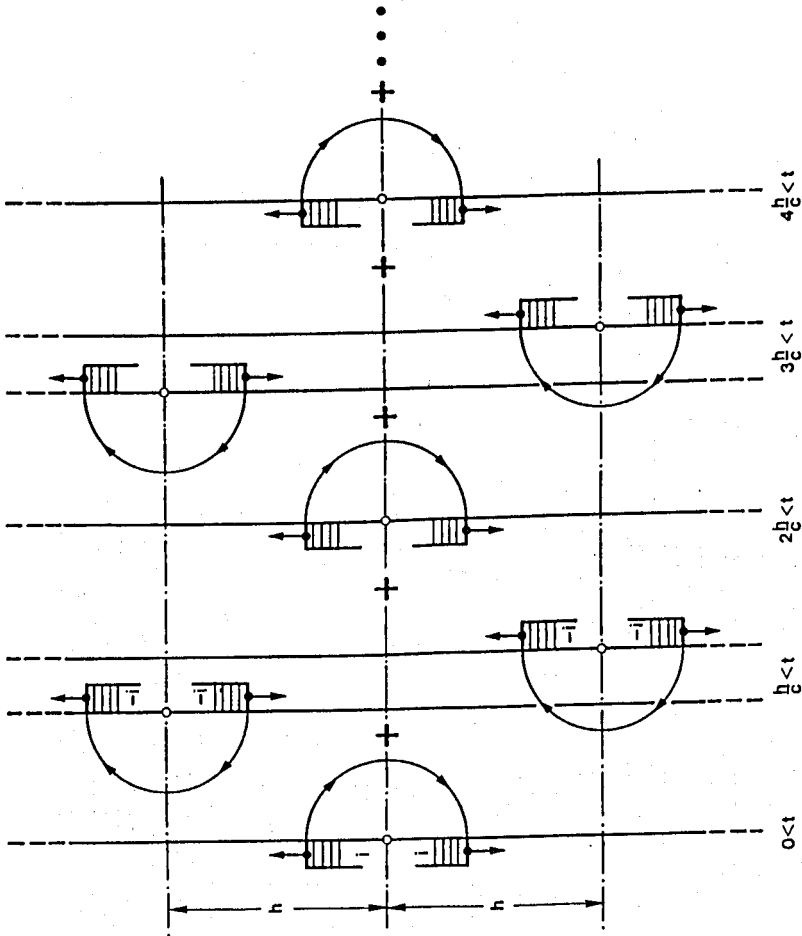


Bild 26: Darstellung des Vorgangs am transient erregten Vertikalstab durch zeitlich und räumlich verschobene TED

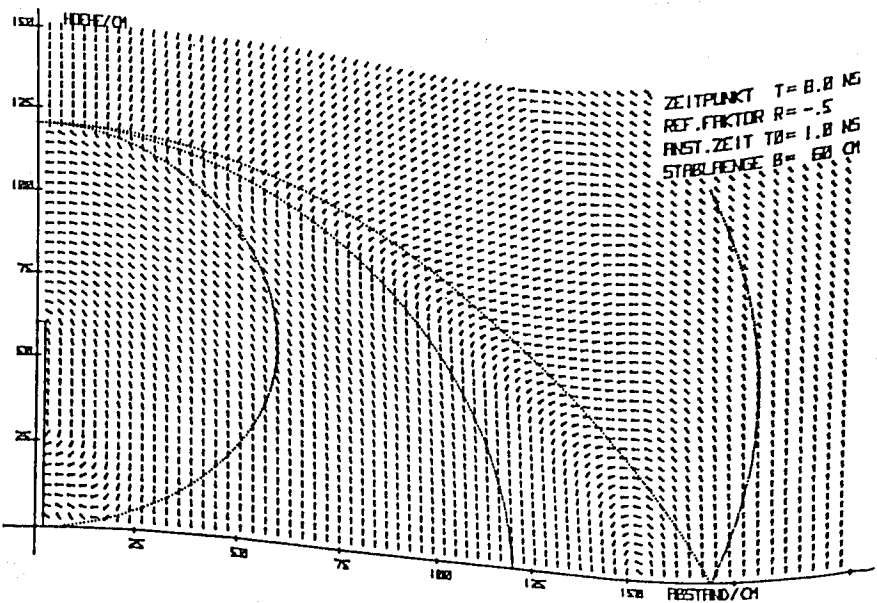
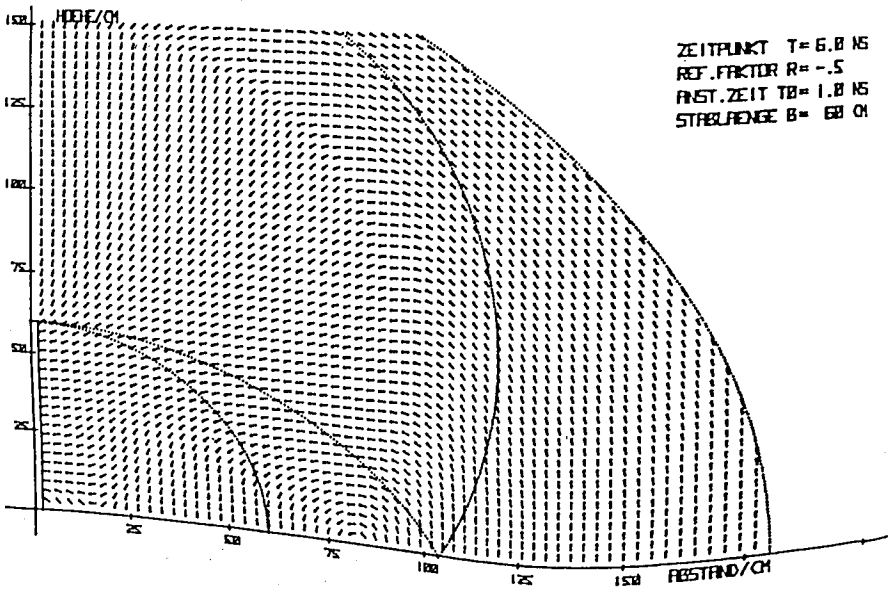


Bild 27: Durch kurze Tangentenstücke dargestellte Feldbilder des transient erregten Vertikalstabes für verschiedene Zeitpunkte

3.1.3 Aktiver geknickter Vertikalstab (Rechteckmesskreis)

Bei Sprungantwortmessungen besitzt die Zuleitung zum Stoßspannungsteiler einen vertikalen und einen horizontalen Teil. Das entstehende Leitergebilde entspricht einem im rechten Winkel abgeknickten Vertikalstab. Im folgenden wird dessen transientes elektromagnetisches Feld bzw. die damit verknüpfte Stromverteilung bei sprungförmiger Erregung berechnet.

Beim Aufschalten eines steilen Spannungssprungs am unteren Ende der Zuleitung entsteht wie beim Vertikalstab eine EMW mit kugelförmigen Wellenflächen. Durch Streuung am Knickpunkt der Zuleitung und am Teilerkopf überlagern sich nach den entsprechenden Laufzeiten der primären EMW Sekundärwellen mit wiederum kugelförmigen Wellenflächen, Bild 28. Hierbei liegt wie beim Vertikalstab die Annahme verzerrungsfreier Ausbreitung der EMW zu Grunde.

Bei der Berechnung des elektromagnetischen Feldes in der Anordnung werden durch die Zuleitungsführung vorgegebene Randbedingungen in der Überlagerung zeitlich aufeinanderfolgender EMW erfüllt, wobei die einzelnen EMW jeweils durch einen in ihrem Ursprungspunkt angeordneten TED repräsentiert werden. Die Überlagerung aller den TED zugeordneten Stromwellen ergibt den mit dem Vorgang verknüpften Stromfluß in der Zuleitung.

Das Problem der Reflexion der EMW am Erdfächenleiter wird wie im vorigen Abschnitt durch Annahme einer Spiegelanordnung beseitigt.

Zur Erfüllung der Randbedingung "Knick in der Zuleitung" ist es erforderlich, abgewinkelte TED anzusetzen (s. Abschnitt 2.3.4). Je ein Ast des im Knickpunkt angeordneten TED kompensiert die fiktiv weiterlaufende Stromwelle der am Knickpunkt eintreffenden EMW. Dies ermöglicht die aus der physikalischen Vorstellung geforderte Ausbreitung der ursprünglichen EMW über den Knickpunkt hinaus, bei ungestörtem Stromfluß "um die Ecke", Bild 29.

Das elektromagnetische Feld eines beliebig abgewinkelten TED berechnet sich auf die gleiche Weise wie das des gestreckten TED durch Ansatz der retardierten Potentiale und kugelförmigen Wellenflächen (s. Abschnitt 4.1.4). Bild 30 zeigt eine berechnete Darstellung des elektrischen Feldes einer Modellanordnung durch kurze Tangentenstücke ähnlich Bild 27.

Bei der geschilderten Berechnung des elektromagnetischen Feldes im Rechteckmeßkreis wird die Streuung der vom Einspeiseort ausgehenden EMW am horizontalen Teil der Zuleitung vernachlässigt. Wegen der hohen Leitfähigkeit metallischer Stäbe ist der Einfluß durch Streuung induzierter Ströme im Vergleich zu den Stromwellen gebundener EMW vernachlässigbar.

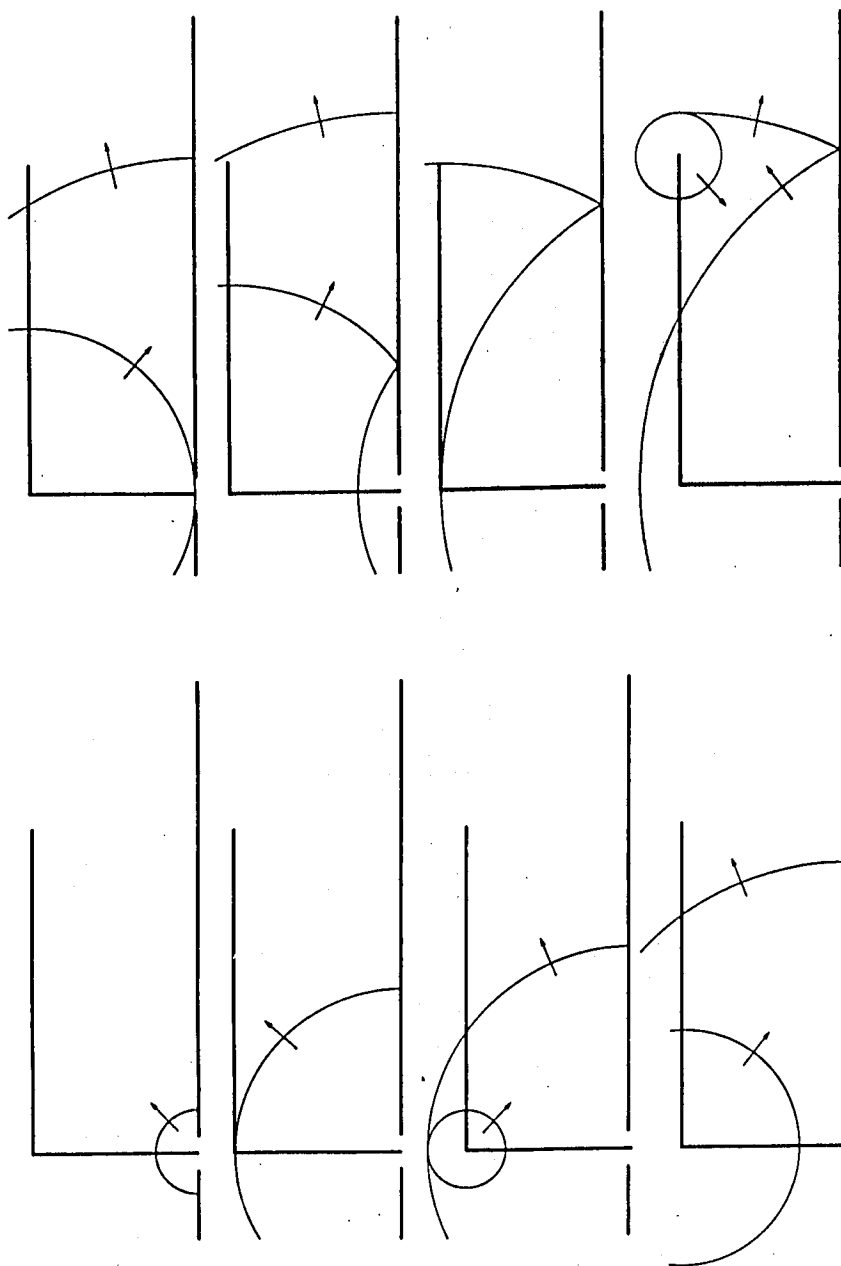


Bild 28: Abfolge der Wellenfronten im Rechteckmaßkreis

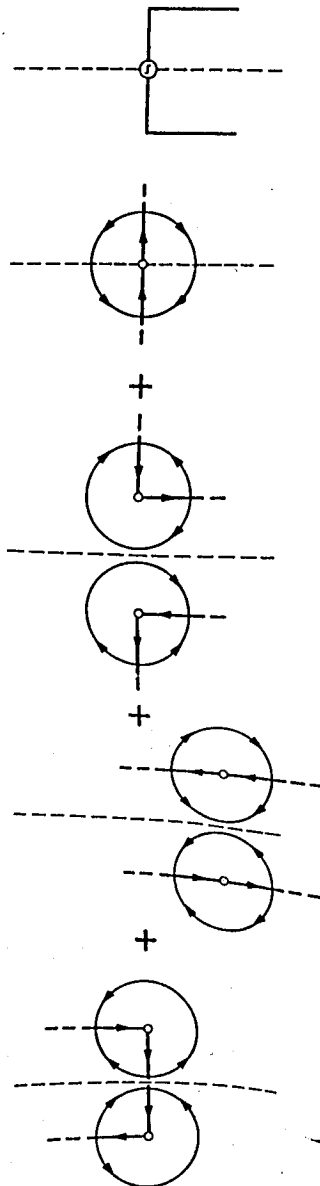


Bild 29: Berechnung des elektromagnetischen Feldes des Rechteckmeßkreises durch Superposition abgewinkelter TED

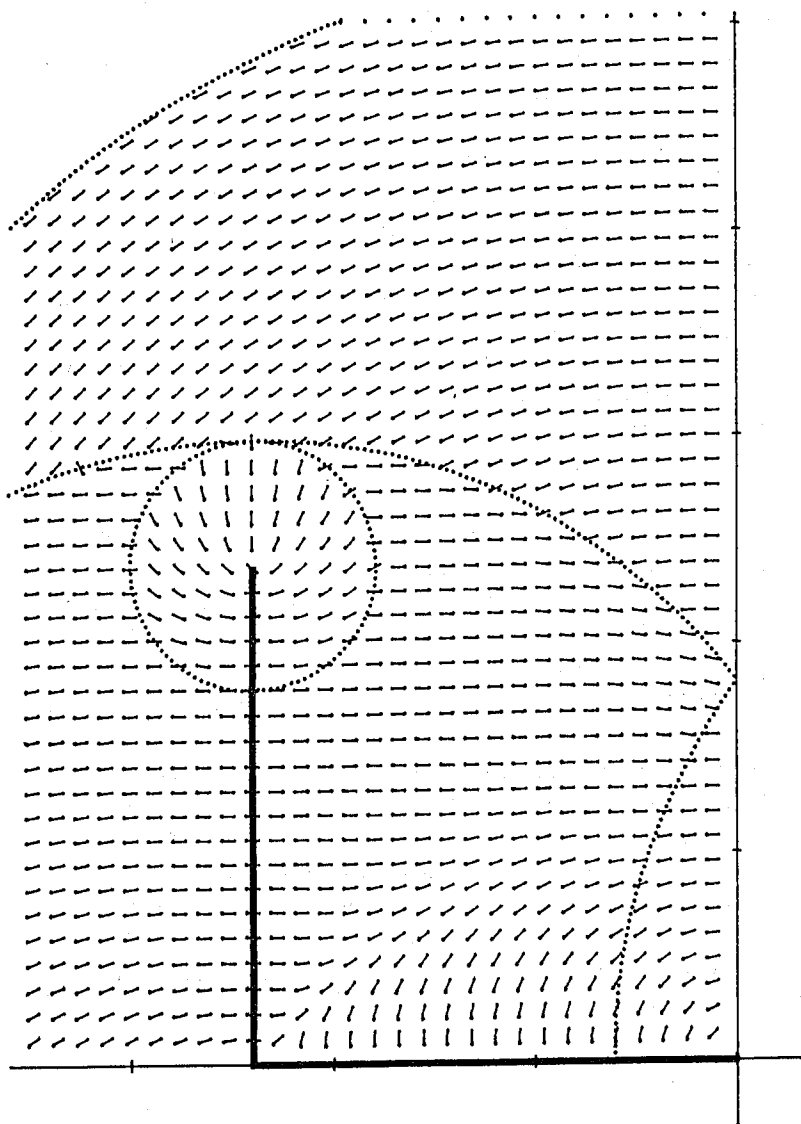


Bild 30: Räumlicher Verlauf des elektrischen Feldes an einem Modell zum Zeitpunkt $t = 4,5 \text{ ns}$

3.1.4 Passiver Vertikalstab

Die Gesetzmäßigkeiten freier EMW sind auch bei ausschnittsweiser Betrachtung gebundener EMW zutreffend (s. Abschnitt 2.2.1). Daher darf die Wechselwirkung der sich an der Zuleitung eines Stoßspannungsteilers ausbreitenden gebundenen EMW mit der Säule des Teiler ähnlich wie die Streuung freier EMW am Vertikalstab behandelt werden. Vereinfachend werden zunächst zum Stab parallele Wellenflächen der einfallenden EMW angenommen.

Beim Auftreffen der verzerrungsfreien Primärwelle auf den Vertikalstab entsteht, entsprechend Bild 12, Abschnitt 2.2.1, eine verzerrungsbehaftete Sekundärwelle. Da jeder Punkt des Stabes als Ausgangspunkt der Sekundärwelle wirksam ist, besitzt diese eine zylindrische Wellenfront. Die Sekundärwelle läßt sich auch als Überlagerung infinitesimal verteilter gebundener EMW auffassen. Durch Streuung der gebundenen EMW an den Endpunkten des Stabes entsprechend Abschnitt 2.2.2 überlagern sich daher der ersten zylinderförmigen Sekundärwelle weitere mit kugelförmigen Wellenfronten, Bild 31.

Zur anschaulichen Darstellung des mit dem physikalischen Vorgang verknüpften Stromverlaufs im Leiter wird im folgenden der Sonderfall der Streuung Ebener Wellen am unendlich langen Stab betrachtet. Durch diese weitere Vereinfachung reduziert sich der Streuvorgang auf die Entstehung nur einer Sekundärwelle mit zylindrischer Wellenfront. Der mit dieser Sekundärwelle verknüpften Stromfluß im Stab läßt sich mit Hilfe des gestreckten TED für eine sprungförmig verlaufende Ebene Welle, die zum Zeitpunkt $t = 0$ auf den unendlich langen Stab auftrifft, mit einigem Aufwand näherungsweise berechnen. Die Näherungslösung für den Gesamtstrom kann dann als Überlagerung zweier entgegengesetzt laufender verzerrungsfreier Wanderwellen aufgefaßt werden, wobei die Reflexion dieser Wanderwellen an Fuß- und Endpunkt des Vertikalstabes endlicher Länge mit den in Bild 31 gezeichneten kugelförmigen Sekundärwellen 3 und 4 verknüpft ist.

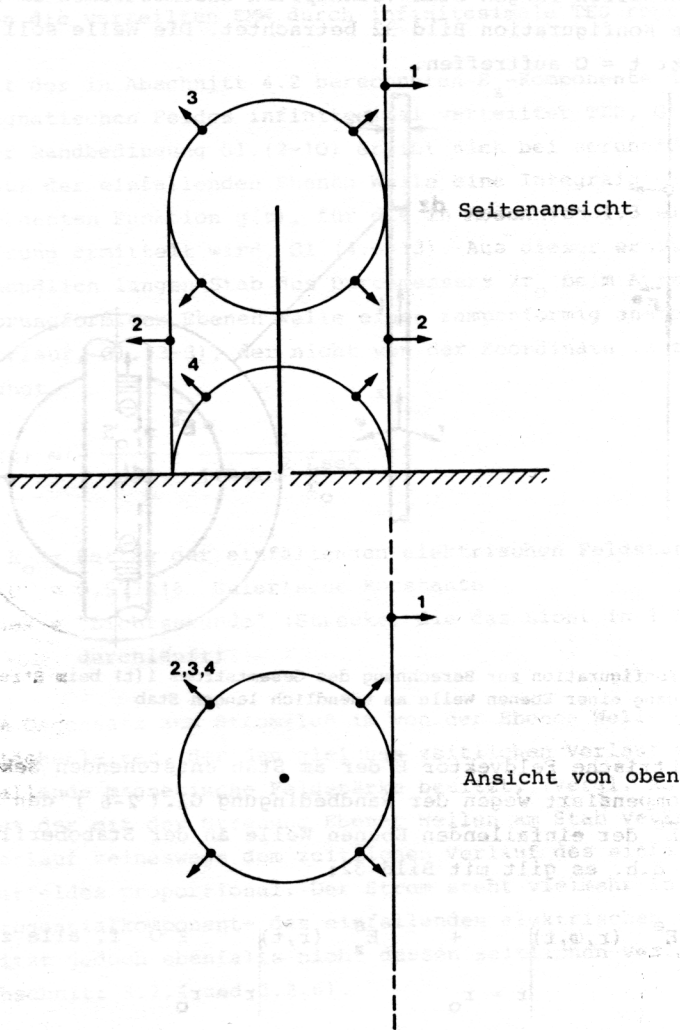


Bild 31: Streuung einer Ebenen Welle am Vertikalstab

- 1 einfallende Primärwelle mit ebener Wellenfläche (verzerrungsfrei)
- 2 am Stab gestreute Sekundärwelle mit zylindrischer Wellenfront (verzerrungsbehaftet)
- 3,4 durch Streuung an den Endpunkten des Stabes entstehende Sekundärwellen von 2 mit kugelförmiger Wellenfront

Zur analytischen Berechnung des mit der Streuung der Ebenen Welle am unendlich langen Stab verknüpften Gesamtstromes im Stab wird die Konfiguration Bild 32 betrachtet. Die Welle soll zum Zeitpunkt $t = 0$ auftreten.

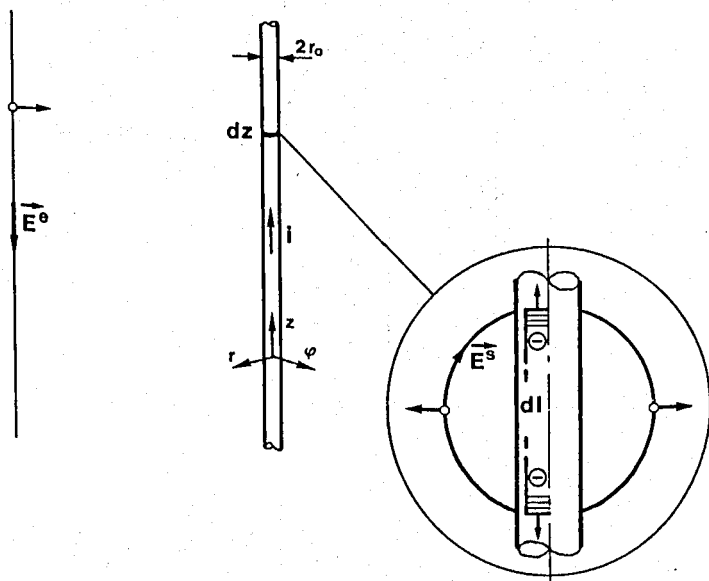


Bild 32: Konfiguration zur Berechnung des Gesamtstroms $i(t)$ beim Streuvorgang einer Ebenen Welle am unendlich langen Stab

Der elektrische Feldvektor E^s der am Stab entstehenden Sekundärwelle kompensiert wegen der Randbedingung Gl. (2-6) den Feldvektor E^e der einfallenden Ebenen Welle an der Staboberfläche $r = r_0$, d.h. es gilt mit Bild 32:

$$E_z^e(r, \varphi, t) \Big|_{r=r_0} + E_z^s(r, t) \Big|_{r=r_0} \equiv 0 \quad \text{f. alle } z, t \quad (3-2)$$

Das Sekundärfeld $E_z^s(r, t)$ wird der Überlagerung längs des Stabes infinitesimal verteilter EMW mit kugelförmigen Wellenflächen zugeordnet. Der Streuvorgang ist vollständig beschreibbar, wenn es gelingt den Zusammenhang zwischen dem aus der Überlagerung der verteilten EMW resultierenden Gesamtstrom $i(t)$ und dem aus derselben Überlagerung resultierenden elektromagnetischen Feld

in der Umgebung des Stabes quantitativ herzuleiten. Hierzu werden die verteilten EMW durch infinitesimale TED repräsentiert.

Mit der in Abschnitt 4.2 berechneten E_z -Komponente des elektromagnetischen Feldes infinitesimal verteilter TED, Gl.(4.2-22) und der Randbedingung Gl.(2-10) ergibt sich bei sprungförmigem Verlauf der einfallenden Ebenen Welle eine Integralgleichung der unbekannten Funktion $g(t)$, für die in Abschnitt 4.3 eine Näherungslösung ermittelt wird, Gl.(4.3-13). Aus dieser erhält man für den unendlich langen Stab des Durchmessers $2r_0$ beim Auftreffen der sprungförmigen Ebenen Welle einen rampenförmig ansteigenden Stromverlauf, Gl.(3-3), der nicht von der Koordinate in z-Richtung abhängt.

$$i(t) \approx - \frac{E_0 \cdot c}{60\Omega} \cdot \frac{1}{1-C+\ln \frac{2 \cdot Lsek}{r_0}} \cdot t \quad (3-3)$$

E_0 = Betrag der einfallenden elektrischen Feldstärke

$C = 0,577216$ Euler'sche Konstante

$Lsek$ = "Lichtsekunde" (Strecke, die das Licht in 1 Sekunde durchläuft)

Im Gegensatz zum Stromfluß im von der Ebenen Welle getroffenen Flächenleiter, der den gleichen zeitlichen Verlauf wie die einfallende magnetische Feldstärke besitzt, (Vergl. Abschnitt 2.3.6), ist der mit der Streuung Ebener Wellen am Stab verknüpfte Stromverlauf keineswegs dem zeitlichen Verlauf des einfallenden Magnetfeldes proportional. Der Strom steht vielmehr in Relation zur Tangentialkomponente des einfallenden elektrischen Feldes, besitzt jedoch ebenfalls nicht dessen zeitlichen Verlauf, (Vergl. Abschnitt 3.2.4 und 3.2.6).

Ein Vergleich mit dem Experiment (Bild 55, Abschnitt 3.3.6), zeigt gute Übereinstimmung des qualitativen Stromverlaufs mit Gl.(3-3). Für den quantitativen Wert des Stromes ergibt sich jedoch eine nicht zu vernachlässigende Abweichung. Dies ist vermutlich in der zur Herleitung von Gl.(3-3) vernachlässigten Verzerrung der infinitesimalen Kugel-Wellen am zylindrischen Stab begründet, (Vergl. Abschnitt 3.1.1). Zu Beginn des Vorgangs

ist die Verzerrung am größten, daher resultiert aus der Randbedingung Gl.(3-2) mit dem Ansatz nach Abschnitt 4.3 ein zu kleiner Stromscheitelwert. Wesentlich bessere Übereinstimmung mit dem Experiment erbringt eine einfache Näherungsbetrachtung mit Hilfe des in Bild 23, Abschnitt 3.1.1, definierten Strommittelwertes bzw. des daraus abgeleiteten mittleren Wellenwiderstandes Z_m .

Entsprechend Bild 32 errechnet sich der Strombeitrag dI einer Teilwelle für kleine Radien der infinitesimalen Kugel-Wellen näherungsweise aus dem Quotient der infinitesimalen Spannung $E_z^s \cdot dz$ und dem mittleren Wellenwiderstand Z_m des Stabes, Gl.(3-4).

$$dI \approx - \frac{1}{Z_m} \cdot E_z^s \cdot dz = + \frac{1}{Z_m} \cdot E_z^e \cdot dz = - \frac{E_o}{Z_m} \cdot dz \quad (3-4)$$

Dem Strom am Fußpunkt des Vertikalstabes entspricht der Gesamtstrom am Ort $z=0$. Er resultiert aus einer Integration aller Teilbeiträge dI , die wegen ihrer Ausbreitung mit Lichtgeschwindigkeit einem Bereich $-c \cdot t \leq z \leq +c \cdot t$ entstammen, Gl.(3-5).

$$i(t) = \int_{z=-ct}^{z=+ct} \frac{1}{Z_m} \cdot E_z^e \cdot dz = - 2 \cdot \frac{E_o \cdot c}{Z_m} \cdot t \quad (3-5)$$

Ähnlich wie jede beliebige Spannungs- oder Stromverteilung auf einer Leitung, /22/, kann der rampenförmig ansteigende und in z -Richtung gleichverteilte Stabstrom, Gl.(3-5), in eine Überlagerung zweier gegenläufiger Stromwanderwellen zerlegt werden, denn Gl.(3-5) läßt sich auf die Form Gl.(3-6) bringen, die analytischer Ausdruck zweier entgegengesetzt laufender Stromwanderwellen verschiedenen Vorzeichens ist, Bild 33.

$$i(t) = - \frac{E_o \cdot c}{Z_m} \cdot \left(\frac{z}{c} + t \right) + \frac{E_o \cdot c}{Z_m} \cdot \left(\frac{z}{c} - t \right) \quad (3-6)$$

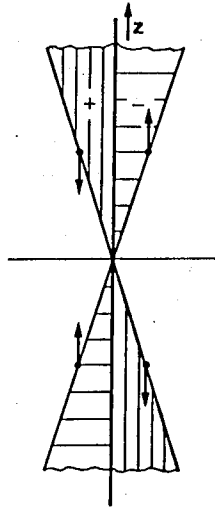


Bild 33: Darstellung des Stabstromes bei der Streuung sprunghörmiger Ebener Wellen durch die Überlagerung zweier gegenläufiger Stromwellen

Somit ist die verzerrungsbehaftete zylindrische Sekundärwelle 2, Bild 31, bei kurzer Dauer des Streuvorgangs wie z.B. bei sprunghörmigen EMW, mit zwei verzerrungsfreien gegenläufigen Stromwellen verknüpft, so daß die sich überlagernde Streuung an den Endpunkten eines Vertikalstabes, d.h. die Entstehung der Sekundärwellen 3 bzw. 4 in Bild 31, wie die Streuung gebundener Wellen in Abschnitt 2.3.4 behandelt werden kann, (Vergl. Abschnitt 3.3.6).

Weitere Untersuchungen zur Beeinflussung von Leitergebilden durch elektromagnetische Wellen, insbesondere von Konfigurationen, bei denen die elektrische Feldstärke der einfallenden EMW normal zur Leiteroberfläche gerichtet ist, finden sich in /23/. Hierauf soll jedoch nicht näher eingegangen werden, da dieser Fall bei Problemen der Stoßspannungsmesstechnik weniger interessiert.

3.2 ERSATZSCHALTBILDER UND IHRE HERLEITUNG AUS DEM FELD

Spannung, Strom und Netzwerkselemente sind für jeden Elektrotechniker geläufige und damit anschauliche Begriffe, da der überwiegende Teil der in der Elektrotechnik auftretenden Probleme mit den Betrachtungsweisen der Netzwerktheorie gelöst werden kann. Ersatzschaltbilder physikalischer Anordnungen beschreiben das elektromagnetische Feld in seinen Auswirkungen auf die Leiter der Anordnungen i.a. jedoch nur dann ausreichend genau, wenn quasistationäre Zustände vorliegen. Bei den hier untersuchten nichtquasistationären Vorgängen im Hochspannungsmeßkreis ist die Netzwerktheorie nur noch beschränkt anwendbar. Im folgenden werden Möglichkeiten und Grenzen der Übernahme von Vorstellungen aus der Netzwerktheorie für nichtquasistationäre transiente Vorgänge aufgezeigt.

Bei der Ableitung eines Ersatzschaltbildes aus dem elektromagnetischen Feld einer Anordnung ist es notwendig zwischen dem Feld, das nur mit Ladungen bzw. Strömen im betrachteten Leiter verknüpft ist (Eigenfeld), und den Feldern oder Feldanteilen, die mit Ladungen und Strömen in mehreren Leitern verknüpft sind, somit eine Wechselwirkung der Ladungen und Ströme in mehreren Leitern beschreiben, zu unterscheiden. Letztere werden unter dem Begriff "elektromagnetische Beeinflussung" in Abschnitt 3.2.4 bis 3.2.7 behandelt.

Die Beschreibung elektromagnetischer Beeinflussungen im Ersatzschaltbild besitzt bei der Untersuchung des Übertragungsverhaltens von Stoßspannungsmeßkreisen grundlegende Bedeutung, da die sich in Form eines transienten Vorgangs im Sprungantwortmeßkreis ausbreitenden EMW als externes Strahlungsfeld im Ersatzschaltbild des Stoßspannungsteilers zu berücksichtigen sind.

3.2.1 Quasistationäre Zustände

Die Annahme quasistationärer Zustände in einer gegebenen Anordnung bedeutet die Vernachlässigung der Laufzeit elektromagnetischer Wellen, zwischen verschiedenen Punkten der Anordnung, d.h. es wird angenommen, daß das mit einer bestimmten Ladungs- und Stromverteilung verknüpfte elektromagnetische Feld gleichzeitig in allen Punkten der Anordnung wirksam ist. Diese Vernachlässigung ist erlaubt, wenn der Anstiegsbereich r_a der EMW (s. Abschnitt 2.1.3) erheblich größer ist, als die größte räumliche Ausdehnung l der Anordnung:

$$r_a = t_a \cdot c \gg l \quad (3-7)$$

Für die Maxwell'schen Gleichungen bedeutet die Annahme quasistationärer Zustände die Vernachlässigung der induzierenden Wirkung des Verschiebungsstroms im Dielektrikum bzw. die Vernachlässigung der Stromverdrängung im Leiter. Hierdurch verlieren die elektromagnetischen Felder ihre implizite Zeit- und Ortsabhängigkeit. Außerhalb des Leiters bedeutet die Vernachlässigung der Laufzeiten elektromagnetischer Felder bei der Feldbeschreibung mittels der retardierten Potentiale (s. Abschnitt 4.1) eine Vernachlässigung der Retardierung. Das Vektorpotential $\vec{A}$ wird dann gleich dem des stationären Magnetfelds und das Skalarpotential U dem des statischen elektrischen Feldes. Die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$\vec{E} = - \text{grad } U - \mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{E}_{\text{inf}} + \vec{E}_{\text{ind}} \quad (3-8)$$

Der erste Anteil E_{inf} ist das auf Ladungen zurückzuführende elektrische Feld der Elektrostatik (Quellenfeld). Der zweite Anteil E_{ind} ist mit der zeitlichen Änderung des Vektorpotentials verknüpft und wird als induziertes elektrisches Feld aufgefaßt (Wirbelfeld), da Vektorpotential und Magnetfeld über die Rotation in fester Beziehung stehen.

Charakteristikum quasistationärer Felder ist die zeitliche Konstanz der räumlichen Verteilung der Feldstärken. Zur Beschreibung des elektrischen und magnetischen Feldes genügt jeweils ei-

ne vektorielle Ortsfunktion, lediglich der Betrag der Feldstärkekomponenten ist noch eine Funktion der Zeit. Damit sind Spannungen zwischen beliebigen Punkten der Anordnung definierbar. Der Leitungsstrom hat in einer Leiterschleife überall den gleichen zeitlichen Verlauf.

Unter den vorstehenden Voraussetzungen kann eine Mehrleiteranordnung und das zwischen den Leitern bestehende elektrische Feld durch eine Kapazität C und den durch diese fließenden Verschiebungsstrom i_v dargestellt werden, Bild 34, Gl. (3-9)

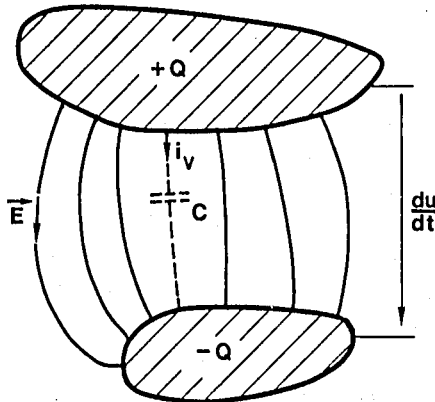


Bild 34: Zur Definition der Ersatzkapazität C für eine Mehrleiteranordnung und das zwischen den Leitern bestehende quasistationäre elektrische Feld

$$i_v(t) = C \cdot \frac{d}{dt} u(t) \quad (3-9)$$

Eine stromführende Leiterschleife und das sie umgebende magnetische Feld wird mit der entsprechend Gl. (2-14) durch Integration über das induzierte elektrische Feld ermittelten induzierten Spannung u_{ind} (Selbstinduktionsspannung) in einer im Zug der Leiterschleife definierten Induktivität L beschrieben, Bild 35, Gl. (3-10).

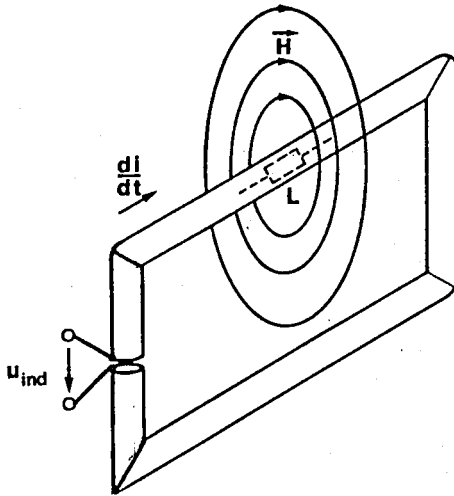


Bild 35: Zur Definition der Ersatzinduktivität L für eine stromdurchflossene Leiterschleife und das sie umgebende quasistationäre Magnetfeld

$$u_{ind}(t) = L \cdot \frac{d}{dt} i(t) \quad (3-10)$$

Die induzierte Spannung $u_{ind}(t)$ ergibt sich aus der Spannungsdefinition Gl. (2-14) als Linienintegral über die vom Eigenmagnetfeld induzierte elektrische Feldstärke $\vec{E}_{ind}$ bzw. nach Gl. (3-11) aus der zeitlichen Änderung des Vektorpotentials $\vec{A}$:

$$u_{ind}(t) = \int_S \vec{E}_{ind} \cdot d\vec{s} = -\mu_0 \cdot \int_S \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \cdot d\vec{s} \quad (3-11)$$

Durch Anwendung einer Integralbeziehung erhält man die übliche Darstellung der induzierten Spannung u_{ind} aus der zeitlichen Änderung des durch die Leiterschleife tretenden Flusses Φ Gl. (3-12):

$$\begin{aligned}
 - \mu_0 \cdot \oint_s \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \cdot d\vec{s} &\equiv - \frac{d}{dt} \int_a (\mu_0 \cdot \text{rot } \vec{A}) \cdot d\vec{a}, \quad (s \text{ ist Rand von } a) \\
 \Rightarrow u_{\text{ind}} &= - \frac{d}{dt} \int_a \vec{B} \cdot d\vec{a} = - \frac{d\phi}{dt} \quad (3-12)
 \end{aligned}$$

Die Äquivalenz der Ausdrücke in den Gl. (3-10) - (3-12) ist von Bedeutung für Probleme, bei denen die induzierte Spannung u_{ind} längs eines Teilstücks der Leiterschleife interessiert. Denn eine Induktivität L läßt sich exakt nur für die gesamte Leiterschleife angeben (in der Praxis ist in grober Näherung eine Aufteilung üblich und zweckmäßig). Sie stellt keine lokale Eigenschaft eines isoliert betrachteten Leiterstücks dar, sondern ist als Verhältnis zwischen dem durch die gesamte Leiterschleife tretenden Fluß ϕ und dem Schleifenstrom i definiert. Ohne Schwierigkeiten läßt sich dagegen das Linienintegral Gl. (3-11) über ein Teilstück der Leiterschleife bilden.

Da bei der Betrachtung eines isolierten Leiterstücks der von magnetischer Energie erfüllte Raum nicht definiert ist, kann zunächst die Selbstinduktivität L des Leiterstücks nicht angegeben werden. Daraus darf nicht geschlossen werden, daß das normalerweise durch die Selbstinduktivität charakterisierte physikalische Phänomen nicht existiert. Vielmehr läßt sich durch eine seltener in Lehrbüchern zu findende Formulierung des Selbstinduktionsvorgangs an einem kurzen Leiterstück die genannte Problematik umgehen. Hierzu wird folgendes Gedankenexperiment betrachtet.

An ein kurzes Teilstück eines langen Leiters werde durch eine ideale Quelle mit induktions- und widerstandslosen Zuleitungen eine Spannung U_0 eingeprägt, Bild 36.

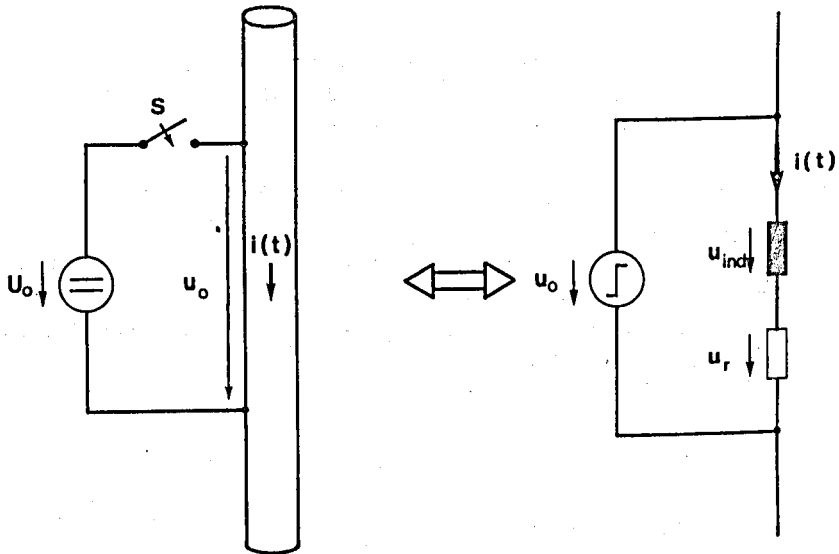


Bild 36: Gedankenexperiment zur Darstellung des Selbstinduktionsvorgangs an einem kurzen Leiterstück

Unmittelbar nach Schließen des Schalters S springt der Strom i im Leiterstück keineswegs, wie vielleicht vermutet, auf einen Wert, der durch den ohmschen Widerstand des Leiterstücks gegeben ist, sondern er steigt zunächst mit endlicher Steilheit an und nähert sich exponentiell einem Endwert. Bei unendlich hoher Leitfähigkeit ($u_r = 0$) bleibt der lineare Anstieg des Stromes konstant, so daß in endlicher Zeit der Strom im Leiterstück endlich bleibt. Im Moment des Anlegens einer Spannung tangential zur Leiteroberfläche ist somit auch bei unendlich großer Leitfähigkeit der Strom infolge der Selbstinduktion verschwindend klein. Diese Selbstinduktionswirkung läßt sich etwa wie folgt formulieren:

Jeder durch Anlegen einer äußeren Spannung erzwungenen Änderung des Bewegungszustandes der Ladungsträger in einem Leiter wirkt die Selbstinduktion in der Form entgegen, daß der äußeren Spannung u_0 eine am Leiter entstehende induzierte Spannung u_{ind} entgegengerichtet ist. (Lenz'sche Regel). Verknüpft mit der Existenz dieser induzierten Gegenspan-

nung ist eine Magnetfeldänderung mit entsprechender Stromänderung im Leiter, ohne daß hierbei eine kausale Ursache-Wirkungs-Beziehung gültig ist.

Die induzierte Gegenspannung läßt sich in diesem Beispiel natürlich auch zu der mit der Stromänderung verknüpften zeitlichen Änderung des totalen Magnetfelds an der Leiteroberfläche in Beziehung setzen. Ist die Spannung u_0 jedoch Linienintegral eines extern erzeugten Wirbelfeldes E_{ind} , so besteht zwischen dem totalen Magnetfeld an der Leiteroberfläche und dem Strom im Leiter kein direkter Zusammenhang (s. Abschnitt 3.2.4 und 3.2.6).

Infolge Vernachlässigung seiner induzierenden Wirkung bei quasistationären Zuständen wird dem im Dielektrikum fließenden Verschiebungsstrom keine Selbstinduktivität bzw. induzierte Spannung zugeordnet.

Verschiebungsstrom und induziertes elektrisches Feld können auch losgelöst von Leitern aus dem quasistationären elektromagnetischen Feld definiert werden. Jedoch ist die Angabe eines Ersatzschaltbildes nur in Verbindung mit Leitern sinnvoll.

Das auf die gezeigte Weise aufgestellte Ersatzschaltbild kann mit Methoden der Netzwerktheorie hinsichtlich Strömen und Spannungen in bzw. an allen Zweigen analysiert werden, erlaubt somit die vollständige Beschreibung der quasistationären Vorgänge.

3.2.2 Leitungstheorie

Längs eines Ersatzelements ist keine Laufzeit existent, da die Ströme in seinen beiden Anschlüssen immer identisch sind. Werden daher elektromagnetische Wellen betrachtet, deren Laufzeit wesentliche Konsequenzen auf das anschauliche Verständnis des durch sie charakterisierten physikalischen Vorgangs hat, so ist zunächst kein Ersatzschaltbild der Anordnung vorstellbar.

Zwischen zwei auf einer Wellenfläche liegenden Punkten ist keine Laufzeit wirksam, d.h. es herrschen parallel zu den Wellenflächen einer EMW quasistationäre Zustände. Betrachtet man daher geführte Wellen, deren Wellenflächen überall und für jeden Zeitpunkt senkrecht zu Hin- und Rückleiter verlaufen, so kann der längs der Wellenflächen fließende Verschiebungsstrom durch in den Wellenflächen angeordnete infinitesimale Kapazitäten dC nachgebildet werden. Der Begriff der Induktivität und der an ihr auftretenden induzierten Spannung entartet hier zu infinitesimalen Längsinduktivitäten dL und der "infinitesimalen Längsspannung du ", Bild 36.

Die infinitesimale Längsspannung du kann als Produkt zwischen einem "Längsspannungsbelag" und dem infinitesimalen Wegelement aufgefaßt werden. Der Längsspannungsbelag ist die längs der Leitung (tangential zur Leiteroberfläche) gerichtete induzierte Feldstärke $\vec{E}_{\text{ind}}$ des Vorgangs auf der Leitung. Dies ist kein Widerspruch zur Voraussetzung verzerrungsfreier geführter EMW, die keine Feldkomponenten in Ausbreitungsrichtung besitzen. Denn im Fall der Leitung und dem aus ihr abgeleiteten TED kompensieren sich die in Ausbreitungsrichtung auftretenden Komponenten des Quellenfeldes $\vec{E}_{\text{inf}}$ und des Wirbelfeldes $\vec{E}_{\text{ind}}$ einer einzelnen transversalen Leitungswelle. Damit ist gleichzeitig auch die Randbedingung $E_t = 0$ an der Leiteroberfläche erfüllt, (s. Abschnitt 4.1).

Die Laufzeit der geführten EMW wird im Ersatzschaltbild Bild 36 durch das Integral über die längenbezogene Einschwingzeit der infinitesimalen LC-Glieder nachgebildet.

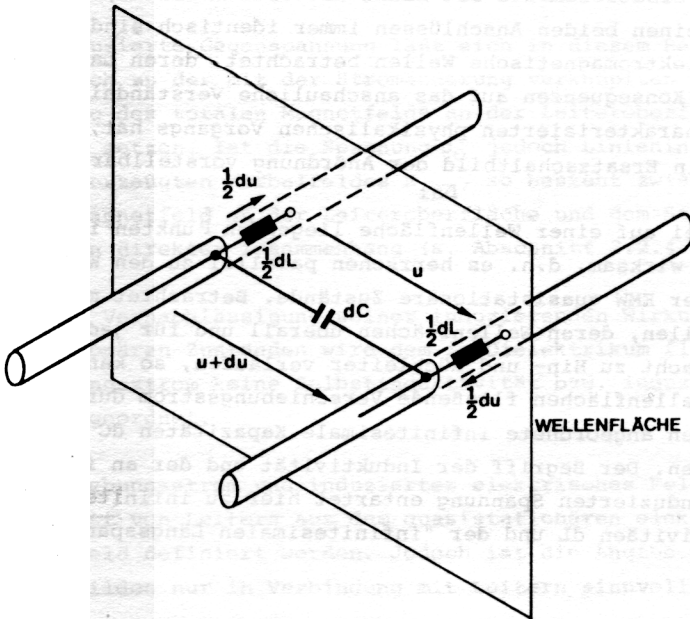


Bild 37: Ersatzschaltbild der Zweidrahtleitung

Eine netzwerktheoretische Analyse des vorstehend in Form infinitesimal verteilter Ersatzelemente, den "Belägen", erstellten Ersatzschaltbildes der Leitung führt zu den bekannten Leitungsgleichungen.

Lösungen der Leitungsgleichungen im Zeitbereich sind u.a. Grundlage der Wanderwellentheorie. Zu beachten ist, daß zwar beliebige Funktionen, z.B. die gern benutzte ideale Sprungfunktion mathematisch exakt die Leitungsgleichungen erfüllen, jedoch als Voraussetzung zu ihrer Ableitung geführte Wellen angenommen wurden. Das heißt physikalisch sind nur Lösungen gültig, deren Anstiegszeit der Bedingung Gl. (2-5) in Abschnitt 2.2.5 genügt.

3.2.3 Kettenleiter

Durch geführte EMW charakterisierbare physikalische Vorgänge haben wegen Gl. (2-5) stets eine nennenswerte Anstiegszeit t_a . Somit besitzt auch der Anstiegsbereich r_a einer geführten EMW stets eine maßgebliche Ausdehnung. Den Wellenflächen kann dann eine endliche Dicke zugeordnet werden. Infinitesimal verteilter Querkapazitätsbelag und Längsinduktivitätsbelag lassen sich durch eine Reihenschaltung von diskreten Längs- und Querelementen ersetzen. Das entstehende Ersatznetzwerk gehört wegen seiner periodischen Struktur zum Typ des Kettenleiters. Die Laufzeit der EMW wird bei ihm durch die Gruppenlaufzeit des Netzwerks nachgebildet.

Die Anzahl der längs bzw. quer angeordneten Ersatzinduktivitäten bzw. -kapazitäten ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen dem vom Vorgang bestimmten r_a und der größten Abmessung l der Anordnung sowie der gewünschten Genauigkeit bei der Nachbildung des physikalischen Vorgangs. In den meisten Fällen ist, wie Modellrechnungen an einem fehlangepaßten Leitungstück zeigen, eine Anzahl N entsprechend Gl. (3-13) ausreichend.

$$N > 5 \cdot \frac{l}{r_a} \quad (3-13)$$

Eine mathematische Behandlung von Kettenleitern liefert Lösungen für Ströme bzw. -Spannungen, die aus Reihensummen von Besselfunktionen bestehen. Für einen Vergleich dieser schwer zu handhabenden Ausdrücke mit dem Experiment empfiehlt sich eine Auswertung auf dem Digitalrechner.

Wird der Digitalrechner ohnehin herangezogen, so liegt es nahe, sich mühsame Berechnungen zu ersparen und das Kettenleiterersatzschaltbild, wie auch jegliches Ersatzschaltbild quasistationärer Kreise mit einem Netzwerkanalyseprogramm zu untersuchen. Dies hat den zusätzlichen Vorteil, daß auch Kettenleiter mit nicht-konstanten Längs- und Querelementen (s. Abschnitt 4.4) mit geringem Aufwand analysiert werden können.

Alle in der vorliegenden Arbeit aufgestellten Kettenleiterersatzschaltbilder werden mit dem Netzwerkanalyseprogramm SCEPTRE,

"System for Circuit Evaluation and Prediction of Transient Radiation Effects" analysiert. Die Designer von SCEPTRE hatten allerdings nicht den in der vorliegenden Arbeit behandelten Anwendungsfall vor Augen, als sie dem Netzwerkanalyseprogramm seinen Namen gaben. "Transient Radiation Effects" bezieht sich vielmehr auf die zeitabhängige Änderung der Parameter von Halbleiterbauelementen unter dem Einfluß von Teilchenstrahlung.

Wie bereits erwähnt liefert die exakte mathematische Behandlung von ungedämpften Kettenleiterersatzschaltbildern auch bei Erregung mit Spannungssprüngen vergleichsweise großer Anstiegszeit aus Reihensummen von Zylinderfunktionen höherer Ordnung bestehende Lösungen. Der berechnete Signalverlauf besitzt daher überlagerte Schwingungen, die auf die Diskretisierung der in der physikalischen Anordnung zumeist infinitesimal verteilten Beläge zurückzuführen sind (Eigenschwingungen der einzelnen L-C-Elemente /24/). Diese sind im tatsächlichen physikalischen Vorgang nicht enthalten. Bei der Simulation ungedämpfter Kettenleiterersatzschaltbilder mit SCEPTRE tritt dieses Problem ebenfalls auf, kann jedoch durch Einfügen geeignet dimensionierter Dämpfungswiderstände eliminiert werden.

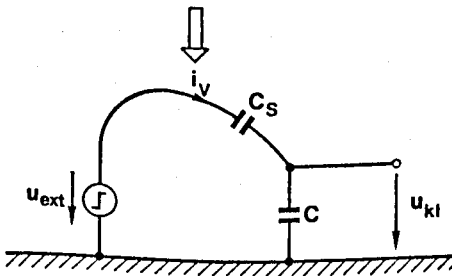
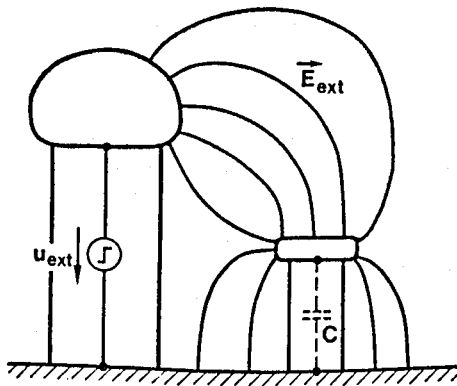
Häufig bestehen Stoßspannungsteiler der Hochspannungsmeßtechnik aus einer Serienschaltung vieler gleichartiger Bauelemente. In diesem speziellen Fall trifft das Kettenleiterersatzschaltbild die physikalische Realität besser als das Ersatzschaltbild mit infinitesimal verteilten Belägen. Es muß jedoch im Einzelfall geprüft werden, ob der genannte schwingende Verlauf der theoretischen Lösung in der physikalischen Realität auftreten kann, da z.B. die Streukapazitäten der Teilersäule nach wie vor kontinuierlich verteilt sind.

3.2.4 Beschreibung elektromagnetischer Beeinflussungen

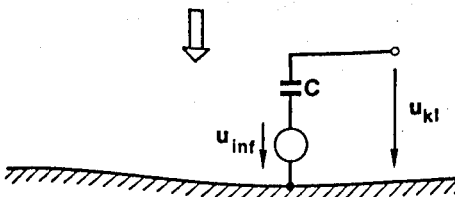
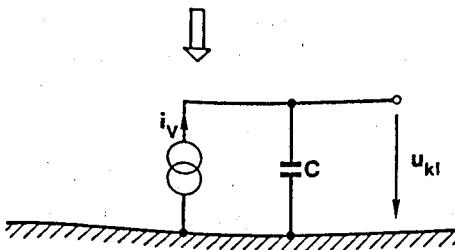
Ladungen und Ströme in verschiedenen Leitern einer physikalischen Anordnung beeinflussen sich gegenseitig. Die Feldtheorie beschreibt diesen Sachverhalt in der wechselseitigen Verknüpfung des gesamten elektromagnetischen Feldes mit allen Ladungen und Strömen innerhalb des betrachteten Bereiches. Im Ersatzschaltbild kann die Wechselwirkung wahlweise entweder über zwischen den Leitern wirksame Streukapazitäten C_s bzw. Streugegeninduktivitäten M_s berücksichtigt werden (Kopplung) oder es wird der Existenz des mit Ladungen und Strömen im anderen Leiter verknüpften "externen" Feldes jeweils durch zusätzliche Quellen im Ersatzschaltbild von Leiter und Eigenfeld Rechnung getragen. Bei quasistationären Problemen der elektromagnetischen Verträglichkeit ist beides üblich. Die Auswirkung einer externen Signalquelle wird hier wahlweise durch Streukapazitäten C_s bzw. Streugegeninduktivitäten M_s oder durch mit dem Feld des Störers verknüpfte Spannungs- und Stromquellen berücksichtigt, Bild 37 und Bild 38.

Elektrische und magnetische Beeinflussungen lassen sich jeweils durch eine Spannungs- oder eine Stromquelle darstellen. Hierbei ist jedoch der unterschiedliche Zeitverlauf der Quellfunktion zu beachten, da bei der Quellenumwandlung im Sinn der Netzwerktheorie die Charakteristik der Ersatzelemente eingeht, Gl.(3-14) bis Gl.(3-17).

Die verschiedenen Darstellungsarten innerhalb Bild 38 bzw. Bild 39 sind äquivalent, jedoch reicht es bei der Berücksichtigung durch Ersatzquellen aus, das externe elektromagnetische Feld am Ort der Anordnung zu kennen, z.B. durch Messung, während die Beschreibung durch Streukapazitäten C_s bzw. Streugegeninduktivitäten M_s die Kenntnis des gesamten Feldverlaufs und der Störquelle erfordert.

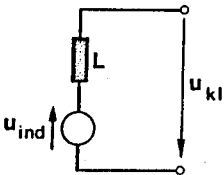
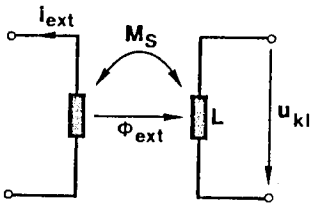
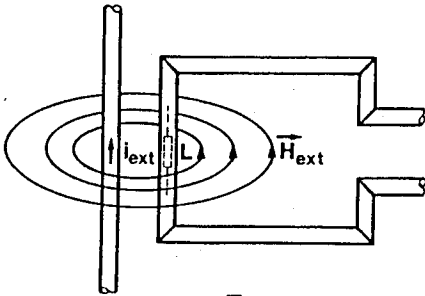


$$i_v \sim \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_{ext}(t) \quad (3-14)$$

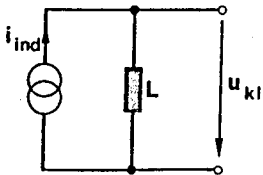


$$u_{inf} = \frac{1}{C} \cdot \int i_v dt \sim \vec{E}_{ext}(t) \quad (3-15)$$

Bild 38: Verschiedene Möglichkeiten zur Darstellung der Auswirkung eines externen elektrischen Feldes im Ersatznetzwerk



$$u_{ind} = -\frac{d}{dt}\Phi_{ext}(t) \quad (3-16)$$



$$i_{ind} = \frac{1}{L} \cdot \int u_{ind} \cdot dt \sim \Phi_{ext}(t) \quad (3-17)$$

Bild 39: Möglichkeiten zur Darstellung der Auswirkung eines externen magnetischen Feldes im Ersatznetzwerk

Ähnlich der Selbstinduktion in Abschnitt 3.2.1 kann auch die Induktionswirkung externer Felder ohne Magnetfeld formuliert werden. Anstelle des durch die betrachtete Leiterschleife tretenden externen Flusses Φ_{ext} tritt dann das durch den externen Störer längs der Leiterschleife erzeugte induzierte elektrische Feld $\vec{E}_{\text{ind}}$. Das Linienintegral über diese induzierte Feldstärke längs der Leiterschleife ausgeführt ergibt die induzierte Spannung u_{ind} nach Bild 39. Die Induktionswirkung eines externen Feldes läßt sich somit ohne Beachtung des Magnetfelds als Auswirkung des tangential zu Leiteroberflächen erzeugten Wirbelfeldes $\vec{E}_{\text{ind}}$ erklären;

"Die Induktionswirkung wird nicht magnetisch übertragen, sondern elektrisch. Am Ort des Leiters kommt es nicht auf das schwankende magnetische Feld (nicht auf die "vom Leiter geschnittenen magnetischen Kraftlinien") an, sondern auf das elektrische Feld dort, nämlich auf die Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke." /25, S. 187/

Die vorstehende Betrachtungsweise wird in solchen Fällen obligatorisch, in denen nur das elektromagnetische Feld am Ort der Induktionswirkung (an der Leiteroberfläche) nicht jedoch der Fluß durch die gesamte Leiterschleife bekannt ist. Als Beispiel betrachten wir das Gedankenexperiment Bild 36 aus Abschnitt 3.2.1, wobei jetzt die einprägende Quelle durch das Linienintegral längs des Leiterstücks über eine extern erzeugte Wirbelfeldstärke an der Leiteroberfläche ersetzt wird. Das externe Feld darf allerdings nicht wie in Bild 36 durch eine zum Leiterstück parallel geschaltete Spannungsquelle beschrieben werden, sondern diese ist, da das externe Feld nicht starr einprägt, in Serie zur Ersatzinduktivität des Leiterstücks anzuordnen. Hierdurch kehrt sich die Richtung der Quellenspannung gegenüber der Richtung des externen Feldes um, Bild 40.

Wie der eingepprägten Quellenspannung wirkt auch der extern induzierten Spannung die Selbstinduktionsspannung an der Ersatzinduktivität entgegen, wobei zwischen externem Magnetfeld an der Leiteroberfläche und dem induzierten Strom im Leiter keine

Beziehung festgelegt ist. Letzterer ist vielmehr nur mit seinem Eigenmagnetfeld, bzw. mit der durch dessen zeitliche Änderung tangential zum Stab erzeugten Gegenspannung verknüpft. Der mit einem sprungförmigen externen Wirbelfeld verknüpfte Stromverlauf ist, sofern der Stromfluß durch die äußere Beschaltung des betrachteten Leiterstücks nicht behindert wird, dem im Gedankenexperiment nach Bild 36 proportional (s.a. /26/ u. Abschn. 3.2.6).

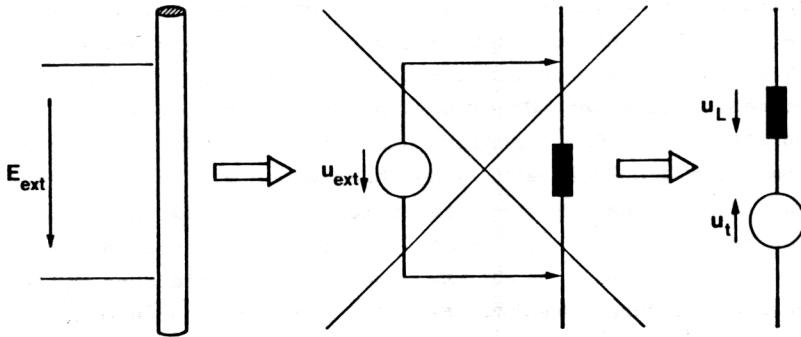


Bild 40: Berücksichtigung des tangential zur Oberfläche eines kurzen Leiterstücks extern erzeugten Wirbelfeldes im Ersatzschaltbild (s. auch Bild 39)

Genügt das externe elektromagnetische Feld nicht den Bedingungen des quasistationären Zustands, d.h. handelt es sich um Wellen, so kann seine Auswirkung wegen der Laufzeit zwischen Störquelle und Anordnung nicht mehr wahlweise durch Streukapazitäten oder Streuinduktivitäten beschrieben werden. Es ist daher auch nicht mehr möglich für eine Leiteranordnung, in der Kopplungen zwischen Leitern zu berücksichtigen sind, ein einziges Ersatzschaltbild anzugeben. Zur Behandlung der transienten Beeinflussung wird, wie bereits in Abschnitt 3.1 angedeutet, die getrennte Betrachtung des Sende- und des Empfangsproblems erforderlich.

Das Sendeproblem besteht in der Berechnung des elektromagnetischen Feldes transient erregter Leitergebilde und ist in Abschnitt 3.1.2 und 3.1.3 anhand praktisch interessierender Beispiele gelöst.

Beim Empfangsproblem erlaubt die in diesem Abschnitt geschilderte Annahme von einzelnen Ersatzquellen eine Beschreibung der

Auswirkung der externen EMW unmittelbar am Ort der Anordnung, jedoch nur für konzentriert wirkende Kreise, wie unter anderem Feldsonden bzw. kurze Empfangsantennen, (z.B. die in Abschnitt 3.3.2 geschilderte kurze Kegelantenne).

3.2.5 Aktiver Vertikalstab

Die bisherigen Betrachtungen zum Ersatzschaltbild beschränkten sich auf quasistationäre Zustände bzw. geführte EMW, d.h. Vorgänge deren Anstiegszeit der Bedingung Gl.(2-5) genügt. Werden Vorgänge kürzerer Anstiegszeit betrachtet, so müssen die Gesetzmäßigkeiten gebundener Wellen zugrunde gelegt werden (s. Abschnitt 2.2.2). Oberflächlich gesehen, erscheint es zunächst denkbar, für gebundene EMW in analoger Weise wie bei geführten EMW ein Ersatzschaltbild aus infinitesimal verteilten Bauelementen anzugeben. Dies bedeutet aber, daß für jede an einer Diskontinuität neu entstehende EMW wegen der verschiedenen Wellenflächen ein anderes Ersatzschaltbild angesetzt werden muß, d.h.:

Es existiert kein für die gesamte Anordnung und für die Dauer des gesamten Vorgangs gültiges Ersatzschaltbild.

In der Antennentheorie, deren Vorstellungen sich auf den Frequenzbereich beziehen, versucht man dieser Problematik durch die Betrachtung frequenzabhängiger Werte der Ersatzelemente ($C=C(\omega)$; $L=L(\omega)$) gerecht zu werden, /27/.

Im Zeitbereich erfordert die quantitative Beschreibung gebundener Wellen durch Ersatznetzwerke die Erfassung der Superposition der während eines transienten Vorgangs in einer Anordnung sukzessiv generierten gebundenen Wellen. Bild 41 zeigt am Beispiel des aktiven Vertikalstabes ein Denkmodell für die den einzelnen Wellenflächenscharen zuzuordnenden Teilnetzwerke. Eine netzwerktheoretische Analyse dieses Denkmodells ist jedoch schwierig, da die Teilnetzwerke jeweils nur für ein Zeitintervall gültig und außerdem unendlich ausgedehnt sind.

Bei physikalischen Anordnungen, in denen sich gebundene Wellen ausbreiten, muß ein für alle Zeitpunkte des transienten Vorgangs gültiges Ersatzschaltbild auf einen einzigen Typ von Wellenflächen beschränkt bleiben, d.h. der physikalische Vorgang läßt sich durch ein Ersatzschaltbild nur angenähert beschreiben.

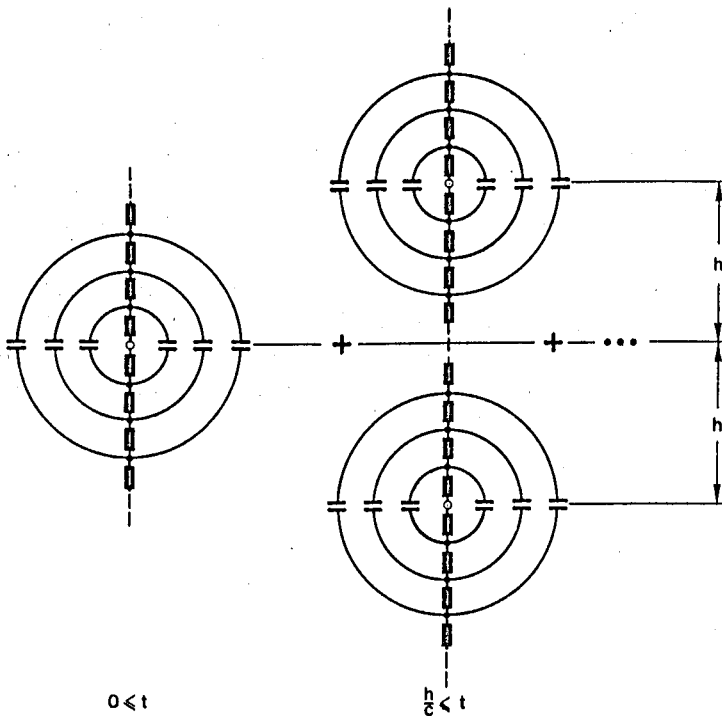


Bild 41: Denkmodell zur Beschreibung des Vorgangs am aktiven Vertikalstab durch Superposition unendlich ausgedehnter Teilnetzwerke (vgl. Bild 26 in Abschnitt 2.1.2)

Ein Ersatzschaltbild des aktiven Vertikalstabes kann nur einer der möglichen Wellenflächenscharen zugeordnet werden. Am sinnvollsten ist die Zuordnung zu der zum Fußpunkt konzentrischen Flächenschar, da ein Ersatzschaltbild für die zum oberen Stabende konzentrischen Wellenflächen einen fiktiven Leiter beinhalten müßte. Auf diese Weise ergibt sich ein Kettenleiterer-

satzschaltbild ähnlich dem ersten Teilnetzwerk von Bild 41, jedoch mit endlicher Anzahl von Bauelementen. Dieses kann den tatsächlichen physikalischen Vorgang nur näherungsweise nachbilden. Da hier nur der Strom im Vertikalstab interessiert, ergibt sich, wie der Vergleich zwischen Rechnung und Experiment in Abschnitt 3.3.4 zeigt, eine durchaus brauchbare Näherung.

Die den Vertikalstab hoch- bzw. herunterlaufende EMW unterliegt einer schwachen kontinuierlichen Streuung (s. Abschnitt 3.1.1). Die hierausfolgende geringe Verzerrung erklärt sich anschaulich damit, daß die EMW mit kugelförmigen Wellenflächen bei der Ausbreitung entlang des zylindrischen Stabes einen sich stetig verjüngenden Kegel "sieht". Im Ersatzschaltbild resultiert daraus in Ausbreitungsrichtung der zugrundegelegten EMW eine Abnahme der Ersatzkapazitäten und eine Zunahme der Ersatzinduktivitäten.

Dipol und Monopol unterscheiden sich im Kettenleiterersatzschaltbild wegen der Äquivalenz Bild 25, Abschnitt 3.1.2, durch den Faktor 2, d.h. dem Monopol werden gegenüber dem Dipol halbierte Ersatzinduktivitäten und verdoppelte Ersatzkapazitäten zugeordnet, Abschnitt 4.4.

3.2.6 Passiver Vertikalstab

Der Behandlung externer Felder in Abschnitt 3.2.4 lag die Annahme quasistationärer Zustände zugrunde, d.h. im konzentrierten Ersatzschaltbild einer Anordnung genügt je eine Ersatzquelle für die influenzierende und die induzierende Wirkung des externen Feldes. Wird dagegen die Auswirkung einer externen EMW auf eine ausgedehnte Anordnung, d.h. der Vorgang der Streuung einer freien EMW (s. Abschnitt 2.2.1) untersucht, so muß der Anordnung ein Ersatzschaltbild aus verteilten Ersatzelementen zugeordnet werden. Die Annahme quasistationärer Zustände in kleinen Teilbereichen des elektromagnetischen Feldes ermöglicht dann die Berücksichtigung der Auswirkung der externen EMW durch einen kontinuierlich verteilten Spannungsbelag oder verteilte diskrete Ersatzquellen.

Entsprechend Bild 31, Abschnitt 3.1.4, entstehen bei der Streuung einer externen EMW am passiven Vertikalstab zwei Sekundärwellen, längs des Stabes die verzerrungsbehaftete EMW mit zylindrischer Wellenfront und an den Endpunkten des Stabs EMW mit kugelförmigen Wellenfronten. Erstere ist nicht durch Wellenflächen charakterisiert, entsprechend existiert auch keine eindeutige Richtung des Verschiebungsstroms am Stab, so daß die Lage von Ersatzkapazitäten nicht definiert ist. Zur Erstellung eines Ersatzschaltbildes muß daher eine Wellenflächenschar angenommen werden. Im folgenden wird zur Beschreibung des Streuvorgangs am passiven Vertikalstab ein Kettenleiterersatzschaltbild ähnlich dem des aktiven Vertikalstabs angesetzt. Da der Signalverlauf am Stabfußpunkt während der ersten Zeit nach dem Auftreffen der Ebenen Welle durch die den Stab herunterlaufenden Anteile des Stabstroms geprägt wird, ist es beim passiven Vertikalstab angebracht, die Ortsabhängigkeit der Ersatzinduktivitäten und -kapazitäten im Gegensatz zum aktiven Vertikalstab entsprechend einer vom Stabende nach unten laufenden Kugel-Welle anzusetzen.

Die Berücksichtigung des externen elektromagnetischen Feldes erfolgt im Ersatzschaltbild wie erläutert durch Ersatzspannungsquellen. Beim Auftreffen einer EMW mit beliebig orientierten Wellenflächen auf den dünnen zylindrischen Leiter erzwingt die

orts- und zeitabhängige Normalkomponente der elektrischen Feldstärke mit der Randbedingung Gl.(2-11) einen von der Koordinate in Richtung der Leiterachse und von der Zeit abhängigen Ladungsbelaag. Dieser entsteht durch Umverteilung der Ladungen senkrecht zur Leiterachse, so daß während der Umverteilung kein resultierender Strom längs des Stabes meßbar ist. Analog zu Bild 38, Abschnitt 3.2.4, läßt sich die Auswirkung der Normalkomponente des elektrischen Feldes durch eine Spannungsquelle in Serie zu jeder Ersatzkapazität des Kettenleiterersatzschaltbildes berücksichtigen, Bild 42.

Die zur Stabachse parallele Komponente der einfallenden elektrischen Feldstärke ruft durch Selbstinduktion eine kompensierende Gegenfeldstärke hervor (s. Abschnitt 3.2.4). In der Überlagerung beider Komponenten wird die Randbedingung Gl.(2-10) am Stab erfüllt. Im Ersatzschaltbild läßt sich diese Auswirkung der externen EMW analog Bild 40 durch eine Spannungsquelle in Serie zu jeder Ersatzinduktivität des Kettenleiterersatzschaltbildes berücksichtigen. Die Spannungsquelle repräsentiert das externe Feld der EMW, errechnet sich somit einfach aus der Tangentialkomponente der einfallenden elektrischen Feldstärke am betrachteten Teilstück des Vertikalstabes, multipliziert mit dem infinitesimalen oder integriert über das diskrete Wegelement, Bild 42.

Es ist ersichtlich, daß der mit dem Auftreffen der EMW verknüpfte Stromfluß im Leiter unmittelbar von den Ersatzinduktivitäten des streuenden Leiters abhängt. Beim ebenen Flächenleiter, z.B. ergibt sich aus der Randbedingung Gl.(2-8) beim Auftreffen einer sprungförmigen Ebenen Welle mit zum Leiter parallelen Wellenflächen ein zum zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldes proportionaler Flächenstrom i_F . Dem entspricht eine verschwindende Ersatzinduktivität des Flächenleiters. Wird jedoch der Streuvorgang am passiven Vertikalstab betrachtet, so resultiert aus dem rampenförmigen Stromverlauf (s. Abschnitt 3.1.4) eine endliche Ersatzinduktivität in einem Teilelement des Stabes.

Die beim Streuvorgang der einfallenden EMW durch Selbstinduktion entstehende Gegenfeldstärke (Spannungsabfall an der Ersatzinduktivität) ist mit einer zeitlichen Änderung des Eigenmagnetfelds am Stab entsprechend einem dI/dt des Stabstroms verknüpft,

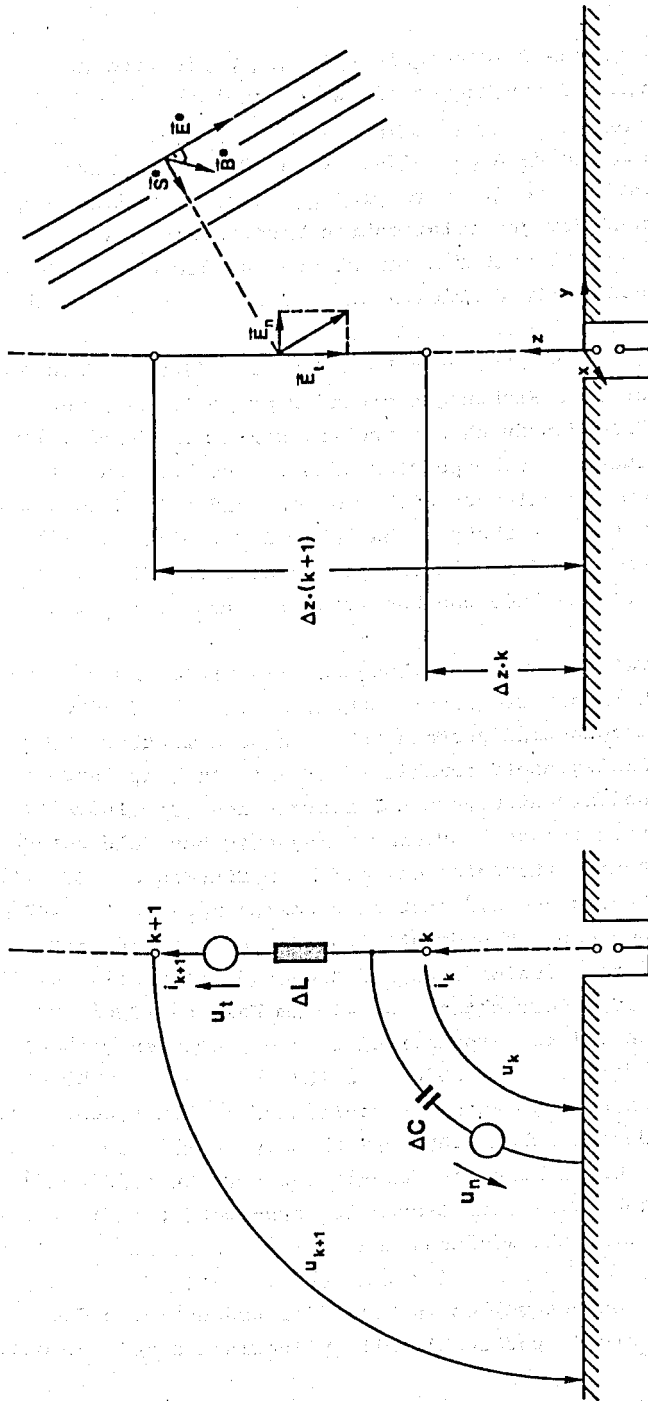


Bild 42: Ersatzschaltbild des Streuvorgangs einer externen EMW am passiven Vertikalstab

während das elektrische Feld der einfallenden Welle über das Induktionsgesetz mit deren Magnetfeld zusammenhängt.

Die kompensierende Gegenfeldstärke am Stab bzw. der mit ihr verknüpfte Stabstrom läßt sich somit nicht entsprechend dem quasistationären Verständnis von Induktion und Selbstinduktion allein aus dem einfallenden Magnetfeld ableiten.

Denn magnetisches und elektrisches Feld der einfallenden Ebenen Welle sind bis auf ihre Richtungen einander proportional, während das elektrische Feld der durch Streuung am Stab entstehenden Sekundärwelle infolge seiner kompensierenden Eigenschaft an der Staboberfläche dem einfallenden elektrischen Feld entgegengesetzt gleich ist, das mit ihm verknüpfte Magnetfeld der Sekundärwelle jedoch entsprechend dem Durchflutungsgesetz eine zum Stabstrom proportionale zeitliche Änderung besitzt.

Zur netzwerktheoretischen Beschreibung von Eigenfeld und der Beeinflussung durch transiente externe EMW findet sich für Zwei- und Mehrdrahtleitungen eine größere Zahl von Veröffentlichungen, z.B. /28/,/29/. Im Gegensatz zum hier betrachteten Einzelstab läßt sich bei den dort untersuchten Leitergebilden die Induktionswirkung der externen EMW auch aus ihrem magnetischen Feld berechnen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß beim Einzelstab nur Ströme aufgrund des "Antenna-mode" oder auch common mode" auftreten, während bei der Zwei- und Mehrdrahtleitung sich letzterer mit Strömen aus dem "transmission line mode" oder "differential-mode" überlagert /28/,/30/. Betrachtet man, wie im Fall der Zwei- und Mehrdrahtleitungen üblich, ausschließlich die Induktionswirkung der EMW auf den "differential-mode", so läßt sich diese wahlweise aus der Tangentialkomponente des einfallenden elektrischen Feldes oder aus der zwischen Drähten wirksamen zeitlichen Änderung des einfallenden magnetischen Flusses berechnen /29/. Für den beim Einzelstab allein existenten "common-mode" ist dies, wie oben begründet, nicht möglich.

Die verteilten Spannungsquellen in Bild 42 repräsentieren die verzerrungsbehaftete Sekundärwelle mit zylindrischer Wellenfront.



Diese ist keine transversale Welle in dem bei der Ableitung des Kettenleiterersatzschaltbilds vorausgesetzten Sinn. Trotzdem beschreibt das Ersatzschaltbild mit verteilten Quellen, wie in Abschnitt 3.3 im Vergleich zum Experiment gezeigt, die Stromverteilung im passiven Vertikalstab mit befriedigender Genauigkeit.

Alle weiteren beim Streuvorgang noch auftretenden Sekundärwellen mit kugelförmigen Wellenflächen sind näherungsweise transversal und daher in dem vom aktiven Vertikalstab abgeleiteten Kettenleiterersatzschaltbild für das Eigenfeld des Stabes enthalten.

Jede Ersatzquelle in Bild 42 repräsentiert das elektromagnetische Feld an dem Ort der Anordnung, dem sie zugeordnet ist. Wegen der im allgemeinen Fall beliebig zum Leiter orientierten Wellenflächen der externen EMW ist an verschiedenen Punkten des Vertikalstabes der Verlauf der EMW ein anderer, d.h. die Quellspannungen sind zeit- und ortsabhängig.

Grundsätzlich können Ersatznetzwerke für den Streuvorgang externer EMW entweder durch Einfügen eines kontinuierlich verteilten Spannungsbelages im Leitungsersatzschaltbild nach Abschnitt 3.2.2 oder wie in Bild 42 durch Einfügen diskreter Ersatzspannungsquellen im Kettenleiterersatzschaltbild nach Abschnitt 3.2.3 erstellt werden. Eine Auswertung des Leitungsersatzschaltbildes mit kontinuierlich verteiltem Spannungsbelag erfordert aber erheblichen Aufwand /28/. Für die im allgemeinen Fall ortsabhängigen Quellfunktionen können analytische Lösungen hierzu lediglich im Frequenzbereich abgeleitet werden. Vorteilhafter ist die numerische Analyse des Kettenleiterersatzschaltbildes mit diskret verteilten Ersatzquellen direkt im Zeitbereich durch das erwähnte Netzwerkanalyseprogramm SCEPTRE. Dieses Programmsystem erlaubt unter anderem auch die Programmierung einer großen Anzahl von unabhängigen Spannungs- oder Stromquellen, wobei deren Quellfunktionen in analytischer Form durch FORTRAN-Unterprogramme (z.B. zur Berücksichtigung von Laufzeitdifferenzen) oder über Wertetabellen vereinbart werden können. Alle in Abschnitt 3.3 gezeigten Simulationen werden mit SCEPTRE ermittelt.

3.2.7 Stossspannungsteiler

Um die erforderliche Spannungsfestigkeit zu erreichen, bestehen Stoßspannungsteiler der Hochspannungsmeßtechnik häufig aus einer Reihenschaltung einer bestimmten Zahl physikalischer Bauteile /31/. Zur Herleitung des Ersatzschaltbildes wird zweckmäßig das äußere makroskopische Feld der Teilersäule vom mikroskopischen Feld unterschieden, das innerhalb bzw. um die Bauteile und ihren Zuleitungsdrähten existiert. Ersteres kann als identisch mit dem des Vertikalstabes betrachtet werden, läßt sich also näherungsweise mit einem Ersatznetzwerk nach Bild 42 beschreiben.

Das in der Regel quasistationäre mikroskopische Feld, z.B. zwischen den Belägen eines Wickelkondensators und an den Anschlußleitungen der Wickel, wird durch das Ersatzelement des Bauteils selbst und Ersatzelemente für seine parasitären Eigenschaften, d.h. Eigeninduktivität, Eigenkapazität und Verlustwiderstand beschrieben, Bild 4, Abschnitt 1.1.3. Durch Einfügen dieses Ersatzschaltbildes des physikalischen Bauelements in das des äußeren makroskopischen Feldes erhält man das vollständige Ersatznetzwerk des Stoßspannungsteilers.

Naturgemäß bildet bei optimaler Verbindung der physikalischen Bauteile das mikroskopische Feld um die Zuleitungsdrähte einen Teil des äußeren makroskopischen Feldes, so daß nur eine Ersatzinduktivität im Längszweig des Kettenleiterersatzschaltbildes genügt. Weiterhin können bei Verwendung optimierter Bauelemente, z.B. stirnkontaktierter Kondensatoren, deren parasitäre Eigenschaften vernachlässigt werden, d.h. es genügt das Ersatzschaltbild des makroskopischen Feldes, Bild 42, ergänzt um das Ersatzelement des idealen Bauteils.

Bisher war es üblich, beim Kettenleiterersatzschaltbild des Stoßspannungsteilers eine Parallelkapazität zur Längsimpedanz anzunehmen (s. Abschnitt 1.1.3). Diese hat durchaus ihre Berechtigung als parasitäre Parallelkapazität eines physikalischen Bauelements, wenn dessen elektrisches Mikrofeld bedeutende Komponenten parallel zum Bauelement besitzt, z.B. bei mäanderförmig gewebtem Widerstandsband /32/ oder bei als Bauelement parallel geschalte-



ten Kondensatoren (gemischt-ohmsch-kapazitiver Teiler, /31/).
Zu beachten ist jedoch:

Beim Kettenleiterersatzschaltbild langer Widerstands- oder Kondensatorsäulen muß grundsätzlich mindestens die Längsinduktivität des geraden Vertikalstabes noch in Serie liegen, d.h. sie darf nicht durch Parallelkapazitäten überbrückt sein.

Falsch wäre es somit, bei optimaler Verbindung der physikalischen Bauelemente eine vermeintliche Streukapazität zwischen den Anschlußleitern des Bauelements als Parallelkapazität in das Kettenleiterersatzschaltbild zu übernehmen. Denn beim transienten Vorgang existiert keine Verschiebungsstromdichte in Ausbreitungsrichtung. Es wäre ebensoverkehrt, wollte man im Kettenleiterersatzschaltbild einer homogenen Leitung die Längsinduktivitäten mit Parallelkapazitäten überbrücken.

Für das Eigenfeld heute als Stand der Technik anzusehender Stoßspannungsteiler, bestehend aus einer Reihenschaltung stirnkontakter Kondensatoren und/oder niederinduktiver Widerstände, sind somit Kettenleiterersatzschaltbilder gültig, deren Längszweige nur aus einer Serienschaltung der entsprechenden Teilinduktivität des Vertikalstabes und einem Kondensator und/oder einem Widerstand bestehen.

Bei Stoßspannungs- bzw. Sprungantwortmessungen ist die Säule des Spannungsteilers in das transiente elektromagnetische Feld der Teilerzuleitung eingetaucht. Dieses externe Feld wird auf die gleiche Weise wie beim Vertikalstab im Ersatzschaltbild durch verteilte Spannungsquellen berücksichtigt, wobei jede Spannungsquelle den zeitlichen Verlauf des tangentialen bzw. normalen Feldvektors am Ort des betrachteten Teilelements der Säule repräsentiert. Mit dieser neuen Betrachtungsweise wird die in der physikalischen Realität längs der Teilersäule anliegende Spannung in der Summe der längs des Kettenleiters verteilten Ersatzspannungsquellen dargestellt. An den "Eingangsklemmen" des Kettenleiters ist jetzt nur noch das Ersatzelement der "wirksamen Impedanz" Z_L der Teilerzuleitung angeschlossen, Bild 43. Bei der

erarbeiteten verbesserten Beschreibungsweise des Stoßspannungskreises wird somit im Gegensatz zum herkömmlichen Ersatzschaltbild Bild 3, Abschnitt 1.1.1, nicht die Spannung am Anfang der Zuleitung, sondern das durch die Zuleitung erzeugte Feld am Ort der Teilersäule gemessen. Die Ermittlung des Übertragungsverhaltens erfordert ein hybrides Verfahren bestehend aus der Berechnung des durch die Zuleitung erzeugten Feldes und anschließender Auswertung des Kettenleiterersatzschaltbildes der Teilersäule mit den das Feld repräsentierenden verteilten Spannungsquellen.

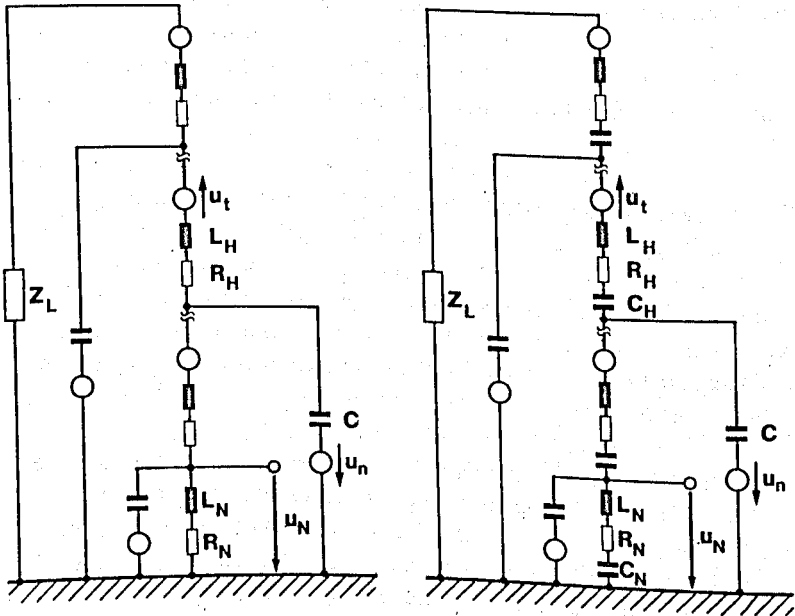


Bild 43: Berichtigte Kettenleiterersatzschaltbilder für den niederohmigen und den gedämpft-kapazitiven Stoßspannungsteiler (vgl. Bild 6 und Bild 7, Abschnitt 1.1.3)

Die "wirksame Impedanz" Z_L der Teilerzuleitung entspricht bei reflexionsarmem Aufbau des Meßkreises näherungsweise dem Wellenwiderstand des horizontalen Teils der Zuleitung. Ist ein reflexionsarmer Aufbau nicht möglich, zum Beispiel weil kein

hochspannungsfester Dämpfungswiderstand zur Verfügung steht, so wird die Sprungantwort des Meßsystems durch Mehrfachreflexionen verzerrt. Wegen der notwendigen hybriden Beschreibungsweise des Gesamtsystems ist eine Behandlung von Mehrfachreflexionen relativ aufwendig. Diese erfordern die getrennte Anwendung des hybriden Verfahrens auf jede am Einspeisepunkt der Zuleitung reflektierte Stromwelle, d.h. Feldberechnung und Auswertung des Ersatzschaltbildes sind jeweils für ein Zeitfenster der zweifachen Laufzeit der Stromwellen auf der Zuleitung auszuführen. Hierbei ergibt sich die zur Berechnung des elektromagnetischen Feldes anzusetzende Stromreflexion am teilerseitigen Ende der Zuleitung aus der Differenz zwischen der ankommenden Stromwelle und dem in der wirksamen Impedanz der Teilerzuleitung (im Kettenleiterersatzschaltbild) fließenden Strom. Soll auch noch die in der Praxis erforderliche Schirmhaube des Stoßspannungsteilers berücksichtigt werden, so wird die theoretische Berechnung weiter erschwert.

Unter Anwendung der erläuterten hybriden Methode werden mit dem Netzwerkanalyseprogramm SCEPTRE durch das transiente Strahlungsfeld der Zuleitung erzeugte Signale am Niederspannungsteil von Stoßspannungsteilern berechnet. Hierbei ist zur Vereinfachung keine galvanische Verbindung zwischen Zuleitung und Teilersäule angenommen. Weiterhin sollen nur zur Teilersäule parallele Wellenflächen des Strahlungsfeldes auftreten. Die berechneten Signale sind im nächsten Abschnitt im Vergleich zu experimentell ermittelten angegeben. Letztere werden an verkleinerten Modellen von Stoßspannungsmeßkreisen aufgenommen.

3.3 EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN AN MODELL-STOSSPANNUNGSKREISEN

Zur Verifizierung der erarbeiteten Gesetzmäßigkeiten transienter EMW und ihrer Verknüpfung mit Spannungen und Strömen wurden umfangreiche experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Um die Überschaubarkeit zu wahren, werden hier nicht alle Experimente geschildert. Im nachfolgenden Abschnitt ist eine nach didaktischen Gesichtspunkten erfolgte Auswahl wiedergegeben.

In Anlehnung an die Gliederung des theoretischen Teils dieser Arbeit wird im folgenden zunächst das Sendeproblem, d.h. das transiente elektromagnetische Feld stabförmiger Leiteranordnungen untersucht. Anschließend werden Experimente zum Empfangsproblem, d.h. die meßtechnische Erfassung durch Streuung freier EMW verursachter Signale geschildert. Den Abschluß bilden Messungen zur Beeinflussung niederohmiger Stoßspannungsteiler durch das transiente elektromagnetische Feld ihrer Zuleitung.

Um einen direkten Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu ermöglichen, sind jeweils Oszillogramm des gemessenen Signalverlaufs und Simulation des zugehörigen Kettenleiterersatzschaltbilds mit SCEPTRE zusammen abgebildet.

Eine Gegenüberstellung experimentell ermittelter und mit dem erläuterten hybriden Verfahren berechneter Signale läßt erkennen, daß aus dem statischen elektrischen Feld abgeleitete zu den Längs-impedanzen herkömmlicher Kettenleiterersatzschaltbilder parallel liegende Streukapazitäten zur Beschreibung des transienten Teilverhaltens entbehrlich sind. Denn die den Parallelkapazitäten nach herkömmlicher Vorstellung zugeschriebene Funktion ist in Wirklichkeit, wie im folgenden anhand des erarbeiteten besseren Verständnisses der physikalischen Vorgänge gezeigt wird, in der verteilten Signaleinkopplung durch den Streuvorgang der externen EMW an der Teilersäule begründet. Dies gilt natürlich nur für Teiler aus optimierten Bauelementen, deren elektrisches Mikrofeld vernachlässigt werden kann bzw. sich nicht vom äußeren Feld unterscheidet, nicht jedoch z.B. für Teiler mit Parallelkapazitäten aus physikalischen Bauelementen.

3.3.1 Versuchsanordnung

Entsprechend der in Abschnitt 2.1.3, Bild 11, beschriebenen Geometrie-Zeit-Beziehung ist es erlaubt, Vorgänge bei der Ausbreitung relativ langsam ansteigender Impulsflanken in Kreisen großer geometrischer Abmessungen analog zu Vorgängen in maßstäblich kleineren Modellkreisen bei der Ausbreitung entsprechend steilerer

Impulsflanken zu behandeln. Dies führt zu einer wesentlichen Erleichterung von experimentellen Untersuchungen, da zeit- und materialintensive Umbauten der Originalkreise entfallen. Alle Experimente werden daher an verkleinerten Modellanordnungen auf einem Erdflächenleiter aus 1,0mm starkem verzinktem Stahlblech mit den Abmessungen 2,5 m x 7,5 m durchgeführt. Um die elektromagnetischen Felder nicht zu beeinflussen, befinden sich Impuls-generator und Oszilloskop unterhalb des Erdflächenleiters, der mittels eines Holzgerüsts ca. 1,80m über dem Laborboden angeordnet ist. Die Leiterkreise bestehen aus Messingrohr mit 8mm Auswendurchmesser. Als Signalspannungsquelle dient ein Impuls-generator, der Rechteckimpulse mit 1ns Anstiegszeit und Verzerrungen kleiner 1% liefert. Für Versuche, bei denen die Signalamplitude dieses Gerätes zu gering ist, steht zusätzlich ein Sprungspannungsgenerator mit quecksilberbenetztem Schalter zur Verfügung, der Spannungssprünge mit 0,75ns Anstiegszeit bei Verzerrungen in der Größenordnung von 10% und einer Amplitude von bis zu 500 V abgibt. Beide Geräte haben eine Quellimpedanz von 50 Ohm und liefern synchron zum Ausgangsimpuls ein Triggersignal.

Die zu erfassenden Signale werden entweder über Koaxialkabel direkt auf den niederohmigen Eingang des Oszilloskops gegeben oder rückwirkungsarm über einen breitbandigen aktiven Tastkopf gemessen. Zur Auswahl stehen ein zweikanaliges Samplingsystem der äquivalenten Bandbreite 1 GHz (Fabrikat Tektronix, Grundgerät 7904 mit Zeitbereichs-Reflektometer/Samplingsystem 7S12, 7S11 und 2 Sampling-Köpfen S1) welche bei Bedarf auf 11,5 GHz erhöht werden kann (Sampling-Kopf S6 und Impuls-generator-Kopf S52 sonst wie zuvor) und ein zweikanaliges Echtzeitoszilloskop mit bis zu 500MHz Bandbreite.

3.3.2 Transientes Feld des aktiven Vertikalstabes

Üblicherweise zur Untersuchung der räumlichen Feldverteilung schnellveränderlicher elektromagnetischer Felder eingesetzte Feldsonden erscheinen fragwürdig, da das zu messende elektromagnetische Feld durch die am Meßkabel zur Feldsonde entstehende sekundäre EMW verfälscht wird. Am Außenleiter der zumeist verwendeten Koaxialkabel ergibt sich der gleiche Streuvorgang, wie

an stabförmigen Leitern, d.h. das am Ort der Sonde herrschende ursprüngliche Feld wird merkbar durch das Feld des im Kabelmantel induzierten Stroms (Feld der am Kabel entstehenden EMW) beeinflusst.

Bei den hier beschriebenen Experimenten wird daher die Messung des elektromagnetischen Feldes auf die Oberfläche des Erdfächens beschränkt, so daß eine Beeinflussung durch die Zuleitung der Feldsonde entfällt. Zur Erfassung des elektromagnetischen Feldes dienen kurze Kegelantennen mit 50 Ohm Wellenwiderstand. Durch geeignete Formgebung ihres Fußpunkts läßt sich eine Impedanzanpassung erzielen, die den reflexionsarmen Übergang zu handelsüblichen Abschlußwiderständen oder Signalkabeln der Impedanz 50 Ohm erlaubt, Bild 44.

Die Konstruktion des Fußpunktsbereichs ermöglicht es, das trichterförmige äußere Übergangsstück, Teil 3 in Bild 44, auch zur Einspeisung bzw. Kontaktierung stabförmiger Modellanordnungen zu benutzen, Teil 1 in Bild 44.

Bild 46 zeigt ein Oszillogramm des in der Anordnung nach Bild 45 gemessenen Antennensignals in zeitlich richtigem Bezug zum Spannungsverlauf am Fußpunkt des Vertikalstabes. Beide Signale wurden nacheinander aufgenommen. Der zeitliche Bezug ist dennoch gewährleistet, da beide Signale unter unveränderten Bedingungen auf ein externes Triggersignal des Impulsgenerators bezogen sind und der Impulsgenerator exakt reproduzierbare Signale liefert.

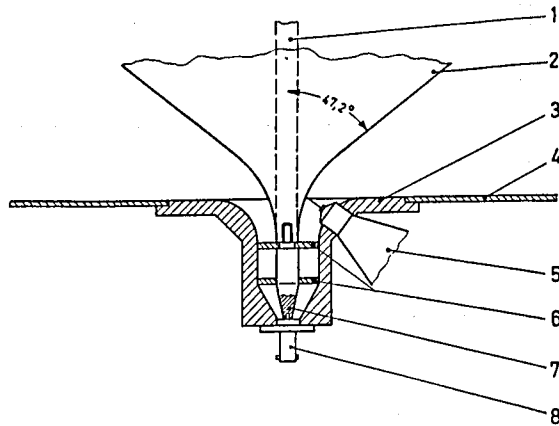


Bild 44: Die Gestaltung der Fußpunktbereiche der Kegelantennen
1 Unteres Ende der Modellanordnung (alternativ einsetzbar)
2 Kegelantenne
3 Übergangsstück außen
4 Erdflächenleiter
5 Tastkopf
6 Zentrierscheiben aus Isolierstoff
7 Übergangsstück innen
8 Koaxialbuchse

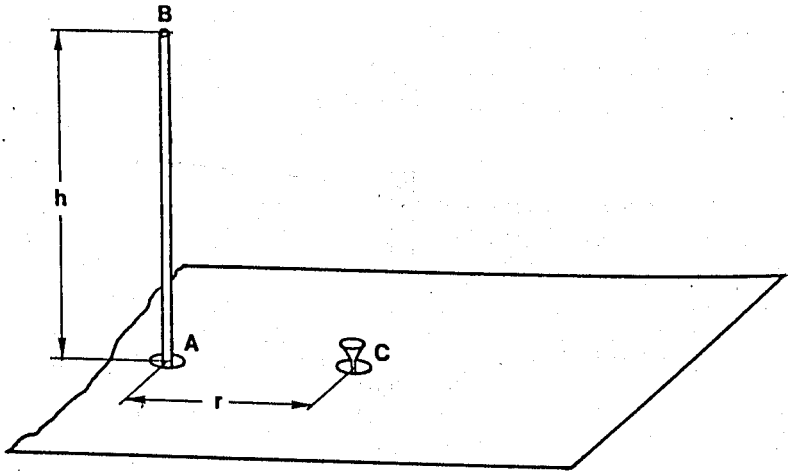


Bild 45: Leiteranordnung mit vertikalem Stab endlicher Höhe h über dem Erdfächenleiter

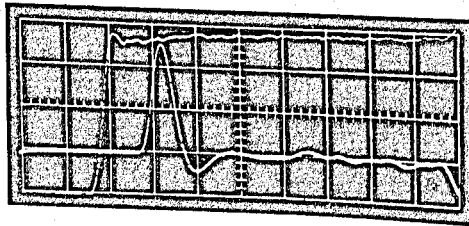


Bild 46: Oszillogramm des Antennensignals (untere Strahlspur) in der Anordnung nach Bild 45 in zeitlich richtigem Bezug zum Spannungsverlauf am Fußpunkt des Vertikalstabes (obere Strahlspur)
 Vertikalmaßstab: 5 V/RE für die Spannung am Vertikalstab
 0,1 V/RE für das Antennensignal
 Horizontalmaßstab: 2 ns/RE

Eine Auswertung des Signalverlaufs in Bild 46 ergibt folgende Zusammenhänge:

Das transiente elektromagnetische Feld des auf den vertikalen Stab aufgeschalteten Spannungssprungs benötigt bis zur Antenne die Laufzeit T_2 :

$$T_2 = \frac{r}{c} = 2 \text{ ns} \quad \begin{array}{l} r = \text{Abstand Fußpunkt-Kegelantenne} \\ c = \text{Lichtgeschwindigkeit} \end{array} \quad (3-18)$$

Diese Laufzeit erscheint als zeitliche Verzögerung zwischen beiden Signalen. Eine Auswirkung des Stabendes ist auf dem dargestellten Oszillogramm nicht sichtbar, da sie sich erst später am Fußpunkt des Vertikalstabes bemerkbar macht. Der Verlauf des Signals an der Kegelantenne ist näherungsweise proportional zur zeitlichen Ableitung des einfallenden elektrischen Feldes. Dies erklärt sich anhand des Ersatzschaltbildes der kurzen Kegelantenne ähnlich Bild 38, Abschnitt 3.2.4: Infolge der Belastung mit der niedrigen Impedanz des abgeschlossenen Meßkabels ist die Ersatzkapazität der Kegelantenne unwirksam und der Spannungsabfall an der Impedanz des Meßkabels ist annähernd dem Verschiebungsstrom der EMW proportional. Die induzierende Wirkung der EMW ist wegen der Kürze der Antenne vernachlässigbar.

Wird die Kegelantenne in verschiedenen Entfernungen zum Stab angebracht, so ändert sich die Amplitude des Empfangssignals, sein typischer zeitlicher Verlauf bleibt jedoch erhalten. Das Oszillogramm Bild 47 zeigt nacheinander aufgenommene Antennensignale bei verschiedener Entfernung der Kegelantenne zum Vertikalstab.

Der zeitliche Abstand der einzelnen Signale errechnet sich auch hier entsprechend Gl.(3-18).

Eine Auswertung der Scheitelwerte $\hat{U}$ des Antennensignals in verschiedenen Abständen zum Fußpunkt des Stabes ergibt Gl.(3-19).

$$\hat{U} \sim \frac{1}{r} \quad \begin{array}{l} r = \text{Abstand Fußpunkt Vertikalstab-} \\ \text{Kegelantenne} \end{array} \quad (3-19)$$

Das Abstandsgesetz Gl.(3-18) ist auch erfüllt für Entfernungen r , die größer sind als die Stabhöhe h , sofern jeweils der Scheitelwert des 1. Impulses betrachtet wird.

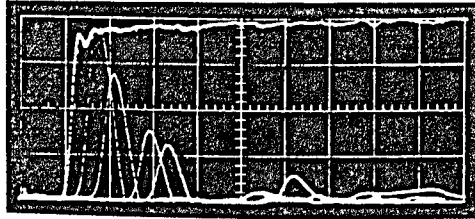


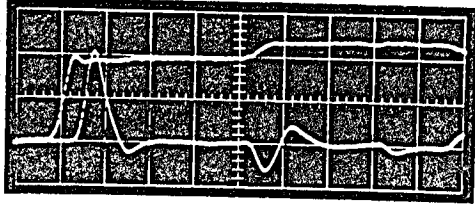
Bild 47: Spannung am Fußpunkt des Vertikalstabes Bild 45 in zeitlichem Bezug zum Empfangssignal von Kegelantennen in verschiedener Entfernung zum Stab

Vertikalmaßstab: 5 V/RE für die Spannungen am Fußpunkt
0,1 V/RE für die Antennensignale
Horizontalmaßstab: 2 ns/RE

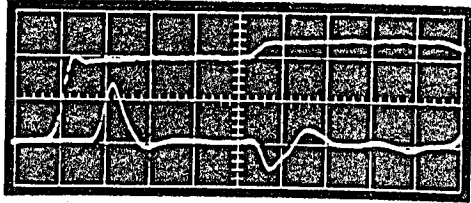
Das aus Bild 47 empirisch entnommene Abstandsgesetz Gl.(3-18) wird vom theoretisch abgeleiteten elektromagnetischen Feld des transienten Elementardipoles bestätigt, Abschnitt 4.1.2. Weiterhin zeugt die annähernd konstante Halbwertsbreite der Antennensignale von der geringen Verzerrung der EMW am Vertikalstab.

Die Gültigkeit des Abstandsgesetzes auch für $r > h$ stimmt überein mit der Beschreibung des Vorgangs durch die Wellenflächen entsprechend Bild 24, Abschnitt 3.1.2. Mehr Information über den Vorgang vermitteln die Oszillogramme Bild 48 bei verkürzter Stablänge h , da hier auch die Antennensignale der vom Stabende ausgehenden EMW mit aufgezeichnet sind.

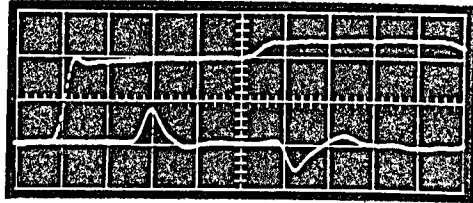
$r = 32 \text{ cm}$



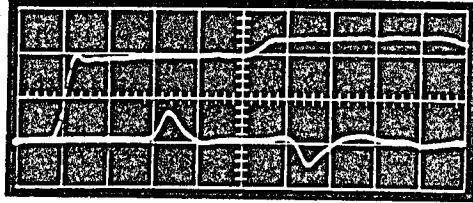
$r = 63 \text{ cm}$



$r = 113 \text{ cm}$



$r = 137 \text{ cm}$



$r = 310 \text{ cm}$

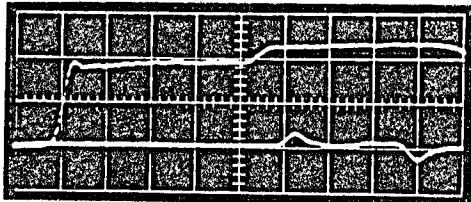


Bild 48: Oszillogramme der Anordnung nach Bild 45 bei verschiedenen Abständen r
 Vertikalmaßstab: 10 V/RE für die Spannungen am Fußpunkt
 0,2 V/RE für die Antennensignale
 Horizontalmaßstab: 2 ns/RE

Eine Auswertung der Messungen zeigt Tabelle 1. Es bedeuten (Bild 45):

$\overline{AB} = h$ = Höhe des Stabes in cm

$\overline{AC} = r$ = Abstand Fußpunkt des Stabes-Kegelantenne

$\overline{BC} =$ Abstand Endpunkt des Stabes-Kegelantenne

$$T_1 = \frac{1}{c} \cdot \overline{AB}, \quad T_2 = \frac{1}{c} \cdot \overline{AC}, \quad T_3 = \frac{1}{c} \cdot \overline{BC}$$

$\overline{AB}$	134	134	134	134	134	cm
$\overline{AC}$	37	63	113	137	310	cm
$\overline{BC}$	139	148	174	192	338	cm
T_1	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	ns
T_2	1,2	2,1	3,8	4,6	10,3	ns
T_3	4,6	4,9	5,8	6,4	11,3	ns
$T_1 + T_3$	9,1	9,4	10,3	10,9	19,8	ns

Tabelle 1: Auswertung der Messungen an Vertikalstab

Die in Tabelle zusammengefaßten Laufzeiten sind entsprechend den Wellenflächen des Vorgangs, Bild 24, Abschnitt 3.1.2, berechnet. Sie zeigen gute Übereinstimmung mit den Oszillogrammen Bild 48: Die zeitliche Differenz zwischen Spannungssprung am Fußpunkt und 1. Impuls des Antennensignals entspricht jeweils T_2 . Der Scheitelwert des 1. Impulses nimmt wieder umgekehrt proportional zum Abstand r ab. Das Ende des Stabes macht sich nach der Laufzeit $2 T_1$ als positive Reflexion im Spannungssignal am Fußpunkt des Stabes bemerkbar. Im Signal der Kegelantennen erscheint diese Reflexion nach der Laufzeit $T_1 + T_3$, die sich entsprechend Tabelle 1 aus der Stabhöhe und dem Abstand zwischen Kegelantenne und Antennenfußpunkt ergibt.

Das Vorzeichen der Antennensignale resultiert aus der Richtung des tangential zu den Wellenflächen fließenden Verschiebungsstroms. Infolge der Superposition Transienter Elementardipole (TED) entsprechend Bild 26, Abschnitt 3.1.2, fließt der Verschiebungsstrom der vom Fußpunkt ausgehenden EMW in die Kegelantennen hinein, verursacht also einen positiven Spannungsabfall an der angeschlossenen Impedanz, während der Verschiebungsstrom der von den Endpunkten des Stabes ausgehenden EMW aus der Kegelantenne herausgerichtet ist, also einen negativen Spannungsabfall zur Folge hat. Der positive Impuls unmittelbar nach dem negativen ist auf die an der Diskontinuität des Fußpunktes infolge der nicht zu vernachlässigenden Quellimpedanz des Generators entstehende EMW mit zum Fußpunkt konzentrischen halbkugelförmigen Wellenflächen zurückzuführen. Der Reflexionsfaktor am unteren Ende beträgt etwa 70%, da die Impedanz des speisenden Generators 50 Ohm, die des Stabes jedoch ca. 300 Ohm beträgt. Die Spannung am Fußpunkt des Vertikalstabes (jeweils obere Spur in Bild 48) zeigt daher auch einen Verlauf, der dem an einer eingangsseitig mit einer niederen Impedanz eingespeisten und ausgangsseitig leerlaufenden Leitung ähnelt.

3.3.3 Transientes Feld des aktiven geknickten Vertikalstabes

Wird die Leiteranordnung nach Bild 45 durch ein horizontales Leiterstück ergänzt, so entsteht die Anordnung nach Bild 49. Ähnliche Kreise dienen bei herkömmlichen Sprungantwortmessungen als Zuleitung zum Spannungsteiler.

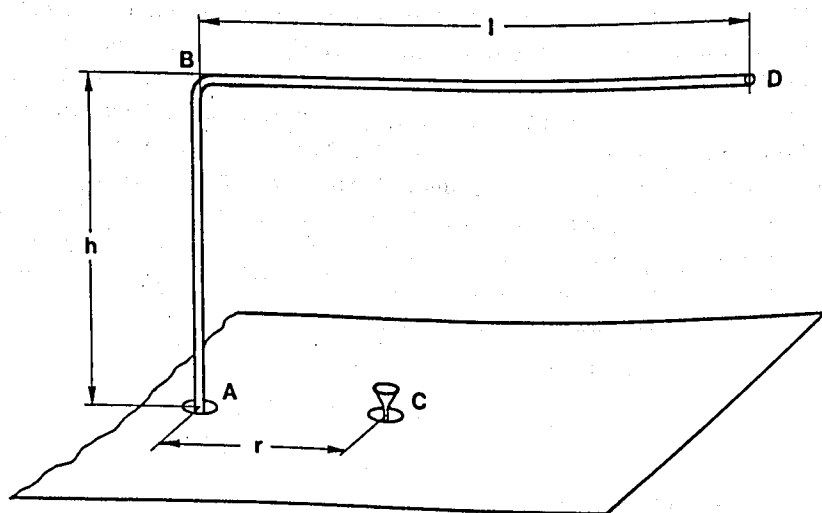
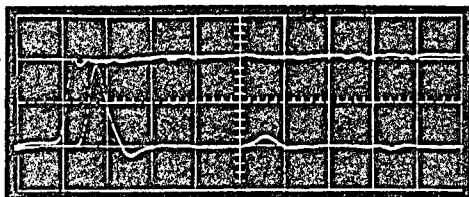


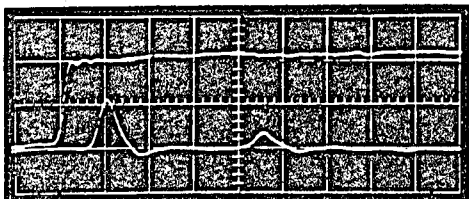
Bild 49: Leiteranordnung mit vertikalem und horizontalem Leiter

Bild 50 zeigt eine zu Bild 48 analoge Serie von Oszillogrammen, die mit der Anordnung nach Bild 49 aufgenommen sind. Bei Vorhandensein des horizontalen Leiterstücks zeigt der Spannungsverlauf am Fußpunkt des Vertikalstabes keine Reflexion vom Eckpunkt B. Die horizontale Fortführung des vertikalen Stabes beeinflusst nicht das Abstandsgesetz Gl. (3-19), d.h. die Scheitelwerte der ersten Impulse sind noch immer umgekehrt proportional zur Entfernung r zum Fußpunkt.

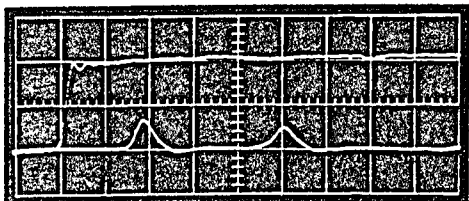
$r = 32 \text{ cm}$



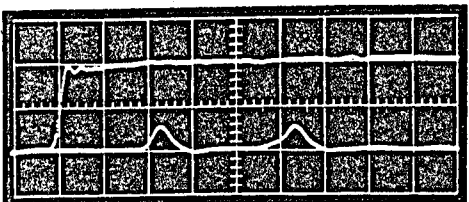
$r = 63 \text{ cm}$



$r = 113 \text{ cm}$



$r = 137 \text{ cm}$



$r = 310 \text{ cm}$

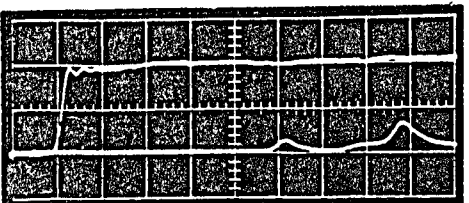


Bild 50: Oszillogramme der Anordnung nach Bild 49 bei verschiedenen Abständen r . Gleiche Zeit- und Vertikalmaßstäbe wie in Bild 48.

Obwohl im Spannungssignal am Fußpunkt A keine Reflexion von Eckpunkt B beobachtet werden kann, zeigen die Antennensignale wiederum einen zweiten Impuls, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Ein Vergleich von Bild 50 mit Bild 48 bzw. Tabelle 1 bestätigt, daß dieser Impuls der vom Eckpunkt B der Leiteranordnung ausgehenden EMW zuzuordnen ist. (Die Impulse können nicht vom Endpunkt D des Horizontalleiters ausgehen, da dessen Länge 367 cm beträgt. Eine von diesem Punkt ausgehende EMW würde einen erheblich größeren zeitlichen Abstand zwischen erstem und zweitem Impuls bedingen.) Die Vorzeichenänderung gegenüber Bild 48 begründet sich in der Richtung des Verschiebungsstroms des dem Endpunkt zugeordneten TED, Bild 29, Abschnitt 3.1.3. Das Anwachsen der Impulse resultiert aus der mit der Entfernung r zum Eckpunkt zunehmenden Vertikalkomponente des Verschiebungsstroms.

3.3.4 Verzerrung der EMW am aktiven Vertikalstab

Wie bereits in Abschnitt 3.1.1 erläutert, unterliegen sich an stabförmigen Leitern ausbreitende EMW mit kugelförmigen Wellenflächen einer geringen Verzerrung. Diese wird bei der Berechnung des transienten elektromagnetischen Feldes durch Superposition Transienter Elementardipole vernachlässigt. Zur Darstellung des hierdurch entstehenden Fehlers demonstriert das folgende Experiment die geringfügige Verzerrung des am aktiven Vertikalstab gemessenen Spannungsverlaufs. Zum Vergleich ist der aus einem in Abschnitt 3.2.6 hergeleiteten näherungsweise gültigen Kettenleiterersatzschaltbild berechnete Spannungsverlauf angegeben.

Bisher gezeigte Spannungssignale am Fußpunkt des Vertikalstabes (obere Spur in Bild 46, 47, 48 und 50) sind an der Quellimpedanz des speisenden Impulsgenerators von 50 Ohm gemessen und zeigen einen praktisch verzerrungsfreien Spannungssprung.

Da der mittlere Wellenwiderstand des Vertikalstabes für die hochlaufende EMW jedoch ca 300Ω beträgt, liegt es nahe, in einem weiteren Experiment den Spannungsverlauf an der durch einen vorgeschalteten Widerstand auf 320Ω erhöhten Quellimpedanz aufzunehmen, Bild 51. Diese Aufnahme zeigt gegenüber den zuvor genannten Oszillogrammen eine Verzerrung des Spannungssprungs während der ersten 6ns. Diese wird durch den Spannungsabfall des verzerrten Stabstroms (s. Bild 23, Abschnitt 3.1.1) an der erhöhten Quellimpedanz verursacht.

Eine Simulation des Kettenleiterersatzschaltbildes für den aktiven Vertikalstab Bild 42 durch SCEPTRE mit $U_t = U_n = 0$ und einer Spannungsquelle der Quellimpedanz 320Ω am unteren Ende ergibt den in Bild 52 gezeigten Spannungsverlauf. Bei der Simulation im Ersatznetzwerk wird die Verzerrung durch die Ortsabhängigkeit der Ersatzelemente nachgebildet (s. Abschnitt 4.4).

Um den Unterschied zur Leitungstheorie bzw. zu dem aus ihr abgeleiteten TED zu verdeutlichen, ist in Bild 52 der ebenfalls mit dem Netzwerkanalyseprogramm SCEPTRE berechnete Spannungsverlauf am Anfang einer idealen Zweidrahtleitung eingetragen. Hierbei

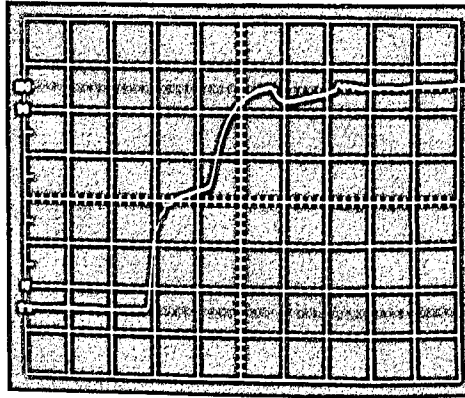


Bild 51: Bei Einspeisung am Fußpunkt eines Vertikalstabes von 1m Länge gemessener Spannungsverlauf an einer Quellimpedanz von 320Ω . Der Impulsgenerator besitzt eine Leerlaufspannung von 250 mV und eine Anstiegszeit kleiner 1ns
 Vertikalmaßstab: 50 mV/RE
 Horizontalmaßstab: 5 ns/RE

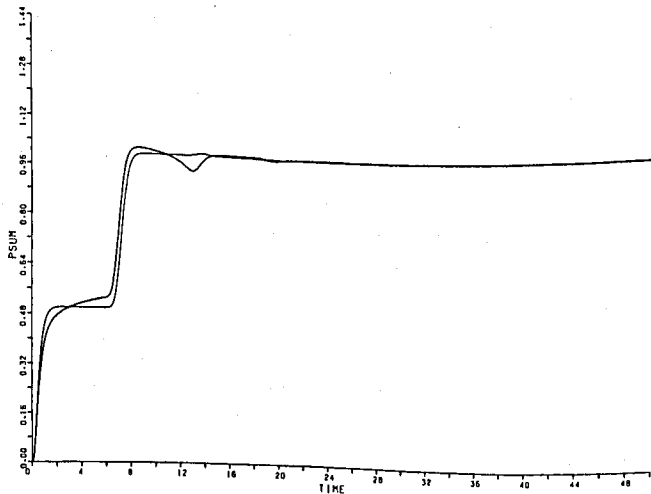


Bild 52: Mit SCEPTRE berechneter Spannungsverlauf bei Annäherung des Vorgangs Bild 51 durch ein Kettenleiterersatzschaltbild. Zum Vergleich ist der Spannungsverlauf am Anfang eines homogenen Kettenleiters (Ersatzschaltbild der Leitung) mit eingezeichnet
 Vertikalmaßstab: Volt
 Horizontalmaßstab: Nanosek.

wird für die Leitung Einspeisung eines Spannungssprungs der Anstiegszeit $t_a = 1\text{ ns}$ angenommen, wobei die Quellimpedanz gleich dem Wellenwiderstand ist, und die Leitung am anderen Ende leerläuft.

Trotz der mit dem Fall der angepaßten Zweidrahtleitung übereinstimmenden Impedanzverhältnisse zeigt sowohl der experimentell ermittelte, Bild 51, als auch der mittels Kettenleiterersatzschaltbild simulierte Signalverlauf, Bild 52, geringe Mehrfachreflexionen, die auch bei Variation der Quellimpedanz nicht zum Verschwinden zu bringen sind. Die Ursache hierfür liegt in der Verzerrung der EMW beim physikalischen Vorgang bzw. der Ortsabhängigkeit der Bauelemente im Kettenleiterersatzschaltbild.

Vergleicht man den Verlauf der Mehrfachreflexionen in Bild 51 und Bild 52, so zeigt sich eine schärfere Ausbildung der Flanken im experimentell ermittelten Signal. Der Unterschied ist auf die nur angenäherte Simulation des physikalischen Vorgangs im Kettenleiterersatzschaltbild zurückzuführen: Letzteres gilt nur für die hochlaufende EMW exakt. Die vom Stabende herunterlaufende EMW "sieht" ebenfalls einen sich stetig verjüngenden Kegel, müßte also durch ein anderes Kettenleiterersatzschaltbild mit vom Stabende nach unten zunehmenden Ersatzinduktivitäten bzw. abnehmenden Ersatzkapazitäten beschrieben werden. Aus den in Abschnitt 3.2.5 erläuterten Gründen sind jedoch nur für ein Zeitfenster gültige Kettenleiterersatzschaltbilder schwer auswertbar.

Trotz der aufgezeigten Ungenauigkeiten bei der Beschreibung des elektromagnetischen Feldes der geringfügig verzerrungsbehafteten EMW durch verzerrungsfreie TED beim aktiven Vertikalstab, sowie der Nachbildung des Vorgangs am passiven Vertikalstab durch ein eigentlich nur für vom Fußpunkt ausgehende Kugel-Wellen gültiges Kettenleiterersatzschaltbild, führt die Kombination beider Methoden, wie in den nachfolgenden Abschnitten gezeigt, zu einer befriedigenden theoretischen Vorhersage der experimentellen Ergebnisse.

3.3.5 Erzeugung Ebener Wellen

Grundlegende Mechanismen der Strahlungskopplung werden aus didaktischen Gründen in der vorliegenden Arbeit ebenso wie in Lehrbüchern der Antennentheorie am Beispiel der Ebenen Welle erläutert. Zur experimentellen Verifikation der erarbeiteten Zusammenhänge ist daher die Realisierung Ebener Wellen im Labor wünschenswert. In der technischen Realität existieren diese bisher allerdings nur angenähert in großer Entfernung zum Sender mit den daraus resultierenden kleinen Feldstärken.

In den folgenden Experimenten wird ein in Anlehnung an die "Phase Array" - Technologie von Großantennenanlagen erstellter Impuls-generator mit flächig verteilten Quellen eingesetzt, der die Erzeugung einer angenäherten Ebenen Welle mit hoher Feldstärke und sprungförmigem Verlauf erlaubt, wobei der Anstiegsbereich der Welle deutlich kleiner ist als ihre durch die Abmessungen des Experimentierfeldes begrenzte Querausdehnung.

Der Ebene-Welle-Generator besteht aus 25 Leistungsschaltern, die in einer 5x5 Matrix angeordnet und aus einer entsprechend niederohmigen Quelle (Funkenstrecke) über gleichlange Koaxialkabel parallel angesteuert werden. Beim Schalten der zunächst hochohmigen V-MOS-Feldeffekttransistoren werden mehrere an der Stirnseite einer Zweiplattenleitung angeordnete Blechstreifen miteinander verbunden, so daß das zuvor in der Bandleitung bestehende homogene elektrostatische Feld in Form einer in die Leitung einlaufenden elektromagnetischen Welle zusammenbricht. Zur reflexionsarmen Absorption der einlaufenden Welle ist die gegenüberliegende Stirnplatte der Bandleitung ebenfalls segmentiert und mit einer 5x5 Matrix aus entsprechend dimensionierten Widerständen versehen. Die Bandleitung ist auf dem in Abschnitt 7.1 beschriebenen Erdflächenleiter aufgebaut und hat die Querschnittsabmessungen 1m x 1,2m und eine Länge von 7m. Bild 53 zeigt schematisch den Ansteuerkreis und die Leistungsstufen einer Spalte der 5x5 Matrix.

Der Generator ermöglicht eingehende Untersuchungen der Strahlungskopplung transienter, Ebener elektromagnetischer Wellen an Modellen von Stoßspannungsteilern einschließlich ihrer Zuleitungen. Darüberhinaus sind die gewonnenen Erkenntnisse auch auf EMP-Probleme anwendbar.



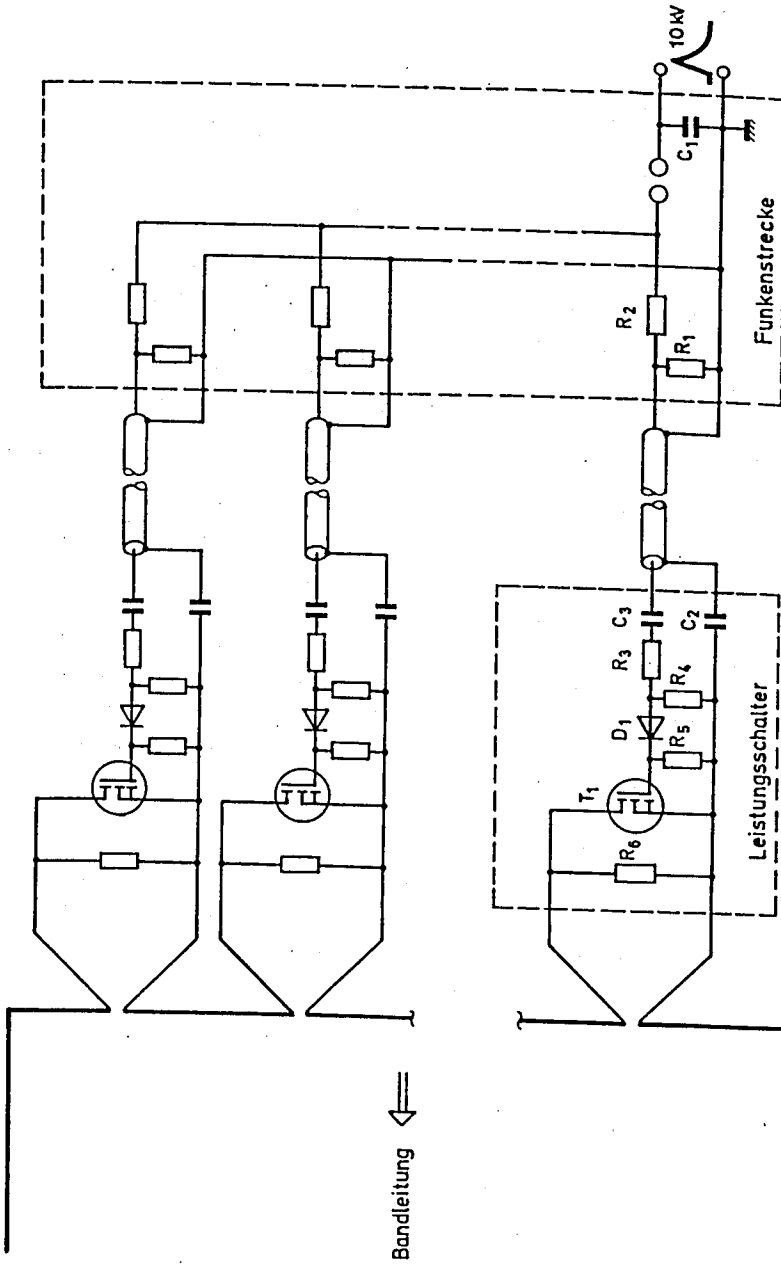


Bild 53: Vereinfachte Darstellung einer Spalte des Ebene - Welle - Generators

Beim Einbringen der zu untersuchenden Leitergebilde in die Zweiplattenleitung ist allerdings zu beachten, daß zwar im Bereich der Stirnplatte eine Welle mit näherungsweise homogenem Feld und einem Anstiegsbereich r_a von ca. 30cm erzeugt wird, diese sich während der Ausbreitung jedoch verzerrt, so daß in der Mitte der Bandleitung der Anstiegsbereich r_a sich bereits verdreifacht hat. Diese Verzerrung begründet sich in der Superposition von Mehrfachreflexionen der von den einzelnen VMOS - FET's ausgehenden Kugelwellen an den beiden Platten. Diese Mehrfachreflexionen korrespondieren im eingeschwungenen Zustand des Frequenzbereichs mit der Existenz höherer Moden. Außer einer Verzerrung des Verlaufs treten im Zeit- und Frequenzbereich auch noch Komponenten des elektromagnetischen Feldes in Ausbreitungsrichtung auf, d.h. die Welle ist nicht mehr transversal, (s. "Hohlleiterwelle", Abschnitt 3.2.2).

Als mögliche Abhilfe wurde auch eine Bandleitung untersucht, bei der die Platte durch parallel aufgespannte Drähte ersetzt war. Zwar findet an den Drähten praktisch keine Reflexion statt, jedoch wird das elektromagnetische Feld in der Nähe der Drähte stark inhomogen, da diese in praxi einen Abstand in der Größenordnung des 10 - 100 fachen Drahtdurchmesser besitzen. Am zweckmäßigsten erweisen sich letztendlich Messungen in der Zweiplattenleitung aus durchgehendem Blech im Abstand von höchstens 1m bis zur Stirnplatte.

Aufgrund der physikalischen Wirkungsweise stellt die in die Leitung einlaufende Ebene Welle einen negativen Feldsprung dar. Beim Vergleich gemessener Oszillogramme mit theoretisch ermittelten Signalen, denen eventuell ein positiver Feldsprung zugrundeliegt, ist dies zu berücksichtigen.

3.3.6 Streuvorgang der Ebenen Welle

Zur Untersuchung des Streuvorgangs der Ebenen Welle am passiven Vertikalstab wird in die beschriebene Zweiplattenleitung ein Stab aus Messingrohr mit 8mm Durchmesser und einer Länge von 0,98m eingebracht. Ziel des Experiments ist die Ermittlung der mit dem Streuvorgang verknüpften Stromverteilung im Stab. Gemessen wird am Fußpunkt, in 1/3 und in 2/3 der Leiterhöhe. Hierzu dienen jeweils zehn Miniaturwiderstände, die an zwei Meßstellen über einer Unterbrechung im Rohr am Umfang verteilt aufgebracht sind, und je Meßstelle einen Gesamtwiderstand von 1Ω besitzen. Der vom Stabstrom an diesen reusenförmigen Meßwiderständen erzeugte Spannungsabfall wird über Miniaturkoaxialkabel, die im Innern des Messingrohres verlegt sind, zum Oszilloskop übertragen. Den Stromverlauf am Fußpunkt erfaßt eine breitbandige Stromzange, Bild 54.

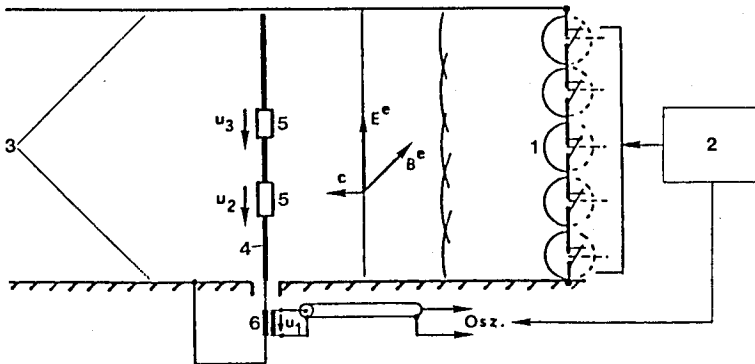


Bild 54: Versuchsaufbau zur Messung zur Stromverteilung im passiven Vertikalstab, 1 Matrix aus 25 VMOS-Feldeffekttransistoren, 2 Triggereinrichtung, 3 Bandleitung, 4 Vertikalstab, 5 Meßwiderstand 1Ω , 6 Strommeßzange

Von der als Triggereinrichtung für die 25 Leistungsschalter des Ebene-Welle-Generators benutzten Funkenstrecke (s. Bild 53, Abschnitt 3.3.5) steht noch ein weiterer Abgriff zur externen Triggierung eines Oszilloskops zur Verfügung. Auf dieses Triggersignal bezogen können nacheinander die Ströme an den drei Meßstellen aufgenommen und auf einem einzigen Oszillogramm dargestellt werden, Bild 55.

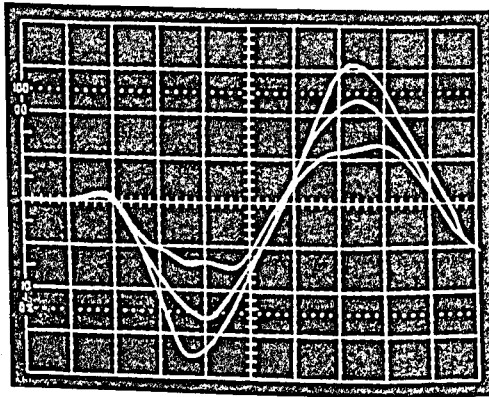


Bild 55: Stromverlauf an 3 Meßstellen des passiven Vertikalstabes beim Auftreffen einer Ebenen Welle
Horizontalmaßstab: $2\text{ns}/\text{RE}$
Vertikalmaßstab: $20\text{mA}/\text{RE}$

Zur Erläuterung der gemessenen Stromverteilung sei an die Darstellung des Streuvorgangs am passiven Vertikalstab in Abschnitt 3.1.4 erinnert. Entsprechend Bild 33 im genannten Abschnitt läßt sich der zunächst längs des Stabes gleichverteilte, mit der zylinderförmigen Sekundärwelle verknüpfte, Stromverlauf als Superposition zweier gegenläufiger verzerrungsfreier Stromwanderwellen darstellen. Diese erfahren bei endlicher Stablänge eine Reflexion an den Enden des Stabes. Somit kann die Stromverteilung bzw. der Stromverlauf an bestimmten Orten mit Methoden der Wanderwellentheorie ermittelt werden. In Bild 56 sind Momentaufnahmen des Wanderwellenvorgangs am passiven Vertikalstab zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt.

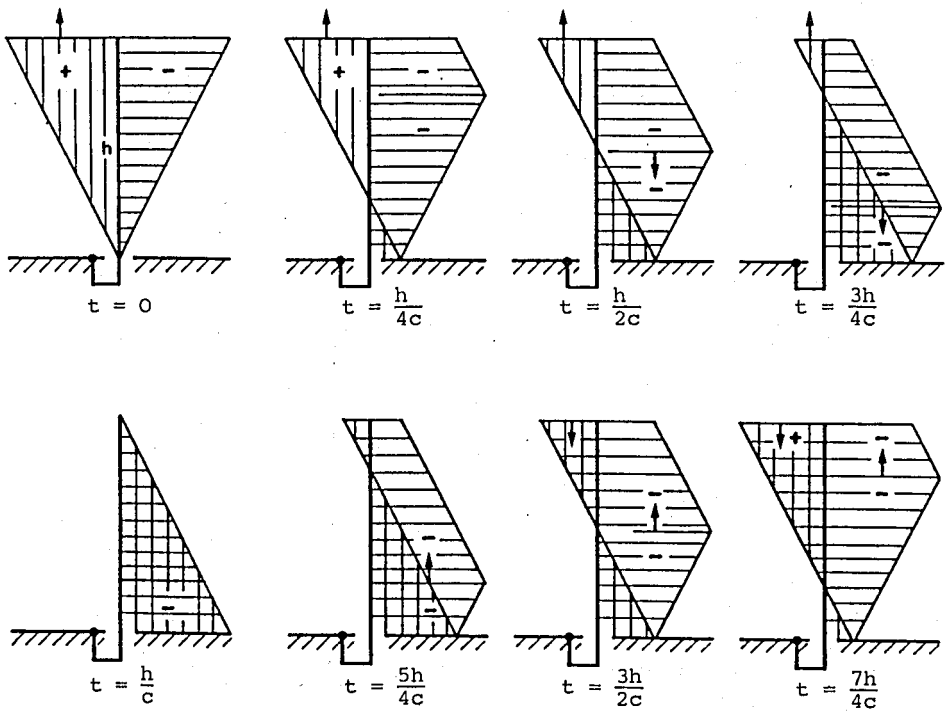


Bild 56: Momentaufnahmen des mit der Streuung einer sprungförmigen Ebenen Welle am passiven Vertikalstab verknüpften Wanderwellenvorgangs

Durch Addition der Stromwanderwellen ergeben sich Momentaufnahmen der Stromverteilung längs des Stabes, Bild 57.

Aus den Momentaufnahmen der Stromverteilung läßt sich z.B. durch punktweises Übertragen der zeitliche Verlauf des Stroms an den mit dem Experiment korrespondierenden Orten konstruieren. Nach einem zunächst linearen Anstieg ergibt sich durch Reflexion an den Stabenden am Fußpunkt ein dreiecksförmiger, an den Meßstellen im Zug des Stabes ein trapezförmiger Stromverlauf, Bild 58.

Durch numerische Lösung der Maxwell'schen Differentialgleichungen erhielten Sayre und Harrington eine Stromverteilung /33/, die weitestgehend der mit Hilfe der Wanderwellentheorie ermittelten gleicht.

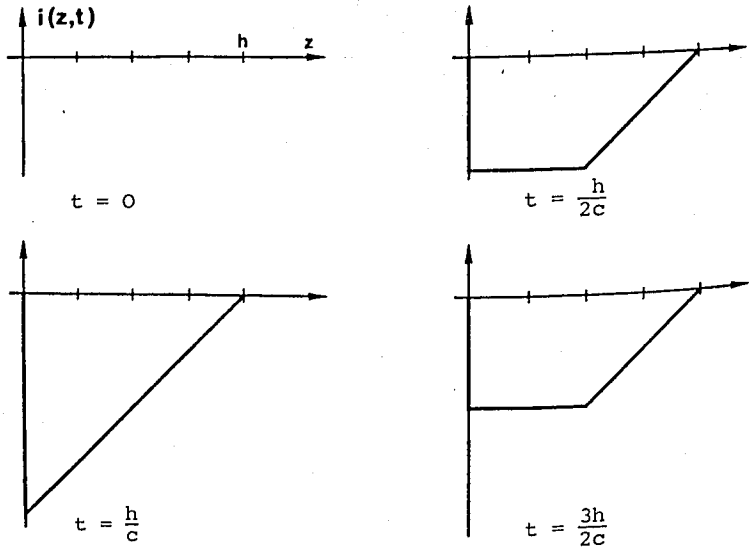


Bild 57: Momentaufnahmen der Stromverteilung längs des passiven Vertikalstabes der Länge h nach dem Auftreffen einer sprungförmigen Ebenen Welle

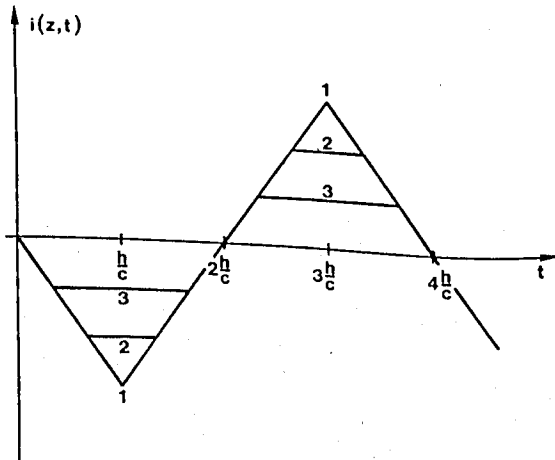


Bild 58: Aus den Momentaufnahmen der Stromverteilung Bild 57 konstruierter Stromverlauf an verschiedenen Punkten des passiven Vertikalstabes 1 Stromverlauf am Fußpunkt, 2 in $1/3$ der Leiterhöhe, 3 in $2/3$ der Leiterhöhe

Neben der analytischen Darstellung des Stromverlaufs ist die Beschreibung des Streuvorgangs durch ein Kettenleiterersatzschaltbild interessant, da erst dieses eine Berechnung mit der Streuung externer EMW an der Säule von Stoßspannungsteilern verknüpfter Signale ermöglicht (s. Abschnitt 3.2.7). Zur numerischen Berechnung der Ströme entsprechend dem Oszillogramm Bild 55 wird das Kettenleiterersatzschaltbild Bild 42 aus Abschnitt 3.2.6 mit dem Netzwerkanalyseprogramm SCEPTRE simuliert. Da die auftretende Ebene Welle zum Stab parallele Wellenflächen besitzt, verschwinden die aus der zum Stab normalen Komponente der elektrischen Feldstärke abgeleiteten Spannungen U_n . In der Zweiplattenleitung kann der Streuvorgang nicht mehr durch die in Bild 31, Abschnitt 3.1.4, gezeigte Abfolge von Wellenfronten beschrieben werden, da an der oberen Platte nun ebenfalls Reflexionen der EMW stattfinden. Das ohnehin nur eine Näherung darstellende Kettenleiterersatzschaltbild nach Abschnitt 3.2.6 beschreibt jedoch auch die in der Zweiplattenleitung gemessenen Signale noch mit befriedigender Genauigkeit, Bild 59.

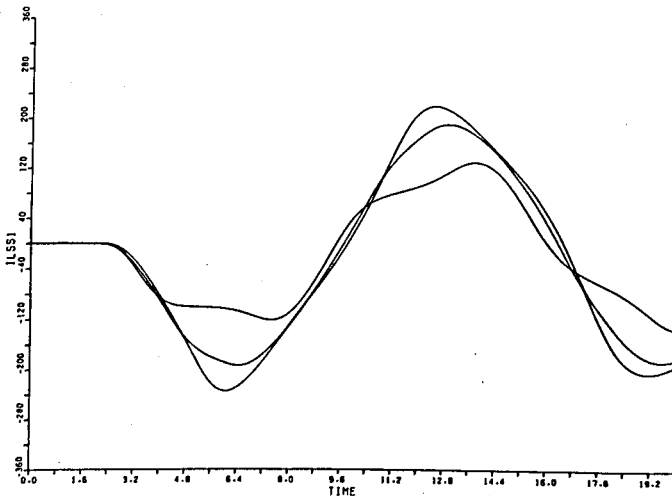


Bild 59: Durch numerische Simulation des Kettenleiterersatzschaltbildes für den passiven Vertikalstab berechnete Ströme am Fußpunkt in 1/3 und in 2/3 der Leiterhöhe (vgl. anschauliche Lösung Bild 58 und Experiment Bild 55)

Vertikalmaßstab: Milliampère
Horizontalmaßstab: Nanosekunden

Zur Untersuchung der Streuung Ebener Wellen an der Säule niederohmiger Stoßspannungsteiler werden Teilermodelle in die Zweiplattenleitung eingebracht. Diese bestehen aus jeweils 40 in Serie geschaltete Kohlemassewiderstände als Hochspannungsteil und der Meßimpedanz von 50Ω als Niederspannungsteil. (Massewiderstände werden verwendet, weil sie im Gegensatz zu Schichtwiderständen mit eingeschliffener Wendel keine parasitäre Induktivität besitzen. Der Skineffekt in der Kohlenmasse ist bei den hier interessierenden Vorgängen vernachlässigbar). Die Widerstandskette hat die gleiche Länge wie der zuvor untersuchte Vertikalstab und ist in ein dünnwandiges Kunststoffrohr eingebaut, das zur mechanischen Abstützung dient. Zur Verdeutlichung der mit dem Streuvorgang der Ebenen Welle verknüpften Signalanteile besitzen die Teilermodelle keine galvanische Verbindung zum oberen Leiter der Zweiplattenleitung.

Zur Erklärung des gemessenen Signalverlaufs ist die Vorstellung sich verzerrungsfrei ausbreitender rampenförmiger Stromwanderwellen nicht mehr zutreffend, da infolge des Widerstandsbelags bei der Wellenausbreitung längs der Teilersäule eine Dämpfung mit entsprechender Verzerrung wirksam ist. Beim Stoßspannungsteiler erfolgt die theoretische Vorhersage des Meßsignals zweckmäßig durch Simulation des zugehörigen Kettenleiterersatzschaltbildes mit einem Netzwerkanalyseprogramm, (s. Abschnitt 3.2.7).

Die folgenden Seiten zeigen experimentell aufgenommene Teilersignale jeweils im Vergleich zu theoretisch berechneten. Oszillogramm Bild 60 und Simulation Bild 61 gehören zu einem Widerstandsteiler, dessen Niederspannungsteil eine Impedanz von 50Ω und dessen Hochspannungsteil eine Impedanz von 1287Ω besitzt. Oszillogramm Bild 62 und Simulation Bild 63 sind für ein Hochspannungsteil der Impedanz $8,36 \text{ k}\Omega$ ermittelt. Zum Vergleich ist in alle Bilder die entsprechend $U = \int E ds$ längs der Teilersäule anliegende und mit dem Widerstandsverhältnis der Teiler bewertete Spannung als horizontale strichlierte Linie eingetragen.

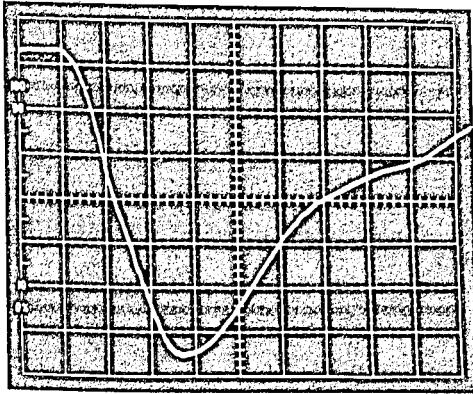


Bild 60: Spannungsverlauf am Niederspannungsteil eines Widerstandsteilers
 $1287\Omega/50\Omega$ beim Streuvorgang der Ebenen Welle an der Teilersäule
 Horizontalmaßstab: 2 ns/RE
 Vertikalmaßstab: Volt/RE

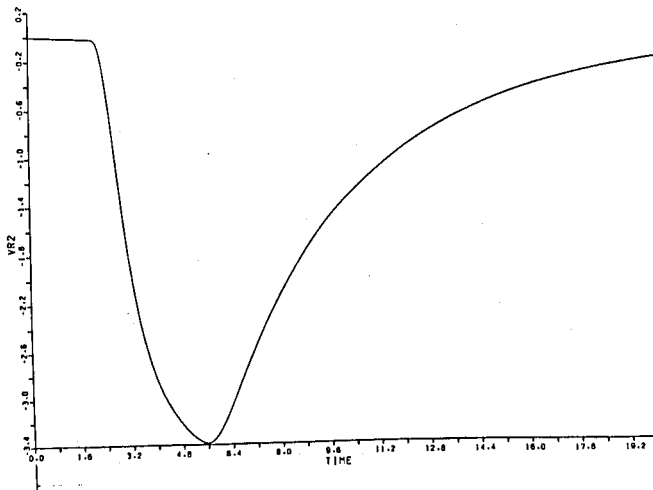


Bild 61: Berechneter Spannungsverlauf entsprechend dem Oszillogramm Bild 60
 Horizontalmaßstab: Nanosekunden
 Vertikalmaßstab: Volt

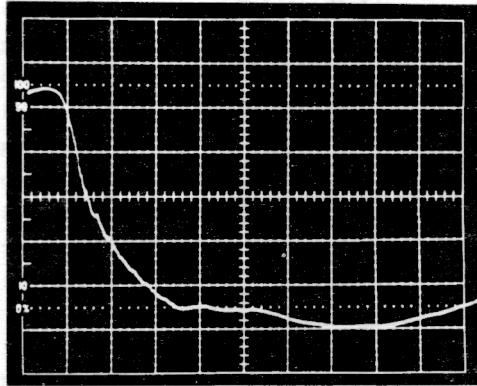


Bild 62: Spannungsverlauf am Niederspannungsteil eines Widerstandsteilers
 8,36 k Ω /50 Ω beim Streuvorgang der Ebenen Welle an der Teilersäule
 Horizontalmaßstab: 2 ns/RE
 Vertikalmaßstab: Volt/RE

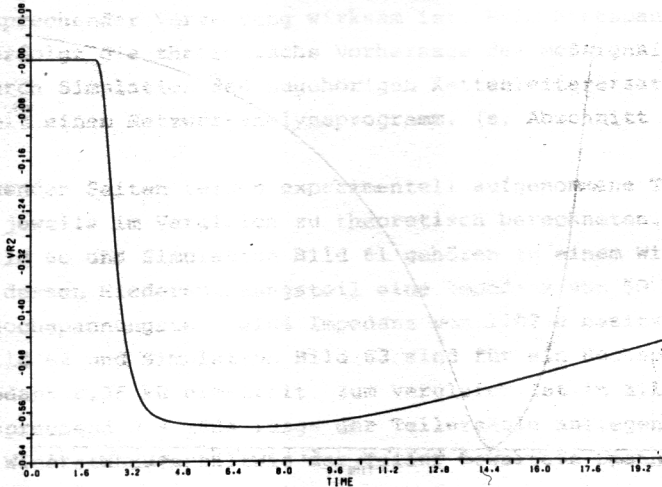


Bild: 63: Berechneter Spannungsverlauf entsprechend dem Oszillogramm Bild 62
 Horizontalmaßstab: Nanosekunden
 Vertikalmaßstab: Volt

Die experimentell und theoretisch bestimmten Signale in Bild 60 bis Bild 63 zeigen übereinstimmend mit wachsendem Widerstandswert R eine Abnahme der Steilheit des Rückenabfalls. Denn über die verteilten Spannungsquellen erfolgt eine schnelle Aufladung der Erdstreukapazitäten der Teilersäule, im Rücken der externen EMW müssen sich diese jedoch über alle in Serie geschaltete Widerstände entladen, so daß mit dem wachsenden Widerstandswert R der Teilersäule eine Vergrößerung des Rückenabfalls verbunden ist.

Der in Bild 61 und Bild 63 gestrichelt eingezeichnete Scheitelwert des Signals am Niederspannungsteil eines idealen Spannungsteilers wird von den realen Teilersignalen nicht ganz erreicht. Die Abweichung begründet sich beim niederohmigen Teiler in der im Signalanstieg wirksamen L/R - Zeitkonstante, die bei niederen Widerstandswerten einen flacheren Anstieg zur Folge hat. Letzterer ergibt im Zusammenhang mit dem Rückenabfall einen kleineren Scheitelwert. Bei höheren Widerstandswerten ist die Abweichung auf die Dämpfung der im oberen Bereich der Teilersäule eingekoppelten Stromanteile während ihrer Ausbreitung längs der Teilersäule zurückzuführen.

Eine größere Rolle spielt die Dämpfung der Stromwanderwellen, wenn die räumliche Feldverteilung der beeinflussenden EMW längs der Teilersäule inhomogen ist. Bei praktisch interessierenden Anordnungen der Stoßspannungsmeßtechnik handelt es sich fast immer um inhomogene EMW, daher wird im nächsten Abschnitt die Streuung der bekanntlich stark inhomogenen Kugel-Welle an stabförmigen Leitergebilden untersucht.

3.3.7 Streuung der Kugel-Welle

Wie zuvor wird stellvertretend für den Vorgang am Stoßspannungsteiler zunächst die Streuung der Kugel-Welle am Vertikalstab untersucht. Zur Vereinfachung ist eine experimentelle Konfiguration ähnlich der Modellvorstellung Ebener Wellen zweckmäßig. Daher wird als externe EMW eine Welle mit kugelförmigen Wellenflächen erzeugt, wobei jedoch der streuende Vertikalstab parallel zu den kugelförmigen Wellenflächen gekrümmt ist. Hierdurch kann der zeitliche Verlauf des externen Feldes an jedem Punkt des streuenden Leiters wie bei der Ebenen Welle als identisch angenommen werden. Im Gegensatz zu dieser ist hierbei aber die elektrische und magnetische Feldstärke längs der kugelförmigen Wellenfläche stark inhomogen. Der Streuvorgang an gekrümmten Stäben in der Anordnung nach Bild 64 entspricht daher näherungsweise der Streuung einer Welle mit räumlich nicht konstantem aber zum Leiter parallelem elektrischen Feld.

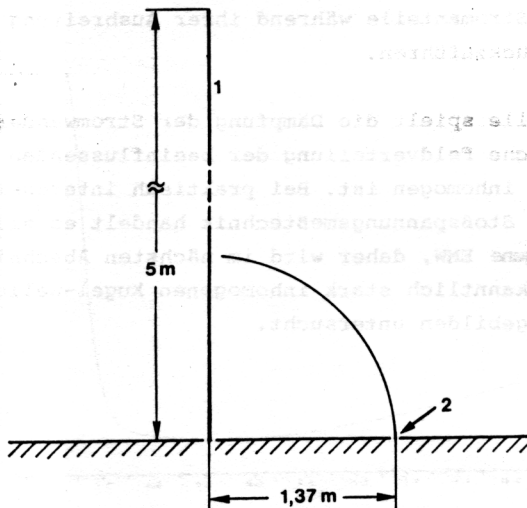


Bild 64: Anordnung zur Untersuchung des Streuvorgangs einer Kugel-Welle an stabförmigen Leitergebilden, 1 felderzeugender aktiver Vertikalstab, 2 Meßort am Fußpunkt des gekrümmten passiven Vertikalstabes

Zur Realisierung der externen EMW dient ein auf dem Erdfächenleiter angebrachter 5m langer Vertikalstab, der am unteren Ende eingespeist wird. Entsprechend Bild 64 trifft die vom oberen Stabende ausgehende EMW 29,4ns nach der vom unteren Stabende ausgehenden am Meßort ein. Für diese Zeitspanne besteht das externe Feld am passiven Vertikalstab somit allein aus der vom Fußpunkt ausgehenden EMW.

Bild 65 zeigt nacheinander aufgenommene Spannungssignale, die jeweils an einer 50Ω Impedanz am Fußpunkt eines 0,7m langen und eines 2,1m langen entsprechend Bild 64 gekrümmten Vertikalstabes gemessen werden. Wie aus elementarer physikalischer Anschauung gefordert, ist der Verlauf beider Signale bis zum Eintreffen der Reflexion vom Ende des kürzeren Stabes identisch. Zunächst erfolgt ein nahezu linearer Anstieg. Dies liegt darin begründet, daß das elektromagnetische Feld der Kugel-Welle in der Nähe des Erdfächenleiters näherungsweise homogen ist, der Streuvorgang also ähnlich wie bei der Ebenen Welle behandelt werden kann. Der im weiteren Verlauf beim langen Stab überlineare Anstieg des Signals ist auf die Inhomogenität der elektrischen Feldstärke parallel zu den kugelförmigen Wellenflächen zurückzuführen (s. Abschnitt 4.1.2).

Die Simulation der Signale mittels eines Kettenleiterersatzschaltbildes und SCEPTRE zeigt Bild 66. Bei der Simulation bleibt die vom oberen Ende des 5m langen felderzeugenden Stabes ausgehende EMW unberücksichtigt, so daß ein Vergleich nur für das 29,4ns lange Zeitfenster der vom Fußpunkt ausgehenden EMW möglich ist. Weiterhin ist für einen quantitativen Vergleich der Scheitelwerte zu berücksichtigen, daß numerische Randbedingungen bei der Simulation mit SCEPTRE einen ca. hundertfach höheren Feldstärkebetrag der externen EMW erfordern, als im Experiment realisierbar.

Der am Stabfußpunkt gemessene Signalverlauf Bild 65 läßt sich analog zum Streuvorgang der Ebenen Welle mit zum Vertikalstab parallelen Wellenflächen erklären. Die zum streuenden Stab tangentielle Komponente des elektrischen Feldes der externen EMW prägt entsprechend ihres ortsabhängigen Betrags an jedem Punkt des Stabes das $\frac{di}{dt}$ des Stabstromes ein, wobei dieser Vorgang mit

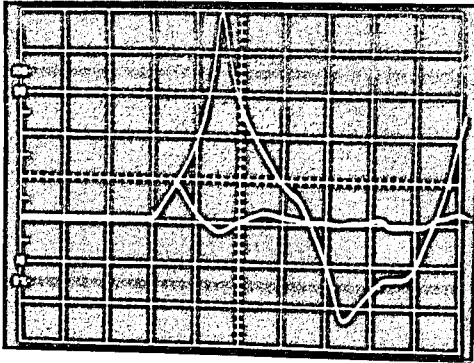


Bild 65: Nacheinander aufgenommene Spannungssignale jeweils an einer 50Ω -Impedanz am Fußpunkt eines $0,7\text{m}$ langen und eines $2,15\text{m}$ langen Stabes in der Anordnung nach Bild 64
 Horizontalmaßstab: 5 ns/RE
 Vertikalmaßstab: 50 mV/RE

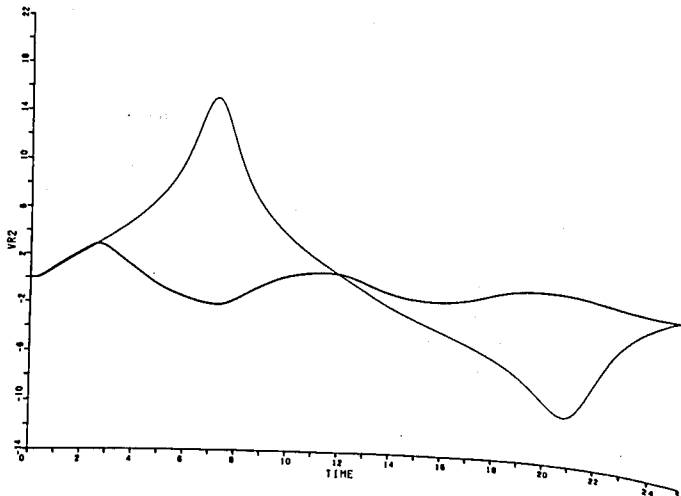


Bild 66: Entsprechend dem Experiment nach Bild 65 mit SCEPTRE durch Simulation des zugehörigen Kettenleiterersatzschaltbildes berechnete Spannungssignale
 Horizontalmaßstab: Nanosekunden
 Vertikalmaßstab: Volt

der zylindrischen verzerrungsbehafteten Sekundärwelle 2 in Bild 31, Abschnitt 3.1.4 verknüpft ist. Das eingeprägte $\frac{di}{dt}$ des Stromes läßt sich wie bei der Ebenen Welle durch die Modellvorstellung zweier entgegengesetzt laufender Wanderwellen nachbilden, deren Form sich aus einer Integration des ortsabhängigen Betrags der Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke längs dem Stab ergibt. Die Wanderwellenreflexionen der beiden Stromwanderwellen sind den an den Endpunkten des Stabes entstehenden gebundenen Sekundärwellen 3 und 4 in Bild 31, Abschnitt 3.1.4 zugeordnet. Bei kurzer Dauer des Streuvorgangs, z.B. durch eine sprungförmige externe EMW, darf der danach ablaufende Ausbreitungsvorgang der Stromwanderwellen, da diese gebundene EMW repräsentieren, als verzerrungsfrei aufgefaßt werden.

Nach der Deutung des durch Streuung am metallisch leitenden Stab erzeugten Signals, wird nun die Beeinflussung niederohmiger Stoßspannungsteiler durch das transiente elektromagnetische Feld der Kugel-Welle untersucht. Hierzu werden in der Anordnung nach Bild 64 vier Modelle niederohmiger Stoßspannungsteiler verschiedenen Widerstandswerts mit der externen EMW beaufschlagt. Die Teilermodelle bestehen wie im Abschnitt zuvor aus jeweils 40 in Serie geschalteten Kohlemassewiderständen als Hochspannungsteil und der Meßimpedanz von 50 Ohm als Niederspannungsteil. Um einen Vergleich zum metallisch leitenden Stab zu ermöglichen, erhalten die Teilermodelle ebenfalls eine Krümmung konzentrisch zum Ursprungsort der Kugel-Welle. Zur ausschließlichen Darstellung des durch die externe EMW eingekoppelten Signals besitzen die Teilermodelle keine galvanische Verbindung mit dem felderzeugenden Vertikalstab.

Die folgenden Seiten zeigen am Niederspannungsteil gemessene Signale der Modellteiler im Vergleich zu aus dem jeweiligen Kettenleiterersatzschaltbild mit SCEPTRE berechneten, Bild 67-74. Der Vergleich ist wegen der im Kettenleiterersatzschaltbild nicht berücksichtigten Kugel-Welle, die vom oberen Ende des felderzeugenden Stabes ausgeht, wiederum nur für ein Zeitfenster von 29,4 ns möglich. Ein Amplitudenvergleich ist aus den bereits erwähnten Gründen nicht direkt durchführbar. Das Kettenleiterersatzschaltbild der Modellteiler besteht wie bei der Ebenen Welle aus dem Kettenleiterersatzschaltbild des niederohmigen Stoßspannungsteilers, Bild 43.

Vergleicht man die Teilersignale für verschiedene Säulenwiderstände untereinander und mit dem Signal in Bild 66 bzw. 67, so zeigt sich für niedere Widerstandswerte eine große Ähnlichkeit zum metallisch leitenden Vertikalstab. Mit wachsendem Widerstandswert R versteilt sich der zunächst rampenförmige Signalverlauf in der ersten Hälfte der Anstiegsflanke wie beim Streuvorgang der Ebenen Welle, im Gegensatz zu dieser erfährt jedoch die zweite Hälfte der Anstiegsflanke gleichzeitig eine Verflachung. Letztere ist in der Dämpfung der am oberen Ende der Teilersäule eingekoppelten Stromanteile während ihrer Ausbreitung längs der Teilersäule begründet. Da im Gegensatz zur Ebenen Welle bei der inhomogenen Kugel-Welle die elektrische Feldstärke im oberen Bereich der Teilersäule erheblich höher ist, hat auch die Dämpfung der aus der Streuung am oberen Teil der Säule resultierenden Stromanteile einen größeren Einfluß, als beim Streuvorgang der Ebenen Welle.

Der im Experiment meßbare Signalanstieg mit deutlichem Knick in der Flanke wurde bisher anhand des herkömmlichen Kettenleiterersatzschaltbilds durch parallel zu den Widerständen längs der Teilersäule wirksame Streukapazitäten erklärt. Letztere sollten nach dem Eintreffen der Zuleitungswelle am Teilerkopf unverzüglich einen steilen Signalanstieg mit anschließendem flachen exponentiellen Teil verursachen. Aus dem hier erarbeiteten besseren physikalischen Verständnis des transienten Strahlungsfeldes folgt jedoch, daß zur Teilersäule parallel liegende Streukapazitäten nicht existieren, die Form des Signalanstiegs ist vielmehr auf den Streuvorgang der externen EMW mit entsprechend verteilter Einkopplung zurückzuführen, Abschnitt 3.2.7, Bild 43. Auch bei der Interpretation des Signals hochohmiger Widerstandsteiler ist im Kettenleiterersatzschaltbild ein Ersetzen der Parallelkapazitäten durch verteilte Spannungsquellen denkbar, obwohl hier die Laufzeit elektromagnetischer Wellen i.a. keine Rolle mehr spielt.

Wegen des Verzichts auf die galvanische Verbindung zum felderzeugenden Leiter zeigen die Teilersignale wie beim Streuvorgang der Ebenen Welle einen mit wachsendem Widerstandswert flacher werdenden Rückenabfall.

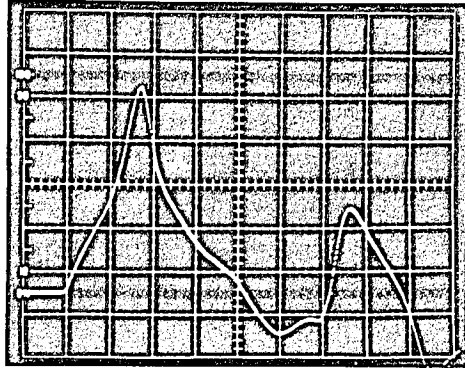


Bild 67: Spannung am Niederspannungsteil eines Modellteilers $410\Omega/50\Omega$
im Feld einer externen kugelförmigen EMW
Horizontalmaßstab: 5 ns/RE
Vertikalmaßstab: 20 mV/RE

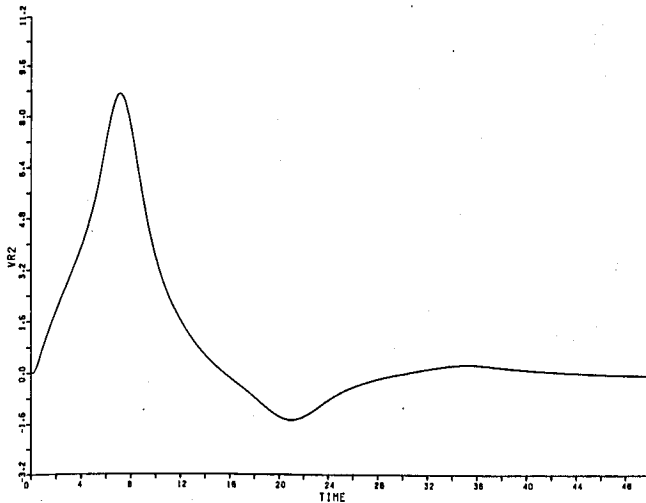


Bild 68: Mittels Kettenleiterersatzschaltbild mit SCEPTRE berechneter
Signalverlauf entsprechend Bild 67
Horizontalmaßstab: Nanosekunden
Vertikalmaßstab: Volt

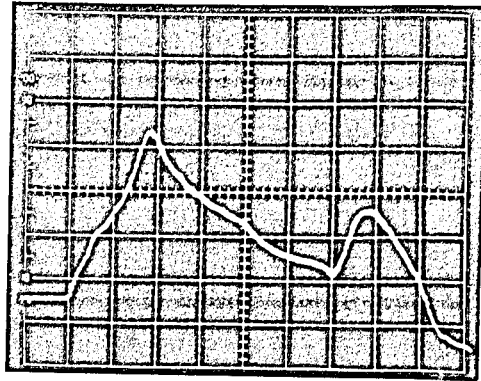


Bild 69: Spannung am Niederspannungsteil eines Modellteilers $1460\Omega/50\Omega$ im Feld einer externen kugelförmigen EMW
 Horizontalmaßstab: 5 ns/RE
 Vertikalmaßstab: 10 mV/RE

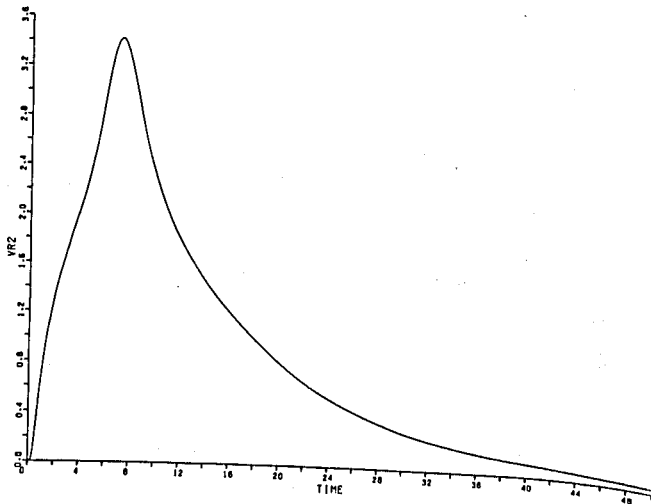


Bild 70: Mittels Kettenleiterersatzschaltbild und SCEPTRE berechneter Signalverlauf entsprechend Bild 69
 Horizontalmaßstab: Nanosekunden
 Vertikalmaßstab: Volt

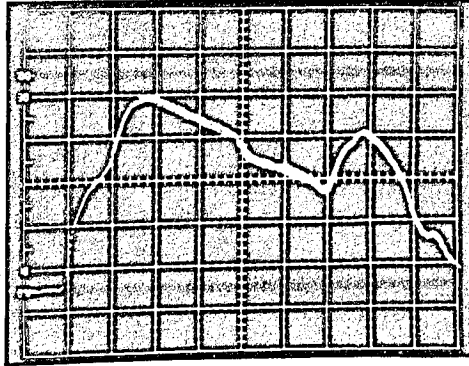


Bild 71: Spannung am Niederspannungsteil eines Modellteilers $2770\Omega/50\Omega$
im Feld einer externen kugelförmigen EMW
Horizontalmaßstab: 5 ns/RE
Vertikalmaßstab: 5 mV/RE

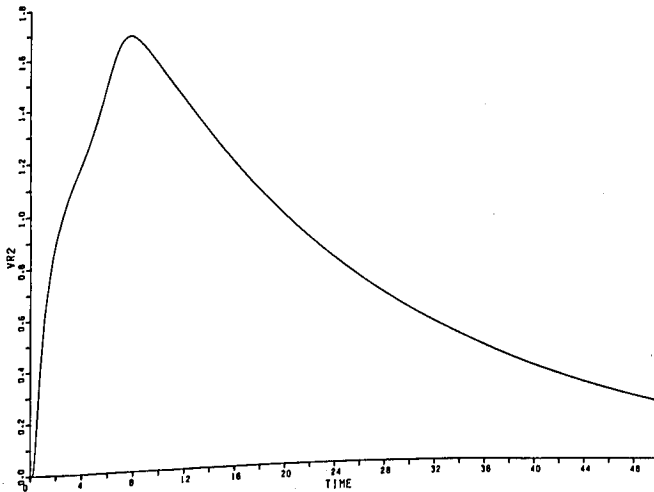


Bild 72: Mittels Kettenleiterersatzschaltbild und SCEPTRE berechneter
Signalverlauf entsprechend Bild 71
Horizontalmaßstab: Nanosekunden
Vertikalmaßstab: Volt

3.3.8 Herkömmliche Sprungantwortmessungen

Die Geometrie der im experimentellen Teil dieser Arbeit bisher untersuchten Modellanordnungen ist nach didaktischen Gesichtspunkten und einer einfachen theoretischen Behandlung ausgewählt und daher praxisfremd. Zur Anwendung der hierbei erarbeiteten Kenntnisse wird nun das Teilersignal im herkömmlichen, zur Ermittlung der Sprungantwort eines Stoßspannungsteilers gebräuchlichen Rechteckmeßkreis untersucht. Unerwünschte Beeinflussungen des Strahlungsfeldes realer Stoßspannungskreise z.B. durch die Wände eines geschirmten Hochspannungslabors oder durch benachbarte Großgeräte werden am besten durch Messung an einem verkleinerten Modell vermieden. Von zusätzlichem Vorteil ist die hierdurch möglich gewordene Verwendung der vorhandenen Meßeinrichtung. Wie zuvor wird das Signal am Niederspannungsteil eines Widerstandsteilers aufgenommen, Bild 75.

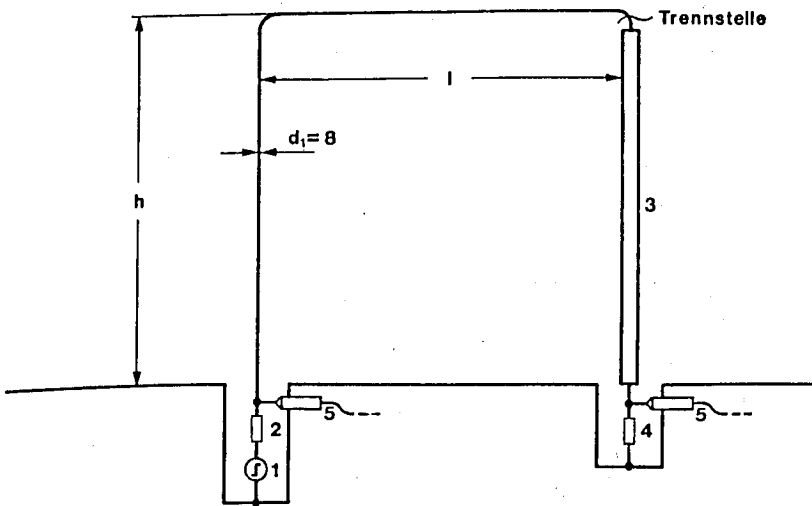


Bild 75: Modellanordnung zur Untersuchung der Beeinflussung eines Stoßspannungsteilers durch das transiente Strahlungsfeld seiner Zuleitung im herkömmlichen Sprungantwortmeßkreis, 1 Rechteckspannungsgenerator, 2 Abschlußwiderstand, 3 Säule des Widerstandsteilers (Hochspannungsteil), 4 Niederspannungsteil, 5 Tastkopf

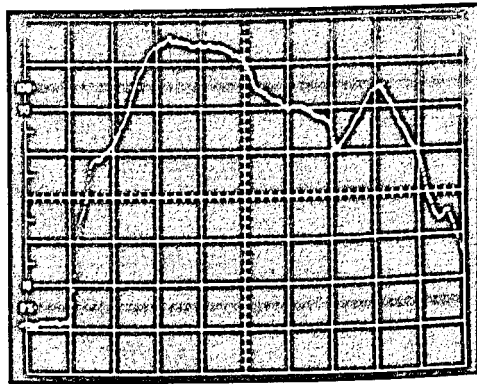


Bild 73: Spannung am Niederspannungsteil eines Modellteilers $4000\Omega / 50\Omega$
im Feld eines externen EMW
Horizontalmaßstab: 5 ns/RE
Vertikalmaßstab: 2 mV/RE

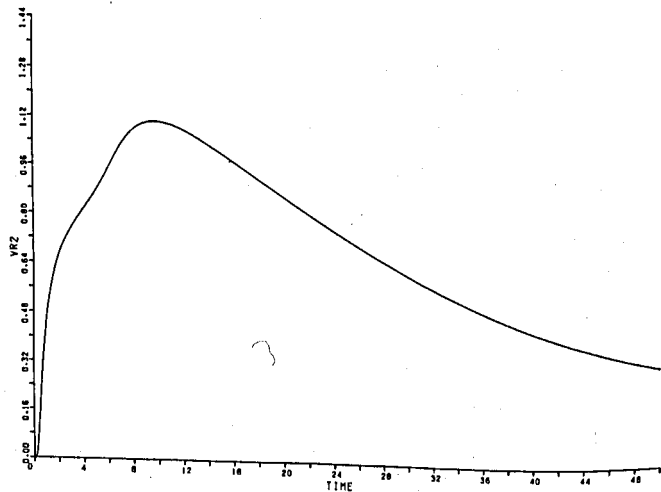


Bild 74: Mittels Kettenleiterersatzschaltbild und SCEPTRE berechneter
Signalverlauf entsprechend Bild 73
Horizontalmaßstab: Nanosekunden
Vertikalmaßstab: Volt

Mit einem Zweikanaloszilloskop und zwei Tastköpfen werden simultan die Spannungssignale am Fußpunkt des vertikalen Teils der Zuleitung und am Niederspannungsteil oszillografiert. Die Empfindlichkeit jedes Kanals ist, um den direkten Vergleich zu ermöglichen, auf einen deckungsgleichen eingeschwungenen Endwert der Signale eingestellt, Bild 76. Zur Verdeutlichung der Beeinflussung durch das Strahlungsfeld der Teilerzuleitung zeigt Bild 77 das Oszillogramm nach Lösen der galvanischen Verbindung zwischen Teilersäule und Zuleitung an der in Bild 75 gekennzeichneten Trennstelle.

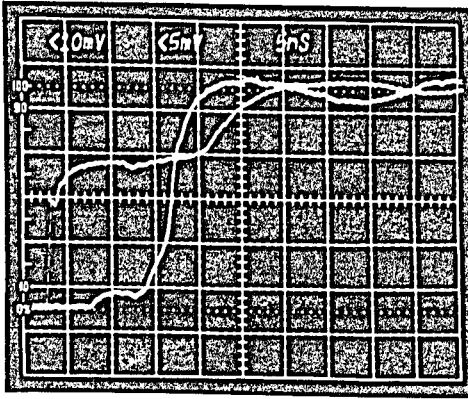


Bild 76: Signal am Einspeiseort der Zuleitung (linke Spur) und Signal am Niederspannungsteil eines Teilers $1,3\text{k}\Omega/50\Omega$ in der Anordnung nach Bild 75, Entfernung $l = 137\text{cm}$, Höhe $h = 132\text{cm}$

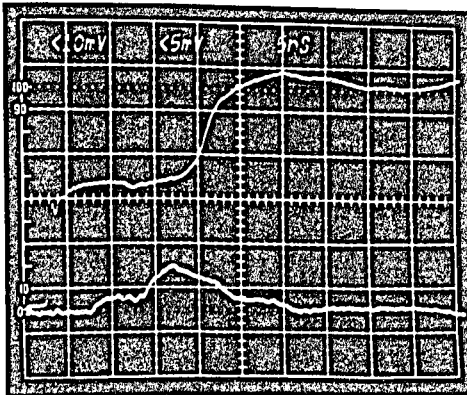


Bild 77: Wie Bild 76, jedoch Verbindung zwischen Zuleitung und Teilerkopf gelöst

Zur Interpretation des gemessenen Signalverlaufs sei an die Darstellung des elektromagnetischen Feldes der Teilerzuleitung durch Superposition abgewinkelter TED, Bild 29 in Abschnitt 3.1.3, erinnert. Die im Anstieg des Teilersignals erkennbare erste Stufe wird durch das Feld des im Fußpunkt der rechteckförmigen Teilerzuleitung angeordneten TED verursacht, das nach einer Laufzeit von ca. 4,6 ns die Teilersäule erreicht. Etwa 6,2 ns später folgt ein rampenförmiger Anstieg auf ca. 20-30% des Signalendwerts. Dieser ist auf das Feld des im Knickpunkt der Teilerzuleitung angeordneten TED zurückzuführen. Aus dem jeweiligen Streuvorgang resultierende Stromanteile überlagern sich am Niederspannungsteil mit entsprechender Laufzeitverschiebung. Die unterschiedliche Orientierung der Teilersäule zu den kugelförmigen Wellenflächen der beeinflussenden TED sowie deren Abstände zur Teilersäule bewirken die aus den Oszillogrammen ersichtlichen erheblich differierenden Kurvenformen der eingekoppelten Stromanteile.

Bis ca. 13,4 ns nach Erzeugung des Spannungssprungs am Fußpunkt der rechteckförmigen Teilerzuleitung verlaufen die Signale in Bild 76 und Bild 77 etwa gleich, dann erfolgt ein weiterer Anstieg in Bild 76, während in Bild 77 das Signal näherungsweise exponentiell abfällt. Letztere erklärt sich analog zu den Experimenten der vorherigen Abschnitte aus der Entladung der Streukapazitäten der Teilersäule über deren Längswiderstand. Der weitere Signalanstieg in Bild 76 erklärt sich rein aus der Existenz der galvanischen Verbindung dadurch, daß der als Folge der verteilten Einkopplung in der Teilersäule fließende Strom nun über die angeschlossene Teilerzuleitung weiterfließen kann. Mit anderen Worten, die das transiente elektromagnetische Feld der Teilerzuleitung beschreibenden Spannungsquellen im Kettenleiterersatzschaltbild sind mit oder ohne galvanische Verbindung zur Teilerzuleitung identisch, der unterschiedliche Verlauf der Signale in Bild 76 und Bild 77 13,4 ns nach Aufschalten des Spannungssprungs erklärt sich, wie in Abschnitt 3.2.7 ausführlich erläutert, aus dem Vorhandensein bzw. Fehlen der wirksamen Impedanz der Teilerzuleitung.

Eine theoretische Behandlung der in Bild 76 erkennbaren geringen Mehrfachreflexionen durch Repräsentation des Feldes der Teilerzuleitung im Kettenleiterersatzschaltbild ist mit hohem Aufwand verbunden (s. Abschnitt 3.2.7). Daher wird auf eine theoretische Berechnung des vorstehend experimentell untersuchten Teilersignals im herkömmlichen durch Modifikation des Meßsystems entstehenden Rechteckmeßkreis verzichtet. Die ersparte "Manpower" ist stattdessen in der Entwicklung neuer Geräte zur Stoßspannungsmessung mit erhöhter Genauigkeit investiert, Abschnitt 3.4, die eine Modifikation des Meßsystems entbehrlich machen.

3.4. GERÄTE ZUR VERBESSERUNG DER GENAUIGKEIT VON STOSSPANNUNGSMESSUNGEN

Das erarbeitete anschauliche Verständnis transients Vorgänge im Stoßspannungsmeßkreis erlaubt die Entwicklung neuer Geräte, deren Verwendung wesentliche Nachteile herkömmlicher Stoßspannungsmessungen vermeidet, so daß insbesondere die Scheitelwerte in der Stirn abgeschnittener Stoßspannungen sich genauer erfassen lassen. Die folgenden Überlegungen konzentrieren sich dabei auf eine Verbesserung der Sprungantwortmessung und auf die Nutzbarmachung der im herkömmlichen Verständnis als parasitär angesehenen Beeinflussung der Teilersäule zur Erhöhung der Bandbreite des Stoßspannungsmeßsystems.

Wird beim herkömmlichen, durch eine vertikale Zuleitung ergänzten Sprungantwortmeßkreis mittels eines konzentrierten Impuls-generators ein Spannungssprung aufgeschaltet, so sind mit diesem am Ort der Teilersäule nichttransversale Komponenten des elektromagnetischen Feldes verknüpft, deren zeitlicher Verlauf auch noch längs der Teilersäule variiert, Abschnitt 3.1.3. Während des transienten Vorgangs ist daher längs der Teilersäule keine Spannung definiert, so daß die Systemtheorie versagt. Abhilfe bringt die Verwendung eines Impuls-generators mit verteilten Quellen, der einen nahezu transversalen und räumlich kohärenten Feldsprung an der Teilersäule erzeugt.

Aus dem besseren Verständnis des nichtquasistationären elektromagnetischen Feldes im Stoßspannungsmeßkreis abgeleitete Ketten-leiterersatzschaltbilder beschreiben das Übertragungsverhalten in Abhängigkeit von den Feldgrößen am Ort der Teilersäule, Abschnitt 3.2.7. Auf dieser Grundlage ist durch Modifikation herkömmlicher Teiltertypen eine deutliche Erhöhung der Bandbreite des Meßsystems erreichbar.

3.4.1 Impuls-generator mit verteilten Quellen

Ein wesentlicher Nachteil herkömmlicher Sprungantwortmeßkreise besteht in der Modifikation des Meßsystems durch Anfügen eines

vertikalen Leiterstücks. Die Modifikation ist bei Verwendung eines konzentrierten Impulsgenerators erforderlich, da die Eingangsklemmen des unmodifizierten Meßsystems einen der Teilerhöhe entsprechenden räumlichen Abstand aufweisen. Sie wird bei Verwendung eines säulenförmigen Testimpulsgenerators mit vertikal verteilten Quellen entbehrlich, /34/. Zur Ermittlung des von ihm erzeugten transienten elektromagnetischen Feldes im Sprungantwortmeßkreis betrachten wir Bild 78.

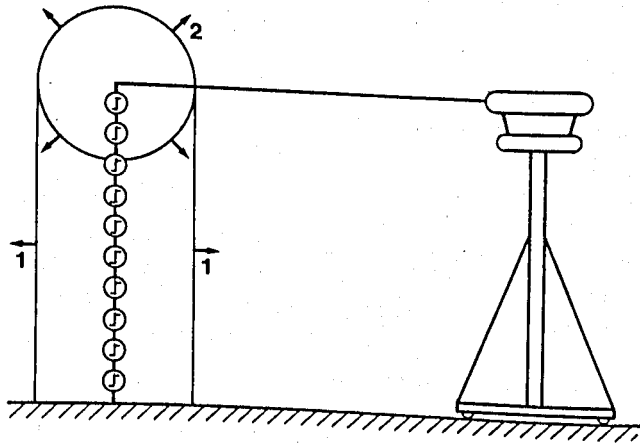


Bild 78: Säulenförmiger Impulsgenerator mit verteilten Quellen im Sprungantwortmeßkreis
1 EMW mit zylinderförmiger Wellenfront
2 Kugel-Welle

Ähnlich wie beim Streuvorgang der Ebenen Welle am passiven Vertikalstab (s. Abschnitt 3.1.4) ist das simultane Schalten aller Impulsgeneratoren mit der Entstehung einer EMW mit zylindrischer Wellenfront verknüpft. Dieser überlagert sich wie beim Stab eine vom oberen Ende des säulenförmigen Impulsgenerators ausgehende Kugel-Welle. Nach entsprechender Laufzeit durch Streuung

an der Teilersäule entstehende weitere Sekundärwellen werden hier nicht betrachtet, da sie im Kettenleiterersatzschaltbild des Teilers repräsentiert sind.

Zur Berechnung des elektromagnetischen Feldes der Zylinder-Welle wird zunächst eine unendlich lange Impulsgeneratorsäule angenommen. Die Rechnung vereinfacht sich weiter, wenn, was auch in der Praxis erstrebenswert ist, eine infinitesimal feine Verteilung der Impulsgeneratoren zugrundeliegt. Unter diesen Voraussetzungen kann das elektromagnetische Feld der Impulsgeneratorsäule näherungsweise durch infinitesimal verteilte TED beschrieben werden, Abschnitt 4.2.

Bei der mathematischen Ableitung des Feldes wird, um die Anwendbarkeit der Modellvorstellung des TED zu ermöglichen, ein unverzerrter sprungförmiger Stromverlauf beim Schalten der Impulsgeneratoren angenommen. Daraus resultiert ein von der Entfernung zur Generatorsäule abhängiges, rotationssymmetrisches und transversales elektrisches Feld, dessen zeitlicher Verlauf an einem festen Raumpunkt in Bild 79 dargestellt ist. Die zeitliche Abhängigkeit der so berechneten elektrischen Feldstärke entspricht einer verzerrten Sprungfunktion. Vergleicht man Bild 79 mit dem tatsächlichen, verzerrten Stromverlauf am Vertikalstab, Bild 23, Abschnitt 3.1.1, so liegt die Vermutung nahe, daß sich beide Verzerrungen kompensieren. Mit anderen Worten, gelänge es, das elektromagnetische Feld des Vertikalstabs mit dem exakten Stromverlauf von Bild 23 zu berechnen und entsprechend säulenförmig übereinander angeordneter infinitesimal verteilter Quellen zu superponieren, so würde dies einen sich rotationssymmetrischen ausbreitenden gegen über Bild 79 geringer verzerrten Sprung der elektrischen Feldstärke ergeben. Leider ist der exakte Stromverlauf analytisch nicht geschlossen darstellbar, so daß die praktische Durchführung dieses Gedankens am mathematischen Aufwand scheitert.

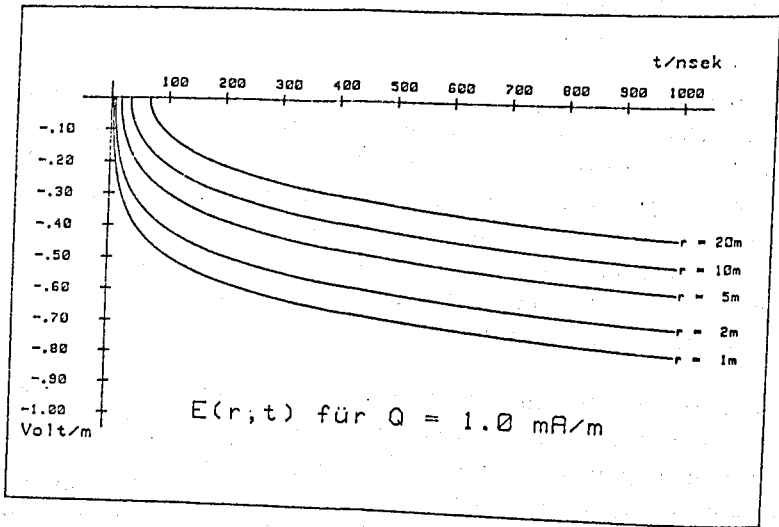


Bild 79: Zeitlicher Verlauf des elektrischen Feldes infinitesimal verteilter TED, die jeweils einen unverzerrten Stromsprung repräsentieren, vgl. Bild 23, Abschnitt 3.1.1

In analoger Weise wie beim aktiven geknickten Vertikalstab (Abschnitt 3.1.3) wird das elektromagnetische Feld der vom oberen Ende des verteilten Impulsgenerators ausgehenden Kugel-Welle durch geknickte TED repräsentiert. Damit am Ort der Teilersäule ein näherungsweise transversales Feld herrscht, sollte die Länge der horizontalen Zuleitung zwischen Stoßspannungsteiler und Impulsgenerator etwa der zweifachen Teilerhöhe entsprechen. Eine andere Lösung besteht darin, die Zuleitung möglichst kurz zu wählen, so daß die Kugel-Welle vom oberen Ende des Impulsgegenerators sich der am Teilerkopf entstehenden nahezu deckungsgleich überlagert. Wegen der näherungsweisen Transversalität der durch den verteilten Impulsgenerator erzeugten Zylinder-Welle beeinflußt der Abstand zwischen Impulsgenerator und Teiler die Sprungantwort kaum.

Aufgrund der geschilderten zahlreichen Vorteile wurde zur Durchführung von Sprungantwortmessungen an einem Stoßspannungsteiler für 3,6 MV ein entsprechendes Gerät realisiert, Bild 80. Der Generator besteht aus 10 einzelnen Impulsgeneratoren mit N-Kanal-V-MOS-Feldeffekttransistoren, die über gleichlange Lichtleiter mit einem Jitter kleiner 2 ns gleichzeitig getriggert werden. Die Anstiegszeit liegt bei etwa 10 ns, der Scheitelwert beträgt 500 V. Bild 81 zeigt das Blockschaltbild des Generators.

Neben einer treffenderen Bestimmung der Sprungantwort vereinfacht der Testfunktionsgenerator mit verteilten Quellen die nach IEC erforderliche Überprüfung von Stoßspannungsmesskreisen wesentlich, da der Generator nur an den Meßkreis herangeschoben werden muß und so die zeitraubende Modifikation des Meßsystems entfällt.

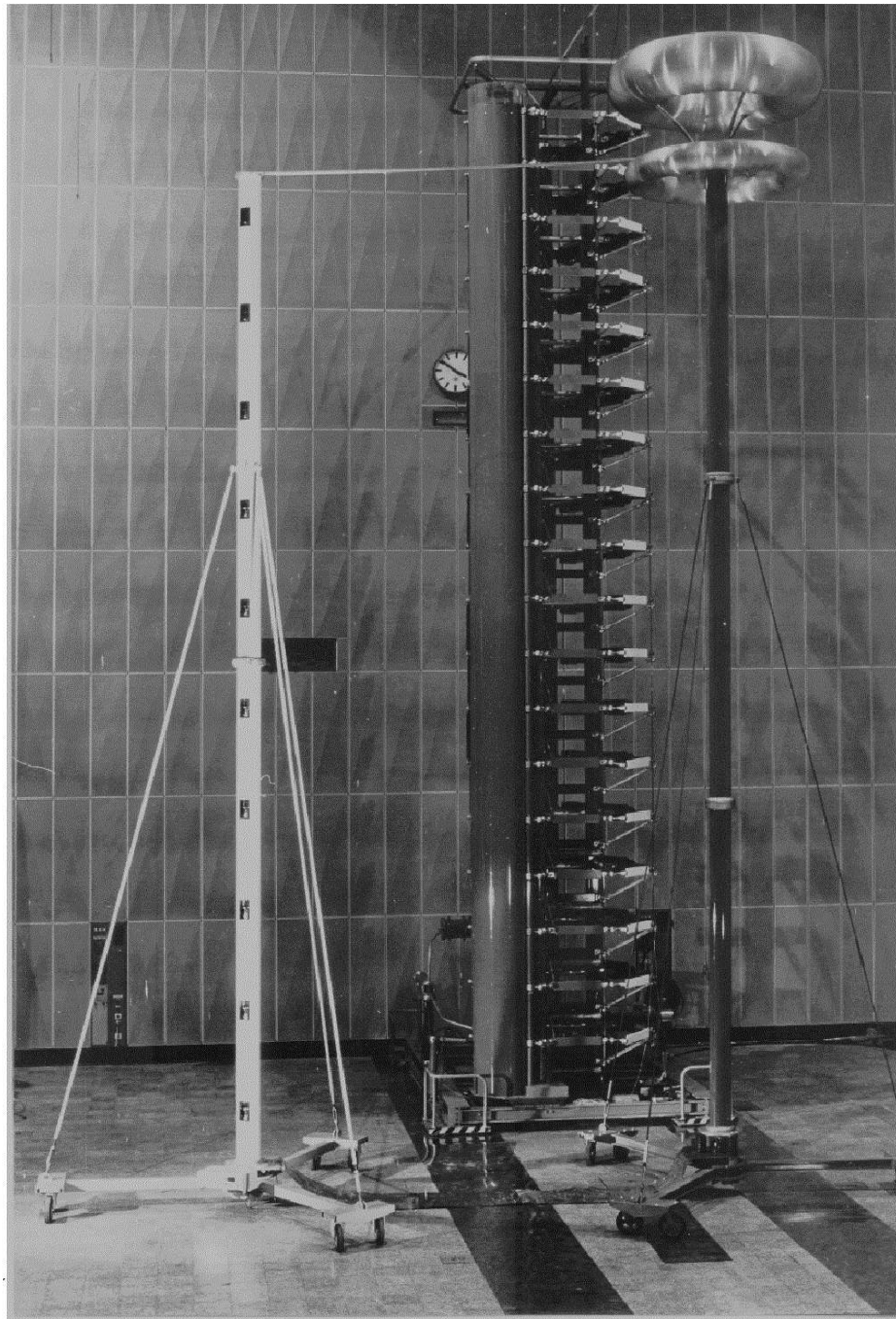


Bild 80: Impulsgenerator mit verteilten Quellen für Sprungantwortmessungen
an einem Stoßspannungsteiler für 3,6 MV

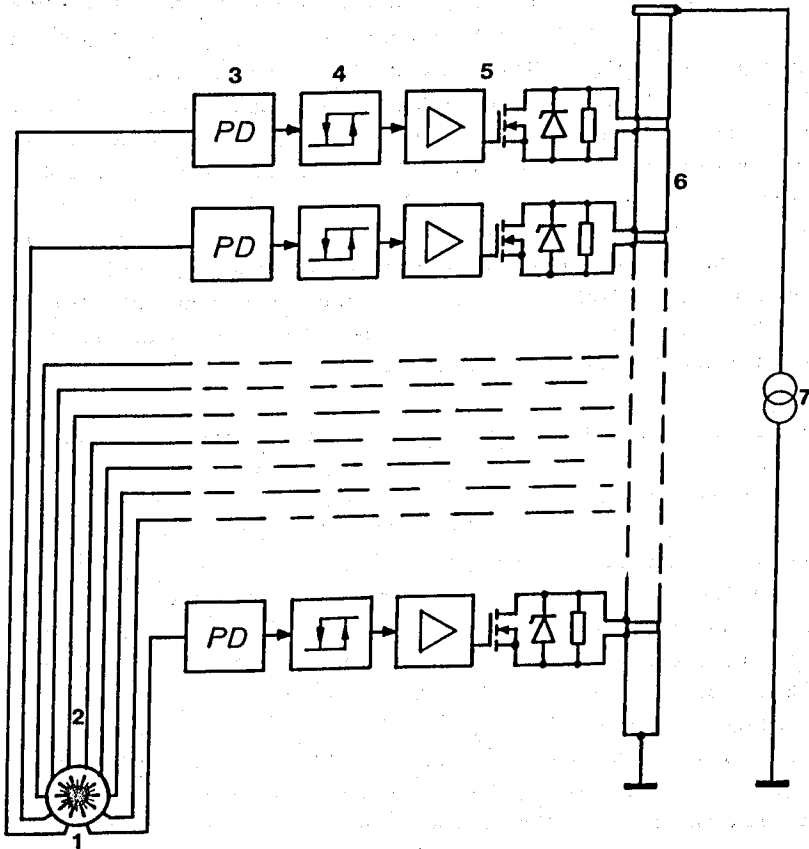


Bild 81: Blockschaltbild des Impulsgenerators mit verteilten Quellen
1 Lichtblitzsender (Funkenstrecke), 2 Lichtleiter, 3 Licht-
empfänger, 4 Schmitt-Trigger, 5 Leistungsstufen mit VMOS-Feld-
effekttransistoren, 6 Impulsgeneratorsäule bestehend aus iso-
liert übereinander angeordneten dünnwandigen Metallzylindern,
7, Konstantstromquelle

3.4.2 Räumlich ausgedehnter Stossspannungsteiler hoher Bandbreite

Bei der Konzeption eines Stoßspannungsmeßkreises mit verbesserter Bandbreite ergeben sich zwei Probleme. Das eine besteht im Erreichen eines zur Teilersäule parallelen transienten Feldes und das andere in der Realisierung eines zu $\int E \cdot ds$ längs der Teilersäule (zu messende Spannung) proportionalen Spannungssignals am Niederspannungsteil. (Hier ist der Hinweis angebracht, daß innere und äußere dielektrische Festigkeit eines Prüfobjekts nicht von der integralen Größe "Spannung", sondern von der jeweils höchsten elektrischen Feldstärke an kritischen Punkten der Isolation abhängen, so daß bei räumlich ausgedehnten Prüfungen unter transienter Beanspruchung eigentlich letztere gemessen werden sollte. Da die transiente Feldstärkeverteilung innerhalb und außerhalb des Prüfobjekts sich wohl kaum am Spannungsteiler reproduzieren läßt, liefert jedoch nur die Messung der Prüfungsspannung praktikable Vergleichswerte.)

Das erste Problem läßt sich am besten durch eine horizontale Zuleitung zum Stoßspannungsteiler lösen, deren Länge etwa der 1,5 bis 2-fachen Teilerhöhe entspricht, Bild 78, Abschnitt 3.4.1.

Auch unter der Voraussetzung eines zur Teilersäule angenähert parallelen elektrischen Feldes nimmt nach bisheriger Auffassung die Bandbreite eines Stoßspannungsmeßsystems mit wachsender Spannungshöhe, d.h. zunehmender Teilerhöhe ab /31/. Mit dem erarbeiteten besseren Verständnis transienter Vorgänge im Stoßspannungsmeßkreis läßt sich jedoch zeigen, daß keine prinzipielle obere Grenze für die Übertragungsbandbreite bzw. untere Grenze für die Eigenanstiegszeit eines langen Stoßspannungsteilers besteht. Hierzu wird in einem Schlüsselexperiment zum zweiten Problem noch einmal der Streuvorgang einer Ebenen Welle am passiven Vertikalstab untersucht.

Betrachtet man anstelle des Stromverlaufs am Stabfußpunkt den durch diesen verursachten Spannungsabfall an einer dort eingefüg-

ten Induktivität, so wandelt sich der passive Vertikalstab zur räumlich ausgedehnten Feldsonde, deren Spannungssignal während eines Zeitfensters der Dauer h/c proportional zum zeitlichen Verlauf der einfallenden Ebenen Welle ist. Mit anderen Worten, der transiente Feldverlauf einer Ebenen Welle kann als Spannungssignal am Niederspannungsteil eines "induktiven Spannungsteilers" mit gleicher Anstiegszeit reproduziert werden. Dies ist allerdings nur während der einfachen Laufzeit längs der Teilersäule möglich, da der Signalverlauf dann durch Mehrfachreflexionen verfälscht wird. Bild 82 und Bild 83 zeigen den Spannungsverlauf am untersten Teilstück des Vertikalstabes. Zur Verdeutlichung ist jeweils noch einmal der Stromverlauf am Stabfußpunkt aus Bild 55, Abschnitt 3.3.6, mit aufgezeichnet.

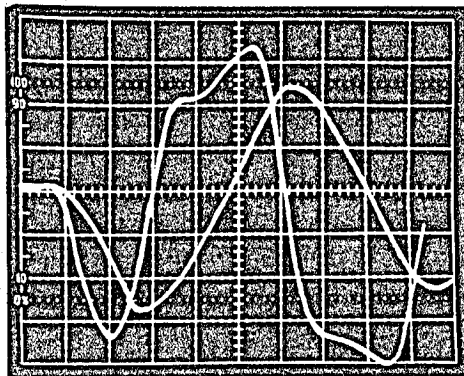


Bild 82: Strom- und Spannungsverlauf an einem Teilstück des passiven Vertikalstabes beim Streuvorgang der Ebenen Welle ("induktiver Spannungsteiler")
 Vertikalmaßstab: 20 mA/RE und V/RE
 Horizontalmaßstab: 2 ns/RE

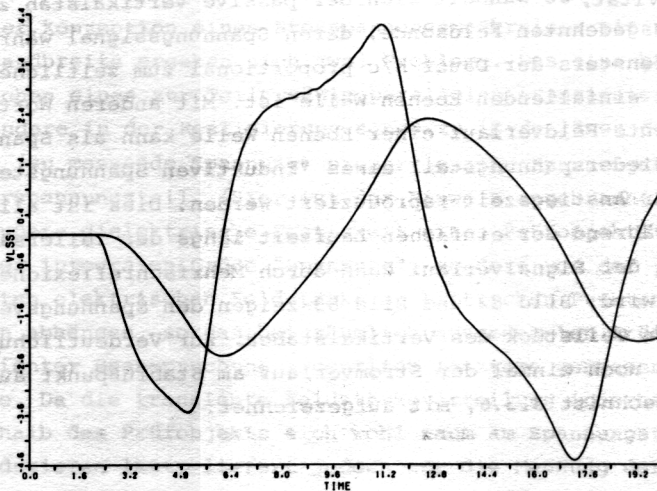


Bild 83: Simulation des Signalverlaufs nach Bild 82 mit einem Kettenleiter-
ersatzschaltbild
Vertikalmaßstab: Volt
Horizontalmaßstab: Nanosekunden

Der "induktive Spannungsteiler" ist natürlich nicht für Stoßspannungsmessungen geeignet, da er infolge seiner geringen Impedanz eine nicht tolerierbare Rückwirkung auf den Stoßspannungserzeuger hat (Kurzschluß). Werden jedoch Teilersäule und Niederspannungsteil jeweils um geeignet dimensionierte Serienkondensatoren und -Widerstände ergänzt, so entsteht ein induktiv - kapazitiv - ohmscher Teiler, der sich von herkömmlichen gedämpft kapazitiven Teiler in den Dimensionierungskriterien für die Induktivitäten und Widerstände sowie deren räumliche Anordnung unterscheidet.

Da der Kapazitätswert der Teilersäule mindestens 40 pF pro Meter Teilerhöhe betragen muß /31/, können die Kondensatoren für dem Streuvorgang der einfallenden Welle als Kurzschluß aufgefaßt werden. Die Teilereigenschaften werden somit im Bereich der Anstiegsflanke nur von den Induktivitäten und Widerständen der Säule bestimmt, während sie für längere Zeiten in bekannter Weise von den Kondensatoren abhängen /31/. Die nachfolgend genannten Dimensionierungsregeln zur Verkleinerung der Eigenanstiegszeit weichen von

den herkömmlichen bezüglich induktivem und ohmschem Teil des Stoßspannungsteilers ab. Die Bauelementewerte müssen wie bisher zur kritischen Dämpfung des konzentrierten Meßkreis-Ersatzschaltbildes ausreichen, was durch Erhöhung der Teilergesamtkapazität erreicht werden kann, Gl. (3-22).

Ein definiertes induktives Übersetzungsverhältnis erfordert den Einbau zusätzlicher Induktivitäten in die Teilersäule. Die damit verbundene Erhöhung des Induktivitätsbelages führt ähnlich wie bei Verzögerungsleitungen ("Helical Line" /35/) zur Erhöhung von Laufzeit und mittlerem Wellenwiderstand der Teilersäule. Zur Vermeidung von Mehrfachreflexionen ist ein wellenwiderstandsgerechter Abschluß der Teilersäule z.B. mit einem Widerstand R_H erforderlich. Ebenso sollte auch die Teilerzuleitung geeignet abgeschlossen werden, z.B. durch einen Widerstand R am Anfang, Bild 82. Bei einer Sprungantwortmessung mit dem verteilten Impulsgenerator ist allerdings das Einfügen eines Widerstands zwischen dem oberen Ende des Impulsgenerators und der Teilerzuleitung nicht sinnvoll.

Der in den Hochspannungsmeßkreis eingefügte Gesamtwiderstand R_{ges} wird zur Erreichung eines geraden Rückens der Sprungantwort im Niederspannungsteil durch R_N kompensiert. Wegen $R_N < 1\Omega$ spielt dieser für den Anstiegsbereich der Sprungantwort keine Rolle, Gl. (3-21).

Im Stoßspannungsmeßkreis mit ausreichend langer Teilerzuleitung hat die an der Säule des Teilers gestreute EMW eine zwar zum Teiler parallele aber inhomogene Feldverteilung, so daß bei konstantem Induktivitätsbelag das durch die Welle erzwungene di/dt des Teilerstromes längs der Teilersäule unterschiedlich ist, (Vergl. Abschnitt 3.3.7). Soll ein auf die Teilerzuleitung geschalteter Spannungssprung am Niederspannungsteil verzerrungsfrei reproduziert werden, so muß neben der Übereinstimmung von induktivem, kapazitivem und ohmschem Übersetzungsverhältnis nach Gl. (3-21) auch die verteilte Einkopplung infolge des inhomogenen Feldes der Teilerzuleitung entzerrt werden. Dies kann sowohl über einen ungleichmäßigen Induktivitätsbelag, als auch über eine geeignet verteilte Längsdämpfung oder einer Kombina-

tion beider erfolgen. Ersterer bewirkt allerdings Laufzeitverzerrungen, so daß Mehrfachreflexionen von einem konzentrierten Widerstand R_H nicht beseitigt werden. Das Teiler-Design wird zum von individuellen Randbedingungen abhängigen Optimierungsproblem. Näheres hierzu findet sich in /43/.

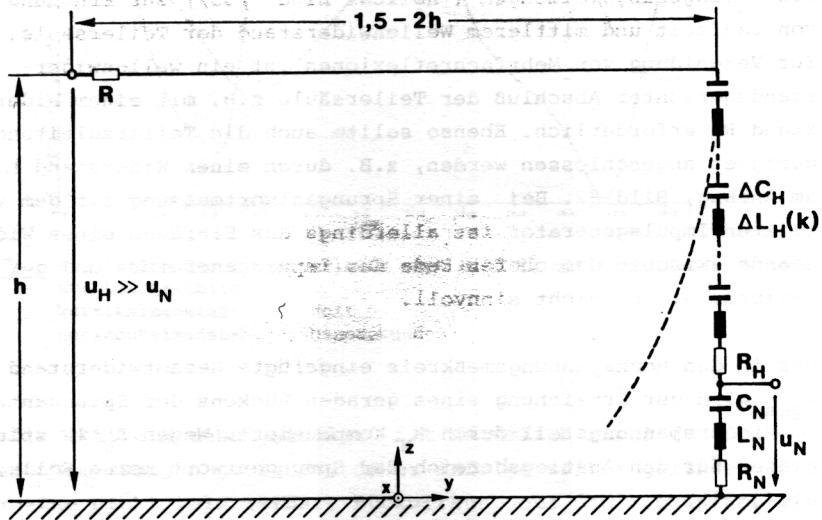


Bild 84: Zum Design eines ausgedehnten Stoßspannungsmeßkreises hoher Bandbreite

Einige Dimensionierungsregeln:

Vermeidung von Mehrfachreflexionen auf der Teilerzuleitung und der Teilersäule z.B. durch geeignet dimensionierte Abschlußwiderstände!

$$R_{\text{ges}} = R + R_H \quad \text{Gesamtwiderstand im Meßkreis} \quad (3-20)$$

$$\frac{\sum \Delta L_H(k)}{L_N} = \frac{C_N}{k \cdot \Delta C_H} = \frac{R_{ges}}{R_N} = \frac{u_H}{u_N} ; \quad \text{Teilverhältnis} \quad (3-21)$$

$$R_{ges} \geq 2 \sqrt{\frac{L_{ges}}{k \cdot \Delta C_H}} ; \quad L_{ges} = \text{Gesamtinduktivität des Meßkreises} \quad (3-22)$$

In den vorstehenden Dimensionierungsregeln für das Design eines räumlich ausgedehnten Stoßspannungsteilers hoher Bandbreite ist die Spannungsbeanspruchung der einzelnen Bauelemente nicht berücksichtigt. Bei der Konstruktion eines praktisch einsetzbaren Stoßspannungsteilers kommt dieser insbesondere bei den Abschlußwiderständen R und R_H große Bedeutung zu, so daß Kompromisse nicht vermeidbar sind. Dies muß jedoch künftigen Untersuchungen vorbehalten bleiben.

4. MATHEMATISCHE BESCHREIBUNG TRANSIENTER STRAHLUNGSFELDER

4.1 RETARDIERTE POTENTIALE UND WELLENFLÄCHEN

Eine wegen ihrer mathematischen Eleganz oft zitierte Lösungsmethode der Maxwell'schen Differentialgleichungen für ideale Leiter in ionisationsfreien Gasen,

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (4.1-1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.1-2)$$

$$\mu_0 \cdot \text{div } \vec{H} = 0 \quad (4.1-3)$$

$$\epsilon_0 \cdot \text{div } \vec{E} = \rho \quad (4.1-4)$$

$$c = \frac{1}{\mu_0 \cdot \epsilon_0} \quad (4.1-5)$$

stellen die Retardierte Potentiale dar (z.B./36/). Bei deren Herleitung werden die gekoppelten Differentialgleichungen (4.1-1) - (4.1-4) durch den Ansatz eines Vektorpotentials $\vec{A}$, das der Gleichung

$$\Delta \vec{A} - \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\vec{j} \quad (4.1-6)$$

genügt, sowie eines Skalarpotentials U , das der Gleichung

$$\Delta U - \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4.1-7)$$

genügt, entkoppelt. Die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ und die magnetische Feldstärke $\vec{H}$ berechnen sich dann zu

$$\vec{E} = -\text{grad } U - \mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (4.1-8)$$

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A} \quad (4.1-9)$$

Die Lösungen der Gleichungen (4.1-6) und (4.1-7) lauten in kartesischen Koordinaten:

$$U(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \iiint_V \frac{1}{R} \cdot \rho(x_0, y_0, z_0, t - \frac{R}{c}) \cdot dx_0 \cdot dy_0 \cdot dz_0 \quad (4.1-10)$$

$$\vec{A}(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi} \cdot \iiint_V \frac{1}{R} \cdot \vec{j}(x_0, y_0, z_0, t - \frac{R}{c}) \cdot dx_0 \cdot dy_0 \cdot dz_0 \quad (4.1-11)$$

Diese Lösungen werden verzögerte (retardierte) Potentiale genannt, da bei der Berechnung des Potentials im Aufpunkt P (x, y, z) der Wert der Raumladungsdichte ρ bzw. der Stromdichte $\vec{j}$ im erregenden Volumenelement $dV = dx_0 \cdot dy_0 \cdot dz_0$ nicht zum derzeitigen, sondern zu einem um $\frac{R}{c}$ zurückliegenden Zeitpunkt maßgebend ist. R ist der räumliche Abstand zwischen erregendem Volumenelement dV am Quellpunkt Q und dem Aufpunkt P (x, y, z), an dem das Skalar- bzw. Vektorpotential berechnet wird, Bild 85.

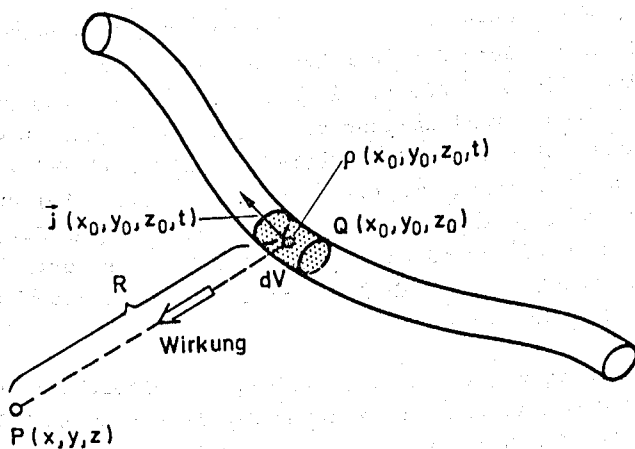


Bild 85: Raumladungsdichte ρ und Stromdichte $\vec{j}$ im Volumenelement dV am Ort (x_0, y_0, z_0) und verzögerte Wirkung am Punkt P (x, y, z)

Die Retardierung um $\frac{R}{c}$ ist mathematischer Ausdruck des elementaren physikalischen Gesetzes, daß jegliche Information über den Zustand eines Raumelements (z.B. Anzahl, Ladung und Bewegungszustand der dort vorhandenen Ladungsträger) sich nur mit Lichtgeschwindigkeit im Raum ausbreiten kann.

Das Integrationsvolumen V in Gl.(4.1-10) und (4.1-11) kann beliebig gewählt werden, muß aber alle zu irgendeinem Zeitpunkt von einer Raumladungsdichte bzw. Stromdichte erfüllten Volumenelemente einschließen.

Zu beachten ist weiterhin, daß die gegenseitige Abhängigkeit von magnetischem und elektrischem Feld trotz der formalen Entkopplung weiterhin besteht, da ja zwischen Raumladungsdichte ρ und Stromdichte $\vec{j}$ die Kontinuitätsrelation Gl. (4.1-12) gültig ist.

$$\text{div } \vec{j} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (4.1-12)$$

Bei transienten Vorgängen wird an einer Stelle im Innern eines Leiters die Raumladungsdichte ρ bzw. die Stromdichte $\vec{j}$ durch eine Schalthandlung geändert. Die Wirkung der Änderung pflanzt sich im Leiter unter Einhaltung von Gl. (4.1-12) und in den umgebenden Raum entsprechend Gl. (4.1-10) und Gl. (4.1-11) jeweils mit Lichtgeschwindigkeit fort. Die in den Gl. (4.1-10) und (4.1-11) auftretende Verzögerung zwischen den Potentialen und der Raumladungsdichte bzw. Stromdichte hängt also von der Fortpflanzung der Wirkung sowohl innerhalb des Leiters als auch außerhalb, in den umgebenden Raum ab.

Wird die Ausbreitung verzerrungsfreier, an Leiteroberflächen gebundener EMW betrachtet, so erlauben die in Abschnitt 2.1.1 definierten Wellenflächen eine Vereinfachung der Retardierung. Zwar tritt nach wie vor die Wirkung einer bestimmten Raumladungsdichte ρ bzw. Stromdichte $\vec{j}$ im Aufpunkt um die Laufzeit der EMW zu diesem Punkt verzögert auf. Die Verzögerung ist jedoch für unterschiedliche Auf- und Quellpunkt-Paare gleichen räumlichen Abstands nicht identisch, denn für die Verzögerung der Wirkung ist nicht allein der räumliche Abstand der Punkte, sondern die Form der für den

Vorgang gültigen Wellenfläche maßgebend: Liegen Quell- und Aufpunkt auf derselben Wellenfläche, so erfolgt die Wirkung unverzögert. Als Beispiel zeigt Bild 86 die Ausbreitung einer transienten EMW in einer Kegelleitung. Die Wellenflächen sind hier zur punktförmigen Quelle konzentrische Kugelflächen.

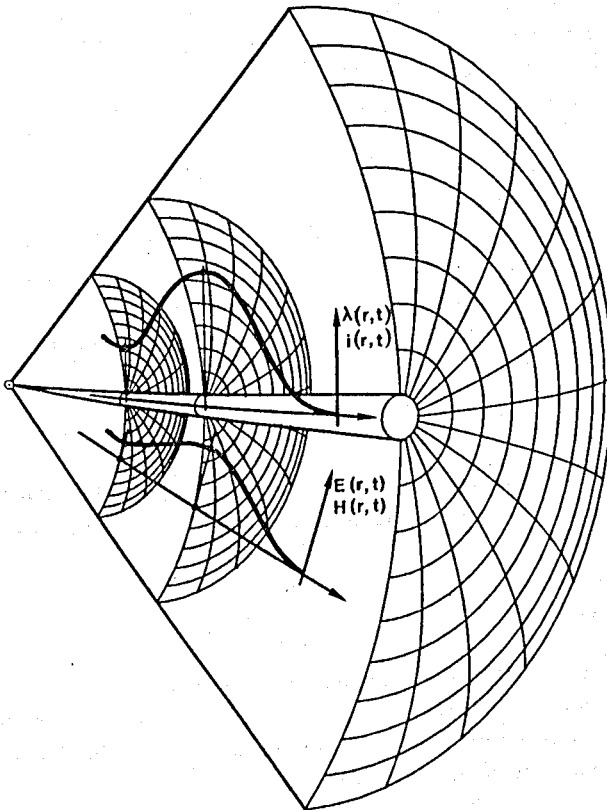


Bild 86: Momentaufnahme einer transienten EMW in einer im Schnitt gezeichneten Kegelleitung

4.1.1 Elektromagnetisches Feld der Zweidrahtleitung

Als erstes Anwendungsbeispiel für die im vorigen Abschnitt eingeführte spezielle Retardierung wird das elektromagnetische Feld verzerrungsfreier geführter EMW in der verlustfreien Zweidrahtleitung berechnet.

Die betrachtete Zweidrahtleitung sei von $z = -\infty$ bis $z = +\infty$ gespannt, Bild 87. In ihr breitet sich eine Wanderwelle in positive z -Richtung aus. Mit der Stromdefinition Gl. (2-15), Abschnitt 2.3.2, gilt nach den Vorstellungen der Wanderwellentheorie für den Strom im Hin- und Rückleiter der Zweidrahtleitung Gl. (4.1-13)

$$i(t, z) = I_0 \cdot f\left(t - \frac{z}{c}\right); \quad f\left(t - \frac{z}{c}\right) = 0 \text{ für } t < \frac{z}{c} \quad (4.1-13)$$

Die Ladungsverteilung auf der dünnen Zweidrahtleitung wird durch einen Linienladungsbelag $\lambda(z, t)$ beschrieben, (s. Bild 16, Abschnitt 2.3.2). Für dünne Leiter folgt aus Gl. (4.1-12) eine Beziehung zwischen Linienladungsbelag und Strom, Gl. (4.1-14).

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = \frac{\partial \lambda(z, t)}{\partial t} \quad (4.1-14)$$

Mit Gl. (4.1-13) und einer Integration nach der Zeit erhält man den Zusammenhang zwischen Linienladungswelle und Stromwelle, Gl. (4.1-15).

$$\lambda(z, t) = \frac{I_0}{c} f\left(t - \frac{z}{c}\right) + \lambda_0 \quad (4.1-15)$$

Die Leitung sei vor dem Eintreffen der Wanderwelle ladungsfrei, somit verschwindet λ_0 . Die Kenntnis von Strom und Linienladung ermöglicht die Berechnung des elektromagnetischen Feldes mit Hilfe der retardierten Potentiale.

Wellenflächen geführter EMW sind Ebenen, die stets senkrecht auf dem Hin- und Rückleiter der Leitung stehen, Abschnitt 2.2.3. Infolgedessen tritt die mit dem Stromfluß in einem Längselement dz an beliebiger Stelle z der Leitung verknüpfte Wirkung in allen Punkten der Ebene senkrecht zur Leitung gleichzeitig ein. d.h. die Potentiale dürfen nur z -Richtung retardiert werden.

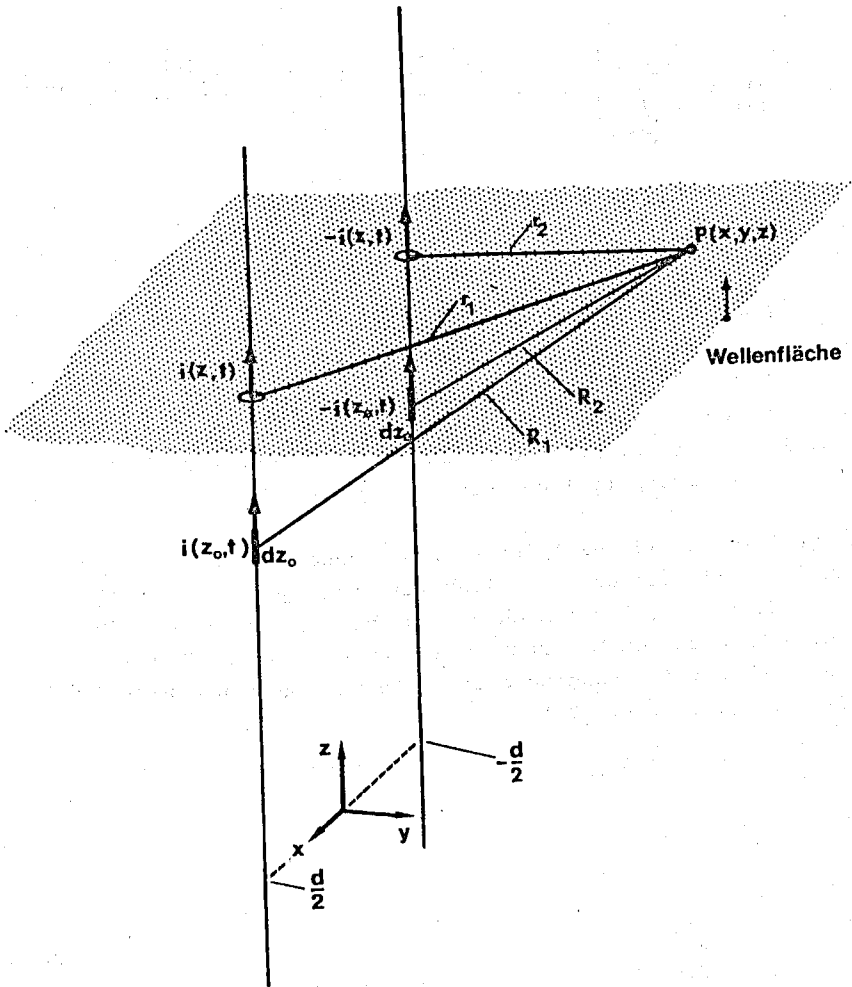


Bild 87: Zum Ansatz des Vektorpotentials für eine dünne Zweidrahtleitung

Entsprechend Gl. (4.1-11), Abschnitt 4.1, und mit Bild 87 berechnet sich für dünne Drähte das Vektorpotential A im Aufpunkt $P(x, y, z)$ nach Gl. (4.1-16).

$$\vec{A}(x, y, z, t) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{4\pi} \int_{z_0 = -L}^{z_0 = +L} \left[\frac{i(z_0, t - \frac{z-z_0}{c})}{R_1} - \frac{i(z_0, t - \frac{z-z_0}{c})}{R_2} \right] dz_0 \cdot \vec{e}_z \quad (4.1-16)$$

mit

$$\begin{aligned} R_1 &= \sqrt{(z-z_0)^2 + r_1^2} & ; & \quad R_2 = \sqrt{(z-z_0)^2 + r_2^2} \\ r_1 &= \sqrt{(x-\frac{d}{2})^2 + y^2} & ; & \quad r_2 = \sqrt{(x+\frac{d}{2})^2 + y^2} \end{aligned} \quad (4.1-17)$$

(4.1-18)

Wegen des vernachlässigten Drahtquerschnitts entartet das Volumenintegral der retardierten Potentiale zum Linienintegral und besitzt das Vektorpotential nur eine z -Komponente.

Das Integral in Gl. (4.1-16) ist über das gesamte Leitervolumen auszuführen. Teilbereiche der Leiter, die zu irgendeinem Zeitpunkt stromfrei sind, liefern ohnehin keinen Beitrag zum Integral, so daß eine Integration bis zum jeweiligen Ort der Wanderwellenstirn, d.h. eine zeitabhängige obere Integrationsgrenze hier nicht notwendig ist (vgl. z.B. /7/).

Mit Gl. (4.1-13) wird aus Gl. (4.1-16):

$$\vec{A}_Z = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{I_0}{4\pi} \int_{z_0 = -L}^{z_0 = +L} \left[\frac{f(t - \frac{z_0}{c} - \frac{z - z_0}{c})}{R_1} - \frac{f(t - \frac{z_0}{c} - \frac{z - z_0}{c})}{R_2} \right] dz_0 \cdot \vec{e}_z \quad (4.1-19)$$

Nach Umformung des Arguments von f und in Komponentenschreibweise ergibt sich Gl. (4.1-20).

$$A_Z = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{I_0}{4\pi} \int_{z_0 = -L}^{z_0 = +L} \left[\frac{f(t - \frac{z}{c})}{R_1} - \frac{f(t - \frac{z}{c})}{R_2} \right] dz_0 \quad (4.1-20)$$

Damit wird das Linienintegral von der Stromverteilung unabhängig:

$$A_Z = f(t - \frac{z}{c}) \cdot \frac{I_0}{4\pi} \lim_{L \rightarrow \infty} \int_{z_0 = -L}^{z_0 = +L} \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right] dz_0 \quad (4.1-21)$$

Integration und Grenzübergang liefern schließlich das Ergebnis, Gl. (4.1-22).

$$A_Z = f(t - \frac{z}{c}) \cdot \frac{I_0}{4\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (4.1-22)$$

Der Ausdruck für das Vektorpotential A_Z , Gl. (4.1-22) unterscheidet sich vom Ausdruck für das Vektorpotential der Zweidrahtleitung im Quasistationären Fall (z.B./37/) nur durch die Orts- und Zeitabhängigkeit der Funktion f.

Die Überlegungen zur Berechnung des Vektorpotentials $\vec{A}$ gelten analog auch für die Berechnungen des Skalarpotentials U. Für eine linienladungsbehaftete dünne Zweidrahtleitung folgt aus Gl. (4.1-10),

schnitt 4.1:

$$U(x, y, z, t) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{z_0=-L}^{z_0=+L} \left[\frac{\lambda(z_0, t - \frac{z-z_0}{c})}{R_1} - \frac{\lambda(z_0, t - \frac{z-z_0}{c})}{R_2} \right] dz_0 \quad (4.1-23)$$

Aus Gl. (4.1-8) und der Identität $\frac{1}{c \cdot \epsilon_0} = c \cdot \mu_0$ folgt Gl. (4.1-24).

$$U(x, y, z, t) = c \cdot \mu_0 \cdot A_z(x, y, z, t)$$

(4.1-24)

Das elektrische Feld $\vec{E}(x, y, z, t)$ in der Umgebung der Drähte berechnet sich nach Gl. (4.1-8), Abschnitt 4.1, aus den retardierten Potentialen zu Gl. (4.1-25).

$$\vec{E}(x, y, z, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{A}(x, y, z, t)}{\partial t} - \text{grad } U(x, y, z, t) = E_{\text{ind}} + E_{\text{inf}} \quad (4.1-25)$$

Gehen wir zur Komponentenschreibweise über, so erhalten wir unter Verwendung von Gl. (4.1-24):

$$E_z = -\mu_0 \frac{\partial A_z(x, y, z, t)}{\partial t} - c \cdot \mu_0 \frac{\partial A_z(x, y, z, t)}{\partial z}$$

$$E_x = -c \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial A_z(x, y, z, t)}{\partial x} \quad (4.1-26)$$

$$E_y = -c \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial A_z(x, y, z, t)}{\partial y} \quad (4.1-27)$$

Das Einsetzen von Gl. (4.1-22) ergibt mit $\frac{\mu_0 \cdot c}{4\pi} \approx 30\Omega$: (4.1-28)

$$E_z = I_0 f'(t - \frac{z}{c}) \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} \left[-1 - (-\frac{1}{c} \cdot c) \right] \equiv 0$$

$$E_x = -30\Omega \cdot I_0 \cdot f(t - \frac{z}{c}) \cdot \left[\frac{x + \frac{d}{2}}{(x + \frac{d}{2})^2 + y^2} - \frac{x - \frac{d}{2}}{(x - \frac{d}{2})^2 + y^2} \right] \quad (4.1-29)$$

$$E_y = -30\Omega \cdot I_0 \cdot f(t - \frac{z}{c}) \cdot \left[\frac{y}{(x + \frac{d}{2})^2 + y^2} - \frac{y}{(x - \frac{d}{2})^2 + y^2} \right] \quad (4.1-30)$$

(4.1-31)

Das magnetische Feld $\vec{H}(x,y,z,t)$ in der Umgebung der Drähte berechnet sich mit Gl. (4.1-9), Abschnitt 4.1, aus dem retardierten Vektorpotential $\vec{A}$. Da das Vektorpotential nur eine z-Komponente hat, gilt:

$$\vec{H}(x,y,z,t) = \frac{\partial}{\partial y} A_z(x,y,z,t) \vec{e}_x - \frac{\partial}{\partial x} A_z(x,y,z,t) \vec{e}_y \quad (4.1-32)$$

In Komponentenschreibweise:

$$H_x = -\frac{1}{\mu_0 \cdot c} E_y = + \frac{I_0}{4\pi} \cdot f\left(t - \frac{z}{c}\right) \cdot \left[\frac{y}{\left(x + \frac{d}{2}\right)^2 + y^2} - \frac{y}{\left(x - \frac{d}{2}\right)^2 + y^2} \right] \quad (4.1-33)$$

$$H_y = +\frac{1}{\mu_0 \cdot c} E_x = - \frac{I_0}{4\pi} \cdot f\left(t - \frac{z}{c}\right) \cdot \left[\frac{x + \frac{d}{2}}{\left(x + \frac{d}{2}\right)^2 + y^2} - \frac{x - \frac{d}{2}}{\left(x - \frac{d}{2}\right)^2 + y^2} \right] \quad (4.1-34)$$

Bei vorstehender Berechnungsmethode wird die Wellennatur der elektromagnetischen Felder in der Zweidrahtleitung berücksichtigt, d.h. die Felder erfüllen die vollständigen Maxwell'schen Gleichungen. Somit herrscht in der Zweidrahtleitung im Prinzip ein nicht-quasistationärer Zustand. Das Magnetfeld des Verschiebungsstroms ist jedoch wegen der besonderen Geometrie der TEM-Welle identisch mit dem des Leistungsstroms im quasistationären Zustand. Das Feld der Leitungswelle kann, obwohl es die Wellengleichung erfüllt, als Superposition eines quasistationären elektrischen und magnetischen Feldes aufgefaßt werden.

Die induzierende Wirkung vom Magnetfeld des Verschiebungsstroms ist identisch mit der des Leistungsstroms und darf keineswegs vernachlässigt werden, da erst die Existenz des Wirbelfeldes eine transversale Leitungswelle ermöglicht. Denn die Transversalität ist hier eine direkte Folge des Kontinuitätsgesetzes Gl. (4.1-12), da aufgrund des Zusammenhanges zwischen Strom und Linienladung sich die Komponenten in Ausbreitungsrichtung (z-Komponenten) von Wirbelfeld $\vec{E}_{\text{ind}}$ (induzierende Wirkung vom Magnetfeld des Leistungsstroms bzw. Verschiebungsstroms) und Quellenfeld $\vec{E}_{\text{inf}}$ (durch Ortsabhängigkeit der Linienladung verursacht) aufheben, Gl. (4.1-29). Die verbleibenden Komponenten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (x- und y-Komponenten) unterscheiden sich vom statischen Feld einer Linienladung nur in der Orts- und Zeitabhängigkeit. Daher

ist wie im Schrifttum üblich eine Behandlung der Zweidrahtleitung mit quasistationären Methoden erlaubt. Diese bleiben hinreichend genau, solange der physikalische Vorgang durch näherungsweise ebene Wellenflächen charakterisiert ist, Bild 15, Abschnitt 2.2.3.

Die vorstehend am Beispiel der in kartesischen Koordinaten transversalen Leitungswelle erläuterten Gesetzmäßigkeiten gelten analog für die in Kugelkoordinaten transversale Kugel-Welle des TED.

4.1.2 Elektromagnetisches Feld des vertikalen gestreckten TED

Das Vektorpotential eines von einer Punktquelle gespeisten gestreckten Leiters mit infinitesimalem Querschnitt entsprechend dem TED in Abschnitt 2.3.3 wird im folgenden unter Annahme kugelförmiger Wellenflächen in Abhängigkeit von einem in den Ort der Quelle gelegten Kugelkoordinatensystem berechnet.

Mit der Annahme kugelförmiger Wellenflächen wird der TED als Kegelleitung mit Kegeln infinitesimalen Querschnitts und einem Außenleiterwinkel von 180° aufgefaßt. Bei der Berechnung der retardierten Potentiale hat dies zur Folge, daß die Retardierung der Stromdichte nur noch proportional zum Radius r des Aufpunktes P ist und damit unabhängig wird von der Volumenintegration über alle Quellpunkte Q bzw. Q' , Bild 88.

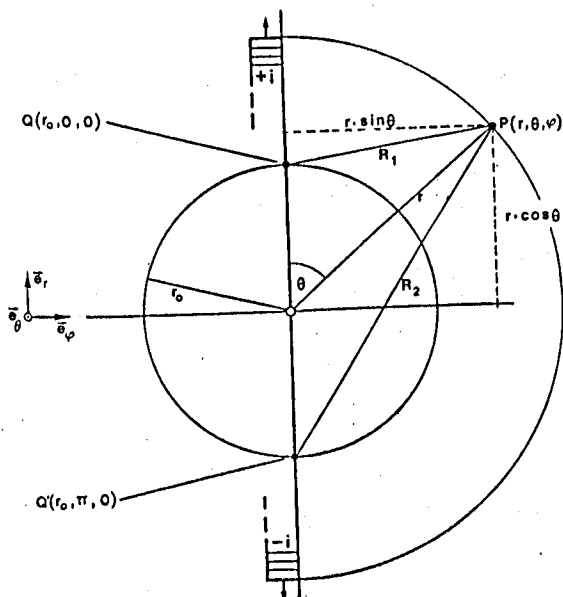


Bild 88: Zur Berechnung der retardierten Potentiale des TED

Es gilt entsprechend Bild 88:

$$R_1 = \sqrt{(r_0 - r \cdot \cos \theta)^2 + (r \cdot \sin \theta)^2}$$

$$R_1 = \sqrt{r_0^2 - 2rr_0 \cos \theta + r^2} \quad (4.1-35)$$

$$R_2 = \sqrt{(r_0 + r \cdot \cos \theta)^2 + (r \cdot \sin \theta)^2}$$

$$R_2 = \sqrt{r_0^2 + 2rr_0 \cos \theta + r^2} \quad (4.1-36)$$

Vereinfachen der Ausdrücke für R_1 und R_2 :

$$R_1 = \sqrt{r_0^2 + 2rr_0 A + Br^2} \quad (4.1-37)$$

$$R_2 = \sqrt{r_0^2 + 2rr_0 C + Dr^2} \quad (4.1-38)$$

$$\text{wobei: } A = -\cos \theta ; B = 1 ; C = \cos \theta ; D = 1 \quad (4.1-39)$$

Somit ergibt sich mit Gleichung (4.1-11), Abschnitt 4.1, für das Vektorpotential:

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi} \cdot i(t-r/c) \cdot \left[\int_0^\infty \frac{dr_0}{R_1} - \int_0^\infty \frac{dr_0}{R_2} \right] \vec{e}_r \Rightarrow$$

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi} \cdot i(t-r/c) \cdot \lim_{r_0' \rightarrow \infty} \left[\int_0^{r_0'} \frac{dr_0}{\sqrt{r_0^2 + 2rr_0 A + Br^2}} - \int_0^{r_0'} \frac{dr_0}{\sqrt{r_0^2 + 2rr_0 C + Dr^2}} \right] \vec{e}_r \quad (4.1-40)$$

Mit Hilfe des Integrals Nr. 241 aus /38/ erhält man nach Einsetzen der Integrationsgrenzen und anschließender Umformung:

$$A_r = \frac{1}{4\pi} \cdot i(t-r/c) \cdot \lim_{r_0' \rightarrow \infty} \left[\ln \frac{2\sqrt{r_0'^2 + 2r \cdot r_0' A + B \cdot r^2}}{2\sqrt{r_0'^2 + 2r \cdot r_0' C + D \cdot r^2}} + \right. \quad (4.1-41)$$

$$\left. \ln \frac{2r\sqrt{D} + 2rC}{2r\sqrt{B} + 2rA} \right]$$

Nach der Bildung des Grenzwertes (der 1. Term hat dann den Wert $\ln(1)$) erhält man das Vektorpotential eines unendlich langen gestreckten Dipols:

$$A_r = \frac{1}{4\pi} \cdot i(t-r/c) \cdot \ln \frac{\sqrt{D} + C}{\sqrt{B} + A} \quad (4.1-42)$$

Dies ist auch die allgemeine Lösung für das Vektorpotential eines beliebig geknickten Dipols wenn der Koordinatenursprung im Quellpunkt liegt, und wenn die Ausdrücke für Strecken vom Aufpunkt P (in dem das Vektorpotential berechnet wird) zu den beiden Stromwanderwellen auf die Form der Gl.(4.1-37) und (4.1-38) gebracht werden, Abschnitt 4.1.3.

Mit Gl. (4.1-12) ergibt sich eine Beziehung zwischen dem Linienstrom und der Linienladung im Leiter infinitesimalen Querschnitts, aus der nach einiger Umrechnung das retardierte Skalarpotential Gl. (4.1-43) entsteht:

$$U = c \cdot \mu_0 \cdot A_r \quad (4.1-43)$$

Mit Gl. (4.1-8) ergibt sich dann für die elektrische Feldstärke:

$$\vec{E} = -c \cdot \mu_0 \cdot \text{grad } A_r - \mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (4.1-44)$$

In Komponentenschreibweise:

$$E_r = -c \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial A_r}{\partial r} - \mu_0 \cdot \frac{\partial A_r}{\partial t} \quad (4.1-45)$$

$$E_\theta = -\frac{c \cdot \mu_0}{r} \cdot \frac{\partial A_r}{\partial \theta} = 0 \quad (4.1-46)$$

$$E_\phi = -\frac{c \cdot \mu_0}{r \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial A_r}{\partial \phi} = 0 \quad (4.1-47)$$

Mit Gl. (4.1-42) erhält man die Komponenten des elektrischen Feldes in einer Form, die bei entsprechender Wahl der Abkürzungen Gl. (4.1-39) auch für beliebig geknickte und horizontal gestreckte TED (s. Abschnitt 4.1.3) gilt, Gl. (4.1-48) - Gl. (4.1-50).

$$E_r = - \frac{c \cdot \mu_0}{4\pi} \cdot \left[- \frac{1}{c} \cdot i' \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \cdot \ln \frac{\sqrt{D} + C}{\sqrt{B} + A} - \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \left[i' \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \cdot \ln \frac{\sqrt{D} + C}{\sqrt{B} + A} \equiv 0 ! \quad (4.1-48)$$

$$E_\theta = - \frac{c \cdot \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot i \left(t - \frac{r}{c} \right) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{D} + C} \left(\frac{\partial D}{\partial \theta} + \frac{\partial C}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{\sqrt{B} + A} \left(\frac{\partial B}{\partial \theta} + \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) \right] \quad (4.1-49)$$

$$E_\varphi = - \frac{c \cdot \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{1}{r \cdot \sin \theta} \cdot i \left(t - \frac{r}{c} \right) \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{D} + C} \left(\frac{\partial D}{\partial \varphi} + \frac{\partial C}{\partial \varphi} \right) - \frac{1}{\sqrt{B} + A} \left(\frac{\partial B}{\partial \varphi} + \frac{\partial A}{\partial \varphi} \right) \right] \quad (4.1-50)$$

Bei der Berechnung des elektrischen Feldes aus den Vektorpotentialen geknickter und horizontal gestreckter TED in Abschnitt 4.1.3 ergeben sich E_θ und E_φ - Komponenten. Die E_r - Komponente verschwindet identisch (Transversalität der Kugel-Welle des TED).

Wegen $A_\varphi = A_\theta = 0$ ergibt sich nach kurzer Umformung für das Magnetfeld aller TED:

$$\vec{H} = \frac{1}{c \cdot \mu_0} \cdot E_\theta \cdot \vec{e}_\varphi - \frac{1}{c \cdot \mu_0} \cdot E_\varphi \cdot \vec{e}_\theta \quad (4.1-51)$$

Durch Einsetzen der Abkürzungen für den gestreckten TED Gl.(4.1-39) in Gl.(4.1-48) bis Gl.(4.1-51) ergibt sich das elektromagnetische Feld des gestreckten TED (Typ 1) in Kugelkoordinaten r, θ, φ zu

Gl. (4.1-52) bis Gl. (4.1-52).

$$E_r = 0$$

(4.1-52)

$$E_\theta = \frac{c \cdot \mu_0}{2\pi} \cdot i \left(t - \frac{r}{c} \right) \cdot \frac{1}{r \cdot \sin \theta}$$

$$\approx 60\Omega \cdot i \left(t - \frac{r}{c} \right) \cdot \frac{1}{r \cdot \sin \theta}$$

(4.1-53)

$$E_\phi = 0$$

(4.1-54)

$$H_\phi = \frac{1}{2\pi} \cdot i \left(t - \frac{r}{c} \right) \cdot \frac{1}{r \cdot \sin \theta}$$

(4.1-55)

Für ein Zylinderkoordinatensystem r, ϕ, z ergeben sich die Komponenten des elektromagnetischen Feldes nach Gl. (4.1-56) bis Gl. (4.1-60).

$$E_r \approx 60\Omega \cdot i \left(t - \frac{1}{c} R \right) \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{z}{r}$$

(4.1-56)

$$E_\phi = 0$$

(4.1-57)

$$E_z \approx 60\Omega \cdot i \left(t - \frac{1}{c} R \right) \cdot \frac{1}{R}$$

(4.1-58)

$$H_\phi = \frac{1}{2\pi} \cdot i \left(t - \frac{1}{c} R \right) \cdot \frac{1}{r}$$

(4.1-59)

$$\text{mit } R = \sqrt{r^2 + z^2}$$

(4.1-60)

4.1.3 Elektromagnetisches Feld geknickter und horizontal gestreckter TED

Entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 3.1.3 ergibt sich das elektromagnetische Feld im herkömmlichen Rechteckmeßkreis durch Superposition räumlich und zeitlich verschobener geknickter und gestreckter TED. Hierzu werden die elektromagnetischen Felder der in Bild 29, Abschnitt 3.1.3, angesetzten TED-Typen berechnet. Der Berechnungsweg verläuft analog zu dem des vertikal gestreckten TED in Abschnitt 4.1.2. Es sind die gleichen Ausdrücke für das Vektorpotential $\vec{A}$, Gl. (4.1-42), bzw. die elektrische Feldstärke $\vec{E}$, Gl. (4.1-51) gültig, lediglich statt der Abkürzungen Gl. (4.1-39) sind nun die zum jeweiligen TED-Typ gehörigen einzusetzen. Letztere werden im folgenden aus der Geometrie des jeweiligen TED-Typs abgeleitet.

Alle formelmäßigen Darstellungen erfolgen wie auch im Abschnitt zuvor in Kugelkoordinaten. Zur Superposition der einzelnen Feldanteile ist eine Rücktransformation in kartesische Koordinaten zweckmäßig. Weiterhin sind räumliche und zeitliche Verschiebungen erforderlich, so daß eine formelmäßige Darstellung des Gesamtfeldes sehr unübersichtlich ist. Die in Abschnitt 3.1.2 und 3.1.3 gezeigten Feldbilder werden daher mit Hilfe eines Tischrechners durch räumliche Verschiebung der Koordinaten des Aufpunktes und deren Transformation in einzelne jeweils im Ursprungsort der TED angeordnete Kugelkoordinatensysteme berechnet. Das Gesamtfeld erhält man dann durch Rücktransformation in kartesische Koordinaten und anschließende komponentenweise Summation der einzelnen Feldanteile. Bei der Berechnung müssen die den einzelnen TED zugeordneten Stromwellen entsprechend ihrer zeitlichen Abfolge verzögert werden.

Berechnung der Abkürzungen A bis D für einen geknickten TED
entsprechend Bild 89 (Typ 2)

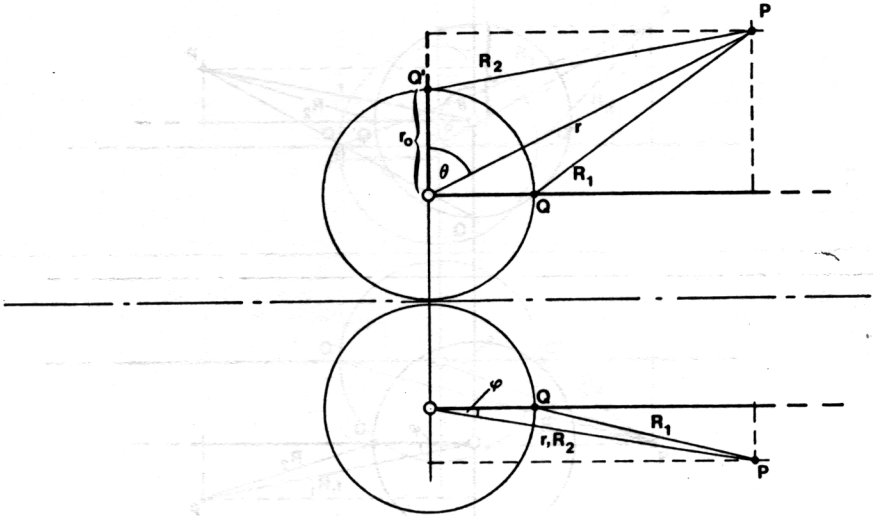


Bild 89: Geknickter TED Typ 2

Mit Bild 89 gilt für die Abstände zwischen Aufpunkt und den
Quellenpunkten:

$$R_1 = \sqrt{(r \sin \theta \cos \varphi - r_0)^2 + r^2 \sin^2 \varphi + r^2 \cos^2 \theta} \quad (4.1-61)$$

$$R_2 = \sqrt{(r \cos \theta - r_0)^2 + r^2 \sin^2 \theta} \quad (4.1-62)$$

Somit lauten die Abkürzungen:

$$\begin{aligned} A &= -\sin \theta \cos \varphi ; B = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta \\ C &= -\cos \theta ; D = 1 \end{aligned} \quad (4.1-63)$$

Berechnung der Abkürzungen A bis D für einen geknickten TED entsprechend Bild 9o (Typ 3).

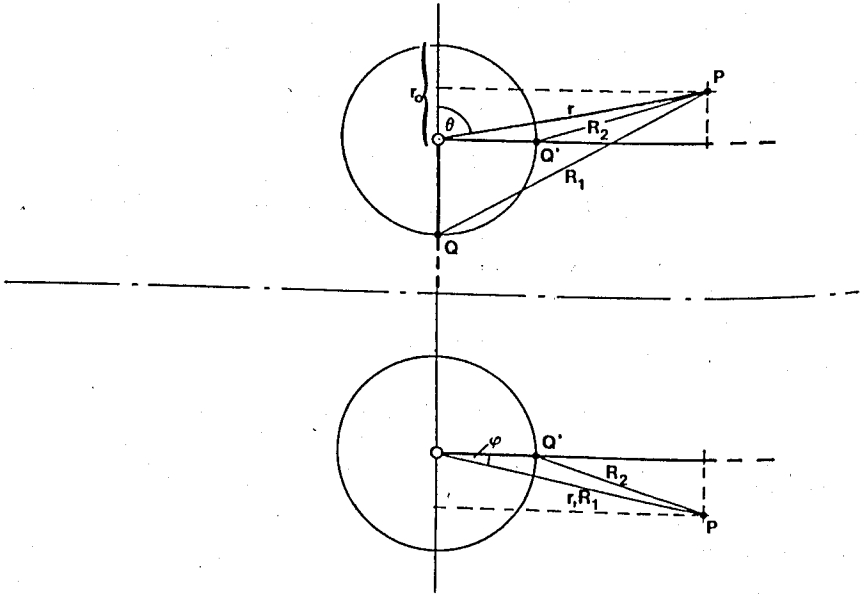


Bild 9o: Geknickter TED Typ 3

Mit Bild 9o gilt für die Abstände zwischen Aufpunkt und den Quellpunkten:

$$R_1 = \sqrt{(r_0 + r \cos \theta)^2 + r^2 \sin^2 \theta} \quad (4.1-64)$$

$$R_2 = \sqrt{(r_0 - r \sin \theta \cos \varphi)^2 + r^2 \sin^2 \varphi + r^2 \cos^2 \theta} \quad (4.1-65)$$

Somit lauten die Abkürzungen:

$$A = \cos \theta ; B = 1$$

$$C = -\sin \theta \cos \varphi ; D = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta \quad (4.1-66)$$

Berechnung der Abkürzungen A bis D für einen horizontal gestreckten TED entsprechend Bild 91 (Typ 4).

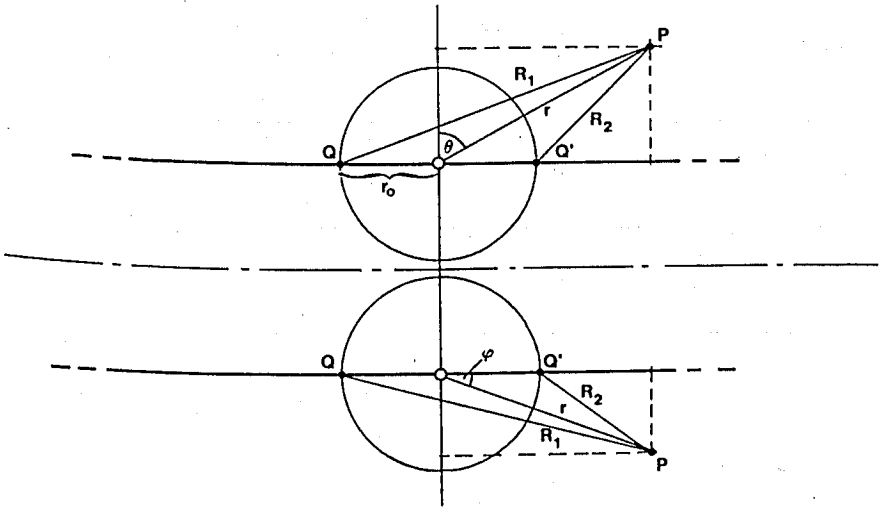


Bild 91: Horizontal gestreckter TED Typ 4

Mit Bild 91 gilt für die Abstände zwischen Aufpunkt und den Quellpunkten:

$$R_1 = \sqrt{(r \sin \theta \cos \varphi + r_0)^2 + r^2 \sin^2 \varphi + r^2 \cos^2 \theta} \quad (4.1-67)$$

$$R_2 = \sqrt{(r \sin \theta \cos \varphi - r_0)^2 + r^2 \sin^2 \varphi + r^2 \cos^2 \theta} \quad (4.1-68)$$

Somit lauten die Abkürzungen:

$$\begin{aligned} A &= + \sin \theta \cos \varphi ; B = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta \\ C &= - \sin \theta \cos \varphi ; D = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (4.1-69)$$

Berechnung der Abkürzungen A bis D für einen horizontal gestreckten TED entsprechend Bild 92 (Typ 5).

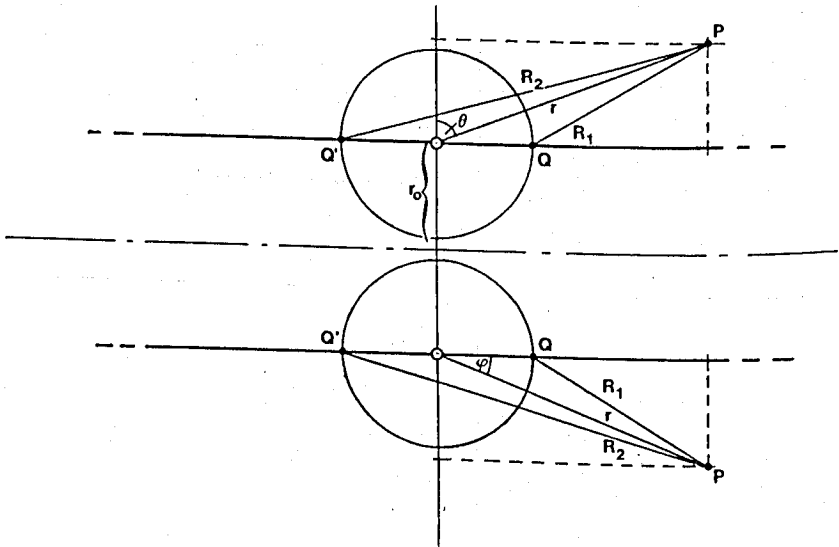


Bild 92: Horizontal gestreckter TED Typ 5

Mit Bild 92 gilt für die Abstände zwischen Aufpunkt und den Quellpunkten:

$$R_1 = \sqrt{(r \sin \theta \cos \varphi - r_0)^2 + r^2 \sin^2 \varphi + r^2 \cos^2 \theta} \quad (4.1-70)$$

$$R_2 = \sqrt{(r \sin \theta \cos \varphi + r_0)^2 + r^2 \sin^2 \varphi + r^2 \cos^2 \theta} \quad (4.1-71)$$

Somit lauten die Abkürzungen:

$$\begin{aligned} A &= - \sin \theta \cos \varphi ; & B &= \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta \\ C &= + \sin \theta \cos \varphi ; & D &= \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta \end{aligned}$$

(4.1-72)

Berechnung der Abkürzungen A bis D für einen geknickten TED entsprechend Bild 93 (Typ 6).

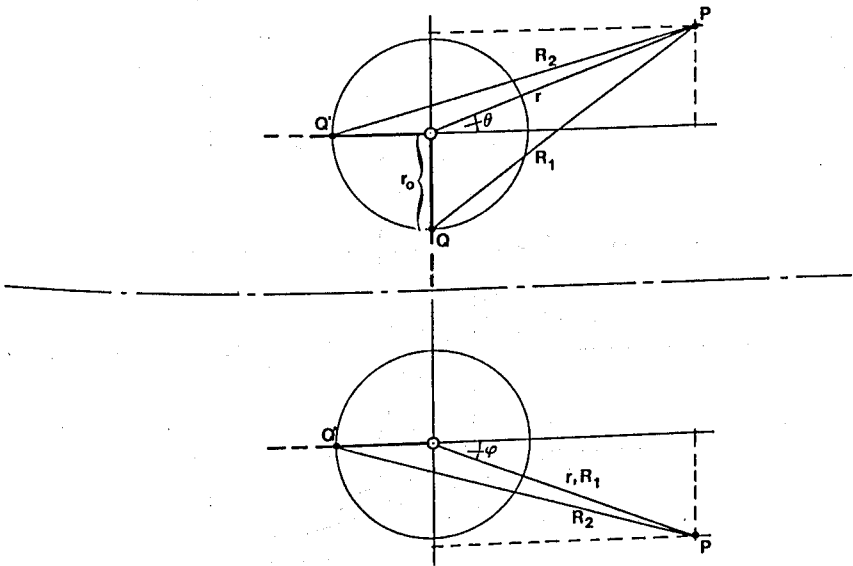


Bild 93: Geknickter TED Typ 6

Mit Bild 93 gilt für die Abstände zwischen Aufpunkt und den Quellpunkten:

$$R_1 = \sqrt{(r \cos \theta + r_0)^2 + r^2 \sin^2 \theta} \quad (4.1-73)$$

$$R_2 = \sqrt{(r \sin \theta \cos \varphi + r_0)^2 + r^2 \sin^2 \varphi + r^2 \cos^2 \theta} \quad (4.1-74)$$

Somit lauten die Abkürzungen:

$$A = \cos \theta ; \quad B = 1$$

$$C = \sin \theta \cos \varphi ; \quad D = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta \quad (4.1-75)$$

Berechnung der Abkürzungen A bis D für einen geknickten TED entsprechend Bild 94 (Typ 7).

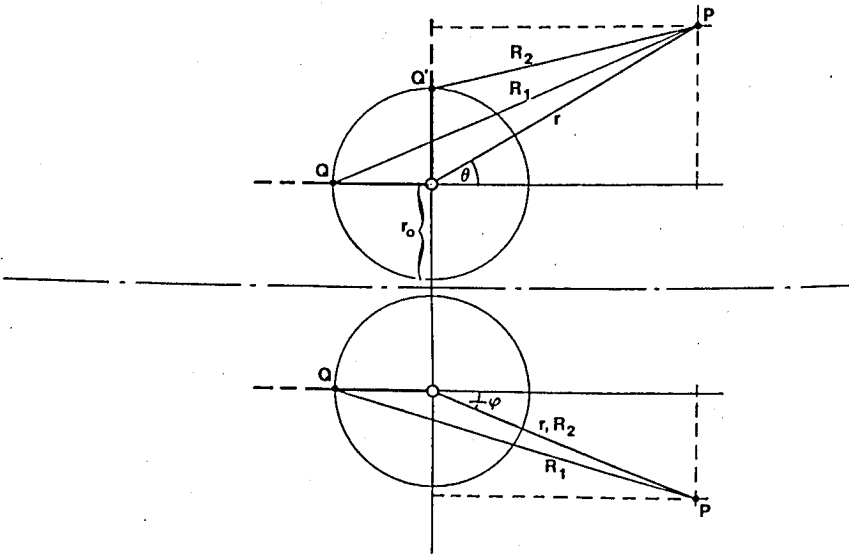


Bild 94: Geknickter TED Typ 7

Mit Bild 94 gilt für die Abstände zwischen Aufpunkt und den Quellpunkten:

$$R_1 = \sqrt{(r \sin \theta \cos \varphi + r_0)^2 + r^2 \cos^2 \theta + r^2 \sin^2 \varphi} \quad (4.1-76)$$

$$R_2 = \sqrt{(r \cos \theta - r_0)^2 + r^2 \sin^2 \theta} \quad (4.1-77)$$

Somit lauten die Abkürzungen:

$$\begin{aligned} A &= \sin \theta \cos \varphi ; B = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta \\ C &= -\cos \theta ; D = 1 \end{aligned} \quad (4-1-78)$$

4.2 ELEKTROMAGNETISCHES FELD UND GESAMTSTROM INFINITESIMAL VERTEILTER GESTRECKTER TED

Zunächst wird der Fall diskret verteilter TED betrachtet, die in regelmäßigen Abständen auf einer Geraden angeordnet sind, Bild 95.

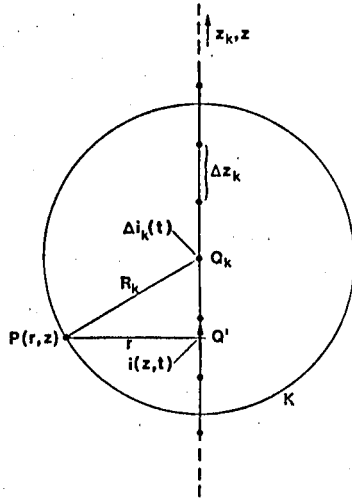


Bild 95: In regelmäßigen Abständen längs einer Geraden diskret verteilte TED
K = Wellenfläche der von $Q_k (0, z_k)$ ausgehenden Kugel-Welle

Mit der Entfernung R_k zwischen dem Quellpunkt $Q_k (0, z_k)$ und dem Aufpunkt $P (r, z)$

$$R_k = \sqrt{r^2 + (z - z_k)^2} \quad (4.2-1)$$

gilt für das elektromagnetische Feld des am Ort $Q_k (0, z_k)$ angeordneten TED in Zylinderkoordinaten:

$$\Delta \vec{E} = \Delta i_k(t - \frac{1}{c} R_k) \cdot 60\Omega \cdot \frac{1}{R_k} \left(\frac{z - z_k}{r} \cdot \vec{e}_r - \vec{e}_z \right) \quad (4.2-2)$$

$$\Delta \vec{H} = \Delta i_k(t - \frac{1}{c} R_k) \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \vec{e}_\varphi \quad (4.2-3)$$

In den Gleichungen (4.2 -2) und (4.2-3) beschreibt die Funktion $i_k(t - \frac{1}{c} R_k)$ die Abhängigkeit der elektromagnetischen Feldstärke von den zum jeweiligen Ursprungsort $Q_k(0, z_k)$ konzentrischen Wellenflächen $t - \frac{1}{c} R_k = \text{konstant}$. Für $R_k = 0$ ergibt sich der am Ursprungsort $Q_k(0, z_k)$ eingeprägte Stromverlauf $\Delta i_k(t)$. Vereinfachend wird für alle TED zeitliche Kohärenz, d.h. ein identischer zeitlicher Verlauf angenommen. Da es sich um einen transienten Vorgang handelt, wird Erregungsfreiheit für $t < 0$ vorausgesetzt, Gl.(4.2-4).

$$\Delta i_k(t) = \Delta I_k \cdot g(t) ; \quad g(t) = 0 \text{ für } t < 0 \quad (4.2-4)$$

Der am Ort $Q_k(0, z_k)$ angeordnete TED repräsentiert je eine in positive und in negative z - Richtung laufende Stromwelle, die am Punkt $Q'(0, z)$ einen Beitrag Δi_k zum Gesamtstrom liefert, Gl. 4.2-5).

$$\Delta i_k = \begin{cases} \Delta I_k \cdot g[t + \frac{1}{c}(z - z_k)] & \text{für } z \leq z_k \\ \Delta I_k \cdot g[t - \frac{1}{c}(z - z_k)] & \text{für } z \geq z_k \end{cases} \quad (4.2-5)$$

Bei der Betrachtung infinitesimal verteilter TED ergibt sich das Problem, daß die Anzahl der sich überlagernden Stromwellen unendlich groß wird. Da dennoch ein endlicher Gesamtstrom i verbleiben soll, ist es erforderlich, im Grenzübergang das Verschwinden der Einzelbeiträge Δi_k zu ermöglichen. Dies erfolgt zweckmäßig durch den Ansatz einer Quellendichtefunktion der Dimension Ampère/Meter mit deren Hilfe der Strombeitrag Δi_k eines einzelnen TED sich als Produkt der Quellendichtefunktion $q(z_k)$ und dem Abstand Δz_k der Punkte $Q_k(0, z_k)$ darstellen läßt, Gl. (4.2-6).

$$\Delta i_k = \begin{cases} q(z_k) \cdot \Delta z_k \cdot g[t + \frac{1}{c}(z - z_k)] & \text{für } z \leq z_k \\ q(z_k) \cdot \Delta z_k \cdot g[t - \frac{1}{c}(z - z_k)] & \text{für } z \geq z_k \end{cases} \quad (4.2-6)$$

Im Grenzübergang von diskret verteilten zu infinitesimal verteilten TED folgt damit für den Strombeitrag:

$$\Delta z_k \rightarrow dz_k \Rightarrow \Delta i_k \rightarrow di_k = \begin{cases} q(z_k) \cdot g\left[t + \frac{1}{c}(z - z_k)\right] \cdot dz_k & \text{für } z \leq z_k \\ q(z_k) \cdot g\left[t - \frac{1}{c}(z - z_k)\right] \cdot dz_k & \text{für } z \geq z_k \end{cases} \quad (4.2-7)$$

Das elektromagnetische Feld der Überlagerung aller infinitesimalen TED resultiert aus einer Integration über die Einzelbeiträge,

Gl. (4.2-8) - (4.2-10).

$$E_r = 60\Omega \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} q(z_k) \cdot g\left[t - \frac{1}{c}R_k\right] \cdot \frac{1}{R_k} \cdot \frac{z - z_k}{r} \cdot dz_k \quad (4.2-8)$$

$$E_z = -60\Omega \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} q(z_k) \cdot g\left[t - \frac{1}{c}R_k\right] \cdot \frac{1}{R_k} \cdot dz_k \quad (4.2-9)$$

$$H_\varphi = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} q(z_k) \cdot g\left[t - \frac{1}{c}R_k\right] \cdot \frac{1}{r} \cdot dz_k \quad (4.2-10)$$

$$\text{mit der Abkürzung} \quad R_k = \sqrt{(z - z_k)^2 + r^2} \quad (4.2-11)$$

Der Gesamtstrom $i(z, t)$ am Ort Q' ($0, z$) ergibt sich in ähnlicher Weise, Gl. (4.2-12).

$$i(z, t) = \int_{-\infty}^z q(z_k) \cdot g\left[t - \frac{1}{c}(z - z_k)\right] dz_k + \int_z^{\infty} q(z_k) \cdot g\left[t + \frac{1}{c}(z - z_k)\right] dz_k \quad (4.2-12)$$

Mit der folgenden Substitution gelingt eine entscheidende Vereinfachung der Integrale Gl. (4.2-8) - Gl. (4.2-10).

$$\tau = \frac{1}{c} R_k = \frac{1}{c} \sqrt{(z-z_k)^2 + r^2} \quad (4.2-13)$$

$$\Rightarrow z_k = \begin{cases} z - \sqrt{c^2 \tau^2 - r^2} & \text{für } z_k \leq z \\ z + \sqrt{c^2 \tau^2 - r^2} & \text{für } z \leq z_k \end{cases} \quad (4.2-14)$$

$$\Rightarrow dz_k = \begin{cases} - \frac{c^2 \cdot \tau \cdot d\tau}{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}} & \text{für } z_k \leq z \\ + \frac{c^2 \cdot \tau \cdot d\tau}{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}} & \text{für } z \leq z_k \end{cases} \quad (4.2-15)$$

Weiterhin resultieren aus Gl. (4.2-13) neue Integrationsgrenzen und eine modifizierte Quellendichtefunktion $q^*(\tau, r, z)$.

$$z_k = -\infty \rightarrow \tau = \infty$$

$$z_k = z \rightarrow \tau = r/c$$

$$z_k = +\infty \rightarrow \tau = \infty$$

$$q(z_k) \rightarrow q^*(\tau, r, z)$$

(4.2-16)

(4.2-17)

Damit lauten die Integrale für die Komponenten von elektrischem und magnetischem Feld:

$$E_r = 60\Omega \int_{\infty}^{r/c} q^*(\tau, r, z) \cdot g(t-\tau) \cdot \frac{1}{c \cdot \tau} \cdot \frac{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}}{r} \cdot \frac{-c^2 \cdot \tau}{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}} d\tau$$

$$+ 60\Omega \int_{r/c}^{\infty} q^*(\tau, r, z) \cdot g(t-\tau) \cdot \frac{1}{c \cdot \tau} \cdot \frac{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}}{r} \cdot \frac{c^2 \cdot \tau}{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}} d\tau$$

(4.2-18)

$$E_z = -60\Omega \cdot \int_{\infty}^{r/c} q^*(\tau, r, z) \cdot g(t-\tau) \cdot \frac{1}{c \cdot \tau} \cdot \frac{-c^2 \cdot \tau}{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}} d\tau$$

$$- 60\Omega \int_{r/c}^{\infty} q^*(\tau, r, z) \cdot g(t-\tau) \cdot \frac{1}{c \cdot \tau} \cdot \frac{c^2 \cdot \tau}{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}} d\tau \quad (4.2-19)$$

$$H_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_{\infty}^{r/c} q^*(\tau, r, z) \cdot g(t-\tau) \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{-c^2 \cdot \tau}{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}} d\tau$$

$$+ \frac{1}{2\pi} \int_{r/c}^{\infty} q^*(\tau, r, z) \cdot g(t-\tau) \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{c^2 \cdot \tau}{\sqrt{c^2 \tau^2 - r^2}} d\tau \quad (4.2-20)$$

Wegen Gl. (4.2-4) verschwindet der Integrand für $\tau > t$. Damit reduziert sich die obere Integrationsgrenze auf $\tau = t$. Nach Kürzen und Zusammenfassen erhält man die Gl. (4.2-21) bis Gl. (4.2-23).

$$E_r = 0 \quad (4.2-21)$$

$$E_z = -120\Omega \cdot \int_{r/c}^t q^*(\tau, r, z) \cdot g(t-\tau) \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau^2 - r^2/c^2}} d\tau \quad (4.2-22)$$

$$H_\varphi = \frac{1}{2\pi r} \cdot \int_{r/c}^t q^*(\tau, r, z) \cdot g(t-\tau) \cdot \frac{c \cdot \tau}{\sqrt{\tau^2 - r^2/c^2}} d\tau \quad (4.2-23)$$

Die Radialkomponente der elektrischen Feldstärke verschwindet, d.h. die aus der Überlagerung infinitesimal verteilter TED gebildete Zylinder-Welle hat keine Komponente in Ausbreitungsrichtung.

Für den Gesamtstrom nach Gl. (4.2-12) führt die Substitution nach Gl. (4.2-24) zur Vereinfachung.

$$\delta = \begin{cases} t - \frac{1}{c} \cdot (z - z_k) & \text{für } z_k \leq z \\ t + \frac{1}{c} \cdot (z - z_k) & \text{für } z \leq z_k \end{cases} \quad (4.2-24)$$

$$\Rightarrow z_k = \begin{cases} z - c \cdot (t - \delta) & \text{für } z_k \leq z \\ z + c \cdot (t - \delta) & \text{für } z \leq z_k \end{cases} \quad (4.2-25)$$

$$\Rightarrow dz_k = \begin{cases} + c \cdot d\delta & \text{für } z_k \leq z \\ - c \cdot d\delta & \text{für } z \leq z_k \end{cases} \quad (4.2-26)$$

$$z_k = -\infty \rightarrow \delta = -\infty$$

$$z_k = z \rightarrow \delta = t$$

$$z_k = +\infty \rightarrow \delta = -\infty$$

$$q(z_k) \rightarrow \tilde{q}(\delta, z, t)$$

(4.2-28)

Wegen des Verschwindens der Funktion $g(\delta)$ für $\delta < 0$ ergibt sich für den Gesamtstrom das Integral Gl. (4.2-29).

$$i(z, t) = 2 \cdot c \cdot \int_0^t \tilde{q}(\delta, z, t) \cdot g(\delta) \cdot d\delta$$

(4.2-29)

Praktische Anwendung finden die vorstehend abgeleiteten Formeln in der Berechnung des elektrischen Feldes beim Impulsgenerator mit verteilten Quellen (s. Abschnitt 3.4.1). Hierzu wird eine konstante Quellendichte und ein sprungförmiger zeitlicher Verlauf der einzelnen TED angenommen, Gl. (4.2-30) und Gl. (4.2-31).

$$q(z_k) = q^*(\tau, r, z) = \tilde{q}(\delta, z, t) = Q_0 \quad (4.2-30)$$

$$g(t-\tau) = \sigma(t-\tau) ; \quad g(\delta) = \sigma(\delta) \quad (4.2-31)$$

Mit Gl. (4.2-30) und Gl. (4.2-31) erhält man aus der z - Komponente des elektrischen Feldes Gl. (4.2-22) den Ausdruck Gl. (4.2-32).

$$E_z = - 120\Omega \cdot Q_0 \cdot \int_{r/c}^t \sigma(t-\tau) \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau^2 - r^2/c^2}} d\tau \quad (4.2-32)$$

Gl. (4.2-32) stellt ein Faltungsintegral mit einer Sprungfunktion im Integrand dar und läßt sich daher vereinfachen (Gl. (4.2-33)).

$$E_z = - 120\Omega \cdot Q_0 \cdot \int_{r/c}^t \frac{1}{\sqrt{\tau^2 - r^2/c^2}} d\tau \quad (4.2-33)$$

Die Lösung des bestimmten Integrals Gl. (4.2-33) kann z.B. /37/ entnommen werden, Gl. (4.2-34).

$$E_z = - 120\Omega \cdot Q_0 \cdot \ln \frac{t + \sqrt{t^2 - r^2/c^2}}{r/c} \quad (4.2-34)$$

4.3 NÄHERUNGSLÖSUNG DER INTEGRALGLEICHUNG FÜR DEN STREUVORGANG EBENER WELLEN AM UNENDLICH LANGEN STAB

Entsprechend den Ausführungen von Abschnitt 3.1.4 führt die quantitative Behandlung des Streuvorgangs einer Ebenen Welle am unendlich langen Stab mit der Randbedingung Gl. (2-10), Abschnitt 2.3.1, zu einer Beziehung zwischen dem einfallenden elektrischen Feldvektor E_z^e an der Staboberfläche und den ihm dort entgegengesetzten elektrischen Feldvektor der zylindrischen Sekundärwelle E_z^s . Letzterer wird der in Abschnitt 4.2 berechneten Überlagerung infinitesimal verteilter TED zugeordnet, wobei wegen der Homogenität der Ebenen Welle die Annahme einer konstanten Quellendichtefunktion $q^* = Q_0$ gerechtfertigt ist. Mit Gl. (4.2-22) ergibt sich dann eine Integralgleichung für die unbekannte Funktion g , die den zeitlichen Verlauf der infinitesimalen TED charakterisiert, Gl. (4.3-1).

$$E_z^s(r=r_0, t) = -120\Omega \cdot Q_0 \int_{r_0/c}^t g(t-\tau) \frac{1}{\sqrt{\tau^2 - r_0^2/c^2}} d\tau \stackrel{!}{=} -E_z^e \quad (4.3-1)$$

Wegen des kleinen Stabhalbmessers wird die φ -Abhängigkeit der Ebenen Welle in Zylinderkoordinaten vernachlässigt, so daß für die einfallende elektrische Feldstärke Gl. (4.3-2) gilt.

$$E_z^e(t) \approx -E_0 \cdot \sigma(t) \quad (4.3-2)$$

Eine geringe zeitliche Änderung der einfallenden Welle im Zeitintervall von 0 bis r/c rechtfertigt eine Vernachlässigung der unteren Integrationsgrenze. Somit kann die Integralgleichung der Faltungsintegral aufgefaßt werden, Gl. (4.3-3).

$$E_0 \cdot \sigma(t) \approx -120\Omega \cdot Q_0 \cdot \int_0^t g(t-\tau) \cdot [\tau^2 - r^2/c^2]^{-1/2} d\tau \quad (4.3-3)$$

Mit Hilfe der Laplace-Transformation und /40, Nr. 313, $v=0$ erhält man die Laplace-Transformierte der Lösungsfunktion g :

$$G(s) = L\{g(t)\} = - \frac{E_0}{Q_0 \cdot 120\Omega} \cdot \frac{1}{s \cdot K_0 \left(\frac{r}{c} \cdot s\right)} \quad (4.3-4)$$

$K_0(x)$ = modifizierte Hankelfunktion 0ter Ordnung
(wird auch als Macdonald'sche Funktion bezeichnet)

Eine Laplace-Rücktransformation von $G(s)$ scheitert. Daher muß eine Näherung für $K_0\left(\frac{r}{c} \cdot s\right)$ gesucht werden. Beschränkt man sich auf ein Zeitfenster von $t_1=0$ bis $t_2=100\text{ns}$ so ergibt sich unter Zugrundelegung einer periodischen Rechteckfunktion der Anstiegszeit $t_a = 1\text{ ns}$ ein äquivalentes Frequenzintervall von $f_1 = 10\text{ MHz}$ bis ca. $f_2 = 1\text{GHz}$. Damit gilt für den Imaginärteil des Arguments von K_0 :

$$j \cdot 8,4 \cdot 10^{-4} < \frac{r}{c} \cdot s \Big|_{s=j\omega} < j \cdot 8,4 \cdot 10^{-2} \quad (4.3-5)$$

Für kleine Argumente gilt nach /39/ die Näherung Gl. (4.3-6).

$$K_0\left(\frac{r}{c} \cdot s\right) \approx \ln \frac{2}{\frac{r}{c} \cdot s} - C \quad (4.3-6)$$

$C = 0,577216$, Eulersche Konstante

Mit der ersten Näherung Gl. (4.3-6) lautet die Laplace-Transformierte der Lösungsfunktion:

$$G(s) \approx - \frac{E_0}{Q_0 \cdot 120\Omega} \cdot \frac{1}{s \cdot \left(\ln \frac{2}{\frac{r}{c} \cdot s} - C\right)} \quad (4.3-7)$$

Der vorstehende Ausdruck kann zwar rücktransformiert werden, /40/, Nr. 6.77/, man erhält dann eine "function of Volterra-type" (Vergl./41/), letztlich bleibt dies jedoch unbefriedigend, da diese Korrespondenz ein im Schrifttum spärlich tabelliertes uneigentliches Integral darstellt. Eine weitere Näherung erbringt handlichere Funktionen. Zunächst ist hierzu die Aufspaltung des logarithmischen Ausdrucks im Nenner erforderlich, wobei zur

dimensionsmäßigen Glättung die Einführung der Größe $c \cdot \text{sek} = \text{"Lsek"}$ ("Lichtsekunde" = Strecke, die das Licht in einer Sekunde zurücklegt) hilfreich ist, Gl. (4.3-8).

$$G(s) \approx - \frac{E_0}{Q_0 \cdot 120\Omega} \cdot \frac{1}{\ln \frac{2 \cdot \text{Lsek}}{r} - C - \ln(s \cdot \text{sek})} \cdot \frac{1}{s} \quad (4.3-8)$$

Mit der Taylor-Entwicklung des natürlichen Logarithmus ergibt sich durch Abbruch nach dem 1. Glied eine zweite Näherung, deren Korrespondenz jeder Tabelle der Laplacetransformation entnommen werden kann, Gl. (4.3-9).

$$G(s) \approx \frac{E_0}{Q_0 \cdot 120\Omega} \cdot \frac{-1}{\ln \frac{2 \cdot \text{Lsek}}{r} - C - s+1} \cdot \frac{1}{s} \quad (4.3-9)$$

Statt sofortiger Laplace-Rücktransformation von $G(s)$ ist es zweckmäßiger den aus dem Streuvorgang der Ebenen Welle am unendlich langen Stab resultierenden Gesamtstrom mit Hilfe der Lösungsfunktion $G(s)$ im Laplace-Bereich zu berechnen und dann erst die Rücktransformation durchzuführen. Unter der Annahme konstanter Quelldichte Q_0 ergibt sich mit Gl. (4.2-29), Abschnitt 4.2, im Laplace-Bereich der Gesamtstrom $I(s)$ nach Gl. (4.3-10).

$$I(s) = 2 \cdot c \cdot Q_0 \cdot \frac{1}{s} \cdot G(s) \quad (4.3-10)$$

Durch Einsetzen der Näherung Gl. (4.3-9) erhalten wir Gl. (4.3-11) und deren Korrespondenz im Zeitbereich Gl. (4.3-12).

$$I(s) = \frac{E_0 \cdot c}{60\Omega} \cdot \frac{1}{s^2} \cdot \frac{1}{s - \ln \frac{2 \cdot \text{Lsek}}{r} + C - 1} \quad (4.3-11)$$

$$i(t) = - \frac{E_0 \cdot c}{60\Omega} \cdot \frac{1}{\ln \frac{2 \cdot \text{Lsek}}{r} + C - 1} \cdot t - \quad (4.3-11)$$

$$- \frac{E_0 \cdot c}{60\Omega} \cdot \frac{1}{(\ln \frac{2 \cdot \text{Lsek}}{r} + C - 1)^2} \cdot [1 - e^{(\ln \frac{2 \cdot \text{Lsek}}{r} + C - 1) \cdot t}] \quad (4.3-12)$$

Der zweite Term ist für praktisch interessierende Leiterabmessungen und Zeitintervalle vernachlässigbar, so daß nach dieser dritten Näherung nun ein handliches Ergebnis vorliegt, Gl. (4.3-13).

$$i(t) \approx - \frac{E_o \cdot c}{6o\Omega} \cdot \frac{1}{\ln \frac{2L_{sek}}{r} + C - 1} \cdot t \quad (4.3-13)$$

4.4 BERECHNUNG DER ELEMENTE DES KETTENLEITERERSATZSCHALTBILDES DES VERTIKALSTABES

Der Vertikalstab der Höhe h wird unter Beachtung der im Netzwerk-analyseprogramm möglichen Anzahl der Elemente z.B. in 40 Segmente unterteilt. Für ein beliebiges Segment gilt das in Abschnitt 3.2.6 erläuterte Ersatzschaltbild Bild 42. Für die aus Vertikalstab und Erdflächenleiter gebildete Kegelleitung ergibt sich folgender Induktivitätsbelag $/42/$:

$$L'(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \ln \left(\frac{4}{d} \cdot z \right) \quad (4.4-1)$$

Durch Integration über die Segmentlänge errechnet sich die Induktivität des k -ten Segmentes der Länge Δz zu:

$$L_k = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \int_{k \cdot \Delta z}^{(k+1) \cdot \Delta z} \ln \frac{4 \cdot z}{d} \cdot dz \quad (4.4-2)$$

$$L_k = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\int_{k \cdot \Delta z}^{(k+1) \cdot \Delta z} \ln(z) \cdot dz + \ln \frac{4}{d} \cdot \int_{k \cdot \Delta z}^{(k+1) \cdot \Delta z} dz \right] \quad (4.4-3)$$

Nach einiger Rechnung erhält man mit der Länge eines einzelnen Segments $\Delta z = \frac{h}{N}$:

$$L_k = \frac{\mu_0 \cdot h}{2N\pi} \cdot (k \cdot \ln(1+1/k) + \ln(\frac{4 \cdot h}{eNd} + \ln(1+k))) \quad (4.4-4)$$

- h = Höhe des Vertikalstabes
- N = Gesamtzahl der Segmente
- k = laufende Segmentnummer
- d = Stabdurchmesser
- e = Eulersche Zahl

Die Ersatzkapazitäten berechnen sich aus der Forderung konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit auf dem Vertikalstab:

$$L' \cdot C' = \text{konstant} = 1/c^2 \quad (4.4-5)$$

Unter der Voraussetzung $\frac{L_k}{\Delta z} \cdot \frac{C_k}{\Delta z} \approx 1/c^2$

$$\text{ergibt sich: } C_k = \frac{\Delta z^2}{c^2 \cdot L_k} = \frac{h^2}{c^2 N^2 L_k} \quad (4.4-6)$$

Der Vertikalstab besitzt somit einen ortsabhängigen Wellenwiderstand

$$Z_k = \sqrt{\frac{L_k}{C_k}} \quad (4.4-7)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (4.4-4), (4.4-6), (4.4-7) werden für einen Vertikalstab beliebiger Länge und beliebigen Durchmessers die Ersatzinduktivitäten L_k , die Ersatzkapazitäten C_k und der Wellenwiderstand Z_k auf einem Tischrechner ausgewertet.

Die folgende Tabelle 2 zeigt den Programmausdruck für einen 1m langen Vertikalstab mit 0,8 cm Durchmesser. Der arithmetische Mittelwert über den ortsabhängigen Wellenwiderstand Z_k ergibt den mittleren Wellenwiderstand Z_m des Vertikalstabes. Wird ein ohm'scher Widerstand der Größe Z_m am Fußpunkt des Vertikalstabes eingefügt, so verschwinden Mehrfachreflexionen fast völlig (s. Abschnitt 3.3.4).

Stablänge: 1000 mm
Stabdurchmesser: 8 mm

k	L(k) in Henry	C(k) in Farad	Z(k) in Ω
1	1.46E-08	4.78E-13	176
2	1.72E-08	4.05E-13	207
3	1.89E-08	3.68E-13	227
4	2.01E-08	3.45E-13	242
5	2.11E-08	3.29E-13	254
6	2.20E-08	3.16E-13	264
7	2.27E-08	3.06E-13	272
8	2.33E-08	2.98E-13	280
9	2.39E-08	2.91E-13	286
10	2.44E-08	2.85E-13	292
11	2.48E-08	2.80E-13	296
12	2.53E-08	2.75E-13	303
13	2.56E-08	2.71E-13	308
14	2.60E-08	2.67E-13	312
15	2.63E-08	2.64E-13	316
16	2.06E-08	2.61E-13	320
17	2.69E-08	2.56E-13	323
18	2.72E-08	2.56E-13	326
19	2.75E-08	2.53E-13	330
20	2.77E-08	2.51E-13	333
21	2.80E-08	2.49E-13	335
22	2.82E-08	2.47E-13	338
23	2.84E-08	2.45E-13	341
24	2.86E-08	2.43E-13	343
25	2.88E-08	2.41E-13	346
26	2.90E-08	2.40E-13	348
27	2.92E-08	2.38E-13	350
28	2.94E-08	2.37E-13	352
29	2.96E-08	2.35E-13	354
30	2.97E-08	2.34E-13	356
31	2.99E-08	2.33E-13	358
32	3.00E-08	2.32E-13	360
33	3.02E-08	2.30E-13	362
34	3.03E-08	2.29E-13	364
35	3.05E-08	2.28E-13	365
36	3.06E-08	2.27E-13	367
37	3.08E-08	2.26E-13	369
38	3.09E-08	2.25E-13	370
39	3.10E-08	2.24E-13	372
40	3.11E-08	2.23E-13	373

Summe L(k) = 1.07E-06 Henry; $\frac{1}{40} \cdot \Sigma Z(k) = 12790/40 = 319.75\Omega$
Summe C(k) = 1.07E-11 Farad;

Tabelle 2: Elemente des Kettenleiterersatzschaltbildes und ortsabhängiger Wellenwiderstand für einen Vertikalstab

5. SCHRIFTTUM

- /1/ Übersetzung
DIN IEC 42.27/VDE 0432 Teil 1-4
Hochspannungsprüftechnik
Beuth Verlag 1977
- /2/ Verschiedene
Autoren
An Investigation of a 6 MV Impulse
Measuring System Comprising a Series-
Damped Capacitor Divider
IRR-IMS Report presented to Cigre
WG 33.03 - TFIM Barbizon, Aug. 21-23.1972
- /3/ Leroy, G.
und andere
Les Mésures en Haute Tension,
Etat Actuel et Perspectives d'Evolution
Révue générale de l'Ectricité
Numéro spécial, Mai 1978
- /4/ Neu, H.
Die Ausbreitung elektromagnetischer Im-
pulswellen
Dissertation Universität Stuttgart 1971
- /5/ Hein, F.
Energietransport in elektromagnetischen
Impulswellen
Dissertation Stuttgart 1973
- /6/ Boecker, H.
Wacker, U.
Theoretical and experimental investigations
on electromagnetic impulse waves,
Rep. Nr. A 79 070-4
IEEE PES Wintermeeting feb. 4-9,
New York 1979
- /7/ Lührmann, H.
Rasch veränderliche Vorgänge in räumlich
ausgedehnten Hochspannungskreisen
Dissertation Universität Braunschweig 1973
- /8/ Ari, N.
Die Ausbreitung der von Wanderwellen her-
vorgerufenen elektromagnetischen Wellen
und deren Wirkung in Stoßspannungsmeß-
kreisen
Dissertation, ETH Zürich, 1974
- /9/ Gonschorek, K.H.
Die Berechnung des elektromagnetischen
Impulsverhaltens dreidimensionaler An-
ordnungen schlanker Elektroden
Dissertation, Hochschule der Bundeswehr
Hamburg 1980
- /10/ Adams, A.T.
Method of Moments Applications
9 Volumina 1973-1974
Syracuse University, N.Y. 13210,
Report Nr. RADC - TR - 73-217, 1974
- /11/ Bekefi, G. and
Barret, A.H.
Electromagnetic Vibrations, Waves and Ra-
diation
The MIT Press, Cambridge, Massachusetts
and London, England, 1977

- /12/ Meinke, H. Über die Begriffe Strom, Spannung, Widerstand und Vierpol bei Dezimeterwellen
Zeitschrift für angewandte Physik
1. Band, Heft 2, 1948
- /13/ Kneschke, A. Differentialgleichungen und Randwertprobleme, Band II, Partielle Differentialgleichungen
VEB Verlag Technik Berlin, 1960
- /14/ Wolff, H. Über den Zusammenhang zwischen Bandbreite und Anstiegszeit
Elektronik 1963, Heft 10, 303-308
- /15/ Mlynski, D. A. Elektrodynamik
Vorlesungsmanuskript
Universität Karlsruhe, Oktober 1980
- /16/ Hallén, E. Theoretical Investigations into the Transmitting and Receiving Qualities of Antennae
Nova Acta Regiae Societatis Scientiarum Upsaliensis, Ser. IV, Vol. 11, Nr. 4, 1938
- /17/ Hallén, E. Further Investigations into the Receiving Qualities of Antennae: The Absorbing of Transient Radiation
Uppsala Universitets Avsskrift 1939:4
- /18/ Hallén, E. Electromagnetic Theory
Stockholm 1953
- /19/ Brundell, P.-O. Transient Electromagnetic Waves around a Cylindrical Transmitting Antennae
Ericsson Technics, Nr. 1, 1960, pp. 137-162
- /20/ Langenberg, K.-J. Zur transienten Strahlung von Linearantennen und Systemen von Linearantennen
Habilitationsschrift Universität des Saarlandes, 1978
- /21/ Einarsson, O. The Step Voltage Current Response of an Infinite Conducting Cylinder, Functional Properties and Tables
Transactions of the Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, Nr. 191, 1962
- /22/ Rüdénberg, R. Elektrische Wanderwellen
4. Auflage, Springer-Verlag Berlin/Göttingen/Heidelberg 1962
- /23/ Schmidt, G. Theoretische und experimentelle Untersuchung der Signaleinkopplung in Leitungen durch externe Felder, Studienarbeit am Hochspannungsinstitut Universität Karlsruhe SS 1979 (Interne Arbeitunterlage, nicht verleihbar)

- /24/ Carson, J. R. Elektrische Ausgleichsvorgänge und Operatorenrechnung
deutsche Bearbeitung von F. Ollendorf und K. Pohlhausen
Springer-Verlag, Berlin, 1929
- /25/ Fischer, J. Elektrodynamik
Springer-Verlag, Berlin, 1976
- /26/ Mohr, R. J. Coupling of Transient Radiated Fields into Lines
IEEE Int. Elektromagnetic Compatibility Symposium, New York, 1973, pp. 19-26
- /27/ Landstorfer, F. Ein neues Ersatzschaltbild für die Impedanz kurzer Strahler
Nachrichtentech. Zeitschrift Jg. 26/1973, Heft 11, S. 490-495
- /28/ Smith, A. A., Jr. Coupling of External Elektromagnetic Fields into Transmission Lines
John Wiley and Sons, New York, London, Sydney, Toronto, 1977
- /29/ Lee, K. S. H. Two Parallel Terminated Conductors in External Fields
IEEE TEMC, Vol. EMC-20, No. 2, May 1978
- /30/ Thiele, G. A. On the Accuracy of the Transmission Line Model of the folded Dipole
Ekelman, E. P. IEEE TAP, Vol. AP-28, No. 5, Sept. 1980
Henderson, L. W.
- /31/ Schwab, A. Hochspannungsmesstechnik
2. Auflage
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1982
- /32/ Mahdjuri-Sabet, F. Theoretische u. experimentelle Untersuchung über das Impulsübertragungsverhalten von mäanderförmig gewebten Drahtwiderständen in Hochspannungsversuchsschaltungen
Dissertation TU Berlin, 1974
- /33/ Sayre, E. P. Transient Response of Straight Wire Scatterers and Antennas
Harrington, R. F. Int. Antenna and Propagation Symposium 1968, Boston, Massachusetts, pp. 160-165
- /34/ Schwab, A. Peak-Error Correction for Front-Chopped Impulse Voltages, ISH 79-Rep.-No. 42.13,
Bellm, H. Int. Symposium on High Voltage Engineering
Sautter, D. Milan, 28.-31. August 1979
- /35/ Dworski, L. N. Modern Transmission Line Theory and Applications
John Wiley and Sons Inc., New York 1979

- /36/ Simonyi, K. Theoretische Elektrotechnik
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften
Berlin, 1973
- /37/ Lorrain, P. Electromagnetic Fields and Waves
Corson, D. W. H. Freeman and Co., San Francisco
Second Edition, 1970
- /38/ Bronstein, I. Taschenbuch der Mathematik
Semendjajew, K. Verlag Harri Deutsch, Zürich, Frankfurt,
Thun, 16. Auflage, 1976
- /39/ Rehwald, W. Elementare Einführung in die Bessel-
Neumann- und Hankel-Funktionen, Band I
Verlag Hirtzel, Stuttgart, 1959
- /40/ Oberhettinger, F. Tables of Laplace Transforms
Badii, L. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg,
New York, 1973
- /41/ Bateman, H. Higher Transcendental Functions
Mc Graw-Hill Book Company
New York, 1953, Volume I, II
1955, Volume III
- /42/ Schelkunoff, S. A. Electromagnetic Waves
D. van Nostrand Co. Inc., Toronto,
New York, London, 7th Edition, 1951
- /43/ Schwab, A. Ausgedehnte Stoßspannungsteiler hoher
Bellm, H. Bandbreite
wird veröffentlicht
- Weitere Veröffentlichungen, die experimentelle Untersuchungen
transienter Strahlungsfelder enthalten:
- /44/ Lewis, E. A. Waveforms and Relative Phase Stability of
Rasmussen, J. E. Transients Radiated from a Helicopter-
Stahlmann, J. R. Supported Antenna Wire
IEEE TAP, Vol. AP-13, March 1965,
pp. 257-261
- /45/ Schmitt, H. J. Calculated and Experimental Response of
Harrison, C. W. Thin Cylindrical Antennas to Pulse Excita-
Williams, C. S. tion
IEEE TAP, Vol. AP-14, March 1966,
pp. 120-127
- /46/ Rose, G. C. Calculated and Experimental Response of
Vickers, R. S. Resistively Loaded V Antennas to Impulsive
Excitation
Int. J. Electronics, Vol. 37, 1974, No. 2
pp. 261-271

- /47/ Chapman, J. C. Transient Radiation from Digital Signals on Transmission Lines
IEEE Int. Symp. on Electromagnetic Compatibility 1976, pp. 264-266
- /48/ Liu, T. K. Transient Excitation of an Antenna with a Nonlinear Load
Tesche, F. M. IEEE TAP, Vol. AP-25, July 1977, No. 4
Deadrick, F. J. pp. 539-542
- /49/ Scharfman, W. E. EMP Coupling to Power Lines
Vance, E. F. IEEE TAP, Vol. AP-26, January 1978, No. 1
Graf, K. A. pp. 129-135
- /50/ Burrell, G. A. Propagation of Current on Bent Wire Antennas - An Experimental Study
IEEE TAP, Vol. AP-26, May 1978, No. 3
pp. 427-434
- /51/ Kanda, M. A Relatively Short Cylindrical Broadband Antenna with Tapered Resistive Loading for Picosecond Pulse Measurements
IEEE TAP, Vol. AP-26, May 1978, No. 3
pp. 439-447
- /52/ Carpegna, W. The Study of an EMP Dipole Antenna Type Simulator
Mensa, M. Alta Frequenza, Vol. XLIX, March-April, 1980, No. 2, pp. 130-135

6. ANHANG

6.1 FORMELZEICHEN

A	Abkürzung, Raumpunkt
$\vec{A}, A_k$	Vektorpotential, -komponente
$\vec{a}$	Normale der Schleifenfläche
B	Abkürzung, Raumpunkt
$\vec{B}$	Magnetische Induktion
$C, C_S, \dots$	Abkürzung, Raumpunkt, Kapazität, Euler'sche Konstante
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
D, D_1	Abkürzung, Raumpunkt, Diode
d, d_1	Durchmesser, Leiterabstand
$\vec{E}, E_k, E_0$	Elektrische Feldstärke, -komponente, -wert
e	Euler'sche Zahl
$\vec{F}$	zeitabhängiges Vektorfeld
f	skalare Funktion, Frequenz
$\vec{G}$	zeitabhängiges Vektorfeld
G	Laplacetransformierte von g
g	skalare Funktion
$\vec{H}, H_k, H_0$	Magnetische Feldstärke, -komponente, -wert
h	Höhe
$I, I_0, \dots$	Stromwert, Laplacetransformierte von i
$\vec{i}, i, i_0, \dots$	Stromverlauf, -verteilung
$\vec{j}$	Stromdichte
j	imaginäre Einheit
K	Wellenfläche
K_0	modifizierte Hankelfunktion nullter Ordnung
k	Laufindex
k_1, k_2, k_3	allgemeine orthogonale Koordinaten
$L, L_S, \dots$	Induktivität, Parameter zur Grenzwertberechnung
L_{sek}	Lichtsekunde (Strecke, die das Licht in einer Sekunde zurücklegt)
l	Länge
M, M_S	Gegeninduktivität
m	Längeneinheit "Meter"
N	Gesamtzahl
$\vec{n}$	Flächennormale
ns	Zeiteinheit "Nanosekunde"

P, P_0	Aufpunkt
Q, Q_0, Q_k	Quellpunkt, Wert der Quellendichte
$q, q^*, \tilde{q}$	Quellendichtefunktion
$R, R_1, \dots$	Widerstand, räumlicher Abstand
$\vec{r}, r, r_a, \dots$	Ortsvektor, Ortskoordinate, räumlicher Abstand
r, r_0	Radius, Stabradius
$\vec{S}$	Energieströmungsdichte
$\vec{s}, s$	Integrationsweg, komplexe Variable
$T, T_1, \dots$	Zeitpunkt, Laufzeit, Transistor
$t, t_1, \dots$	Zeit, Zeitpunkt
$U, U_0, \dots$	Skalarpotential, Spannungswert, Laplacetransformierte von u
$u, u_0, \dots$	Spannungsverlauf, -verteilung
V	Volumen
v	Phasengeschwindigkeit, skalare Hilfsvariable
v_g	Gruppengeschwindigkeit
x	kartesische Koordinate
y	kartesische Koordinate
$Z, Z_0, \dots$	Impedanz, Wellenwiderstand
z	kartesische Koordinate
∂	Differentialoperator
δ	Abkürzung
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
θ	Kugel-Koordinate
λ	Wellenlänge, Linienladung
μ_0	Permeabilitätskonstante des Vakuums
π	Kreiszahl
ρ	Raumladungsdichte
ρ_F	Flächenladungsdichte
σ	Sprungfunktion
τ	Laufzeit, Abkürzung
Φ	Magnetischer Fluß
φ	Koordinate des Zylinder- und Kugelsystems
Ω	Ohm
ω	Kreisfrequenz