

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 57 (1966)
Heft: 12

Artikel: Theorie der "Stripelines" und ihre Anwendung auf Probleme der Impulstechnik
Autor: Fassini, M.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916607>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 20.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Wenn man feststellt, dass GHz-Frequenzen Nanosekunden-Impulsen entsprechen, so folgt, dass der Gebrauch bestimmter Koaxial-Bau-elemente der Mikrowellentechnik auch in der Nanosekunden-Impulstechnik zulässig ist. Die koaxialen Elemente erfordern einen hohen Aufwand an mechanischer Präzisionsarbeit. Dagegen ist die Herstellung von «Striplines» viel einfacher; sie hängt von einem Photoätzprozess ab, welcher viele Vorteile ergibt, nämlich die guten elektrischen Eigenschaften und das günstige Fabrikationsverfahren. In dieser Arbeit werden die Entwicklung, die Eigenschaften und die Anwendung der «Striplines» in der Nanosekunden-Impulstechnik untersucht.

Si on remarque que aux impulsions rapides correspondent des fréquences très hautes, il en suit que l'emploi de certains éléments coaxiaux de la technique des micro-ondes est possible dans la technique des nanosecondes. Les éléments coaxiaux demandent une grande précision du travail mécanique. Par contre, la réalisation des «Striplines» est plus facile, car elle dépend d'un procédé de photogravure qui apporte des avantages considérables, en particulier des bonnes qualités électriques et une méthode de réalisation favorable. On discute le développement, les caractéristiques et les applications des «Striplines» dans la technique des nanosecondes.

1. Wellen-Formalismus

Nach Maxwell ist das elektromagnetische Feld von vier Vektoren beschrieben: das elektrische Feld \mathbf{E} , die dielektrische Verschiebung \mathbf{D} , das magnetische Feld \mathbf{H} und die magnetische Induktion \mathbf{B} . Differentialoperatoren erster und zweiter Ordnung, auf diese Vektoren angewandt, ergeben eine makroskopische Beschreibung der elektromagnetischen Phänomene.

Quellen des elektromagnetischen Feldes sind Ladungs- und Stromverteilung, durch die Ladungsdichte ρ und den Stromdichte-Vektor \mathbf{J} gegeben.

Im MKS-System sind die Maxwell'schen Gleichungen:

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \sigma \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4 \pi \rho \quad (4)$$

und die Kontinuitätsgleichung:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (5)$$

Es gilt:

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

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

wobei ε die Dielektrizitätskonstante und μ die Permeabilität des Mediums sind. In Gl. (2) stellt σ die Leitfähigkeit dar.

Setzt man alle Ableitungen nach der Zeit gleich Null, dann erhält man ein stationäres Feld, das durch Elektrostatik und Magnetostatik beschrieben wird.

Werden nicht alle zeitlichen Ableitungen gleich Null gesetzt, so spricht man von einem quasistationären Feld, und die zugehörigen Gleichungen beschreiben gewisse makroskopische Eigenschaften der Media.

In ihrer vollständigen Form beschreiben die Maxwell'schen Gleichungen die elektromagnetischen Phänomene mit beliebiger Zeitabhängigkeit.

Führt man Differential-Operationen zweiter Ordnung ein, so folgt die Wellengleichung:

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

Eine Gleichung dieser Form beschreibt die Ausbreitung des elektromagnetischen Feldes, wenn man für \mathbf{A} die Vektoren \mathbf{E} oder \mathbf{H} einsetzt, die als harmonische Zeitfunktionen angenommen werden:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-j\omega t} \quad (7)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-j\omega t}$$

Gl. (6) wird durch Trennung der Variablen gelöst:

$$\mathbf{A}(x, y, z, t) = \mathbf{u}(x, y, z) \cdot e^{-j\omega t} \quad (8)$$

und hat nichttriviale Lösungen für die Eigenwerte ω_n ($n = 1, 2, \dots$). Die entsprechenden Eigenfunktionen $u_n(x, y, z)$, welche die Bedingung:

$$\int_{\tau} u_n(x, y, z) \cdot \overline{u_m}(x, y, z) d\tau = 0 \quad (n \neq m) \quad (9)$$

erfüllen, stellen eine Schar orthogonaler Funktionen dar.

Die Funktionen:

$$\mathbf{A}_n(x, y, z, t) = \mathbf{u}_n(x, y, z) \cdot e^{-j\omega_n t} \quad (10)$$

die man aus Gl. (8) in Verbindung mit den Eigenwerten ω_n erhält, sind «monochromatische» Lösungen von Gl. (6).

Die allgemeine Lösung der Wellengleichung (6) ist damit:

$$\mathbf{A}(x, y, z, t) = \sum_n c_n \mathbf{A}_n = \sum_n c_n \mathbf{u}_n(x, y, z) \cdot e^{-j\omega_n t} \quad (11)$$

Wenn die Koeffizienten c_n durch:

$$c_n = \int_{\tau} A_0 \mathbf{u}_n(x, y, z) d\tau \quad (12)$$

mit $A_0 = \mathbf{A}(x, y, z, 0)$ gegeben sind, stellt Gl. (11) die Fourier-Entwicklung von $\mathbf{A}(x, y, z, t)$ dar.

Die harmonische Zeitabhängigkeit der Feldvektoren \mathbf{E} und \mathbf{H} ist keine Einschränkung, weil man unter gewissen Voraussetzungen jede Zeitfunktion mit physikalischer Bedeutung in eine Fourier-Reihe oder ein Fourier-Integral entwickeln kann. Dann sind die Zeitfunktionen der Impulstechnik durch die Fourier-Entwicklung als eine Summe von sinusförmigen Funktionen mit Frequenzen ω zwischen null und unendlich ausgedrückt und die Komponenten erfüllen die Orthogonalitätsbedingung von Gl. (9). Auf diese Weise ist der Zusammenhang zwischen Impulsen und harmonischen Zeitfunktionen hergestellt.

Die Praxis zeigt, dass Nanosekunden-Impulsschaltungen, die mit der Mikrowellen- anstatt mit der konventionellen Technik entworfen werden, günstigere Betriebseigenschaften aufweisen.

2. Theorie der Leitungen

2.1 Ausbreitung des elektromagnetischen Feldes Ebene Transversal-Wellen

Wenn das Medium homogen und isotrop ist, dann kann man es mit den drei Konstanten ε , μ und σ beschreiben. Wenn die Ladungsdichte Null ist, werden die Maxwell'schen Gleichungen:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \sigma \mathbf{E} = 0 \quad (14)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (16)$$

und die Kontinuitätsgleichung:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (17)$$

Es ist möglich, Lösungen dieses Systems zu suchen, die Funktionen der Zeit und des Abstandes sind; letzterer wird längs einer einzigen Achse im Raum, deren Richtung beliebig ist, gemessen. Man kann diese Achse als z -Achse annehmen und durch den Einheitsvektor \mathbf{n} darstellen.

Da:

$$E = E(z, t) \quad H = H(z, t)$$

vereinfacht sich der Operator ∇ zu $\mathbf{n} \frac{\partial}{\partial z}$ und aus den Feldgleichungen (13)...(16) erhält man für die Vektoren \mathbf{E} und \mathbf{H} eine ähnliche Gleichung wie Gl. (6):

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (18)$$

Die Längs-Komponenten E_z und H_z werden gleich Null. Das bedeutet, dass die Vektoren \mathbf{E} und \mathbf{H} in den Ebenen normal zur Richtung der Ausbreitung bleiben. Da $\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \times \mathbf{E}$ identisch Null ist, folgt $\mathbf{E} \cdot \mathbf{H} = 0$. Die Vektoren \mathbf{E} und \mathbf{H} sind deshalb zueinander orthogonal. Diese Art von Ausbreitung bezeichnet man als TEM-Modus (Transverse Electro-Magnetic).

Die Komponenten E_x und H_y sind Lösungen der Gl. (18). Durch Integration und Trennung der Variablen erhält man:

$$H_y = -\frac{\gamma}{j\omega\mu} E_x \quad (19)$$

mit:

$$\gamma = \pm \sqrt{j\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\varepsilon} = \alpha + j\beta \quad (20)$$

Die Konstante γ nennt man «Fortpflanzungskonstante», der reelle Teil α ist die «Dämpfungskonstante» und der imaginäre Teil β die «Phasenkonstante».

Das Feld ist doppelperiodisch: die Perioden sind $T = \frac{2\pi}{\omega}$ und $\lambda = \frac{2\pi}{\beta}$. Die Vektoren \mathbf{E} und \mathbf{H} sind zu jeder Zeit konstant auf den Ebenen $z = \text{konst.}$, welche sich mit der Geschwindigkeit $v = \frac{\omega}{\beta}$ (die Phasengeschwindigkeit der Wellen) verlagern.

In Dielektrika ist $\sigma = 0$ und deshalb ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$. Zurückkommend auf Gl. (18) und Gl. (19) findet man, dass die einzige von Null verschiedene Komponente des Poyntingschen Vektors S_z ist. Das bedeutet, dass die Energie in der Ausbreitungsrichtung transportiert wird. Das Verhältnis Z_0 zwischen den Moduln der Komponenten von \mathbf{E} und \mathbf{H} heisst «Wellenimpedanz» und ist gegeben durch:

$$Z_0 = \frac{|E_x|}{|H_y|} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} \quad (21)$$

Im besonderen bei Dielektrika wird:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (22)$$

2.2 Wellen in den Leitungen

Im allgemeinen kann man eine Leitung durch zwei Leiter, die durch ein Dielektrikum getrennt sind, darstellen. Man stellt sich einen Strom I vor, der durch die Leiter fließt und

eine Spannung V , die zwischen den Leitern auftritt. Strom und Spannung sind bestimmt durch die verteilten Serie- und Parallelparameter. Um die Berechnung zu vereinfachen, kann man folgendes annehmen:

1. Die Serieimpedanz und die Paralleladmittanz sind konstant über die ganze Leitung.
2. Der Widerstand der Leiter ist vernachlässigbar.
3. Die Leitfähigkeit des Dielektrikums ist vernachlässigbar.

Fig. 1 zeigt einen Teil dz der Leitung, welche durch die Serieimpedanz Z und die Paralleladmittanz Y dargestellt wird. Die Komponenten von der Serieimpedanz Z sind der Widerstand R und die Induktivität L der Leiter. Die Paralleladmittanz Y besteht aus dem Leitwert G des Dielektrikums und der Kapazität C zwischen den zwei Leitern.

Die Potentialdifferenz $-\frac{\partial V}{\partial z} dz$ über dz ist die Summe des Ohmschen Spannungsabfalls $IRdz$ und des induktiven Spannungsabfalls $L \frac{\partial I}{\partial t} dz$:

$$-\frac{\partial V}{\partial z} = IR + L \frac{\partial I}{\partial t} \quad (23)$$

In ähnlicher Weise wird die Änderung des Stromes in Funktion der Länge durch den Verlust-Strom $GVdz$ und den Verschiebungsstrom $C \frac{\partial V}{\partial t} dz$ dargestellt:

$$-\frac{\partial I}{\partial z} = GV + C \frac{\partial V}{\partial t} \quad (24)$$

Von Gl. (23 und 24) und den ursprünglichen Annahmen kommt man auf die «Telegraphengleichung»:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - LC \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0 \quad (25)$$

Die Lösungen sind:

$$V = V_1(z - vt) + V_2(z + vt) \quad (26)$$

und stellen Wellen dar, die sich in entgegengesetzter Richtung entlang der Leitung ausbreiten mit der Geschwindigkeit:

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

In gleicher Weise erhält man für den Strom:

$$I = I_1(z - vt) + I_2(z + vt) \quad (27)$$

Das Verhältnis:

$$\frac{V_1}{I_1} = \frac{V_2}{I_2} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (28)$$

stellt die Wellenimpedanz der Leitung dar. Die Telegraphengleichung (25) befasst sich aber mit Spannungen und Strömen, hingegen handelt die Wellengleichung (6) von den elektrischen und magnetischen Feldern, die mit diesen Spannungen und Strömen verbunden sind.

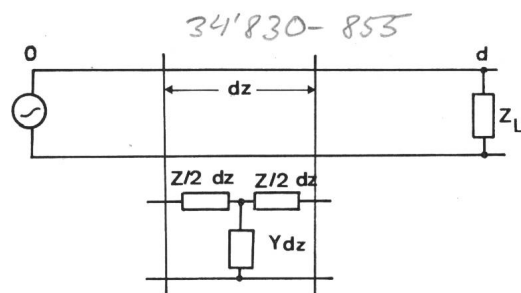


Fig. 1

Leitung der Länge d , abgeschlossen mit der Belastung Z_L . Für ein Teilstück dz ist die Serieimpedanz Zdz und die Paralleladmittanz Ydz .

Die Analogie zwischen Gl. (25) und Gl. (6) wird noch offensichtlicher, wenn man bedenkt, dass ε in Farad pro Meter und μ in Henry pro Meter angegeben sind.

2.3 Eigenschaften der Leitungen

Wenn die Zeitabhängigkeit der Funktionen $V(z, t)$ und $I(z, t)$ harmonisch ist, können die Lösungen der Gl. (25) und Gl. (27) die allgemeine Form:

$$W(z, t) = (A \cdot e^{-\gamma z} + B \cdot e^{\gamma z}) e^{j\omega t} \quad (29)$$

annehmen.

Solche Lösungen zeigen, dass jede elektromagnetische Störung, die sich längs der Leitung fortpflanzt, die Summe von zwei Wellen ist: eine mit der Amplitude A , die vom Generator nach der Belastung läuft, und eine andere mit der Amplitude B , die von der Belastung zum Generator geht.

Das Verhältnis $r = B/A$ zwischen den Amplituden der reflektierten und der direkten Welle nennt man «Reflexionskoeffizient»; er wird ausgedrückt durch:

$$r = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (30)$$

Ein anderer Parameter grosser Wichtigkeit ist das SWVR (Standing Wave Voltage Ratio), das man als Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Amplitude einer stationären Welle definiert. Dieser steht in Beziehung zum Reflexionskoeffizient r durch:

$$\text{SWVR} = \frac{1 + |r|}{1 - |r|} \quad (31)$$

3. Statische Eigenschaften der Leitungen

3.1 Maxwell'sche Gleichungen für stationäre Felder

Wenn elektrisches und magnetisches Feld zeitunabhängig sind, so werden die Gl. (13) und (14):

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (32)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} = \mathbf{J} \quad (33)$$

Gl. (32) zeigt, dass das elektrische Feld \mathbf{E} von einem Potential herrührt:

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (34)$$

welche Lösung der Laplace-Gleichung $\Delta^2 \varphi = 0$ ist.

Aus der Stetigkeit der tangentialen Komponente von \mathbf{E} folgt, dass die Oberfläche eines Leiters eine Äquipotentialfläche $\varphi = \text{konst.}$ ist. Aus $\mathbf{B} = 0$ folgt ein Potentialvektor \mathbf{A} :

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (35)$$

Man kann auch die Bedingung setzen:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (36)$$

Durch Substitution von Gl. (35) nach Gl. (33) und mit Gl. (36), findet man für homogene und isotrope Medien:

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J} \quad (37)$$

3.2 Lösung der elektrostatischen Probleme durch komplexe Funktionen

Beim TEM-Modus wird die Kapazität pro Längeneinheit durch eine zweidimensionale Analyse der Potentialverteilung zwischen den Leitern berechnet. Es ist deshalb besser, wenn man das Potential als Funktion einer komplexen Variablen annimmt und von konformen Abbildungen Gebrauch macht. Eine passende Funktion $W = W(z)$ bildet in einer komplexen Ebene $z = x + jy$ die Äquipotential- und Feldlinien ab. Setzt man $W(z) = \varphi + j\psi$ und trennt Reelles vom Imaginären, so

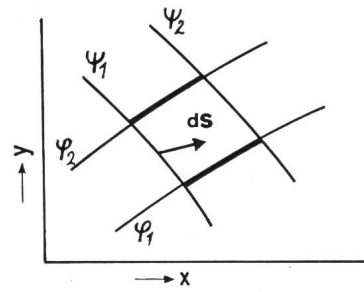


Fig. 2
Oberfläche S , begrenzt durch zwei Äquipotentiallinien φ_1, φ_2 und zwei Feldlinien ψ_1, ψ_2 . Der Vektor $d\mathbf{S}$ ist normal zur Figur

kommt man zu den Funktionen $\varphi(x, y)$ und $\psi(x, y)$, welche, wenn $W(z)$ analytisch ist, mit den Riemann-Cauchy-Bedingungen übereinstimmen:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (38)$$

Der Fluss Φ des elektrischen Feldes durch eine gegebene Oberfläche S ist:

$$\Phi = \int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \quad (39)$$

Wenn die Oberfläche S durch zwei Feldlinien ψ_1, ψ_2 begrenzt ist, wie in Fig. 2, bezeichnet man den Fluss als:

$$\Phi = \psi_2 - \psi_1 \quad (40)$$

Wenn Q die eingeschlossene Ladung ist und ε die Dielektrizitätskonstante des Mediums, folgt nach dem Theorem von Gauss:

$$\Phi = \frac{Q}{\varepsilon} \quad (41)$$

Die Kapazität C zwischen zwei Leitern, welche sich zwischen den Feldlinien ψ_1, ψ_2 ausbreiten und deren Oberfläche zwei Äquipotentiallinien φ_1, φ_2 sind, ist gegeben durch:

$$C = \frac{Q}{\varphi_2 - \varphi_1} \quad (42)$$

Eine Substitution von Gl. (40) und Gl. (41) in Gl. (42) ergibt:

$$C = \varepsilon \frac{\psi_2 - \psi_1}{\varphi_2 - \varphi_1} \quad (43)$$

3.3 Konforme Abbildungen

Der einfachste Weg für die Berechnung von C durch Gl. (43) ist die Abbildung der ursprünglichen geometrischen Anordnung eines gewissen Koordinatensystems z_1 zu einem andern System z_2 ; dadurch wird das Problem vereinfacht. Die Lösung wird durch eine Rücktransformation zur ursprünglichen Ebene gebracht. Die beste geometrische Anordnung ist jene, wo die Äquipotential- und Feldlinien gerade parallel zu den Achsen sind.

Die Abbildung der Ecken eines Polygons in einer komplexen Ebene z_1 auf die reelle Achse in einer andern komplexen Ebene z_2 ist die Schwartz-Christoffel-Transformation:

$$z_1 = C \int \prod_i (z_2 - a_i)^{\left(\frac{\alpha_i}{\pi} - 1\right)} dz_2 \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (44)$$

a_i sind die Koordinaten von n Punkten, auf welche die n -Ecken abgebildet werden, und α_i die Winkel des Polygons. Diese Abbildung ist konform und die Lösung der Gl. (44) in den zu betrachtenden Fällen ist ein elliptisches Integral. Die Umkehrung ist durch die elliptischen Funktionen von Jacobi gegeben.

Das System von Fig. 3, bestehend aus zwei auf einem Dielektrikum liegenden Leiterstreifen, stellt eine gedruckte

Kapazität, sowie eine spezielle Anordnung einer «Strip»-Leitung dar. Die Potentialverteilung eines solchen Systems wird mit der elliptischen Funktion von *Jacobi* $z = \text{sn}(w, k)$ gegeben, welche die $z = (x + jy)$ -Ebene von Fig. 4 zu der $w = (u + jv)$ -Ebene von Fig. 5 abbildet. In der w -Ebene ist u die Potentialfunktion und v die Flussfunktion. Zwei gedruckte Leiter der Breite b und Distanz d sind in der z -Ebene durch die Strecken $1, 1/k$ und $-1, -1/k$ abgebildet.

Das Schwartz-Christoffel-Integral ist in diesem Fall das elliptische Integral erster Gattung:

$$K(k) = \int \frac{dz}{[(z^2 - 1)(z^2 - 1/k^2)]^{1/2}} \quad (45)$$

Die zwei Leiter $A'B', C'D'$ in der z -Ebene sind in zwei vertikale Strecken AB, CD abgebildet, die sich zwischen den Punkten $-K, (-K + jK')$ und $K, (K + jK')$ der w -Ebene ausbreiten. Die obere z -Halbebene wird auf das Innere des Rechteckes $\pm K, (\pm K + jK')$ abgebildet.

Das Dielektrikum bleibt nun in diesem Rechteck. In der w -Ebene sind die Äquipotential- und Feldlinien-Geraden parallel zu den Achsen und die Kapazität wird durch die folgende Gleichung berechnet:

$$C = \frac{\epsilon K'}{4\pi K} \quad (46)$$

Die Werte des elliptischen Integrals K und des komplementären K' findet man in den mathematischen Tafeln, wenn die Werte k und k' bekannt sind.

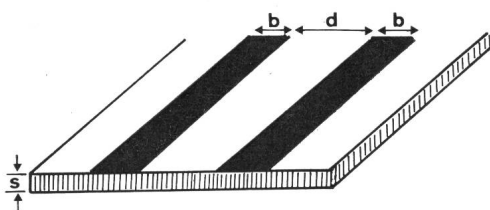


Fig. 3
System von zwei auf ein Dielektrikum gedruckte Leiterstreifen

Bemerkenswert ist, dass in einer Leitung, in welcher TEM-Wellen sind, die Kapazität C pro Längeneinheit erlaubt, die Wellenimpedanz Z_0 und alle andern Leitungsparameter durch die Beziehung

$$Z_0 = \frac{\sqrt{\mu \epsilon}}{C}$$

zu berechnen.

4. Quasistationäre Felder. Verluste in den Materialien

Ein elektromagnetisches Feld ist quasistationär, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

1. Die Wellenlänge ist gross in Beziehung zu den Abmessungen der Schaltung und deren Komponenten.
2. Die Ausstrahlungsverluste sind vernachlässigbar.

Die Betrachtung der «Striplines» im quasistationären Fall erlaubt, die Verluste in der gedruckten Schaltung zu berechnen und den Gütefaktor Q zu bestimmen.

Die ersten zwei Maxwellschen Gleichungen für einen Leiter sind:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} \quad (47)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (48)$$

und für ein Dielektrikum:

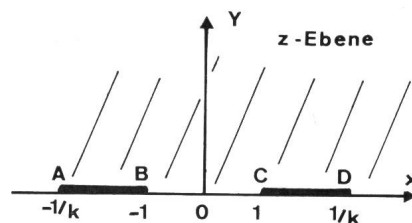


Fig. 4
Querschnitt in der z -Ebene des Systems von Fig. 3
Die Linien $A'B'C'D'$ stellen die Strecken dar

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (49)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (50)$$

4.1 Verluste in Dielektrika

Ein Dielektrikum ist gekennzeichnet durch die Dielektrizitätskonstante ϵ und durch die Leitfähigkeit σ , welche von der molekularen Polarisation herrührt. Die Stromdichte \mathbf{J} in einem homogenen und isotropen Dielektrikum ist die Summe eines Leitungsstromes $\sigma \mathbf{E}$ und eines Verschiebungsstromes $\partial \mathbf{D} / \partial t$:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (51)$$

Bei Felder, deren Zeitabhängigkeit harmonisch ist, wird die Gl. (51):

$$\mathbf{J} = (\sigma + j\omega \epsilon) \mathbf{E} \quad (52)$$

Der Leitungsstrom ist in Phase mit dem elektrischen Feld, ist dem Ohmschen Gesetz unterstellt und stellt einen Jouleschen Leistungsverlust dar. Der Verschiebungsstrom ist dagegen um $\pi/4$ phasenverschoben.

Wenn man die komplexe Dielektrizitätskonstante:

$$\epsilon^* = \epsilon \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega \epsilon} \right) \quad (53)$$

einführt, so wird Gl. (52):

$$\mathbf{J} = j\omega \epsilon^* \mathbf{E} \quad (54)$$

Die komplexe Dielektrizitätskonstante wird im allgemeinen wie folgt geschrieben:

$$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (55)$$

Der Realteil ist der Verschiebungsstrom und der Imaginärteil der Ohmsche Verlust. Der Vektor \mathbf{J} macht mit der imaginären Achse einen Winkel δ , Verlustwinkel genannt (Fig. 6). Das Verhältnis

$$\frac{\epsilon'}{\epsilon''} = \text{tg } \delta \quad (56)$$

heisst «Verlustfaktor» und ist gleich $1/Q$.

4.2 Verluste in Leitern, «Skin-effekt»

Die Verschiebung in den Leitern ist vernachlässigbar und deshalb ist die Stromdichte:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (57)$$

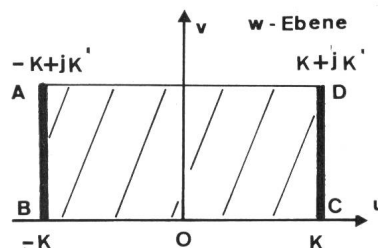


Fig. 5
Abbildung auf die w -Ebene
Die gleichbezeichneten Punkte stimmen überein

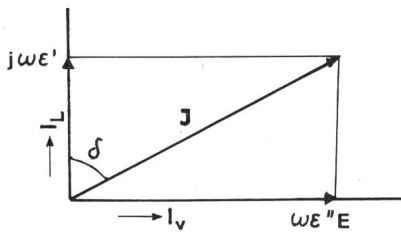


Fig. 6
Komponenten der Strom-
dichte J und Verlustwinkel δ

Das veränderliche magnetische Feld dringt in den Leiter und führt darin ein elektrisches Feld ein, gegeben durch Gl. (48), welches zu gewissen Zeiten einen Verlust aufweist. Wenn das Feld eine harmonische Zeitfunktion ist, folgt aus den Maxwell'schen Gleichungen:

$$\nabla^2 \mathbf{J} = j \omega \mu \sigma \mathbf{J} \quad (58)$$

Diese Gleichung gibt die Stromdichte in jedem Punkt des Leiters an. Die Stetigkeit der Tangentialkomponenten des elektrischen und magnetischen Vektors bestätigt jene der Normalkomponente von $\nabla \times \mathbf{H}$ und deshalb auch von $\sigma \mathbf{E}$.

Weil \mathbf{E}_t und \mathbf{H}_t auf der Leiteroberfläche Null sind, ist auch \mathbf{J}_n gleich Null. Wenn der Leiter flach ist, wie bei gedruckten Schaltungen, kann man annehmen, dass der Strom längs der z -Achse fließt. Die x -Achse wird daher normal zur Oberfläche angenommen. Da $J_x = J_y = 0$ werden die Lösungen der Gl. (58):

$$J_z = J_0 \cdot e^{-wx} \cdot e^{j\omega t} \quad (59)$$

wobei J_0 den Wert der Stromdichte auf der Oberfläche darstellt und $w^2 = j\omega\mu\sigma$.

Mit der Identität $2j \equiv (1+j)^2$ wird Gl. (59) zu:

$$J_z = J_0 \exp \left(-\sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}} \cdot x - j\sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}} - \omega t \right) \quad (60)$$

Die Stromdichte ist exponentiell gedämpft; dieses Phänomen nennt man «Skin-effekt». Die «Skin Depth»

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}$$

stellt die Eindringtiefe dar, wobei die Stromdichte $J = J_0/e$ ist.

Betrachtet man w als eine komplexe Ausbreitungskonstante, so ist der Dämpfungsfaktor $1/\delta$.

Betrachtungen der Impedanz geben den Oberflächenwiderstand R_s als $R_s = 1/\delta\sigma$. Das bedeutet, dass der Widerstand eines Leiters, des «Skin-effekt» wegen, gleich dem Ohmschen Widerstand eines identischen Leiters der Dicke δ ist. Der Fluss des Poyntingschen Vektors durch einen Querschnitt Σ des Leiters ist:

$$\int_{\Sigma} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{\Sigma} = \frac{1}{2\sigma\delta} J_z^2 \quad (61)$$

Er stellt den Jouleschen Leistungsverlust in einem Leiter der Dicke δ durch einen Gleichstrom der Dichte J dar.

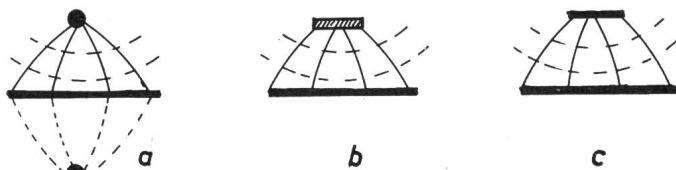


Fig. 7

Entwicklung der Feldgeometrie einer «Microstrip»-Leitung aus dem System
Draht über geerdeter Ebene

a Draht über einer geerdeten Ebene; b Verformung des Drahtes in
einen dünnen Streifen; c «Microstrip»-Leitung

Die ausgezogenen Linien stellen das elektrische Feld, die punktierten
das magnetische Feld dar

5. Gedruckte Leitungen und Komponenten

5.1 Darstellung und Eigenschaften

Die Technik der gedruckten Schaltungen erlaubt verschiedene Ausführungen von «Striplines»; am meisten gebraucht werden die «Microstrip»-Leitung von Fig. 8 und die «Triplate»-Leitung von Fig. 9. Eine «Microstrip»-Leitung ist zusammengesetzt aus zwei parallelen Leitern wie in Fig. 7c; der untere ist eine geerdete Ebene mit theoretisch unendlicher Breite und der obere ein Streifen der Breite b . Diese Leitung kann als Verformung des Systems von Fig. 7a, bestehend aus einem Draht über einer geerdeten Ebene, betrachtet werden. Die Feldlinien werden in erster Näherung durch die Methode der Spiegelung gebildet. Der gespiegelte Leiter kann weggelassen werden und der reelle Leiter wird zu einem dünnen Streifen geringerer Breite (Fig. 7b).

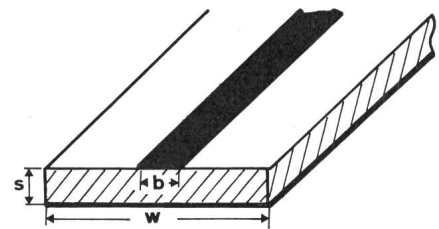


Fig. 8
«Microstrip»-Leitung

Eine «Triplate»-Leitung besteht aus einem leitenden Streifen der Breite b in einem Dielektrikum der Dicke s zwischen zwei leitenden geerdeten Ebenen (Fig. 9). Sie kann aus zwei «Microstrip»-Leitungen hergestellt werden. «Triplate»-Elemente werden in der Mikrowellentechnik benutzt, wobei die Anwendung coaxialer Elemente komplizierter sein dürfte. In diesen Leitungen kann der TEM-Modus angenommen werden; die Energie wird durch das Dielektrikum geleitet, die Wellenlänge kürzer und die Abmessungen um den Faktor $\sqrt{\epsilon}$ verkleinert. Die Potentialverteilung und die Parameter der Leitung werden mit graphischen oder analytischen Methoden berechnet. Die analytische Methode verlangt die Lösung der Laplaceschen Gleichung in verschiedenen Gebieten des Systems mit verschiedenen Randbedingungen. Von den so erhaltenen Partiallösungen findet man die Potentialverteilung unter Anwendung der Kontinuitätsbedingungen.

Die Methode der konformen Abbildungen ist dagegen viel einfacher. Die angenommene Gültigkeit des TEM-Modus vereinfacht die Berechnung der Eigenschaften und die Dimensionierung der «Striplines»; somit handelt es sich hier nur um die Berechnung der Kapazität pro Längeneinheit. Eine «Microstrip»-Leitung ist mit der Technik der gedruckten Schaltungen herstellbar, wobei eine zweiseitige kupferkaschierte Platte verwendet wird. Eine Seite wird nicht geätzt und stellt die Erde dar, auf der andern Seite wird der Leiter geätzt. Eine solche Leitung hat dieselben Eigenschaften wie ein Koaxialkabel und deshalb kleine Ausstrahlungsverluste bei GHz-Frequenzen.

5.2 Gedruckte Komponenten

Der Gebrauch von Dielektrika mit kleinstem Verlustfaktor erlaubt die Entwicklung von UHF-Schaltungen, deren Gütefaktor besser ist als jener der traditionellen Elemente. Man kann Induktivitäten, Kondensatoren und Mikrowellenelemente herstellen.

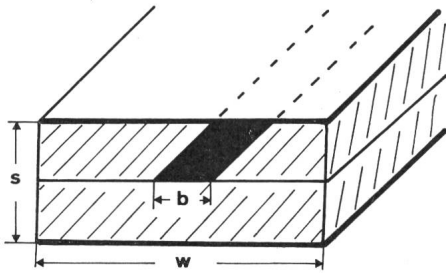


Fig. 9
Querschnitt einer «Triplate»-Leitung

Induktivitäten. Induktivitäten von einigen μH können durch Ätzung hergestellt werden. Der Q -Faktor ist in erster Linie abhängig von:

1. Wert der Leitfähigkeit des Leiters;
2. Dicke und Geometrie des Leiters;
3. Verlustfaktor des Dielektrikums.

Kondensatoren. Die gedruckten Kondensatoren sind wegen ihrer elektrischen Eigenschaften sehr vorteilhaft. Durch eine günstige Geometrie sind der Verlustfaktor $\text{tg } \delta$ und die Induktivitätskomponenten bei UHF kleiner als jene der traditionellen Bauteile. Die Kapazität pro Längeneinheit hängt hauptsächlich von der Breite der Leiter und von den Eigenschaften des Basismaterials ab.

Die Berechnung der Kapazität wird durch konforme Abbildungen und elliptische Integrale ausgeführt; die Dimensionierung geschieht mit praktischen Kurven und Formeln. Mit den gewöhnlichen Materialien der Technik der gedruckten Schaltungen beträgt die Kapazität $1 \dots 2 \text{ pF/cm}^2$.

Elemente der Mikrowellen-Schaltungen. Die Technik der gedruckten Schaltungen, verbunden mit einfachen, mechanischen Arbeiten, ermöglicht die Herstellung von Mikrowellen-Komponenten. Man kann Leitungen und andere Elemente ätzen, wie Kupplungen, Anpassungen, Leitungsabschlüsse, Dämpfungsglieder, Zirkulatoren und Halter für aktive Elemente.

Die Halbleiter, sofern sie von passender Ausführung sind, können ohne Diskontinuitäten eingebaut werden, und ihre Parameter werden in die Schaltungen «verteilt». Dieses ist von grossem Interesse in der Nanosekunden-Impulstechnik, wenn man Schaltungen mit Tunnel-Dioden betrachtet.

5.3 Dimensionierung der «Striplines»

Die Berechnung wird mit konformen Abbildungen unter den folgenden vereinfachenden Annahmen ausgeführt:

1. Dielektrizitätskonstante des Basismaterials viel grösser als eins;
2. Dicke des Dielektrikums viel grösser als jene des Leiters;
3. Dicke des Leiters grösser als die «Skin Depth»;
4. Symmetrische Geometrie des Systems;
5. Vernachlässigbarer Einfluss der umgebenden Luft;
6. Vernachlässigbare Ausstrahlungsverluste bei GHz-Frequenzen.

Diese Annahmen sind einschränkend, doch die so ermittelten Parameter stimmen gut mit den experimentellen Resultaten überein.

Durch die Beziehung:

$$Z_0 = \frac{\sqrt{\mu \epsilon}}{C} \quad (62)$$

findet man die Wellenimpedanz Z_0 ; die andern Parameter der Leitung folgen aus der Kapazität C pro Längeneinheit. Kondensatoren und «Striplines» werden auf gleiche Weise berechnet.

Kondensatoren. Die gedruckten Kondensatoren werden wie in Fig. 3 dargestellt; die Kapazität befindet sich zwischen zwei parallelen Leitern von gleicher Breite. Den Querschnitt in der $(z = x + jy)$ -Ebene eines Kondensators zeigt Fig. 4. Bei den erwähnten Annahmen kann man nur die obere z -Halbebene, wo das Dielektrikum ist, in Betracht ziehen.

Die Kapazität pro Längeneinheit ist durch Gl. (46) gegeben, wenn die Flussdifferenz zwischen zwei Feldlinien und die Potentialdifferenz zwischen den Oberflächen zweier Leiter, welche durch Äquipotentiallinien aufgespannt sind, bekannt sind. Die Berechnung der Fluss- und Potentialverteilung löst man durch eine Transformation von der z -Ebene zu einer andern komplexen Ebene $w = u + jv$, wo die Feld- und Äquipotentiallinien als Geraden parallel zu den Achsen abgebildet werden (Fig. 5). Diese Abbildung ist konform und wird durch die elliptische Funktion von *Jacobi*, $z = \text{sn}(w, k)$ dargestellt.

Die Leiter -1 ; $-1/k$ und 1 ; $1/k$ von Fig. 4 stimmen mit den vertikalen Strecken $-K$, $(-K + jK')$ und K , $(K + jK')$ von Fig. 5 überein, und die obere z -Halbebene wird in das Innere des Rechtecks $\pm K$, $(\pm K + jK')$ in der w -Ebene abgebildet. Das Dielektrikum ist im Innern dieses Rechtecks. In der w -Ebene stellt u die Potential- und v die Flussfunktion dar. Die Potentialdifferenz zwischen den Leitern ist deshalb $2K$, und der Abstand zwischen den Flusslinien, welche das System einschliessen K' . Die Ladung Q auf den Leitern ist:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \Delta v = \frac{1}{4\pi} K' \quad (63)$$

Die Kapazität $C = \text{Ladung/Potentialdifferenz}$ gemäss Gl. (46) ist:

$$C = \frac{\epsilon K'}{4\pi K}$$

Der Modul k der elliptischen Integralen K , K' wird durch die geometrische Anordnung in der z -Ebene gegeben und ist:

$$k = \frac{1}{1 + 2 \frac{d}{b}} \quad (64)$$

Wenn $d/b \ll 1$, wird die Kapazität:

$$C = \frac{1}{\pi^2} \epsilon \ln 4 \left(1 + 2 \frac{d}{b} \right) \quad (65)$$

«Microstrip»-Leitungen. Unter einer «Microstrip»-Leitung versteht man ein System, das aus einem leitenden Streifen der Breite b besteht, der auf einem Dielektrikum der Dicke s liegt. Auf der andern Seite befindet sich eine geerdete leitende Fläche der Breite w . Die Fig. 8 und 10 zeigen eine «Microstrip»-Leitung und ihren Querschnitt.

Um die Berechnung von C zu vereinfachen, dreht man den Querschnitt von Fig. 10 um $\pi/2$; so erhält man die geometrische Anordnung von Fig. 11. Wegen der Symmetrie zur x -Achse

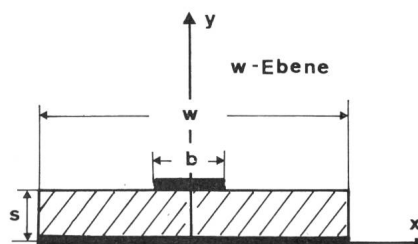


Fig. 10
Querschnitt in der z -Ebene der Leitung gemäss Fig. 8

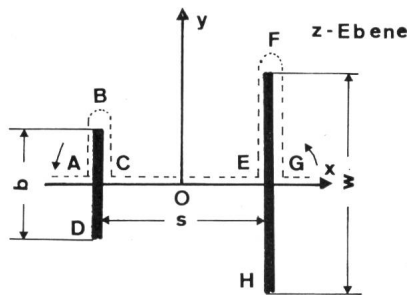


Fig. 11
Darstellung einer «Microstrip»-Leitung in der z-Ebene nach Drehen von Fig. 9 um $\pi/2$

des Systems kann man sich den Leitungsquerschnitt als ein Polygon $ABCEFG$ in der oberen z -Halbebene denken. Die Strecken ABC , EFG sind Äquipotentiallinien und die Strecken CE , GA stellen Feldlinien dar. Die elektrostatische Berechnung ist durch Abbildung der geometrischen Anordnung von der z -Ebene zu einer andern w -Ebene gelöst, wo die Äquipotential- und Feldlinien gegenüberliegende Seiten eines Rechtecks, symmetrisch zu den Achsen, sind. Die Kapazität wird ähnlich berechnet wie bei gedruckten Kondensatoren.

Die Abbildung der z -Ebene auf die w -Ebene erfolgt durch zwei Zwischenstufen (z' - und z'' -Ebenen von Fig. 12 und Fig. 13).

Aus:

$$\begin{aligned} z &= f_1(z') \\ z' &= f_2(z'') \\ w &= f_3(z'') \end{aligned} \quad (66)$$

folgt, durch Elimination der Variable z' und z'' :

$$z = f(w) \quad (67)$$

Das Schwartz-Christoffel Integral, welches die Transformation des Polygons $ABCEFG$ von Fig. 10 auf die zwei asymmetrischen Strecken $A'B'C'$, $E'F'G'$ von Fig. 12 beschreibt, ist:

$$z = A' \int \frac{(z' - c')(z' - c'') dz'}{[(z' - x_1)(z' - x'_2)(z' - x'_3)(z' - x'_4)]^{1/2}}$$

Durch eine lineare Transformation werden die Strecken $A'B'C'$, $E'F'G'$ auf $A''B''C''$, $E''F''G''$ abgebildet. Diese Strecken sind symmetrisch und bleiben auf der reellen Achse x'' (Fig. 13).

Die elliptische Funktion von *Jacobi*:

$$z = \text{sn}(w, k) \quad (68)$$

bildet die z'' -Ebene von Fig. 13 auf die w -Ebene von Fig. 14 ab.

Die Kapazität pro Längeneinheit wird noch durch Gl. (46) gegeben und der Modul k durch:

$$k = \frac{1}{1 + 2 \frac{b}{s}} \quad (69)$$

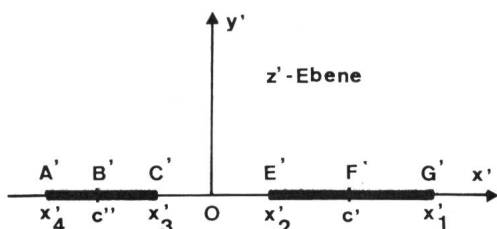


Fig. 12
Abbildung auf die z' -Ebene

Durch Integration von:

$$\frac{dz}{dw} = \frac{dz}{dz'} \cdot \frac{dz'}{dz''} \cdot \frac{dz''}{dw} \quad (70)$$

und nach den Theoremen über elliptische Funktionen findet man:

$$z = B \left(\text{sn } w + \frac{w}{2KK'} + \frac{\text{cn } w \text{ dn } w}{d'' + \text{cn } w} \right) + B_0 \quad (71)$$

Gl. (71) bildet die z -Ebene auf die w -Ebene ab.

Von Gl. (46) und Gl. (62) folgt die Wellenimpedanz der Leitung:

$$Z_0 = \frac{4\pi K}{K'} \sqrt{\mu \epsilon} \quad (72)$$

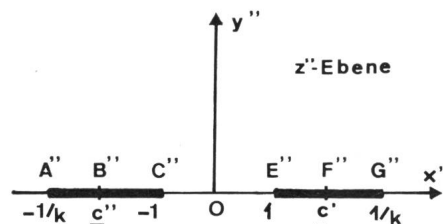


Fig. 13
Abbildung auf die z'' -Ebene

In der Praxis kann man die vereinfachte Formel:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{s}{b} \quad (73)$$

anwenden, wobei b die Breite des Leiters und s die Dicke des Dielektrikums sind.

6. Messtechnik der «Striplines»

6.1 Methoden und Technologie

Die Eigenschaften der gedruckten Komponenten und Schaltungen können mit einem Sinussignal oder mit schnellen Impulsen gemessen werden. Jede dieser beiden Methoden liefert andere Eigenschaften der geprüften Elemente. Für die Messung der Impedanz, der Kapazität, der Dämpfung und des SWVR einer Leitung braucht man Sinussignale von einigen Hundert MHz. Schnelle Impulse sind hingegen nützlicher für die Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit sowie der Reflexions- und Anpassungseigenschaften.

Bei «Striplines» findet man zwei technologische Probleme: die Anschlüsse und die Verbindungen zwischen der Leitung und der Messapparatur, welche im allgemeinen koaxial ist. Die BNC oder Subminiatur-Koaxialstecker können auf eine «Microstrip»-Leitung montiert werden. Ihre Unterlage wird auf die geerdete Fläche montiert, während der Zentralleiter auf den gedruckten Leiter gelötet wird (Fig. 15). Eine «Microstrip»-Leitung wird durch Lötten einer Kupferfolie zwischen der geerdeten Fläche und dem Leiter kurzgeschlossen. Diese Methode ist aber destruktiv, da der Abschluss nicht mehr bewegt werden kann und die Leitung unbrauchbar wird. Fig. 16 zeigt eine kurzgeschlossene «Microstrip»-Leitung. Die Anpassung erhält man durch Graphitfilme zwischen Erde und Leiter.

6.2 Messungen mit Sinussignalen

In dieser Arbeit sind die Eigenschaften der «Striplines» und der gedruckten Kondensatoren bei Messungen mit 400 MHz aufgeführt.

Gemessen wurde an den Leitungen die Wellenimpedanz, das SWVR und die Anpassungseigenschaften; darauf folgten

der Dämpfungsfaktor, die Phasenkonstante, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und die Reflexionsverluste.

Bei gedruckten Kondensatoren wurden die Kapazität und der Gütefaktor bei UHF gemessen. Die verwendete UHF-Brücke war ein direkt ablesbares Instrument, das die Ströme in drei gekoppelten Kreisen vergleicht. So findet man die reellen und imaginären Teile der Admittanz, ausgedrückt als Leitwert und Suszeptanz.

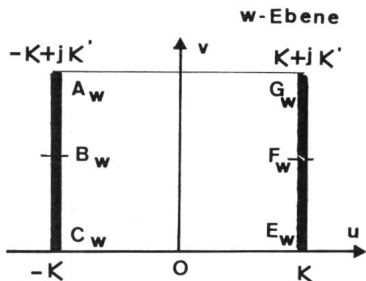


Fig. 14
Abbildung auf die w-Ebene

6.3 Messungen mit Impulsen

Das Prinzip der Impulsmessungen ist grundsätzlich verschieden. Die zu untersuchenden Komponenten oder Schaltungen werden mit einer passenden Zeitfunktion gestört, und ihre Übertragungsfunktion mit einem Oszillograph gemessen. Die Übertragungsfunktion ist dann eine dynamische Eigenschaft.

Die Messungen mit Impulsen sind schneller als jene mit der UHF-Brücke. Die Störung wiederholt sich mehrere Male pro Sekunde; die Parameter der Schaltung können während der Messung geändert werden.

Die Antwort eines linearen Systems auf ein sinusförmiges Signal ist wieder ein sinusförmiges Signal und weicht meistens in Amplitude und Phase von jenem des Generators ab. Die Antwort auf eine Impulsstörung ist wieder ein Impuls, dessen Spektrum die Amplituden- und Phaseneigenschaften des geprüften Systems darstellt. Ist die Störung ein Impuls von sehr kurzer Dauer und einheitlicher Fläche (Delta-Funktion), so wird sein Spektrum eine Konstante und enthält alle Frequenzen von der gleichen Amplitude und Phase.

Wegen des Superpositionsprinzips besteht kein Unterschied, wenn die verschiedenen Frequenzen nacheinander genommen werden, wie bei sinusförmigen Signalen, oder alle zusammen, wie bei Impulsen. In diesem Fall wird jede Komponente modifiziert und das Ausgangsspektrum ist durch die Übertragungsfunktion mit dem Eingangsspektrum verbunden. In der Praxis benützt man auch zur Messung das Integral der Delta-Funktion, den Heaviside-Einheitssprung. So können die Messungen auf verschiedene Arten ausgeführt werden (Fig. 17).

In Vergleichsmessungen braucht man einen Impuls-generator, einen «Sampling»-Oszillographen und eine Referenzleitung mit bekannten Eigenschaften (Fig. 18).

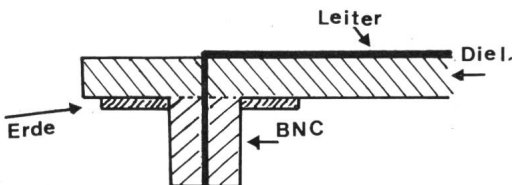


Fig. 15
Verbindung zwischen einem Koaxial-System und einer «Stripline»

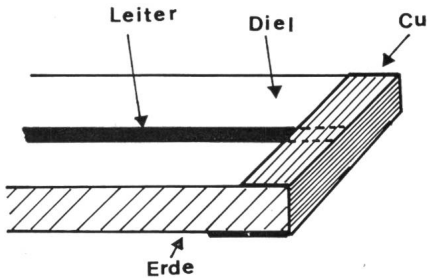


Fig. 16
Kurzgeschlossene «Microstrip»-Leitung

Die Reflexionseigenschaften geben nützliche Angaben über die Belastung und die Anpassung; daher kann man induktive oder kapazitive Diskontinuitäten identifizieren. Die Übertragungseigenschaften sind durch den Reflexionskoeffizienten und das SWVR gegeben.

Ein Einheitssprung mit kurzer Anstiegszeit wird in die Leitung geschickt und wird, falls er eine Diskontinuität findet, reflektiert; die Reflexion wird mit einem Sampling-Oszillographen gemessen. Fig. 19 zeigt zwei typische Fälle.

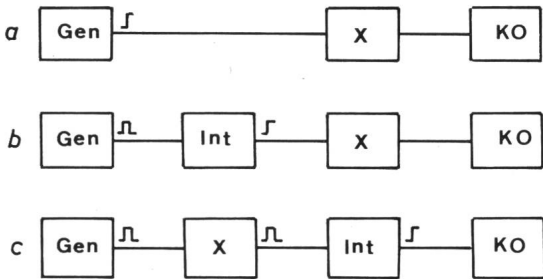


Fig. 17
Messungen mit Impulsen
a Einheitssprünge; b integrierte Delta-Funktionen; c Störung mit Delta-Funktionen und Integration der Antwort. Mit X ist das geprüfte Element bestimmt

Solche Messungen sind in der Nanosekundenimpuls-Technik von grossem Interesse. Die Angaben des «Sampling»-Oszillographen und der UHF-Brücke beschreiben die Eigenschaften und das Verhalten einer Leitung und eines Elementes einer gedruckten Schaltung.

7. Messungen von Schaltungen mit passiven Komponenten

7.1 Kondensatoren

Die Kapazität ist in erster Linie durch den Abstand zwischen den Leitern, durch den Wert von ϵ und durch die Dicke des Dielektrikums bestimmt. Die Breite der Leiter ist weniger wichtig, solange sie grösser ist als ihre Distanz. Es ist günstig, wenn die Abmessungen der Komponenten auf ein Minimum verkleinert werden; der kleinstherstellbare Abstand bei dem normalen Photoätzprozess ist aber beschränkt auf 0,1 mm.

Die Kapazität bezieht sich auf ein Element von 1 cm und ist in Funktion des Verhältnis b/d zwischen der Breite b der

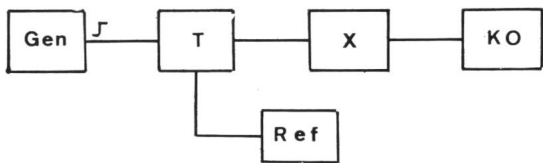


Fig. 18
Blockschema für Vergleichsmessungen

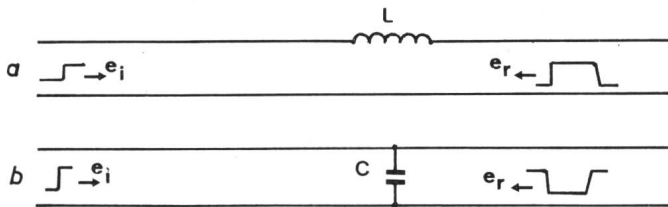


Fig. 19
Diskontinuitäten in einer Leitung
a Serieninduktivität; b Parallelkapazität

Leiter und deren Abstand d gegeben. Grössere Dicke ergibt bessere Kapazitätswerte; die Dicke wird aber in den meisten Fällen wegen dem Gewicht und der Grösse auf 3 mm begrenzt. Die Dielektrizitätskonstante hat einen bemerkenswerten Einfluss auf die Kapazität.

Die induktive Komponente ist in der Grössenordnung von $0,5 \cdot 10^{-9}$ H bei 400 MHz, d. h. viel kleiner als jene eines Keramikcondensators von einigen pF. Der Verlustfaktor ist von gleicher Grössenordnung wie jener der Grundmaterialien.

7.2 Leitungen

Die Berechnung der Parameter einer gedruckten Leitung wird auf jene der Kapazität C pro Längeneinheit zurückgeführt. Den Wert C erhält man durch die Gl. (72) oder (73), wenn das Verhältnis s/b zwischen der Dicke des Dielektrikums und der Breite des Leiters bekannt ist. Verschiedene «Microstrip»-Leitungen mit b zwischen 1 und 5 mm und mit s zwischen 0,2 und 6 mm wurden auf gleichen Dielektrika hergestellt. Die Resultate der Messungen sind in Fig. 20 zusammengefasst.

Durch Messung der Reaktanz X_c einer kurzgeschlossenen Leitung und der Reaktanz X_0 einer Leitung im Leerlauf erhält man die Wellenimpedanz:

$$Z_0 = \sqrt{X_c X_0} \quad (74)$$

Die Induktivität L pro Längeneinheit folgt aus:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (75)$$

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist:

$$v = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (76)$$

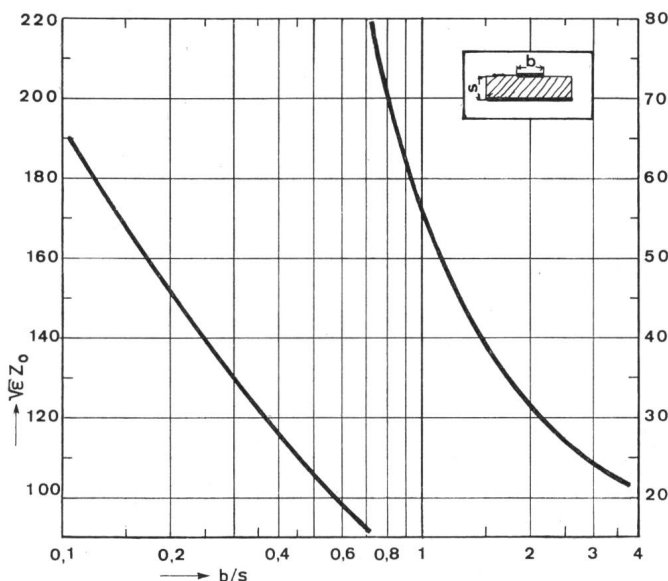


Fig. 20
Wellenimpedanz einer «Microstrip»-Leitung in Funktion von b/s

und die Verzögerung:

$$T_d = \sqrt{LC} \quad (77)$$

Der Dämpfungsfaktor α einer Leitung wird bestimmt durch Messung des SWVR in einem Teil einer kurzgeschlossenen Leitung und durch Substitution in:

$$SWVR = 1/\tanh \alpha$$

Durch Messungen mit Impulsen werden die Eigenschaften der «Striplines» mit jenen eines Koaxialkabels verglichen. Die Versuche wurden mit einem Impuls von 0,8 ns Anstiegszeit ausgeführt. Der Test-Impuls wird durch eine T-Kupplung, mit dem «Sampling»-Oszillographen verbunden, in die Leitung geschickt. Durch Vergleich der Oszillogramme von Fig. 21 findet man, dass das Verhalten der gedruckten Leitungen in der

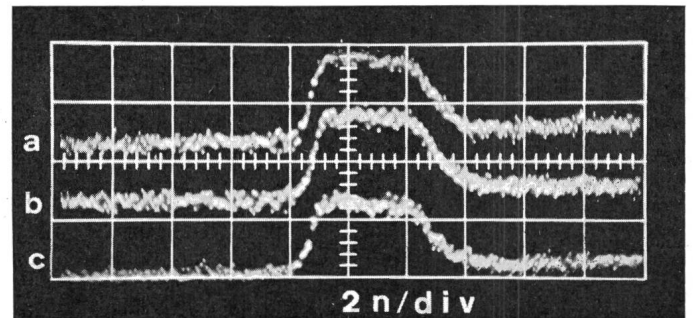


Fig. 21
Angepasste Leitung
a «Microstrip» mit Film-Abschluss; b «Microstrip» mit koaxialem Abschluss; c Kabel mit koaxialem Abschluss

Nanosekunden-Impulstechnik ähnlich jenem des Koaxialkabels ist, welches als Referenz angenommen wurde. Fig. 22 zeigt die Verzögerung T_d einer «Stripline» und eines Koaxialkabels gleicher Länge. 1 m Leitung ist im Formationskreis des Generators, und die Breite des Ausgangsimpulses ist $2T_d$.

8. Schaltungen mit aktiven Elementen

Die Technik der gedruckten Schaltungen kann durch Wahl von passenden aktiven Elementen auf Impulsgeneratoren, Verstärker und Mikrowellen-Oszillatoren angewandt werden. Die meist-gebrauchten Halbleiter in der Nanosekunden-Impulstechnik sind die «Avalanche»-Transistoren und die Tunnel-Dioden.

8.1 Impulsgeneratoren mit «Avalanche»-Transistoren

Unter «Avalanche»-Transistoren versteht man einen Schalttransistor, der in jener Zone seiner Kennlinien angewandt wird, wo ein Lawinenprozess stattfindet. Das Trigger-Signal führt die Lawine herbei, welche schnell einen starken

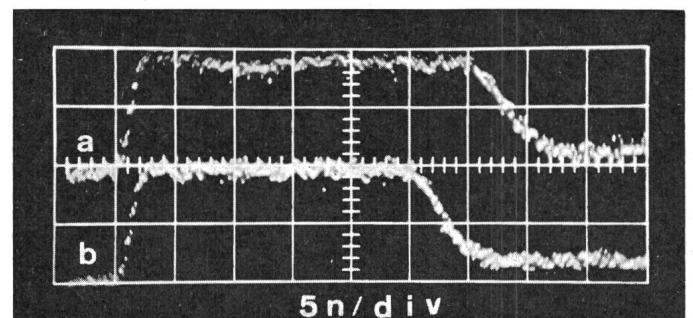


Fig. 22
Gedehnter Impuls
a durch eine «Stripline» von 1 m Länge; b durch ein Kabel von 1 m Länge

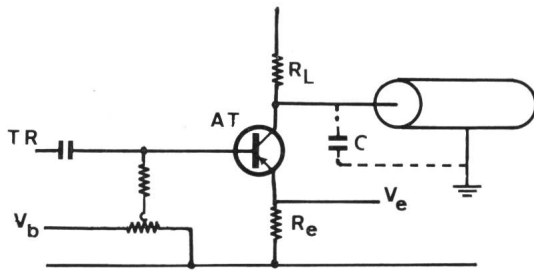


Fig. 23
Impulsgenerator mit «Avalanche»-Transistor

Strom bildet. Wenn ein Transistor so arbeitet, kann er gut als Impulsgenerator gebraucht werden.

Ohne Triggerung ist der Kondensator C von Fig. 23 durch R_L auf V_{cc} geladen. Während der Lawine vergrößert sich der Strom und führt schnell die Entladung von C herbei. Wenn der Entladungsstrom kleiner ist als ein gewisser Wert, wird der Transistor gesperrt, der Kondensator wird wieder geladen und die Anfangssituation ist hergestellt. Der Kondensator C stellt eine offene Leitung dar; die Impulsbreite ist dann zweimal die Verzögerung T_d der Leitung. Der Wert des Widerstandes R_e in den Emitterkreis muss gleich jenem der Wellenimpedanz Z_0 der Leitung sein.

Der Strom im Transistor, und somit im Widerstand R_e , steigt schnell und das Ausgangssignal wird positiv. Bei guter Anpassung von R_e und Z_0 und Verkleinerung der Streuinduktivitäten werden auch die Reflexionen verkleinert. In der Testschaltung wurden eine $50\ \Omega$ -«Microstrip»-Leitung und ein Graphit-Film Widerstand als R_e verwendet. In Fig. 24 wird das Ausgangssignal mit jenem einer konventionellen Schaltung verglichen.

Die «Avalanche»-Transistoren haben zwei Nachteile: die Repetitionsfrequenz ist auf einige hundert kHz begrenzt und die Auswahl der Transistoren mit guten «Avalanche»-Eigenschaften sehr langweilig.

8.2 Impulsgeneratoren mit Tunnel-Dioden

Die Tunnel-Dioden sind Halbleiter mit negativem Widerstand in ihren Kennlinien, und leiten ihren Namen vom «Tunnel-Effekt» ab. Dieser Effekt besteht aus einem Elektronendurchgang durch eine Potentialbarriere; der Durchgang steht im Gegensatz zur klassischen Mechanik und erfolgt in einer Zeit von einigen Pikosekunden. Durch eine Vorspannung hält man die Diode an Punkt A von Fig. 25. Sie wird durch das Trigger-Signal zum Punkt B in theoretisch kürzester Zeit geschaltet. Praktisch ist diese Zeit durch die Streuinduktivitäten und -kapazitäten begrenzt. Der Einbau in eine gedruckte

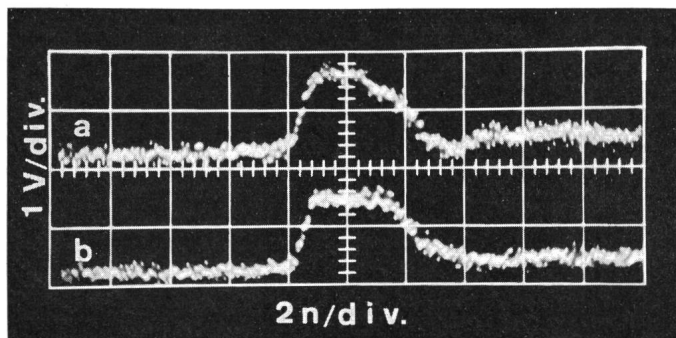


Fig. 24
Impulsgenerator von Fig. 23
a konventioneller Ausbau; b gedruckte Schaltung

Schaltung ist vorteilhaft, da eine optimale Verbindung zwischen der Diode und den Leitern entsteht. Dies ist mit Dioden in «MW-Cartridges» viel einfacher.

Es wurden Schaltungen hergestellt, bei denen die Tunnel-Dioden auf die gedruckten Leiter gebaut wurden. Bei dieser Ausführung findet man jedoch viele technologische Schwierigkeiten. In der Schaltung von Fig. 25 wurden eine «MW-

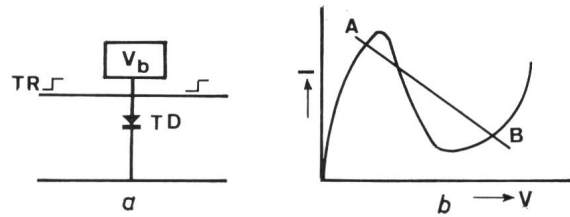


Fig. 25
Tunnel-Diode als Impulsgenerator
a Schaltschema; b Kennlinie mit einer Arbeitsgeraden;
 V_b Batteriespannung.

Cartridge»-Tunnel-Diode und eine andere in normalem TO-18 Gehäuse benutzt. Fig. 26 zeigt die Resultate. Die Technik der gedruckten Schaltungen erlaubt, das Anwendungsgebiet der Tunnel-Dioden zu erweitern und ihre Geschwindigkeit auszunützen.

9. Folgerungen

Die Anwendung der Technik der gedruckten Schaltungen im Gebiet der Nanosekunden ist von grossem Interesse und erlaubt, die Schaltelemente besser einzusetzen. Neben den konstruktiven Vorteilen erlaubt der Photoätzprozess die Entwicklung von Schaltungen neuer Art. Die Verbindung von «Strip» und aktiven Elementen ergibt Resultate, die nur durch die Eigenschaften der Materialien begrenzt sind.

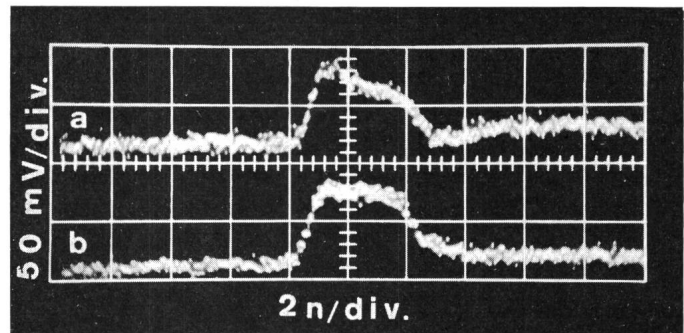


Fig. 26
Impulsgenerator mit Tunnel-Diode
a konventioneller Aufbau; b gedruckte Schaltung und
«MW»-Cartridge

Baut man Tunnel-Dioden in einer «Stripline» ein, so findet man eine Leitung mit neuen Eigenschaften; ihre Parameter folgen aus jenen der Diode und der ursprünglichen Leitung. Eine Weiterentwicklung der Technologie und der Materialien kann in naher Zukunft das Pikosekunden-Gebiet öffnen.

Literatur

- [1] J. A. Stratton: Electromagnetic Theory. New York/London, McGraw-Hill 1941.
- [2] Legros and Martin: Transform Calculus for Electrical Engineers. Englewood Cliffs N. J., Prentice-Hall 1961.
- [3] H. Bateman: Higher Transcendental Functions. Vol. II. New York/London, McGraw-Hill 1953.
- [4] I. A. D. Lewis and F. H. Wells: Millimicrosecond Pulse Techniques. London, Pergamon Press 1956.
- [5] F. Oberhettinger und W. Magnus: Anwendung der elliptischen Funktionen in Physik und Technik. Berlin, Springer 1949.
- [6] A. Betz: Konforme Abbildung. Berlin, Springer 1948.

- [7] P. F. Byrd: Handbook of Elliptic Integrals for Engineers and Physicists. Berlin, Springer 1954.
- [8] P. Eisler: Gedruckte Schaltungen. München, Hanser 1961.
- [9] J. Tischer: Mikrowellen-Messtechnik. Berlin, Springer 1958.
- [10] J. Dukes: Printed Circuits. London, McDonald 1961.
- [11] A. Kostriza: Microstrip Components. Proc. IRE 40(1952)12, S. 1658...1663.
- [12] Barret-Etchet Sheets Serve as Microwave Components. Electronics 25(1952)6, S. 114...118.
- [13] R. Wild: Photoetched Microwave Transmission Lines. Trans. IRE Microwave Theory and Techniques 3(1955)2, S. 21...30.
- [14] T. T. Wu: Theory of Microstrip. J. Appl. Physics 28(1957)3, S. 299...302.
- [15] F. Assadvrian and E. Rimai: Simplified Theory of Microstrip Transmission Systems Proc. IRE 40(1952)12, S. 1651...1657.
- [16] G. Snow: Formulas for Computing Capacitance and Inductance. National Bureau of Standards Circular 544. Washington, 1954.
- [17] K. G. Black and T. J. Higgins: Rigorous Determination of the Parameters of Microstrip Transmission Lines. Trans. IRE Microwave Theory and Techniques 3(1955)2, S. 93...113.
- [18] S. Gentile: Tunnel Diode Theory and Applications. Princeton N. J., Van Nostrand 1962.
- [19] J. R. A. Beale, W. L. Stephenson and E. Wolfendale: A Study of High-Speed Avalanche Transistors. Proc. IEE Part B 104(1957), S. 394...402.
- [20] R. Rufer: Designing Avalanche Switching Circuits. Electronics 34(1961)14, S. 81...87.
- [21] R. Carlson: Tunnel Diode Fast-Step Generator Produces Positive or Negative Steps. Electronics 34(1961)30, S. 48...49.
- [22] R. Lowry and J. Giorgis: General Electric Tunnel Diode Manual. Liverpool/New York, General Electric Company 1961.
- [23] M. Hines: High-Frequency Negative-Resistance Circuit Principles for Esaki Diode Applications. Bell Syst. techn. J. 34(1960)3, S. 477...513.
- [24] P. Meyers: Circuit Trends in Nanosecond Switching. Electronics 36(1963)38, S. 35...38.

Adresse des Autors:

Dr. M. Fassini, Institut für technische Physik an der ETH, Gloriastrasse 35, 8006 Zürich.

Betrachtungen zur Entwicklung moderner Dampfturbinen für thermische Erzeugnisse

Vortrag, gehalten an der Diskussionsversammlung des SEV und VSE vom 28. Oktober 1965 in Lausanne,
von B. Lendorff, Zürich

621.165 : 621.181.656

1. Einführung

Um über den derzeitigen Stand des Dampfturbinenbaues in Kürze zu referieren, ist es nicht leicht für einen Turbinen-Ingenieur, das aktuell Wichtige und Interessante auszuwählen. Es ist dies insbesondere deshalb schwierig, weil die Behandlung aller Fragen und Probleme, welche den Turbinenbauer und auch die Ingenieure thermischer Kraftwerke beschäftigen, den Stoff ganzer Lehrbücher füllen würde sowie die praktischen Erfahrungen der letzten Jahrzehnte enthalten müsste.

Die nachfolgenden Ausführungen sind somit beschränkt auf:

- Einige allgemeine Betrachtungen: Insbesondere werden hiebei auch konstruktive Vergleiche mit Wasserturbinen durchgeführt.
- Einige historische Rückblicke unter besonderer Berücksichtigung des schweizerischen Dampfturbinenbaues.
- Ausführung zum heutigen Stand der Entwicklung.

2. Allgemeine Betrachtungen, Vergleich Wasser / Dampf

Da bis anhin in unserem Land beinahe ausschliesslich der Vorteil hydraulischer Energieerzeugung in Wasserkraftwerken ausgenutzt werden konnte, sind deren Arbeitsweise, Konstruktionen und Bauelemente bekannter als solche thermischer Kraftwerke.

Vergleichsweise tritt an Stelle von Wasserfassung, Stauwerken, Druck- und Verteilungen des hydraulischen Kraftwerkes beim Dampfkraftwerk der Kessel, um zwar dasselbe Arbeitsmittel — d. h. Wasser — jedoch dieses mittels Energieumsetzung durch die Wärmezufuhr des Brennstoffes vom flüssigen in den dampfförmigen Aggregatzustand überzuführen. Demzufolge steht der Kesselbauer vor ganz anderen Aufgaben als der Konstrukteur hydraulischer Anlagenteile.

Wie unterscheiden sich nun die Turbinen? Die Grundaufgabe ist zwar dieselbe: Die Umformung der kinetischen Energie des Treibmittels in nutzbare Leistung an der Turbinenwelle. Als Grundgesetze gelten hierfür immer noch die Eulerschen und Bernoullischen Ansätze.

Die drei heute üblichen *Wasserturbinen-Bauformen* sind radial oder radial-achsal durchströmte Kaplan- bzw. Francis-Turbinen für kleine bis mittlere Gefälle; für hohe Gefälle benutzt man tangential beaufschlagte Freistrahlturbinen. Die Strömungsgeschwindigkeit v_c des Arbeitsmittels und die Umfangsgeschwindigkeit v_u eines Turbinenlaufrades müssen bekanntlich in einem bestimmten Verhältnis stehen. Bei der

Freistrahlturbine z. B. muss für beste Energieumsetzung v_u ungefähr die Hälfte von v_c betragen. Es wird bei maximal vorkommenden Gefällen von z. B. 1700 m v_c rund 180 m/s und v_u damit 90 m/s betragen ($v_c = \sqrt{2 g h}$). Solche Rad-Umfangsgeschwindigkeiten sind konstruktiv ohne weiteres lösbar. Wasserturbinen können daher für alle zur Zeit vorkommenden Verhältnisse einstufig gebaut werden.

Bei den *Dampfturbinen* dagegen sind Gefälle ganz anderer Grössenordnung auszunutzen. Üblicherweise wird hier das ausnutzbare Gefälle in kcal/kg ausgedrückt, entsprechend der Differenz des Dampf-Wärmeinhaltes zwischen Turbinen-Ein- und Austritt.

Tabelle I zeigt solche Gefällsvergleiche. Bei heutigen Dampfkraftwerken betragen diese bis über 425 kcal/kg. Entsprechend dem Wärmeäquivalent 1 kcal/kg = 427 m ergibt dies vergleichsweise 180 000 m Gefälle, also das über 100fache hydraulischer Hochdruckanlagen. Anders ausgedrückt: Ein hydraulisches Gefälle von 1700 m ergäbe nur 4 kcal/kg thermisches Gefälle. Dies entspräche nur einer Dampfausnutzung von 1,08 auf 1 kg/cm² oder von 180 auf 170 kg/cm².

Schon hieraus geht hervor, dass die in Dampfturbinen zu verarbeitenden Gefälle unmöglich mehr — wie bei den Wasserturbinen — in einer einzigen Leitradd-Laufradkombination bewältigt werden können. Beim Dampf ist vielstufige, also eine grosse Zahl hintereinander geschaltete Leitradd-Laufradelemente, zwecks stufenweiser Gefällsausnutzung unumgänglich.

Weiter wird die Dampfturbinen-Konstruktion im Vergleich zu derjenigen der Wasserturbinen durch den Umstand weitgehend beeinflusst, dass der Dampf kompressibel ist, folglich mit der Entspannung das Volumen verändert.

Tabelle II zeigt die Auswirkungen:

- Bei den Wasserturbinen bleibt Ein- und Austrittsvolumen des Arbeitsmittels dasselbe;
- Bei den modernen Dampfturbinen steigt dieses zwischen Ein- und Austritt um das 600...1200fache.

Tabelle II zeigt einige weitere interessante Vergleiche, insbesondere die benötigten Arbeitsmittelvolumen in m³/s zur Erzeugung von 100 MW. Auch dieser Umstand zwingt zur Vielstufigkeit der Dampfturbine und führt logischerweise dazu, dass die einzelnen Stufen entsprechend dem Spannungsgrad verschieden zu bemessen sind.

Ein weiterer erheblicher Unterschied entsteht dadurch, dass der Wasserturbinenbauer die Turbinendrehzahlen entspre-