

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 55 (1964)
Heft: 10

Artikel: Nanosekunden-Impulstechnik : Erzeugung und Verstärkung
Autor: Baldinger, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916714>

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: 16.03.2025

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

Nanosekunden-Impulstechnik

Erzeugung und Verstärkung

Vortrag, gehalten an der 27. Hochfrequenztagung des SEV vom 24. Oktober 1963 in Neuenburg,
von E. Baldinger, Basel

621.374

1. Einleitung

Noch vor 15 Jahren wurden Schaltungen mit einem zeitlichen Auflösungsvermögen im Gebiete der Nanosekunde recht selten und nur in Forschungslaboratorien verwendet. Bald nach dem letzten Weltkrieg zeigte sich indessen in der Kernphysik ein wachsendes Bedürfnis nach sehr raschen Koinzidenzschaltungen. Die Ursache lag in der Einführung des Szintillationszählers und später des Cerenkov-Zählers, welche ein zeitliches Auflösungsvermögen im Bereiche der Nanosekunde sinnvoll ermöglichten. Bei den früher verwendeten Zählrohren hätte ein solches Auflösungsvermögen der Schaltung zum Verlust von wahren Koinzidenzen geführt und damit keinen wirklichen Fortschritt zur Folge gehabt.

Angeregt durch dieses Bedürfnis entstanden in wenigen Jahren Messanordnungen, mit denen die Lebensdauer von angeregten Zuständen eines Kernes bis zu einigen 10^{-10} s noch nachgewiesen werden konnten. Einen guten Überblick über den damaligen Stand der Messtechnik der verzögerten Koinzidenzen vermittelt die Arbeit von *Bell, Graham* und *Petsch* [1]¹⁾.

Erstaunlicherweise ist es in der Zwischenzeit nicht gelungen, die Grenzen des zeitlichen Auflösungsvermögens einer Schaltung wesentlich zu erweitern. Der Fortschritt der letzten 10 Jahre liegt in einer anderen Richtung, nämlich in der Weiterentwicklung der messtechnischen Hilfsmittel, die heute eine hohe Vollkommenheit erreicht haben. In der Tat bilden geeignete Messgeräte eine notwendige Voraussetzung, um der Nanosekundentechnik eine breitere Anwendung zu sichern. Die folgenden Abschnitte sind einigen Grundlagen solcher Hilfsmittel gewidmet, nämlich der Erzeugung von geeigneten Testimpulsen kurzer Anstiegszeit und der Verstärkung derartiger Signale.

2. Erzeugung von Testimpulsen

Im folgenden wird eine einfache Methode zur Erzeugung von Testimpulsen beschrieben, die seit den Anfangszeiten der Nanosekundentechnik im Prinzip bis heute gleich geblieben ist.

Das koaxiale Kabel (Fig. 1) werde über einen hochohmigen Widerstand auf die Batteriespannung aufgeladen und durch

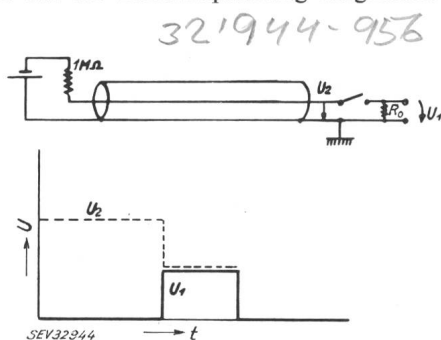


Fig. 1

Einfacher Impuls-generator

U_1 Ausgangsspannung; t Zeit; R_0 Wellenwiderstand

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

plötzliches Schliessen des Schalters über den Wellenwiderstand R_0 entladen. Am Widerstand R_0 entsteht ein Rechteckimpuls, dessen Zeitdauer durch die Laufzeit gegeben ist, welche eine elektromagnetische Welle benötigt, um durch das Kabelstück hin und zurück zu laufen. Die Höhe des Spannungsimpulses erreicht den halben Wert der angelegten Gleichspannung. Abgesehen von den Eigenschaften des Kabels und dem Einfluss der Verdrahtung bestimmt die Qualität des Schalters die Güte der Einrichtung. In den Anfangsjahren benützte man quecksilbergefüllte Wippen. Diese primitive Einrichtung gestattet immerhin Anstiegszeiten unter 10^{-9} s zu erreichen, allerdings mit einer Frequenz von höchstens ein bis zwei Impulsen pro Sekunde. Später wurden Relais mit quecksilberbenetzten Kontakten benützt. Der Schalter ist meistens in einer Glasampulle mit einer Wasserstoffatmosphäre von ca. 10 kg/cm^2 eingeschmolzen. Dies erlaubt einen höheren Spannungsgradienten unmittelbar vor dem Schliessen der Kontakte und gewährt eine bessere Wärmeabfuhr.

Der Nachteil eines derartigen Impuls-generators besteht darin, dass sich infolge des mechanischen Kontaktes Repetitionsfrequenzen von einigen hundert Hertz nicht überschreiten lassen.

Selbstverständlich bestand schon lange der Wunsch, die Quecksilberwippe durch einen elektronischen Impuls-generator mit höherer Repetitionsfrequenz zu ersetzen. Dies ist mit Röhren und ziemlichem Aufwand in gewissen Grenzen möglich. Heute geht man dazu über, Halbleiterbauelemente zu verwenden. Eines der neuen Hilfsmittel stellt die sog. Speicher-Diode (Snap-off-Diode) dar, bei der man den längst bekannten und sonst störenden Speichereffekt von Halbleiterdioden verwendet [2].

Mit besonders gebauten Dioden, lassen sich Anstiegszeiten unter einer Nanosekunde erreichen (ca. 0,2...0,3 ns).

Gute Snap-off-Dioden sollen im leitenden Zustand eine grosse Zahl von Ladungsträgern (Elektronen und Löchern) speichern, hingegen im gesperrten Zustand eine möglichst kleine Kapazität der Sperrschicht aufweisen. Ausserdem soll der Zuleitungswiderstand in der Diode so klein wie möglich sein. Hiedurch lässt sich eine wesentliche Verbesserung einer Impulsflanke erzielen, so wie dies in Fig. 2 dargestellt ist.

Im Ruhezustand wird die Diode vom Ruhestrom J_f in Leitrichtung durchflossen (Fig. 3). Legt man an die Diode ein Sperrsignal an, so müssen zuerst die gespeicherten Ladungsträger aus der Diode entfernt werden bevor die Diode zu sperren beginnt. Während der Speicherphase bleibt die Spannung über der Diode nahezu konstant und klein (kleiner Zuleitungswiderstand). Sobald alle gespeicherten Ladungen entfernt sind, beginnt die Diode infolge ihrer kleinen «Junction»-Kapazität sehr schnell zu sperren (Snap-off). Fig. 4 zeigt das Ausgangssignal eines Doppelimpuls-generators, der im Institut für angewandte Physik der Universität Basel von R. Bossart gebaut wurde. Die Eingangssignale zum «Shaper» stammen aus einem alten Impuls-generator mit Röhren. Die in Fig. 5 dargestellte Schaltung erzeugt die kurzen Ausgangssignale.

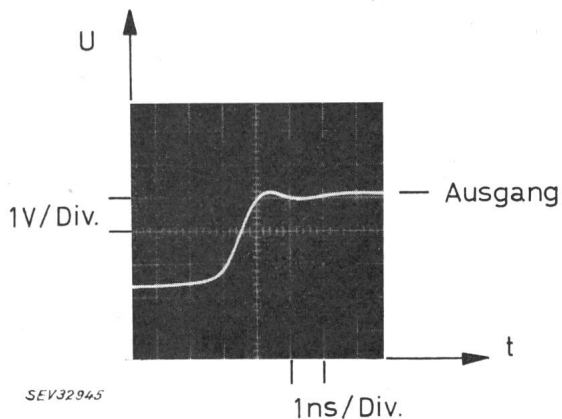
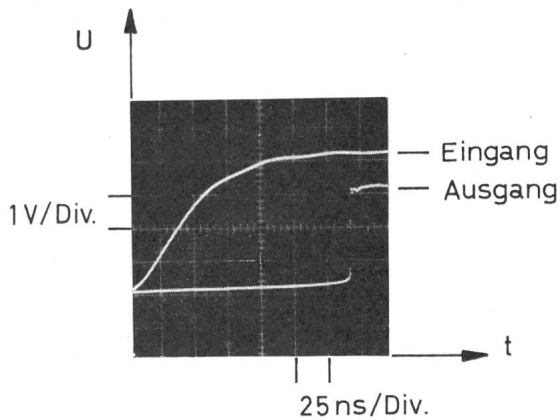


Fig. 2

Verbesserung einer Impulsflanke mit Hilfe einer Speicherdiode BA-0103 (Hewlett Packard)

Die Impulsflanke lässt sich etwa 100mal verbessern

Im nächsten Abschnitt wollen wir uns mit der Verstärkung kurzer Impulse beschäftigen. Zunächst erscheint es mir wünschenswert und nützlich, einige Begriffe und Definitionen in Erinnerung zu rufen.

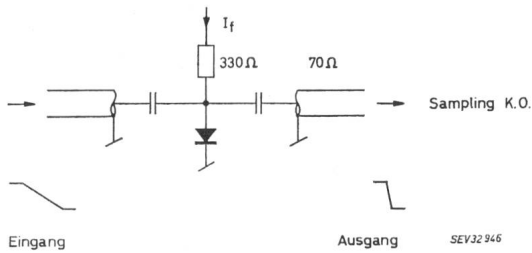


Fig. 3

Messanordnung zu Fig. 2
 I_f Ruhestrom der Diode

3. Anstiegszeit und Laufzeit aperiodischer Systeme

Um die nachfolgende Diskussion zu erleichtern, sollen zwei Vereinfachungen eingeführt werden. Die erste Annahme besteht darin, dass wir vollkommene Übertragung der tiefen Frequenzen voraussetzen. Dass die tiefen Frequenzen oft nicht übertragen werden, ist für unsere Diskussion von untergeordneter Bedeutung.

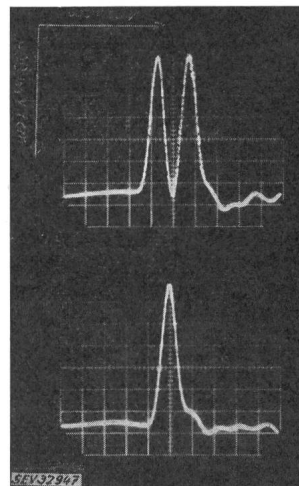
Unter der oberen Grenzfrequenz f_0 wird diejenige Frequenz verstanden, bei welcher der Verstärkungsgrad um 3 db gesunken ist (Fig. 6).

Die zweite Vereinfachung liegt in der Beschränkung auf aperiodische Systeme. Was unter einem aperiodischen Verstärker zu verstehen ist, wird in Fig. 7 näher erläutert.

Fig. 4

Doppelimpuls-generator mit Speicherdioden

Der Abstand der beiden Impulse ist kontinuierlich einstellbar, horizontal 1 ns/Div., vertikal 0,4 V/Div.



Am Verstärkereingang werde zur Zeit $t = 0$ eine Spannung plötzlich eingeschaltet (Spannungssprung). Diese Störung erzeuge das Ausgangssignal *a*. Überschwingen, also ein Verlauf nach Kurve *b*, ist bei vielen Anwendungen unerwünscht. Systeme, die kein Überschwingen zeigen, wollen wir als aperiodische Verstärker bzw. Übertragungssysteme bezeichnen.

Zur Beobachtung mit Hilfe des Oszillographen ist es angenehm, die Laufzeit T_L durch die Zeit zu kennzeichnen, bei der die halbe Ausgangsspannung erreicht wird, und die Zeitdiffe-

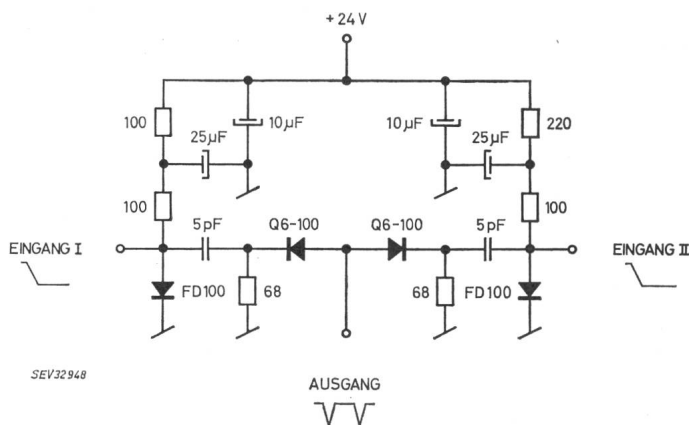


Fig. 5

«Shaper» zur Erzeugung der in Fig. 4 gezeigten Signale

renz zwischen 10 und 90% der Signalhöhe als Anstiegszeit T_a einzuführen (Fig. 7). Die Anstiegszeit ist ein gutes Mass für das kürzeste Signal, welches noch übertragen werden kann, also ein gutes Mass für das zeitliche Auflösungsvermögen eines Verstärkers oder eines Oszillographen. Die obigen Definitionen sind gebräuchlich und der Messung leicht zugänglich, hingegen sind sie zu rechnerischen Behandlungen ungeeignet.

Für theoretische Untersuchungen sind analytische Ausdrücke vorzuziehen [3], die man folgendermassen erhalten kann. Zur Zeit $t = 0$ werde am Eingang des Verstärkers ein δ -Stoss angelegt. Dieser kurzzeitige Impuls erzeuge am Ver-

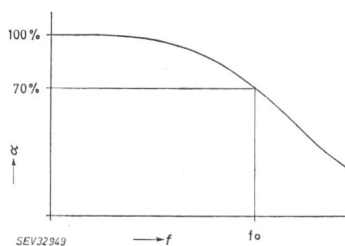


Fig. 6

Zur Definition der Grenzfrequenzen
 α Verstärkungsgrad; f Frequenz

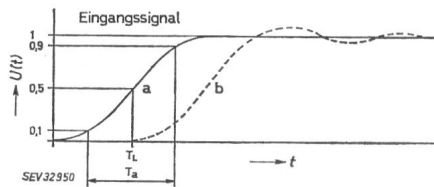


Fig. 7

Zum Begriff des aperiodischen Verstärkers

Ausgangssignal erzeugt durch einen Spannungssprung am Eingang
a aperiodisches Signal; *b* Überschwingen; T_L Laufzeit; T_a Anstiegszeit

stärkerausgang das in Fig. 8 dargestellte Signal. Wir definieren nun die Laufzeit als Abszisse des Schwerpunktes der in Fig. 8 schraffierten Fläche:

$$T_L = \frac{\int_0^{\infty} u'(t) \cdot t \, dt}{\int_0^{\infty} u'(t) \, dt} \quad (1)$$

Das Trägheitsmoment um die Schwerpunkts-Ordinate gestattet ferner eine passende Festlegung der Anstiegszeit.

$$T_a^2 = 2 \pi \frac{\int_0^{\infty} u' \cdot (t - T_L)^2 \, dt}{\int_0^{\infty} u' \, dt} \quad (2)$$

Es soll nun kurz gezeigt werden, weshalb sich die in Gl. (1) und (2) angeschriebenen analytischen Ausdrücke zu rechnerischen Untersuchungen besonders eignen. Hierzu ist es notwendig, die Übertragungsfunktion eines solchen Verstärkers zu betrachten. Unter der Übertragungsfunktion $F(p)$ für sinusförmige Signale sei der Quotient zwischen Ausgangssignal und Eingangssignal zu verstehen. Mit der üblichen Abkürzung $p = j\omega$ erhalten wir — solange die Schaltung nur eine endliche Zahl von diskreten Schaltelementen enthält — eine rational gebrochene Funktion mit reellen Koeffizienten:

$$F(p) = \frac{1 + a_1 p + a_2 p^2 + \dots}{1 + b_1 p + b_2 p^2 + \dots} \quad (3)$$

Man beachte, dass $F(p)$ für die Frequenz Null auf 1 normiert wurde. Mit Hilfe der Laplace-Transformation lässt sich leicht zeigen, dass die Integrale, welche die Zeiten T_L und T_a bestimmen, durch die zwei ersten Koeffizienten der beiden Polynome in Gl. (3) gegeben sind:

$$\begin{aligned} T_L &= b_1 - a_1 \\ T_a^2 &= 2 \pi [b_1^2 - a_1^2 + 2(a_2 - b_2)] \end{aligned} \quad (4)$$

Die an und für sich elementare Berechnung der Übertragungsfunktion liefert direkt die gewünschten Zeiten T_L und T_a . Betrachten wir mehrere hintereinander geschaltete Ver-

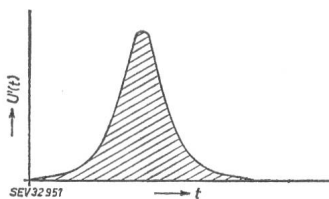


Fig. 8

Zur Definition der Laufzeit und der Anstiegszeit

Ausgangssignal erzeugt durch einen δ -Stoss am Eingang $u'(t)$ stellt die Ableitung des Signals $u(t)$ in Fig. 7 dar

stärker, so gelten die folgenden einfachen und sinnvollen Beziehungen:

$$\begin{aligned} T_L &= \sum_{\lambda} T_{L\lambda} \\ T_a^2 &= \sum_{\lambda} T_{a\lambda}^2 \end{aligned} \quad (5)$$

Die Laufzeit T_L des Gesamtsystems ist gleich der Summe der Laufzeiten $T_{L\lambda}$ der einzelnen Verstärker. Um die resultierende Anstiegszeit zu erhalten, sind hingegen die Quadrate der einzelnen Anstiegszeiten $T_{a\lambda}^2$ zu addieren;

4. Beziehung zwischen Anstiegszeit und Bandbreite

Die vorliegenden Betrachtungen bedürfen noch einer Ergänzung. Angenommen, wir hätten einen Verstärker mit einer Grenzfrequenz von 100 MHz zur Verfügung und möchten gerne wissen, welche Anstiegszeit T_a bzw. welches zeitliche Auflösungsvermögen erwartet werden darf. Um diese Frage zu beantworten, müssen wir eine Relation zwischen beiden Größen kennen. Hierzu ist zu bemerken, dass eine exakte und zugleich einfache Beziehung nicht existieren kann; wohl aber lässt sich eine Näherungsformel angeben, welche vielen praktischen Bedürfnissen genügt. Um diese Näherungsformel zu erhalten, müssen wir uns mit einer weiteren Eigenschaft aperiodischer Verstärker vertraut machen: Es lässt sich zeigen, dass mit wachsender Stufenzahl n der Verlauf des Verstärkungsgrades in Abhängigkeit von der Frequenz immer besser einer Gaußschen Fehlerkurve annähert. Dies hat zur Folge, dass ein δ -Stoss am Eingang des Verstärkers ein Ausgangssignal erzeugt, dessen zeitlicher Verlauf mit wachsender Stufenzahl ebenfalls eine Fehlerkurve approximiert, denn die Gaußsche Fehlerkurve geht bekanntlich bei der Fouriertransformation in sich selber über.

Es ist zu beachten, dass eine wirkliche Schaltung eine Gaußsche Fehlerkurve umso besser annähert, je grösser die Laufzeit des Systems ist. Bei endlicher Laufzeit kann kein Netzwerk als Antwort auf einen δ -Stoss exakt eine Fehlerkurve wiedergeben. Das Netzwerk besäße sonst die Eigenschaft, für eine zur Zeit $t = 0$ eingeschaltete Spannung, bereits zur Zeit $t = -\infty$ mit dem Ausgangssignal zu beginnen. Es würde mit anderen Worten den Zeitpunkt kennen, in welchem wir das Signal einschalten werden, was offenbar den Realisierbarkeitsbedingungen widerspricht. Trotzdem sind Approximationen dieser Art zur Herleitung von brauchbaren Näherungen nützlich.

Wir setzen also näherungsweise für den Verlauf des Verstärkungsgrades eine Fehlerkurve an. Unter dieser Annahme lässt sich die gewünschte Beziehung zwischen Anstiegszeit T_a und Grenzfrequenz f_0 berechnen. Man erhält:

$$T_a \cdot f_0 = \sqrt{\frac{\ln 2}{2 \pi}} \approx \frac{1}{3} \quad (6)$$

5. Aperiodische Übertragung, Bedingung an $F(p)$

Korrekturnetzwerke für Breitbandverstärker lassen sich nach verschiedenen Gesichtspunkten entwerfen. Man kann z. B. verlangen, dass der Betrag des Verstärkungsgrades bis zu möglichst hohen Frequenzen konstant bleibt. Eine theoretische Behandlung dieses Problems findet sich im bekannten Buche von H. W. Bode [4]. Ein so kompensierter Verstärker zeigt kein aperiodisches Verhalten. Damit Überschwingen

vermieden wird, sollen nach *Elmore* [3] die Pole von $F(p)$ bei negativen reellen p -Werten liegen. Ferner ist es am besten, wenn alle Pole zusammenfallen, also ein mehrfacher Pol auftritt. Diese Abgleichvorschrift erweist sich zur Dimensionierung von Verstärkern als einfach und zweckmässig. Ein Beweis dafür, dass diese Vorschrift nicht nur hinreichend ist, sondern den besten aperiodischen Verstärker überhaupt liefert, ist mir zwar unbekannt und eine solche Behauptung dürfte für 4-Pol-Netzwerke kaum zutreffen. In der Praxis gewinnt man jedoch den Eindruck, dass sich keine wesentlichen Verbesserungen erzielen lassen.

6. Breitbandverstärker mit Transistoren, Grundsaltungen

Mit den heutigen Transistoren lassen sich sehr schnelle Breitbandverstärker mit Anstiegszeiten von etwa 2 ns und 5- bis 10-facher Verstärkung bauen [5; 6]. Diese Daten entsprechen ungefähr denjenigen von Kettenverstärkern mit Röhren. Transistorverstärker sind indessen bei wesentlich geringerem Aufwand einfacher zu bauen und abzugleichen, so dass sie Röhrenverstärker in vielen Fällen ersetzen werden. Fig. 9 zeigt vier Grundsaltungen. Die Anordnungen mit geerdeter Basis und geerdetem Kollektor (Fig. 9a und b) besitzen von Natur aus einen guten Frequenzgang, während der an und für sich schlechte Frequenzgang der geerdeten Emitterstufe durch eine lokale, frequenzabhängige Gegenkopplung verbessert werden muss. Zwei oft verwendete Schaltungen sind in Figur 9c und d dargestellt (Serie-Gegenkopplung = Emitterpeaking und Shunt-Gegenkopplung).

Im folgenden wollen wir die Emitterpeaking-Stufe genauer untersuchen. Gleichzeitig gewinnen wir damit ein hübsches Beispiel, wie sich das im vorangehenden Abschnitt behandelte Rechenverfahren praktisch anwenden lässt. Der analytischen Behandlung liegt das in Fig. 10 dargestellte, stark vereinfachte Ersatzschema des Transistors zu Grunde. Dies führt zu dem in Fig. 11 dargestellten Ersatzschema der Emitterpeaking-Stufe.

Mit Fig. 11 berechnet sich die Verstärkung V der Stufe zu:

$$\frac{V}{V_{\omega=0}} = \frac{1 + p \tau_E}{1 + p \tau_E (\alpha + \lambda) + p^2 \tau_E^2 \alpha} \quad (7)$$

$$V_{\omega=0} = S_0 R_L$$

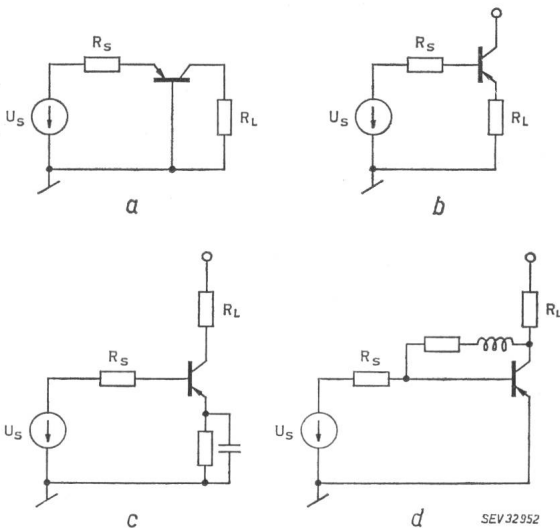


Fig. 9

Verstärker-Grundsaltungen

U_s Spannungsquelle; R_s Quellenwiderstand; R_L Lastwiderstand; a geerdete Basis; b Emitterfolge-Stufe; c Serie-Gegenkopplung; d Shunt-Gegenkopplung

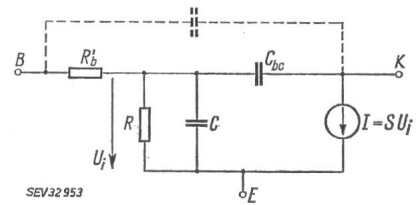


Fig. 10

Transistor-Ersatzschema

Die Steilheit S hat den Wert $S \approx 30 \text{ mA/V}$ pro mA Kollektorstrom. Die Kollektor-Basis-Kapazität wird in der Rechnung zunächst vernachlässigt und später näherungsweise berücksichtigt
 E Emitter; K Kollektor; B Basisanschluss; U_i Steuerspannung des «intrinsic»-Transistors; I Strom; R_b Basisleitungs-widerstand; C Eingangskapazität; C_{bc} Kollektor-Basis-Kapazität; R : $SR =$ Stromverstärkung Basis-Kollektor

Es bedeuten:

$$\alpha = \frac{S_0 R_b \tau}{\beta \tau_E}$$

$$\lambda = \frac{S_0}{\beta} \left(R + R_b + R_E \frac{\tau}{\tau_E} \right) \quad (8)$$

$$S_0 = \frac{\beta}{R + R_b + R_E (1 + \beta)} \approx \frac{1}{R_E} \quad (9)$$

$$p = j\omega$$

$$\beta = SR \text{ (Stromverstärkung)}$$

$$\tau = RC$$

$$\tau_E = R_E C_E$$

Als Bedingung für aperiodisches Verhalten des Verstärkers verlangen wir, dass die zwei Pole der [Gl. (7)] bei negativ reellem p liegen und zusammenfallen.

Dies bedeutet:

$$\lambda = 2\sqrt{\alpha} - \alpha \quad (10)$$

Damit vereinfacht sich Gl. (7) zu:

$$\frac{V}{V_{\omega=0}} = \frac{1 + p \tau_E}{(1 + \sqrt{\alpha} p \tau_E)^2} \quad (11)$$

Die Laufzeit T_L und die Anstiegszeit T_a des abgeglichenen Verstärkers erhalten wir mit Gl. (4) unmittelbar aus Gl. (11)

$$T_L = \tau_E (2\sqrt{\alpha} - 1) \quad (12)$$

$$T_a^2 = \tau_E^2 2\pi (2\alpha - 1) \quad (13)$$

Mit Gl. (10) und der Annahme

$$\frac{\tau}{\tau_E} (R_E + R_b) \gg R + R_b$$

folgt schliesslich die Abgleichvorschrift zu:

$$\frac{\tau}{\tau_E} \approx \frac{4 R_b \beta}{(R_b + R_E)^2 S_0} \quad (14)$$

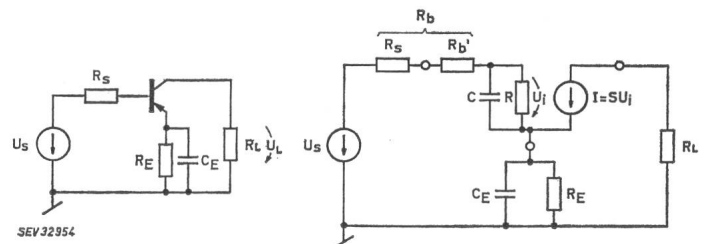


Fig. 11

Emitterpeaking-Stufe und ihr Ersatzschema

U_s Spannungsquelle; R_s Quellenwiderstand; R_L Lastwiderstand; R_E und C_E frequenzabhängige Gegenkopplung zur Korrektur des Frequenzganges

Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 10

Setzen wir die verwendeten Abkürzungen ein, so erhalten wir aus Gl. (13) folgende verhältnismässig einfache Beziehung:

$$T_a = \frac{\sqrt{\pi} R C S_0 R_b}{\beta} \left(1 + \frac{R_E}{R_b}\right) \sqrt{1 - \frac{1 - (R_E/R_b)^2}{8}} \quad (15)$$

S_0 siehe Gl. (9), β Stromverstärkung

Wie bereits erwähnt, wurde in dieser Rechnung die Rückwirkung durch die Kollektor-Basis-Kapazität C_{bc} vernachlässigt. Ihr Einfluss ist indessen merklich, lässt sich aber näherungsweise nachträglich berücksichtigen indem in Gl. (15) die Grösse C durch C' ersetzt wird (vergl. Fig. 12):

$$C' \approx C + C_{bc} S R_L \quad (16)$$

Sorgfältige Messungen zeigen, dass das stark vereinfachte Ersatzschema von Figur 10 auch bei sehr hohen Frequenzen von > 100 MHz eine brauchbare Berechnung und Dimensionierung solcher Verstärkerstufen gestattet. Für einen ausführlicheren Vergleich zwischen Theorie und Rechnung sei auf eine Arbeit in der ZAMP verwiesen [5].

7. Mehrstufige Verstärker

Die Messungen an den Grundschaltungen zeigen eine allen Stufen gemeinsame Eigenschaft: Die besten Anstiegszeiten

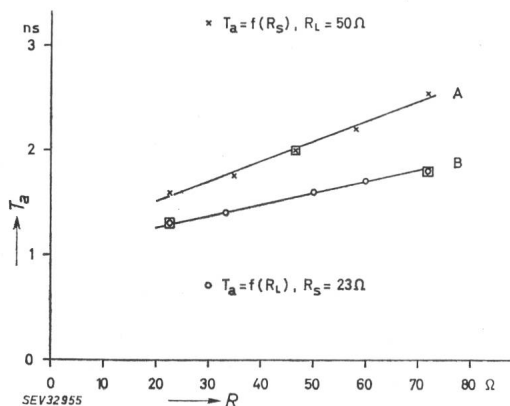


Fig. 12

Messungen an einer Emitterpeakingstufe

Transistor 2N 976; $I_c = 10$ mA; $U_c = -6$ V; $R_E = 22$ Ω ; $R_b' = 55$ Ω ; $C_{bc} = 1,6$ pF

A Anstiegszeit = f (Quellenwiderstand R_s). Aus Gl. (15) folgt in 1. Näherung $T_a \approx \text{konst.} (R_b' + R_s)$

B Anstiegszeit = f (Lastwiderstand R_L). Aus Gl. (15) und (16) folgt in 1. Näherung $T_a \approx \text{konst.} (C + C_{bc} S R_L)$

T_a Anstiegszeit; R Abszisse, Lastwiderstand [A] bzw. Quellenwiderstand [B]

Anwendung der Nanosekunden-Impulstechnik in der Neutronenspektroskopie

Kurzvortrag, gehalten an der 27. Hochfrequenztagung des SEV vom 24. Oktober 1963 in Neuenburg, von E. Graf, Neuenburg

621.374 : 539.1.074.8

Es werden 2 Apparaturen beschrieben, die mit Hilfe von Flugzeitmessungen und verzögerter Koinzidenzschaltungen die Bestimmung der Energien schneller Neutronen erlauben.

Durch die Anwendung schneller Szintillatoren in Verbindung mit Photoelektronenvervielfachern, deren Laufzeitvariationen kleiner ist als 1 ns, wurde es möglich, die Energie schneller Neutronen nicht nur durch die Bestimmung ihrer entsprechenden Impulshöhe, sondern auch durch das Messen ihrer Flugzeit zwischen zwei Fixpunkten A und B zu ermitteln. In der Messanordnung (Fig. 1) beträgt der Ab-

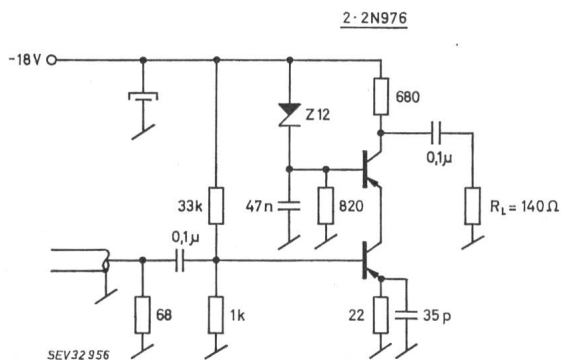


Fig. 13

Breitbandverstärker

Eingang angepasst an 70 Ω ; $R_L = 140$ Ω ; Anstiegszeit 1,7 ns; Überschwinger ≤ 5 %; Spannungsverstärkung 4,75

erhält man, wenn die Impedanzen der Stufen nicht aneinander angepasst sind (mismatch), d. h. Stufen mit hochohmiger Eingangsimpedanz sollen niederohmig gespeist werden und umgekehrt, Stufen mit hochohmiger Ausgangsimpedanz sollen niederohmig belastet werden (z. B. Emitterpeaking) und umgekehrt. Für die Kombination dieser Grundschaltungen zu mehrstufigen Verstärkern müssen diese Impedanzbedingungen zwischen den Stufen und am Ein- und Ausgang des Verstärkers beachtet werden, was die Anzahl der Kombinationsmöglichkeiten einschränkt. Ferner ist für die Endstufe das Verhalten bei grossen Signalamplituden zu beachten.

Fig. 13 zeigt ein Beispiel eines 2-stufigen Verstärkers, bei welchem eine Emitterpeakingstufe einen Transistor mit geerdeter Basis steuert.

Literatur

- [1] R. E. Bell, R. L. Graham and H. E. Petsch, Canad. Journ. Phys. 30 35 (1952).
- [2] J. L. Moll, S. Krakauer and R. Shen, «P-N Junction Charge-Storage-Diodes». Proc. IRE 50 43 (1962).
- [3] W. C. Elmore, J. Appl. Phys. 19 55 (1948).
- [4] E. Baldinger, «Kurzzeitmessungen in der Kernphysik». Physiker-tagung Hamburg 1954 (Physik Verlag — Mosbach/Baden).
- [5] H. W. Bode, «Network Analysis and Feedback Amplifier Design». D. van Nostrand (1946).
- [6] E. Baldinger und A. Simmen, ZAMP 15 71 (1964).
- [7] H. Verweij, Nuclear Instruments and Methods 24 39 (1963).

Adresse des Autors:

Prof. Dr. E. Baldinger, Vorstand des Institutes für angewandte Physik der Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, Basel.

stand zwischen diesen Punkten 0,60 m. Mit Hilfe der Gleichungen:

$$\frac{m v^2}{2} = E \quad \text{und} \quad v = \frac{a}{\Delta t}$$

lässt sich bei bekannter Flugzeit die Energie berechnen; z. B. einem Δt von 21,7 ns entsprechen 4 MeV.