



Transiente Abstrahlung, Einkopplung und Streuung der Schlitzantennen im EMV-Umfeld

T. Ehlen

Fachhochschule-Gelsenkirchen, Neidenburger Str. 10, 45877 Gelsenkirchen, Germany

Correspondence to: T. Ehlen (tilo.ehlen@fh-gelsenkirchen.de)

Received: 8 November 2013 – Accepted: 28 February 2014 – Published: 10 November 2014

Kurzfassung. The radiation, reception and reradiating of the thin slot antenna with arbitrary transient time waveforms are derived in time domain and compared with numerical field simulation results. The equations are suitable for estimating typical pulsed EMI-Interference responses and penetration through loaded and not loaded slots in metal shields like bluetooth and wlan antennas including the radiation impedance. Examples are given for LEMP, NEMP and HPEM waveforms. The derived formulas are transferred in system theory based block diagrams.

1 Einleitung

Das Abstrahl- und Einkopplungsverhalten von Antennen bei pulsformigen Signalverläufen ist insbesondere bei EMV-Phänomen von Interesse. Im Grenzübergang "Pulsbreite gegen Null" gewinnt man dabei die Stoßantwort und über die Faltungsope-

ration das Abstrahl- und Einkopplungsverhalten für beliebige Zeitfunktionen wie Blitzstrom, NEMP-Feld und HPEM-Feldzeitverläufe.

Eine der erste Berechnungen im Zeitbereich wurde von Manneback (Manneback, 1923) bereits 1923 für das Abstrahlverhalten von Leitungen behandelt und später von Schelkunoff für die Abstrahlung von Stabantennen (Schelkunoff, 1951) aufgegriffen. G. S. Smith (Smith, 1997, 2001a, b, 2002) erarbeitete am Ende des letzten Jahrtausends sehr intuitive Berechnungs- und Visualisierungsmethoden zum Einkoppel- und Wiederabstrahlverhalten von Stabantennen. In dieser Arbeit werden das transiente Verhalten von Schlitzantennen in Anlehnung an die Ergebnisse von Smith dargestellt, ergänzt um beliebige Belastungsfälle am Speise- und Endpunkt der Antenne, wie sie häufig bei Bluetooth und

WLAN-Antennen aber auch planaren HPEM-DS-Antennen zu finden sind.

2 Abstrahlung Schlitzantenne

Gemäß dem Ansatz der Huygensquellen (Simonyi, 1980), (Zuhrt, 1953) lässt sich das elektrische und magnetische Feld an einem beliebigen Punkt berechnen aus der Wirkung von Ladungen und Stromdichten J im Volumen V , und dem Anteil von nicht von diesen Quellen generierten Aperturfeldern E_0 und H_0 auf der umgebenden Oberfläche A : Für den Fall, dass keine Stromdichten und Ladungen sowie keine magnetische Aperturfeldstärke H_0 zu berücksichtigen ist, berechnet sich die abgestrahlte Fernfeldstärke dE im Abstand r von der in der zy Ebene liegenden Apertur der Fläche dA , die nur eine konstante E-Feldbelegung E_{0y} in y Richtung besitzt, nach (Simonyi, 1980), (Zuhrt, 1953), (Kark, 2004) mit Wellenzahl k zu Gl. (1) und Abb. 1.

Abgestrahlte Fernfeldstärke:

$$dE = \frac{dA}{4\pi} jk \frac{e^{-jkr}}{r} E_{0y} \sin\vartheta e_\phi \quad (1)$$

Die abgestrahlte Feldstärke dE besitzt daher nur eine Vektorkomponente in ϕ -Richtung, nimmt umgekehrt proportional dem Abstand r zwischen Apertur dA und Beobachtungspunkt ab, besitzt eine $\sin\vartheta$ -Proportionalität und ist ebenfalls proportional der Frequenz und der Aperturfläche dA .

Die Schlitzantenne wird als schlitzförmige Ausstanzung in einem unendlich gut leitenden und unendlich weit ausgedehnten dünnen Metallblech angesetzt. Die Struktur wird in der Mitte über eine Spannungsquelle mit Innenwiderstand Z_L gespeist (Abb. 2).

Am Speisepunkt sieht die Erregung zwei parallel geschaltete am Ende kurzgeschlossene Leitungen mit

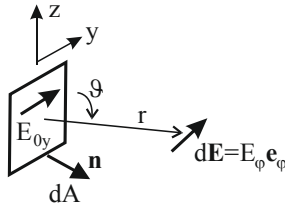


Abb. 1. Huygens Aperturabstrahlung.

Wellenwiderstand $2Z_L$, die am Einspeisepunkt wie eine einzige kurzgeschlossene Leitung der Länge L mit Wellenwiderstand Z_L wirkt und somit über den Quelleninnenwiderstand Z_L reflexionsfrei am Speisepunkt abgeschlossen ist.

Bei pulsförmiger Erregung mit der Spannung $U_0\delta(t)$ in der Mitte der Schlitzantenne wandert dieser Spannungspuls mit Lichtgeschwindigkeit c von der Mitte aus nach beiden Seiten, wird an den Enden reflektiert, invertiert und wandert zurück an den Einspeisepunkt, wo er aufgrund der reflexionsfreien Anpassung mit Z_L absorbiert wird. Verbunden mit dem Spannungspuls U_0 ist die entlang eines Weges in y Richtung konstant angenäherte Aperturfeldstärke E_{0y} , die über die Breite b des Schlitzes mit dem Spannungspuls gemäß $U_0 = E_{0y}b$ verknüpft ist.

Alle von $z = -L$ bis $z = L$ ausgehenden Teilaperturfeldstärken strahlen entsprechend Gl. (1) ab. Das Gesamtfeld ergibt sich aus der Integration der Einzelfelder. Der Feldstärkepuls, der in positiver z Richtung wandert, startet bei $z = 0$ um kommt um die Zeit $T = z'/c$, mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c , am Punkt $z = z'$ an, entsprechend einer Phasendrehung von $-kz'$ mit der Wellenzahl $k = \omega/c$. Der Feldstärkepuls auf der Leitung läuft weiter bis zum Ende bei $z = L$ wird dort invertiert und vollständig reflektiert und läuft zurück zu z' . Dies entspricht einer Verzögerung $T = (2L - z')/c$. Die Gesamtfeldstärke an z' berechnet sich so gemeinsam mit der Aperturfläche $dA = bdz'$ gemäß Abb. 2 zu:

$$E_{0y}(z') = \frac{U_0}{b} e^{-jkz'} - \frac{U_0}{b} e^{-jk(2L-z')} \quad (2)$$

Der Weg von z' bis zum Beobachtungspunkt lässt sich bei der Fernfeldnäherung angeben zu:

$$r'(z') = r - z' \cos(\vartheta) \quad (3)$$

Gleichung (3) und Gl. (2) in Gl. (1) eingesetzt liefert:

$$\begin{aligned} dE_1 &= \frac{bdz'}{4\pi} jk \frac{e^{-jkr'}}{r'} E_{0y}(z') \sin \vartheta e_\phi \approx \\ &\frac{bdz'}{4\pi} \frac{jk U_0}{r} \sin \vartheta e^{-jk(r-z' \cos(\vartheta))} \cdot (e^{-jkz'} - e^{-jk(2L-z')}) e_\phi \end{aligned} \quad (4)$$

Die Näherung bezieht sich in Gl. (4) auf das Gleichsetzen von $r' = r$ im Nenner. Gleichung (4) integriert liefert:

$$\begin{aligned} E_1 &= \int_{z'=0}^L dE_1 = \frac{jk U_0}{4\pi r} e_\phi e^{-jkr} \cdot \\ &\underbrace{\int_{z'=0}^L e^{-jkz'(1-\cos(\vartheta))} - e^{-jk2L} e^{+jkz'(1+\cos(\vartheta))} dz'}_{I_1} \end{aligned}$$

Der Anteil E_1 betrifft lediglich die abstrahlenden Anteile auf der oberen Leitung also zwischen $z' = 0$ und $z' = L$. Äquivalente Überlegungen führen nun auf den Anteil E_2 der abgestrahlten elektrischen Feldstärke aufgrund des nach unten in $-z'$ Richtung laufenden Feldes. Hier gilt

$$\begin{aligned} E_2 &= \int_{z'=-L}^0 dE_2 = \frac{jk U_0}{4\pi r} e_\phi e^{-jkr} \cdot \\ &\underbrace{\int_{z'=-L}^0 e^{+jkz'(1+\cos(\vartheta))} - e^{-jk2L} e^{-jkz'(1-\cos(\vartheta))} dz'}_{I_2} \end{aligned}$$

Die Gesamtfeldstärke im Frequenzbereich ergibt sich nach Integration zu:

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 = E_\phi e_\phi = U_0 \frac{e^{-jkr}}{2\pi r} \frac{1}{\sin \vartheta} \\ &\left(1 + e^{-j2kL} - e^{-jkL(1-\cos(\vartheta))} - e^{-jkL(1+\cos(\vartheta))} \right) e_\phi \end{aligned} \quad (5)$$

Wendet man die inverse Fouriertransformation auf Gl. (5) an und berücksichtigt, dass das Spektrum der Erregerfunktion $U_0(f)$ sich in die Erregerzeitfunktion $u_0(t)$ transformiert, so resultiert der gesuchte Zeitverlauf der gesamten abgestrahlten Feldstärke $E(t, r)$ bei der mit dem Wellenwiderstand abgeschlossenen mittig angeregten sehr dünnen Schlitzantenne der Gesamtlänge $2L$ für beliebige Erregerzeitfunktionen $u_0(t)$:

Abgestrahltes Fernfeld im Zeitbereich:

$$\begin{aligned} E(t, r) &= \frac{u_0(t - r/c)}{2\pi r} \frac{1}{\sin \vartheta} * \left(\delta(t) + \delta(t - \frac{2L}{c}) \right. \\ &\left. - \delta(t - \frac{L(1 - \cos \vartheta)}{c}) - \delta(t - \frac{L(1 + \cos \vartheta)}{c}) \right) e_\phi \end{aligned} \quad (6)$$

Das Symbol (*) in Gl. (6) kennzeichnet die Faltungsoperation, die jedoch wie hier bei Faltung mit zeitverzögerten Diracstoßen sehr einfache Resultate liefert. Das Ergebnis in Gl. (6) kann am einfachsten gedeutet werden, wenn $u_0(t)$ als Diracstoß $U_{0A}\delta(t)$ mit der Konstanten U_{0A} oder für Simulationen typisch als sehr kurzer Gaußpuls angesetzt wird. In

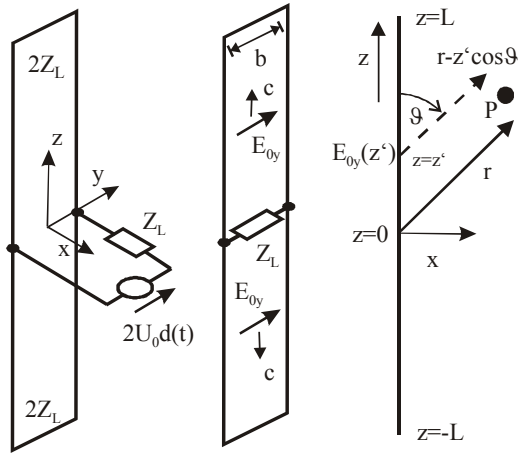


Abb. 2. Schlitzantenne mit Wellenwiderstand $2Z_L$ gespeist von Diracstoß-förmiger Spannung.

Gl. (6) besteht damit die abgestrahlte Feldstärke aus 4 Anteilen, die als 4 Kugelwellen interpretiert werden. Die allen Anteilen gemeinsam anhaftende Grundverzögerung $T = r/c$ charakterisiert die radiale Ausbreitung. Alle 4 Kugelwellen zeigen eine $1/\sin\vartheta$ -Charakteristik, strahlen also senkrecht zum Schlitz am geringsten ab. Gleichung (6) umgeschrieben mit den Abkürzungen $T_4 = 2L/c$, $T_2 = L(1 - \cos\vartheta)/c$, $T_3 = L(1 + \cos\vartheta)/c$ und mit $u_0(t) = U_{0A}\delta(t)$ liefert:

$$\mathbf{E}(t, r) = \frac{U_{0A}}{2\pi r \sin\vartheta} \left(\underbrace{\delta(t)}_{\text{Mitte } W_1} + \underbrace{\delta(t - T_4)}_{\text{Mitte } W_4} - \underbrace{\delta(t - T_2)}_{\text{oben } W_2} - \underbrace{\delta(t - T_3)}_{\text{unten } W_3} \right) \mathbf{e}_\phi * \delta\left(t - \frac{r}{c}\right) \quad (7)$$

Aufgrund der Fernfeldnäherung ist der exakte Abstrahlungs-ort in Gl. (6) und Gl. (7) verloren gegangen. Dieser lässt sich mit Hilfe von numerischen Simulationen (Abb. 4) bestimmen. Grundsätzlich werden nur Kugelwellen abgestrahlt, wenn Ladungen beschleunigt werden. Dies geschieht zunächst bei der Einspeisung. Hier wird die Kugelwelle W_1 generiert. Die Ladungstrennung läuft im folgenden dann un-gehemmt als Leitungswelle sowohl zum oberen als auch zum unteren Kurzschluss. Dort erfolgt die Totalreflexion verbunden mit Ladungsbeschleunigung. Entsprechend der Verzögerung L/c wird am oberen Kurzschlusspunkt bei $z = L$ die Kugelwelle W_2 und am unteren Kurzschlusspunkt bei $z = -L$ die Kugelwelle W_3 generiert. Relativ zur Abstrahlung in der Mitte benötigt die Kugelwelle oben einen um $L\cos\vartheta$ kürzeren Weg zum Beobachtungspunkt, so dass sich die gesamte Verzögerungszeit von W_2 relativ zu W_1 zu $T_2 = L(1 - \cos\vartheta)/c$ ergibt. Die Kugelwelle W_3 am unteren Kurzschlusspunkt benötigt einen um $L\cos\vartheta$ längeren Weg als W_1 , so dass in Verbindung mit der Laufzeit zum unteren Kurz-

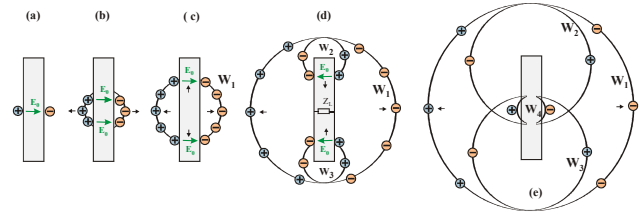


Abb. 3. Visualisierung der Ausbreitung der Kugelwellen bei puls-förmiger Erregung im Zentrum in Verbindung mit der Ausbreitung der Ladungen auf der Metallplatte, die sich ungestört nach außen bewegen. Von (a) bis (e) mit zunehmender Zeit.

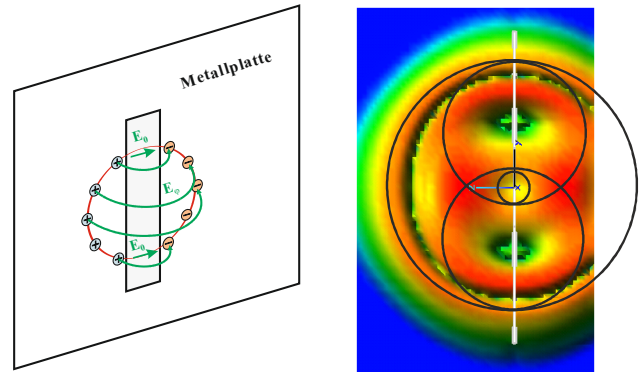


Abb. 4. Links Visualisierung der Kugelwelle W_1 ; Rechts Visualisierung der elektrischen Feldstärke an der Schlitzantenne bei einer numerischen Feldsimulation zum Zeitpunkt $t > T_4$ bei puls-förmiger Spannungsanregung $u_0(t) = \Lambda(t/T)$.

schlusspunkt sich eine Gesamtverzögerung zum Beobach-ter von $T_3 = L(1 + \cos\vartheta)/c$ relativ zu W_1 bestimmt. Nach der Totalreflexion laufen die Ladungswellen von unten und oben wieder zum Einspeisepunkt und werden dort reflexions-frei absorbiert und generieren dort mit der Verzögerungszeit $T_4 = 2L/c$ die Kugelwelle W_4 . Trotz der Integration von un-endlich vielen Einzelabstrahlungen resultieren nur 4 Teilab-strahlungen also nur bei der Generierung, bei der Absorption und bei der Reflexion von Ladungswellen auf der Leitung.

Die Ausbreitung zu unterschiedlichen Zeitpunkten ist in Abb. 3 dargestellt, zusammen mit den Ladungen auf der Met-allplatte. Im Falle von W_1 spannen die Ladungen dabei die in Abb. 4 zu sehende Halbkugel auf, auf deren Oberfläche sich das vollständige abgestrahlte elektrische Feld befindet und dieses in ϕ -Richtung zeigt. Die nach oben wandernden Ladungen der Kugelwelle W_4 und von W_3 löschen sich am Schlitz gegenseitig aus, so dass keine weitere Spannungswel-len für weitere Reflexionen zur Verfügung stehen.

Analog zu den von (Smith, 2001b) visualisierten Fernfeld-feldstärken beim Dipol zeigt Abb. 5 die 4 von W_1 – W_4 her-rührenden Feldstärkepulse \mathbf{E}_ϕ bei der Schlitzantenne, die ein Beobachter im Fernfeld im Winkel ϑ beobachtet.

Ersetzt man die Pulse durch Diracstöße, entspricht dies dem zeitlichen Richtdiagramm bei Abstrahlung und – wie

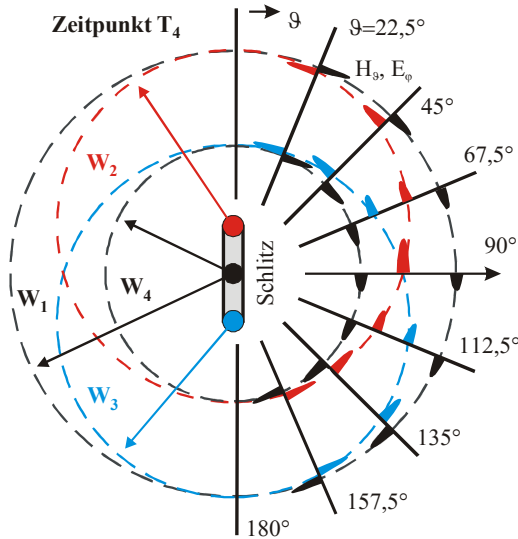


Abb. 5. Zeitliches Richtdiagramm der Schlitzantenne der Gesamtlänge $2L$ bei pulsformiger Anregung im Speisepunkt zu einem Zeitpunkt $T_4 = 5L/c$.

später gezeigt wird – auch bei Empfang. Der erste Puls stammt von W_1 und befindet sich auf einem Kreis mit Mittelpunkt = Speisepunkt und – da der Zustand zum Zeitpunkt $T_4 = 5L/c$ dargestellt wird – mit Radius $5L/c$.

Der zweite Puls stammt von W_2 und befindet sich auf einem Kreis mit Mittelpunkt = oberes Schlitzende und Radius $4L/c$. Der dritte Puls stammt von W_3 und befindet sich auf einem Kreis mit Mittelpunkt = unteres Schlitzende und ebenfalls Radius $4L/c$. Der vierte Puls stammt von W_4 und befindet sich auf einem Kreis mit Mittelpunkt = Speisepunkt und Radius $3L/c$. Die Pulsamplitude auf den Kreisen besitzt $1/\sin\vartheta$ -Proportionalität.

Ein Beobachter bei $\vartheta = 45^\circ$ sieht zeitlich zunächst einen positiven E_ϕ -Puls von W_1 unmittelbar gefolgt vom negativen E_ϕ -Puls von W_2 . Nach einer längeren Wartezeit läuft der negative E_ϕ -Puls von W_3 ein, unmittelbar gefolgt vom positiven E_ϕ -Puls von W_4 . Je kleiner ϑ , desto größer die Pulse, aber umso näher liegen jeweils zwei gegensätzlich gepolte Pulse.

2.1 Beispiel: Abstrahlung in $\vartheta = 90^\circ$ -Richtung

Als Beispiel wird die Schlitzantenne der Länge $L = 25$ cm mit einem dreieckförmigen Zeitsignal $u_0(t) = 8,36\Lambda t/0,5$ ns der Basisbreite 1 ns und Amplitude 8,36 V angeregt und der zeitliche Feldstärkeverlauf im Abstand von $r = 90$ cm in Hauptabstrahlrichtung analytisch nach Gl. (6) bestimmt zu:

$$E(t, r) = \underbrace{\frac{8,36 \text{ V}}{2\pi \cdot 0,9 \text{ m}}}_{1,478 \text{ V m}^{-1}} \Lambda\left(\frac{t}{0,5 \text{ ns}}\right) * \left(\delta(t) + \delta\left(t - \frac{2L}{c}\right) - 2\delta\left(t - \frac{L}{c}\right) \right) e_\phi \quad (8)$$

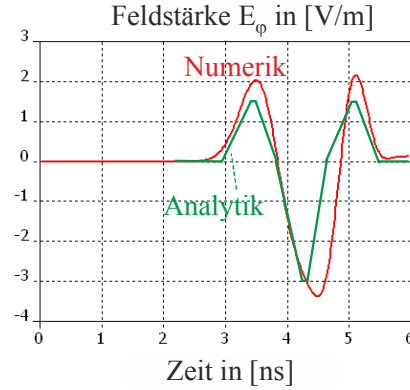


Abb. 6. Abgestrahlte Feldstärke der Schlitzantenne von $L = 25$ cm in Hauptabstrahlrichtung im Abstand $r = 90$ cm bei dreieckförmigem Spannungssignal mit Flankensteilheit $t_f = t_r = 500$ ps. Vergleich Numerik mit Analytik Gl. (6).

Diese zusammen mit dem numerisch über Feldsimulation ermittelten Zeitverlauf ist in Abb. 6 gegenübergestellt.

2.2 Abgestrahlte Energie bei Sprungerregung

Für einen sprungförmigen Spannungsverlauf $u_0(t) = U_0\varepsilon(t)$ der erregenden hinlaufenden Spannungswelle, eingesetzt in Gl. (6), resultiert unter Vernachlässigung der Grundverzögerung r/c Gl. (9).

$$E_\phi(t) = \frac{U_0}{2\pi r \sin(\vartheta)} \left(\varepsilon(t) + \varepsilon\left(t - \frac{2L}{c}\right) - \varepsilon\left(t - \frac{L}{c} + \frac{L \cos \vartheta}{c}\right) - \varepsilon\left(t - \frac{L}{c} - \frac{L \cos \vartheta}{c}\right) \right) \quad (9)$$

Berechnet man hieraus durch Quadrieren von Gl. (9) und Division durch Freiraumwiderstand $Z_0 = 377\Omega$ die Leistungsdichte S , integriert diese über die Kugeloberfläche und folgend über die gesamte positive Zeitachse, so resultiert die *gesamte abgestrahlte Energie*:

$$W = \frac{U_0^2}{Z_0(\pi/\ln 2)} \cdot \frac{L}{c} \quad (10)$$

Die klassische Berechnung des Strahlungswiderstandes R_S bei sinusförmiger Erregung und auch der hier berechneten abgestrahlten Energie bei Sprungerregung sind aus den Gleichungen für verlustlose Totalreflexion an den Schlitzenden berechnet worden, obwohl diese Abstrahlung Verluste bedeuten. Diese Verluste wurden z.B. von Schelkunoff (1951) beim Dipol durch einen komplexen Kugelwellen-Feldansatz an konusförmigen Strukturen berechnet und durch eine Abschlussimpedanz (bestehend aus einer unendlichen Summe von Besselfunktionen) und den Dipolenden inkludiert – hohe Frequenzen werden am Ende absorbiert – niedrige reflektiert. Dieses Verhalten lässt sich bei der Schlitzantenne durch eine Parallelschaltung des Wellenwiderstandes mit einer Induktivität approximieren. Bezüglich des Speisepunktes

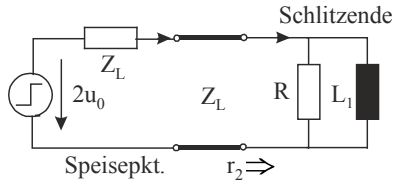


Abb. 7. ESB der Schlitzleitung mit Wellenwiderstand $2Z_L$ unter Berücksichtigung von Strahlungsverlusten am Leitungsende durch $R = Z_L$ und Induktivität L_1 .

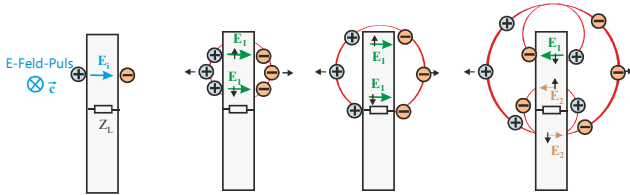


Abb. 8. Einkopplung einer zeitlich diracförmigen Feldstärke $E_i \cdot \delta(t)$ an nur einer Stelle am Schlitz und Erregung von sich ausbreitenden Leitungs- und Kugelwellen.

können zudem die beiden parallelen Einzelleitungen zu einer einzigen Leitung der Länge L zusammengefasst werden (vgl. Abb. 7). Aus dem Vergleich der an dem Abschlußwiderstand $R = Z_L$ umgesetzten Energie bei Sprunganregung mit der abgestrahlten Energie Gl. (10) berechnet sich für $R = Z_L$ die parallel geschaltete Abschlußinduktivität L_1 zu:

$$L_1 = \frac{Z_L^2}{1708, 7\Omega} \cdot \frac{L}{c} \quad \text{für } R = Z_L \quad (11)$$

3 Einkopplung in Schlitzantenne

Zur Ableitung der Einkopplungsverhältnisse an der Schlitzleitung wird zunächst angenommen, dass ein sehr kurzzeitiges elektrisches Feld E_i von außen auf den Schlitz der Breite b an nur einer einzigen Stelle oberhalb des Speisepunktes auftrifft. Dieses Feld generiert eine Ladungstrennung und eine von diesem Ort ausgehende Kugelwelle äquivalent wie im Sendefall. Damit verbunden ist eine zum Speisepunkt wandernde Spannungswelle $u_r = bE_i$ und eine nach oben wandernde Spannungswelle $u_h = bE_i$. Letztere wird am Schlitzende invertiert, und zum Speisepunkt zurückreflektiert. Am Speisepunkt sei die Schlitzleitung mit Wellenwiderstand $2Z_L$ mit dem Lastwiderstand Z_L abgeschlossen, so dass dort lediglich zwei Spannungspulse im gesamten Zeitfenster auftreten. Alle an die Schlitzenden laufenden Pulse erzeugen dort eine weitere Kugelwelle.

Alle zum Speisepunkt laufenden Spannungswellen werden dort mit einem Reflexionsfaktor $r = -0,5$ reflektiert ($E_2 = -0,5E_1 = -0,5E_i$) und einem Transmissionsfaktor $t = +0,5$ zum anderen Schlitzende transmittiert, so dass sie

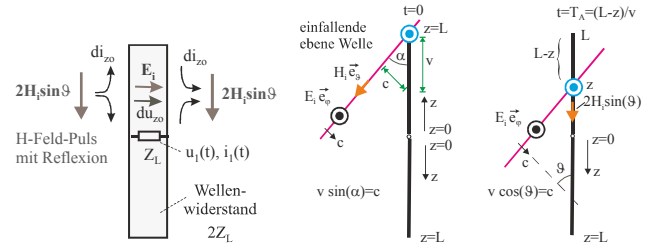


Abb. 9. Zur Einkopplung einer ebenen Welle in die Schlitzantenne.

am Speisepunkt einmalig ebenfalls eine Kugelwelle erzeugen, folgend aber nach den Reflexionen an den Schlitzenden sich gegenphasig am Speisepunkt auslöschen.

Die ebene Welle mit diracstoßförmigem Zeitverlauf der magnetischen Feldstärke $H_i \cdot \delta(t)$ trifft im Winkel ϑ auf die Schlitzantenne gemäß Abb. 9 und generiert einen Flächenstrom. Dieser Strom kann nicht über den Schlitz fließen und wird daher nach oben und unten abgelenkt und wirkt wie ein Leitungsstrom. Zu bedenken ist, dass aufgrund der Totalreflexion am Metall die doppelte magnetische Feldstärke $2H_i$ wirksam ist. Der Strom teilt sich jedoch auf eine nach unten und eine nach oben laufende Stromwelle auf. Die nach oben laufende Stromwelle ergibt sich zu:

$$di_{zo}(t) = H_i \sin \vartheta dz \cdot \delta\left(t - \frac{(L-z)}{v}\right) = H_i \sin \vartheta \cdot \delta\left(t - \frac{(L-z) \cos \vartheta}{c}\right) dz \quad (12)$$

Die einfallende Welle ist also zum Zeitpunkt $t = 0$ am oberen Ende und zum Zeitpunkt $(L-z)/v$ an der Koordinate z angekommen mit $v =$ Phasengeschwindigkeit, $v = c/\cos \vartheta$, $c =$ Lichtgeschwindigkeit. Der Stromanteil im unteren Schenkel bestimmt sich äquivalent:

$$di_{zu}(t) = H_i \sin \vartheta \cdot \delta\left(t - \frac{(L+z) \cos \vartheta}{c}\right) dz \quad (13)$$

Über den Wellenwiderstand $2Z_L$ sind die Stromwellen mit den Spannungswellen verknüpft gemäß $du_{zo} = 2Z_L di_{zo}$ und $du_{zu} = 2Z_L di_{zu}$. Obere und untere Spannungsanteile können rechnerisch zum Spannungsanteil $du(z) = du_{zo} + du_{zu}$ an der Stelle z zusammengefasst werden. Es wirkt also jeweils eine Spannungsquelle du an dieser als Leitung wirkenden Schlitzantenne, die sich zur Hälfte von z aus in Richtung Speisepunkt und zur Hälfte in Richtung Schlitzende mit Lichtgeschwindigkeit c bewegt. Die rücklaufende Spannungswelle, von z aus gestartet, erreicht als du_{r1} den Speisepunkt um die Zeitspanne z/c später. Die in Richtung Schlitzende wandernde hinlaufende Spannungswelle, ebenfalls von z aus gestartet, läuft zum Schlitzende, wird dort mit dem Reflexionsfaktor $r_2 = -1$ gewichtet und läuft mit Verzögerung L/c als du_{r2} zum Speisepunkt. Sie erreicht relativ zum Startpunkt z den Speisepunkt mit der

Verzögerungszeit $(2L - z)/c$.

$$\begin{aligned} du_{r1} &= \left[du_{zo}\left(t - \frac{z}{c}\right) + du_{zu}\left(t - \frac{z}{c}\right) \right] \\ &= 2Z_L H_i \sin \vartheta \left[\delta\left(t - \frac{(L-z)\cos\vartheta}{c} - \frac{z}{c}\right) \right. \\ &\quad \left. + \delta\left(t - \frac{(L+z)\cos\vartheta}{c} - \frac{z}{c}\right) \right] dz \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} du_{r2} &= r_2 \left[du_{zo}\left(t - \frac{2L-z}{c}\right) + du_{zu}\left(t - \frac{2L-z}{c}\right) \right] \\ &= r_2 2Z_L H_i \sin \vartheta \left[\delta\left(t - \frac{(L-z)\cos\vartheta}{c} - \frac{2L-z}{c}\right) \right. \\ &\quad \left. + \delta\left(t - \frac{(L+z)\cos\vartheta}{c} - \frac{2L-z}{c}\right) \right] dz \end{aligned} \quad (15)$$

Die gesamte am Verbraucherwiderstand Z_L im Speisepunkt anzutreffende Spannung u_1 ergibt sich aus der Integration der Einzelanteile über die Weglänge L :

$$u_1 = \int_0^L du_1 = \int_0^L \frac{du_{r1} + du_{r2}}{2} \quad (16)$$

Die Lösung von Gl. (16) ist in Gl. (17) zu sehen. Über $i_1 = u_1/Z_L$ ergibt sich der Laststrom in Speisepunkt, über $E_i = H_i/Z_0$ sind elektrische und magnetische Feldstärke verknüpft. Das Symbol $*$ steht für die Faltungsoperation, $\delta(t)$ für den Dirac-Stoß, $\varepsilon(t)$ für den Einheitssprung. Ausgangsstrom $i_1(t)$ und Ausgangsspannung $u_1(t) = i_1(t) Z_L$ ergeben sich demnach aus dem zeitlichen Verlauf der einfallenden magnetischen oder elektrischen Feldstärke, die zunächst einer Grundverzögerung unterworfen wird, gefolgt von einer zeitlichen Integration. Das resultierende Zeitsignal wird auf vier unterschiedliche Verzögerungswege aufgespalten und folgend aufaddiert. Zwei dieser zeitlichen Verzögerungen sind vom Einfallswinkel ϑ abhängig und definieren so die Richtcharakteristik. Die systemtechnische Darstellung von Gl. (17) (Einkopplung) und Gl. (6) (Abstrahlung) sind in Abb. 10 gegenübergestellt. Die in Abb. 7 eingezeichneten Pulsfolgen bei unterschiedlichen Einfallswinkeln stellen dort das zeitliche Abstrahlverhalten dar, charakterisieren aber nach Abb. 10 ebenfalls das zeitliche Verhalten bei Einkopplung.

$$\begin{aligned} u_1(t) &= \frac{2Z_L c}{Z_0} \cdot E_i(t) * \underbrace{\delta\left(t - \frac{L}{c} \cos \vartheta\right)}_{\text{Grundverzögerung}} * \underbrace{\varepsilon(t)}_{\text{Integration}} * \\ &\quad * \underbrace{\frac{1}{\sin \vartheta} \left[\delta(t) + \delta\left(t - \frac{2L}{c}\right) - \delta\left(t - \frac{L}{c}(1 - \cos \vartheta)\right) - \delta\left(t - \frac{L}{c}(1 + \cos \vartheta)\right) \right]}_{\text{zeitlicher Richtfaktor}} \end{aligned} \quad (17)$$

Für den senkrechten Einfall ($\vartheta = 90^\circ$) der ebenen Welle reduziert sich Gl. (17) für den Strom $i_1(t)$ am Verbraucherwiderstand mit der Verzögerungszeit $T = L/c$ zu:

$$i_1(t) = 2c \cdot (\delta(t) - 2\delta(t - T) + \delta(t - 2T)) * \varepsilon(t) * H_i(t) \quad (18)$$

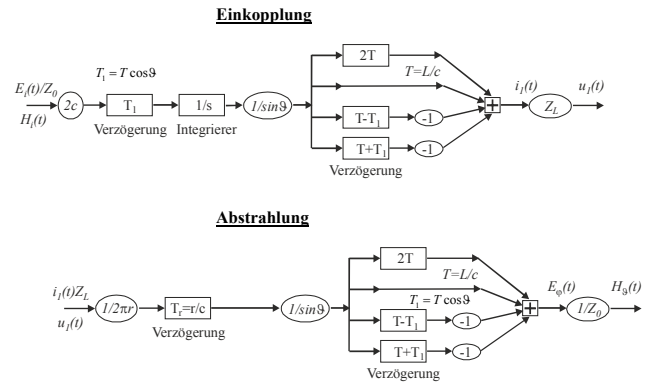


Abb. 10. Oben: Einkopplung in abgeschlossene Schlitzantenne: Systemtechnische Darstellung für beliebige Zeitfunktionen der elektrischen Feldstärke $E_i(t)$ oder magnetischen Feldstärke $H_i(t)$. Unten: Systemtechnische Darstellung der Abstrahlung der dünnen Schlitzantenne der Länge $2L$ für beliebige erregende Zeitfunktionen am mittigen Speisepunkt z.B. hinlaufende Spannungswelle $u_1(t)$ oder hinlaufende Stromwelle $i_1(t) = u_1(t)/Z_L$.

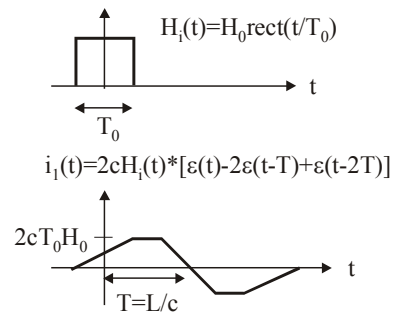


Abb. 11. Antennenklemmenstrom $i_1(t)$ bei Abschluss der Antenne mit Wellenwiderstand Z_L und Erregung mit pulsförmigen H-Feld, ebene Welle, Einfallswinkel $\vartheta = 90^\circ$.

Für einen pulsförmigen (rechteckförmige Pulsbreite T_0) Zeitverlauf der magnetischen Feldstärke $H_i(t) = H_0 \text{rect}(t/T_0)$ lassen sich so die Integration in Gl. (18) einfach durchführen und den resultierenden Strom $i_1(t)$ durch den Lastwiderstand analytisch für den Fall (Pulsbreite $<$ Laufzeit auf Schlitzlänge L) $T > T_0$ gemäß Abb. 11 angeben.

Für sehr kurze Pulse wird dabei ein Maximalwert des Stromes von $I_{\max} = 2cT_0H_0$ erreicht, der proportional zur Pulsbreite T_0 ist. Der Vergleich der analytischen Rechnung mit der numerischen Feldsimulation zeigt Abb. 12. Für eine Gesamtlänge $2L = 2\text{ m}$ ($T = 3\text{ ns}$), einem Feld von $E_0 = 1\text{ V m}^{-1}$ und einer Pulsbreite $T_0 = 100\text{ ps}$ errechnet sich eine Spannungsamplitude $U_{1\max} = 2cT_0E_0 = 2 \cdot 3 \cdot 10^8\text{ ms}^{-1} \cdot 150 \cdot 10^{-12}\text{ s} \cdot 1 \cdot \text{V m}^{-1} \cdot 70\Omega/377\Omega = 16\text{ mV}$. Der Wellenwiderstand wurde numerisch zu $Z_L = 70\Omega$ bestimmt.

Das Simulationsergebnis einer FDTD-Feldsimulation zeigt eine Amplitude zwischen 11 und 16 mV. Die grundsätzliche Pulsform stimmt bei FDTD und der analytischen

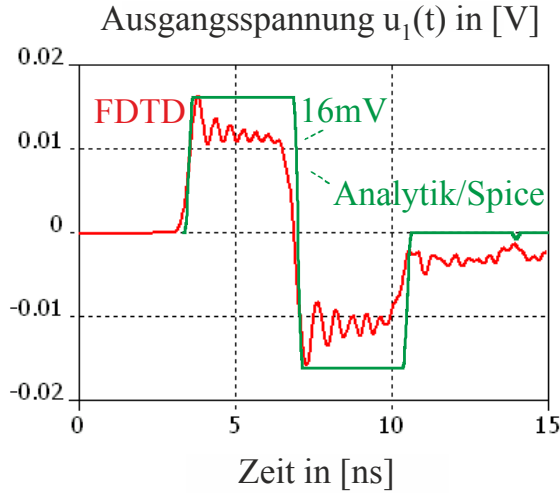


Abb. 12. FDTD-Simulation: Spannungsverlauf an den Antennenklemmen einer dünnen Schlitzantenne mit Gesamtlänge $2L = 2$ m und rechteckigem Leitungsquerschnitt $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$, frontal bestrahlt ($\vartheta = 90^\circ$) mit einer ebenen Welle und pulsformigen Zeitverlauf, $E_0 = 1 \text{ V m}^{-1}$, Anstiegszeit $t_r = 100$ ps, Abfallzeit $t_f = 100$ ps, Holdtime 50 ps, also Pulsbreite ca. $T_0 = 150$ ps; Abschluss mit $Z_L = 70 \Omega$ hm analytisch: $U_{1\max} = 2cT_0 E_0 Z_L/Z_0 = 16 \text{ mV}$; simuliert: $U_{1\max} = 11\text{--}16 \text{ mV}$.

Lösung ebenfalls überein. Bei FDTD ist der negative Puls aufgrund der Abstrahlungsverluste geringer, was wegen $r_2 = -1$, also der Totalreflexion an den Schlitzleitungsenden bei der analytischen Lösung nicht mit berücksichtigt ist. Ein weiterer interessanter Fall wird dann erreicht, wenn der Puls und die Anstiegs- und Abfallflanken sehr viel größer sind als die Laufzeit T auf der Schlitzantenne. Dann entspricht bei senkrechtem Einfall ($\vartheta = 90^\circ$) $\delta(t) - 2\delta(t - T) + \delta(t - 2T)$ einer zweifachen Ableitung nach der Zeit. In Kombination mit der Faltung mit Sprungfunktion resultiert ein Klemmenstrom am abgeschlossenen Antennenfußpunkt, proportional der einfachen zeitlichen Ableitung des einfallenden magnetischen Feldes $H_i(t)$. Alternativ gerechnet reduziert sich die Fouriertransformierte von Gl. (24) für kleine kL durch Potenzreihenentwicklung bis zum zweiten Glied zu:

$$I_1(f) = -j\omega 2cT^2(1 + \cos^2 \vartheta) \cdot H_i(f) \quad \text{und so} \\ i_1(t) = 2cT^2(1 + \cos^2 \vartheta) \frac{dH_i(t)}{dt} \quad (19)$$

Die Gl. (19) ist insbesondere für die Abschätzung der Maximalströme am Antennenanschlussport bei pulsformigen langsamen EMV-Signalförmungen wie Blitz, NEMP oder HPEM-Quellen hilfreich.

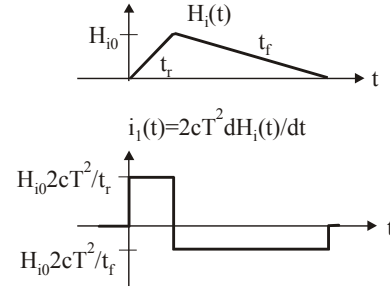


Abb. 13. Zeitverlauf des Antennenklemmenstroms bei Erregung mit rampenförmigen H-Feld, ebene Welle, Einfallswinkel $\vartheta = 90^\circ$, $t_r, t_f \gg T$.

3.1 EMV-Einkopplungsbeispiel

Beispielsweise sei eine Bluetooth-Schlitzantenne auf 2,45 GHz ausgelegt mit einer Laufzeit $T = 1/4 f = 10^{-10} \text{ s}$. Es fließe ein maximaler Blitzstrom von $I = 100 \text{ kA}$ auf einem Zylinder mit Radius $R = 0,25 \text{ m}$ mit Anstiegszeit 500 ns senkrecht zum Schlitz. Der damit verbundenen Flächenstrom I_F bzw. die äquivalente magnetische Feldstärke H_i einer einfallenden ebenen Welle bestimmt sich gemäß $2H_i = I_F = I/2\pi R$ zu $H_{i\max} = 10^5/\pi = 32\,000 \text{ A m}^{-1}$ und mit $\vartheta = 90^\circ$ folgt aus Gl. (18):

$$i_1(t) = 2c \cdot (\delta(t) - 2\delta(t - T) + \delta(t - 2T)) * \varepsilon(t) * H_i(t) \\ \approx 2cT^2 \frac{dH_i(t)}{dt} \quad (20)$$

und damit während der Anstiegszeit des Pulses zu

$$i_{1\max} \approx 2cT^2 \frac{H_{i\max}}{t_r} = 6 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} \cdot 10^{-20} \text{ s}^2 \cdot 32\,000 \text{ A m}^{-1} \\ \frac{1}{500 \cdot 10^{-9} \text{ s}} = 0,384 \text{ A}$$

und $u_{1\max} = 26,9 \text{ V}$.

Letztere Spannung bestimmt sich aus dem numerisch ermittelten Wellenwiderstand $Z_L = 70 \Omega$. Baut man den Schlitz mit einem Länge-zu-Breite Verhältnis von $L/b = 5$ längs der Stromflußrichtung ein, so reduziert sich der maximale Antennenfußpunktstrom um Faktor fünf bzw. die Spannung auf 5,4 V, was keine dramatische Bauteilzerstörung vermuten lässt. Für einen NEMP Puls mit $t_r = 1 \text{ ns}$ und $E_{\max} = 50 \text{ kV m}^{-1}$ also $H_{i0} = 133 \text{ A m}^{-1}$ resultiert:

$$i_{1\max} \approx 2cT^2 \frac{H_{i0}}{t_r} = 6 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} \cdot 10^{-20} \text{ s}^2 \cdot 133 \text{ A m}^{-1} \\ \frac{1}{1 \cdot 10^{-9} \text{ s}} = 0,8 \text{ A}$$

und $u_{\max} = 55,7 \text{ V}$. Hier ist die Verwendung eines Überspannungsschutzes am Transmitterbaustein ratsam. Für eine typische HPEM-Quelle wie die gedämpfte Sinus-Kofferquelle

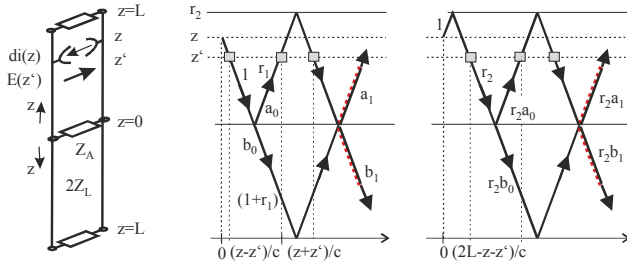


Abb. 14. Reflexionsdiagramm

Diehl-DS180: bestimmt sich mit $H_i(t) = 470 \text{ A m}^{-1} \cos(\omega t)$ der Strommaximalwert am Transmittereingang zu

$$i_{\max} \approx 2cT^2\omega H_{i0} = 6 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1} \cdot 10^{-20} \text{ s}^2 \cdot 470 \text{ A m}^{-1} \cdot 2\pi \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ Hz} = 5,4 \text{ A}$$

und $u_{\max} = 378 \text{ V}$.

Einkoppel- und Abstrahlverhalten sind hier ohne Berücksichtigung der Strahlungsimpedanz und im Anpassungsfall am Speisepunkt angegeben.

4 Wiederabstrahlung Schlitzantenne mit Fehlanpassung und Strahlungsimpedanz

Im folgenden soll nun der allgemeine Fall der Streuung der einfallenden ebenen Welle mit beliebigem Zeitverlauf an der dünnen Schlitzantenne der Gesamtlänge $2L$, Wellenwiderstand $2Z_L$ und mittlerer Anzapfung mit beliebiger Belastungsimpedanz Z_A behandelt werden. Zudem sollen mögliche Strahlungsimpedanzen durch einen Reflexionsfaktor r_2 am Schlitzende inkludiert werden. Das Problem wird in zwei Teile aufgesplittet. Zunächst wird die Abstrahlung einer einzigen Stromquelle $di(z)$ an beliebiger Position z ermittelt. Diese Stromquelle besitzt den Stromwert $2H(z)\sin\vartheta dz$ mit $[H(z) = H_i\delta(t - T_z)]$, und $T_z = (L - z)\cos\vartheta/c$, den der einfallende Feldpuls an der Stelle z generiert. Faktor 2 wird der Totalreflexion geschuldet. Im zweiten Schritt werden die Strahlungsanteile aller über den Schlitz verteilter Stromquellen aufintegriert. Die Rechnungen werden der einfachen Schreibweise wegen jetzt im Frequenzbereich durchgeführt und später in den Zeitbereich zurücktransformiert (Wellenzahl $k = 2\pi f/c$, c Lichtgeschwindigkeit, f = Frequenz).

1. Schritt: Abstrahlung durch Stromquelle $di(z)$ an Position z .

Die Stromquelle bei z generiert bei einem zeitlichen Diracstromstoß hin- und rücklaufende Spannungswellen gemäß unterem Reflexionsdiagramm. Die Spannungswellen $U(z')$ entsprechen Aperturfeldstärken $E(z') = U(z')/b$. Die Analyse des Reflexionsdiagramms Abb. 14 ergibt folgenden Verlauf der Aperturfeldstärke an z' :

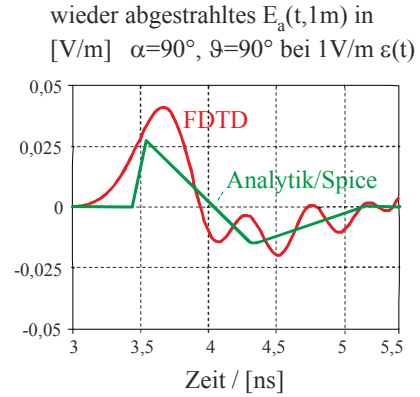


Abb. 15. FDTD-Simulation: Zeitverlauf des senkrecht wieder abgestrahlten elektrischen Feldes $E_a(t)$ bei senkrechtem Einfall von $E_i(t) = 1 \text{ V/m} \cdot \epsilon(t)$.

$z' < z$, beide oben:

$$E_{b\phi}(z') = \frac{di(z) \cdot Z_L}{b} \left(e^{-jk(z-z')} + r_2 e^{-jk(2L-z-z')} \right) \cdot \left\{ 1 + e^{-jk2z'} \left(1 + r_2 e^{-jk2(L-z')} \right) \underbrace{\left[a_0 + a_1 e^{-jk2L} + \dots \right]}_A \right\} \quad (21)$$

$z' > z > 0$, beide oben:

$$E_{a\phi}(z') = \frac{di(z) \cdot Z_L}{b} \left\{ \left(1 + r_2 e^{-jk2(L-z')} \right) \left(A e^{-jk(z'+z)} + e^{-jk(z'-z)} \left(1 + r_2 e^{-jk2L} A \right) \right) \right\} \quad (22)$$

Quelle im oberen Abschnitt der Schlitzantenne bei z , Aperturfeldstärke unten bei z' :

$$E_{c\phi}(z') = \frac{di(z) \cdot Z_L}{b} e^{-jk(z+z')} \left(1 + r_2 e^{-jk2(L-z')} \right) \cdot \underbrace{\left(1 + r_2 e^{-jk2(L-z)} \right) \cdot \left\{ b_0 + b_1 e^{-jk2L} + b_2 e^{-jk4L} + \dots \right\}}_B \quad (23)$$

Äquivalente Verhältnisse ergeben sich, wenn die Stromquelle im unteren Abschnitt der Schlitzantenne liegt.

Nach Analyse des Reflexionsdiagramms können zudem die bei $z=0$ generierten allgemeinen Reflexions- und Transmissionsanteile a_n und b_n spezifiziert werden:

$$\begin{pmatrix} a_{n+1} \\ b_{n+1} \end{pmatrix} = r_2 \cdot \begin{pmatrix} r_1 & (1+r_1) \\ (1+r_1) & r_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_1 \\ 1+r_1 \end{pmatrix} \quad (24)$$

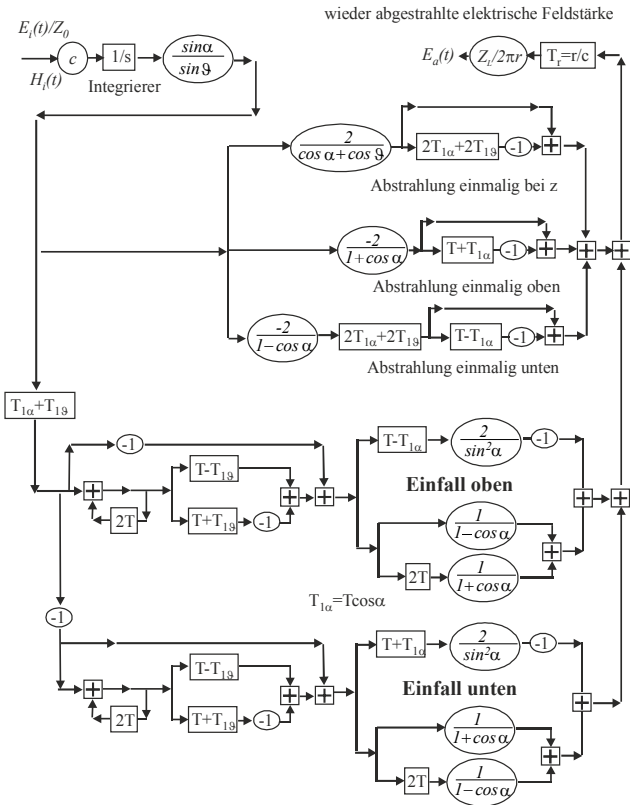


Abb. 16. Systemtechnische Darstellung der vollständigen Streuung in ϑ -Richtung einer im Winkel α einfallenden ebenen Welle mit magn. Feldstärke $H_i(t)$ in eine dünne Schlitzantenne der Länge $2L$, $T = L/c$, $T_{1\vartheta} = T \cos \vartheta$, $T_{1\alpha} = T \cos \alpha$, (c = Lichtgeschwindigkeit) mit Mittelpunktimpedanzanpassung $Z_A = Z_L$ und einer Totalreflexion am Schlitzleitungsende $r_2 = -1$. Der Systemausgang repräsentiert den Zeitverlauf der wieder abgestrahlten elektr. Feldstärke $E_a(t)$ im Fernfeldabstand r von der Schlitzantenne.

und den eingeführten Abkürzungen:

$$A = (a_0 + a_1 e^{-jk2L} + a_2 e^{-jk4L} + \dots) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n e^{-jk2Ln}$$

und $B = \sum_{n=0}^{\infty} b_n e^{-jk2Ln}$ (25)

mit

$$r_1 = \frac{(Z_A/2Z_L) - Z_L}{(Z_A/2Z_L) + Z_L} = -\frac{Z_L}{Z_A + Z_L}$$

$$r_{1g} = \frac{Z_A - Z_L}{Z_A + Z_L} = 1 + 2r_1 \quad (26)$$

Im folgenden Unterpunkt wird nun das abgestrahlte Feld dE_a aufgrund des Aperturfeldes $E(z')$ am Ort z' gemäß Huygensformel Gl. (1) erfasst:

$$dE_a = \frac{E(z') b dz'}{4\pi} jk \sin \vartheta \frac{e^{-jkr'}}{r'} \quad \text{mit } r' = r - z' \cos \vartheta \quad (27)$$

und über die gesamte Schlitzlänge aufintegriert. Der Abstand r' zwischen z' und dem Beobachtungspunkt im Nenner von Gl. (27) wird wie gewohnt durch r (Abstand zwischen Ursprung und Beobachtungspunkt) ersetzt. Da wir z' positiv sowohl im unteren als auch im oberen Teil der Schlitzantenne zählen, werden die Fälle unterschieden. Für $E(z')$ werden bei der Integration je nach Position nun die einzelnen Anteile Gl. (21)–(23) eingesetzt. Der Exponent in den Einzelintegralen in Gl. (28) gibt die Verzögerung der Ausbreitung zwischen z' und dem Beobachtungspunkt an, relativ zum Ursprung.

Quelle $di(z)$ oben:

$$E_{ao} = \frac{jkb \sin \vartheta e^{-jkr}}{4\pi r} \cdot \left(\underbrace{\int_0^z E_{b\phi}(z') e^{+jkz' \cos \vartheta} dz'}_{I*1} + \underbrace{\int_z^L E_{a\phi}(z') e^{+jkz' \cos \vartheta} dz'}_{I*2} + \underbrace{\int_0^L E_{c\phi}(z') e^{-jkz' \cos \vartheta} dz'}_{I*3} \right) \quad (28)$$

Quelle $di(z)$ unten:

$$E_{au} = \frac{jkb \sin \vartheta e^{-jkr}}{4\pi r} \cdot \left(\underbrace{\int_0^z E_{b\phi}(z') e^{-jkz' \cos \vartheta} dz'}_{I*4} + \underbrace{\int_z^L E_{a\phi}(z') e^{-jkz' \cos \vartheta} dz'}_{I*5} + \underbrace{\int_0^L E_{c\phi}(z') e^{+jkz' \cos \vartheta} dz'}_{I*6} \right) \quad (29)$$

2. Schritt

In diesem Schritt wird die Stromquelle $di(z)$ durch das am Ort z einfallende magnetische Feld $H(z) = 2H_i \sin \alpha$ ausgedrückt unter Einbindung der Verzögerung des Einfalls relativ zum oberen Schlitzantennenende.

$$\begin{aligned} \text{oben : } di(z) &= 2H_i \sin \alpha \cdot e^{-jk(L-z) \cos \alpha} dz \\ \text{unten : } di(z) &= 2H_i \sin \alpha \cdot e^{-jk(L+z) \cos \alpha} dz \end{aligned} \quad (30)$$

mit α : Einfallswinkel gemessen von z Achse. Dann erfolgt die Integration über die Gesamtantennenlänge und dies liefert die gesuchte wieder abgestrahlte Fernfeldstärke E_a der

mit

$$\begin{aligned}
 E_a &= H_i \frac{Z_L}{2\pi r} e^{-jkr} \sin \alpha \cdot \sin \vartheta \cdot e^{-jkL \cos \alpha} e^{-jkL \cos \vartheta} (F_1 + F_2 + F_3) \\
 F_1 &= \underbrace{\frac{4L}{\sin^2 \vartheta} \cdot \frac{\sin(kL(\cos \alpha + \cos \vartheta))}{kL(\cos \alpha + \cos \vartheta)}}_{\text{von } z} + \underbrace{\frac{(e^{jkL \cos \alpha} - e^{-jkL})}{jk(1 + \cos \alpha)} e^{jkL \cos \vartheta} \left(\frac{r_2}{1 + \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \cos \vartheta} \right)}_{\text{einmalig oben}} + \\
 &\quad + \underbrace{\frac{(e^{-jkL \cos \alpha} - e^{-jkL})}{jk(1 - \cos \alpha)} e^{-jkL \cos \vartheta} \left(\frac{r_2}{1 - \cos \vartheta} - \frac{1}{1 + \cos \vartheta} \right)}_{\text{einmalig unten}} \\
 F_2 &= \underbrace{\{ A e^{-jkL(1 - \cos \vartheta)} \left(\frac{r_2}{1 + \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \cos \vartheta} \right) + A \left(\frac{1}{1 - \cos \vartheta} - \frac{r_2 e^{-jk2L}}{1 + \cos \vartheta} \right) - \frac{1}{1 + \cos \vartheta} \}}_{\text{Mitte einmalig}} + \\
 &\quad + \underbrace{B \left(\frac{1}{1 + \cos \vartheta} - \frac{r_2 e^{-jk2L}}{1 - \cos \vartheta} \right)}_{\text{oben}} + \underbrace{B e^{-jkL(1 + \cos \vartheta)} \left(-\frac{1}{1 + \cos \vartheta} + \frac{r_2}{1 - \cos \vartheta} \right)}_{\text{Mitte}} \}. \\
 &\quad \frac{1}{jk} \left[\underbrace{\left(\frac{1}{1 - \cos \alpha} - \frac{r_2 e^{-jk2L}}{1 + \cos \alpha} \right)}_{\text{Mitte}} - \underbrace{e^{-jkL(1 - \cos \alpha)} \left(\frac{1}{1 - \cos \alpha} - \frac{r_2}{1 + \cos \alpha} \right)}_{\text{unten}} \right] \\
 F_3 &= \underbrace{\{ B e^{-jkL(1 - \cos \vartheta)} \left(\frac{r_2}{1 + \cos \vartheta} - \frac{1}{1 - \cos \vartheta} \right) + B \left(\frac{1}{1 - \cos \vartheta} - \frac{r_2 e^{-jk2L}}{1 + \cos \vartheta} \right) - \frac{1}{1 - \cos \vartheta} \}}_{\text{Mitte einmal}} + \\
 &\quad + \underbrace{A \left(\frac{1}{1 + \cos \vartheta} - \frac{r_2 e^{-jk2L}}{1 - \cos \vartheta} \right)}_{\text{oben}} + \underbrace{A e^{-jkL(1 + \cos \vartheta)} \left(-\frac{1}{1 + \cos \vartheta} + \frac{r_2}{1 - \cos \vartheta} \right)}_{\text{Mitte}} \}. \\
 &\quad \frac{1}{jk} \left[\underbrace{\left(\frac{1}{1 + \cos \alpha} - \frac{r_2 e^{-jk2L}}{1 - \cos \alpha} \right)}_{\text{Mitte}} - \underbrace{e^{-jkL(1 + \cos \alpha)} \left(\frac{1}{1 + \cos \alpha} - \frac{r_2}{1 - \cos \alpha} \right)}_{\text{unten}} \right]
 \end{aligned} \tag{31}$$

Schlitzantenne in Richtung ϑ bei Einfall H_i aus Richtung α (Gl. 31).

Von besonderer Bedeutung ist der Sonderfall der Speisepunktanpassung $Z_A = Z_L$ und die Vernachlässigung der Strahlungsverluste (Totreflexion $r_2 = -1$). Zur Übersichtlichkeit nicht als Formel sondern in einem systemtechnischen Überblicksbild angegeben reduziert sich Gl. (31) dann zu Abb. 16. Selbst für den Sonderfall $\alpha = \vartheta = 90^\circ$ reduziert sich Abb. 16 nicht auf eine einfache Kombination von Einkopplung und Abstrahlung, also einer Kombination der beiden Komponenten von Abb. 10.

Zur Verifikation der analytischen Formeln wird der Fall der Wiederabstrahlung der elektrischen Feldstärke für den Sonderfall $\alpha = 90^\circ$, also Einfall H_i frontal auf Schlitz, H_i zeigt in Schlitzrichtung, und Wiederabstrahlung in Richtung $\vartheta = 90^\circ$, also der Fall "wie viel Feld wird durch den Schlitz auf die andere Seite transmittiert" behandelt.

gerechnet: $E_{\alpha \max} = 2LE_0 Z_L / (\pi r Z_0) = 0,03 \text{ V m}^{-1}$

simuliert: $E_{\alpha \max} = 0,041 \text{ V m}^{-1}$

Gleichung (31) reduziert sich mit $Z_A = Z_L$, $r_2 = -1$ und $\alpha = \vartheta = 90^\circ$ zu Gl. (32). Der Vergleich der analytischen Rechnung mit der numerischen Feldsimulation zeigt Abb. 15 für $2L = 0,5 \text{ m}$ und $Z_L = 70\Omega$ für einen sprungförmigen

Zeitverlauf der einfallenden ebenen Welle mit $E_i(t) = E_0 \cdot \varepsilon(t) = 1 [\text{V m}^{-1}] \cdot \varepsilon(t)$.

$$\begin{aligned}
 E_\varphi(t) &= -\frac{Z_L \cdot L}{Z_0 \pi r} \cdot \left[\underbrace{2 \cdot E_i(t)}_{\text{Zylinderwelle}} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{T} \int_{-\infty}^t (3E_i(t) - 4E_i(t - T) + E_i(t - 2T)) dt \right] \tag{32}
 \end{aligned}$$

Das Feldmaximum wird durch den Anteil der Zylinderwelle unmittelbar zum Zeitpunkt des Sprungs, also bei $t = 0$, gebildet, wenn wie in Gl. (32) die Retardierung durch die Laufzeit r/c vernachlässigt ist, und berechnet sich zu: $E_{\vartheta \max} = 2E_0 Z_L L / (Z_0 \pi r) =$

$E_{\vartheta \max} = 2 \cdot 1 \text{ V m}^{-1} \cdot 70\Omega \cdot 0,25 \text{ m} / (377\Omega \pi \cdot 1 \text{ m}) = 0,03 \text{ V m}^{-1}$. Das Simulationsergebnis einer FDTD-Feldsimulation zeigt eine Amplitude von $0,041 \text{ V m}^{-1}$. Für sehr kleine Frequenzen $kL \ll 1$ geht Gl. (32) nach Fouriertrafo nach einer Potenzreihenentwicklung der Exponentialfunktionen bis zur dritter Ordnung und Rücktransformation über in Gl. (33). Ersetzt man hingegen den Abschlusswiderstand Z_A durch einen Leerlauf ergibt

sich der Fall des einfachen Schlitzes. Die Penetration der einfallenden Welle durch den dünnen Schlitz der Länge $2L$ für langsame Anstiegszeiten $t_r \gg T$ reduziert Gl. (31) zu Gl. (34). Die Einkopplung ist hier fünf mal höher als im Fall der Anpassung $Z_A = Z_L$ nach Gl. (33). In beiden Fällen ist die penetrierte Fernfeldstärke proportional der zweifachen zeitlichen Ableitung des Zeitverlaufes der einfallenden ebenen Welle.

Wiederabstrahlung in Richtung $\vartheta = 90^\circ$ bei Feldeinfall $H_i(t)$ aus Richtung $\alpha = 90^\circ$ für langsamen Flankenanstieg $t_r \gg L/c$ und, $r_2 = -1$:

$$Z_A = Z_L: \quad E_\phi(t) = -\frac{L^3}{c^2} \frac{2Z_L}{3\pi r} \cdot \frac{d^2 H_i(t)}{dt^2} \quad (33)$$

$$Z_A = \infty: \quad E_\phi(t) = -\frac{L^3}{c^2} \frac{2Z_L}{3\pi r} \cdot 5 \cdot \frac{d^2 H_i(t)}{dt^2} \quad (34)$$

5 Fazit

Die hier vorgestellten systemtheoretischen Blockschaltbilder ermöglichen die Umsetzung der Berechnung von Abstrahlung, Einkopplung und Streuung von Schlitzantennen für beliebige erregende Zeitfunktionen in Simulationsprogramme wie SPICE oder Matlab. Sie bieten so die Möglichkeit, neben analytischen Berechnungen, das Belastungspotential von angeschlossenen Transceiverbausteinen bei Blitz-, NEMP- oder HPEM-Bedrohung numerisch ermitteln zu können.

Edited by: F. Sabath

Reviewed by: F. Sabath and two anonymous referees

Literatur

- Kark, K.: Antennen und Strahlungsfelder, Vieweg, 2004.
 Manneback, C.: Radiation from transmission lines, AiEE Jour, 42, 95–105, February 1923.
 Schelkunoff, S. A.: Theory of Antennas of Arbitrary Size and Shape, IRE, September 1941.
 Schelkunoff, S. A.: Advanced Antenna Theory, Wiley, 1951.
 Simonyi, K.: Theoretische Elektrotechnik, VEB, 1980.
 Smith, G. S.: An Introduction to Classical Electromagnetic Radiation, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997.
 Smith, G. S.: Teaching antenna radiation from a time-domain perspective, Am. J. Phys., 69(3), p 288ff, March 2001a.
 Smith, G. S. and Hertel, T. W.: On the transient radiation of energy from simple current distributions and linear antennas, IEEE Antennas & Propagation, 43(3), p 49ff, June 2001b.
 Smith, G. S.: Teaching antenna reception and scattering from a time-domain perspective, Am. J. Phys., 70(8), p 829ff, August 2002.
 Stirner, E.: Antennen, Hüthig, 1977.
 Zuhrt, H.: Elektromagnetische Strahlungsfelder, Berlin, Springer, 1953.