

Aus FUNKSCHAU13/1959 (im Original 3-spaltig). Digitalisiert 05/2018 von Eike Grund für <http://www.radiomuseum.org> mit freundlicher Genehmigung der FUNKSCHAU-Redaktion. Die aktuellen Ausgaben der FUNKSCHAU finden Sie unter <http://www.funkschau.de>

Breitband – RC – Verstärker

Der folgende Beitrag bringt für den praktisch tätigen Techniker eine anschauliche Erläuterung für die Bemessungsformeln eines Breitbandverstärkers.

Die neuzeitliche Meßtechnik und Elektronik erfordert Verstärker, die Frequenzbänder von einigen Hertz bis zu mehreren Megahertz amplituden- und phasengetreu verstärken. Als Beispiele seien genannt: Meßverstärker in Röhrenvoltmetern und Oszillografen, Antennenverstärker, Videoverstärker in Fernsehempfängern, Impulsverstärker für Zählrohre usw. Diese Aufzählung läßt zwei Hauptanwendungsgebiete erkennen: die Verstärkung annähernd sinusförmiger Wechselspannungen und andererseits von Impulsen, d. h. von Spannungen, die ausgesprochene Sprünge und Knicke in ihrem Amplitudenverlauf haben.

Die bei der Verstärkung sehr tiefer und sehr hoher Frequenzen auftretenden Probleme sind mit einigem Aufwand an Mathematik erschöpfend und klar in vielen Veröffentlichungen behandelt worden. Hier sollen diese Vorgänge mit einem Mindestaufwand von Theorie und mathematischen Hilfsmitteln anschaulich erklärt werden, um den jungen Techniker nicht ein weiteres Mal mit teilweise unverständlichen Rezepten zu belasten, sondern sein Verständnis zu wecken und ihm damit das Einarbeiten in theoretische Darstellungen zu erleichtern.

Die Grundsaltung einer Verstärkerstufe

Zur Vereinfachung unserer Betrachtungen sei eine Pentode in Katodenbasisschaltung vorausgesetzt. Der Anodenstrom wird also nicht von den durch den Verstärkungsvorgang entstehenden Anodenspannungsschwankungen beeinflusst, sondern hauptsächlich von der Spannung zwischen Gitter und Katode, weniger von der Schirmgitterspannung (auf die Katode bezogen), und nur ganz wenig von der Bremsgitterspannung. Das Bremsgitter ist ohnehin in fast allen Fällen mit der Katode verbunden.

Betrachten wir die Röhrenkennlinien als Gerade – was für kleine Gitterwechselspannungen weitgehend zutrifft –, so ist der Momentanwert des Anodenstromes i_a nur abhängig von der Steilheit S und dem jeweiligen Momentanwert der Gitterspannung u_g (gemeint ist immer die Spannung Gitter gegen Katode!): $i_a = S \cdot u_g$ (1)

Am Außenwiderstand R_a (Bild 1) entsteht somit eine Spannung $u_a = i_a \cdot R_a = S \cdot u_g \cdot R_a$ (2)

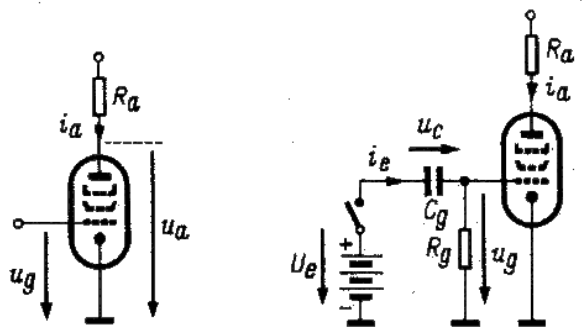


Bild 1. Grundsaltung einer Verstärkerstufe

Bild 2. Spannungssprung am Koppelglied

Bild 3. Zeitlicher Verlauf der Spannungen in Bild 2

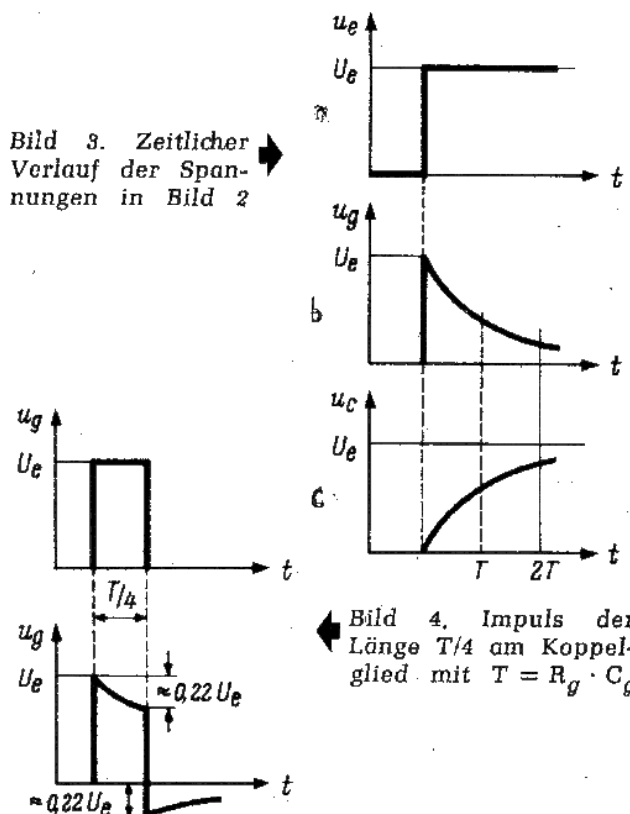


Bild 4. Impuls der Länge $T/4$ am Koppelglied mit $T = R_g \cdot C_g$

Damit ist die Verstärkung der Röhre
$$V = \frac{u_a}{u_g} = S \cdot R_a \quad (3)$$

Diese Gleichung gilt für jeden beliebigen Widerstand R_a , mag er aus einem ohmschen Widerstand, einer Kapazität, einer Induktivität oder einer beliebigen Kombination dieser drei Grundelemente bestehen.

Der Einfluß des Koppelgliedes

Nach Bild 2 wird jetzt über einen Schalter eine Gleichspannung an den Eingang der Stufe gelegt. Im ersten Augenblick liegt die Eingangsspannung U_e mit ihrem Pluspol direkt, mit dem Minuspol über den Ableitwiderstand R_g am Kondensator C_g . Sofort wird aber der Kondensator sich aufzuladen beginnen: es fließen ebensoviel Elektronen vom linken Beleg zum Pluspol der Batterie wie dem rechten Beleg vom Minuspol zuströmen. Dieser Ladestrom i_e ruft über dem Widerstand R_g einen Spannungsabfall hervor. Je mehr die Aufladung von C_g fortschreitet, um so mehr nähert sich die Spannung u_e am Kondensator dem Wert U_e . Als treibende Spannung für den Ladestrom wirkt aber nur die Differenz $U_e - u_c$, die also immer kleiner wird und ebenso wie i_e den Wert Null erreicht, wenn die Ladung des Kondensators
$$Q = C \cdot U_e \quad (4)$$

geworden ist. In dem geschlossenen Stromkreis Batterie – Schalter – C_g – R_g gilt in jedem Zeitpunkt die Beziehung:
$$U_e = u_c + i_e \cdot R_g \quad (5)$$

Da zwischen Gitter und Katode der an R_g entstehende Spannungsabfall $u_g = i_e \cdot R_g$ liegt, erkennen wir, daß die am Verstärkereingang liegende Spannung einen Sprung macht und dann konstant bleibt (Bild 3a), die Gitterspannung hingegen diesem Sprung in voller Höhe folgt, dann aber nach einer sog. e-Funktion absinkt, um nach theoretisch unendlich langer Zeit Null zu erreichen.

Wie schnell der Ladestrom auf Null absinkt (bzw. auf einen Wert, der praktisch als Null angesehen werden kann, also weniger als 1 % des Maximalwertes), das hängt zweifellos davon ab, wie groß C_g und R_g sind. Ein großer Kondensator wird sich über einen großen Widerstand sehr langsam, über einen kleinen Widerstand schneller aufladen. Ein kleiner Kondensator ist noch schneller „voll“. Eine wichtige Kenngröße eines solchen CR-Gliedes ist demzufolge das Produkt
$$T = R_g \cdot C_g, \quad (6)$$

die sog. „Zeitkonstante“. Sie gibt direkt die Zeit an, in der sich C_g über R_g auf den 0,63-fachen Wert der Eingangsspannung aufgeladen hat ($0,63 = 1/e = 1/2,718$). Nach etwa fünf Zeitkonstanten, also nach $5 T$, kann man den Kondensator als geladen betrachten, es fehlt dann nur noch weniger als 1 %.

Die Bilder 3b und 3c zeigen den Verlauf von u_g und u_e . Die Gitterspannung hat also nur recht wenig Ähnlichkeit mit der Form der Eingangsspannung, und die Anodenspannung wird, da wir zunächst alle anderen Einflüsse unberücksichtigt lassen wollen, ein getreues Abbild dieser Gitterspannung sein.

An die gleiche Verstärkerstufe legen wir nun einen Impuls, d. h. einen kurzen Spannungsstoß, dessen Dauer ein Viertel der Länge der Zeitkonstante des verwendeten Koppelgliedes betragen soll (Bild 4). Die Gitterspannung ist am Ende des Impulses um etwa 22 % abgesunken. Dann kommt die hintere Flanke des Eingangsimpulses, die das Gitter zunächst um die volle Größe U_e negativer macht. Die Gitterspannung liegt direkt nach dem Rückflankensprung der Eingangsspannung um den gleichen Spannungsbetrag unter der Nulllinie, wie vorher der Abfall des Impuls“daches“ ausgemacht hatte, hier also um etwa 22 % der Maximalspannung! Diese vor dem Koppelglied gar nicht vorhandene negative Spannung geht nach der gleichen Gesetzmäßigkeit gegen Null wie die positive

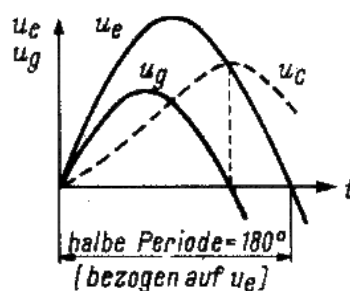
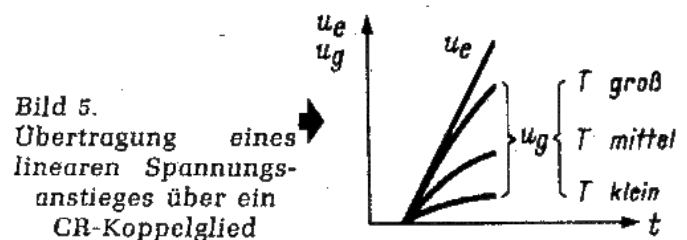


Bild 6. Übertragung eines sinusförmigen Anstieges über ein CR-Koppelglied

Impulsspannung im Bild 3; d. h. nach der Zeit von $5 T$ ist die Gitterspannung auf $1/100$ ihres Maximalwertes abgesunken. Das wäre in diesem Fall eine negative Spannung von der Größe $0,01 \cdot 0,22 \cdot U_e$.

Bild 5 zeigt nun eine Eingangsspannung, die nicht sprungartig, sondern linear ansteigt. Die unverfälschte Übertragung des Sprunges in *Bild 4* ergab sich deshalb, weil in der unendlich kurzen Sprungzeit der Kondensator noch keine Ladung aufnehmen konnte. Anders jetzt. Während der Dauer des Anstieges kann hier bereits eine gewisse Aufladung erfolgen. Nach Gleichung (5), die wir jetzt wegen der veränderlichen

Eingangsspannung schreiben $u_e = u_c + u_g$,

wird demnach der Momentanwert wegen der Zunahme von u_c immer mehr hinter u_e „zurückbleiben“. Solange u_e ansteigt, wird der Ladestrom – und damit u_g – zunehmen.

Bild 6 zeigt eine im Nulldurchgang beginnende Sinusspannung. Der Beginn der Kurve ist annähernd linear. Hier wird also die u_g -Kurve etwa so verlaufen wie bei *Bild 5*. Dann jedoch geht u_e in einen flachen, im Scheitelpunkt sogar waagerechten Teil über (Bereich 2). Irgendwo in diesem Bereich – und zwar *bevor* u_e ihren Scheitelwert erreicht hat – wird die Spannung am Kondensator infolge Aufladung ebensoviel zunehmen wie u_e ; das bedeutete für u_g , daß diese ihren Maximalwert hat und von hier an wieder kleiner wird.

Nun fällt die Spannung u_e steil ab und erreicht einen Wert, an dem sie genauso groß ist wie die bis jetzt noch langsam ansteigende Spannung am Kondensator u_c . In diesem Zeitpunkt der Spannungsgleichheit $u_e = u_c$ ist natürlich der Ladestrom $i_e = 0$, und damit auch $u_g = 0$. Von jetzt an ist u_e absolut gesehen negativer als u_c , es fließt ein Entladestrom, d. h. die Stromrichtung von i_e kehrt sich um; u_g wird negativ, und zwar bevor die Eingangsspannung u_e ihren Nulldurchgang hat.

Im Verlauf der nächsten Perioden stellen sich dann die bekannten Verhältnisse ein, wie sie *Bild 7* zeigt: u_g hat ebenfalls eine reine Sinusform, ihre Maxima und Minima sind niedriger und eilen den entsprechenden Werten von u_e um eine Zeit vor, die zwischen Null und einer Viertelperiode liegt, entsprechend einer Zeitkonstante zwischen $T = \infty$ und $T = 0$.

Wir haben uns diese Vorgänge in größter Ausführlichkeit vor Augen geführt und wollen nun zusammenfassen:

1. Eine beliebige periodische oder nichtperiodische Wechselfspannung wird von einem CR-Koppelglied um so formgetreuer übertragen, je größer dessen Zeitkonstante im Verhältnis zur Dauer der „langsamsten“ in dieser Wechselfspannung enthaltenen Amplitudenänderung ist.
2. Bei einer periodischen sinusförmigen Spannung ist im Fall einer großen Zeitkonstante die Phasenverschiebung zwischen U_e und U_g klein, der Abfall der Amplitude von U_g nur gering.

3. Wenn die Frequenz von U_e den Wert $f = \frac{1}{2 \pi T}$ (7)

hat, dann ist $U_g = 0,707 U_e = \frac{1}{\sqrt{2}} U_e$, und die Phasenverschiebung zwischen beiden beträgt eine Achtel-

periode entsprechend 45° . Diese Frequenz nennen wir die *Grenzfrequenz* des Koppelgliedes. Bei einem Nf-Verstärker mit $C_g = 20 \text{ nF}$ und $R_g = 500 \text{ k}\Omega$ ist $f_u = \frac{1}{6,28 \cdot 20 \cdot 10^{-9} \cdot 5 \cdot 10^5} = 16 \text{ Hz}$

4. Bei einer Rechteckspannung werden die Flanken unabhängig von der Zeitkonstante des Koppelgliedes in voller Amplitude übertragen, da sie von annähernd unendlich kleiner Zeitdauer sind. Das Dach fällt um so mehr ab, je länger seine Dauer und je kleiner die Zeitkonstante ist. *Bild 8* verdeutlicht dies: Die Frequenz der Rechteckspannung sei so groß, daß sie der Grenzfrequenz des Koppelgliedes entspricht. Dann beträgt der Dachabfall etwa 98 %, d. h. fast die gesamte Amplitude!

Da hier die Berechnung umständlicher ist, gibt die *Tabelle¹⁾* einige Anhaltswerte. Die Frequenz f ist hierbei die Grundfrequenz einer symmetrischen Rechteckspannung, f_u die Grenzfrequenz nach Gleichung (7), und r ist der Dachabfall in Prozenten der Amplitude A . Der Wert p gibt zum Vergleich den Amplitudenabfall an, den eine Sinusspannung der Frequenz f an dem gleichen Koppelglied erleiden würde. Ist also f noch fünfmal größer als die Grenzfrequenz, so wird eine Sinusspannung nur 2 % Amplitudenabfall erfahren, der Dachabfall einer Rechteckschwingung beträgt dagegen bereits 30,4 %.

Der Einfluß der Katodenkombination

Der Katodenwiderstand (R_k in *Bild 9*) soll zwischen Gitter und Katode eine Gleichspannung erzeugen, die den Arbeitspunkt der Röhre einstellt. Außerdem wirkt er ausgleichend und stabilisierend bei Röhrenalterung und Röhrenwechsel. Allerdings ruft er auch eine meist unerwünschte Gegenkopplung hervor, weil der Anodenwechselstrom an R_k eine Wechselspannung ergibt, die den Anodenstrom im entgegengesetzten Sinne wie die Gitterspannung beeinflusst. Um dies zu verhindern, legen wir die Kapazität C_k parallel zu R_k . Diese ist, wenn nur der Ruhestrom I_{a0} fließt, infolge des Spannungsabfalls an R_k auf die Spannung U_k aufgeladen. Eine positive Änderung der Gitterspannung erhöht nun den Anodenstrom. Dieser Stromanstieg würde ohne C_k einen verstärkungsmindernden Spannungsanstieg an R_k hervorrufen; so aber übernimmt C_k auf Grund der in ihm gespeicherten Ladung einen mehr oder weniger großen Teil dieser zusätzlichen Stromlieferung, so daß nur ein Teil des Stromanstiegs durch R_k fließt. Die Gegenkopplung ist deshalb schwächer.

Eine einfache Überlegung ergibt, daß diese RC-Kombination ebenso wirkt wie das Koppelglied. Je länger beispielsweise ein positiver Rechteckimpuls am Gitter dauert, um so mehr wird die Katodenspannung nachziehen, d. h. es ergibt sich ein Dachabfall. Bei Sinusspannungen tritt Phasenverschiebung und Amplitudenabfall auf. Es geht auch hier darum, die Zeitkonstante der Kombination so groß wie möglich zu machen. Zu Überschlagsrechnungen kann man Gleichung (7) bzw. die Tabelle verwenden, wenn man in $T = R \cdot C_k$ für R den Wert $R = R_k + \frac{1}{S}$ (8)

einsetzt. $1/S$ ist dabei der Widerstand, der infolge der (von der Steilheit abhängigen) Stromschwankung in der Röhre zusätzlich parallel zu C_k zu denken ist. Oft wird das vergessen und nur mit R_k gerechnet! Will man z. B. $T = 10$ ms entsprechend $f_u = 16$ Hz erreichen, und sind $S = 2$ mA/V = 0,002 A/V und $R_k = 200 \Omega$, so wird $R \approx 140 \Omega$; nach der umgestellten Gleichung (6) ergibt sich $C = \frac{T}{R}$ (9)

$$C_k = \frac{0,01}{140} \approx 70 \mu\text{F}$$

Der Einfluß der Schirmgitterkombination

Wie der Katodenwiderstand wirkt auch der Schirmgittervorwiderstand gegenkoppelnd. Positive Steuergitterspannung läßt den Schirmgitterstrom ansteigen, dadurch sinkt die Schirmgitterspannung und steuert den Anodenstrom entgegengesetzt wie das Steuergitter. Auch hier kann ein Kondensator eine Speicherfunktion übernehmen (*Bild 10*). Er braucht nicht so groß zu sein wie C_k , weil der Schirmgittervorwiderstand wesentlich größer als R_k und die Steilheit des Schirmgitters in bezug auf den Anodenstrom wesentlich kleiner ist als die Steilheit der Katode. Grenzfrequenz und Dachabfall lassen sich nach Gleichung (7) bzw. nach der Tabelle bestimmen, wenn für R gesetzt wird: $R = \frac{R_{sg} \cdot R_i'}{R_{sg} + R_i'}$ (10)

Hierbei ist R_i' der Innenwiderstand des von Katode, Steuergitter und Schirmgitter gebildeten Triodensystems. Er läßt sich aus den I_{sg}/U_{g1} -Kennlinien leicht ermitteln (bei der Pentode EF 86 ca. 25 k Ω).

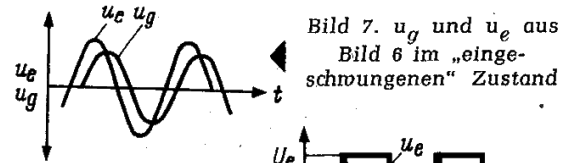


Bild 7. u_g und u_e aus Bild 6 im „eingeschwungenen“ Zustand

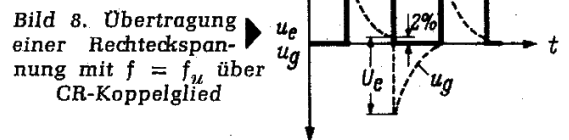


Bild 8. Übertragung einer Rechteckspannung mit $f = f_u$ über CR-Koppelglied

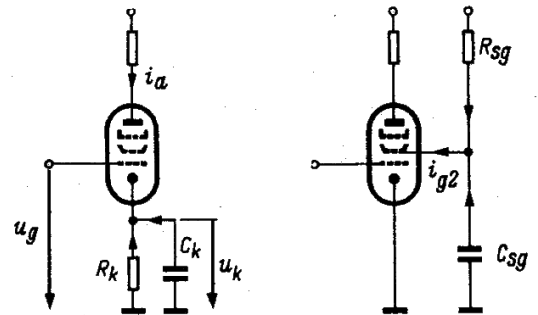


Bild 9. Zum Einfluß der Katodenkombination

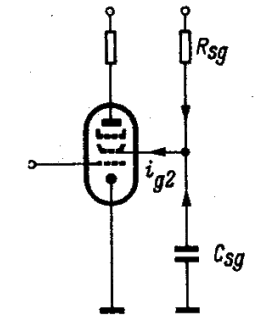


Bild 10. Zum Einfluß der Schirmgitterkombination

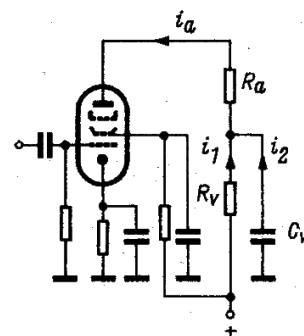


Bild 11. Kompensationsglied im Anodenkreis

Zu allen Entwürfen und Berechnungen dieser Art leistet das Funktechnische Arbeitsblatt Ko 01 sehr gute Dienste. Hier sei nur kurz auf die Bestimmung des Dachabfalls bei einem einzelnen Rechteckimpuls bzw. bei, periodischen Rechteckimpulsen, deren Impulslänge klein ist gegen die Periodendauer, hingewiesen. Man bestimmt aus $R \cdot C$ die Zeitkonstante T . Als „Ladungs- und Entladungszeit t “ gilt die Impulsdauer. Auf der Leiter „Ladung“ kann der Dachabfall in Bruchteilen der Gesamtamplitude abgelesen werden.

Kompensation der bisher behandelten Einflüsse

Hier sei nur die Funktion der im Funktechnischen Arbeitsblatt Fi 61 (FUNKSCHAU 1959, Heft 3) behandelten Schaltung erläutert (Bild 11). Ein Ansteigen der Gitterspannung bewirkt ein sofortiges Ansteigen des Anodenstroms; die Spannung an der Anode nimmt um den Betrag $\Delta u_a = \Delta i_a \cdot R_a$ ab ($\Delta i_a = S \cdot \Delta u_g$ ist die Anodenstromzunahme).

Δi_a durchfließt auch R_v , jedoch ändert sich die Spannung an R_v zunächst nicht bzw. wenig, weil C_v , sich erst allmählich über R_v umlädt. Macht man $T_v = R_v \cdot C_v$ groß gegen die langsamsten Gitterspannungsänderungen, so erreicht man, daß zusätzlich zu Δu_a eine weitere gleichsinnige Änderung der Anodenspannung innerhalb einer durch T_v bestimmten Zeit stattfindet.

Während also durch den Einfluß des Koppelgliedes, der Katoden- und der Schirmgitterkombination ein Dachabfall des verstärkten Impulses (bzw. Amplitudenabfall und positive Phasenverschiebung bei sinusförmigen Spannungen) auftritt, hebt das Kompensationsglied das Dach an. Bei entsprechender Bemessung lassen sich die vorgenannten Einflüsse innerhalb gewisser Grenzen kompensieren.

Der Einfluß der schädlichen Kapazität

Zwischen Gitter bzw. Anode und dem Schaltungsnullpunkt liegen einmal die Röhrenkapazitäten und außerdem die Streukapazitäten, die von Leitungen und Bauelementen herrühren. Da der Koppelkondensator zwischen Anode der einen Röhre und Gitter der folgenden Röhre sehr groß gegenüber diesen sogenannten schädlichen Kapazitäten (10 bis 20 pF) ist, zeichnet man das Ersatzschaltbild nach *Bild 12* so, daß die gesamte Parallelkapazität als Kondensator zwischen Anode und Null liegt.

Am Gitter wirke jetzt wieder ein Spannungssprung. Der Anodenstrom folgt diesem Sprung augenblicklich; er fließt jedoch zunächst in die Kapazität C_{sch} , und in dem Maße, wie diese sich auf die Spannung umlädt, die dem neuen Anodenstromwert entspricht, geht er allmählich voll auf den Widerstand über. *Bild 13* zeigt diese Verhältnisse.

Wir nahmen einen positiven Gitterspannungssprung an, dem ein negativer Anodenspannungssprung entspricht. Dem anodenseitigen Beleg von C_{sch} müssen somit Elektronen zugeführt, dem masseseitigen Beleg Elektronen entzogen werden. Diese Umladung erfolgt über zwei Wege: einmal über die Strecke Katode - Anode der Röhre, zweitens über R_a und den Innenwiderstand des Netzteils, der bei solch kurzzeitigen Vorgängen als Null angesehen werden kann. Es liegen also der innere Widerstand der Röhre und R_a gemeinsam parallel zu C_{sch} .

Im Gegensatz zum Koppelglied, wo wir anstreben mußten, daß die Umladung in dem uns interessierenden Zeitraum möglichst klein sein soll, muß sie hier recht schnell vonstatten gehen, damit u_a eine recht steile Flanke bekommt. Das geschieht durch Verkleinern der Zeitkonstante. Da R_a in üblichen Breitbandverstärkerstufen klein gegen den Innenwiderstand der betreffenden Röhre und gegen den Gitterableitwiderstand der folgenden Röhre ist, gilt mit genügender Genauigkeit für die schädliche Zeitkonstante

$$\tau = R_a \cdot C_{sch} \quad (11)$$

Aus der genauen Berechnung der Entladungsfunktion ergibt sich, daß die Ströme i_c und i_R und die Spannung u_a eine Zeit

$$t_a = 2,2 \tau = 2,2 R_a \cdot C_{sch} \quad (12)$$

benötigen, um von 10 % auf 90 % der gesamten Sprungamplitude zu kommen. Diese Bezugswerte wählt man, um bei allen vorkommenden Impulsformen, vor allem in den letzten Stufen mehrstufiger Verstärker, definierte Punkte zur Bestimmung der Anstiegszeit t_a zu erhalten.

Bild 14 zeigt die Form eines Anodenspannungsimpulses, bei der es schwer ist, die Punkte 0 % und 100 % zu finden, 10 % und 90 % sind dagegen genau zu bestimmen. Die Gleichung (12) gilt allerdings nur für eine Stufe, an deren Gitter ein idealer Sprung liegt; die Definition der Anstiegszeit dagegen (Zeit, in der ein beliebig geformter Impuls von 10 % auf 90 % seiner Gesamtamplitude ansteigt) ist gültig und bindend für alle ganz ähnlich wie geformten Anstiege. Wollen wir z. B. bei einer schädlichen Kapazität von 15 pF einen Impuls von 0,5 μ s Breite übertragen und dabei gewährleisten, daß der entsprechende verstärkte Impuls nach 0,5 μ s wenigstens auf 90 % der Maximalhöhe angelangt ist, so verwenden wir Gleichung (13), die den Anstieg von 0 % auf 90 % angibt (gilt ebenfalls nur für eine Stufe, an deren Gitter ein idealer Sprung liegt):

$$t_a' = 2,3 \tau = 2,3 R_a \cdot C_{sch}. \quad (13)$$

So erhalten wir mit $t_a' = 0,5 \mu s = 0,5 \cdot 10^{-6} s$:

$$R_a = \frac{t_a'}{2,3 C_{sch}} = \frac{0,5 \cdot 10^{-6}}{2,3 \cdot 15 \cdot 10^{-12}} = 14,4 \text{ k}\Omega$$

Auf ähnliche Weise wird die Rückflanke des Impulses verzerrt (Bild 15). Für Anstiegszeiten, wie sie beispielsweise in Fernsehempfängern verlangt werden (Videostufe), kommen wir auf Außenwiderstände von einigen k Ω . Das bedingt weitere Schwierigkeiten: einmal ist die Verstärkung einer Stufe mit so kleinen Außenwiderständen recht gering, und zum Erzielen großer Ausgangsspannungen an diesen kleinen Außenwiderständen braucht man große Ströme. Man benötigt „dicke“ Röhren, wie z. B. die Endröhre EL 83.

Je flacher der Anstieg der Gitterspannung ist, um so weniger fällt die Anstiegsverzögerung der schädlichen Zeitkonstante ins Gewicht. In analoger Anwendung unserer Erkenntnisse vom Koppelglied geht daraus hervor, daß sinusförmige Spannungen um so besser verstärkt werden, je niedriger ihre Frequenz ist. Wir definieren auch hier wieder eine Grenzfrequenz, die sog. obere Grenzfrequenz der Stufe:

$$f_0 = \frac{1}{2 \pi \tau} \quad (14)$$

Bei dieser Frequenz ist die Verstärkung auf den 0,707fachen Wert der Verstärkung abgefallen, die sich aus der Berechnung der Stufe ohne die schädliche Kapazität ergibt. Die Phasenverschiebung, die sich der Leser jetzt wohl ohne Schwierigkeiten selbst erklären kann, beträgt bei f_0 ebenfalls 45° (eine Achtelperiode), sie eilt aber gegenüber der Gitterspannung nach.

Ein Zusammenhang zwischen oberer Grenzfrequenz und Anstiegszeit ist noch bemerkenswert und oft gut zu gebrauchen. Setzen wir in Gleichung (14) für τ den Wert ein, der sich aus Gleichung (12) ergibt:

$$\tau = \frac{t_a}{2,2} = 0,44 t_a, \text{ so wird } f_0 = \frac{1}{2 \pi \cdot 0,44 \cdot t_a} = \frac{1}{2,78 t_a} = \frac{0,36}{t_a}$$

oder anders geschrieben:

$$f_0 \cdot t_a = 0,36$$

(15)

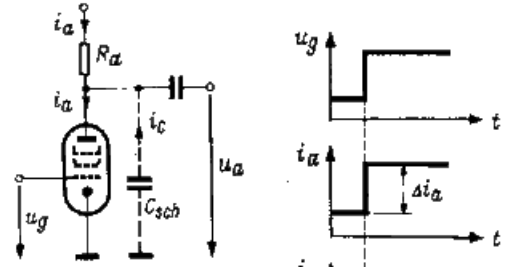
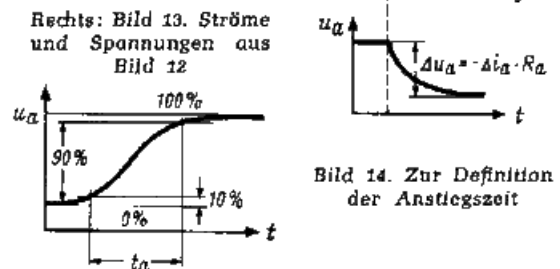


Bild 12. Zum Einfluß der schädlichen Kapazität



Rechts: Bild 13. Ströme und Spannungen aus Bild 12

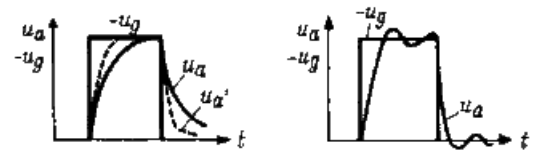


Bild 14. Zur Definition der Anstiegszeit

Bild 15. a = Verschleißener u_a-Impuls infolge der schädlichen Kapazität und Anstiegsversteilerung mit L-Kompensation (gestrichelt); b = Überschwingen durch Überkompensation

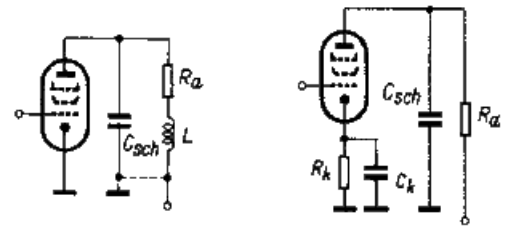


Bild 16. L-Kompensation bei der oberen Grenzfrequenz

Bild 17. C-Kompensation bei der oberen Grenzfrequenz

Die Kompensation der schädlichen Kapazität

Genaue Bemessungsvorschriften gibt auch hier das Funktechnische Arbeitsblatt Fi 61. Legt man in Reihe zu R_a eine Induktivität L , so ergibt sich das Prinzipschaltbild *Bild 16*. Da der Pluspol wechselfrequenzmäßig als Nullpotential aufzufassen ist, erkennen wir einen Parallelresonanzkreis $C_{sch} - L$ mit dem Dämpfungswiderstand R_a . Legt man durch entsprechende Bemessung von L die Resonanzfrequenz des Kreises auf diejenige Frequenz, bis zu der die Verstärkung linear verlaufen soll, so wirkt bei relativ tiefen Frequenzen nur R_a . Wenn dann C_{sch} (ohne L) anfangen würde, die Verstärkung herabzusetzen, wirkt die Kombination bereits als Schwingkreis, dessen Resonanzwiderstand bis zu einer Frequenz F ansteigt und damit den Abfall infolge C_{sch} weitgehend kompensiert.

Nun wollen wir diesen Vorgang ebenfalls wieder impulstechnisch betrachten. Der Strom durch eine Induktivität erzeugt an ihr eine Spannung, die der ursprünglichen, den Strom hervorrufenden Spannung entgegenwirkt (Lenzsche Regel).

Diese Selbstinduktionsspannung ist dabei um so größer, je steiler die Stromänderung verläuft. Betrachten wir nun noch einmal Bild 13. Der Verlauf von u_a ist proportional dem Teil des Anodenstroms, der durch R_a fließt. Liegt L mit R_a in Serie, so wird die Gegenspannung wegen des zunächst steilen Stromanstieges groß sein. Mit zunehmender Aufladung von C_{sch} wird der Anstieg des Stromes durch R_a flacher, d. h. die Gegenspannung wird kleiner. R_a können wir jetzt wesentlich größer machen als beim Verstärker ohne Kompensation. Der grundsätzliche Verlauf des Ausgangsimpulses ist im Bild 15 gestrichelt eingezeichnet.

Es ist einzusehen, daß R_a , L und C_{sch} zwei Bedingungen zu erfüllen haben. Einmal muß die Resonanzfrequenz den gewünschten Wert erhalten. Zum anderen darf die Güte des entstehenden Kreises einen bestimmten Maximalwert nicht überschreiten, da der Kreis sonst, wenn er durch den Sprung angestoßen wurde, ein *Überschwingen* des verstärkten Impulses hervorruft (*Bild 15b*). Das ist jedoch je nach Verwendungszweck des Verstärkers oft störend.

Für die L -Kompensation des RC-Verstärkers gibt es eine große Anzahl von Varianten, die aber alle auf den gleichen Grundlagen aufbauen. Das Arbeitsblatt Fi 61 bringt noch zwei weitere Beispiele mit Bemessungsvorschriften.

Eine andere Möglichkeit der Kompensation zeigt *Bild 17*. Der Katodenkondensator C_k wird nicht für die niedrigste Frequenz bemessen, sondern man macht ihn im Gegenteil so klein, daß die Zeitkonstanten $C_k \cdot R_k$ und $C_{sch} \cdot R_a$ ungefähr gleich sind. In dem Maße, wie die Verstärkung nach hohen Frequenzen zu infolge C_{sch} abnimmt, wird die Gegenkopplung durch R_k infolge C_k , aufgehoben. Der Frequenzgang wird somit linearisiert. Das geht natürlich nur bis zu einer Frequenz, bei der die Gegenkopplung annähernd Null geworden ist. Da der Einfluß der schädlichen Kapazität beim weiteren Erhöhen der Frequenz immer stärker wird, sinkt von hier an die Verstärkung sehr schnell ab.

Untere Grenzfrequenz und Dachabfall

f/f_u	∞	100	50	20	10	5	2	1
r	0	1,5	3,1	7,5	15,5	30,4	64	92 %
p	100	99,99	99,98	99,9	99,5	98	90	70,7 %

Literatur

Funktechnisches Arbeitsblatt Fi 61

Funktechnisches Arbeitsblatt Ko 01

Lennartz, Einführung in die Impulstedmik, FUNKSCHAU 1958, Heft 16 ff.