HEINRICH-HERTZ-INSTITUT — BERLIN-CHARLOTTENBURG

Technischer Bericht Nr. 199

KETTEN OPTISCHER MULTIMODEVERZWEIGUNGEN MIT WELLENTYPKOPPLUNG AUF DEN VERBINDUNGSFASERN

von

Dr.-Ing. Bernhard Strebel

Berlin

1977

EINSTEINUFER 37 1000 BERLIN 10

Technischer Bericht Nr. 199

Ketten optischer Multimodeverzweigungen mit Wellentypkopplung auf den Verbindungsfasern

Zusammenfassung:

Das Übertragungsverhalten von Reihenschaltungen vieler passiver Abzweige an einer Multimodefaser ist bestimmt durch die wellentypabhängige Überkopplung des Einzelabzweiges sowie durch die Wellentypverkopplung auf den Verbindungsfasern. Ausgehend von einem stationären Modell für allgemeine Richtkopplerketten wird die Reihenschaltung von Abzweigen aus parallelgeführten Stufenfasern mit und ohne Modenmischung berechnet. Das Ergebnis wird mit Abzweigketten verglichen, die eine wellentypunabhängige Überkopplungsfunktion besitzen.

Der Bearbeiter

B. Strebel

(Dr.-Ing. B. Strebel)

Der Abteilungsleiter

G. Boerger

(Prof. Dr.-Ing. G. Boerger)

Der Geschäftsführer

H. Ohnsorge

(Dr.-Ing. H. Ohnsorge)

Berlin-Charlottenburg, den 15.11.1977

Inhalt:

1. Einleitung
2. Das Zweiwellentypmodell
3. Berechnung der Eigenreflexionsfaktoren
4. Wellentypkopplung
5. Ausgangsleistungen der Einzelkoppler in der Kette
6. Der Multimodeinterferenzkoppler
7. Ketten von Multimodeinterferenzkopplern ohne Modenmischung
8. Ketten von Multimodeinterferenzkopplern mit Modenmischung auf den Verbindungsfasern
9. Ketten von Richtkopplern mit wellentypunabhängiger Überkopplung
10. Literatur
11. Liste der Symbole
Anhang

1. Einleitung

Glasfaserstrecken mit passiven Abzweigungen gestatten die Versorgung vieler Endstellen über eine Einzelfaser. Hierzu müssen zur Zeit Multimodefasern mit Stufen- oder Gradientenprofil verwendet werden. Passive Abzweigvorrichtungen von Multimodefasern sind bereits in verschiedenen Richtkopplerstrukturen gebaut worden. Hierzu gehören der Koppler mit parallel geführten Stufenfasern /1/, die Verbindung mit teilweise reflektierendem Spiegel /2/, ein Abzweig mit lateralem Versatz zweier Fasern /3/, der Self-Imaging-Koppler /4/ und der periodische Koppler /5/.

Jede dieser Strukturen läßt ein eigenes Überkopplungsverhalten der verschiedenen Wellentypen vermuten. Dies führt zu einer bevorzugten Überkopplung bestimmter Wellentypgruppen. Da diese Gruppen in Reihenschaltungen identischer Koppler auch schnell wieder an Energie verlieren, ergeben sich sehr unterschiedliche Wellentypgemische in der Faserstrecke und eine Gesamtdämpfung, die nicht proportional zur Kopplerzahl zunimmt.

Ein Energieaustausch der Wellentypen auf den Verbindungsfasern zwischen den Einzelelementen einer Richtkopplerkette kann durch Wellentypkopplung an Störungen des Indexprofils oder im Kopplungsbereich der Abzweigungen auftreten.
Im Rahmen dieser Arbeit wird nun an Hand eines stationären Rechenmodells untersucht, welche Dämpfung und Wellentypverteilung an den Ausgängen einer Kopplerkette auftreten, wenn eine wellentypabhängige Kopplungsfunktion des Richtkopplers vorgegeben wird und eine Verkopplung der Wellentypen

auf den Verbindungsfasern vorliegt. Nach einer Betrachtung allgemeiner Richtkopplerketten wird der Spezialfall der Reihenschaltung von Kopplern mit parallelgeführten Stufenfasern mit und ohne Modenmischung auf den Glasfaserverbindungen berechnet. Abschließend wird der Vergleich mit Abzweigketten durchgeführt, die eine wellentypunabhängige Überkopplungsfunktion aufweisen.

2. Das Zweiwellentypmodell

Bezeichnet man die Transmissionsfaktoren eines Wellentyps im Zuge des Hauptstranges mit

$$\underline{\Gamma}_{\dot{v}\dot{v}} = f\left(\frac{\dot{v}}{N}\right) \tag{1}$$

und die Auskopplung mit

$$\underline{\Gamma}_{o\dot{v}} = g\left(\frac{\dot{v}}{N}\right) \tag{2}$$

so läßt sich eine Kette identischer Glieder durch ein Signalflußdiagramm (Bild 1) beschreiben. Die Wellentypkopplung auf den Verbindungsleitungen ist mit $\underline{k}\, e^{-j\beta_{12}\ell}$ angesetzt, so daß die Wellentyptransmission mit $\sqrt{1-|\underline{k}|^2}$ gedämpft ist. Die im Sendepunkt des 1. Kopplers eingespeiste Wellengröße $\underline{a}_{\dot{v}}$ wird mit $\underline{\Gamma}_{\dot{v}\dot{v}}$ am Koppler vorbeigeleitet. Nur der durch $\underline{\Gamma}_{o\dot{v}}$ gegebene Bruchteil ist zur Weiterleitung der Nachricht vorgesehen. An jedem nachfolgenden Koppler wird mit $\underline{\Gamma}_{o\dot{v}}$ vom weitergeleiteten Signal abgezweigt. Das Gesamtübertragungsverhalten aller Wellentypen läßt sich darstellen durch die Überlagerung von Zweiwellentypleitungen, sofern alle Glieder der Übertragungsfunktion mit $\underline{k}^{\tau}$ und $\tau > 2$ vernachlässigbar klein sind /6/.

Die Rückrichtung wird in Bild 1 wegen der einsinnigen Übertragung weggelassen. Die Streumatrixelemente sind als komplexe Größen eingeführt, obwohl die Theorien optischer Koppler i.a. nur die Beträge dieser Größen liefern. Die Phasenkonstanten beider Wellentypen werden zur Betrachtung des Allgemeinfalles ebenfalls verschieden angenommen. Die Dämpfung der Wellentypen auf den Verbindungsfasern wird gegenüber den Auskoppeldämpfungen vernachlässigt, und die Längen der Verbindungsstücke sind gleich lang angesetzt.

Dann läßt sich die Kettenschaltung Bild 1 in das Ersatzschaltbild eines äquivalenten Reflexionsresonators nach Bild 2 überführen. Der Resonator beschreibt das kollektive Verhalten einer Kette mit unendlich vielen Gliedern, weil in $\underline{b}_{\downarrow}$ die Eingangswellengrößen des Types $\downarrow$ zu allen Kopplern zusammengefaßt sind.
Der äquivalente Reflexionsresonator bildet das Abschlußelement einer Zweiwellentypleitung. Damit können die Eigenreflexionsfaktoren jedes Wellentyps

$$\underline{R}_1 = \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1} \quad ; \quad \underline{R}_2 = \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_2}$$

und die Überkopplung zwischen den Wellentypen in Rückwärtsrichtung

$$\underline{T}_{12} = \underline{T}_{21} = \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2} = \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_1}$$

berechnet werden. Der äquivalente Reflexionsresonator ist ein Leitungsresonator mit einer Länge von $\ell/2$ und verschiedenen Phasenkonstanten für die Wellentypen.

3. Berechnung der Eigenreflexionsfaktoren

Die Pfad - Schleifenregel wird auf Bild 2 angewendet.

a) Reflexion des Wellentypes 1

Pfade:

$$\left.\begin{aligned}
\underline{Q}_0 &= \underline{\Gamma}_{11} \\
\underline{Q}_1 &= \underline{\Gamma}_{01}^2 \sqrt{1 - |\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_1 \ell} \\
\underline{Q}_2 &= \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{01}^2 \underline{\Gamma}_{22}\, e^{-j2\beta_{12} \ell}
\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Schleifen:

$$\left.\begin{aligned}
\underline{K}_1^{(1)} &= \underline{\Gamma}_{11} \sqrt{1 - |\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_1 \ell} \\
\underline{K}_2^{(1)} &= \underline{\Gamma}_{22} \sqrt{1 - |\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2 \ell} \\
\underline{K}_3^{(1)} &= \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{11} \underline{\Gamma}_{22}\, e^{-j2\beta_{12} \ell} \\
\underline{K}_1^{(2)} &= \underline{\Gamma}_{11} \underline{\Gamma}_{22} (1 - |\underline{k}|^2)\, e^{-j(\beta_1 + \beta_2)\ell}
\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Damit ergibt sich für den Eigenreflexionsfaktor des Wellentyps 1:

$$\underline{R}_1 = \underline{\Gamma}_{11} + \frac{\underline{Z}_1}{\underline{N}_1} \tag{5}$$

$$\underline{Z}_1 = \underline{\Gamma}_{01}^2 \sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_1 \ell}\left(1-\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2 \ell}\right) + \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{01}^2 \underline{\Gamma}_{22}\, e^{-j2\beta_{12}\ell}$$

$$\underline{N}_1 = \left(1-\underline{\Gamma}_{11}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_1 \ell}\right)\left(1-\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2 \ell}\right) - \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{11}\underline{\Gamma}_{22}\, e^{-j2\beta_{12}\ell}$$

$$\frac{\underline{Z}_1}{\underline{N}_1} = \underline{\Gamma}_{01}^2 e^{-j\beta_1 \ell} \frac{\sqrt{1-|\underline{k}|^2} + \dfrac{\underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22}\, e^{-j(2\beta_{12}-\beta_1)\ell}}{1-\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2 \ell}}}{1-\underline{\Gamma}_{11} e^{-j\beta_1 \ell}\left[\sqrt{1-|\underline{k}|^2} + \dfrac{\underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22}\, e^{-j(2\beta_{12}-\beta_1)\ell}}{1-\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2 \ell}}\right]} \tag{6}$$

Es wird eine Raumharmonischenentwicklung des Eigenreflexionsfaktors durchgeführt:

$$\frac{\underline{Z}_1}{\underline{N}_1} = \underline{\Gamma}_{01}^2 e^{-j\beta_1 \ell}\left[\sqrt{1-|\underline{k}|^2} + \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22}\, e^{-j(2\beta_{12}-\beta_1)\ell} \sum_{\mu=0}^{\infty}\left(\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2 \ell}\right)^{\mu}\right] \cdot$$

$$\cdot \sum_{\nu=0}^{\infty}\left\{\underline{\Gamma}_{11} e^{-j\beta_1 \ell}\left[\sqrt{1-|\underline{k}|^2} + \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22}\, e^{-j(2\beta_{12}-\beta_1)\ell} \sum_{\varrho=0}^{\infty}\left(\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2 \ell}\right)^{\varrho}\right]\right\}^{\nu} \tag{7}$$

Da die Kopplungsfaktoren kleine Größen sind, werden alle Glieder mit $\underline{k}^{\tau}$ für $\tau > 2$ vernachlässigt. Damit werden alle Rekonversionsglieder erfaßt, nicht jedoch solche Anteile, die die Rückwirkung durch mehrmaligen Typwechsel der Energie beschreiben. Damit wird Gl. (7) vereinfacht:

$$\frac{\underline{E}_1}{\underline{N}_1} = \underline{\Gamma}_{01}^{2} e^{-j\beta_1 \ell}\Big[\sqrt{1-|\underline{k}|^2} + \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22} e^{-j(2\beta_{12}-\beta_1)\ell} \sum_{\mu=0}^{\infty}\Big(\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2\ell}\Big)^{\mu}\Big] \cdot$$

$$\cdot \sum_{\nu=0}^{\infty} \underline{\Gamma}_{11}^{\nu} e^{-j\nu\beta_1\ell}\Big[\Big(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\Big)^{\nu} + \nu\Big(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\Big)^{\nu-1} \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22} e^{-j(2\beta_{12}-\beta_1)\ell} \sum_{\varrho=0}^{\infty}\Big(\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\, e^{-j\beta_2\ell}\Big)^{\varrho}\Big]$$

$$= \underline{\Gamma}_{01}^{2} e^{-j\beta_1\ell}\Big[\sqrt{1-|\underline{k}|^2} \sum_{\nu=0}^{\infty}\Big(\underline{\Gamma}_{11} e^{-j\beta_1\ell}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\Big)^{\nu}$$

$$+ \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22} e^{-j(2\beta_{12}-\beta_1)\ell} \sum_{\nu=0}^{\infty}\Big(\underline{\Gamma}_{11} e^{-j\beta_1\ell}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\Big)^{\nu} \sum_{\mu=0}^{\infty}\Big(\underline{\Gamma}_{22} e^{-j\beta_2\ell}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\Big)^{\mu}$$

$$+ \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22} e^{-j(2\beta_{12}-\beta_1)\ell} \sum_{\nu=0}^{\infty}\nu\Big(\underline{\Gamma}_{11} e^{-j\beta_1\ell}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\Big)^{\nu} \sum_{\varrho=0}^{\infty}\Big(\underline{\Gamma}_{22} e^{-j\beta_2\ell}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\Big)^{\varrho}$$

(8

Die m-te Harmonische des Wellentyps 1 ist nun gegeben durch alle Anteile, die als Amplituden von

$$e^{-j(p\beta_1 + q\beta_2 + r\beta_{12})\ell} \quad ; \quad p + q + r = m$$

auftreten. Somit erscheint folgende Raumharmonischenreihe nach Gl. (8)

m=0

$$R_{10} = |\underline{\Gamma}_{11}| \tag{9}$$

m=1 1. Glied: $\nu = 0$; 2. und 3. Glied entfällt

$$R_{11} = |\underline{\Gamma}_{01}|^2 \sqrt{1 - |\underline{k}|^2} \tag{10}$$

m=2 1. Glied: $\nu = 1$; 2. und 3. Glied: $\nu = 0$
$\mu = \varrho = 0$

$$R_{12} = |\underline{\Gamma}_{01}|^2 \left| (1 - |\underline{k}|^2)\underline{\Gamma}_{11} + \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22} e^{-j\psi_1} \right|$$

$$\psi_1 = 2(\beta_{12} - \beta_1)\ell \tag{11}$$

m=3 1. Glied: $\nu = 2$; 2. und 3. Glied:
$\nu = 1$; $\mu = \varrho = 0$
$\nu = 0$; $\mu = \varrho = 1$

$$R_{13} = |\underline{\Gamma}_{01}|^2 \sqrt{1 - |\underline{k}|^2} \left| (1 - |\underline{k}|^2)\underline{\Gamma}_{11}^2 + 2\underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22}\underline{\Gamma}_{11} e^{-j\psi_1} + \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22}^2 e^{-j(\psi_1 + \chi_1)} \right|$$

$$\chi_1 = (\beta_2 - \beta_1)\ell \tag{12}$$

Allgemein gilt für die m - te Raumharmonische des Wellentyps 1:

$$R_{1m} = |\underline{\Gamma}_{01}|^2 \left(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{m-2} \Bigg| \underline{\Gamma}_{11}^{\,m-1}(1-|\underline{k}|^2) + \underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22} e^{-j\psi_1} \sum_{\tau=2}^{m} (1+m-\tau) \underline{\Gamma}_{11}^{\,m-\tau} \left(\underline{\Gamma}_{22} e^{-j\chi_1}\right)^{\tau-2} \Bigg| \tag{13}$$

$$R_{1m} = |\underline{\Gamma}_{01}|^2 \left(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{m-2} \Bigg| \underline{\Gamma}_{11}^{\,m-1}(1-|\underline{k}|^2) + \frac{\underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{22} e^{-j\psi_1}}{\underline{\Gamma}_{22} e^{-j\chi_1} - \underline{\Gamma}_{11}} \sum_{p=1}^{m-1} \underline{\Gamma}_{11}^{\,(m-1-p)} \left[\left(\underline{\Gamma}_{22} e^{-j\chi_1}\right)^p - \underline{\Gamma}_{11}^{\,p}\right] \Bigg| \tag{14}$$

b) <u>Reflexion des Wellentyps 2</u>

Wegen der Symmetrie des Ersatzschaltbildes müssen in Gl. (7) und (14) nur die Indizes vertauscht werden. Damit ergibt sich für die m - te Raumharmonische des Wellentypes 2:

$$R_{2m} = |\underline{\Gamma}_{02}|^2 \left(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{m-2} \Bigg| \underline{\Gamma}_{22}^{\,m-1}(1-|\underline{k}|^2) + \frac{\underline{k}^2 \underline{\Gamma}_{11} e^{-j\psi_2}}{\underline{\Gamma}_{11} e^{-j\chi_2} - \underline{\Gamma}_{22}} \sum_{p=1}^{m-1} \underline{\Gamma}_{22}^{\,(m-1-p)} \left[\left(\underline{\Gamma}_{11} e^{-j\chi_2}\right)^p - \underline{\Gamma}_{22}^{\,p}\right] \Bigg| \tag{15}$$

Darin bedeuten

$$\psi_2 = 2(\beta_{12} - \beta_2)\ell \quad ; \quad \chi_2 = (\beta_1 - \beta_2)\ell$$

4.) Wellentypkopplung

Die Pfad-Schleifenregel liefert nach Bild 2 den Pfad

$\underline{Q}_1 = \underline{\Gamma}_{01}\underline{\Gamma}_{02}\underline{k}\, e^{-j\beta_{12}\ell}$ für den Energietransport zwischen den Wellentypen. Die Schleifen ergeben sich wie bei den Reflexionsfaktoren. Der Übertragungsfaktor zwischen den Wellentypen lautet somit:

$$\underline{T}_{12} = \frac{\underline{\Gamma}_{01}\underline{\Gamma}_{02}\underline{k}\, e^{-j\beta_{12}\ell}}{\left(1-\underline{\Gamma}_{11}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\,e^{-j\beta_1\ell}\right)\left(1-\underline{\Gamma}_{22}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\,e^{-j\beta_2\ell}\right)-\underline{k}^2\underline{\Gamma}_{11}\underline{\Gamma}_{22}e^{-j2\beta_{12}\ell}} \tag{16}$$

Wegen der Vernachlässigung aller Glieder mit $\underline{k}^\tau$, $\tau > 2$, führt die Raumharmonischenentwicklung auf:

$$\underline{T}_{12} = \underline{\Gamma}_{01}\underline{\Gamma}_{02}\underline{k}\, e^{-j\beta_{12}\ell}\sum_{\nu=0}^{\infty}\left(\underline{\Gamma}_{11}e^{-j\beta_1\ell}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{\nu}\cdot \sum_{\mu=0}^{\infty}\left(\underline{\Gamma}_{22}e^{-j\beta_2\ell}\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{\mu} \tag{17}$$

Hieraus läßt sich eine Raumharmonischenreihe ableiten:

$m = 1$

$$T_{12,1} = |\underline{\Gamma}_{01}||\underline{\Gamma}_{02}||\underline{k}| \tag{18}$$

$m = 2$

$$T_{12,2} = |\underline{\Gamma}_{01}||\underline{\Gamma}_{02}||\underline{k}|\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\left|\underline{\Gamma}_{11} + \underline{\Gamma}_{22}e^{-j\chi_1}\right| \tag{19}$$

m - te Raumharmonische:

$$T_{12,m} = |\underline{r}_{01}||\underline{r}_{02}||\underline{k}|\left(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{m-1}\left|\sum_{\tau=0}^{m-1} \underline{r}_{11}^{\tau}\left(\underline{r}_{22}\, e^{-j\chi_1}\right)^{m-1-\tau}\right| \qquad (20)$$

5) <u>Ausgangsleistungen der Einzelkoppler in der Kette</u>

Das Ersatzschaltbild des Reflexionsresonators an einer Zweiwellentypleitung wurde als Hilfsmittel zur Berechnung der Kettenschaltung gewählt. Die Eigenreflexionsfaktoren und Rückwärtsanregungen beschreiben hier das kollektive Verhalten einer Richtkopplerkette mit unendlich vielen Gliedern. Der Eigenreflexionsfaktor eines Wellentyps i gibt die Summe aller Übertragungsfaktoren vom Sendepunkt vor dem 1. Koppler zum Wellentyp i aller nachfolgenden Ausgänge einer unendlich langen Kette an. Ebenso erklärt der Übertragungsfaktor zwischen den Wellentypen i und j des Ersatzresonators die Summe aller Übertragungsfaktoren vom Wellentyp i am Sendepunkt zum Wellentyp j aller nachfolgenden Ausgänge.
Die Übertragungsfaktoren zu den Einzelausgängen gewinnt man nun durch Beschreibung der Wellenausbreitung auf der Kette mit Raumharmonischen. Die Glieder einer Kette, bestehend aus Koppler und Verbindungsfaser, definieren die Grundwelle der Raumharmonischenentwicklung für jeden Wellentyp i. Der Übergang von der kollektiven Beschreibung z.B. durch Gl. (6) zur Reihendarstellung durch Gl. (7) gibt deshalb die Auflösung in die unendlich lange Kette, die nach dem letzten Glied durch vollständige Absorption nachgebildet wird. Somit entspricht jeder Raumharmonischen ein Übertragungsfaktor zu einem bestimmten Richtkopplerausgang.
Die Gl. (14), (15) und (20) enthalten Phasenwinkel ψ und χ, die die phasenrichtige Addition der Einzelwege des Signals bei Transmission, Konversion und Rekonversion vorschreiben.

Sie entstehen beim Transport mit verschiedenen Phasengeschwindigkeiten. Weitere Phasenverschiebungen ergeben sich aus den komplexen Transmissionsfaktoren der Wellentypen in den Kopplern.
Da die weitere Behandlung der Wellenausbreitung mit diesen Gleichungen eine genaue Kenntnis der Phasen der Einzelelemente voraussetzt, die auch im Experiment schwer zu reproduzieren sein dürften, sollen die Gl. (14), (15) und (20) durch folgende Annahmen vereinfacht werden:

a) Die Wellentypen haben am Sendepunkt statistisch verteilte Phasen. Somit sind die durch Transmission und Rekonversion zum Empfangspunkt gelangenden Amplituden von den Konversionsanteilen statistisch unabhängig /7/.

b) Die Differenzphasen der Typen auf den Verbindungsfasern haben eine konstante Wahrscheinlichkeitsverteilung zwischen den Werten 0 und 2π. Bei der Berechnung der transportierten Leistungen mittels der Gleichungen (13) bis (20) nehmen daher die gemischten Glieder der Einzelanteile den Erwartungswert 0 an. Die Gesamtleistung berechnet sich daher aus den Quadraten der Einzelglieder.

Die Raumharmonischen des stationären Rechenmodells bedeuten:

R_{i0} = Eigenreflexionsfaktor des am Speisekoppler n=1 eingespeisten Wellentyps i.

R_{i1} = Transmissionsfaktor des Wellentyps i zum Ausgang des nachfolgenden Richtkopplers n=2

R_{im} = Transmissionsfaktor des Wellentyps i zum Ausgang des Richtkopplers n=m+1.

$T_{ij,m}$ = Transmissionsfaktor des Wellentyps i zum Wellentyp j am Ausgang des Richtkopplers n=m+1

Die physikalische Bedeutung der Einzelglieder in den Gl. (14), (15) und (20) ist bei Berücksichtigung der Annahmen über

die Phasen aus den transportierten Leistungen zu ersehen:

a) Transmission des Wellentyps i vom Sendepunkt zum Koppler n= m+1:

$$P_{Ti} = |\underline{\Gamma}_{0i}|^4 \left(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{2m} |\underline{\Gamma}_{ii}|^{2(m-1)} \tag{21}$$

b) Konversion des Typs i zum Typ j zwischen Sendepunkt und Koppler n= m+1:

$$P_{Kij} = |\underline{\Gamma}_{0i}|^2 |\underline{\Gamma}_{0j}|^2 |\underline{k}|^2 \left(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{2(m-1)} \sum_{\tau=0}^{m-1} |\underline{\Gamma}_{ii}|^{2\tau} |\underline{\Gamma}_{jj}|^{2(m-1-\tau)} \tag{22}$$

c) Rekonversion des Typs i bei Verkopplung mit Typ j :

$$P_{Rij} = |\underline{\Gamma}_{0i}|^4 \left(\sqrt{1-|\underline{k}|^2}\right)^{2(m-2)} \frac{|\underline{k}|^4 |\underline{\Gamma}_{jj}|^2}{|\underline{\Gamma}_{jj}|^2 - |\underline{\Gamma}_{ii}|^2} \sum_{p=1}^{m-1} |\underline{\Gamma}_{ii}|^{2(m-1-p)} \left(|\underline{\Gamma}_{jj}|^2 - |\Gamma_{ii}|^2\right) \tag{23}$$

Zur Berechnung der Ausgangsleistung der Kettenglieder wird eine gleichmäßige Verteilung der Sendeleistung auf die Wellentypen angesetzt. Dann kann das Verhältnis der Gesamtleistung des Wellentyps i vom Kopplerausgang m zur Leistung eines Wellentyps am Sendepunkt angegeben werden.

Die Summation von Transmission, Konversion und Rekonversion ergibt für N Wellentypen:

$$\left(\frac{P_{Gam}}{P_{Ge1}}\right)_i = P_{Ti} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} \left(P_{Kij} + P_{Rij}\right) \tag{24}$$

Die Einzelglieder von Gl. (24) müssen in dieser Form den durch Wellentypkopplung hervorgerufenen Gesamtverlust des Typs i auf den Verbindungsleitungen enthalten.

6) Der Multimodeinterferenzkoppler

An der Koppelstelle wird in den Strang der Gradientenfaser durch Schweißung ein Stück mit Stufenprofil eingesetzt. Dazu parallel geführt wird eine identische Faser, an die wiederum das Gradientenprofil angeschweißt wird. Das Übertragungsverhalten eines derartigen Multimodekopplers läßt sich mit einer Theorie von Ogawa /8/ berechnen. Da die Theorie auch die unterschiedliche Überkopplung der einzelnen Wellentypen beschreibt, kann das Zusammenspiel derartiger Koppler in einer Reihenschaltung simuliert werden.
Bild 3 zeigt die Kerne der Stufenfasern, die allseitig von einem weitausgedehnten Mantelmedium umgeben sind. Aus /1/ und /8/ geht hervor, daß für $d \gg 2a$ eine sehr stark bevorzugte Überkopplung von Wellentypen mit hohem Index auftritt. Bei $d = 2a$ ist dieser Effekt nicht so ausgeprägt.

Die Modenüberkopplung reagiert jedoch empfindlich auf kleine Abweichungen von d = 2a. Numeriert man die Wellentypen $\dot{\nu}$ in der Reihenfolge der Phasengeschwindigkeit $HE_{11\parallel}$, $HE_{11\perp}$, $HE_{21\parallel}$, $HE_{21\perp}$, TM_{01}, TE_{01}, $HE_{31\parallel}$ usw, so liefern die gekoppelten Differentialgleichungen die zwischen den Fasern übergekoppelte Leistung:

$$\left(\frac{P_{Ban}}{P_{Aen}}\right)_{\dot{\nu}} = \sin^2 |\bar{c}_{\dot{\nu}}| z \tag{25}$$

Der mittlere Kopplungskoeffizient pro Längeneinheit $|\bar{c}_{\dot{\nu}}|$ beträgt für d = 2a:

$$|\bar{c}_{\dot{\nu}}| = \frac{2^{1/4}\,\Delta^{1/4}}{\sqrt{\pi\beta n_0}\,a^{3/2}}\left(\frac{\dot{\nu}}{N}\right)\left(1-\frac{\dot{\nu}}{N}\right)^{1/4} \tag{26}$$

Die Zahl der im Kopplungsbereich ausbreitungsfähigen Moden je Faser ergibt sich zu:

$$N = a^2\beta^2 n_0^2 \Delta \tag{27}$$

Gl. (25) beschreibt die Überkopplung zwischen identischen Moden mit dem Index $\dot{\nu}$. Die Überkopplung zwischen Moden mit unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit wird als vernachlässigbar angenommen. Damit hat für einen verlustlosen Koppler das Signalflußdiagramm nach Bild 1 Gültigkeit. Die Streumatrixelemente des Diagramms lauten:

$$|\underline{r}_{o\dot{\nu}}| = \sqrt{\left(\frac{P_{Ban}}{P_{Aen}}\right)_{\dot{\nu}}} = |\sin |\bar{c}_{\dot{\nu}}| z| \tag{28}$$

$$|\Gamma_{\dot{\nu}\dot{\nu}}| = \sqrt{\left(\frac{P_{Ban}}{P_{Ben}}\right)_{\dot{\nu}}} = \sqrt{1 - \left(\frac{P_{Ban}}{P_{Aen}}\right)_{\dot{\nu}}}$$

$$= \left| \cos |\bar{c}_{\dot{\nu}}| z \right| \tag{29}$$

Rückwärtsanregungen und Reflexionen sind vernachlässigbar. Durch Vorgabe der Kopplergeometrie können somit sehr unterschiedliche Wellentypüberkopplungen erzielt werden.

7) Ketten von Multimodeinterferenzkopplern ohne Modenmischung

Multimodekoppler mit vorgegebener Geometrie sollen zu Ketten zusammengefügt werden.
An dem Zahlenbeispiel:
$\Delta = 0{,}00235$; $\lambda = 0{,}633\,\mu$; $n_0 = 1{,}457$;
$a = 12{,}1031\,\mu$; $d = 2a$
wird die Modenleistung an den Kopplerausgängen, der Einfluß der Kopplerlänge, die Wirkung der Wellentypverkopplung auf den Verbindungsfasern und der Dämpfungsverlauf mit wachsender Kettenlänge untersucht.
Bild 4 zeigt das Prinzipschaltbild der Multimodekopplerkette.
Am 1. Koppler werden die Wellentypen $\dot{\nu}$ mit der Leistung $(P_{Be1})_{\dot{\nu}}$ eingespeist. Diese ist für alle Sendetypen gleich groß.
Somit ergibt sich obiges Beispiel:

$$\left(\frac{P_{Ban}}{P_{Be1}}\right)_{\dot{\nu}} = \sin^4 |\bar{c}_{\dot{\nu}}| z \cdot \cos^{2(n-2)} |\bar{c}_{\dot{\nu}}| z \tag{30}$$

$$|\bar{c}_{\dot{\nu}}| = 0{,}0009225433 \left(\frac{\dot{\nu}}{N}\right)\left(1 - \frac{\dot{\nu}}{N}\right)^{1/4} \quad [\mu^{-1}] \tag{31}$$

Aus Bild 5 ist die Leistung der Einzeltypen φ am Ausgang des Kopplers n zu entnehmen, wenn keine Kopplung der Wellentypen auf den Verbindungsfasern auftritt.
Entsprechend der bevorzugten Überkopplung von Typen höherer Ordnung werden diese zu benachbarten Kopplern besonders gut übertragen. Mit wachsender Zahl von Auskoppelelementen zwischen Eingangs- und Ausgangskoppler verarmen diese Wellentypen jedoch sehr schnell, so daß der Energietransport von Typen mit niedriger Ordnungszahl übernommen wird. Beim Koppler n = 30 enthält nur noch die untere Hälfte des Modenspektrums die Signalleistung. Dieser Effekt wird immer stärker mit wachsender Kopplerlänge. Bei 1 mm Kopplerlänge ist am Ausgang des 10. Kopplers die Leistung gleichmäßig auf die obere Hälfte des Modenspektrums verteilt, während für 2 mm Kopplerlänge am 10. Koppler nur noch der untere Teil die Energie trägt.
Den Einfluß kürzerer und längerer Koppler ersieht man aus den Bildern 7 und 8, wo die Ausgangsleistung des 30. Kopplers aufgetragen ist. Besonders dämpfungsarm verhalten sich Kopplerketten mit kleinem β . Große Kopplerlängen haben enge Modenspektren, die nur wenig Energie weiterleiten.
Den Abfall der Leistung längs der Koppelkette erkennt man in Bild 9. Moden mit hoher Ornungszahl werden stark gedämpft. Da die Wellentypen niedriger Ordnung schwach gedämpft werden, wird die Gesamtdämpfung pro Kettenglied mit wachsender Entfernung vom Sendepunkt immer kleiner. Der Mittelwert der Modenleistungen an den Kopplerausgängen fällt deshalb gemäß Bild 9 immer langsamer ab.

8) Ketten von Multimodeinterferenzkopplern mit Modenmischung auf den Verbindungsfasern

Zur möglichst allgemeinen Beschreibung der Verkopplung auf den Verbindungsleitungen wird ein Typ i mit dem Typ j mittels des Kopplungsfaktors $\underline{k}_{ij}$ verbunden. Unter Verwendung der Beziehung

$$\sum_{\tau=0}^{m-1} |\underline{\Gamma}_{ii}|^{2\tau} |\underline{\Gamma}_{jj}|^{2(m-1-\tau)} = \frac{|\underline{\Gamma}_{ii}|^{2(m-1)} - |\underline{\Gamma}_{jj}|^{2(m-1)}}{|\underline{\Gamma}_{ii}|^{2} - |\underline{\Gamma}_{jj}|^{2}} \tag{32}$$

und Gl. (21), (22), (28), (29) sowie n = m+1 erhält man eine neue Leistungsverteilung der Wellentypen am Ausgang des Kopplers n. Wegen einer gleichmäßigen Verteilung der Sendeleistung auf Wellentypen mit statistisch verteilten Phasen ergibt sich:

$$\left(\frac{P_{Ban}}{P_{Ge1}}\right)_i = \sin^4 |\bar{c}_i| z \left(1 - \sum_{\substack{\mu=1\\ \mu\neq i}}^{M} |\underline{k}_{i\mu}|^2\right)^{n-1} \cos^{2(n-2)} |\bar{c}_i| z$$

$$\cdot \left[1 + \frac{1}{1 - \sum\limits_{\substack{\mu=1\\ \mu\neq i}}^{M} |\underline{k}_{i\mu}|^2} \sum_{\substack{\mu=1\\ \mu\neq i}}^{M} |\underline{k}_{i\mu}|^2 \left(\frac{\sin|\bar{c}_\mu| z}{\sin|\bar{c}_i| z}\right)^2 \frac{1 - \left(\frac{\cos|\bar{c}_\mu| z}{\cos|\bar{c}_i| z}\right)^{2(n-1)}}{1 - \left(\frac{\cos|\bar{c}_\mu| z}{\cos|\bar{c}_i| z}\right)^2} \right.$$

$$\left. + \sum_{\substack{\mu=1\\ \mu\neq i}}^{M} |\underline{k}_{i\mu}|^4 \left(\frac{\cos|\bar{c}_\mu| z}{\cos|\bar{c}_i| z}\right)^2 \sum_{p=1}^{n-2} \frac{1 - \left(\frac{\cos|\bar{c}_\mu| z}{\cos|\bar{c}_i| z}\right)^{2p}}{1 - \left(\frac{\cos|\bar{c}_\mu| z}{\cos|\bar{c}_i| z}\right)^2} \right]$$

(33)

Die drei Glieder in der eckigen Klammer sind in der Reihenfolge Transmission, Konversion und Rekonversion aufgeschrieben. Gl. (33) beschreibt die Verkopplung aller Typen innerhalb einer Menge M von Typen mit einer jeweiligen Bewertung durch $\underline{k}_{i\mu}$. Die Gleichung enthält keine Kopplungsglieder höherer Ordnung als die direkte Rekonversion, da diese vernachlässigbar klein werden.
Um den Einfluß der Modenmischung quantitativ zu erfassen, wird das gesamte Modenspektrum in zehn Teile geteilt, so daß alle Moden im Bereich von i/N und $i/N + 0{,}1$ einer Gruppe angehören. Die erste Modengruppe liegt somit zwischen $i/N = 0$ und $i/N = 0{,}1$ und die letzte zwischen $i/N = 0{,}9$ und $i/N = 1{,}0$. Als repräsentativ für die Modengruppe werden die Ausbreitungsbedingungen am unteren Rand des Bereichs angenommen. Weiterhin wird eine wellentypunabhängige Kopplung eingeführt, bei der also jede Gruppe mit jeder anderen Gruppe über ein gleichgroßes $|\underline{k}| = |\underline{k}_{i\mu}|$ verbunden ist.

Der Einfluß der Modenmischung wird besonders deutlich, wenn entsprechend Bild 10 die Leistungsverteilung der Moden an den Kopplereingängen ausgerechnet wird. Gl (33) muß dann um den modenspezifischen Auskoppelfaktor bereinigt werden:

$$\left(\frac{P_{Aen}}{P_{Be1}}\right)_i = \frac{1}{\sin^2|\bar{c}_i|z}\left(\frac{P_{Ban}}{P_{Be1}}\right)_i \qquad (34)$$

Bild 10 kann somit als eine durch Richtkoppler belastete Multimodeleitung mit Wellentypkopplung angesehen werden. Dabei stellt die Kurve für n = 2 die Sendefunktion dar. Die Verläufe für $|\underline{k}|^2 = 0$ sind denen für $|\underline{k}|^2 = 0{,}01$ gegenübergestellt. Mit wachsendem n erkennt man einen allmählichen Aufbau von Feldern zwischen $\nu/N = 0$ und 0,1, die mit den Auskoppelzweigen in keinem Energieaustausch stehen. Dadurch erscheint in diesem Modenbereich zunächst eine niedrig gedämpfte Signalleitung. Durch die Verkopplung mit Wellentypen, die an die Ausgänge viel Energie verlieren, entsteht jedoch für diese Moden ein Verlust, der eine Gesamtdämpfung verursacht, der größer als für $|\underline{k}|^2 = 0$ ist. Die Form der Kurven mit Kopplung erinnern stark an Diffusionskurven, deren Schwänze in den Bereich hoher Modenordnung hineinragen. Die Bilder 11 und 12 zeigen für die Koppler n = 20 und n = 30 die Modeneingangsleistung aufgeteilt in Transmission mit Konversion und Rekonversion. In Bild 13 ist die Modenausgangsleistung aufgetragen.

9) Ketten von Richtkopplern mit wellentypunabhängiger Überkopplung

Durch Grenzwertbildung von Gl. (33) zu wellentypunabhängiger Überkopplung am Abzweig erkennt man, daß die durch Wellentypkopplung entstehende Zusatzdämpfung verschwindet, wenn das Rekonversionsglied vernachlässigt wird:

$$\lim_{c_\mu \to c_\nu} \left(\frac{P_{Ban}}{P_{Be1}}\right)_\nu = \sin^4 |\bar{c}_\nu| z \cos^{2(n-2)} |\bar{c}_\nu| z \tag{35}$$

Die wellentypunabhängige Überkopplung, etwa in Form des Spiegelkopplers /2/, ist daher für Kopplerketten besonders günstig.

10) Literatur

/1/ H. Kuwahara, J. Hamasaki, S. Saito — "Power Transfer of a Parallel Optical Fibre Directional Coupler" IEEE Trans. MTT 1975 p. 178

/2/ H. Kuwahara, J. Hamasaki, S. Saito — "A Semi-Transparent Mirror-Type Directional Coupler for Optical Fibre Applications" IEEE Trans. MTT 1975 p. 179

/3/ H.-H. Witte — "Optischer Abzweig für Multimode-Systeme" Übersetzung aus Optics Commun. Vol. 18, Nr. 4 1976 p. 559

/4/ R. Ulrich — "Integrated Optics" Vortrag auf der 3. ECOC, 1977

/5/ C. Stewart, W.J. Stewart — "Directional Couplers for Optical Fibre Communication Systems" Vortrag auf der 3. ECOC, 1977

/6/ B. Strebel — "Die Bandbreite eines H_{01}-Wellen-resonators, in dem mehrere Störwellentypen schwach gekoppelt sind" Technischer Bericht des HHI Nr. 112, 1969

/7/ D. Marcuse — "Theory of Dielectric Optical Waveguides" Academic Press New York, London 1974 Chapter 5: Coupled Power Theory

/8/ K. Ogawa "Simplified Theory of the Multimode Fiber Coupler" BSTJ, May - Juni 1977, p. 729

/9/ A. Fiebig "Lineare Signalflußdiagramme" AEÜ 1961, p. 285

/10/ H. Brand "Wellengrößen und Wellenmatrizen insbesondere für Mikrowellennetzwerke mit Vieltyp-Wellenleitern. AEÜ 1961, p. 48

/11/ S.F. Adam "Microwave Theory and Applications" Premtice - Hall Inc 1969

11. Liste der Symbole

a	Kernradius der Faser im Koppelbereich
$\underline{a}_i$	Zulaufende Wellengröße des Wellentyps i
$\underline{b}_i$	ablaufende Wellengröße des Wellentyps i
$\lvert\bar{c}_i\rvert$	mittlerer Kopplungskoeffizient pro Längeneinheit des Wellentyps i im Richtkoppler
d	Abstand der Kernmitten im Koppelbereich
$f(i/N)$	wellentypabhängige Transmissionsfunktion des Abzweigs
$g(i/N)$	wellentypabhängige Kopplungsfunktion des Abzweigs
$\underline{k}$; $\underline{k}_{ij}$	Kopplungsfaktor auf der Verbindungsfaser
l	Länge der Verbindungsfaser
n_0	Brechungsindex des Kerns im Koppelbereich
z	Länge des Koppelbereichs
$\underline{K}_\nu^{(\mu)}$	ν -te Schleife μ -ter Ordnung
M	Gesamtzahl verkoppelter Wellentypen
N	Gesamtzahl der Wellentypen
$\underline{N}_1$	Nennerfunktion
P_{Ben}	Leistung am Eingang des Kopplers n in Faser B
P_{Ban}	Leistung am Ausgang des Kopplers n in Faser B
P_{Aen}	Leistung am Eingang des Kopplers n in Faser A
P_{Aan}	Leistung am Ausgang des Kopplers n in Faser A
P_{Ti}	transmittierte Leistung des Wellentyps i
P_{Kij}	von Wellentyp i zu Wellentyp j konvertierte Leistung
P_{Rij}	rekonvertierte Leistung des Wellentyps i bei Kopplung mit Typ j

$P_{\nu rechts}$	nach rechts laufende Wirkleistung
$\underline{Q}_\nu$	Pfad ν
$\underline{R}_i$	Eigenreflexionsfaktor des Wellentyps i
R_{im}	m-te Raumharmonische von $\underline{R}_i$
$\underline{T}_{ij}$	Übertragungsfaktor zwischen den Wellentypen i und j
$T_{ij,m}$	m-te Raumharmonische von $\underline{T}_{ij}$
$\underline{Z}_q$	Zählerfunktion
β_i	Phasenkonstante des Wellentyps i
β_{ij}	mittlere Phasenkonstante einer Koppelstrecke
λ	Wellenlänge
ψ_ν, χ_ν	Differenzphasenwinkel
$\underline{\Gamma}_{0i}$	Streumatrixelement der Überkopplung des Wellentyps i zwischen den Fasern A und B des Kopplers
$\underline{\Gamma}_{ii}$	Streumatrixelement der Transmission des Wellentyps i durch Faser A oder B des Kopplers
Δ	relative Brechungsindexdifferenz zwischen Faserkern und umgebendem Mantelmedium

Die Indizes werden wahlweise mit i, m, n, p, q, r, μ, ν, ϱ und τ bezeichnet.

A N H A N G

Das Signalflußdiagramm /9/

Zu jedem linearen Netzwerk gibt es ein Signalflußdiagramm, ein fachwerkartiges Bild linearer Gleichungen. Es besteht aus Knoten und gerichteten Verbindungslinien. Die Knoten stellen die zu- und ablaufenden Wellengrößen $\underline{a}_\nu$ und $\underline{b}_\nu$ eines Wellentyps dar, deren Betrag durch die Wurzel der transportierten Wirkleistung angegeben werden kann.
Für die Wellengrößen werden feste Bezugsebenen in den Wellenleitern gegeben (Bild 14). Die Wellengrößen in den Eingangsbezugsebenen von Verzweigungen werden durch Streumatrixelemente $\underline{S}_{\mu\nu}$ miteinander verknüpft (Bild 15) /10/.
Das Signalflußdiagramm zur Verzweigung Bild 15 führt auf Bild 16, wenn der Graph

$$\underline{a}_\nu \xrightarrow{\underline{S}_{\mu\nu}} \underline{b}_\mu$$

mit der Beziehung

$$\underline{b}_\mu = \underline{a}_\nu \underline{S}_{\mu\nu}$$

gleichgesetzt wird. Zu beachten ist die Pfeilrichtung und die Indexreihenfolge. Mit dem Signalflußdiagramm lassen sich komplizierte Netzwerke übersichtlich darstellen. Das Diagramm beschreibt den Transport der Signalenergie durch die Schaltung in Pfeilrichtung. Es gilt im Frequenzbereich. Die Signalflußdiagramme der Leitungen und Verzweigungen werden in den Eingangsebenen zusammenzusammengefügt und sind deshalb im Diagramm des Gesamtnetzes unmittelbar zu erkennen. Ein Beispiel zeigt Bild 17 wo zwei Zweitore über eine Leitung der Länge ℓ zusammengeschaltet sind.

Die Rechenregeln zum Signalflußdiagramm ermöglichen die Bestimmung der Transmissionsfaktoren zwischen zwei Knoten, z.B. von $\underline{a}_1$ nach $\underline{b}_4$. Sie sind zusammengefaßt in der Pfad - Schleifenregel /11/:

$$\underline{T}_{q,s} = \frac{\sum_{\mu} \underline{Q}_{\mu} \left(1 - \sum \underline{K}_{\nu,\tau}^{(1)} + \sum \underline{K}_{\nu,\tau}^{(2)} - + \cdots\right.}{1 - \sum_{\nu} \underline{K}_{\nu}^{(1)} + \sum_{\nu} \underline{K}_{\nu}^{(2)} - + \cdots}$$

Darin bedeutet:

$\underline{T}_{q,s}$	Transmissionsfaktor von s nach q
$\underline{Q}_{\mu}$	Pfad μ von s nach q, d.h. Weg, der keinen Knoten zweimal durchläuft, bzw. Produkt der auf dem Weg hintereinanderliegenden $\underline{S}_{\mu\nu}$
$\underline{K}_{\nu}^{(1)}$	ν-te Schleife erster Ordnung, d.h. in sich geschlossener Weg, der keinen Knoten zweimal durchläuft
$\underline{K}_{\nu}^{(n)}$	ν-te Schleife n-ter Ordnung, d.h. das Produkt von n Schleifen erster Ordnung, die keinen gemeinsamen Knoten haben
$\underline{K}_{\nu,\tau}^{(n)}$	ν-te Schleife n-ter Ordnung, die das vor der Klammer stehende $\underline{Q}_{\mu}$ nicht berührt.

<u>Beispiel</u>:

Berechnung des Transmissionsfaktors von $\underline{a}_1$ nach $\underline{b}_4$ in Bild 17.

$$\underline{Q}_1 = \underline{S}_{21}\,\underline{S}_{43}\,e^{-j\beta\ell} \; ; \; \underline{K}_1^{(1)} = \underline{S}_{22}\,\underline{S}_{33}\,e^{-j2\beta\ell}$$

$$\underline{T}_{4,1} = \frac{\underline{S}_{21}\,\underline{S}_{43}\,e^{-j\beta\ell}}{1 - \underline{S}_{22}\,\underline{S}_{33}\,e^{-j2\beta\ell}}$$

Herrn Prof. G. Boerger und Herrn Dipl.-Ing. J. Bachus danke ich für die Diskussionen.

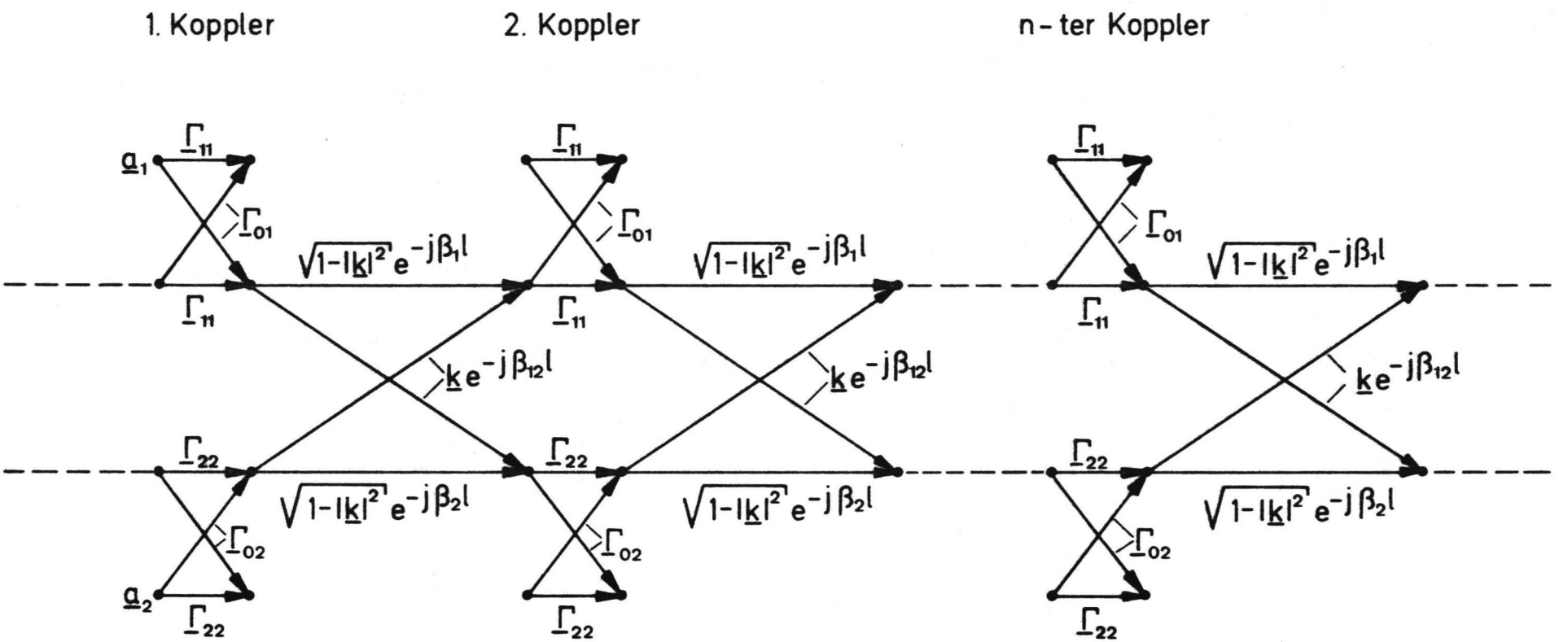


Bild 1: Signalflußdiagramm der Zweiwellentypleitung mit Verzweigungen

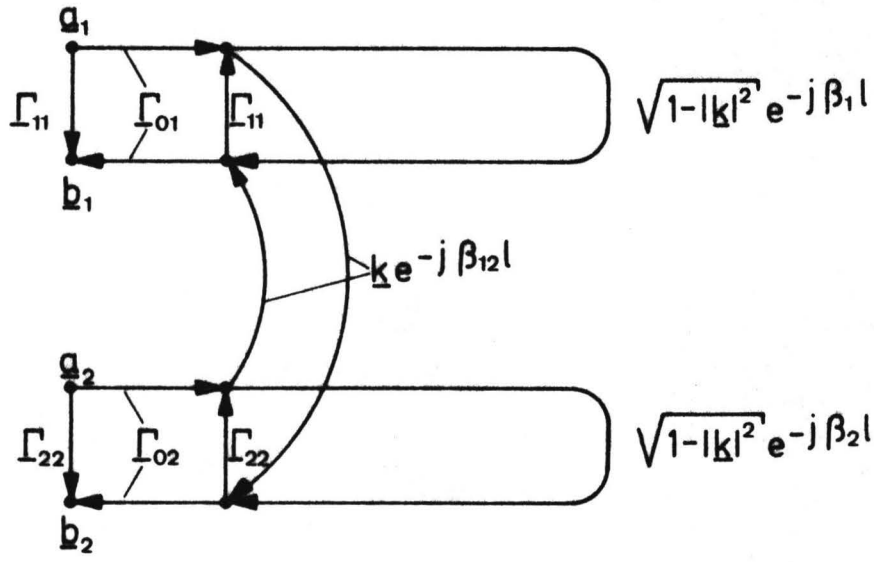


Bild 2: Signalflußdiagramm des äquivalenten Reflexionsresonators

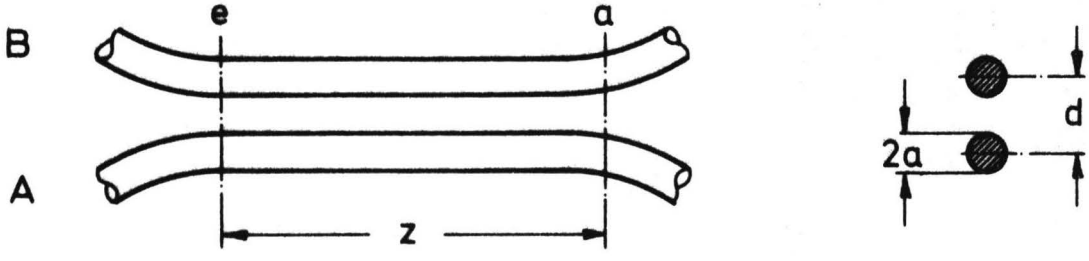


Bild 3: Multimoderichtungskoppler mit parallelen Stufenfasern

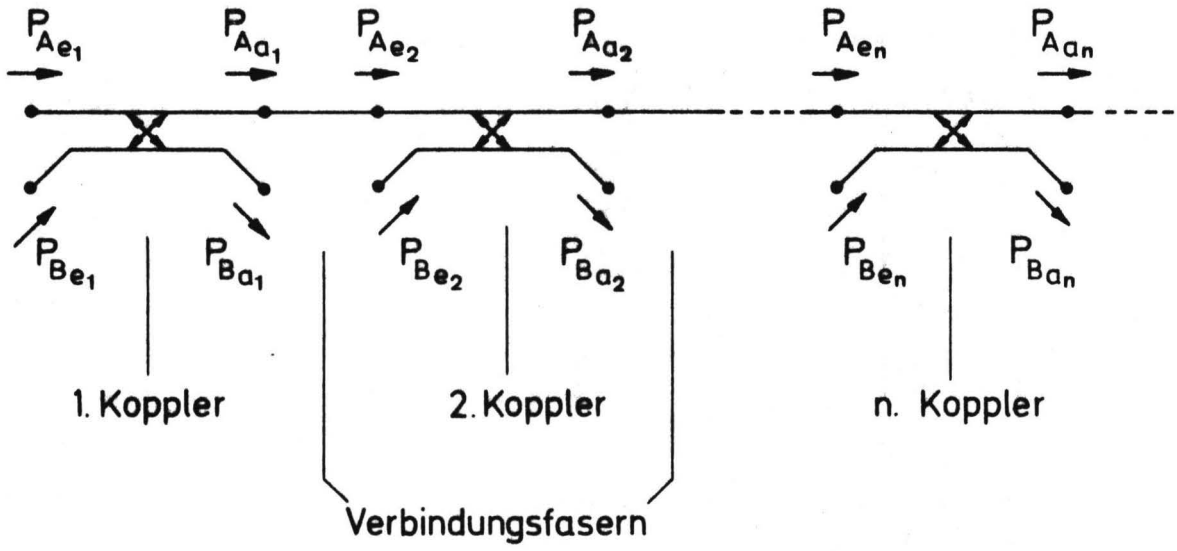


Bild 4: Multimodekopplerkette

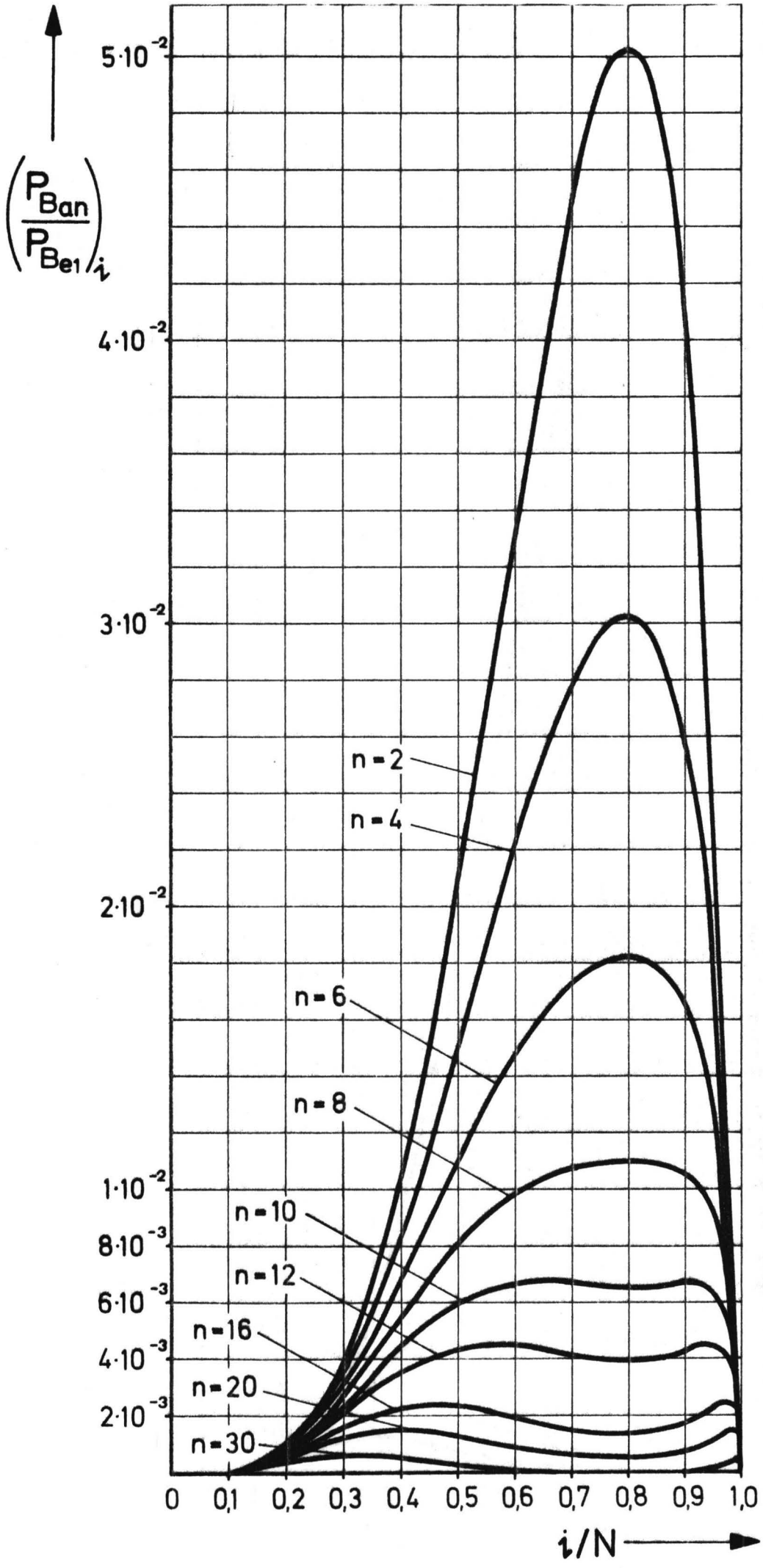


Bild 5:
Modenausgangs-
leistung
z = 1mm, k = 0

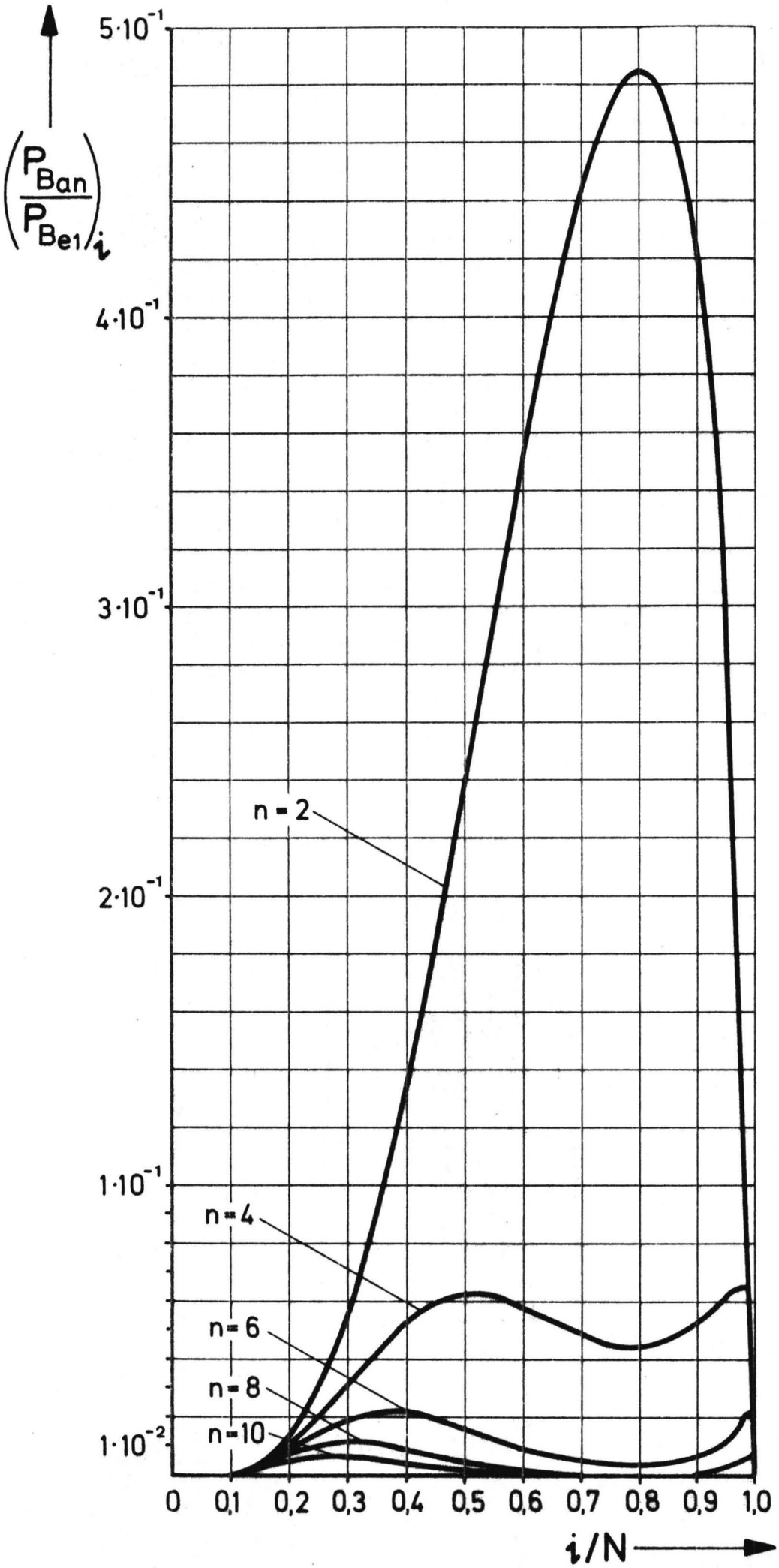


Bild 6:
Modenausgang
leistung
z = 2mm, k = 0

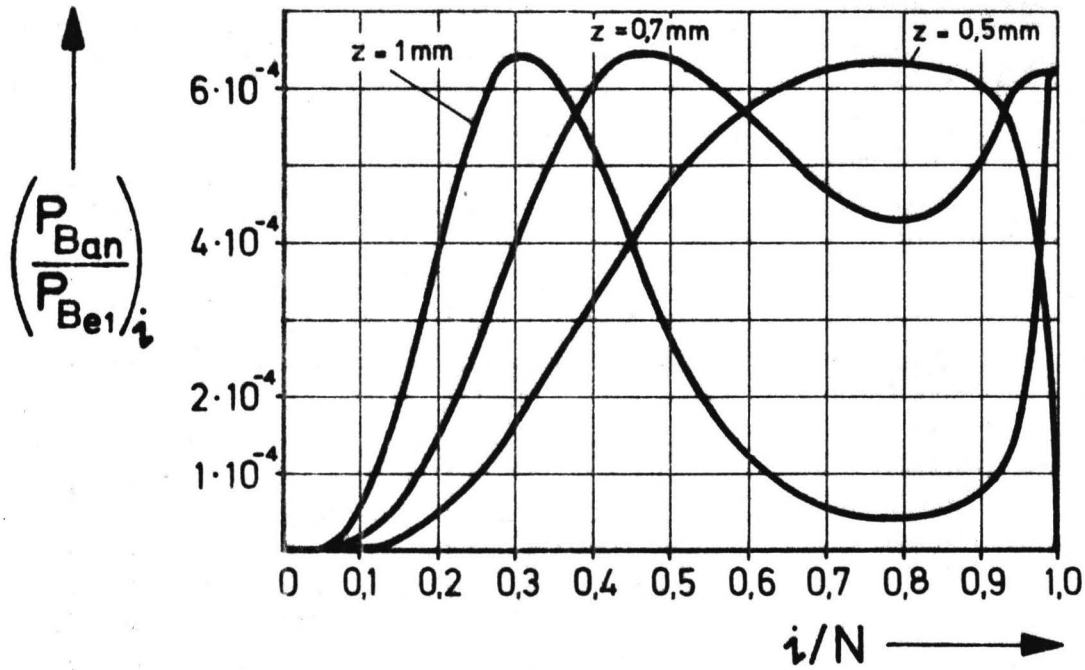


Bild 7: Modenausgangsleitung $n = 30$, $k = 0$
Parameter: Kopplerlänge z

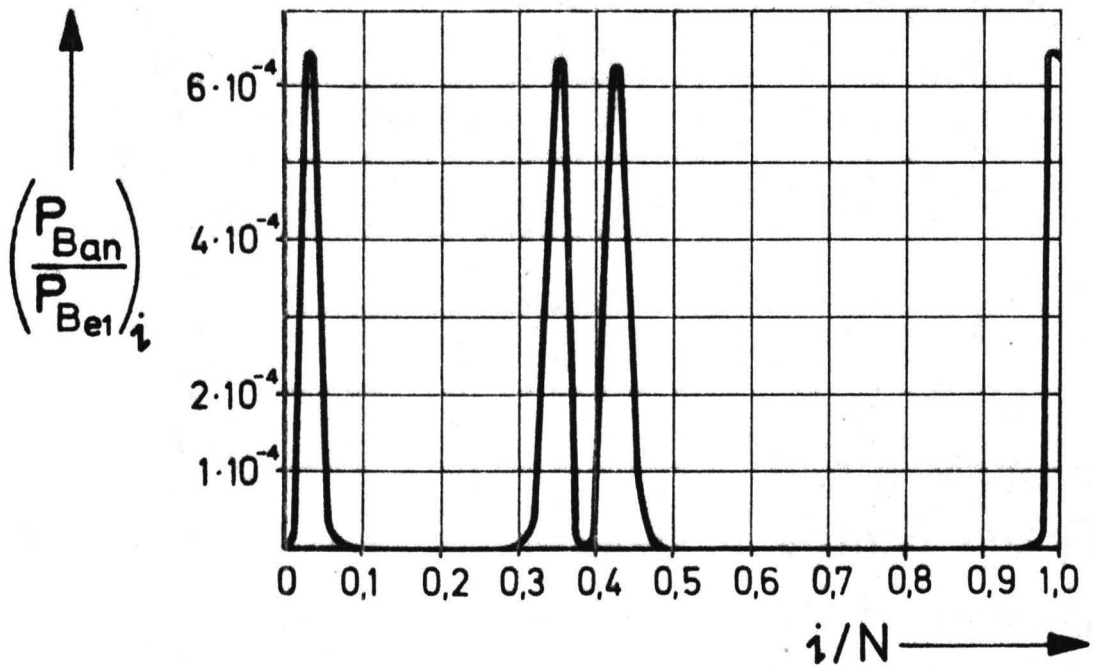


Bild 8: Modenausgangsleistung $n = 30$, $k = 0$
Kopplerlänge $z = 10$ mm

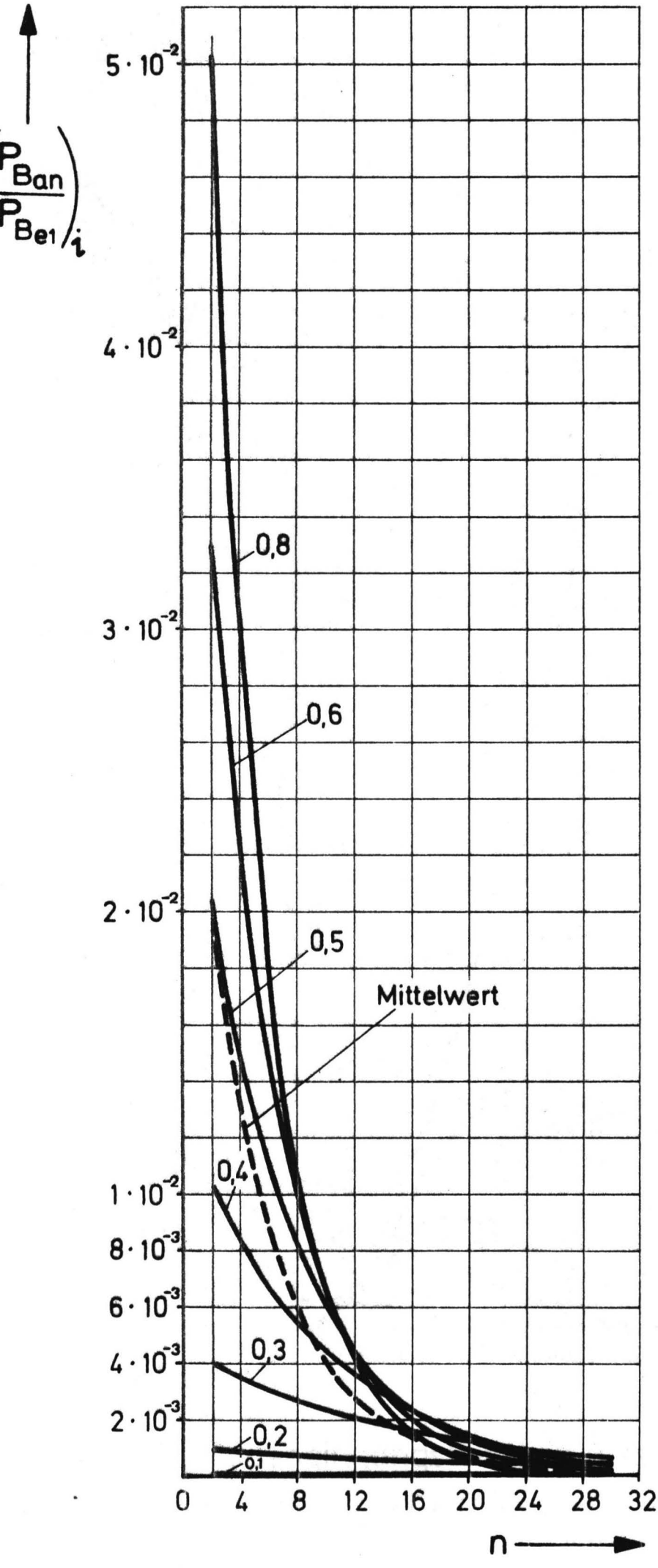


Bild 9: Modenausgangs
leistung als Funktion
der Kettenlänge. k = 0
Parameter: i/N; z=1mm

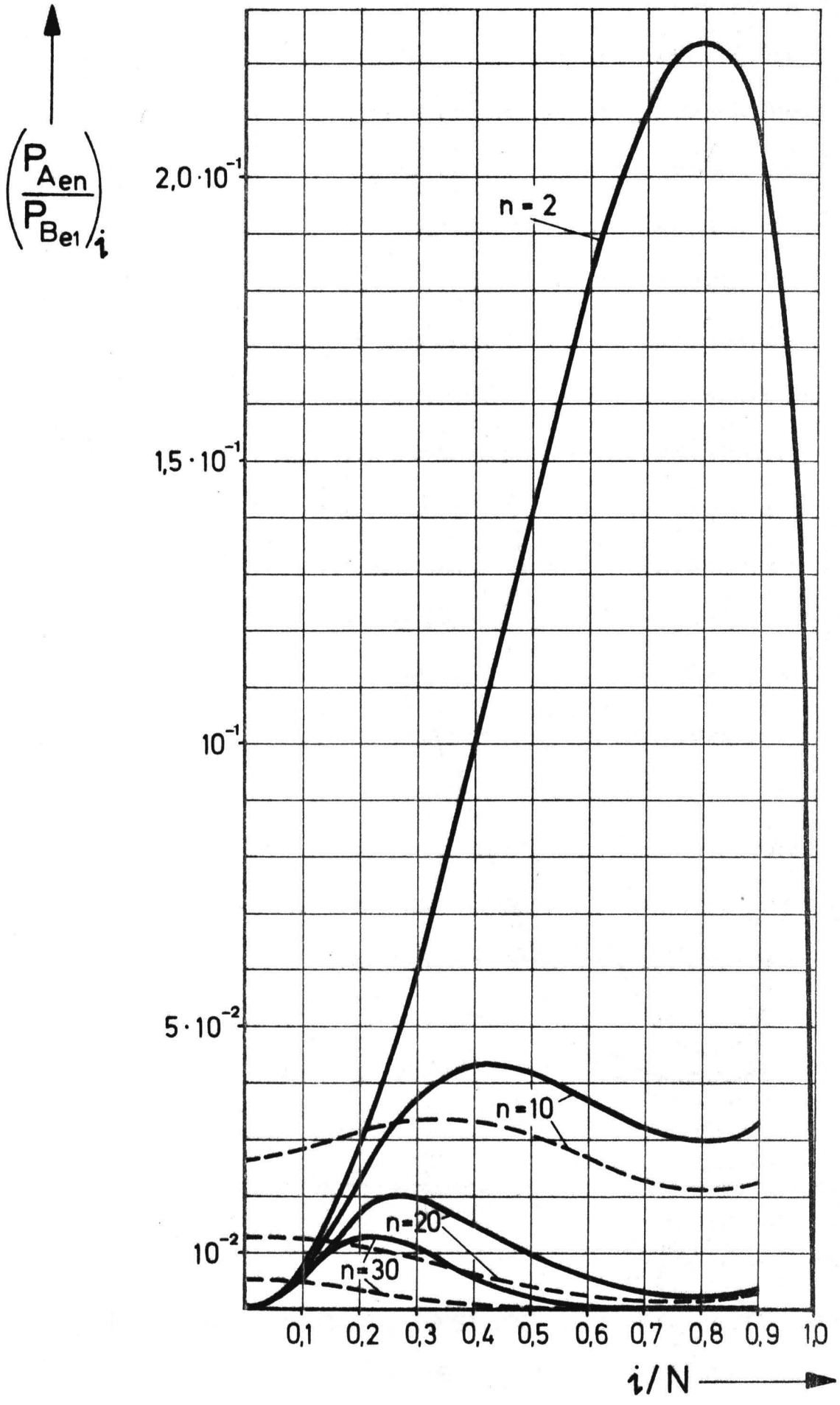


Bild 10: Modeneingangsleistung des Kopplers n;
z = 1mm ; $|\underline{k}|^2 = 0{,}01$ - - - ; $|\underline{k}|^2 = 0$ ——

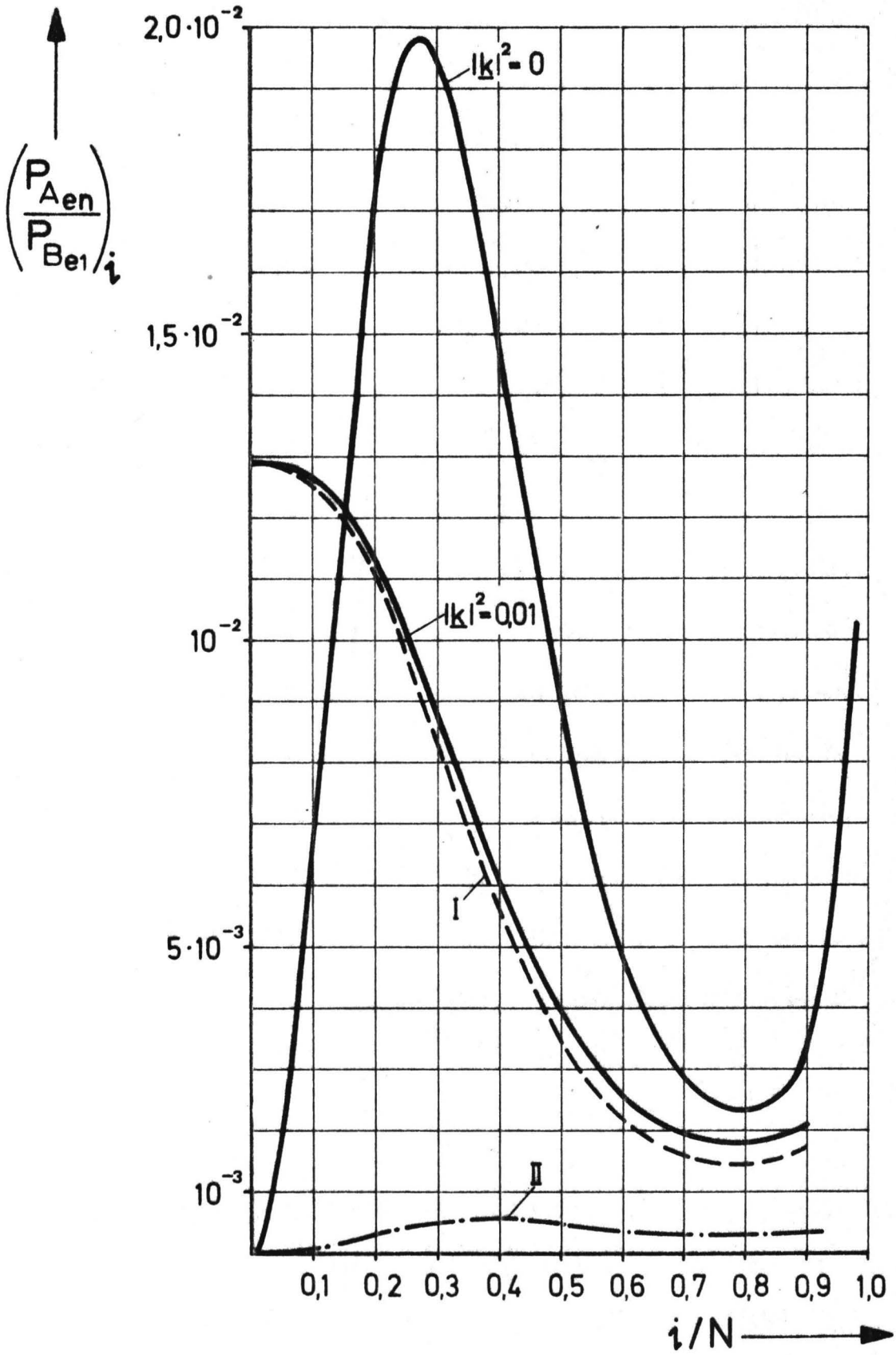


Bild 11: Modeneingangsleistung des Kopplers n = 20 ; z = 1mm ; I Wellentyptransmission und -konversion ; II Rekonversion

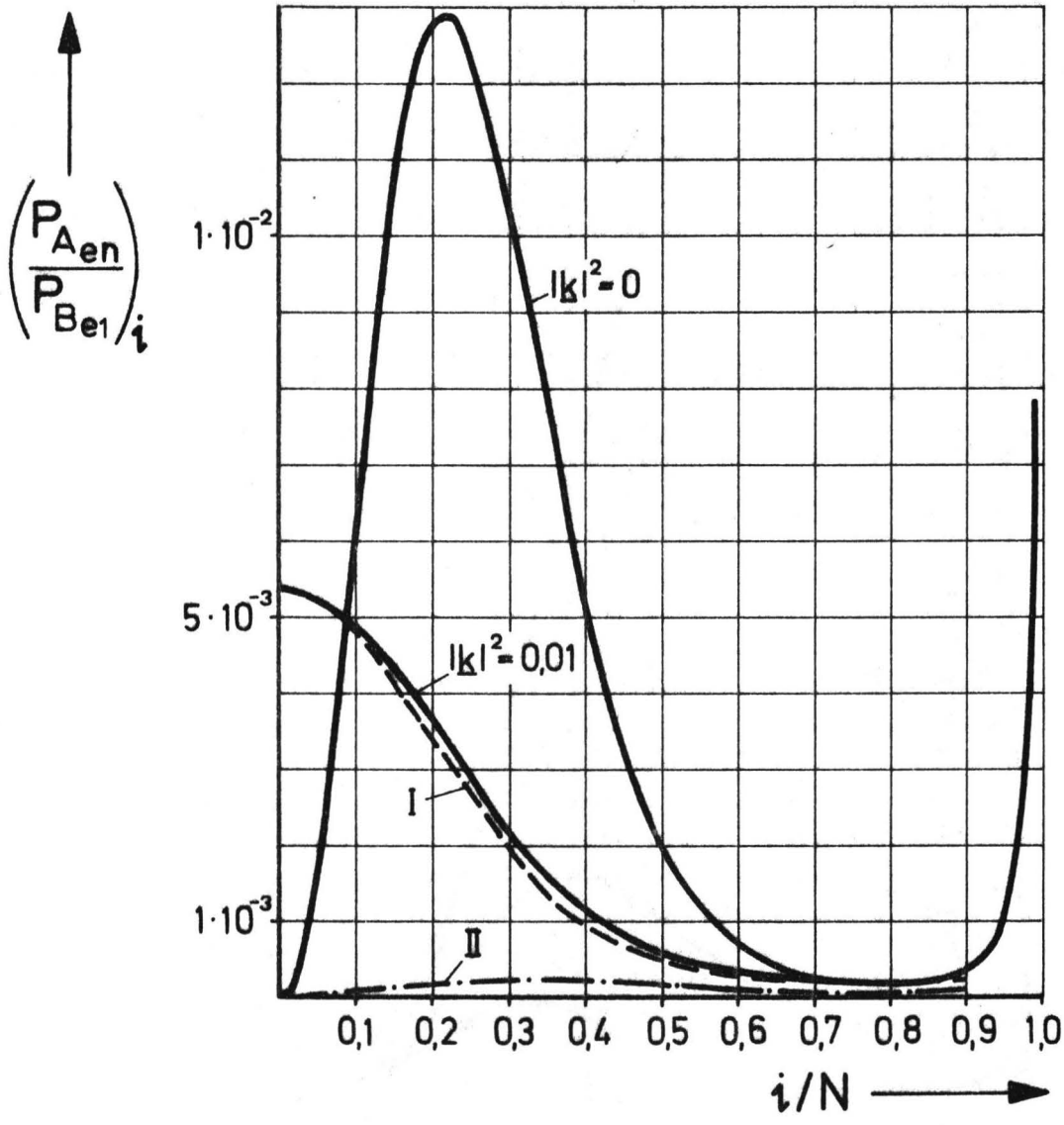


Bild 12: Modeneingangsleistung des Kopplers n = 30; z = 1 mm; I Wellentyptransmission und -konversion; II Rekonversion

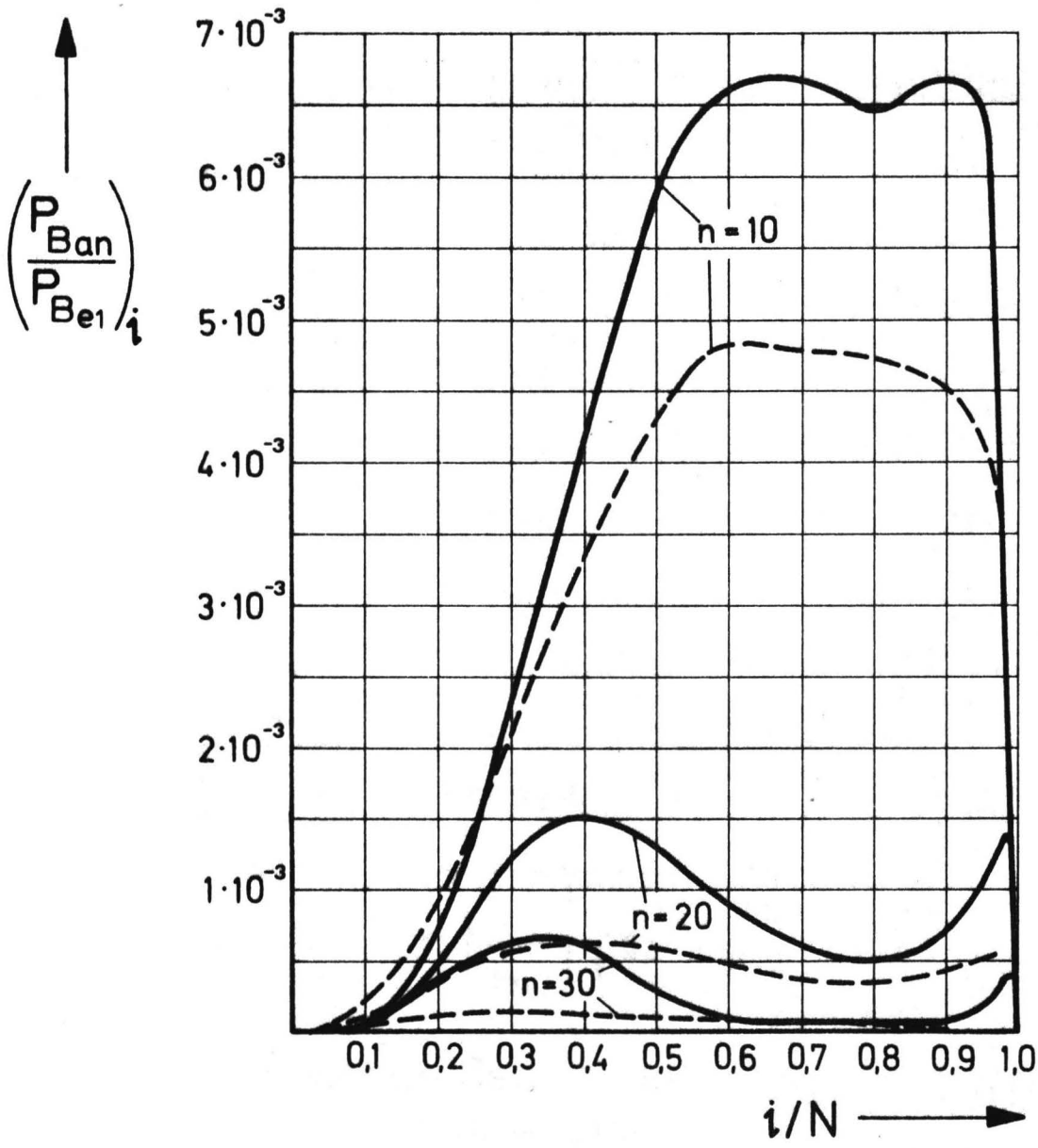
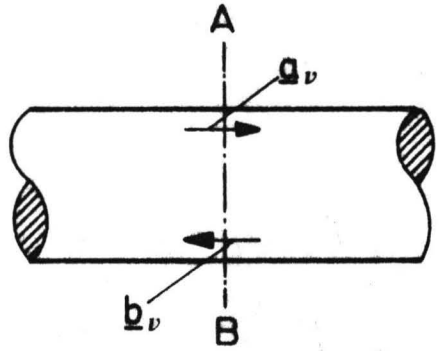


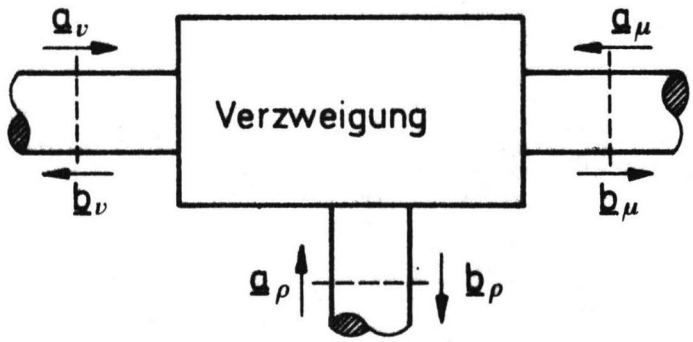
Bild 13: Modenausgangsleistung des Kopplers n
z = 1mm; $|k|^2 = 0{,}01$ ---- ; $|k|^2 = 0$ ——



$|\underline{a}_\nu|^2 = 2\,P_{\nu\,\text{rechts}}$

$|\underline{b}_\nu|^2 = 2\,P_{\nu\,\text{links}}$

Bild 14: Wellengrößen in der Schnittebene eines Wellenleiters



$\underline{b}_\mu = \underline{S}_{\mu\nu}\,\underline{a}_\nu$

Bild 15: Wellengrößen in den Eingangsbezugsebene einer Verzweigung

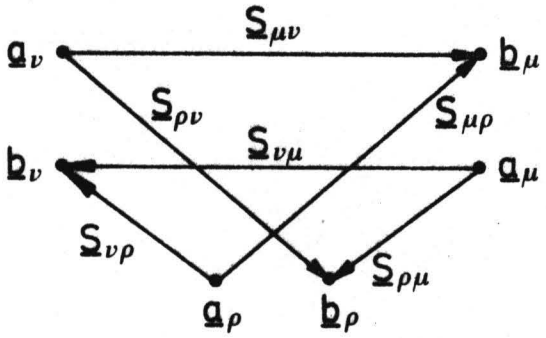


Bild 16: Signalflußdiagramm zur Verzweigung Bild 15

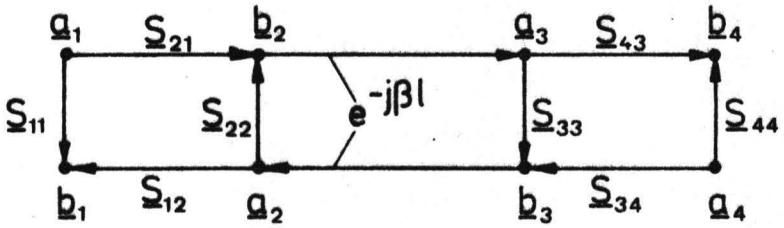


Bild 17: Reihenschaltung Zweitor - Leitung - Zweitor