

DIE BEDINGUNGEN DER LINEARITÄT UND STABILITÄT VON KLYSTRONMODULATOREN

Von

T. BERCELI und J. GONDA

Lehrstuhl für Mikrowellen-Nachrichtentechnik, Technische Universität, Budapest

(Eingegangen am 6. Dezember 1962)

Vorgelegt von Prof. Dr. E. ISTVÁNYFI

I. Einleitung

Vom Modulator der Mehrkanal-Richtfunksysteme wird in breitem Frequenzband eine Modulation von hoher Linearität gefordert. Dieser Forderung genügt am besten der Reflexklystron-Oszillator, dessen Reflektorspannung-Frequenzkennlinie mit Hilfe einer Mikrowellen-Schaltung in breitem Frequenzbereich linearisiert werden kann. Als linearisierender Stromkreis wird gewöhnlich ein gekoppelter Hohlraum verwendet.

Mit der Untersuchung der Arbeitsweise des Klystronoszillators mit einem Hohlraum befaßten sich ausführlich PIERCE und SHEPHERD [1]. Die Vorzüge des Klystronoszillators mit zwei gekoppelten Hohlräumen wurden von REED [2] analysiert, der für einige Fälle die Wirkung der gekoppelten Hohlräume auf die Amplituden- und Frequenzkennlinien ausgewiesen hat. Im vorliegenden Artikel werden als neues Ergebnis von Untersuchungen am Klystronoszillator mit gekoppeltem Hohlraum die Bedingungen der Linearitätseinstellung im Allgemeinfall und die Wirkung der Faktoren erörtert, die die Stetigkeit der Linearität beeinflussen. Von den Verfassern hat BERCELI die Fragen der Stabilität und GONDA [7] die Bedingungen der Linearitätseinstellung ausgearbeitet.

2. Elektronen- und Belastungsadmittanz

Die Arbeit des Reflexklystrons beruht auf der Wechselwirkung zwischen dem in der Röhre sich fortbewegenden Elektronenbündel und dem gekoppelten Belastungskreis. Stromkreismäßig kann das Elektronenbündel als eine Elektronenadmittanz Y_e betrachtet werden, mit der die durch die Belastung dargestellte Admittanz Y_m parallelgeschaltet ist. Bei stabiler Schwingung muß die Summe der beiden Admittanzen den Wert Null ergeben. Die Schwingungsfrequenz hängt also ausschließlich vom Phasenwinkel der beiden Admittanzen ab, weshalb sich eine Untersuchung des Absolutwertes der Admittanzen erübrigt.

Die Größe der Elektronenadmittanz schreibt sich [2] zu

$$Y_c = \frac{I_0 \beta^2 \Theta}{2U_0} \frac{2J_1 \left(\frac{\beta u \Theta}{2U_0} \right)}{\left(\frac{\beta u \Theta}{2U_0} \right)} e^{j \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right)}, \quad (1)$$

worin I_0 der Gleichstrom des Elektronenbündels, β der Modulationsfaktor des Bündels, Θ der Laufzeitwinkel in Radian, U_0 die Beschleunigungsgleichspannung, u die Amplitude der Hochfrequenzspannung zwischen den Gittern und J_1 die Besselfunktion erster Ordnung bezeichnen.

Wie aus (1) ersichtlich, ist der Phasenwinkel der Elektronenadmittanz nur eine Funktion des Laufzeitwinkels Θ . Diese Funktion kann in der Form

$$\Theta = \frac{4\omega d}{v_0} \frac{U_0}{U_0 + |U_R|} \quad (2)$$

ausgedrückt werden [3], wo ω die Kreisfrequenz, d den Abstand des Reflektors vom Gitter, v_0 die Geschwindigkeit der Elektronen bei ihrem Eintritt in den Zwischengitterraum und U_R die Reflektorspannung bedeuten.

Der Laufzeitwinkel Θ wird gewöhnlich mit Hilfe der Reflektorspannung verändert. Θ ist innerhalb eines kleinen Bereiches der Reflektorspannung mit guter Näherung linear proportional, so daß die Reflektorspannung-Frequenzkennlinie im wesentlichen durch die Frequenzabhängigkeit des Phasenwinkels der Belastungsadmittanz bestimmt ist.

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

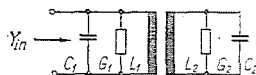


Abb. 1. Ersatzschaltbild

Die Belastungsadmittanz wird in unserem Falle durch zwei gekoppelte Hohlräume dargestellt, deren niederfrequente Ersatzschaltung Bild 1 zu entnehmen ist. Das Ersatzschaltbild besteht also aus zwei gekoppelten Parallelschwingkreisen. Im Bild sind auch die Bezeichnungen der Schaltteile und die Beziehung für den Kopplungsfaktor k eingetragen. Die Resonanzfrequenzen ω_1 , ω_2 der Schwingkreise und ihre Gütefaktoren Q_1 , bzw. Q_2 sind durch die Formeln

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}; & \omega_2 &= \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \\ Q_1 &= \frac{\omega_1 C_1}{G_1}; & Q_2 &= \frac{\omega_2 C_2}{G_2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

bestimmt. Im weiteren werden die Schwingkreise durch Resonanzfrequenz, Gütefaktor und Konduktanz gekennzeichnet.

Die Eingangsadmittanz (4) der in Bild 1 gezeigten Ersatzschaltung schreibt sich näherungsweise zu

$$\left. \begin{aligned} Y_{in} &= G_{in} + jB_{in}; \\ G_{in} &= G_1 \left[1 + \frac{k^2 Q_1 Q_2}{1 + (2Q_2 \delta_2)^2} \right] \\ B_{in} &= G_1 \left[2Q_1 \delta_1 - \frac{k^2 Q_1 Q_2}{1 + (2Q_2 \delta_2)^2} (2Q_2 \delta_2) \right] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Hier sind δ_1 und δ_2 der Frequenzabweichung proportionale Veränderliche, u. zw.

$$\delta_1 = \frac{\omega - \omega_1}{\omega_1}; \quad \delta_2 = \frac{\omega - \omega_2}{\omega_2} \quad (5)$$

Zur Kennzeichnung der gegenseitigen Verstimmlung der beiden Hohlräume sei die Kenngröße ε gemäß

$$\varepsilon = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_2} \quad (6)$$

eingeführt.

Die Einführung dieser Kenngröße ε eliminiert aus unseren Gleichungen die eine der beiden der Frequenzabweichung proportionalen Veränderlichen. Bei Untersuchung der Bedingungen für die Linearitätseinstellung erhält man Gleichungen einfacher Struktur nur dann, wenn die Frequenzveränderliche δ_1 gemäß Formel

$$\delta_1 \cong \delta_2 - \varepsilon; \text{ wenn } \varepsilon \ll 1, \quad (7)$$

eliminiert wird.

Zur Vereinfachung der Formeln (4) für die Eingangsadmittanz seien folgende neue Bezeichnungen eingeführt

$$\left. \begin{aligned} x &= 2Q_2 \delta_2; & z &= kQ_2 \\ e &= 2Q_2 \varepsilon; & p &= \frac{Q_1}{Q_2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Den neuen Bezeichnungen zufolge ist also x die der Frequenzabweichung proportionale Veränderliche, e die der gegenseitigen Verstimmlung der Hohlräume proportionale Kenngröße, z eine mit der Kopplung zwischen den Hohlräumen verhältnisgleiche und p eine dem Verhältnis der Gütefaktoren der Hohlräume proportionale Kenngröße.

Der Phasenwinkel der Eingangsadmittanz ist durch den Arkustangens des Quotienten der Eingangssuszeptanz und der Eingangskonduktanz gegeben. Aus (4) ergibt sich also unter Berücksichtigung der neu eingeführten Bezeichnungen gemäß (6), (7) und (8) für den Phasenwinkel die Formel

$$\Phi = \text{arc tg} \frac{[x^3 - ex^2 + (1 - z^2)x - e]p}{x^2 + pz^2 + 1} \quad (9)$$

Die Formel (9) beschreibt also die Frequenzabhängigkeit des Phasenwinkels der Eingangsadmittanz der gekoppelten Hohlräume.

3. Die Bedingungen der Linearitätseinstellung

Uns interessiert vor allem die Linearität der Phasenwinkel-Frequenzkennlinie. Zweckmäßig haben wir also die Formel (9) nach der Frequenzveränderlichen abzuleiten. Als Ergebnis erhalten wir

$$l = p \frac{x^4 + x^2(2 + z^2 + 3pz^2) - 2epz^2x - z^2(pz^2 - p + 1) + 1}{[x^3 - ex^2 + (1 - z^2)x - e]^2 p^2 + (x^2 + pz^2 + 1)^2}, \quad (10)$$

d. h. die Gleichung der Linearitätskennlinie.

Wir sind bestrebt, die Linearitätskennlinie in einem möglichst breiten Bereich auf einem annähernd konstanten Wert zu halten. Damit ist also die Aufgabe gestellt, den konstanten Wert in der Umgebung der Stelle $x = 0$ durch die im Ausdruck (10) gegebene Linearitätskennlinie anzunähern. Die Annäherung kann durch einen Vergleich der Ableitungen beider Funktionen — sowohl der anzunähernden als auch der angenäherten — an der betreffenden Stelle durchgeführt werden. Die Ableitungen der Funktion mit konstantem Wert sind gleich Null, die Ableitungen der Linearitätskennlinie an der Stelle $x = 0$ müssen demnach ebenfalls gleich Null sein.

Die erste Ableitung der Linearitätskennlinie nimmt an der Stelle $x = 0$ folgende Gestalt an:

$$\frac{dl}{dx} \Big|_{x=0} = ef(x) = 0. \quad (11)$$

Die erste Ableitung wird also Null sein, wenn für die Kenngröße e , die die gegenseitige Verstimmung der Hohlräume kennzeichnet, der Wert Null gewählt wird, wenn also die Resonanzfrequenzen der Hohlräume einander gleich sind. Dieser Fall wird Synchronabstimmung genannt. Die Synchronabstimmung ergibt also schon für sich allein eine wenn auch geringfügige lineare Einstellung.

Die Linearität läßt sich verbessern, wenn bei Synchronabstimmung auch die zweite Ableitung der Linearitätskennlinie an der Stelle $x = 0$ gleich Null gesetzt wird. Man erhält dann folgende Gleichung

$$\frac{d^2 l}{dx^2} \Big|_{x=0} = z^8 p^3 + z^6 (4p^2) + z^4 (3p^3 + 3p^2 + 6p) + z^2 (-p^3 + 3p^2 + 3p + 3) - p^2 = 0. \tag{12}$$

Die Kenngrößen p und z^2 müssen also der Beziehung (12) genügen. Die Gleichung (12) wurde für verschiedene Werte von p und z^2 gelöst. Die hierbei ermittelte Beziehung zwischen den Kenngrößen ist in Bild 2 aufgetragen. Zu jeder Kopplung gehört also ein Gütefaktorenverhältnis, das in bezug auf die Linearität das günstigste ist.

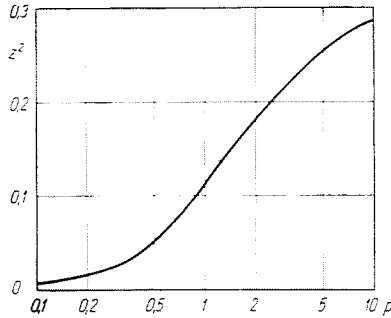


Abb. 2. Die Beziehung zwischen Kopplungsfaktor und Gütefaktorenverhältnis bei optimaler Linearität

Durch weitere Untersuchung der Linearitätskennlinie wurde festgestellt, daß die dritte und jede ungerade Ableitung an der Stelle $x = 0$ gleich Null ist, wenn die Hohlräume synchron abgestimmt sind.

4. Die Stabilität der Linearität

Ein nach der Einstellung der Linearität des Klystronmodulators auftauchendes Problem ist die Stabilität der eingestellten Linearität. Die Linearität wird von den Speisespannungen des Klystrons, von den Resonanzfrequenzen und Gütefaktoren der Hohlräume und von ihrem Kopplungsfaktor bestimmt. Von diesen Kenngrößen können die Speisespannungen auf konstantem Wert gehalten werden, indem ein stabilisiertes Speisegerät verwendet wird. Der Kopplungsfaktor zwischen den Hohlräumen und deren Gütefaktoren sind

bei entsprechender Konstruktion konstant. Die Resonanzfrequenzen der Hohlräume jedoch sind von der Umgebungstemperatur abhängig, jede Änderung in der Umgebungstemperatur kann daher eine Verschlechterung der Linearität hervorrufen.

Zur Sicherung der Linearitätsstabilität ist es mithin üblich, den Klystronoszillator und die linearisierende Schaltung in einen Thermostat unterzubringen, doch hat diese Lösung verschiedene Nachteile: die gute Wärmeabgabe ist schwer zu sichern, da das Klystron eine erhebliche Verlustleistung hat, und außerdem gerät das Klystron auf eine weit übernormale Betriebstemperatur. Im folgenden soll daher untersucht werden, welche weiteren Möglichkeiten zur Stabilisierung der Linearität des Klystronoszillators zur Verfügung stehen.

Temperaturschwankungen ändern die Resonanzfrequenzen des inneren Hohlraumes des Klystrons und des linearisierenden äußeren Hohlraumes, und zwar gewöhnlich ungleich stark, so daß die Hohlräume gegeneinander verstimm werden. Die Untersuchungen über die Abhängigkeit der Linearität vom Grad dieser Verstimmung führten zu folgenden Ergebnissen. Die Oszillationsfrequenz wird vor allen Dingen durch den inneren Hohlraum des Klystrons bestimmt, bei der Untersuchung der gegenseitigen Verstimmung der Hohlräume wird man also die Gleichung der Linearitätskennlinie zweckmäßig auf eine von der obigen abweichende Art und Weise ableiten.

Die Ausgangsgleichungen sind auch jetzt die Formeln (4), die die Eingangsadmittanz der Ersatzschaltung näherungsweise ergeben. Von den der Frequenzabweichung proportionalen Veränderlichen wird jedoch nun δ_2 gemäß der Beziehung

$$\delta_2 \cong \delta_1 + \varepsilon' \quad (\text{wenn } \varepsilon' \ll 1) \quad (13)$$

eliminiert. Hier ist

$$\varepsilon' = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} \quad (14)$$

Im übrigen wird die Gleichung der Linearitätskennlinie ähnlich wie zuvor abgeleitet. Hierbei muß noch die durch Gleichung (12) gegebene Beziehung zwischen der Kopplung und den Gütefaktoren der Hohlräume in Betracht gezogen werden. Auf dieser Grundlage wird die Gleichung der Linearitätskennlinie für die Werte $p = 1$ und $z^2 = 0,11$ die unter (15) gezeigte Gestalt annehmen, wenn sie bei dem an der Stelle $x = 0$ angenommenen Wert normalisiert wird:

$$l_E = \frac{E^4 + 2,2321 E^2 + 1,2321}{E^4 + 2,22 E^2 + 0,9879} \frac{a_E}{b_E}$$

$$a_E = x^4 + 4Ex^3 + (2,44 + 6E^2)x^2 + E(4,66 + 4E^2)x + E^4 + 2,22E^2 + 0,9879 \quad (15)$$

$$b_E = x^6 + 4E x^5 + (2,78 + 6E^2) x^4 + E(7,34 + 4E^2) x^3 + \\ + (2,9879 + 7,34 E^2 + E^4) x^2 + E(4,2442 + \\ + 3,78 E^2) x + E^4 + 2,2321 E^2 + 1,2321,$$

wobei E die die gegenseitige Verstimmlung der Hohlräume kennzeichnende Kenngröße ist, die den Ausdruck

$$E = 2 Q_2 \varepsilon' \quad (16)$$

hat.

Die Anhang der Gleichung (15) berechneten Linearitätskennlinien für verschiedene Grade der Hohlraumverstimmlungen sind in Bild 3 aufgetragen. Wie man sieht, verschlechtert sich die Linearität mit wachsender gegenseitiger Verstimmlung der Hohlräume in zunehmendem Maße.

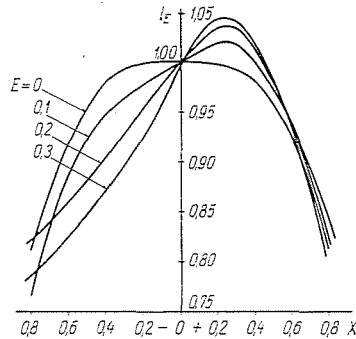


Abb. 3. Linearitätskennlinien für verschieden starke gegenseitige Verstimmlungen der Hohlräume

Aus Gleichung (15) geht ferner hervor, daß der Verlauf der Linearitätskennlinie bei gegebener Kopplung und gegebenem Gütefaktorenverhältnis ausschließlich vom Grad der Verstimmlung abhängt. Daraus folgt, daß der einmal eingestellte Zustand der Linearität wiederhergestellt wird, wenn man die gegenseitige Verstimmlung der Hohlräume behebt. Die Linearitätskennlinie bleibt also unverändert, wenn sich die Abstimmung der Hohlräume derart ändert, daß hierbei ihre Resonanzfrequenzen übereinstimmen, d. h. die Veränderung der Resonanzfrequenzen der Hohlräume synchron erfolgt. Selbstverständlich ist bei großer Veränderung der Resonanzfrequenzen selbst dann kein günstiges Ergebnis zu erwarten, wenn die Veränderungen synchron verlaufen, weil sich der Arbeitspunkt des Klystrons infolge der Frequenzabhängigkeit des Laufzeitwinkels verschiebt.

Experimentell untersuchten wir ferner, inwieweit die Linearität bei zeitgleicher Veränderung der Resonanzfrequenzen der Hohlräume vom Grad dieser Veränderung abhängt. Die Messung wurde mit der Einstellung der Lineari-

tät auf den günstigen Wert begonnen, worauf von den Kenngrößen nur die Resonanzfrequenzen der Hohlräume verändert wurden, so daß die Resonanzfrequenzen beider Hohlräume stets übereinstimmten. Die Veränderung der Linearität wurde mit Hilfe eines Linearitätsmessers beobachtet, der die Schwankungen der Linearitätskennlinie im Frequenzbereich von ± 5 MHz in Prozenten angab. Die Meßergebnisse sind in Bild 4 aufgetragen. Auf der Abszisse des Bildes sieht man den Grad der zeitgleichen Veränderung der

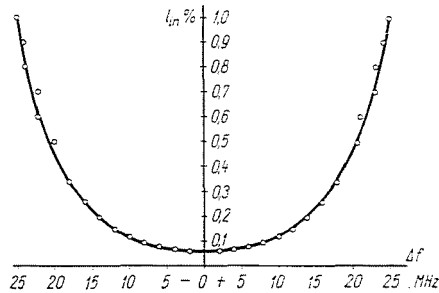


Abb. 4. Die Veränderung der Linearität bei zeitgleicher Veränderung der Resonanzfrequenzen der Hohlräume

Resonanzfrequenzen, auf der Ordinate hingegen ist der die Linearität kennzeichnende Wert, bezogen auf das Frequenzband von ± 5 MHz, in Prozenten angegeben. Wie man sieht, weicht die Linearität bei zeitgleicher Veränderung der Resonanzfrequenzen selbst bei ziemlich starken Abweichungen vom eingestellten Optimalwert nur unwesentlich ab.

Zusammenfassung

Als neues Ergebnis im Zusammenhang mit der Untersuchung des Klystronoszillators mit gekoppeltem Hohlraum werden die Bedingungen der Linearitätseinstellung im Allgemeinen und die Wirkung der die Linearitätsstabilität beeinflussenden Faktoren beschrieben. Zur Erreichung der linearen Einstellung bedarf es vor allem der zeitgleichen Abstimmung der Hohlräume. Die Linearität läßt sich verbessern, wenn die angegebene Beziehung zwischen dem Kopplungsfaktor und dem Gütefaktorenverhältnis der Hohlräume erfüllt wird.

Der Artikel behandelt ferner die Stabilität der eingestellten Linearität. Die durch Temperaturänderungen hervorgerufene gegenseitige Verstimmung der Hohlräume verursacht eine wesentliche Verschlechterung der Linearität. Bei zeitgleicher Veränderung der Resonanzfrequenzen der Hohlräume ist jedoch die Verschlechterung der Linearität gering. Experimentellen Untersuchungen zufolge bleibt die eingestellte Linearität bei zeitgleicher Veränderung der Resonanzfrequenzen um ± 10 MHz praktisch unverändert.

Literatur

1. PIERCE, J. R.—SHEPHERD, W. G.: Reflex Oscillators. Bell System Technical Journal. July 1947. S. 460—690.
2. REED, E. D.: A Coupled Resonator Reflex Klystron. Bell System Technical Journal. Mai 1953. S. 715—766.

3. SCHUON, E.—BUTTERWECK, H. J.: Die Linearisierung der Frequenzmodulations-Kennlinie eines Reflexklystrons. Archiv der Elektrischen Übertragung. März 1958. S. 99—108.
4. Very High-Frequency Techniques, Vol. II. Radio Research Laboratory, Harvard University, Mc Graw Hill Book Co. Inc., 1947 S. 865.
5. HAMILTON, D. R.—KNIPP, J.K.—KUPER, J. B. H.: Klystrons and Microwave Triodes. Mc Graw-Hill Book Co., 1948.
6. HOUGHTON, E. W.—HATCH, R.W.: FM Terminal Transmitter and Receiver for the TH Radio System. Bell System Technical Journal. 1961. S. 1587—1626.
7. GONDA J.: Csatolt üreges klisztron modulátor analízise (Analyse des Klystronmodulators mit gekoppeltem Hohlraum; ungarisch.). Távközlési Kutató Intézet Közleményei, Budapest, 1962, Nr. 2, S. 29—49.

T. BERCELI }
J. GONDA } Budapest, II., Gábor Áron u. 65., Ungarn