

REIHE ELEKTRONENRÖHREN  
BAND IX

ELEKTRONENRÖHREN IN DER  
IMPULSTECHNIK

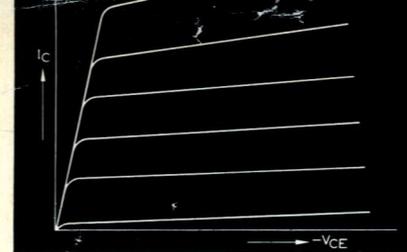
von  
Dipl.-Ing. Dr. P. A. Neeteson  
3. AUFLAGE

In diesem Buch werden verschiedene Methoden zur Analyse von Netzwerken entwickelt, in denen Elektronenröhren enthalten sind, die plötzlich auftretenden Signalen ausgesetzt werden. Die Röhre wird hierbei als nichtlineares Netzwerk-Element behandelt.

Diese zweite erweiterte Auflage ist durch ein neues Kapitel und ein umfangreiches Literaturverzeichnis ergänzt. In dem neu hinzugefügten Kapitel wird eine besondere Gruppe von Impulsschaltungen, — durch verschiedene Arten von Sperrschwingern gebildet — behandelt. Diese Kenntnisse des Verhaltens von Röhren in der Impulstechnik wird auch für die Anwendung des Transistors im Impulsbetrieb von Nutzen sein.



ELEKTRONENRÖHREN - BAND IX A



3. Auflage

Dipl.-Ing. Dr. P. A. NEETESON

# FLÄCHENTRANSISTOREN IN DER IMPULSTECHNIK



PHILIPS TECHNISCHE BIBLIOTHEK

Im vorliegenden Buch wird die Arbeitsweise von Impulsschaltungen mit Flächentransistoren als aktive Bauelemente beschrieben, wobei Zweckmäßigkeit des Einsatzes und neue Anwendungen im Vordergrund stehen. Der Transistor wird auf diesem Sachgebiet wegen seiner vielen Vorteile bei der Entwicklung eine führende Rolle spielen, besonders dann, wenn von der Anwendung her eine große Zahl von elektronischen Schaltern benötigt wird. Nach den einführenden Kapiteln über die Schalterfunktionen in einem Netzwerk und einem Überblick über die Grundschaltungen wird das Verhalten von Flächentransistoren in diesen Schaltungen ausführlich untersucht.

IX A

ELEKTRONENRÖHREN

FLÄCHENTRANSISTOREN  
IN DER  
IMPULSTECHNIK

FLÄCHENTRANSISTOREN  
IN DER IMPULSTECHNIK



621.382.333: 621.374

# FLÄCHENTRANSISTOREN IN DER IMPULSTECHNIK

Dipl.-Ing. Dr. P. A. NEETESON

3. Auflage

1964

PHILIPS TECHNISCHE BIBLIOTHEK

675044

Übersetzt aus dem Englischen von Dipl.-Ing. B. Donati, Hamburg  
Dieses Buch erscheint in der Philips Technischen Bibliothek auch in  
englischer und französischer Sprache  
Es enthält 164 Seiten, 107 Abbildungen und  
4 Seiten Photos auf Kunstdruckpapier  
D.K. 621.314.7:621.374

Englische Originalausgabe:

© N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Niederlande), 1959

Deutsche Ausgabe:

© N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Niederlande), 1960

Nachdruck, auch auszugsweise, verboten

1. Auflage 1960
2. Auflage 1961
3. Auflage 1964

Wir übernehmen keine Gewähr, daß die in diesem Buch enthaltenen Angaben frei von Patentrechten sind; durch diese Veröffentlichung wird weder stillschweigend, noch sonstwie eine Lizenz auf etwa bestehende Patente gewährt.

## VORWORT

Die überaus schnelle Ausweitung der gesamten Impulstechnik erfordert ein entsprechendes Anwachsen der Zahl von Menschen, welche die dieser Technik innewohnenden Möglichkeiten verstehen und anwenden können. Sie müssen fähig sein, neue Erkenntnisse bei der Entwicklung praktischer Schaltungen zu verarbeiten. Hierfür sind empirische Methoden nicht am Platze. Vielmehr ist eine gründliche Kenntnis der Grundlagen der Impulstechnik erforderlich. Es erschien deshalb sinnvoll, in Form des vorliegenden Buches die Erfahrungen bei der Anwendung von Flächentransistoren auf dem Gebiete der Impulstechnik zusammenzustellen, wie es früher bereits für Hochvakuum-Röhren erfolgte \*).

Allerdings unterscheidet sich die Art und Weise der Beschreibung von der bei der Röhre angewandten und zwar aus zwei bestimmten Gründen:

Zum ersten erschien es, da das Wissen um die Anwendung von Transistoren in der Elektronik im allgemeinen und der Impulstechnik im besonderen noch viel jüngeren Datums ist als bei der Röhre, wünschenswert, das Interesse möglichst vieler Leser auf die Möglichkeiten der Halbleitertechnik hinzu lenken und zwar dadurch, daß nicht zu tief auf Mathematik und Schaltungsanalyse eingegangen wird. Es wurde auch völlig auf eine Beschreibung der physikalischen Zusammenhänge der Transistorwirkungsweise verzichtet. Letztere sind eingehend in einem anderen Buch dieser Reihe behandelt \*\*).

Zum zweiten kommt der Transistor aber mit seinen elektrischen Eigenschaften dem idealen Schalter sehr viel näher als die Röhre, so daß die analytische Behandlung von Schaltungen, die mit Flächentransistoren aufgebaut sind, viel einfacher wird als die entsprechenden Röhrenschaltungen.

Wir hoffen, daß der gewählte Weg, Erfahrungen und Überlegungen auf dem Gebiete der Transistor-Impulstechnik zu veröffentlichen, wie sie im Applikationslabor der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, gewonnen und angestellt wurden, sein Ziel erreicht, die Aufmerksamkeit des Elektronikers auf das so außerordentlich interessante Gebiet der Impulstechnik zu lenken und so sein Fortkommen auf der Basis gründlichen Wissens unterstützt.

Februar 1960

Dipl.-Ing. Dr. P. A. Neeteson

---

\*) Dipl.-Ing. Dr. P. A. Neeteson: Elektronenröhren in der Impulstechnik, Philips Technische Bibliothek, Reihe Elektronenröhren, 3. Auflage, 1961.

\*\*\*) Dipl.-Ing. C. le Can, K. Hart, C. de Ruyter: Schalteigenschaften von Dioden und Transistoren, Philips Technische Bibliothek, 1961.



# INHALT

VORWORT . . . . .	V
1. EINFÜHRUNG . . . . .	1
1.1 Idealer Schalter . . . . .	1
1.2 Schalter mit Innenwiderstand in Durchlaßrichtung . . . . .	2
1.3 Schalter mit Innenwiderstand in Durchlaßrichtung und Leckwiderstand . . . . .	3
1.4 Trägheitsbehafteter Schalter . . . . .	4
1.5 Praktische Schalter . . . . .	6
1.5.1 Mechanischer Schalter . . . . .	6
1.5.2 Elektronische Schalter . . . . .	6
a) <i>Vacuum-Röhren</i> . . . . .	6
b) <i>Gasgefüllte Röhren</i> . . . . .	7
c) <i>Transistoren</i> . . . . .	7
1.6 Der Effekt des Öffnens und Schließens von Schaltern in einer Schaltung . . . . .	8
2. ÜBERBLICK ÜBER DIE GRUNDSCHALTUNGEN DER IMPULSTECHNIK . . . . .	10
a) <i>Impulsgeneratoren</i> . . . . .	10
b) <i>Impulsformer</i> . . . . .	10
c) <i>Frequenzteiler und Niveau-Schalter</i> . . . . .	10
3. IMPULSGENERATOREN . . . . .	12
3.1 Der astabile Multivibrator . . . . .	13
3.1.1 Einführung . . . . .	13
3.1.2 Analyse der Grundsaltung . . . . .	13
3.1.3 Übersteuerungsbedingung . . . . .	22
3.1.4 Verlustleistung in Kollektor und Basis . . . . .	24
3.1.5 Spezielle Schaltung für rechteckförmige Kollektorspannung . . . . .	27
3.1.6 Einige Messungen zur Kontrolle der Theorie . . . . .	29
3.2 Der Sperrschwinger . . . . .	31
3.2.1 Einleitung . . . . .	31
3.2.2 RC-Glied im Basiszweig . . . . .	32
3.2.3 RC-Glied im Emitterzweig . . . . .	34
3.2.4 Schaltung ohne RC-Glied . . . . .	35
a) <i>Ausnutzung der Eigenresonanz</i> . . . . .	36
b) <i>Gegentakt-Sperrschwinger</i> . . . . .	37
3.2.5 Einige Messungen zur Kontrolle der Theorie . . . . .	37
4. IMPULSFORMER . . . . .	39
4.1 Der impulsgesteuerte Sperrschwinger . . . . .	39
4.1.1 Einführung . . . . .	39

4.1.2	Rückkopplung vom Kollektor zur Basis . . . . .	40
	a) <i>Anfangsverhältnisse</i> . . . . .	44
	b) <i>Bedingungen für waagerechten Funktionsverlauf während der Dachzeit</i> . . . . .	44
	c) <i>Bestimmung der Impulsbreite</i> . . . . .	46
	d) <i>Endwert des Ausgangssignals</i> . . . . .	47
	c) <i>Die Induktion im Kern</i> . . . . .	47
4.1.3	Andere Arten der Rückkopplung . . . . .	48
	a) <i>Rückkopplung vom Kollektor zum Emitter</i> . . . . .	49
	b) <i>Rückkopplung vom Emitter zur Basis</i> . . . . .	50
4.1.4	Allgemeine Ausdrücke . . . . .	50
4.1.5	Sperrschwinger mit gesättigtem Kern . . . . .	52
4.1.6	Vergleich experimenteller Ergebnisse mit der Theorie . . . . .	53
4.1.7	Allgemeinster Fall eines impulsgesteuerten Sperrschwingers . . . . .	56
4.2	Der monostabile Multivibrator . . . . .	62
4.2.1	Einleitung . . . . .	62
4.2.2	Fall I: MMV nach Fig. 4.15 . . . . .	63
	a) <i>Stabiler Zustand des MMV</i> . . . . .	63
	b) <i>Übergangsverhalten nach dem Ansteuern</i> . . . . .	65
4.2.3	Fall II: MMV nach Fig. 4.25 . . . . .	70
	a) <i>Stabiler Zustand</i> . . . . .	71
	b) <i>Umschaltverhalten</i> . . . . .	72
4.2.4	Ein experimentelles Beispiel . . . . .	77
5.	UNTERSETZERSTUFEN UND SPANNUNGS-NIVEAU-SCHALTER . . . . .	78
5.1	Der stabile Zustand des bistabilen Multivibrators . . . . .	78
	5.1.1 Einführung . . . . .	78
	5.1.2 Allgemeines . . . . .	79
	5.1.3 Vereinfachungen . . . . .	82
	5.1.4 Berechnung der Gleichstromverhältnisse im Ruhezustand . . . . .	85
	5.1.5 Graphische Darstellung des Ruhezustandes . . . . .	88
	5.1.6 Eingangsscharakteristik des bistabilen Multivibrators . . . . .	90
	5.1.6.1 Ableitung der Eingangsscharakteristik . . . . .	90
	5.1.6.2 Numerisches Beispiel für die Eingangsscharakteristik . . . . .	100
	5.1.6.3 Einfluß von Diodentoren im Eingang . . . . .	103
	5.1.6.4 Bistabiler Multivibrator als Null-Indikator . . . . .	104
	5.1.7 Gleichstromstabilität des bistabilen Multivibrators . . . . .	105
5.2	Übergangsverhalten des bistabilen Multivibrators . . . . .	107
	5.2.1 Einleitung . . . . .	107
	5.2.2 Der Flächentransistor als ladungsgesteuerte Anordnung . . . . .	108
	5.2.2.1 Rechenbeispiel . . . . .	111
	5.2.3 Die Steuerung des bistabilen Multivibrators . . . . .	119
	5.2.3.1 Abschalten des leitenden Transistors . . . . .	121
	5.2.3.2 Einschalten des gesperrten Transistors . . . . .	124
	5.2.3.3 Numerisches Beispiel . . . . .	130
	5.2.3.4 Die Verzögerungszeit beim Ansteuern . . . . .	134

# INHALT

IX

5.2.3.5 Empfindlichkeit . . . . .	135
5.2.3.6 Der gesamte Umschaltvorgang . . . . .	137
6. EINIGE HILFSSCHALTUNGEN . . . . .	140
6.1 Einleitung . . . . .	140
6.2 Tore . . . . .	140
6.3 Der Emitter-Folger . . . . .	141
7. LOGISCHE SCHALTUNGEN . . . . .	146
7.1 Einleitung . . . . .	146
7.2 Anwendungen des bistabilen Multivibrators . . . . .	146
7.3 Anwendung aller Multivibratortypen in einem Impuls-Muttergenerator . . . . .	152
7.4 Anwendung eines Sperrschwingers in einem Strahlennachweisgerät . . . . .	156
Anhang A.	
EINFLUSS DER BASISVORSPANNUNG AUF DIE ARBEITSWEISE DES IMPULSGESTEUERTEN SPERRSCHWINGERS . . . . .	159
LITERATURVERZEICHNIS . . . . .	163
VERWENDETE SYMBOLE . . . . .	165



Die Grundoperation, die am häufigsten in der Impulstechnik angewendet wird, besteht aus dem plötzlichen Öffnen oder Schließen von Schaltern mit dem Ziel, Diskontinuitäten oder Sprünge in Strömen oder Spannungen zu erzeugen. Ein Impuls besteht im Prinzip aus der Überlagerung von zwei Sprüngen, die zeitlich gegeneinander verschoben sind und die entgegengesetzten Vorzeichen aufweisen.

Der Sprung stellt auf diesem Gebiet die Elementar-Funktion dar, und Oliver Heaviside, der Begründer der Operatorenrechnung hat in sinnreicher Weise die Sprungfunktion dazu verwendet, das Verhalten von Schaltungen gegenüber Diskontinuitäten in Strömen und Spannungen zu berechnen. Da diese Funktion später verwendet wird, soll ihre mathematische Bedeutung und Definition hier bereits gegeben werden. Das Symbol  $\sigma(t)$  (Einheits-Sprungfunktion) wird zur Beschreibung einer Funktion verwendet, die Null ist für alle Zeitpunkte vor  $t = 0$  und die Eins ist für alle Zeitpunkte nach  $t = 0$ . Im Moment  $t = 0$  springt die Funktion vom Wert Null (0) auf den Wert Eins ( $L$ ). \*) Erfolgt der Sprung zu einem beliebigen Zeitpunkt  $t = t_0$ , dann wird die Einheits-Sprungfunktion durch das Symbol  $\sigma(t - t_0)$  dargestellt. Die Schaltung wird sich dieser Funktion gegenüber genau so verhalten wie gegenüber der Funktion  $\sigma(t)$ , nur ist der Zeitpunkt um den Betrag  $t_0$  verschoben.

### 1.1. Idealer Schalter

Mit Hilfe eines idealen Schalters kann die (Einheits)-Sprungfunktion als ein Spannungs- oder Stromsprung realisiert werden. Eine derartige Schaltung ist in Fig. 1.1 wiedergegeben, worin  $S$  einen „idealen Schalter“ darstellt, d.h. im geschlossenen Zustand ist der Widerstand zwischen den beiden Punkten  $A$

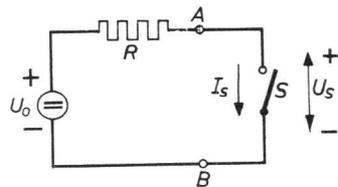


Fig. 1.1

\*) Um eine Schreibweise zu wählen, die Verwechslungen vermeidet, wird der Wert Eins im weiteren Text durch das Symbol  $L$  dargestellt.

und  $B$ , die über den Schalter verbunden sind, gleich Null und im geöffneten Zustand Unendlich. Dies bedeutet, daß in Fig. 1.1 im Falle des offenen Schalters die gesamte Batteriespannung  $U_0$  zwischen den Punkten  $A$  und  $B$  steht ( $U_S = U_0$ ) und kein Strom durch den Schalter fließt. Dieser Zustand des Schalters wird in Fig. 1.2 durch den Punkt  $U_0$  auf der horizontalen Achse dargestellt. Im Falle des geschlossenen Schalters  $S$  ist keine Spannung zwischen den Punkten  $A$  und  $B$  vorhanden, während ein Strom  $I_S = \frac{U_0}{R}$  über den Schalter fließt. Dieser Zustand entspricht in Fig. 1.2 dem Punkt  $I_{S1}$  auf der vertikalen Achse.

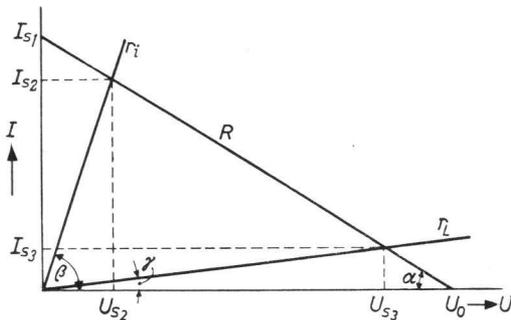


Fig. 1.2

Die Strom-Spannungs-Charakteristik des Schalters stimmt mit den beiden Koordinatenachsen überein. Auf der einen Seite sind Batteriespannung  $U_0$  und Serienwiderstand  $R (= ctg \alpha)$  gegeben, auf der anderen sind die Arbeitspunkte für den geöffneten und den geschlossenen Schalter festgelegt ( $U_S = U_0$ ;  $I_S = 0$  bzw.  $U_S = 0$ ;  $I_S = I_{S1} = \frac{U_0}{R}$ ).

Der Spannungssprung, der zwischen den Punkten  $A$  und  $B$  zur Verfügung steht, ist gleich der vollen Batteriespannung  $U_0$ . Der Stromsprung seinerseits hängt von dem äußeren Arbeitswiderstand  $R$  ab, der eventuell den Innenwiderstand der Batterie beinhalten kann. Der ideale Schalter verbraucht selbst keine elektrische Energie, gleich, ob er sich im geschlossenen oder geöffneten Zustand befindet.

### 1.2. Schalter mit Innenwiderstand in Durchlaßrichtung

Ideale Schalter können praktisch nicht realisiert werden. Es treten vielmehr Abweichungen vom Idealfall auf. Eine davon ist die Anwesenheit eines inneren Widerstandes  $r_i$  (vgl. Fig. 1.3). Dieser Widerstand verringert sowohl die zwischen den Punkten  $A$  und  $B$  vorhandene Spannung als auch

den Stromsprung im Schalter. Diese Eigenschaft drückt sich in der Darstellung nach Fig. 1.2 derart aus, daß die Charakteristik für den geschlossenen Schalter nicht mehr mit der Ordinatenachse zusammenfällt sondern eine Gerade durch den Koordinatenanfang mit der Steigung  $r_i = ctg\beta$  ist. Der Schnittpunkt mit der durch  $R$  gegebenen Arbeitsgeraden ergibt, wie man sofort erkennt, den Arbeitspunkt des Schalters im geschlossenen Zustand ( $I_S = I_{S2}$ ;  $U_S = U_{S2}$ ).

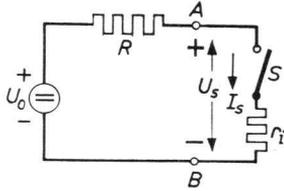


Fig. 1.3

Die Größe des durch Öffnen und Schließen zustande kommenden Spannungssprunges geht vom Wert  $U_0$  beim idealen Schalter auf den Wert  $U_0 - U_{S2}$  für einen Schalter mit endlichem Innenwiderstand herunter.

$$U_0 - U_{S2} = \frac{R}{r_i + R} U_0 \tag{1.1}$$

Der Stromsprung ist jetzt  $I_{S2}$  anstatt  $I_{S1}$ , wobei

$$I_{S2} = \frac{U_0}{r_i + R} \tag{1.2}$$

ist.

Während der Schalter geöffnet ist, tritt keine Verlustleistung auf, aber für den Fall des geschlossenen Zustandes und zwar von der Größe

$$N_S = I_{S2} U_{S2} = U_0^2 \frac{r_i}{(r_i + R)^2} .$$

**1.3. Schalter mit Innenwiderstand in Durchlaßrichtung und Leckwiderstand**

Eine weitere Abweichung vom idealen Schalter stellt die Tatsache dar, daß im praktischen Falle während des offenen Zustandes der Isolationswiderstand zwischen den Punkten A und B keinesfalls unendlich groß ist, sondern daß ein gewisser Strom, der „Leckstrom“, fließt. Dieses Verhalten kann durch die Einführung eines zwischen den Punkten A und B parallelgeschalteten Leckwiderstandes  $r_L$  beschrieben werden. (Vgl. Fig. 1.4).

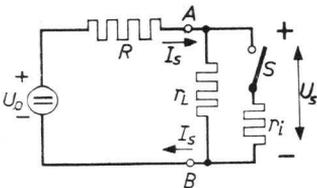


Fig. 1.4

In der Fig. 1.2 bedeutet dies den Ersatz der Abszissenachse als Charakteristik für den

offenen Schalter durch eine durch den Koordinatenanfang gehende Gerade mit der Steigung  $r_L (= \text{ctg}\gamma)$ . Außerdem ändert die Gerade für den geschlossenen Schalter ihre Steigung entsprechend

$$\text{ctg } \beta = \frac{r_i r_L}{r_i + r_L}.$$

jedoch wird in allen praktischen Fällen der Wert von  $r_L$  so viel größer als der von  $r_i$  sein, so daß diese Änderung vernachlässigt werden kann. Wenn dies nicht der Fall ist, kann der Schalter keinesfalls als gut angesehen werden.

Unter dem Einfluß des Leckwiderstandes verringern sich die Höhen von Spannungs- und Stromsprung in folgendem Maße weiter :

$$U_{S3} - U_{S2} = \left( \frac{r_L}{r_L + R} - \frac{r_i}{r_i + R} \right) U_0 \quad (1.3)$$

bzw.

$$I_{S2} - I_{S3} = \left( \frac{1}{r_i + R} - \frac{1}{r_L + R} \right) U_0 \quad (1.4)$$

Es tritt nunmehr in beiden Schalterstellungen Verlustleistung auf und zwar mit einem Betrag  $I_{S2} \cdot U_{S2} = U_0^2 \frac{r_i}{(r_i + R)^2} \approx U_0^2 \frac{r_i}{R^2}$  (wegen  $r_i \ll R$ ) für den geschlossenen und einem solchen von  $I_{S3} \cdot U_{S3} = U_0^2 \frac{r_L}{(r_L + R)^2} \approx U_0^2 \frac{1}{r_L}$  (wegen  $R \ll r_L$ ) für den offenen Zustand.

#### 1.4. Trägheitsbehafteter Schalter

Innen- und Leckwiderstand eines Schalters haben Einfluß auf die Amplituden der erzielbaren Spannungs- und Stromsprünge aber nicht auf die Umschaltzeit. Praktische Schalter besitzen jedoch immer gewisse Trägheitserscheinungen. Diese können beispielsweise durch das Vorhandensein von Streukapazitäten parallel zur Schalterstrecke verursacht sein (vgl. Fig. 1.5).

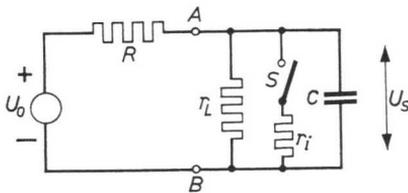


Fig. 1.5

Ohne die Kapazität  $C$  zwischen den Punkten  $A$  und  $B$  würde der zeitliche Verlauf der Spannung beim Öffnen und Schließen des Schalters der gestrichelten Linie in Fig. 1.6 entsprechen. Ist hingegen  $C$  vorhanden, dann wird der zeitliche Verlauf

durch die ausgezogene Linie dargestellt. Die Kapazität muß abwechselnd auf- und entladen werden. Die Ladung geschieht entsprechend einer Exponentialfunktion mit der Zeitkonstante  $T_L$ , die Entladung mit einer

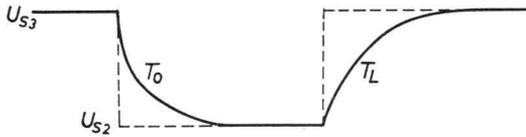


Fig. 1.6

Zeitkonstante  $T_0$ . Diese Zeitkonstanten sind durch die folgenden Ausdrücke gegeben.

$$T_L = C \cdot R_L \quad (1.5)$$

$$T_0 = C \cdot R_S \quad (1.6)$$

worin  $R_L$  die Parallelschaltung von  $R$  und  $r_L$ ,  $R_S$  die Parallelschaltung von  $R$ ,  $r_L$  und  $r_i$  darstellt. Hieraus ergibt sich sofort, daß stets.

$$T_0 < T_L \quad (1.7)$$

Eine Parallelkapazität hat also auf diese Weise einen verschlechternden Einfluß auf die Flankensteilheit. Es kann bereits der Schluß gezogen werden, daß beim Schließen des Schalters steilere Flanken erzielt werden können als beim Öffnen.

Im Strom-Spannungs-Diagramm des Schalters läuft der Arbeitspunkt entlang des durch gestrichelte Linien in Fig. 1.7 angedeuteten Weges in Richtung der Pfeile. Beim Einschalten besteht die Möglichkeit des zeitweiligen Überschreitens der für den Schalter zulässigen Verlustleistung; dieser Tatsache muß bei der Schaltungsauslegung Rechnung getragen werden.

Neben den durch Streu- und Belastungskapazitäten verursachten Trägheiterscheinungen kann

ein Schalter selber Eigenschaften haben, die ebenfalls einen Trägheitseffekt verursachen können. Diese Frage wird im folgenden am Beispiel einiger praktischer Schalter etwas näher untersucht werden.

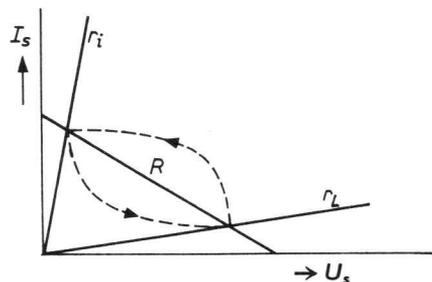


Fig. 1.7

## 1.5. Praktische Schalter

### 1.5.1. MECHANISCHER SCHALTER

Der mechanische Schalter kann dem Idealfall sehr nahe kommen, da sein Durchlaßwiderstand sehr klein, sein Leckwiderstand sehr groß gehalten werden kann, während die Kapazität, obgleich auch sie relativ klein zu halten ist, keine entscheidende Rolle spielt, da der mechanische oder elektro-mechanische (Relais) Schalter schon von sich aus nur für niedrige Arbeitsfrequenzen in Frage kommen. Hierin liegt auch bereits die relativ enge Begrenzung des Anwendungsbereiches für den mechanischen Schalter begründet. Für schnelle Schaltvorgänge sind sie nicht zu verwenden. Einen weiteren Nachteil stellt das Prellen des Kontaktes dar, weil hierdurch der Schaltvorgang unzuverlässig und nicht mehr sauber definiert ist.

### 1.5.2. ELEKTRONISCHE SCHALTER

Überall dort, wo mechanische Schalter nicht mehr die Anforderungen an die Schaltgeschwindigkeit erfüllen können, müssen andere Schalterarten herangezogen werden. Dieses gesamte Anwendungsgebiet wird unter dem Oberbegriff „Elektronische Schalter“ zusammengefaßt und läßt sich in 3 Gruppen weiter unterteilen.

- a) Vacuum-Röhren
- b) Gasgefüllte Röhren
- c) Transistoren.

Die Aufgabe dieses Buches besteht darin, besonders die dritte Gruppe der elektronischen Schalter näher zu behandeln. Es ist aber von Nutzen, eine Vorstellung von den Eigenschaften dieser Gruppe, verglichen mit den beiden anderen, zu haben. Aus diesem Grunde soll im folgenden ein kurzer Überblick über die Vor- und Nachteile aller drei Typen von elektronischen Schaltern gegeben werden.

#### a) *Vacuum-Röhren*

Der Leckwiderstand  $r_L$  von Vacuum-Röhren ist sehr groß, nämlich praktisch unendlich, da es möglich ist, die Röhre so weit zu sperren, daß praktisch kein Strom mehr fließt. Der Innenwiderstand in Durchlaßrichtung  $r_i$  ist relativ hoch. So beträgt, um ein typisches Beispiel zu geben, der Durchlaßwiderstand im voll leitenden Zustand bei der Spezialröhre E 88 CC größenordnungsmäßig 2,5 K $\Omega$ . Die Streukapazitäten sind klein, in der Gegend von einigen pF. Die innere Trägheit ist sehr klein und entspricht der

Laufzeit der Elektronen zwischen den Elektroden der Röhre. Bisher hat hierin noch nie die praktische Grenze für die Schaltgeschwindigkeit in der Impulstechnik bestanden. Selbst mit  $10^7$  Schaltungen in der Sekunde ist die Grenze noch nicht erreicht.

Der Betrieb der Vacuum-Röhre als Schalter erfolgt durch Spannungssprünge am Steuergitter oder an einer anderen hierfür geeigneten Elektrode. Hierbei geht man zu positiven Spannungswerten, um den Schalter zu schließen und zu negativen, um ihn zu öffnen. Wenn man dabei nicht zu tief ins Gitterstromgebiet durchsteuert, so wird für den Steuervorgang praktisch keine Leistung benötigt.

Die Verluste im Schalter sind im offenen Zustand praktisch Null, im geschlossenen Zustand müssen sie aber unbedingt berücksichtigt werden, da Verlustleistungen in der Gegend von einem Watt auftreten können. Ein Nachteil der Vacuum-Röhre als Schalter ist die ständig erforderliche Heizleistung (z.B. beträgt diese bei der E 88 CC nahezu 2 Watt).

#### b) Gasgefüllte Röhren

Der Leckwiderstand  $r_L$  ist sehr groß, der Innenwiderstand in Durchlaßrichtung  $r_i$  ist ziemlich groß (z.B. 25 K $\Omega$  und mehr bei der Z 70 U).

Die Parallelkapazitäten sind klein — Größenordnung pF, aber die innere Trägheit ist sehr hoch im Vergleich mit Vacuum-Röhren; sie wird durch Ionisierungs- und Entionisierungs-Effekte verursacht. Die Arbeitsgeschwindigkeit ist deshalb größenordnungsmäßig auf einige tausend Schaltungen pro Sekunde begrenzt.

Der Schaltvorgang wird im allgemeinen durch das Anlegen eines geeigneten Spannungsimpulses an die sogenannte Zündelektrode eingeleitet. Die geforderte Zündenergie ist nicht groß.

Die Verluste der gasgefüllten Röhre als Schalter sind im offenen Zustand Null, im geschlossenen Zustand klein (Z 70 U < 0,4 W).

Einen großen Vorteil im Vergleich zur Vacuum-Röhre stellt das Fehlen jeglicher Heizung dar, da hierdurch Energie und unerwünschte Erwärmung erspart werden.

#### c) Transistoren

Der Leckwiderstand  $r_L$  ist groß — größenordnungsmäßig 100 K $\Omega$  und darüber, der Innenwiderstand in Durchlaßrichtung kann sehr klein sein, bis hinab zu einigen Ohm. Die Parallelkapazitäten sind klein, doch kann die innere Trägheit auf Grund von Diffusionseffekten sehr groß sein (Diffusionskapazität, Lochspeicherung).

Der Schaltvorgang wird durch Spannungs- oder Stromsprünge an Emitter oder Basis ausgelöst. Der niederohmige Eingang des Transistors verursacht dabei einen bestimmten Steuerleistungsbedarf.

Die Verlustleistung im Transistor ist sehr klein, sowohl in geöffneter wie auch geschlossener Schalterstellung beträgt sie einige Milliwatt. Wiederum wird keine Heizenergie benötigt.

Schlußfolgernd kann festgestellt werden, daß im Hinblick auf die Verlustleistung der Transistor das bestgeeignete Bauelement darstellt, lediglich in der Schaltgeschwindigkeit kann er nicht vollständig mit der Röhre konkurrieren. Jedoch werden die Entwicklungen von Transistoren für höhere Frequenzen heute mit solcher Intensität betrieben, daß entscheidende Fortschritte in naher Zukunft erwartet werden dürfen.

Das Gebiet der elektronischen Impulstechnik hat sich in den vergangenen Jahren unvorstellbar geweitet. Der Transistor wird eine führende Rolle in der Entwicklung spielen, insbesondere in solchen Fällen, wo eine große Zahl von elektronischen Schaltern benötigt wird. Vacuum-Röhren würden dabei relativ viel Verlust- und Heizleistung erfordern und damit ein entsprechendes Maß an Wärme entwickeln, das eine forcierte Kühlung erforderlich macht. Die Anwendung von Transistoren verringert den Leistungsbedarf so stark, daß eine forcierte Kühlung überflüssig wird. Darüberhinaus werden Größe und Gewicht der kompletten Schaltung spürbar reduziert (z.B. Rechenmaschinen, Meßgeräte für die Raumforschung).

### 1.6. Der Effekt des Öffnens und Schließens von Schaltern in einer Schaltung

Bei der Behandlung der Vacuum-Röhre als Schalter wurde ausführlich auf die mathematischen Verhältnisse beim plötzlichen Öffnen oder Schließen von Schaltern in der Schaltung eingegangen. Deshalb wollen wir uns hier mit dem Hinweis auf diejenigen Bücher des Autors begnügen, in denen diese Fragen ausführlich behandelt wurden \*) \*\*) sowie mit einem kurzen Überblick darüber, wie diese Verhältnisse in der Praxis zu handhaben sind.

Das Verhalten einer Schaltung beim Öffnen und Schließen eines Schalters kann in folgender Weise beschrieben werden: Nehmen wir an, der Schalter sei zum Zeitpunkt  $t = 0$  geschlossen (bzw. geöffnet). Von diesem Zeitpunkt an stellen wir uns vor, es sei eine Spannungsquelle (bzw. Stromquelle) zwischen den beiden Punkten eingeschaltet, die kurzgeschlossen (bzw. nicht

---

\*) P. A. Neeteson: Elektronenröhren in der Impulstechnik, Philips' Technische Bibliothek. Reihe Elektronenröhren, 2. Ausgabe 1958.

\*\*) P. A. Neeteson: „Analysis of Bistable Multivibrator Operation“ (The Eccles-Jordan Trigger Circuit). Book X of Philips' Techn. Library, 2. erweiterte Ausgabe (1960).

verbunden) sind. Die Größe muß gleich und das Vorzeichen umgekehrt dem der Spannung (bzw. des Stromes) sein, die (der) zwischen den beiden betrachteten Punkten vorhanden war, bevor der Schaltvorgang stattfand. Man berechnet dann das Verhalten der Schaltung gegenüber der oben erwähnten Spannungsquelle (bzw. Stromquelle) und überlagert das gerechnete Übergangsverhalten dem ungestörten Zustand der Schaltung.

## Überblick über die Grundschaltungen der Impulstechnik

Wenn man sich einen Überblick über die zahllosen Schaltungsvariationen verschaffen will, die auf dem Gebiete der Impulstechnik vorkommen, so kann es leicht geschehen, daß der Neuling entmutigt wird bei dem Gedanken wie er mit all' diesen Möglichkeiten und speziellen Anwendungen vertraut werden soll. Es ist aber nicht so schwierig wie es anfänglich aussieht, denn es ist möglich — ausgerüstet mit der Kenntnis einiger Grundschaltungen —, die Arbeitsweise der meisten praktischen Schaltungen zu verstehen, da sie meist logische Kombinationen und (oder) Abwandlungen der Grundschaltungen darstellen.

Diese Grundschaltungen der Impulstechnik können folgendermaßen klassifiziert werden:

a) Impulsgeneratoren

Der Name erklärt bereits alles. Als Beispiel für diese Kategorie seien der Multivibrator und der Sperrschwinger genannt.

b) Impulsformer

Impulse, die eine längere Schaltungsfolge durchlaufen haben, werden immer eine Veränderung erlitten haben, sei es in der Amplitude, sei es in der Flankensteilheit oder gar in beiden wie es meist der Fall ist. Wenn diese Verformung zu weit geht, dann sind die Impulse nicht mehr länger geeignet, die Schaltfunktion auszuführen, die von ihnen erwartet wird. In diesen Fällen ist es erforderlich, die alte Impulsform wieder herzustellen und zwar mit Hilfe der unter dieser Kategorie gemeinten Schaltungen. Bekannte Beispiele sind der monostabile Multivibrator und der gesteuerte Sperrschwinger.

c) Frequenzteiler und Niveau-Schalter

Einen Frequenzteiler, der prinzipiell im binären System arbeitet, stellt die Eccles-Jordan-Schaltung oder der bistabile Multivibrator dar.

Eine Reihenschaltung dieser Anordnung ermöglicht die Frequenzteilung in jedem Vielfachen von zwei. Darüberhinaus besteht aber die Möglichkeit, durch die Einführung geeigneter Rückkopplungen zwischen den

einzelnen Stufen der Kaskade, in jedem beliebigen numerischen System zu teilen; tatsächlich wird häufig das Dezimalsystem verwendet.

Zur gleichen Zeit kann der bistabile Multivibrator als ein Niveau-Schalter verwendet werden, der in der Lage ist, Torschaltungen oder andere Anordnungen zu steuern.

Die oben erwähnten Grundschaltungen, mit Flächentransistoren als aktive Elemente, werden in den folgenden Kapiteln behandelt. Für diese Grundbausteine gibt es in jedem Falle analoge Schaltungen in der Röhrentechnik (siehe die in der Fußnote auf Seite 8 aufgeführten Bücher). Es ist auch bereits erwähnt worden, daß bis heute die Röhrenversion besser ist für Fälle, in denen hohe Rechengeschwindigkeit erforderlich ist, jedoch bietet der Transistor so viele Vorteile — besonders bei der Verwendung in großen Anlagen, daß er sicherlich die Röhre größtenteils bei derartigen Anwendungen ablösen wird\*. In diesem Buch soll eine möglichst einfache Behandlung von transistorisierten Impulsschaltungen gegeben werden, wobei nicht immer an einen Betrieb mit extrem hoher Rechengeschwindigkeit gedacht ist, so daß die inneren Trägheitserscheinungen des Transistors zu vernachlässigen sind. Da weiterhin der Innenwiderstand des Transistors in Durchlaßrichtung sehr klein ist, wenn er übersteuert wird, und der Leckwiderstand im Auszustand hinreichend groß ist, um ihn gegenüber den äußeren Widerständen vernachlässigen zu können, sind Impulsschaltungen mit Transistoren verhältnismäßig einfach zu analysieren.

---

\*) Während der Korrektur dieses Buches sind im Applikationslabor bereits bistabile Schaltungen mit hochfrequenz Transistoren der Type OC 170 entwickelt worden die als binärer Teiler arbeiten bis Eingangsimpuls-frequenzen von 30 MHz und höher.

Zwei wichtige Typen des Impulsgenerators sind der Sperrschwinger und der Multivibrator. Der letztere wird auch häufig als der astabile Multivibrator bezeichnet. Beiden Schaltungen ist gemeinsam, daß sie als stark rückgekoppelte Verstärker betrachtet werden können. Die Rückführung vom Ausgang auf den Eingang des Verstärkers erfolgt im Falle des Sperrschwingers durch einen Transformator, während beim Multivibrator eine gesonderte Verstärkerstufe zur Phasenumkehr benötigt wird. Deshalb enthält die Schaltung eines Sperrschwingers im allgemeinen nur einen Transistor, während der Multivibrator auf jeden Fall deren zwei erfordert und deshalb symmetrisch aufgebaut werden kann.

Der astabile Multivibrator sei der erste Impulsgenerator, den wir besprechen. Er gehört zu der allgemeinen Gruppe der Multivibratoren und kann durch die Grundsaltung nach Fig. 3.1 dargestellt werden. Es hängt

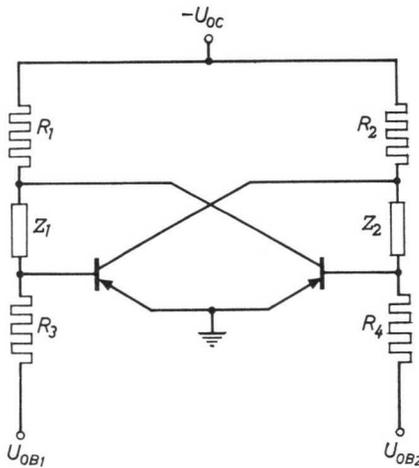


Fig. 3.1

von dem Charakter der Kopplungselemente zwischen Kollektor und Basis  $Z_1$  und  $Z_2$  ab sowie von den Polaritäten der Basisvorspannungen  $U_{OB1}$  und  $U_{OB2}$ , um welche Art von Multivibrator es sich handelt. Wenn  $Z_1$  und  $Z_2$  einfach aus Kapazitäten bestehen und wenn  $U_{OB1}$  und  $U_{OB2}$  beide null oder negativ (für den Fall des pnp-Transistors) sind, dann handelt es sich um einen astabilen Multivibrator. Wenn  $Z_1$  und  $Z_2$  einfache Widerstände sind und  $U_{OB1}$  und  $U_{OB2}$  positives Vorzeichen ausweisen, so ergibt sich ein bistabiler Multivibrator, oft auch als Flip-Flop

bezeichnet. Für einen stabilen Betrieb mit größeren Schaltgeschwindigkeiten wird es notwendig sein, die Koppelwiderstände durch Kapazitäten zu überbrücken, so daß  $Z_1$  und  $Z_2$  Parallelkombinationen aus Wider-

ständen und Kondensatoren werden. Wenn hingegen z.B.  $Z_1$  rein kapazitiven und  $Z_2$  rein ohmschen Charakter hat, dann ergibt sich bei bestimmten Werten für die Basisvorspannungen  $U_{OB1}$  und  $U_{OB2}$  ein monostabiler Multivibrator.

Im nächsten Abschnitt wird die Analyse des astabilen Multivibrators durchgeführt.

### 3.1. Der Astabile Multivibrator

#### 3.1.1 EINFÜHRUNG

Wenn man den gleichen Gedankengang wie im Falle des Röhren-Multivibrators geht, dann ist es möglich und spürbar einfacher, bei der Transistor-schaltung vorauszusetzen, daß der leitende Transistor übersteuert und damit im Gebiete der Spannungs-Sättigung ist. Die Praxis wird in den meisten Fällen diesen Betriebszustand erfordern, weil im anderen Falle die Streuungen bei den Transistoren und den anderen Bauelementen, gemeinsam mit Temperaturänderungen, großen Einfluß auf das Verhalten des Transistors haben und eventuell den normalen Betrieb verhindern. Aus diesem Grunde werden ausschließlich Multivibratorschaltungen mit übersteuerten Transistoren im leitenden Zustand betrachtet. Bei einem übersteuerten Transistor ist die Spannungsdifferenz zwischen Kollektor und Emitter und zwischen Basis und Emitter klein (einige Zehntel Volt) und vernachlässigbar im Vergleich zu den äußeren Vorspannungen. Beim ausgeschalteten Transistor (Basis positiv in Bezug auf den Emitter) sind die Leckströme klein und können gegenüber den übrigen Strömen der Schaltung vernachlässigt werden.

#### 3.1.2 ANALYSE DER GRUNDSCHALTUNG

Die Grundsaltung des astabilen Multivibrators (AMV) ist in Fig. 3.2 dargestellt. Es sei angenommen, daß Transistor  $Tr_1$  leitet (Kollektorstrom  $I_{C1}$ , Basisstrom  $I_{B1}$ ) und Transistor  $Tr_2$  gesperrt ist (unter Vernachlässigung der Leckströme in Basis und Kollektor). Der AMV hat nur zwei stabile Betriebszustände, nämlich Transistor  $Tr_1$  leitend,  $Tr_2$  gesperrt und  $Tr_1$  gesperrt,  $Tr_2$  leitend, entsprechend den

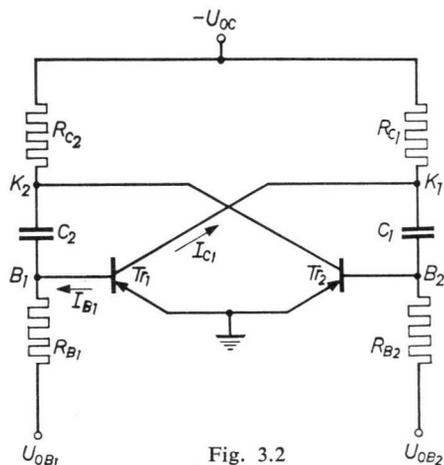


Fig. 3.2

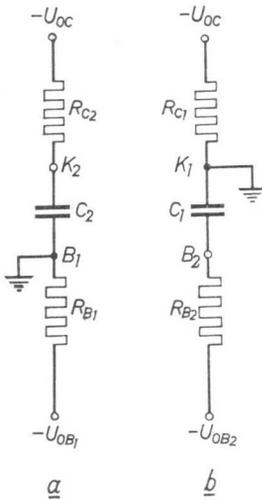


Fig. 3.3

Fig. 3.4

Ersatzschaltbildern Fig. 3.3 bzw. Fig. 3.4. Der Zustand, daß Transistor  $Tr_1$  leitet, ist in Fig. 3.3 durch einen Kurzschluß des Kollektors  $K_1$  und der Basis  $B_1$  mit dem Emittor, der seinerseits geerdet ist, dargestellt. Das Gleiche gilt beim Transistor  $Tr_2$  für den anderen Betriebszustand ( $K_2$  und  $B_2$  sind in Fig. 3.4 geerdet).

Die Analyse des Umschaltverhaltens beim AMV basiert auf der Tatsache, daß sich die gleichen Zustände in regelmäßigen Zeitintervallen wiederholen, entsprechend der Eigenfrequenz des AMV. Man erreicht, ausgehend von dem Zustand des AMV zu einem bestimmten Zeitpunkt ( $t = 0$ ), bei der Weiterverfolgung durch die ganze Periode  $T$  des AMV zum Zeitpunkt  $t = T$  genau den gleichen Zustand, wie er im Anfang bei  $t = 0$  herrschte.

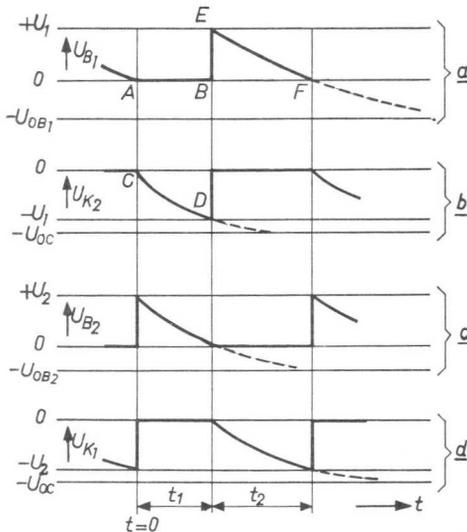


Fig. 3.5

Wenn eine Größe (z.B. Strom oder Spannung) sich während der Periode mit der Zeit nach der Funktion  $F(t)$

ändert, so erhält man aus der Gleichung  $F(t) = F(t + T)$  bzw.  $F(0) = F(T)$  eine ausreichende Information, um die Frequenz des AMV und die Kurvenform zu bestimmen.

Die Gesamtperiode kann in zwei klar unterscheidbare Abschnitte, nämlich  $Tr_1$  leitend /  $Tr_2$  gesperrt und  $Tr_1$  gesperrt /  $Tr_2$  leitend, unterteilt werden.

Der *erste Abschnitt* der gesamten AMV-Periode (Fig. 3.3a und b) beginnt zum Zeitpunkt  $t = 0$ , wenn  $B_1$  das Potential Null in Bezug auf den geerdeten Emitter durchläuft und zwar aus dem positiven Gebiet herkommend. Der Kondensator  $C_1$  hat zu diesem Zeitpunkt keine Ladung, da  $K_2$  gleichfalls am Erdpotential gelegen hatte.  $Tr_2$  war nämlich bis zum Zeitpunkt  $t = 0$  übersteuert.

Es ist einzusehen, daß  $U_{B1}$  den ganzen ersten Zeitabschnitt der Periode hindurch Null bleiben wird, wie es in Fig. 3.5a durch die Linie  $AB$  dargestellt ist. Außerdem ist einzusehen, daß das Potential des Kollektors von  $Tr_2$  dem Endwert  $U_{K2}(\infty) = -U_{OC}$  zustrebt. Dieser Wert wird aber nicht erreicht, weil zum Zeitpunkt  $t = t_1$  der erste Abschnitt beendet ist. Der zweite Abschnitt beginnt, gekennzeichnet durch den Umstand, daß die Basisspannung  $U_{B2}$  von  $Tr_2$  den Wert Null erreicht. Die Kollektorspannung von  $Tr_2$  ist in Fig. 3.5b durch den Kurvenabschnitt  $CD$  und mathematisch durch die Beziehung

$$U_{K2} = -U_{OC} (1 - e^{-\frac{t}{T_1}}) \quad (3.1)$$

darzustellen. Hierbei gilt für die Zeitkonstante

$$T_1 = C_2 R_{C2} \quad (3.2)$$

Am Ende des ersten Abschnittes, zum Zeitpunkt  $t = t_1$  also, beträgt der Wert

$$U_{K2} = -U_{OC} (1 - e^{-\frac{t_1}{T_1}}) = -U_1 \quad (3.3)$$

Während *des zweiten Abschnittes* ist  $U_{K2} = 0$ , was bedeutet, daß zum Zeitpunkt  $t = t_1$  die Kollektorspannung  $U_{K2}$  vom Wert  $-U_1$  auf Null springt (siehe Fig. 3.5b). Das Potential von  $B_1$  muß um den gleichen Betrag springen (siehe  $BE$  in Fig. 3.5a). Aus Fig. 3.4a ergibt sich, daß  $U_{B1}$  während des zweiten Abschnittes dem Endwert  $-U_{OB1}$  zustrebt, entsprechend der graphischen Darstellung  $EF$  in Fig. 3.5a und dem Zusammenhang:

$$U_{B1} = -U_{OB1} + (U_1 + U_{OB1}) e^{-\frac{t-t_1}{T_2}} \quad (3.4)$$

wobei

$$T_2 = C_2 \cdot R_{B1} \quad (3.5)$$

Dieser zweite Abschnitt dauert bis  $U_{B1} = 0$  geworden ist, d.h.  $Tr_1$  wieder leitend wird. Geschieht dies zum Zeitpunkt  $t = t_2 + t_1$ , dann ist

$$U_{B1}(t_2 + t_1) = 0 = -U_{OB1} + (U_1 + U_{OB1}) e^{-\frac{t_2}{T_1}} \quad (3.6)$$

In den Ausdrücken (3.3) und (3.6) kann die Spannung  $U_1$  eliminiert werden, wodurch sich eine Gleichung mit den Unbekannten  $t_1$  und  $t_2$  ergibt. Um diese Unbekannten zu bestimmen, ist es erforderlich, die Verhältnisse der rechten Seiten in der Fig. 3.3 und Fig. 3.4 ebenfalls zu betrachten.

Die Verhältnisse sind völlig die gleichen wie im vorstehenden Fall; es ist unschwer einzusehen, daß die graphische Darstellung der Kollektorspannung des Transistors  $Tr_1$ ,  $U_{K1}$ , und der Basisspannung des Transistors  $Tr_2$ ,  $U_{B2}$ , so verlaufen muß wie in Fig. 3.5d bzw. 3.5c dargestellt ist. Die Zeitfunktionen lauten, analog zu (3.1) und (3.4)

$$U_{K1} = -U_{OC} (1 - e^{-\frac{t-t_1}{T_3}}) \quad (3.7)$$

für  $t \geq t_1$

$$\text{mit} \quad T_3 = C_1 \cdot R_{C1}. \quad (3.8)$$

$$\text{und} \quad U_{B2} = -U_{OB2} + (U_2 + U_{OB2}) e^{-\frac{t}{T_4}} \quad (3.9)$$

für  $0 \leq t \leq t_1$

$$\text{mit} \quad T_4 = C_1 R_{B2} \quad (3.10)$$

Zum Zeitpunkt  $t = t_1$  gilt

$$U_{B2}(t_1) = 0 = -U_{OB2} + (U_2 + U_{OB2}) e^{-\frac{t_1}{T_4}} \quad (3.11)$$

Zum Zeitpunkt  $t = t_1 + t_2$

$$U_{K1}(t_1 + t_2) = -U_2 = -U_{OC} (1 - e^{-\frac{t_2}{T_3}}) \quad (3.12)$$

Aus den Gleichungen (3.11) und (3.12) kann  $U_2$  eliminiert werden, so daß sich eine Gleichung mit den Unbekannten  $t_1$  und  $t_2$  ergibt. Hieraus können, gemeinsam mit der bereits früher erwähnten Gleichung für  $t_1$  und  $t_2$ , die beiden Unbekannten ermittelt werden, doch ist dieser Weg unpraktisch, wie gezeigt werden soll:

Die Eliminierung von  $U_1$  aus den Gleichungen (3.3) und (3.6) ergibt

$$-U_{OB1} + \left\{ U_{OC} (1 - e^{-\frac{t_1}{T_1}}) + U_{OB1} \right\} e^{-\frac{t_2}{T_1}} = 0 \quad (3.13)$$

und entsprechend entsteht aus (3.11) und (3.12) für Eliminierung von  $U_2$  der Ausdruck

$$-U_{OB2} + \{ U_{OC} (1 - e^{-\frac{t_1}{T_1}}) + U_{OB2} \{ e^{-\frac{t_1}{T_4}} = 0 \quad (3.14)$$

Nach Einführung der Ausdrücke

$$\gamma_1 = \frac{U_{OB1}}{U_{OC}} \quad (3.15)$$

$$\gamma_2 = \frac{U_{OB2}}{U_{OC}} \quad (3.16)$$

$$e^{-\frac{t_1}{T_4}} = x \quad (3.17)$$

$$e^{-\frac{t_2}{T_2}} = y \quad (3.18)$$

lauten die Gleichungen (3.13) und (3.14) folgendermaßen:

$$-\gamma_1 + (1 - x \frac{T_4}{T_1} + \gamma_1) y = 0 \quad (3.19)$$

$$-\gamma_2 + (1 - y \frac{T_2}{T_3} + \gamma_2) x = 0 \quad (3.20)$$

Zu diesen Gleichungen kann folgendes gesagt werden:

a) Es ergeben sich immer Lösungen für  $x = 1$ ,  $y = 1$ , die aber keine physikalische Bedeutung haben, da dies bedeutet, daß  $t_1 = 0$  und  $t_2 = 0$  ist, entsprechend einer unendlichen Eigenfrequenz des AMV.

b) Wegen der Exponenten  $\frac{T_4}{T_1}$  und  $\frac{T_2}{T_3}$  werden die Gleichungen schwierig zu lösen sein. Nur wenn die Exponenten von  $x$  und  $y$  ganze Zahlen sind, kann für den Wert 1 die Lösung direkt aus einer quadratischen Gleichung gefunden werden. Für alle anderen Werte ergibt sich eine Gleichung höheren Grades, während für gebrochene Exponenten die Lösung noch weit schwieriger wird.

c) Eine einfache Lösung ergibt sich für den Fall, daß die Exponenten so groß werden, daß die Ausdrücke  $x \frac{T_4}{T_1}$  und  $y \frac{T_2}{T_3}$  gegenüber 1 verschwinden. Dies wird in der Praxis häufig der Fall sein, da  $x$  und  $y$  stets kleiner als eins sind, während  $\frac{T_4}{T_1} = \frac{C_1 R_{B2}}{C_2 R_{C2}}$  und  $\frac{T_2}{T_3} = \frac{C_2 R_{B1}}{C_1 R_{C1}}$  meist groß sind.

Für diesen Fall vereinfachen sich die Gleichungen (3.19) und (3.20) in die Formen

$$-\gamma_1 + (1 + \gamma_1) y = 0 \quad (3.21)$$

$$-\gamma_2 + (1 + \gamma_2) x = 0 \quad (3.22)$$

oder

$$x = \frac{\gamma_2}{1 + \gamma_2} \quad (3.23)$$

$$y = \frac{\gamma_1}{1 + \gamma_1} \quad (3.24)$$

Damit folgt aus (3.17) und (3.18)

$$t_1 = T_4 \ln \frac{1}{x} \quad (3.25)$$

$$t_2 = T_2 \ln \frac{1}{y} \quad (3.26)$$

oder

$$t_1 = T_4 \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma_2} \right) \quad (3.27)$$

$$t_2 = T_2 \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma_1} \right) \quad (3.28)$$

Die gesamte Periode  $T$  des AMV ist  $T = t_1 + t_2$ , wofür sich nach Substitution der Gleichungen (3.27), (3.28), (3.15) und (3.16) ergibt:

$$T = T_4 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB2}} \right) + T_2 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB1}} \right) \quad (3.29)$$

Die Eigenfrequenz ist dann

$$f = \frac{1}{T_4 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB2}} \right) + T_2 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB1}} \right)} \quad (3.30)$$

Wenn man jetzt die Ausdrücke für  $T_4$  und  $T_2$  aus den Gleichungen (3.10) und (3.5) einsetzt, so ergibt sich weiterhin unter der Bedingung  $x \frac{T_4}{T_1} \ll 1$  und  $y \frac{T_2}{T_1} \ll 1$  der endgültige Ausdruck

$$f = \frac{1}{C_1 R_{B2} \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB2}} \right) + C_2 R_{B1} \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB1}} \right)} \quad (3.31)$$

d) Wenn beide Zeitkonstanten  $T_2$  und  $T_4$  gleich sind ( $T_0$ ), dann wird

$$f = \frac{1}{T_0 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB2}} \right) \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB1}} \right)} \quad (3.32)$$

- e) Wenn weiterhin  $U_{OB1} = U_{OB2} = U_{OB}$  ist, so ist der AMV symmetrisch und die Frequenz ist

$$f = \frac{1}{2T_0 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB}} \right)} \quad (3.33)$$

Anmerkung: Der AMV ist symmetrisch, wenn  $T_2 = T_4$  ist, was nicht die Notwendigkeit beinhaltet, daß  $C_1 = C_2$  und  $R_{B1} = R_{B2}$  sein muß.

- f) Um eine Vorstellung von der möglichen Frequenzvariation mit Hilfe der Basisvorspannung  $U_{OB}$  beim symmetrischen AMV zu geben, ist die Gleichung (3.33) in Fig. 3.6 in folgender Form dargestellt:

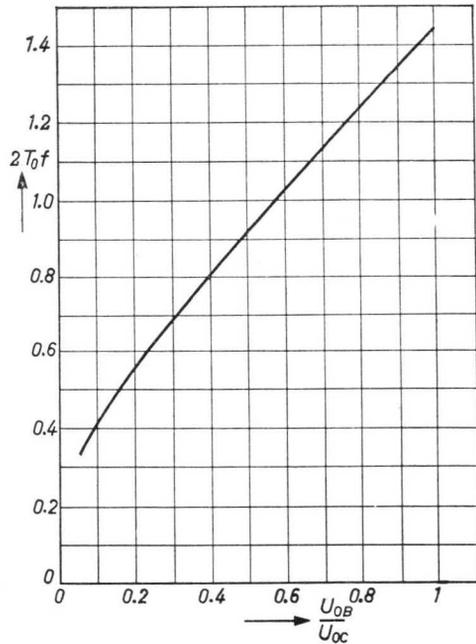


Fig. 3.6

$$2T_0 f = \frac{1}{\ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB}} \right)} \quad (3.34)$$

Man kann daraus ersehen, daß man bei Änderung von  $U_{OB}$  um den Faktor 5 eine nahezu lineare Frequenzänderung im Verhältnis 1 : 3 erhält. Dieses Verhalten des AMV kann auf dem Gebiete der Fernmeßtechnik angewendet werden.

- g) In denjenigen allgemeinen Fällen, in denen die Ausdrücke (3.19) und (3.20) nicht vereinfacht werden können, ist eine graphische Lösung möglich. Es werden zwei Kurven gezeichnet, die den Funktionen  $y(x)$  aus den beiden Gleichungen (3.19) und (3.20) entsprechen; der Schnittpunkt liefert die gesuchten Werte für  $x$  und  $y$ .

In Fig. 3.7 sind einige Funktionen (3.19) (gekennzeichnet mit I) und einige Funktionen (3.20) (gekennzeichnet mit II) dargestellt. Die Kurven

I-1 und II-1 entsprechen den Werten  $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_2}{T_3} = 2$  und  $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,1$ .

Es handelt sich also um einen symmetrischen AMV. Der Schnittpunkt

ergibt  $x = y = 0,091$ . Wenn man die Annäherungen (3.21) und (3.22) verwendet, errechnet sich der Wert zu  $x = y = 0,0909$ , was praktisch das Gleiche ist.

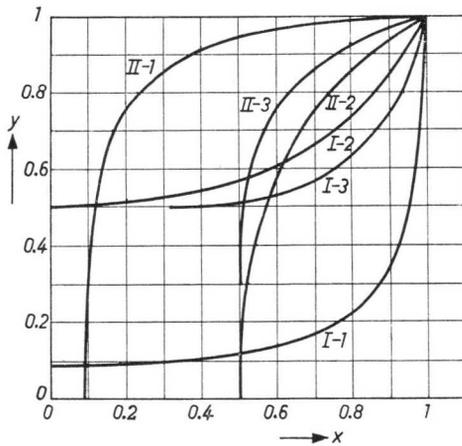


Fig. 3.7

Die Kurven I-2 und II-2 entsprechen dem Fall  $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_2}{T_3} = 2$ ,  $\gamma_1 = \gamma_2 = 1$ , wofür sich als Lösung  $x = y = 0,62$  ergibt, während die Annäherung durch (3.21) und (3.22) den Wert  $x = y = 0,5$  liefert, was einen Fehler von  $-20\%$  bedeutet. Es ist zu erwarten, daß eine Erhöhung der Werte für  $\frac{T_4}{T_1}$  und  $\frac{T_2}{T_3}$ , z.B. auf 4, eine bessere Annäherung liefert. Dies ist in den Kurven I-3 und II-3 dargestellt, wo  $\gamma_1 = \gamma_2 = 1$  beibehalten wurde.

Die Lösung ist hier  $x = y = 0,515$ . Der angenäherte Wert 0,5 ist damit noch um  $3\%$  zu klein.

Unsymmetrische Multivibrator-schaltungen können durch die Kombination der Kurven I-1 und II-2, für die  $\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_2}{T_3} = 2$ ,  $\gamma_1 = 0,1$  und  $\gamma_2 = 1$  gilt, untersucht werden. Es ist also nur eine Unsymmetrie bezüglich der Basisvorspannungen  $U_{OB1}$  und  $U_{OB2}$  vorhanden (vgl. Fig. 3.2). Die graphische Lösung lautet  $x = 0,502$ ;  $y = 0,115$ . Näherungslösung  $x = 0,5$  (Fehler  $-0,4\%$ );  $y = 0,091$  (Fehler  $-21\%$ ).

Ein anderes Beispiel sei die Kombination der Kurven I-3 und II-2 mit  $\gamma_1 = \gamma_2 = 1$  ( $U_{OB1} = U_{OB2} = -U_{OC}$ , vgl. Fig. 3.2);  $\frac{T_4}{T_1} = 4$ ,  $\frac{T_2}{T_3} = 2$  (Unsymmetrie in den Bauelementen der Schaltung).

Die graphische Lösung ist  $x = 0,585$ ;  $y = 0,535$ , während die Näherung  $x = 0,5$  (Fehler  $-14,5\%$ );  $y = 0,5$  (Fehler  $-6,6\%$ ) lautet.

Im allgemeinen kann man sagen, daß die Annäherungen (3.23) und (3.24) recht gut sind, solange die Größen  $\frac{T_4}{T_1}$  und  $\frac{T_2}{T_3}$  beide größer als 4 sind.

Die Eigenfrequenz ist durch die Gleichungen (3.29) und (3.30) bzw. (3.31) gegeben.

h) Es ist fraglich, ob sich in jedem Falle ein Schnittpunkt außer dem bei

$x = y = 1$  ergibt. Die Bedingung für die Möglichkeit eines zweiten Schnittpunktes der Funktionen (3.19) und (3.20) ist durch ihre Steigung im Punkt  $x = y = 1$  bestimmt.

Wenn die Steigung  $\left(\frac{dy}{dx}\right)_I$  von (3.19) größer ist als die Steigung  $\left(\frac{dy}{dx}\right)_{II}$  von (3.20), dann ist ein zweiter Schnittpunkt vorhanden. Die Bedingung dafür ist

$$\frac{T_4/T_1}{\gamma_1} > \frac{\gamma_2}{T_2/T_3}$$

oder

$$\frac{T_4}{T_1} \cdot \frac{T_2}{T_3} > \gamma_1 \cdot \gamma_2$$

oder

$$\frac{U_{OC} \cdot R_{B1}}{R_{C1} \cdot U_{OB1}} \cdot \frac{U_{OC} \cdot R_{B2}}{R_{C2} \cdot U_{OB2}} > 1 \quad (3.35)$$

oder

$$\frac{I_{C1}}{I_{B1}} \cdot \frac{I_{C2}}{I_{B2}} > 1 \quad (3.36)$$

- i) Die Gültigkeit der Annäherungen (3.23) und (3.24) hat einige Konsequenzen auf die Kurvenform der Kollektorspannung. Aus (3.6) und (3.18) folgt

$$0 = -U_{OB1} + (U_1 + U_{OB1})y \quad (3.37)$$

und aus (3.11) und (3.17)

$$0 = -U_{OB2} + (U_2 + U_{OB2})x \quad (3.38)$$

Die Gleichungen (3.37) und (3.38) werden umgeformt

$$U_1 = U_{OB1} \left( \frac{1}{y} - 1 \right) \quad (3.39)$$

$$U_2 = U_{OB2} \left( \frac{1}{x} - 1 \right) \quad (3.40)$$

Führt man (3.23) und (3.24) ein, ergibt sich

$$U_1 = U_2 = U_{OC} \quad (3.41)$$

Dies bedeutet, daß die Kollektorspannung während der Sperrphase das maximal mögliche negative Niveau erreicht. In Fig. 3.5b wird der Punkt *D* auf der Linie  $-U_{OC}$  liegen, entsprechendes gilt für Fig. 3.5d.

## 3.1.3 ÜBERSTEUERUNGSBEDINGUNG

Alle bisherigen Ableitungen wurden unter der Bedingung durchgeführt, daß der leitende Transistor im AMV dauernd übersteuert ist. Um die Bedingung zu finden, unter welcher dies der Fall ist, ist es erforderlich, Ausdrücke für die Basis- und Kollektorströme anzuschreiben.

Ströme im Zeitabschnitt 1 ( $0 < t < t_1$ ):

Aus Fig. 3.8a ersieht man, daß der gesamte Basisstrom, der den Punkt  $B_1$  vom Emitter her durchfließt, durch die Summe

$$I_{B1}(t) = I_1 + I_2(t) \quad (3.42)$$

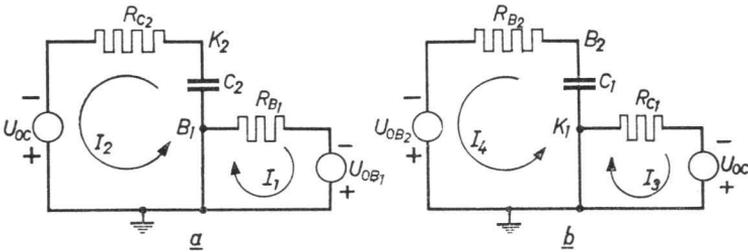


Fig. 3.8

gegeben ist. Weiterhin ist nach dem Ohmschen Gesetz

$$I_1 = \frac{U_{OB1}}{R_{B1}} \quad (3.43)$$

und

$$I_2(t) = \frac{U_{OC} + U_{K2}(t)}{R_{C2}} \quad (3.44)$$

Aus (3.3), (3.42), (3.43) und (3.44) folgt:

$$I_{B1}(t) = \frac{U_{OB1}}{R_{B1}} + \frac{U_{OC}}{R_{C2}} e^{-\frac{t}{T_1}} \quad (3.45)$$

Nach Fig. 3.8b beträgt der gesamte den Punkt  $K_1$ , vom Emitter kommend, durchfließende Strom

$$I_{K1}(t) = I_3 + I_4(t) \quad (3.46)$$

Wobei

$$I_3 = \frac{U_{OC}}{R_{C1}} \quad (3.47)$$

und

$$I_4(t) = \frac{U_{OB2} + U_{B2}(t)}{R_{B2}} \quad \text{ist.} \quad (3.48)$$

Durch Kombination der Gleichungen (3.9), (3.46), (3.47) und (3.48) erhält man

$$I_{K1}(t) = \frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{U_2 + U_{OB2}}{R_{B2}} e^{-\frac{t}{T_4}} \quad (3.49)$$

Ströme im Zeitabschnitt 2 ( $t_1 < t < t_1 + t_2$  oder  $0 < \tau < t_2$ )

In völlig analoger Weise kann ermittelt werden, daß der Kollektorstrom im Transistor  $Tr_2$  während des 2. Zeitabschnittes der gesamten AMV-Periode durch folgenden Zusammenhang gegeben ist:

$$I_{K2}(t) = \frac{U_{OC}}{R_{C2}} + \frac{U_1 + U_{OB1}}{R_{B1}} e^{-\frac{\tau}{T_2}} \quad (3.50)$$

Der Basisstrom-Ausdruck lautet

$$I_{B2}(t) = \frac{U_{OB2}}{R_{B2}} + \frac{U_{OC}}{R_{C1}} e^{-\frac{\tau}{T_2}} \quad (3.51)$$

Die Übersteuerungsbedingung für einen Transistor ist nun folgende: Der Kollektorstrom muß kleiner als der mit der Großsignal-Stromverstärkung  $B$  multiplizierte Basisstrom sein, wobei  $B$  den Wert in Emitterschaltung im übersteuerten Gebiet darstellt.

Damit lauten die Übersteuerungsbedingungen

$$\frac{I_{K1}(t)}{I_{B1}(t)} = \frac{\frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{U_2 + U_{OB2}}{R_{B2}} e^{-\frac{t}{T_4}}}{\frac{U_{OB1}}{R_{B1}} + \frac{U_{OC}}{R_{C2}} e^{-\frac{t}{T_1}}} < B \quad (3.52)$$

für Transistor  $Tr_1$  und

$$\frac{I_{K2}(t)}{I_{B2}(t)} = \frac{\frac{U_{OC}}{R_{C2}} + \frac{U_1 + U_{OB1}}{R_{B1}} e^{-\frac{t}{T_2}}}{\frac{U_{OB2}}{R_{B2}} + \frac{U_{OC}}{R_{C1}} e^{-\frac{t}{T_1}}} < B \quad (3.53)$$

für Transistor  $Tr_2$ .

In Fig. 3.9 ist die graphische Darstellung der Kollektor- und Basisströme gegeben, jede Kurve ist in eine statische und eine dynamische Übergangskomponente aufzuteilen. Die ungünstigsten Verhältnisse entstehen, wenn  $I_B$  schnell und  $I_K$  langsam fällt

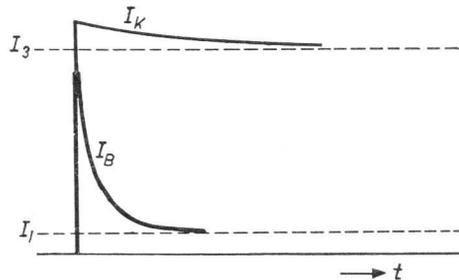


Fig. 3.9

( $T_4 \gg T_1$ ). Damit lautet die härteste Übersteuerungsbedingung

$$\frac{I_k(0)}{I_B(\infty)} < B \quad (3.54)$$

Für Transistor  $Tr_1$  bedeutet dies

$$\frac{\frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{U_{OC} + U_{OB2}}{R_{B2}}}{\frac{U_{OB1}}{R_{B1}}} < B \quad (3.55)$$

In diesem Ausdruck ist  $U_2$  durch  $U_{OC}$  ersetzt, was wegen der gemachten Voraussetzung  $T_4 \gg T_1$  erlaubt ist.

Wenn der AMV symmetrisch ist ( $U_{OB1} = U_{OB2} = U_{OB}$ ;  $R_{B1} = R_{B2} = R_B$ ), so geht die Bedingung in die Form

$$\frac{U_{OC}}{U_{OB}} \left( 1 + \frac{R_B}{R_C} \right) + 1 < B \quad (3.56)$$

über. Wenn  $U_{OB} = U_{OC}$  gesetzt wird, folgt weiter

$$\frac{R_B}{R_C} < B - 2 \quad (3.57)$$

### 3.1.4 VERLUSTLEISTUNG IN KOLLEKTOR UND BASIS

Betrachten wir die Kurvenverläufe, wie wir sie für Spannungen und Ströme erhalten haben, so erhalten wir: für  $Tr_1$  leitend,  $Tr_2$  gesperrt ( $0 < t < t_1$ ):

Basisspannungen und Ströme:

$$U_{B1} = 0; I_{B1}(t) = \frac{U_{OB1}}{R_{B1}} + \frac{U_{OC}}{R_{B2}} e^{-\frac{t}{T_1}},$$

$$U_{B2} = -U_{OB2} + (U_2 + U_{OB2}) e^{-\frac{t}{T_4}}; I_{B2} = 0.$$

Kollektorspannungen und Ströme:

$$U_{K1} = 0; I_{K1}(t) = \frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{U_2 + U_{OB2}}{R_{B2}} e^{-\frac{t}{T_4}},$$

$$U_{K2} = -U_{OC} (1 - e^{-\frac{t}{T_4}}); I_{K2} = 0.$$

Für  $Tr_1$  gesperrt,  $Tr_2$  leitend ( $t_1 < t < t_2$ ):

Basisspannungen und Ströme:

$$U_{B1}(t) = -U_{OB1} + (U_1 + U_{OB1}) e^{-\frac{t-t_1}{T_1}}; I_{B1} = 0,$$

$$U_{B2} = 0; I_{B2}(t) = \frac{U_{OB2}}{R_{B2}} + \frac{U_{OC}}{R_{C1}} e^{-\frac{t-t_1}{T_1}}.$$

Kollektorspannungen und Ströme:

$$U_{K1}(t) = -U_{OC} (1 - e^{-\frac{t-t_1}{T_1}}); I_{K1} = 0,$$

$$U_{K2} = 0; I_{K2}(t) = \frac{U_{OC}}{R_{C2}} + \frac{U_1 + U_{OB1}}{R_{B1}} e^{-\frac{t-t_1}{T_1}}.$$

Es ist hieraus zu schließen, daß überhaupt keine Verlustleistung umgesetzt wurde, da wir den Transistor als idealen Schalter angenommen hatten d.h. als reinen Kurzschluß im leitenden Zustand und unendlich hohen Leckwiderstand im gesperrten Zustand.

Für den Fall, daß man in beiden Zuständen mit endlichen Widerständen rechnet, jedoch von solchen Werten, daß der Einfluß auf die Kurvenformen zu vernachlässigen ist, können die Verluste folgendermaßen definiert werden:

*Kollektor-Verlustenergie:*

Im Transistor  $Tr_1$  während des Zeitabschnittes  $0 < t < t_1$ :

$$A_{K1} = \int_0^{t_1} I_{K1}(t)^2 r_c dt \quad (3.58)$$

wobei  $r_c$  den inneren Widerstand der Kollektor-Emitterstrecke im übersteuerten Zustand darstellt.

Im Transistor  $Tr_2$ :

$$A_{K2} = \int_0^{t_1} \frac{U_{K2}(t)^2}{r_L} dt \quad (3.59)$$

wobei  $r_L$  den Leckwiderstand der Kollektor-Emitterstrecke im gesperrten Zustand darstellt.

Im Transistor  $Tr_1$  während des Zeitabschnittes  $t_1 < t < t_1 + t_2$  oder  $0 < \tau < t_2$ :

$$A_{K1}' = \int_0^{t_2} \frac{U_{K1}(\tau)^2}{r_L} d\tau \quad (3.60)$$

Im Transistor  $Tr_2$ :

$$A_{K2}' = \int_0^{t_2} I_{K2}(\tau) \left\{^2 r_c d\tau \right. \quad (3.61)$$

Die Verluste für die gesamte Periode des AMV betragen

$$A_1 = A_{K1} + A_{K1}' \text{ für } Tr_1 \text{ und}$$

$$A_2 = A_{K2} + A_{K2}' \text{ für } Tr_2.$$

Die mittlere Verlustleistung ist dann

$$N_1 = \frac{A_{K1} + A_{K1}'}{t_1 + t_2} \quad \text{für Transistor } Tr_1 \text{ und entsprechend}$$

$$N_2 = \frac{A_{K2} + A_{K2}'}{t_1 + t_2} \quad \text{für Transistor } Tr_2.$$

Das Ergebnis dieser Berechnungen lautet:

$$A_{K1} = \frac{U_{OC}^2 r_c}{R_{C1}^2} t_1 \left[ 1 + 2 \frac{R_{C1}}{R_{B2}} \cdot \frac{U_2}{U_{OC} \ln \left( \frac{U_2}{U_{OB2}} + 1 \right)} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{R_{C1}^2 U_2}{U_{B2}^2 U_{OC}} \left( \frac{U_2}{U_{OC}} + 2 \frac{U_{OB}}{U_{OC}} \right) \frac{1}{\ln \left( \frac{U_2}{U_{OB2}} + 1 \right)} \right] \quad (3.62)$$

$$A_{K2} = \frac{U_{OC}^2}{r_c} t_1 \left[ 1 + 2 \frac{T_1}{T_4} \frac{1 - x^{\frac{T_4}{T_1}}}{\ln x} - \frac{1}{2} \frac{T_1}{T_4} \frac{1 - x^{2\frac{T_4}{T_1}}}{\ln x} \right] \quad (3.63)$$

$$\text{worin } x = \frac{U_{OB2}}{U_2 + U_{OB2}} \text{ bedeutet.} \quad (3.64)$$

$A_{K1}'$  und  $A_{K2}'$  erhält man aus den Gleichungen durch Vertauschen der Indices 1 und 2,  $T_1$  und  $T_3$  sowie  $T_4$  und  $T_2$ . In der Praxis vereinfachen sich die Ausdrücke erheblich, da der Wert  $\frac{T_4}{T_1}$  sehr groß ist und da stets  $x < 1$  ist.

Außerdem ist  $U_2 \approx U_{OC}$ .

#### *Basis-Verlustenergie:*

Während des ersten Zeitabschnittes  $0 < t < t_1$ :  
in der Basis von  $Tr_1$ :

$$\begin{aligned}
 A_{B1} &= \int_0^{t_1} \{ I_{B1}(t) \}^2 r_B dt = \\
 &= \frac{U_{OB1}^2}{R_{B1}^2} \cdot r_B \cdot t_1 \left[ 1 - 2 \frac{U_{OC} R_{B1} T_1}{U_{OB1} R_{C2} T_4} \cdot \frac{1 - x^{\frac{T_4}{T_1}}}{\ln x} - \frac{1}{2} \frac{U_{OC}^2 R_{B1}^2 T_1}{U_{OB1}^2 R_{C2}^2 T_4} \cdot \frac{1 - x^{2\frac{T_4}{T_1}}}{\ln x} \right]
 \end{aligned} \quad (3.65)$$

in der Basis von  $Tr_2$ :

$$A_{B2} = \frac{1}{r_{BL}} \int_0^{t_1} \{ U_{B2}(t) \}^2 dt = \frac{U_{OB2}^2}{r_{BL}} t_1 \left[ 1 + \frac{U_2}{U_{OB2}} \cdot \frac{1}{\ln x} - \frac{1}{2} \frac{U_2^2}{U_{OB2}^2} \cdot \frac{1}{\ln x} \right] \quad (3.66)$$

$r_B$  stellt den inneren Widerstand der Basis-Emitterstrecke im Übersteuerungs-zustand und  $r_{BL}$  den gleichen Widerstand im Sperrzustand des Transistors dar.

### 3.1.5 SPEZIELLE SCHALTUNG FÜR RECHTECKFÖRMIGE KOLLEKTOR-SPANNUNG

Das Schaltbild ist in Fig. 3.10 wiedergegeben. Es werden zwei Kollektorversorgungsspannungen verwendet, von denen  $U_{OC1}$  über die normalen Kollektorwiderstände und  $U_{OC2}$  über Dioden an beiden Kollektoren liegt. Der Absolutwert von  $U_{OC1}$  ist größer als der von  $U_{OC2}$ . Das bedeutet, daß das Potential eines Kollektors, der aus den übersteuerten Zustand in den Sperrzustand umgesteuert wird, exponentiell von Null dem Endwert  $-U_{OC1}$  zustrebt (vgl. Fig. 3.5b und d).

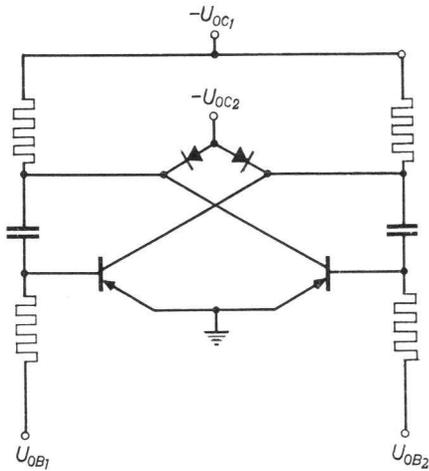


Fig. 3.10

$$U_C(t) = -U_{OC1} (1 - e^{-\frac{t}{R_C C}}) \quad (3.67)$$

Im Zeitpunkt  $t = t_f$  jedoch erreicht das Potential den Wert  $-U_{OC2}$  und dann hält es die Diode fest:

$$-U_{OC2} = -U_{OC1} (1 - e^{-\frac{t_f}{R_C C}}) \quad (3.68)$$

$$t_f = R_C \cdot C \ln \frac{1}{1 - \frac{U_{OC2}}{U_{OC1}}} \quad (3.69)$$

oder

$$t_f = R_C \cdot C \cdot \ln \left[ 1 + \frac{1}{\varepsilon - 1} \right] \quad (3.70)$$

mit

$$\varepsilon = \frac{U_{OC1}}{U_{OC2}} \quad (3.71)$$

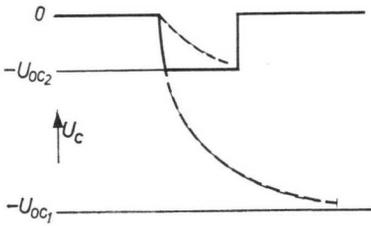


Fig. 3.11

Der Verlauf der Kollektorspannung ist in Fig. 3.11 durch die ausgezogene Linie angedeutet. Die obere gestrichelte Linie stellt den Spannungsverlauf bei einem normalen AMV ohne Dioden dar. Die Berechnung der Periode des AMV ist nun viel einfacher, da in den Gleichungen (3.6) und (3.11) die Werte für  $U_1$  und  $U_2$  bekannt sind, da

sie beide  $U_{OC2}$  entsprechen. Es ergibt sich dann unmittelbar aus (3.6)

$$t_2 = T_2 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC2}}{U_{OB1}} \right) \quad (3.72)$$

und aus (3.11)

$$t_1 = T_4 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC2}}{U_{OB2}} \right) \quad (3.73)$$

Die Gesamtperiode wird

$$T = T_2 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC2}}{U_{OB1}} \right) + T_4 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC2}}{U_{OB2}} \right) \quad (3.74)$$

und für einen symmetrischen AMV

$$T = 2 C R_B \ln \left( 1 + \frac{U_{OC2}}{U_{OB}} \right) \quad (3.75)$$

Der Quotient  $\frac{t_f}{\frac{1}{2}T}$  ist ein Maß für das Verhältnis der Abfallzeit zur Gesamtdauer (Dachzeit) des negativen Kollektorimpulses. Wenn  $U_{OB} \gg U_{OC2} \ll U_{OC1}$ , dann gilt für dieses Verhältnis angenähert

$$\frac{t_f}{\frac{1}{2}T} = \frac{R_C \cdot C \frac{U_{OC2}}{U_{OC1}}}{R_B \cdot C \frac{U_{OC2}}{U_{OB}}} = \frac{R_C \cdot U_{OB}}{R_B \cdot U_{OC1}} \quad (3.76)$$

ein Wert, der sehr viel kleiner als 1 ist, wenn  $R_C \ll R_B$ . Auf diese Weise erhält man einen Impuls mit relativ kleinen Abfall- und Anstiegszeiten

(vgl. A. E. Jacketts „Multivibrator Circuits Using Junction Transistors“, Electronic Engineering, May 1956, Seite 184-189).

### 3.1.6 EINIGE MESSUNGEN ZUR KONTROLLE DER THEORIE

Es wurde eine symmetrische Schaltung untersucht. Dabei wurden entsprechend Fig. 3.2 folgende Werte gewählt:

$U_{OC} = -6V$ ;  $R_{C1} = R_{C2} = 3,3 K\Omega$   
 $U_{OB1} = U_{OB2} = U_{OB}$  wurde in weiten Bereichen geändert mit verschiedenen Werten von  $R_{B1} = R_{B2} = R_B$  und  $C_1 = C_2 = C$ . Es wurde die Eigenfrequenz des Multivibrators in Abhängigkeit von  $U_{OB}$  ermittelt. Zum anderen wurde nach (3.34) und Fig. 3.6 die Funktion  $2T_0f = 2R_B C f$  berechnet. Die Ergebnisse mit dem Transistor OC44 sind in Fig. 3.12 und 3.13 wiedergegeben. In der ersten Abbildung stellt die ausgezogene Kurve die theoretische Funktion nach (3.34) dar, wie in Fig. 3.6 beschrieben. Außerdem wurden drei experimentelle Fälle in Fig. 3.12 aufgenommen.

Fall I :  $C = 1000 \text{ pF}$   
 (Messpunkte sind kleine Kreise)

Fall II :  $C = 3300 \text{ pF}$   
 (Messpunkte sind Quadrate)

$R_B = 33 K\Omega$

Fall III:  $C = 680 \text{ pF}$  (Messpunkte sind Kreuze)  $\left\{ R_B = 33 K\Omega \right.$

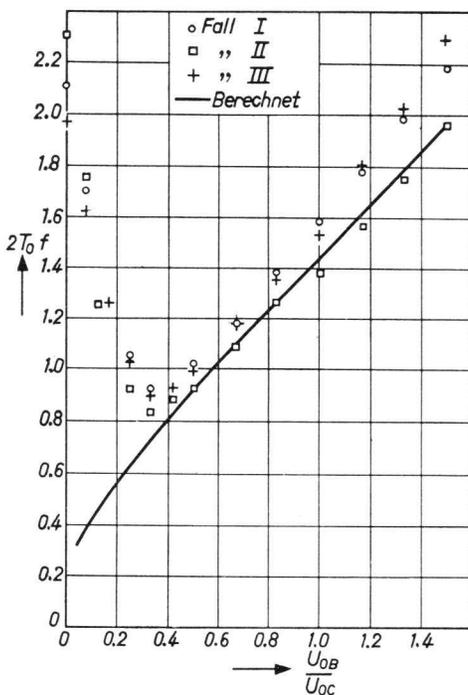


Fig. 3.12

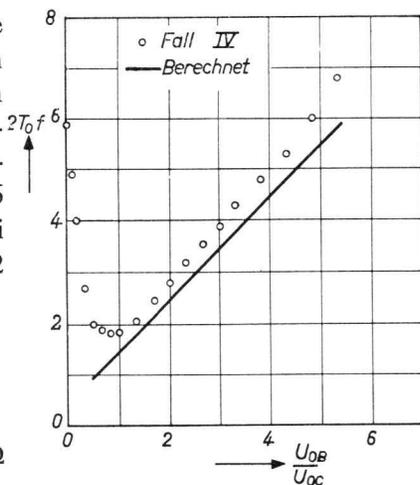


Fig. 3.13

Der letzte Fall wird in Fig. 3.13 gezeigt, wo wiederum die ausgezogene Linie die theoretische Funktion (3.34) wiedergibt, während die kleinen Kreise die Meßergebnisse für  $R_B = 100 \text{ K}\Omega$  und  $C = 1000 \text{ pF}$  sind.

Die numerischen Meßwerte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

TRANSISTOREN OC 44

$\frac{U_{OB}}{U_{OC}}$	$R_b = 33 \text{ k}\Omega$						$R_b = 100 \text{ k}\Omega$	
	$C = 1000 \text{ pF (I)}$		$3300 \text{ pF (II)}$		$680 \text{ pF (III)}$		$C = 1000 \text{ pF (IV)}$	
	$f(\text{KHz})$	$2T_{of}$	$f(\text{KHz})$	$2T_{of}$	$f(\text{KHz})$	$2T_{of}$	$f(\text{KHz})$	$2T_{of}$
0	32	2,11	10,5	2,3	44,0	1,97	29,5	5,90
0,08	26	1,70	8,0	1,75	36,0	1,62	24,5	4,90
0,127			5,75	1,25				
0,17					28,0	1,26	20,0	4,00
0,25	16	1,05	4,2	0,92	23,0	1,03		
0,33	14	0,92	3,8	0,83	20,0	0,90	13,5	2,70
0,42			4,0	0,88	20,5	0,92		
0,5	15,5	1,02	4,2	0,92	22,0	0,99	10,0	2,00
0,67	18	1,18	5,0	1,09	26,0	1,17	9,4	1,88
0,83	21	1,38	5,8	1,26	30,0	1,35	9,1	1,82
1	24	1,58	6,3	1,38	34,0	1,53	9,25	1,85
1,17	27	1,78	7,15	1,56	40,0	1,80		
1,33	30	1,98	8,0	1,75	45,0	2,02	10,25	2,05
1,50	33	2,18	9,0	1,96	51,0	2,29		
1,67							12,25	2,45
2							14,0	2,80
2,33							16,0	3,20
2,67							17,75	3,55
3							19,5	3,90
3,33							21,5	4,30
3,83							24,0	4,80
4,33							26,5	5,30
4,83							30,0	6,00
5,33							34,0	6,80

### Diskussion der Meßergebnisse

Aus den Kurven in Fig. 3.12 und 3.13 ersieht man, daß oberhalb eines bestimmten Wertes der Basisvorspannung  $U_{OB}$  bei gegebener Kollektor-Versorgungsspannung  $U_{OC}$  der allgemeine Trend der experimentell gefundenen Frequenz als Funktion der Basisvorspannung in guter Übereinstimmung mit der gerechneten Funktion steht. Es sei erwähnt, daß sowohl Widerstand als auch Kapazitäten der normalen Produktion entnommen wurden und mit ihrem Nominalwert gerechnet wurde. 10%ige Toleranzen sind also möglich.

Die am stärksten auffallende Eigenart der experimentellen Funktion ist das Vorhandensein eines ausgeprägten Minimums bei einem bestimmten Wert von  $U_{OB}$ . Dies ist der Punkt, von wo ab der leitende Transistor nicht mehr während der ganzen Phase übersteuert ist, wenn  $U_{OB}$  weiter verkleinert wird. Aus der Bedingung (3.56) folgt, daß im Minimum der Funktion für die Frequenz gerade gilt:

$$\frac{U_{OC}}{U_{OB}} \left( 1 + \frac{R_B}{R_C} \right) + 1 = B \quad (3.77)$$

In Fig. 3.12 liegt das Minimum bei  $\frac{U_{OB}}{U_{OC}} = 0,33$ . Mit  $R_C = 3,3 \text{ K}\Omega$  und  $R_B = 33 \text{ K}\Omega$  ergibt sich beim Einsetzen in (3.77) eine Großsignalstromverstärkung  $B = 34$ .

In Fig. 3.13 durchläuft die Funktion bei  $\frac{U_{OB}}{U_{OC}} = 0,83$  ihr Minimum. Mit  $R_C = 3,3 \text{ K}\Omega$  und  $R_B = 100 \text{ K}\Omega$  liefert die Rechnung ein  $B$  von 38, das also sehr gut mit dem vorigen Ergebnis übereinstimmt.

Folgerung: Wird der Transistor im leitenden Zustand während der ganzen Zeit übersteuert, so ist die Näherung für die Eigenfrequenz eines symmetrischen AMV durch Gleichung (3.33) gut, solange etwa  $\frac{R_B}{R_C} > 4$  ist.

## 3.2. Der Sperrschwinger

### 3.2.1 EINLEITUNG

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse über die Untersuchung eines gesteuerten Sperrschwingers, der in einem späteren Kapitel behandelt wird, angewandt.

Der gesteuerte Sperrschwinger befindet sich normalerweise in einem Zustand, wo der Transistor mit Hilfe einer positiven Basisvorspannung ausreichender Größe gesperrt ist (für pnp-Transistoren). Dies ist ein stabiler Zustand, und es wird ein Steuersignal benötigt, um den Transistor in den leitenden Zustand zu bringen, d.h. einen Stromimpuls bestimmter Amplitude und Zeitdauer zu erzeugen und zwar sowohl im Kollektor- als auch im Basiskreis.

Die Transistoreigenschaften, wie innerer Kollektor- und Basiswiderstand und Stromverstärkung, bestimmen zusammen mit den Transformatoraten, wie Selbstinduktion und Übersetzungsverhältnis, die Impulsbreite und die Amplitude (Letztere ist außerdem von der Kollektorversorgungsspannung abhängig). Macht man die Basisvorspannung negativ in bezug auf

den Emitter und führt man ein RC-Glied in die Schaltung des Sperrschwingers ein, so ist kein stabiler Zustand mehr vorhanden sondern das Gebilde fängt an zu schwingen. Unter der Annahme, daß die RC-Zeitkonstante sehr viel größer ist als die Impulsdauer, wird die Berechnung der Impuls-Periode sehr einfach.

Verwendet man zwei gewöhnliche Sperrschwinger im Gegentaktbetrieb, so erhält man eine Art Äquivalent zum astabilen Multivibrator, doch erfolgt die kreuzweise Rückkopplung zwischen den beiden Transistoren statt durch eine RC-Kombination durch die magnetische Kopplung im Transformator. Die Periode des Ausgangssignals besteht aus der Summe der Breiten beider Impulse, die abwechselnd an beiden Transistoren entstehen. Meistens wird der Aufbau symmetrisch sein, so daß sich ein rechteckförmiges Ausgangssignal ergibt. Zur Festlegung der Periodendauer wird keine RC-Zeitkonstante benötigt, vielmehr bestimmen alleine die magnetischen Verhältnisse Frequenz und Impulsbreite.

Fügt man ein RC-Zeitglied in die Basis- oder Emitterleitung ein, so wird die Impulsbreite durch die magnetischen Verhältnisse (Transformator), zugehörige Widerstände und Stromverstärkungsfaktor bestimmt, während die Impuls-Periode durch die RC-Zeitkonstante festgelegt wird.

### 3.2.2 RC-GLIED IM BASISZWEIG

Die Rückkopplung kann von verschiedener Art sein. Wir wollen in unserem Rechenbeispiel die der Kollektor-Basis-Kopplung wählen.

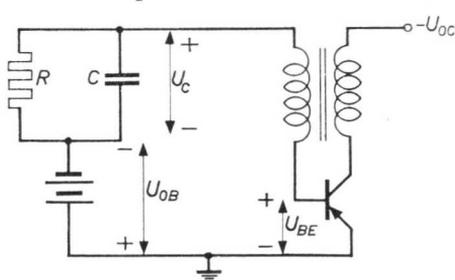


Fig. 3.14

Die Grundschaltung ist in Fig. 3.14 wiedergegeben. Jedesmal, wenn der Transistor einen Stromimpuls in Kollektor und Basis erzeugt, lädt der Basisstrom den Kondensator  $C$  auf, sagen wir auf  $U_{CO}$ . Dann beträgt die Spannung zwischen Basis und Emitter

$$U_{BE} = U_{CO} - U_{OB} \quad (3.78)$$

die als positiv angesehen werden soll.

Die Kondensatorspannung strebt dem Wert Null mit der Zeitfunktion

$$U_C(t) = U_{CO} e^{-\frac{t}{RC}} \quad (3.79)$$

zu, so daß entsprechend für die Basis-Emitterspannung anzusetzen ist:

$$U_{BE}(t) = U_{CO} e^{-\frac{t}{RC}} - U_{OB} \quad (3.80)$$

Zum Zeitpunkt  $t = t_r$ , wenn  $U_{BC} = 0$  wird, beginnt der Transistor zu leiten und ein neuer Stromimpuls wird eingeleitet, der die Ladung

$$Q = \int_0^{t_r} I_2(t) dt \quad (3.81)$$

auf die Platten des Kondensators bringt. Der Spannungshub an letzterem beträgt dann

$$\Delta U_C = \frac{Q}{C} \quad (3.82)$$

Da wir davon ausgehen, daß ein stabiler Arbeitszustand vorliegt, muß der Spannungsanstieg während des Impulses gleich dem Spannungsverlust an  $C$  während der Sperrphase von der Dauer  $t_r$  sein. Dieser Spannungsverlust hat die Größe  $U_{CO} - U_C(t_r)$ ; mit Gleichung (3.79) ergibt sich

$$-\Delta U_C = -U_{CO} + U_{CO} e^{-\frac{t_r}{RC}} \quad (3.83)$$

Aus (3.82) und (3.83) folgt

$$U_{CO} \left(1 - e^{-\frac{t_r}{RC}}\right) = \frac{Q}{C} \quad (3.84)$$

$U_{CO}$  wird mit Hilfe des Ausdruckes (3.80) eliminiert. Da  $U_{BE} = 0$  zum Zeitpunkt  $t = t_r$  sein muß, wird

$$U_{BE}(t_r) = 0 = U_{CO} e^{-\frac{t_r}{RC}} - U_{OB}$$

oder

$$U_{CO} = U_{OB} e^{\frac{t_r}{RC}} \quad (3.85)$$

Nach Einsetzen von (3.85) in (3.84) ergibt sich

$$U_{OB} \left( e^{\frac{t_r}{RC}} - 1 \right) = \frac{Q}{C}$$

oder

$$e^{\frac{t_r}{RC}} = 1 + \frac{Q}{C \cdot U_{OB}} \quad (3.86)$$

oder

$$t_r = R \cdot C \cdot \ln \left( 1 + \frac{Q}{C \cdot U_{OB}} \right) \quad (3.87)$$

$Q$  ist durch die Ausdrücke (3.81), (4.49) und (4.50) bestimmt

$$Q = \frac{U_{CO}}{r_C} \tau \frac{\dot{U}_B - 1}{\dot{U} \frac{r_B}{r_C} + B} \quad (3.88)$$

( $\tau$  und  $\dot{U}$  siehe Abschnitt 4.1.4)

## 3.2.3 RC-GLIED IM EMITTERZWEIG

Ein Beispiel wird in Fig. 3.15 gegeben. Im stationären Zustand erhält der Kondensator  $C$  eine Ladung

$$Q = \int_0^{t_S} \{ I_1(t) + I_2(t) \} dt \quad (3.89)$$

während der Zeit  $t_S$  (Dauer des Kollektorstromimpulses  $I_1(t)$  und des Basisstromimpulses  $I_2(t)$ ).

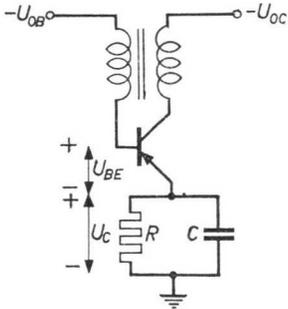


Fig. 3.15

Die Zeit wird als klein gegenüber der RC-Zeitkonstante angenommen. Der Impuls beginnt in dem Augenblick, wo  $U_{BE}$  Null ist; das bedeutet, zu einem Zeitpunkt, wo  $U_C$  an  $C$  gleich  $-U_{OB}$  ist. Das beinhaltet außerdem, daß die effektive Kollektorspannung  $-U_{OC} + U_{OB}$  anstatt  $-U_{OC}$  ist. Der Spannungsanstieg über  $C$  während des Stromimpulses hat die Größe

$$\Delta U_C = -\frac{Q}{C} \quad (3.90)$$

Sobald der Transistor wieder gesperrt wird, strebt die Kondensatorspannung mit der Funktion

$$U_C = -U_{CO} e^{-\frac{t}{RC}} \quad (3.91)$$

dem Wert Null zu. Zum Zeitpunkt  $t = t_r$  erreicht sie den Wert  $-U_{OB}$ , wo ein neuer Stromimpuls beginnt. Während dieses Zeitabschnittes bis  $t = t_r$  beträgt der Spannungshub an  $C$

$$-\Delta U_C = U_{CO} - U_{CO} e^{-\frac{t_r}{RC}} \quad (3.92)$$

Aus (3.90) und (3.92) folgt

$$U_{CO} \left( 1 - e^{-\frac{t_r}{RC}} \right) = \frac{Q}{C} \quad (3.93)$$

$U_{CO}$  findet man aus

$$-U_{OB} = -U_{OC} e^{-\frac{t_r}{RC}} \quad (3.94)$$

wegen

$$U_C(t_r) = -U_{OB}$$

Aus (3.94)

$$U_{CO} = U_{OB} e^{\frac{t_r}{RC}}$$

Setzt man dies in (3.93) ein, so wird

$$U_{OB} \left( e^{\frac{t_r}{RC}} - 1 \right) = \frac{Q}{C}$$

oder

$$t_r = RC \ln \left( 1 + \frac{Q}{C \cdot U_{OB}} \right) \quad (3.95)$$

Dies ist der gleiche Zusammenhang wie (3.88), doch ist der Ausdruck für  $Q$  komplizierter.  $Q$  ist aus den Gleichungen (3.89), (4.48), (4.49) und (4.50) zu bestimmen unter Beachtung der Tatsache, daß anstatt von  $U_{OC}$  der wirkliche Wert  $U_{CO} - U_{OB}$  anzusetzen ist. Der allgemeine Ausdruck für  $Q$  lautet:

$$Q = \frac{U_{OC} - U_{OB}}{r_C} \tau \left[ \frac{r_\Sigma}{r_C} \ln \left\{ 1 + \frac{r_C}{r_\Sigma} (\dot{U}B - 1) + \frac{\left( (1 - \dot{U} \frac{r_B}{r_C}) (\dot{U}B - 1) \right)}{B + \dot{U} \frac{r_B}{r_C}} \right\} \right]. \quad (3.96)$$

worin  $\tau$ ,  $r_\Sigma$  und  $\dot{U}$  von der Art der Rückkopplung abhängen (vgl. Abschnitt 4.1.4).

### 3.2.4 SCHALTUNG OHNE RC-GLIED

Es ist auch möglich, einen selbstschwingenden Sperrschwinger aufzubauen, dessen Frequenz nicht durch ein RC-Glied sondern durch die Selbstinduktivität des Transformators bestimmt wird. Zwei Fälle sind hier zu unterscheiden.

Im ersten Fall wird von der Eigenfrequenz der Resonanzanordnung Gebrauch gemacht, die immer vorhanden ist und zwar in Form der Selbstinduktivität des Transformators und der gesamten Streukapazitäten der Wicklung. In den oben beschriebenen Sperrschwinganordnungen mit RC-Glied würde sich die Eigenresonanz sehr störend auswirken, wenn kein Gegenmaßnahmen getroffen worden wären.

Zu diesem Zweck muß ein Dämpfungswiderstand über eine der Transformatorwicklungen gelegt werden. Vorzugsweise sollte dieser Widerstand nichtlinear sein, um eine möglichst kleine Dämpfung des Stromimpulses im Transistor aber ausreichende Dämpfung während des Sperrzustandes zu erhalten. Häufig wird eine Halbleiter-Diode verwendet, eventuell durch einen normalen Reihenwiderstand ergänzt (vgl. Fig. 4.11). Hingegen kann der Resonanzeffekt zum Aufbau eines selbstschwingenden Sperrschwingers herangezogen werden, wie es z.B. bei Gleichspannungswandlern häufig getan wird.

Die zweite Möglichkeit zur Realisierung eines selbstschwingenden Sperrschwingers ohne RC-Glied stellt die Gegentaktschaltung dar. Man kann sagen, daß jeder Transistor als Dämpfungs-Diode des anderen Transistors arbeitet. Die Eigenschwingungen, die beim plötzlichen Sperren des Stromes

in einer Schaltungshälfte entstehen, verursachen neue Stromimpulse in der anderen Hälfte der Schaltung. Beide oben erwähnten Möglichkeiten sollen nun näher besprochen werden.

a) *Ausnutzung der Eigenresonanz*

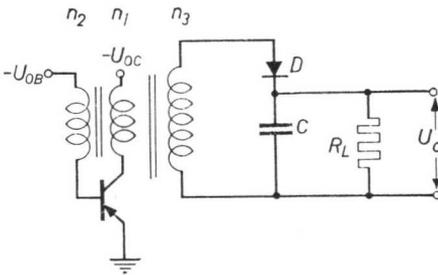


Fig. 3.16

Größe etwa der der ersten Schwingungsamplitude in der dritten Wicklung entsprechen, also proportional zu der in Fig. 3.17d dargestellten Spannung  $U_{Ct}$ . In Fig. 3.17 sind die verschiedenen Strom- und Spannungsverläufe zur Schaltung Fig. 3.16 zusammengestellt; 3.17a gibt den Kollektorstrom, 3.17b den Spulenstrom in der Primärwicklung ( $n_1$  Windungen), 3.17c den Basisstrom, 3.17d die Kollektor-Emitterspannung und schließlich 3.17e die Basis-Emitterspannung wieder.

Aus der letzteren kann man ersehen, daß die Basis-Emitterspannung zum Zeitpunkt  $t = t_1$  negativ wird, so daß in diesem Augenblick der nächste Stromimpuls im Transistor beginnt. Die Gesamtperiode des Sperrschwingers ist  $t_1$  und besteht aus zwei Abschnitten. Der erste, bis zum Zeitpunkt  $t_s$ , wird durch die Zeitkonstante  $L_2/r_B$  des Sperr-

Die Grundsaltung ist in Fig. 3.16 wiedergegeben. Die linke Seite stellt einen normalen Sperrschwinger dar. Die rechte Seite besteht aus einem Gleichrichter- und Lastkreis, mit dessen Hilfe man eine Ausgangsgleichspannung  $U_O$  gewinnt. Ist die Zeitkonstante  $C R_L$  groß im Vergleich zur Periode des Sperrschwingers, so wird die Spannung am Kondensator in ihrer

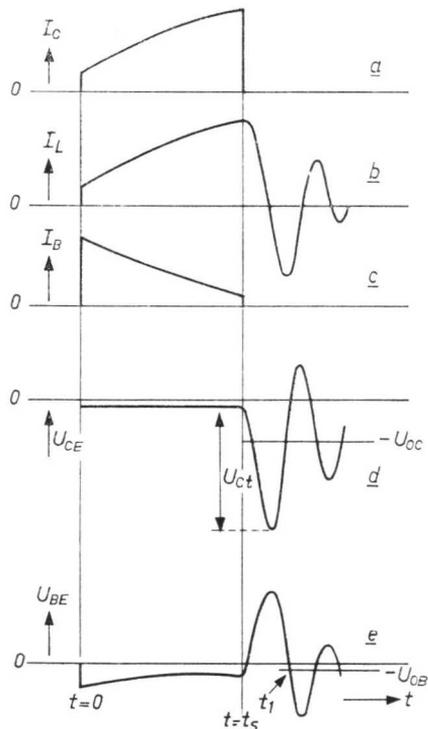


Fig. 3.17

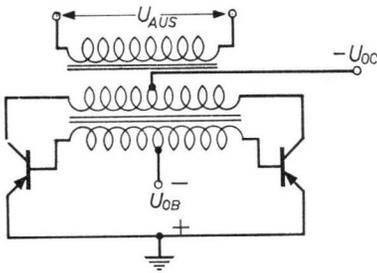


Fig. 3.18

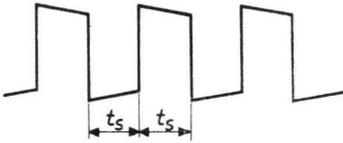


Fig. 3.19

### b) Gegentakt-Sperrschwinger

Die Grundschaltung zeigt Fig. 3.18. Die Ausgangsspannung  $U_{Aus}$ , die eventuell einer dritten Wicklung entnommen wird, ist symmetrisch und besteht aus zwei Impulsen der Breite  $t_s$  (vgl. Fig. 3.19). Die Amplitude ist doppelt so groß wie beim Einfach-Sperrschwinger. Diese Schaltung wird in Verbindung mit Zerhackeranordnungen verwendet.

Legt man einen Gleichrichter über die Ausgangswicklung, so erhält man einen Gegentakt-Gleichspannungswandler. Wiederum sind mehrere Modifikationen der Grundschaltung möglich. Sie werden in Gleichspannungswandlern und anderen Schaltanordnungen eingesetzt. Auf weitere Einzelheiten sei hier verzichtet.

#### 3.2.5 EINIGE MESSUNGEN ZUR KONTROLLE DER THEORIE

Es wurden zwei selbstschwingende Sperrschwinger mit RC-Gliedern im Basiskreis untersucht.

schwingers bestimmt; der zweite,  $t_1 - t_s$ , entspricht einer halben Periode  $T$  der Eigenschwingung ( $T = 2\pi\sqrt{L_1 C_S}$ ). (In diesem Ausdruck ist  $L_1$  die Primärinduktivität und  $C_S$  die gesamte Streukapazität der Wicklung einschließlich der von Sekundär und Tertiärwicklungen transformierten Anteile).

Gleichspannungswandler gibt es in verschiedenen Ausführungsformen, die hier aber nicht behandelt werden sollen, da hierüber schon zahlreiche Veröffentlichungen vorliegen. Es sollte hier lediglich das Grundprinzip beschrieben werden.

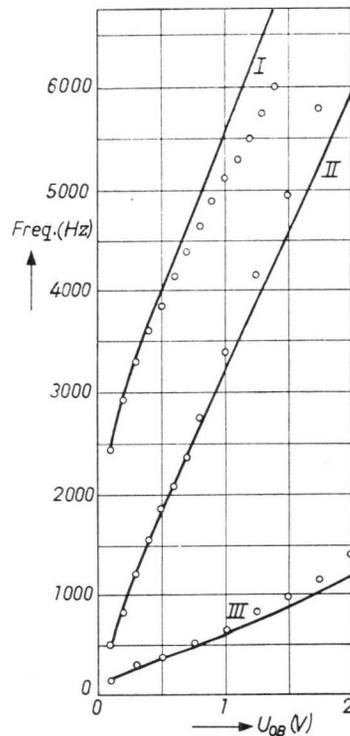


Fig. 3.20

Typ I:  $U_{OC} = 9 \text{ V}$ ;  $U_{OB}$  veränderlich;  $n_1 = 48$ ;  $n_2 = 132$ ;  $L_2 = 935 \mu\text{H}$ ;  $R = 10 \text{ K}\Omega$ ;  $C = 10 \text{ nF}$ ;  $R_B = 0$ ; ( $r_B$  wurde zu  $500 \Omega$  angenommen);  $R_C = 100 \Omega$ ;  $B$  wurde zu 100 angenommen; Transistor OC44.

Die Ergebnisse von Messungen und Berechnung der Frequenz als Funktion von  $U_{OB}$  sind in Kurve I der Fig. 3.20 dargestellt, wobei die Kreise die Meßpunkte und die ausgezogene Kurve die berechnete Funktion wiedergeben.

Typ II:  $U_{OC} = 6 \text{ V}$ ;  $U_{OB}$  veränderlich;  $n_1 = 33$ ;  $n_2 = 99$ ;  $L_2 = 11 \text{ mH}$ ;  $R = 10 \text{ K}\Omega$ ;  $C = 110 \text{ nF}$ ;  $R_B = 5,6 \text{ K}\Omega$ ;  $R_C = 100 \Omega$ ;  $B = 100$ ; Transistor OC44.

Ergebnisse siehe Kurve II in Fig. 3.20, Kreise Meßpunkte, ausgezogene Kurve gerechnete Funktion.

Ein selbstschwingender Sperrschwinger mit RC-Glied in der Emitterleitung wurde untersucht. Alle Werte sind die gleichen wie bei Typ II, jedoch wurden für  $R$  und  $C$  Werte von  $3,9 \text{ K}\Omega$  bzw.  $550 \text{ nF}$  eingesetzt. Wiederum geben die Kreise die Meßpunkte und die ausgezogene Kurve III in Fig. 3.20 die gerechnete Funktion wieder.

Es sollen zwei Arten behandelt werden, nämlich der monostabile Multivibrator und der impulsgesteuerte Sperrschwinger. Um mit der letzten Form der im vorigen Kapitel behandelten selbstschwingenden Anordnungen fortzufahren, sei zunächst auf den impulsgesteuerten Sperrschwinger eingegangen.

#### **4.1. Der impulsgesteuerte Sperrschwinger**

##### 4.1.1 EINFÜHRUNG

Für die Analyse von Sperrschwingern, die mit Röhren aufgebaut sind, wird in dem auf Seite 8 Fußnote \*) erwähnten Buch (2. Ausgabe) ein Verfahrensweg aufgezeigt, der gleichfalls auf Sperrschwingerschaltungen mit Transistoren angewendet werden kann.

Der Ausgangspunkt der Methode ist folgender: Es wird angenommen, daß der Transistor zu einem bestimmten Zeitpunkt aus dem Sperrzustand in den leitenden Zustand übergeht, wobei die Rückkopplung so groß ist, daß der Transistor in die Spannungssättigung, also in den übersteuerten Zustand, gefahren wird. Der Kollektorstrom steigt nach einer Zeitfunktion, die durch eine bestimmte Zeitkonstante bestimmt wird. Letztere ist von der Selbstinduktivität des Transformators und den inneren Widerständen zwischen Kollektor und Emitter und zwischen Basis und Emitter des Transistors abhängig. Während der gleichen Zeit fällt der Basisstrom (mit derselben Zeitkonstante). Im gleichen Augenblick, in dem der Transistor nicht mehr übersteuert ist, wird durch die positive Rückkopplung ein sehr schneller Abschaltvorgang eingeleitet; Breite und Form der Stromimpulse in Kollektor und Basis können berechnet werden.

Im impulsgesteuerten Sperrschwinger befindet sich der Transistor normalerweise im gesperrten Zustand, und es wird ein Steuerimpuls benötigt, der einen Stromimpuls am Ausgang erzeugt.

Beim selbstschwingenden Sperrschwinger hingegen befindet sich der Transistor normalerweise im leitenden Zustand und wird durch Aufladung eines Kondensators oder Eigenschwingungen einer parasitären Resonanz-

anordnung periodisch gesperrt wie im vorangehenden Kapitel beschrieben wurde.

Der impulsgesteuerte Sperrschwinger kann mit dem monostabilen Multivibrator (in der angelsächsischen Literatur auch „one-shot-multivibrator“ genannt) verglichen werden. Er befindet sich normalerweise in einem stabilen Zustand, was im Falle des Sperrschwingers dem gesperrten Zustand entspricht.

Es wird ein Impuls an einer Elektrode benötigt, um den stromführenden Zustand einzuleiten. Die Rückkopplung im Transformator muß dann derart dimensioniert sein, daß der übersteuerte Zustand in einem Lawinenvorgang erreicht wird.

Die Art und Weise der Ansteuerung ist für unsere Analyse unwesentlich. Einer der am häufigsten eingeschlagenen Wege ist der, einen zweiten Transistor zu verwenden, dessen Kollektor an den des Sperrschwingers angeschlossen ist und an dessen Basis der Steuerimpuls gelegt wird (vgl. Fig. 4.1, Transistor  $Tr_2$ ).

Für die Rückkopplung gibt es drei Möglichkeiten, nämlich Kollektor-Basis, Kollektor-Emitter und Emitter-Basis. Erstere soll ausführlicher behandelt werden. Die Analyse der anderen Fälle ist dem der ersten sehr ähnlich.

#### 4.1.2. RÜCKKOPPLUNG VOM KOLLEKTOR ZUR BASIS

Fig. 4.1 zeigt die zu untersuchende Grundsaltung, die aus dem Transistor  $Tr_1$  und dem Transformator  $Tra$  mit der Primärwindungszahl  $n_1$ , der Selbstinduktivität  $L_1$  (bei offener Sekundärwicklung) und der Sekundär-

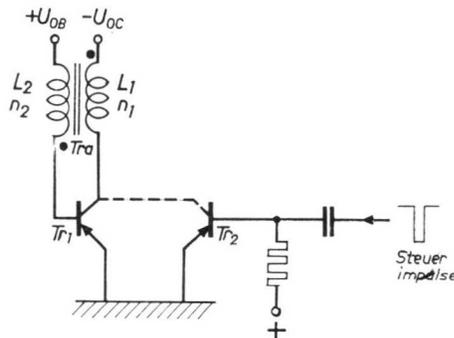


Fig. 4.1

windungszahl  $n_2$ , Selbstinduktivität  $L_2$ , besteht. Der Transistor ist normalerweise durch die Basisvorspannung  $+U_{OB}$  gesperrt. Die Kollektorversorgungsspannung ist  $-U_{OC}$ . Es wird ein pnp-Transistor verwendet.

Wenn der Transistor übersteuert ist, dann lautet der Zusammenhang zwischen Kollektorstrom und -spannung

$$-U_{CE} = r_C I_C \quad (4.1)$$

worin  $r_C$  die Steigung der Transistorkennlinie im Übersteuerungsbereich darstellt (siehe Fig. 4.2).

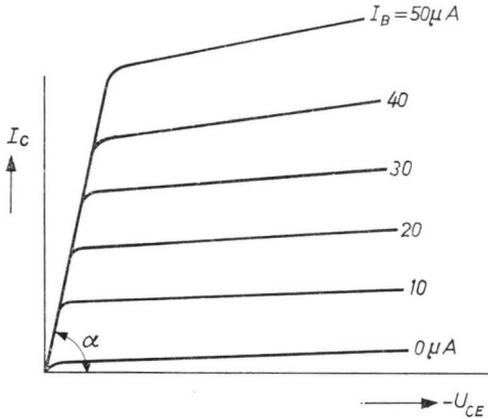


Fig. 4.2

$$r_C = \text{ctg } \alpha \quad (4.2)$$

Der Zusammenhang zwischen Basisstrom und -spannung ist durch die Diodencharakteristik nach Fig. 4.3 gegeben und kann durch den Ausdruck

$$r_B = \text{ctg } \beta \quad (4.3)$$

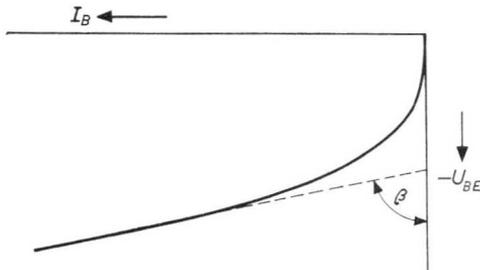


Fig. 4.3

angenähert werden. Unter ausschließlicher Betrachtung der beiden diskreten Zustände „gesperrt“ und „leitend“ kann das Ersatzschaltbild für den Transistor, wie in Fig. 4.4 gezeigt, wiedergegeben werden, worin geöffnete

Schalter  $S_C$  und  $S_B$  den gesperrten Zustand und geschlossene Schalter den leitenden Zustand ausdrücken. Die Dioden zeichnen die Vorzugsrichtungen für fließende Ströme aus.

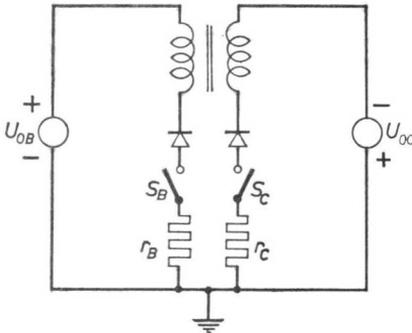


Fig. 4.4

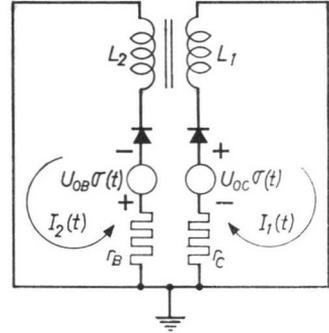


Fig. 4.5

Wenn nun ein Steuerimpuls kommt, dann sollen die Schalter  $S_B$  und  $S_C$  geschlossen werden. Man erreicht dies durch Einführung von Spannungsquellen  $U_{OC}\sigma(t)$  und  $U_{OB}\sigma(t)$  anstelle der Schalter und anschließende Überlagerung ihrer Wirkungen mit dem Ruhezustand ( $\sigma(t) =$  Einheits-Sprungfunktion).

Der neue Zustand ist in Fig. 4.5 dargestellt. Die die Schalter ersetzenden Spannungsquellen haben umgekehrte Vorzeichen, verglichen mit den vorher an den Schaltern liegenden Spannungen. Die Spannungsquellen  $+U_{OB}$  und  $-U_{OC}$  dienen der Realisierung des Ruhezustandes und können für die Berechnung des Übergangsverhältnis durch Kurzschlüsse ersetzt werden, wenn man ihren Innenwiderstand zu Null annimmt.

Der Strom  $I_1(t)$  kann nun in der rechten Masche der Schaltung fließen. Hingegen verhindert die Diode in der linken Masche den Stromfluß von  $I_2(t)$ , da die Polarität von  $U_{OB}\sigma(t)$  im falschen Sin für die Leitfähigkeit der Diode anliegt. Nun ist  $S_B$  keinesfalls ein wirklicher Schalter, sondern es handelt sich um eine Germanium-pn-Sperrschicht. Die Spannung an ihm muß den Wert Null überschreiten, um die Sperrschicht in Vorwärtsrichtung leitend zu machen.

Deshalb wird der Schalter  $S$  in dem Augenblick geschlossen, in dem Spannung Null wird, was bedeutet, daß keine Hilfsspannungsquelle in die linke Masche der Schaltung eingeführt zu werden braucht. Der in ihr fließende Strom  $I_2(t)$  wird im wesentlichen durch Induktion aus der rechten Masche über den Rückkopplungstransformator bestimmt.

Somit kann das Umschaltverhalten aus dem vereinfachten Ersatzschaltbild nach Fig. 4.6 berechnet werden.

Die Kirchhoff'schen Gleichungen für rechte und linke Masche lauten

$$U_{OC}\sigma(t) = L_1 \cdot p \cdot I_1 + r_C I_1 - M \cdot p \cdot I_2 \quad (4.4)$$

$$0 = -M \cdot p \cdot I_1 + (L_2 \cdot p + r_B) I_2 \quad (4.5)$$

mit

$$p = \frac{d}{dt}$$

Wird die Kopplung des Transformators als ideal angenommen, dann gilt ferner

$$M^2 = L_1 \cdot L_2 \quad (4.6)$$

und man erhält aus (4.4) und (4.5) durch Umrechnung

$$I_1 = \frac{U_{OC}}{r_\Sigma} \cdot \frac{p + \frac{1}{\tau}}{p + \frac{r_C}{r_\Sigma} \cdot \frac{1}{\tau}} \sigma(t) \quad (4.7)$$

und

$$I_2 = \ddot{u} \frac{U_{OC}}{r_\Sigma} \cdot \frac{p}{p + \frac{r_C}{r_\Sigma} \cdot \frac{1}{\tau}} \sigma(t) \quad (4.8)$$

worin

$$\ddot{u} = \frac{n_1}{n_2} \quad (\text{vgl. Fig. 4.1}) \quad (4.9)$$

$$r_\Sigma = r_C + \ddot{u}^2 r_B \quad (4.10)$$

und

$$\tau = \frac{L_2}{r_B} \quad \text{bedeutet.} \quad (4.11)$$

Die entsprechenden Zeitfunktionen lauten:

$$I_1(t) = \frac{U_{OC}}{r_\Sigma} \left[ \frac{r_\Sigma}{r_C} + \left( 1 - \frac{r_\Sigma}{r_C} \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \quad (4.12)$$

$$I_2(t) = \ddot{u} \frac{U_{OC}}{r_\Sigma} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.13)$$

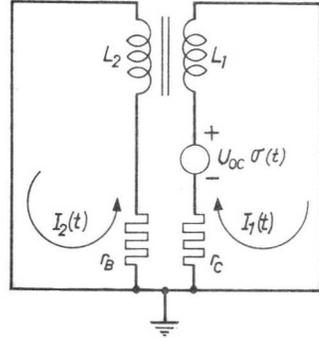


Fig. 4.6

mit der Zeitkonstanten

$$T = \tau \frac{r_{\Sigma}}{r_C} \quad (4.14)$$

Aus diesen Ausdrücken können mehrere Folgerungen gezogen werden:

a) *Anfangsverhältnisse*

\*Zum Zeitpunkt des Umschaltbeginns ( $t = 0$ ) betragen die Kollektor- und Basisströme

$$I_1(0) = \frac{U_{OC}}{r_{\Sigma}} \quad (4.15)$$

$$I_2(0) = \ddot{u} \frac{U_{OC}}{r_{\Sigma}} \quad (4.16)$$

Beide beginnen mit einem Sprung.

Wenn der Transistor sofort übersteuert werden soll, muß

$$\frac{I_1(0)}{I_2(0)} < B_{\min.} \quad \text{sein,}$$

wobei  $B_{\min}$  der Minimalwert der Großsignalstromverstärkung ist, mit dem im übersteuerten Gebiet gerechnet werden muß. Führt man diese Bedingung in die Gleichungen (4.15) und (4.16) ein, so wird

$$\frac{1}{\ddot{u}} < B_{\min}$$

oder

$$\ddot{u}B > 1 \quad (4.17)$$

Dies ist die Bedingung für sofortige Übersteuerung.

b) *Bedingungen für waagerechten Funktionsverlauf während der Dachzeit*

Für eine Reihe von Anwendungen möchte man einen möglichst waagerechten Verlauf während der Dachzeit des Spannungsimpulses haben z.B. im Falle der Treiberströme für Kernspeicher. Soll der Kollektorstrom hierfür verwendet werden, so müssen wir untersuchen, ob der Ausdruck (4.12) unter bestimmten Bedingungen zeitunabhängig gemacht werden kann. Diese Bedingung lautet:

$$1 - \frac{r_{\Sigma}}{r_C} = 0 \quad \text{oder mit (4.10)}$$

$$\ddot{u}^2 \frac{r_B}{r_C} = 0$$

Dieser Forderung kann man sich nähern, wenn man einen Transistor mit kleinem  $r_B$  und großem  $r_C$  verwendet und  $\ddot{u}$  so klein wie möglich macht unter Rücksicht auf die Bedingung (4.17). Benutzt man den Emitterstrom ( $I_1 + I_2$ ) zum Treiben der Kerne, so erhält man eine leichter zu erfüllende Bedingung aus (4.12) und (4.13)

$$1 - \frac{r_{\Sigma}}{r_C} + \ddot{u} = 0$$

oder

$$\ddot{u}^2 \frac{r_B}{r_C} - \ddot{u} = 0$$

Schließt man den Fall  $\ddot{u} = 0$  aus, so bleibt

$$\ddot{u} = \frac{r_C}{r_B} \quad (4.18)$$

Möchte man einen Spannungsimpuls haben, so nimmt man ihn meist am Kollektor oder über eine getrennte Ausgangswicklung vom Transformator ab. Wenn letzterer nicht gesättigt ist, dann wird die Spannung an der Wicklung die gleiche Kurvenform wie die Kollektorspannung ausweisen.

Die Zeitfunktion der Kollektorspannung ist nach Fig. 4.6

$$U_C(t) = U_{OC} - r_C \cdot I_1(t)$$

Substituiert man Gleichung (4.12), so folgt:

$$U_C(t) = \ddot{u}^2 \frac{r_B}{r_{\Sigma}} U_{OC} e^{-\frac{t}{T}} \quad (4.19)$$

Man ersieht, daß hier kein waagerechter Verlauf während der Dachzeit zu erzielen ist.

Wiederum aus Fig. 4.6 ist die Zeitfunktion für die Basisspannung herzuleiten:

$$U_B(t) = -r_B \cdot I_2(t)$$

oder mit Gleichung (4.13):

$$U_B(t) = -\ddot{u} \frac{r_B}{r_\Sigma} U_{OC} e^{-\frac{t}{T}} \quad (4.20)$$

Die Gleichungen (4.19) und (4.20) zeigen, wie erwartet, daß

$$\frac{|U_C(t)|}{|U_B(t)|} = \ddot{u} \quad \text{ist.} \quad (4.21)$$

Das verschiedene Vorzeichen von  $U_C(t)$  und  $U_B(t)$  ist für die richtige Arbeitsweise des Sperrschwingers erforderlich (positive Rückkopplung).

c) *Bestimmung der Impulsbreite*

Die Funktionen  $I_1(t)$  und  $I_2(t)$  streben (für  $t \rightarrow \infty$ ) den Werten

$$I_1(\infty) = \frac{U_{OC}}{r_C} \quad (4.22)$$

$$I_2(\infty) = 0 \quad \text{zu.} \quad (4.23)$$

Da  $r_C < r_\Sigma$  ist, sieht man, daß  $I_1(\infty) > I_1(0)$  ist (vgl. Gleichung (4.15)). Weiterhin ist  $I_2(\infty) < I_2(0)$ . Während der Schaltphase steigt also der Kollektorstrom an, während der Basisstrom bis auf den Wert Null abnimmt.

Natürlich können diese Verhältnisse nicht unendlich lange aufrecht erhalten werden. Es muß zu einem bestimmten Augenblick ( $t = t_S$ ) eine Diskontinuität im Ansteigen des Kollektorstromes auftreten (der Transistor verläßt das Gebiet der Übersteuerung), die ihrerseits eine sprunghafte Verkleinerung von  $I_2(t)$  bewirkt, dies wiederum verkleinert  $I_1(t)$  usw. Der Transistor kehrt also wegen der positiven Rückkopplung in Form eines Lawinenvorganges in den gesperrten Zustand zurück.

Der Augenblick  $t = t_S$ , wo der Transistor nicht mehr übersteuert ist, wird durch die Bedingung

$$I_1(t_S) = B \cdot I_2(t_S) \quad (4.24)$$

beschrieben. Mit (4.12) und (4.13) führt dies weiter zu der Bedingung

$$e^{-\frac{t_S}{T}} = \frac{r_\Sigma/r_C}{B \cdot \ddot{u} - 1 + r_\Sigma/r_C} \quad (4.25)$$

oder

$$t_S = T \cdot \ln \left[ 1 + \frac{r_C}{r_\Sigma} (B \cdot \ddot{u} - 1) \right] \quad (4.26)$$

Natürlich ist hierin die Bedingung (4.17) bereits enthalten, denn nur für  $B \ddot{u} > 1$  ergeben sich aus (4.26) physikalisch mögliche Werte für  $t_S$ .

Führt man (4.10), (4.11) und (4.14) ein, so folgt.

$$t_S = \frac{L_2}{r_B} \left( 1 + \ddot{u}^2 \frac{r_B}{r_C} \right) \ln \left[ 1 + \frac{B \cdot \ddot{u} - 1}{1 + \ddot{u}^2 \frac{r_B}{r_C}} \right] \quad (4.27)$$

Hierin wird der Einfluß des Transformators durch  $L_2$  und  $\ddot{u}$ , der des Transistors durch  $B$ ,  $r_C$  und  $r_B$  beschrieben.

Die Änderung der Impulsbreite ist äußerst einfach durch Verwendung eines geschlossenen Topfkernes, beispielsweise der Typen D14/8 oder D18/12, möglich und zwar durch die Veränderung der Selbstinduktivität mit Hilfe der effektive Luftspaltbreite. (Ein Ferroxcubestäbchen kann mehr oder weniger weit in den Luftspalt hineingeschraubt werden.)

#### d) Endwert des Ausgangssignals

Nach Errechnung der Impulsbreite ist es möglich, den Endwert des Strom- oder Spannungsimpulses zu bestimmen. Geht man vom Strom aus, so kann den Gleichungen (4.12), (4.13) und (4.25) entnommen werden, daß im Zeitpunkt  $t = t_S$  Kollektor- und Basisstrom folgende Werte aufweisen:

$$I_1(t_S) = \frac{U_{OC}}{r_C} \cdot \frac{B}{B + \ddot{u} \frac{r_B}{r_C}} \quad (4.28)$$

$$I_2(t_S) = \frac{U_{OC}}{r_C} \cdot \frac{1}{B + \ddot{u} \frac{r_B}{r_C}} \quad (4.29)$$

Aus diesen Ausdrücken sowie den Gleichungen (4.15) und (4.16) kann der Stromabfall während der Dachzeit berechnet werden.

#### e) Die Induktion im Kern

Die gesamten Amperewindungen sind durch die Gleichung

$$I \cdot n = n_1 I_1(t) - n_2 I_2(t) \quad (4.30)$$

beschrieben. Führt man (4.12) und (4.13) ein, ergibt sich

$$I \cdot n = n_1 \frac{U_{OC}}{r_C} (1 - e^{-\frac{t}{T}}) \quad (4.31)$$

Entsprechend der Bedingung ist der Wert für  $t = 0$  Null und steigt linear bis zum Zeitpunkt  $t = t_S$  auf den Endwert

$$I \cdot n(t_S) = n_1 \frac{U_{OC}}{r_C} (1 - e^{-\frac{t_S}{T}}) \quad (4.32)$$

Gleichung (4.25) substituiert ergibt

$$I \cdot n(t_S) = n_2 \frac{U_{OC}}{r_C} \frac{B \cdot \ddot{u} - 1}{B \cdot \ddot{u} + \frac{r_B}{r_C}} \quad (4.33)$$

Aus den veröffentlichten Hysteresekurven des Kernmaterials kann man entnehmen, welchen Endwert die Kerninduktion annimmt und ob eventuell der Sättigungswert erreicht wird. Wenn dies der Fall ist, so kann die Selbstinduktivität der Wicklung nicht mehr als konstant angesehen werden, sondern sie ändert ihren Wert während des Stromimpulses. Hierdurch wird der Sperrvorgang wesentlich komplizierter, und die abgeleiteten Formeln können nicht mehr als eine Darstellung dessen angesehen werden, was sich in dem Netzwerk an Vorgängen abspielt.

#### 4.1.3 ANDERE ARTEN DER RÜCKKOPPLUNG

Neben der Rückkopplung vom Kollektor zur Basis ist es möglich, magneti-

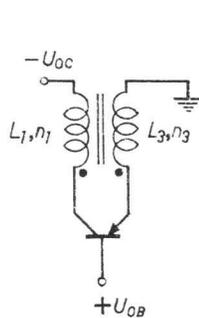


Fig. 4.7

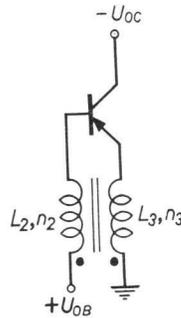


Fig. 4.8

sche Kopplungen zwischen Kollektor und Emitter oder auch Emitter und Basis einzuführen. Die Grundsaltungen dieser Rückkopplungsarten sind in Fig. 4.7 und Fig. 4.8 dargestellt. Die Ersatzschaltbilder, aus denen die

Impulsverhältnisse hergeleitet werden können, zeigen Fig. 4.9 und Fig. 4.10 (vgl. hiermit Fig. 4.6).

Durch Anwendung der Kirchhoff'schen Gesetze auf linke und rechte

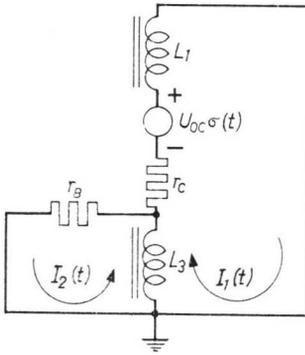


Fig. 4.9

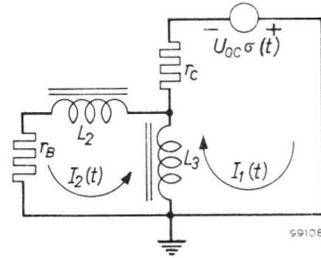


Fig. 4.10

Maschen der Schaltung ist es wiederum möglich, jeweils 2 Gleichungen anzusetzen, die mit (4.4) und (4.5) zu vergleichen sind und die die Unbekannten  $I_1(t)$  und  $I_2(t)$  enthalten. Löst man die Gleichungen mit derselben Annahme enger magnetischer Kopplung entsprechend Gleichung (4.6), so erhält man folgende Ergebnisse:

a) Rückkopplung vom Kollektor zum Emitter

Lösung von  $I_1(t)$  und  $I_2(t)$  als Zeitfunktionen:

$$I_1(t) = \frac{U_{OC}}{r_\Sigma} \left[ \frac{r_\Sigma}{r_C} + \left( 1 - \frac{r_\Sigma}{r_C} \right) e^{-\frac{t}{T}} \right] \quad (4.34)$$

$$I_2(t) = \frac{U_{OC}}{r_\Sigma} (\ddot{u} - 1) e^{-\frac{t}{T}} \quad (4.35)$$

worin

$$r_\Sigma = r_C + (\ddot{u} - 1)^2 r_B \quad (4.36)$$

$$\ddot{u} = \frac{n_1}{n_3} \quad (\text{siehe Fig. 4.7}) \quad (4.37)$$

$$T = \frac{r_\Sigma}{r_C} \tau \quad (4.38)$$

$$\tau = \frac{L_3}{r_B} \quad (4.39)$$

Impulsdauer:

$$t_S = T \cdot \ln \left[ 1 + \frac{(\ddot{u} - 1)B - 1}{(\ddot{u} - 1)^2 \frac{r_B}{r_C} + 1} \right] \quad (4.40)$$

worin  $B$  der Gleichstromverstärkungsfaktor im übersteuerten Zustand ist.

b) Rückkopplung vom Emitter zur Basis

$$I_1(t) = \frac{U_{OC}}{r_\Sigma} \left[ \frac{r_\Sigma}{r_C} + \left( 1 - \frac{r_\Sigma}{r_C} \right) e^{-\frac{t}{T}} \right] \quad (4.41)$$

$$I_2(t) = \frac{1}{\ddot{u} - 1} \frac{U_{OC}}{r_\Sigma} e^{-\frac{t}{T}} \quad (4.42)$$

worin

$$r_\Sigma = r_C + \frac{1}{(\ddot{u} - 1)^2} \cdot r_B \quad (4.43)$$

$$\ddot{u} = \frac{n_2}{n_3} \quad (\text{siehe Fig. 4.8}) \quad (4.44)$$

$$T = \frac{r_\Sigma}{r_C} \tau \quad (4.45)$$

$$\tau = (\ddot{u} - 1)^2 \frac{L_3}{r_B} \quad (4.46)$$

Impulsdauer:

$$t_S = T \cdot \ln \left[ 1 + \frac{\frac{B}{\ddot{u} - 1} - 1}{\frac{r_B}{(\ddot{u} - 1)^2 r_C} + 1} \right] \quad (4.47)$$

#### 4.1.4 ALLGEMEINE AUSDRÜCKE

Man ersieht, daß die Berechnung von Amplitude und Impulsdauer bei den verschiedenen Rückkopplungsarten eines Sperrschwingers zu sehr ähnlichen Ausdrücken führt (vgl. (4.12), (4.13), (4.27) mit (4.34), (4.35), (4.40) und (4.41), (4.42) und (4.47).

Wenn man ein allgemeines Übersetzungsverhältnis  $\dot{U}$  und eine Zeitkonstante  $\tau$  einführt, die beide von der Rückkopplungsart abhängen, ist es möglich, die drei Arten durch gemeinsame Formeln zu erfassen. Diese lauten für

die Zeitfunktion des Kollektorstromes

$$I_1(t) = \frac{U_{OC}}{r_{\Sigma}} \left[ \frac{r_{\Sigma}}{r_C} + \left( 1 - \frac{r_{\Sigma}}{r_C} \right) e^{-\frac{t}{T}} \right] \quad (4.48)$$

die Zeitfunktion des Basisstromes

$$I_2(t) = \dot{U} \frac{U_{OC}}{r_{\Sigma}} e^{-\frac{t}{T}} \quad (4.49)$$

die Impulsdauer

$$t_S = T \ln \left[ 1 + \frac{r_C}{r_{\Sigma}} (\dot{U} B - 1) \right] \quad (4.50)$$

worin im einzelnen bedeutet:

$$r_{\Sigma} = r_C + \ddot{u}^2 r_B \quad (4.51)$$

$$T = \frac{r_{\Sigma}}{r_C} \cdot \tau \quad (4.52)$$

$$\dot{U} = \frac{n_1}{n_2} \quad (4.53)$$

$$\left. \begin{array}{l} \dot{U} = \frac{n_1}{n_2} \\ \tau = \frac{L_2}{r_B} \end{array} \right\} \text{für Kollektor-Basis-Rückkopplung} \quad (4.54)$$

$$\dot{U} = \frac{n_1}{n_3} - 1 \quad (4.55)$$

$$\left. \begin{array}{l} \dot{U} = \frac{n_1}{n_3} - 1 \\ \tau = \frac{L_3}{r_B} \end{array} \right\} \text{für Kollektor-Emitter-Rückkopplung} \quad (4.56)$$

$$\dot{U} = \frac{1}{\frac{n_2}{n_3} - 1} \quad (4.57)$$

$$\left. \begin{array}{l} \dot{U} = \frac{1}{\frac{n_2}{n_3} - 1} \\ \tau = \frac{1}{\dot{U}^2} \frac{L_3}{r_B} = \left( \frac{n_2}{n_3} - 1 \right)^2 \frac{L_3}{r_B} \end{array} \right\} \text{für Emitter-Basis-Rückkopplung} \quad (4.58)$$

Außerdem können einige weitere allgemein gültige Schlüsse gezogen werden. So lautet z.B. die Bedingung für einen ordnungsgemäßen Sperrschwinger-vorgang

$$\dot{U} \cdot B > 1 \quad (4.59)$$

Die Bedingung für eine während der Dachzeit eben verlaufende Zeitfunktion der Summe von Kollektor- und Basisstrom heißt

$$\dot{U} = \frac{r_C}{r_B} \quad (4.60)$$

Die Kerninduktion wird im Falle der Kollektor-Emitter-Rückkopplung durch die gesamte Amperewindungszahl gegeben:

$$\begin{aligned} I \cdot n &= n_1 I_1 - n_3 (I_1 + I_2) \\ I \cdot n &= (n_1 - n_3) I_1 - n_3 I_2 \end{aligned} \quad (4.61)$$

Führt man (4.34) und (4.35) ein, so folgt

$$I \cdot n = (n_1 - n_3) \frac{U_{OC}}{r_C} \left( 1 - e^{-\frac{t}{T}} \right) \quad (4.62)$$

(vgl. (4.31)).

Im Falle der Rückkopplung vom Emitter zur Basis nimmt die Amperewindungszahl die Größe

$$\begin{aligned} I \cdot n &= n_3 (I_1 + I_2) - n_2 I_2 \\ I \cdot n &= n_3 I_1 - (n_2 - n_3) I_2 \end{aligned} \quad (4.63)$$

an, die unter Einführung von (4.41) und (4.42) ergibt:

$$I \cdot n = n_3 \frac{U_{OC}}{r_C} \left( 1 - e^{-\frac{t}{T}} \right) \quad (4.64)$$

#### 4.1.5 SPERRSCHWINGER MIT GESÄTTIGTEM KERN

Für alle bisher behandelten Arten von Sperrschwingern haben wir vorausgesetzt, daß der Kern des Transformators nicht in die magnetische Sättigung getrieben wird. Im Abschnitt 4.1.2e wurde dieser Zustand bereits als ein störender Effekt erwähnt, auf den nicht zuletzt auch eine weniger gute Übereinstimmung von Theorie und Praxis zurückzuführen ist. Der Zustand der

magnetischen Sättigung kann jedoch auch bewußt zur Festlegung der Periode des Sperrschwingers ausgenutzt werden. Dies ist zu erklären, wenn man einen scharfen Knick in der Magnetisierungskurve des Kernes beim Übergang in den gesättigten Zustand annimmt. Unterhalb des Knickes haben die Spulen des Transformators große Induktivität. Der Kollektorstrom steigt nun beispielsweise entsprechend (4.12) an. Die Zeitkonstante, die das Maß des Ansteigens bestimmt, ist proportional zur Induktivität (vgl. (4.14) und (4.11)). Wenn der Anstieg des Kollektorstromes nun derart erfolgt, daß der Sättigungswert der gesamten Amperewindungen erreicht wird, bevor der Transistor aus dem übersteuerten Zustand herauskommt, dann ist es dieser Beginn der magnetischen Sättigung, der das Ende der leitenden Phase des Transistors bestimmt und zwar, weil die Selbstinduktivität im übersättigten Gebiet viel kleiner als im normalen Zustand des Kernes ist. Hierdurch wird die Zeitkonstante plötzlich sehr viel kleiner und der Kollektorstrom steigt entsprechend schneller an, so daß der Transistor praktisch im gleichen Augenblick aus dem übersteuerten Zustand herauskommt und abschaltet.

Die Dauer des Impulses kann aus den Gleichungen (4.31), (4.62) oder (4.64) errechnet werden, indem man für  $I \cdot n$  die Sättigungsdurchflutung einsetzt. Nennt man diesen Wert  $(I \cdot n)_s$ , so lautet der Ausdruck für die Impulsdauer

$$t_{SS} = T \ln \left[ 1 + \frac{(I \cdot n)_s}{\frac{U_{OC}}{r_C} n' - (I \cdot n)_s} \right] \quad (4.65)$$

Hierin ist

$n' = n_2$  für Kollektor-Basis-Rückkopplung (Fig. 4.1)

$n' = n_1 - n_2$  für Kollektor-Emitter-Rückkopplung (Fig. 4.7)

$n' = n_3$  für Emitter-Basis-Rückkopplung (Fig. 4.8)

#### 4.1.6 VERGLEICH EXPERIMENTELLER ERGEBNISSE MIT DER THEORIE

Es wurden einige Untersuchungen durchgeführt, um die theoretischen Ergebnisse zu kontrollieren.

Dabei wurde die Schaltung nach Fig. 4.1 verwendet, worin jedoch zusätzlich ein äußerer Basis- und ein äußerer Kollektorwiderstand eingefügt wurden, die so gewählt wurden, daß sie groß im Vergleich zu den inneren Widerständen im übersteuerten Zustand des Transistors sind, weil es sehr schwierig ist, die genauen Werte der inneren Widerstände zu bestimmen. Bei der weiteren Rechnung kann man nun ausschließlich mit diesen äußeren Widerständen arbeiten.

Außerdem wurde eine Dämpfungsdiode vom Typ OA 85 über die Primärwicklung gelegt. Fig. 4.11 zeigt das Schaltbild. Für den Transformator wurde ein Topfkern vom Typ 18/12 aus 3B-Material und ohne Luftspalt verwendet.

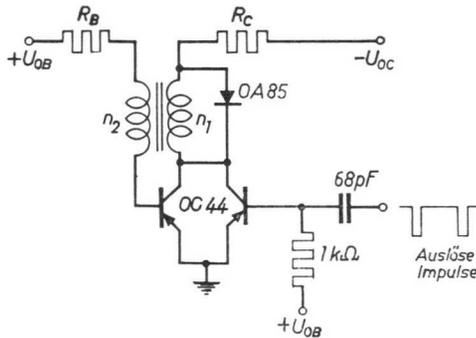


Fig. 4.11

Windungszahlen:  $n_1 = 33$ ,  $n_2 = 99$ , d.h.  $\dot{u} = 1:3$ . Gemessen wurde  $L_1 = 1,16$  mH,  $L_2 = 10,0$  mH. Weiterhin war  $U_{oc} = -6$  V,  $U_{ob} = 1,4$  V,  $R_C = 100 \Omega$ ,  $R_B = 5,6$  K $\Omega$ . Transistor OC44.

Die Meßergebnisse und die berechneten Werte sind in der folgende Tabelle zusammengestellt.

TABELLE

Transistor Nr.	Anfangs-Kollektorstrom $I_1(0)$ (mA)	Anfangs-Basisstrom $I_2(0)$ (mA)	End-Kollektorstrom $I_1(t_s)$ (mA)	End-Basisstrom $I_2(t_s)$ (mA)	Impulsdauer $t_s$ ( $\mu$ s)	Stromverstärkung $B$ (%)
1	9,0	2,40	46	0,45	18,8	102
2	9,5	2,50	48	0,18	22,0	266
3	10,0	2,54	40	0,85	13,3	47
4	10,0	2,56	49	0,74	23,0	66
5	9,5	2,50	48	0,13	24,0	370
I	9,0	2,50	44,5	0,18	23,5	247
Berechneter Wert	8,3	2,8	51	0,5	22	100 (angenommen)

Bemerkungen:

Die Übereinstimmung ist sehr gut, wenn man vom Endwert des Basisstromes absieht. Die Stromverstärkung wurde als

$$B = \frac{I_1(t_s)}{I_2(t_s)} \quad (\text{vgl. (4.28) und (4.29)})$$

berechnet.

Bei der untersten Zeile wurde den Berechnungen ein  $B$  von 100 zugrunde gelegt.

Im Hinblick auf die Impulsdauer scheint Transistor Nr. 3 ein „Ausreißer“ zu sein. Er hat gleichzeitig ein kleines  $B$ . Den Gleichungen (4.15), (4.16), (4.28), (4.29) und (4.26) kann man entnehmen, daß die Anfangs- und Endwerte der Ströme der Versorgungsspannung  $-U_{OC}$  proportional sind, während die Impulsdauer von ihr unabhängig ist. Diesbezügliche Kontrollmessungen wurden am Transistor I durchgeführt und zwar ebenfalls in der Schaltung nach Fig. 4.11, jedoch mit zwischen  $-1$  V und  $-10$  V veränderlicher Versorgungsspannung  $U_{OC}$ . Die Ergebnisse sind in der Kurve Fig. 4.12 aufgezeichnet, wobei die ausgezogenen Linien die berechneten Anfangs- und Endwerte der Kollektorströme  $I_1(0)$  und  $I_1(t_s)$  und die Impulsdauer in Abhängigkeit von  $U_{OC}$  wiedergeben, während die Kreise die entsprechenden Meßwerte darstellen.

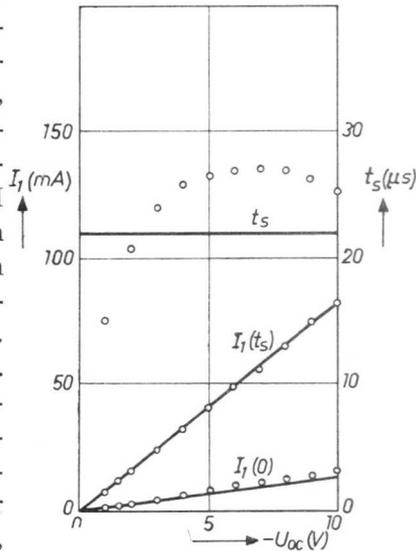


Fig. 4.12

Die berechneten Ströme decken sich sehr gut mit den Meßwerten. Die Impulsdauer ist jedoch nicht konstant und weicht insbesondere bei niedrigen Werten der Kollektorversorgungsspannung  $-U_{OC}$  vom berechneten Wert  $t_s$  ab. Dieses dürfte auf der Vernachlässigung der Basisvorspannung  $U_{OB}$  (Fig. 4.1) in den Berechnungen des Abschnittes 4.1.2. beruhen. Um dieses nachzuprüfen, wurden die Berechnungen unter Berücksichtigung des Einflusses von  $U_{OB}$  wiederholt. Die Ergebnisse zeigen, wie aus dem Anhang A ersichtlich, eine weit bessere Übereinstimmung mit den Messungen.

Folgerung:

Im allgemeinen kann ausgesagt werden, daß bei Sperrschwingerschaltungen mit Transistoren die theoretisch gewonnenen Ausdrücke für die verschiedenen wichtigen Größen in guter Übereinstimmung mit den praktischen Ergebnissen stehen. Der Einfluß der verschiedenen Parameter auf das Verhalten läßt sich den Gleichungen entnehmen. Die Anwendung auf spezielle praktische Fälle ist durchaus möglich.

#### 4.1.7 ALLGEMEINSTER FALL EINES IMPULSGESTEUERTEN SPERRSCHWINGERS

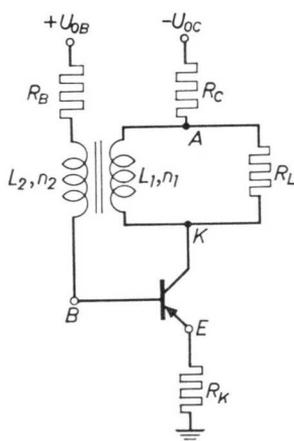


Fig. 4.13

Bisher wurde nur ein Sperrschwinger betrachtet, der die wichtigsten Teile, nämlich Transistor und Rückkopplungstransformator, enthält. In der Praxis werden jedoch häufig strombegrenzende Widerstände in der Basis- oder Kollektorleitung, teilweise sogar im Emitterzweig, verwendet. Im letzten Fall wird eine Gegenkopplung erzielt. Darüberhinaus kann der Transformator mittels einer dritten Wicklung über einen Widerstand belastet sein.

Diese allgemeine Schaltung ohne die Impulssteuerungsanordnung ist in Fig. 4.13 wiedergegeben, worin  $R_L$  den auf die Primärwicklung übertragenen Lastwiderstand darstellt. Wenn Impulssteuerung erfolgt, so kann die Schaltung während des leitenden Zustandes des Transistors

in der gleichen Weise auf die Ersatzschaltung Fig. 4.14 zurückgeführt werden wie dies bereits früher erfolgte (vgl. Abschnitt 4.1.2). Unter Anwendung der Kirchhoff'schen Gesetze auf die drei Maschen der Schaltung und den Stromknoten  $K$  ist es möglich, die vier folgenden Gleichungen aufzustellen, die die vier Ströme als Unbekannte enthalten.

$$I_C \cdot R_K + I_B (R_K + r_B + R_B + L_2 p) - I_1 M \cdot p = 0 \quad (4.66)$$

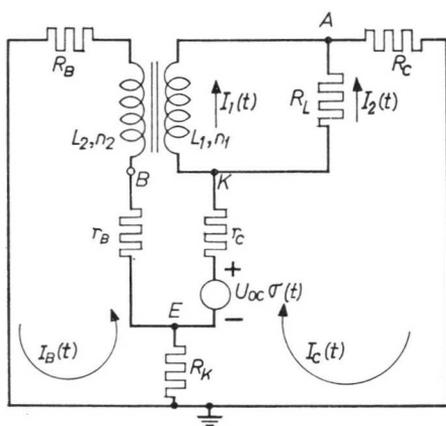


Fig. 4.14

$$I_2 R_L - I_1 L_1 p + I_B M \cdot p = 0 \quad (4.67)$$

$$I_1 + I_2 = I_C \quad (4.68)$$

$$I_C(R_K + r_C + R_C) + I_2 R_L + I_B R_K = U_{OC} \sigma(t) \quad (4.69)$$

Nimmt man wiederum eine sehr feste Kopplung zwischen Primär- und Sekundärwicklung des Transformators an, so daß  $L_1 \cdot L_2 = M^2$  ist, und führt man die folgenden Ausdrücke ein,

$$R_B' = R_B + r_B + R_K \quad (4.70)$$

$$R_C' = R_C + r_C + R_K \quad (4.71)$$

so ergeben sich die Lösungen:

$$I_B = \frac{(M - \ddot{u} R_K / R_L) p - R_K}{N} U_{OC} \sigma(t) \quad (4.72)$$

$$I_C = \frac{R_B' + \left\{ \frac{R_B'}{R_L} L_1 + L_2 \right\} p}{N} U_{OC} \sigma(t) \quad (4.73)$$

$$I_2 = \frac{\left( M \frac{R_K}{R_L} + \frac{R_B'}{R_L} L_1 \right) \cdot p}{N} \cdot U_{OC} \sigma(t) \quad (4.74)$$

$$I_1 = \frac{R_B' + \left( L_2 - M \frac{R_K}{R_L} \right) p}{N} \cdot U_{OC} \sigma(t) \quad (4.75)$$

In diesen Ausdrücken hat der Nenner die folgende Form

$$N = \left\{ \left( \frac{R_C' R_B' - R_K^2}{R_L} + R_B' \right) L_1 + R_C' L_2 + 2 R_K \cdot M \right\} \cdot p + R_C' R_B' - R_K^2 \quad (4.76)$$

Schreibt man die Ströme als Zeitfunktionen, so lauten die Gleichungen

$$I_B(t) = \ddot{u} \frac{U_{OC}}{R_\Sigma} \cdot \frac{R_L - \ddot{u} R_K}{R_L + \ddot{u}^2 R_B'} \left[ - \frac{R_K R_\Sigma}{R_B' R_C' - R_K^2} + \right. \\ \left. + \left( 1 + \frac{R_K R_\Sigma}{R_B' R_C' - R_K^2} \right) e^{-\frac{t}{T}} \right] \sigma(t) \quad (4.77)$$

$$I_C(t) = \frac{U_{OC}}{R_\Sigma} \left[ \frac{R_B' R_\Sigma}{R_B' R_C' - R_K^2} + \left( 1 - \frac{R_B' R_\Sigma}{R_B' R_C' - R_K^2} \right) e^{-\frac{t}{T}} \right] \sigma(t) \quad (4.78)$$

$$I_2(t) = \ddot{u} \frac{U_{OC}}{R_\Sigma} \frac{R_K + \ddot{u} R_B'}{R_L + \ddot{u}^2 R_B'} e^{-\frac{t}{T}} \sigma(t) \quad (4.79)$$

wobei

$$T = \frac{R_\Sigma (R_L + \ddot{u}^2 R_B') L_2}{R_L (R_B' R_C' - R_K^2)} \quad (4.80)$$

und

$$R_\Sigma = \frac{\ddot{u}^2 (R_B' R_C' + R_B' R_L - R_K^2) + R_C' R_L + 2\ddot{u} R_K R_L}{R_L + \ddot{u}^2 R_B'} - \frac{L_2}{R_{b1}} \quad (4.81)$$

Substituiert man (4.81) in (4.80), ergibt sich,

$$T = \frac{\ddot{u}^2 \left( R_B' + \frac{R_B' R_C' - R_K^2}{R_L} \right) + R_C' + 2\ddot{u} R_K}{R_C' - R_K^2 / R_B'} \quad (4.82)$$

Es ist einfach zu kontrollieren, daß sich die Ausdrücke des Abschnittes 4.1.2 ergeben, wenn in den Gleichungen die Nichtbelastung des Transformators ( $R_L = \infty$ ) und  $R_K = R_C = R_B = 0$  berücksichtigt wird.

Die Bedingung für sofortige Übersteuerung des Transistors wird durch

$$I_C(0) < B_{\min} I_B(0) \quad (4.83)$$

oder

$$1 < B_{\min} \ddot{u} \frac{R_L - \ddot{u} R_K}{R_L + \ddot{u}^2 R_B'} \quad (4.84)$$

gegeben. Diese Bedingung enthält eine Begrenzung von  $\ddot{u}$ , damit der Sperrschwinger richtig arbeitet (vgl. Bdgg. (4.17)).

Es kann gezeigt werden, daß keiner der Ströme  $I_B$ ,  $I_C$ ,  $I_2$  oder  $I_1$  einen zeitlich horizontalen Verlauf haben kann sondern nur die Summe von  $I_B$  und  $I_C$ . Somit kann der Emitterstrom einen zeitunabhängigen Wert annehmen der durch die Bedingung

$$1 - \frac{R_\Sigma R_B'}{R_B' R_C' - R_K^2} + \ddot{u} \frac{R_L - \ddot{u} R_K}{R_L + \ddot{u}^2 R_B'} \left( 1 + \frac{R_K R_\Sigma}{R_B' R_C' - R_K^2} \right) = 0 \quad (4.85)$$

die sich für den Fall  $R_K = 0$  (vgl. (4.18)) in die Form

$$\ddot{u} = \frac{R_C + r_C}{R_B + r_B} \text{ vereinfacht, beschrieben ist.}$$

Die Spannung über dem Lastwiderstand beträgt

$$U_L(t) = R_L I_2(t)$$

oder

$$U_L(t) = \ddot{u} \frac{(R_K + \ddot{u} R_B') R_L}{R_L + \ddot{u}^2 R_B'} \cdot \frac{U_{OC}}{R_T} e^{-\frac{t}{T}} \sigma(t) \quad (4.86)$$

Substituiert man (4.83), so folgt

$$U_L(t) = \frac{\ddot{u} R_L (R_K + \ddot{u} R_B')}{\ddot{u}^2 (R_B' R_C' + R_B' R_L - R_K^2) + R_C' R_L + 2\ddot{u} R_K R_L} U_{OC} e^{-\frac{t}{T}} \sigma(t) \quad (4.87)$$

Es muß beachtet werden, daß dies die auf die Primärwicklung umgerechnete Ausgangsspannung ist. Wird die Spannung von einer dritten Wicklung mit  $n_3$ -Windungen abgenommen, dann hat sie die Größe

$$U_{L3}(t) = \frac{n_3}{n_1} U_L(t) \quad (4.88)$$

Die Primärspannung im Falle des Leerlaufes ( $R_L = \infty$ ) beträgt

$$U_{L0}(t) = \frac{\ddot{u} (R_K + \ddot{u} R_B')}{\ddot{u}^2 R_B' + R_C' + 2\ddot{u} R_K} U_{OC} e^{-\frac{t}{T_0}} \sigma(t) \quad (4.89)$$

Für  $R_L = 0$  nimmt Gleichung (4.79) die Form

$$I_{2K}(t) = \frac{(R_K + \ddot{u} R_B')}{\ddot{u} (R_B' R_C' - R_K^2)} U_{OC} \sigma(t) \quad (4.90)$$

an, da die Zeitkonstante  $\infty$  wird.

Da (4.89) die Leerlaufspannung und (4.90) den Kurzschlußstrom zwischen den Punkten  $A$  und  $K$  von Fig. 4.13 wiedergibt, stellt der Ausdruck  $\frac{U_{L0}(t)}{I_{2K}(t)}$  den Innenwiderstand  $Z_i$  des Sperrschwingers zwischen den Punkten  $A$  und  $K$  dar.

$$Z_i = \frac{\ddot{u}^2 (R_B' R_C' - R_K^2)}{\ddot{u}^2 R_B' + R_C' + 2\ddot{u} R_K} e^{-\frac{t}{T_0}} \quad (4.91)$$

Dies entspricht im Falle  $R_K = 0$  einer Parallelkombination von zwei Widerständen.

$$R_C' \text{ und } \ddot{u}^2 R_B'$$

Auf die Klemmen der Tertiärwicklung bezogen, würde die Impedanz

$$\left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2 Z_t \text{ betragen.}$$

Der Innenwiderstand ist eine Funktion der Zeit und hat seinen Maximalwert zu Beginn des Stromimpulses.

Die Impulsdauer, ermittelt nach dem gleichen Verfahren wie im Abschnitt 4.1.2, bekommt die Form

$$t_s = T \ln \left[ 1 + \frac{\ddot{u} B \frac{R_L + \ddot{u} R_K}{R_L + \ddot{u}^2 R_B'} - 1}{\frac{R_B' R_\Sigma}{R_B' R_C' - R_K^2} + \ddot{u} B \frac{(R_L - \ddot{u} R_K) R_\Sigma R_K}{(R_L + \ddot{u}^2 R_B')(R_B' R_C' - R_K^2)}} \right] \quad (4.92)$$

Die Impulsdauer ist dabei so definiert, daß das Ende des Impulses durch das Herauskommen des Transistors aus dem übersteuerten Zustand bestimmt ist, was bedeutet, daß Trägheitseffekte (hole storage) beim Arbeiten des Sperrschwingers keine ernstliche Rolle spielen dürfen.

Wir sind aber auch in der Lage, aus den bisher abgeleiteten Ausdrücken einen Zusammenhang für die Impulsdauer zu finden, indem das Ende des Impulses durch die magnetische Sättigung des Kernes bestimmt wird. Hierfür muß ein Ausdruck für den magnetischen Fluß während des Stromimpulses aufgestellt werden. Der Fluß in der Primärwicklung (und damit der Gesamtfluß, da wir annehmen, daß keine Streuinduktivitäten vorhanden sind) hängt mit der Spannung an dieser Wicklung in folgender Weise zusammen (vgl. (4.86)):

$$n_1 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = U_L(t)$$

oder

$$\Phi = \frac{1}{n_1} \int_0^{\cdot} U_L(t) dt$$

$$\Phi = \frac{\ddot{u}(R_K + \ddot{u} R_B') R_L}{n_1 (R_L + \ddot{u}^2 R_B') R_\Sigma} U_{OC} \cdot T \cdot (1 - e^{-\bar{T}}) \quad (4.93)$$

Wenn der Kern beim Fluß  $\Phi_s$  schlagartig in Sättigung geht und zwar zu

einem Zeitpunkt  $t = t_S$ , bevor der Transistor aus dem übersteuerten Zustand herauskommt, dann wird (4.93) zu

$$\Phi_S = \frac{\ddot{u}(R_K + \ddot{u}R_B')R_L}{n_1(R_L + \ddot{u}^2R_B')R_\Sigma} U_{OC} \cdot T \cdot (1 - e^{-\frac{t_S}{T}}) \quad (4.94)$$

Hieraus kann  $t_S$  bestimmt werden.

Eine einfache Lösung liefert (4.94) für den Fall  $t_S \ll T$ , da dann der Term  $1 - e^{-t_S/T}$  nahezu  $t_S/T$  ist, so daß folgt

$$\Phi_S \approx \frac{\ddot{u}(R_K + \ddot{u}R_B')R_L}{n_1(R_L + \ddot{u}^2R_B')R_\Sigma} U_{OC} \cdot t_S \quad (4.95)$$

und nach Substitution von (4.81)

$$t_S = \frac{n_1 \Phi_S \{ \ddot{u}^2(R_B'R_C' + R_B'R_L - R_K^2) + R_C'R_L + 2\ddot{u}R_KR_L \}}{\ddot{u}(R_K + \ddot{u}R_B')R_L \cdot U_{OC}} \quad (4.96)$$

Für  $R_L = \infty$  wird daraus

$$t_S = \frac{n_1 \Phi_S}{U_{OC}} \cdot \frac{\ddot{u}^2 R_B' + R_C' + 2\ddot{u}R_K}{\ddot{u}(R_K + \ddot{u}R_B')} \quad (4.97)$$

Im Falle  $R_K = 0$  und  $R_C' \ll \ddot{u}^2 R_B'$  vereinfacht sich der Ausdruck weiter zu

$$t_S \approx \frac{n_1 \Phi_S}{U_{OC}} \quad (4.98)$$

Bei den Betrachtungen wurde bisher angenommen, daß der Fluß im Kern zum Zeitpunkt  $t = 0$  mit dem Wert 0 beginnt. Dies wird infolge von Remanenz aber nach Beendigung des Stromimpulses nicht der Fall sein. Außerdem galt das Ganze nur für Eintakt-Sperrschwinger. Im Gegentaktfall ist der Fluß nach beendigem Stromimpuls in einer Schaltungshälfte durch den Strom in der anderen Hälfte in Gegenrichtung gesättigt. Der Fluß pendelt also zwischen den beiden Extremwerten  $+\Phi_S$  und  $-\Phi_S$ , was zu einer Impulsdauer vom doppelten Betrag des Ausdruckes (4.98) führt, also

$$t_S = \frac{2n_1 \Phi_S}{U_{OC}}$$

und da die Gesamtperiode  $2t_S$  lang ist, gilt für die Frequenz

$$f = \frac{U_{OC}}{4n_1\Phi_s} \quad (4.99)$$

Vergleiche hierzu die unten aufgeführte Arbeit \*).

Abschließend kann bemerkt werden, daß alle abgeleiteten Ausdrücke, die die Arbeitsweise des Sperrschwingers beschreiben, auch auf Hochvacuumröhren angewendet werden können. In diesem Falle muß für die Stromverstärkung  $B$  das Produkt von Eingangswiderstand und Steilheit der Röhre eingesetzt werden.

## 4.2 Der monostabile Multivibrator

### 4.2.1 EINLEITUNG

Die Analyse der Arbeitsweise eines monostabilen Multivibrators (MMV) kann in analoger Weise — wie bereits beim astabilen Multivibrator (AMV) im Abschnitt 3.1 durchgeführt — angefaßt werden. Es gibt verschiedene Typen von MMV's. Solche mit Rückkopplung im gemeinsamen Emittierzweig werden hier ausgeschlossen. Es werden vielmehr lediglich solche Typen behandelt, wo eine Rückkopplung vom Kollektor des einen Transistors zur Basis des anderen angewendet ist. Es sind dann immer noch zwei Arten von Rückkopplung möglich, nämlich

1) RC-Kopplung vom Kollektor des leitenden zur Basis des nichtleitenden

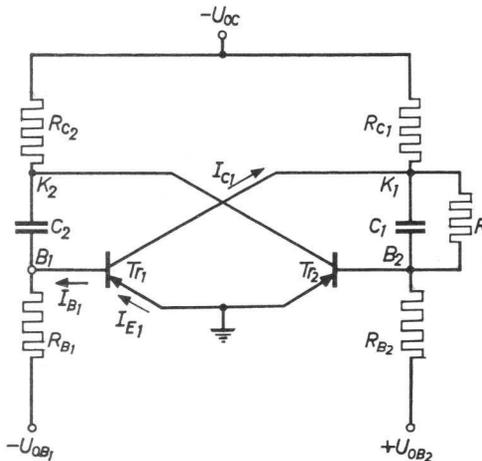


Fig. 4.15

\*) Campling: „Magnetic Inverter uses Tubes or Transistors“, Electronics, März 1958, Seite 159.

Transistors und C-Kopplung vom Kollektor des gesperrten zur Basis des leitenden Transistors. Dieser Fall ist in Fig. 4.15 dargestellt, wo Transistor  $Tr_1$  im stabilen Zustand leitend und  $Tr_2$  gesperrt ist.

II) RC-Kopplung vom Kollektor des gesperrten zur Basis des leitenden Transistors und C-Kopplung vom Kollektor des leitenden zur Basis des gesperrten Transistors. Dieser Fall ist in Fig. 4.25 dargestellt, wo Transistor  $Tr_1$  im stabilen Zustand gesperrt,  $Tr_2$  leitend ist.

#### 4.2.2 FALL I: MMV NACH FIG. 4.15

Da Transistor  $Tr_1$  im stabilen Zustand leitend sein soll, muß natürlich die Basisvorspannung  $U_{OB1}$  negativ in bezug auf den Emittor (Erde) sein. Transistor  $Tr_2$  muß gesperrt sein, d.h. die Basisvorspannung  $U_{OB2}$  hat positiv zu sein.

##### a) Stabiler Zustand des MMV

Vernachlässigt man die inneren Widerstände zwischen Kollektor und Basis und zwischen Basis und Emittor im übersteuerten so wie die Leckströme im gesperrten Zustand, so sieht das Ersatzschaltbild des stabilen Zustandes wie in Fig. 4.16 wiedergegeben aus.

Die linke Hälfte der Schaltung ist in Fig. 4.17 noch einmal herausgezeichnet und hieraus ist leicht zu ersehen, daß der Dauer-Basisstrom des leitenden Transistors die Form

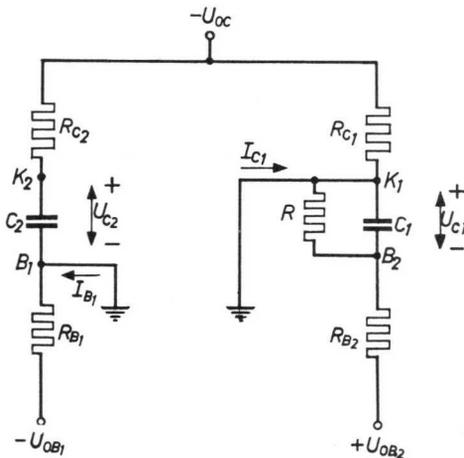


Fig. 4.16

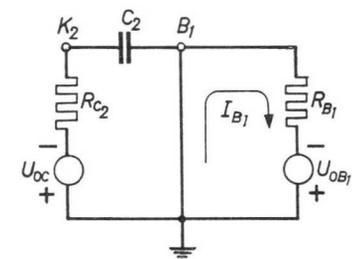


Fig. 4.17

$$I_{B1} = \frac{U_{OB1}}{R_{B1}} \quad (4.100)$$

hat. Weiterhin folgt aus Fig. 4.16

$$U_{C2} = -U_{OC} = U_{K2} \quad (4.101)$$

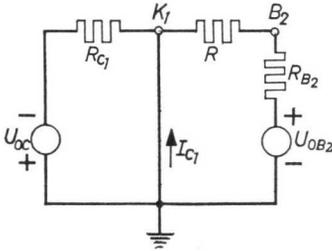
(Kollektorspannung des gesperrten Transistors)

Weiter wird angenommen, daß die Kollektorspannung des leitenden Transistors

$$U_{K1} = 0 \quad (4.102)$$

und daß die Basisspannung ebenfalls

$$U_{B1} = 0 \quad (4.103)$$



ist. Die rechte Hälfte von Fig. 4.16 ist in Fig. 4.18 noch einmal herausgezeichnet und man erkennt daraus, daß der Dauer-Kollektorstrom des leitenden Transistors dem Gesetz

$$I_{C1} = \frac{U_{OC}}{R_{C1}} - \frac{U_{OB2}}{R + R_{B2}} \quad (4.104)$$

gehört. Für die Basisspannung des gesperrten Transistors ist

$$U_{B2} = \frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} \quad (4.105)$$

und muß damit immer positiv sein.

Die Spannung über dem Kondensator \$C\_1\$, in Fig. 4.16 als \$U\_{C1}\$ angegeben, ist, wie ebenfalls leicht einzusehen,

$$U_{C1} = -U_{B2} = -\frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} \quad (4.106)$$

Die Übersteuerungsbedingung kann aus den Ausdrücken (4.100) und (4.104) gewonnen werden. Sie lautet

$$\frac{I_{C1}}{I_{B1}} < B$$

wobei \$B\$ die statische Stromverstärkung im übersteuerten Zustand bedeutet.

$$\frac{I_{C1}}{I_{B1}} = \frac{U_{OC}/R_{C1} - U_{OB2}/(R + R_{B2})}{U_{OB1}/R_{B1}} \quad (4.107)$$

## b) Übergangsverhalten nach dem Ansteuern

Sofort nach dem Ansteuern können die Verhältnisse beim MMV so angenommen werden, wie im Ersatzschaltbild Fig. 4.19 aufgezeichnet. Danach ist Transistor  $Tr_1$  nun vollständig gesperrt und  $Tr_2$  voll leitend, d.h. übersteuert.

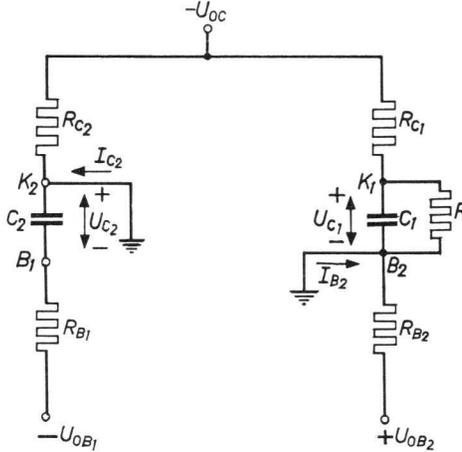


Fig. 4.19

Aus Fig. 4.19 ist zu ersehen, daß vom Augenblick des Ansteuerns an ( $t = 0$ ) die Basisspannung von  $Tr_1$  entgegengesetzt gleich der Spannung an der Kapazität  $C_2$  ist,

$$U_{B1}(t) = -U_{C2}(t).$$

Zum Zeitpunkt  $t = 0$

$$U_{C2}(0) = -U_{OC}.$$

Nach unendlich langer Zeit  $t = \infty$

$$U_{C2}(\infty) = +U_{OB1}.$$

und somit gilt

$$U_{C2}(t) = U_{OB1} - (U_{OC} + U_{OB1}) e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (4.108)$$

wobei

$$T_2 = R_{B1}C_2 \quad (4.109)$$

oder

$$U_{B1}(t) = -U_{OB1} + (U_{OC} + U_{OB1}) e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (4.110)$$

Außerdem ist

$$U_{K2}(t) = 0 \quad (4.111)$$

$$U_{B2}(t) = 0 \quad (4.112)$$

Es muß noch der Zusammenhang  $U_{K1}(t) = U_{C1}(t)$  gefunden werden. Zu diesem Zweck wird die Schaltung nach Fig. 4.19 in die linke (Fig. 4.20) und die rechte (Fig. 4.21) Hälfte aufgespalten. Fig. 4.20 entnimmt man:

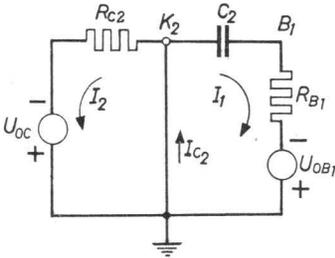


Fig. 4.20

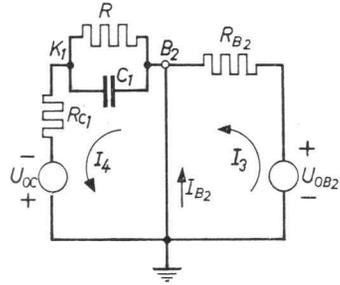


Fig. 4.21

$$I_2 = \frac{U_{OC}}{R_{C2}} \quad (4.113)$$

$$I_1(t) = \frac{-U_{C2}(t) + U_{OB1}}{R_{B1}}$$

$$I_1(t) = \frac{U_{OB1} + U_{OC}}{R_{B1}} e^{-\frac{t}{T_1}} \quad (4.114)$$

$$I_{C2}(t) = I_1(t) + I_2 \quad (4.115)$$

Aus Fig. 4.21 erhält man:

$$I_3 = \frac{U_{OB2}}{R_{B2}} \quad (4.116)$$

Um  $I_4$  zu finden, ist es erforderlich, die Masche, in der er fließt, auf dem Wege über Fig. 4.22 in die Schaltung Fig. 4.23 zu überführen (Zweimalige Anwendung des Thévenin-Theorems). Aus Gleichung (4.106) folgt, daß für  $t = 0$  die Spannung über  $C_1$  die Größe

$$U_{C1}(0) = -\frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} \quad (4.117)$$

hat. Der Endwert ist nach Fig. 4.23 zum Zeitpunkt  $t = \infty$

$$U_{C1}(\infty) = -\frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} \quad (4.118)$$

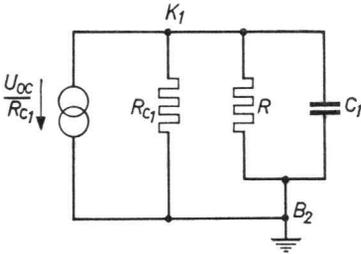


Fig. 4.22

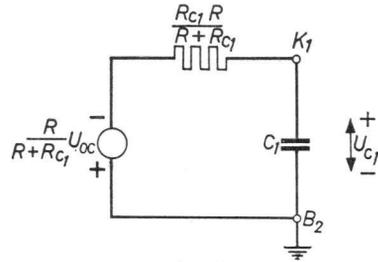


Fig. 4.23

$U_{C1} = U_{K1}$  verläuft zwischen diesen beiden Werten nach der Exponentialfunktion:

$$U_{K1}(t) = U_{C1}(t) = -\frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} + \left( \frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} - \frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} \right) e^{-\frac{t}{T_1}} \quad (4.119)$$

mit

$$T_1 = C_1 \frac{R_{C1} R}{R + R_{C1}} \quad (4.120)$$

Jetzt ist es möglich, den Ausdruck für  $I_4$  nach Fig. 4.21 anzuschreiben

$$I_4(t) = \frac{U_{OC} + U_{C1}(t)}{R_{C1}} = \frac{U_{OC}}{R + R_{C1}} + \left( \frac{R}{R + R_{C1}} \cdot \frac{U_{OC}}{R_{C1}} - \frac{R}{R + R_{B2}} \cdot \frac{U_{OB2}}{R_{C1}} \right) e^{-\frac{t}{T_1}} \quad (4.121)$$

Da der Basisstrom im Transistor  $Tr_2$   $I_{B2} = I_4 - I_3$  ist, ergibt sich aus (4.116) und (4.121) dafür

$$I_{B2}(t) = \frac{U_{OC}}{R + R_{C1}} - \frac{U_{OB2}}{R_{B2}} + \left( \frac{R}{R + R_{C1}} \cdot \frac{U_{OC}}{R_{C1}} - \frac{R}{R + R_{B2}} \cdot \frac{U_{OB2}}{R_{C1}} \right) e^{-\frac{t}{T_1}} \quad (4.122)$$

Damit sind die maßgebenden Ströme und Spannungen unmittelbar nach dem Umschalten des MMV aus dem stabilen in den labilen Zustand durch folgende Zeitfunktionen bestimmt:

$U_{B1}(t)$  durch Gleichung (4.110);  $I_{B1} = 0$

$U_{K1}(t)$  durch Gleichung (4.119);  $I_{C1} = 0$

$U_{B2}(t) = 0$ ;  $I_{B2}(t)$  durch Gleichung (4.122)

$U_{K2}(t) = 0$ ;  $I_{C2}(t)$  durch Gleichung (4.115)

Es muß nun die Frage geklärt werden, zu welchem Zeitpunkt der nichtstabile oder labile Zustand endet, und der MMV wieder in die labile Lage umkippt. Hierfür sind mehrere Definitionen möglich. Die erste Bedingung lautet, daß der leitende Transistor  $Tr_2$  während der gesamten labilen Phase im übersteuerten Zustand bleibt. Dann beendet der Augenblick, in dem die Basisspannung des (gesperrten)  $Tr_1$  den Wert Null durchläuft, den labilen Zustand und damit den Stromimpuls im Transistor  $Tr_2$ . Geschieht dies zum Zeitpunkt  $t = t_S$ , dann ist die Impulsdauer  $t_S$  durch (4.110) beschrieben, wenn man hier  $U_{B1} = 0$  zum Zeitpunkt  $t = t_S$  setzt:

$$U_{B1}(t_S) = 0 = -U_{OB1} + (U_{OC} + U_{OB1}) e^{-\frac{t_S}{T_2}} \quad (4.123)$$

$$e^{-\frac{t_S}{T_2}} = \frac{U_{OB1}}{U_{OC} + U_{OB1}} \quad (4.124)$$

$$t_S = T_2 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB1}} \right) \quad (4.125)$$

Es wurde angenommen, daß für  $0 < t < t_S$  Transistor  $Tr_2$  übersteuert ist. Das führt zu der Bedingung:  
 $Tr_2$  ist übersteuert im Zeitpunkt  $t = 0$ , wenn

$$\frac{I_{C2}(0)}{I_{B2}(0)} < B \text{ ist.}$$

Durch Substitution von (4.115) und (4.123) ergibt sich die Übersteuerungsbedingung für  $t = 0$

$$\frac{U_{OC} \left( \frac{1}{R_{C2}} + \frac{1}{R_{B1}} \right) + \frac{U_{OB1}}{R_{B1}}}{\frac{U_{OC}}{R_{C1}} - U_{OB2} \left( \frac{1}{R_{B2}} + \frac{R}{R + R_{B2}} \cdot \frac{1}{R_{C1}} \right)} < B \quad (4.126)$$

$I_{C2}$  fällt von seinem Anfangswert nach einer Exponentialfunktion mit der Zeitkonstante  $T_2$  (vgl. (4.120)) zu kleineren Werten;  $I_{B2}$  fällt in einem Maße, das durch die Zeitkonstante  $T_1$  bestimmt ist (vgl. (4.122)). Fällt  $I_{B2}$  stärker als  $I_{C2}$ , so ist die Gefahr für den Transistor  $Tr_2$ , aus dem Übersteuerungszustand herauszukommen, am größten. Deshalb wird unter der Annahme, daß  $T_2$  soviel größer als  $T_1$  ist, daß

$$I_{C2}(0) \approx I_{C2}(t_s) \text{ und } I_{B2}(t_s) \approx I_{B2}(\infty) \quad \text{gilt,}$$

die strengste Bedingung für Übersteuerung lauten

$$\frac{I_{C2}(0)}{I_{B2}(\infty)} < B \quad (4.127)$$

oder

$$\frac{U_{OC} \left( \frac{1}{R_{C2}} + \frac{1}{R_{B1}} \right) + \frac{U_{OB1}}{R_{B1}}}{\frac{U_{OC}}{R + R_{C1}} - \frac{U_{OB2}}{R_{B2}}} < B \quad (4.128)$$

Wenn die Forderung eingehalten wird, ist Gewähr für eine Übersteuerung des leitenden Transistors während des ganzen Stromimpulses gegeben. Diese Betriebsart des MMV ist die angenehmste, weil der Einfluß von Transistor-toleranzen und Temperaturschwankungen am kleinsten ist.

Kommt jedoch der leitende Transistor aus dem übersteuerten Zustand heraus bevor der gesperrte leitend wird, so wird die Impulsdauer verkürzt. Die Kollektorspannung  $U_{C1}$  bleibt nämlich nicht mehr beim praktischen Wert 0 sondern beginnt, zu negativen Werten zu fallen. Wegen der kapazitiven Kopplung über  $C_1$  fällt die Basisspannung  $U_{B2}$  entsprechend schneller und erreicht den Punkt, an dem der Transistor leitend wird, schneller als in dem Falle, wo der andere Transistor die ganze Zeit über übersteuert ist.

Auch für diesen Fall können die Umschaltverhältnisse berechnet werden, doch ist die Rechnung in diesem Falle komplizierter. Da dieser Betriebsfall in der Praxis seltener vorkommt, wird hier auf die Durchführung verzichtet.

Nimmt man an, daß Transistor  $Tr_2$  bis zu dem Zeitpunkt übersteuert bleibt, in dem  $Tr_1$  wieder leitend wird, so gilt für die Impulsdauer

$$t_s = T_2 \ln \left( 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB1}} \right) \quad (4.125)$$

Zum Zeitpunkt  $t_s$  betragen die Spannungen an den Kondensatoren:

$$\begin{aligned} U_{C2} &= -U_{B1}(t_s) = 0 \\ U_{C1} &= U_{K1}(t_s) = -\frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} + \\ &+ \left( \frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} - \frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} \right) \cdot \left( \frac{U_{OB1}}{U_{OC} + U_{OB1}} \right)^{\frac{T_2}{T_1}} \end{aligned} \quad (4.129)$$

Dieser Ausdruck folgt aus den Gleichungen (4.120) und (4.124).

Die Spannungen streben den Endwerten

$$U_{C2}(\infty) = -U_{OC} \text{ und}$$

$$U_{C1}(\infty) = -\frac{R}{R_{B2} + R} \cdot U_{OB2} \text{ zu,}$$

wobei der letzte dem Wert im stabilen Zustand nach (4.106) entspricht.

Zwischen Anfangs- und Endwert verläuft  $U_{C2}$  nach einer exponentiellen Zeitfunktion mit der Zeitkonstante

$$T_4 = C_2 R_{C2} \quad (4.130)$$

$$U_{C2}(\tau) = -U_{OC} (1 - e^{-\frac{\tau}{T_4}}) = U_{K2}(\tau), \quad (4.131)$$

wobei

$$\tau = t - t_S \quad (4.132)$$

Entsprechend gilt:

$$U_{C1}(\tau) = U_{C1}(\infty) + \{U_{C1}(t_S) - U_{C1}(\infty)\} e^{-\frac{\tau}{T_3}} = -U_{B2}(\tau) \quad (4.133)$$

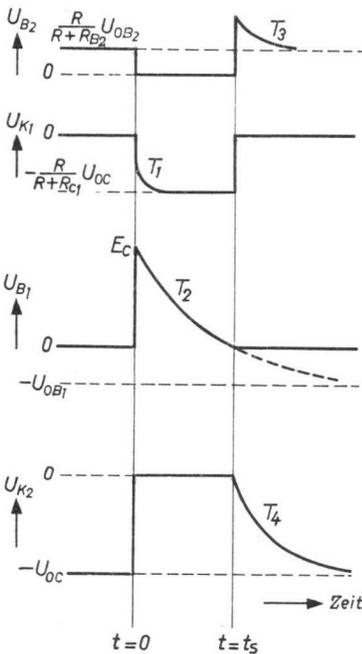


Fig. 4.24

wobei

$$T_3 = C_1 \frac{R \cdot R_{b2}}{R + R_{B2}} \quad (4.134)$$

für

$$t > t_S : U_{K1}(\tau) = 0 \quad (4.135)$$

und

$$U_{B1}(\tau) = 0 \quad (4.136)$$

Auf diese Weise sind mit den Gleichungen (4.131), (4.133), (4.135) und (4.136) die zeitlichen Verläufe von Kollektor- und Basisspannungen beschrieben. Eine graphische Darstellung dieser Spannungen über den gesamten Umschaltvorgang zeigt Fig. 4.24.

#### 4.2.3 FALL II: MMV NACH FIG. 4.25

Da Transistor  $Tr_1$  gesperrt sein soll, muß die Basisvorspannung  $U_{OB1}$  positiv in bezug auf den Emitter (Erde)

sein. Dagegen ist nicht sofort zu übersehen, welche Polarität die andere Basisvorspannung  $U_{OB2}$  aufweisen muß, damit der Transistor  $Tr_2$  leitet. Dies soll im folgenden Abschnitt durch Betrachtung des stabilen Zustandes ergründet werden.

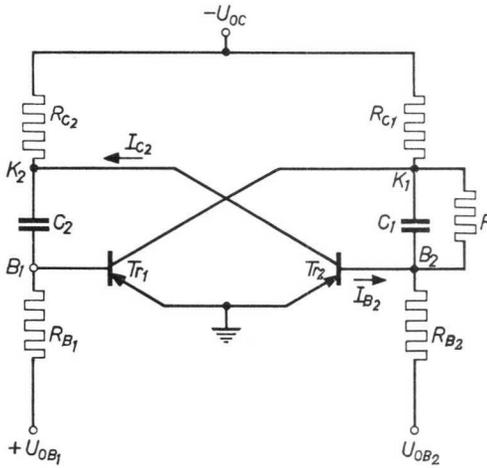


Fig. 4.25

a) *Stabiler Zustand*

Das Ersatzschaltbild ist in Fig. 4.26 wiedergegeben, aus dem sich ergibt

$$I_{B2} = \frac{U_{OC}}{R + R_{C1}} - \frac{U_{OB2}}{R_{B2}} \quad (4.137)$$

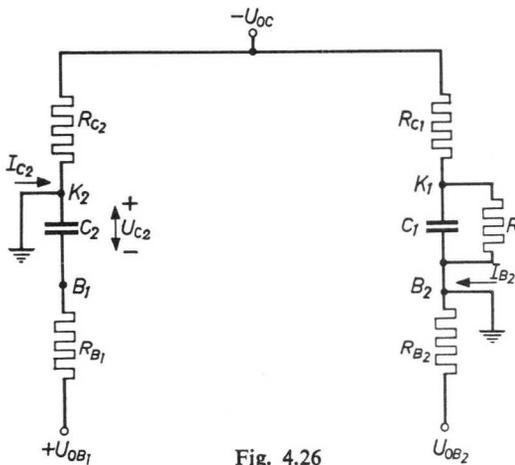


Fig. 4.26

Solange dieser Wert positiv ist, wird  $Tr_2$  leitend sein. Die Bedingung lautet also

$$U_{OB2} < \frac{R_{B2}}{R + R_{C1}} U_{OC} \quad (4.138)$$

Ferner ist:

$$I_{C2} = \frac{U_{OC}}{R_{C2}} \quad (4.139)$$

Übersteuerungsbedingung:

$$\frac{I_{C2}}{I_{B2}} < B$$

oder

$$\frac{U_{OC}/R_{C2}}{U_{OC}/(R + R_{C1}) - U_{OB2}/R_{B2}} < B \quad (4.140)$$

Die Spannungen an den Kapazitäten betragen

$$U_{C2} = - U_{OB1} \quad (4.141)$$

$$U_{C1} = - \frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} \quad (4.142)$$

Für die Basisspannungen gilt:

$$U_{B2} = 0, U_{B1} = U_{OB1} \quad (4.143)$$

und für die Kollektorspannungen:

$$U_{K2} = 0, U_{K1} = - \frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} \quad (4.144)$$

### b) Umschaltverhalten

Sofort nach dem Steuervorgang (Zeitpunkt  $t = 0$ ) sieht das Ersatzschaltbild wie in Fig. 4.27 wiedergegeben aus. Dabei wird  $Tr_1$  als übersteuert angesehen, die Leckströme im gesperrten  $Tr_2$  werden vernachlässigt.

Es gilt:

$$\text{für } t \geq 0: \quad U_{B1} = 0, U_{K1} = 0 \quad (4.145)$$

$$t = 0: \quad U_{B2}(0) = \frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} \quad (4.146)$$

$$t = \infty. \quad U_{B2}(\infty) = \frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} \quad (4.147)$$

Wenn Transistor  $Tr_2$  jemals wieder leitend werden soll, ist es erforderlich, daß seine Basisspannung  $U_{B2}$  einem Endwert  $U_{B2}(\infty)$  zustrebt, der negativ ist. Daraus ergibt sich, daß (4.147) negativ, also auch  $U_{OB2}$  negativ sein muß.

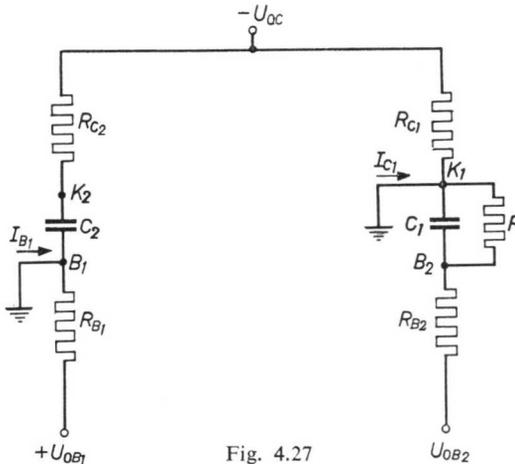


Fig. 4.27

Die im vorigen Abschnitt getroffene Feststellung, daß der Wert positiv sein kann, gilt also nur so lange, wie sich der MMV ausschließlich im stabilen Zustand befindet, in den er durch irgendeinen äußeren Vorgang gebracht worden ist. Für den normalen Betrieb des MMV ist hingegen eine negative Basisvorspannung  $U_{OB2}$  erforderlich, zumindest so lange wir den leitenden Transistor  $Tr_1$  während des Schaltvorganges als übersteuert annehmen. Wenn dieser jedoch aus der Übersteuerung herauskommt, wird die Kollektorspannung kleiner als Null, und auf dem Wege über  $C_1$  könnte die Basisspannung  $U_{B2}$  hinreichend negativ werden, um  $Tr_2$  in den leitenden Zustand zu versetzen.

Wir wollen zwischen diesen beiden Fällen unterscheiden:

*Fall 1:*  $Tr_1$  ist während der Einschaltzeit übersteuert und die Basisvorspannung von  $Tr_2$  ist negativ.

Dann ist

$$U_{B2}(\infty) = -\frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} \quad (4.148)$$

Wegen  $U_{B2} = -U_{C1}$  stellt  $U_{B2}$  zeitlich eine Spannung an einem Kondensator dar, die ihren Wert von

$$\frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} \text{ bei } t = 0 \text{ auf } -\frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} \text{ bei } t = \infty \text{ ändert}$$

und zwar mit einer Zeitkonstante

$$T_1 = C_1 \frac{R R_{B2}}{R + R_{B2}} \quad (4.149)$$

Damit lautet die Funktion

$$U_{B2}(t) = -\frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} + \left( \frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} + \frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} \right) e^{-\frac{t}{T_1}} \quad (4.150)$$

Zum Zeitpunkt  $t = t_S$ , wenn  $U_{B2}$  Null wird, schaltet der MMV zurück in seinen stabilen Zustand. Somit ist  $t_S$  definiert durch

$$\begin{aligned} \dot{U}_{B2}(t_S) = 0 &= -\frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} + \left( \frac{R}{R + R_{B2}} U_{OB2} + \frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} \right) e^{-\frac{t_S}{T_1}} \\ e^{\frac{t_S}{T_1}} &= 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB2}} \cdot \frac{R + R_{B2}}{R + R_{C1}} \end{aligned} \quad (4.151)$$

$$t_S = T_1 \ln \left[ 1 + \frac{U_{OC}}{U_{OB2}} \cdot \frac{R + R_{B2}}{R + R_{C1}} \right] \quad (4.152)$$

Die Kollektorspannung von  $Tr_2$  entspricht der Kondensatorspannung von  $C_2$ , damit gilt

$$U_{K2}(0) = -U_{OB1} ; U_{K2}(\infty) = -U_{OC} \quad (4.153)$$

und

$$U_{K2}(t) = -U_{OC} + (U_{OC} - U_{OB1}) e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (4.154)$$

wobei

$$T_2 = C_2 R_{C2} \quad (4.155)$$

Die Stromfunktionen für Basis und Kollektor von  $Tr_1$  lauten

$$I_{B1}(t) = -\frac{U_{OB1}}{R_{B1}} + \frac{U_{OC} + U_{K2}(t)}{R_{C2}}$$

oder

$$I_{B1}(t) = -\frac{U_{OB1}}{R_{B1}} + \frac{U_{OC} - U_{OB1}}{R_{C2}} e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (4.156)$$

und

$$I_{C1}(t) = \frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{U_{OB2} + U_{B2}(t)}{R_{B2}}$$

$$\text{oder } I_{C1}(t) = \frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{U_{OB2}}{R + R_{B2}} \cdot \left( \frac{R}{R + R_{B2}} \cdot \frac{U_{OB2}}{R_{B2}} + \frac{R}{R + R_{C1}} \cdot \frac{U_{OC}}{R_{B2}} \right) e^{-\frac{t}{T_1}} \quad (4.157)$$

Mit den Gleichungen (4.156) und (4.157) ist die Übersteuerungsbedingung für  $Tr_1$  bekannt.

Zum Zeitpunkt  $t = 0$  lautet sie

$$\frac{I_{C1}(0)}{I_{B1}(0)} < B$$

oder

$$\frac{\frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{R}{R + R_{C1}} \cdot \frac{U_{OC}}{R_{B2}} + \frac{U_{OB2}}{R_{B2}}}{\frac{U_{OC}}{R_{C2}} - U_{OB1} \left( \frac{1}{R_{B1}} + \frac{1}{R_{C2}} \right)} < B \quad (4.158)$$

und für  $t = t_s$  entsprechend

$$\frac{I_{C1}(t_s)}{I_{B1}(t_s)} < B$$

oder

$$\frac{\frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{U_{OB2}}{R_{B2}}}{-\frac{U_{OB1}}{R_{B1}} + \frac{U_{OC} - U_{OB1}}{R_{C1}} \left/ \left( 1 + \frac{R + R_{B2}}{R + R_{C1}} \cdot \frac{U_{OC}}{U_{OB2}} \right) \right.} < B \quad (4.159)$$

Die zweite Phase des Schaltvorganges, die zum Zeitpunkt  $t = t_s$  beginnt, kann auf demselben Wege wie im Abschnitt 1 behandelt werden.

$$t > t_s \quad ; \quad U_{K2} = 0 \quad \text{und} \quad U_{B2} = 0 \quad (4.160)$$

$U_{K1}$  strebt mit einer Exponentialfunktion vom Wert 0 ausgehend dem Betrag

$$- \frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC1} \quad \text{mit einer Zeitkonstante } T_3 = C_1 \frac{R R_{C1}}{R + R_{C1}} \quad (4.161)$$

zu.

$$U_{K1}(\tau) = -\frac{R}{R+R_{C1}} U_{OC} \left(1 - e^{-\frac{\tau}{T_3}}\right) \quad (4.162)$$

wobei

$$\tau = t - t_S \quad (4.163)$$

$U_{B1}$  springt vom Wert Null auf  $-U_{K2}(t_S)$  (vgl. (4.154)) und läuft exponentiell mit einer Zeitkonstante

$$T_4 = C_2 R_{B1} \quad (4.164)$$

dem Endwert  $+U_{OB1}$  entgegen:

$$U_{B1}(\tau) = U_{OB1} + \left\{ -U_{K2}(t_S) - U_{OB1} \right\} e^{-\frac{\tau}{T_4}} \quad (4.165)$$

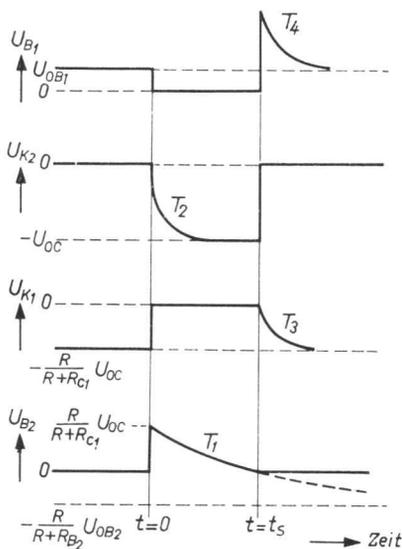


Fig. 4.28

Die graphische Darstellung der Kollektor- und Basisspannungen ist in Fig. 4.28 wiedergegeben.

Fall 2: Transistor  $Tr_1$  ist im Anfang des Umschaltvorganges übersteuert, verläßt aber zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t_{S'}$  diesen Zustand und zwar durch den Zusammenhang

$$I_{C1}(t_{S'}) = B I_{B1}(t_{S'}) \quad (4.166)$$

bedingt. Dies soll eintreten, bevor  $Tr_2$  leitend wird. Die Kombination von (4.166), (4.157) und (4.156) ergibt die folgende Gleichung, aus der  $t_{S'}$  bestimmt werden muß.

$$\begin{aligned} \frac{U_{OC}}{R_{C1}} + \frac{U_{OB2}}{R+R_{B2}} + B \frac{U_{OB1}}{R_{B1}} &= \left( \frac{R}{R+R_{B2}} \cdot \frac{U_{OB2}}{R_{B2}} + \frac{R}{R+R_{C1}} \cdot \frac{U_{OC}}{R_{B2}} \right) e^{-\frac{t_{S'}}{T_1}} + \\ &+ B \frac{U_{OC} - U_{OB1}}{R_{C2}} e^{-\frac{t_{S'}}{T_2}} \end{aligned} \quad (4.167)$$

Im allgemeinen ist hieraus  $t_{S'}$  nicht explizit zu bestimmen. Außerdem wird der Zeitpunkt  $t_{S'}$  nicht notwendigerweise derjenige sein, in dem das Rückschalten in den stabilen Zustand erfolgt, da er lediglich dem Beginn der ins Negative zielenden Änderung der Kollektorspannung von  $Tr_1$  entspricht.

Die Umschaltverhältnisse müssen also auf einem anderen Weg berechnet werden.

Da dies sehr umständlich ist und nur für einen praktisch nicht so wichtigen Betriebsfall des MMV Gültigkeit haben würde, wird hier auf die Rechnung verzichtet.

#### 4.2.4 EIN EXPERIMENTELLES BEISPIEL

Ein monostabiler Multivibrator wurde entsprechend Fig. 4.15 unter der folgenden Werte aufgebaut:

$U_{OC} = U_{OB1} = -6,3 \text{ V}$ ;  $U_{OB2} = 8,8 \text{ V}$ ;  $C_1 = 330 \text{ pF}$ ;  $R_{C1} = R_{C2} = 3,3 \text{ K}\Omega$ ,  
 $R_{B1} = 50 \text{ K}\Omega$ ;  $R = 12 \text{ K}\Omega$ ;  $R_{B2} = 56 \text{ K}\Omega$ ; Transistoren OC44 (pnp).

Die Auslösung des MMV erfolgte mit negativen Impulsen an der Basis von  $Tr_2$ .

Mit diesen Parametern ergeben sich für die einzelnen Größen folgende numerische Werte:

$$\text{aus Gleichung (4.100)} \quad I_{B1} = 0,126 \text{ mA}$$

$$\text{,, ,, (4.104)} \quad I_{C1} = 1,82 \text{ mA}$$

$$\text{,, ,, (4.105)} \quad U_{B2} = 1,55 \text{ V}$$

$\frac{I_{C1}}{I_{B1}} = 14,5$ . Dieser Wert liegt sicher unter dem minimalen  $B$ , das für einen OC44 erwartet werden kann, womit Übersteuerungsbedingung (4.107) erfüllt ist.

Aus Gleichung (4.125)  $t_S = 105 \mu\text{s}$ , gemessen wurde  $t_S = 108 \mu\text{s}$ , womit sich eine sehr gute Übereinstimmung ergibt.

Gleichung (4.128) gab einen Wert von 8,5, so daß auch hier die Übersteuerungsbedingung erfüllt ist.

Die Verläufe von  $U_{K1}$ ,  $U_{B1}$  und  $U_{K2}$  wurden auf einem Oszillographen beobachtet und entsprachen Fig. 4.24;  $T_1 = 0,8 \mu\text{s}$ ;  $T_4 = 10 \mu\text{s}$ . Entsprechend dem großen Unterschied zwischen diesen beiden Zeitkonstanten erschien die negative Flanke von  $U_{K1}$  als ein scharfer Sprung, verglichen mit der positiven Rückflanke von  $U_{K2}$ . Letztere hat praktisch nach  $30 \mu\text{s}$  ihren niedrigsten Wert erreicht (Wie bekannt, ist eine Exponentialfunktion auf 5% ihres Anfangswertes nach  $3 T$  abgefallen). Die Amplituden von  $U_{B1}$  und  $U_{K2}$  wurden zu 6 V ermittelt, während der Meßwert von 5 V für  $U_{K1}$  gut mit dem

Wert  $\frac{R}{R + R_{C1}} U_{OC} = 4,9 \text{ V}$  übereinstimmt (Fig. 4.24).

Der Verlauf von  $U_{B2}$  ist durch den Ansteuerimpuls gestört, der an der Basis von  $Tr_2$  wirkte und kann deshalb nicht für die Kontrolle der Rechnung herangezogen werden.

Die Dritte Klasse der zu betrachtenden Impulsschaltungen umfaßt hauptsächlich eine Schaltungsart, nämlich die des bistabilen Multivibrators. Wie der Name sagt, sind zwei stabile Zustände vorhanden, die wechselweise durch Anlegen geeigneter Steuerimpulse eingestellt werden können. Wenn man die Schaltung als Spannungs-Niveau-Schalter verwendet, so wird von der plötzlichen Spannungsänderung Gebrauch gemacht, die an den Kollektoren der Transistoren des Multivibrators auftritt. Hiermit können andere Schaltungsgebilde, z.B. Torschaltungen, gesteuert werden. Meist führt man in diesen Fällen den Ansteuerimpuls an eine Basis, doch ist auch eine Ansteuerung an beiden Basen gleichzeitig möglich. Im Falle der Verwendung des Multivibrators als Untersetzer muß die Ansteuerung auf dem letzteren Wege erfolgen.

In den folgenden Abschnitten soll die Analyse des bistabilen Multivibrators durchgeführt werden und zwar unterteilt nach statischen Verhältnissen in den stabilen Zuständen und Umschaltverhalten bei Impulssteuerung.

## **5.1 Der stabile Zustand des bistabilen Multivibrators**

### **5.1.1 EINFÜHRUNG**

Bistabile Multivibratoren können bei einer Vielzahl von Aufgaben eingesetzt werden, hauptsächlich im Gebiet der logischen Schaltungen.

Je nach der Art der Anwendung wird man einen speziellen Typ des bistabilen Multivibrators (BMV) benötigen, der an die Anforderungen angepaßt ist. Es ist unmöglich, all' die mannigfachen Anwendungen zu berücksichtigen. Wir wollen uns deshalb auf einen Typ des BMV beschränken, der eine der allgemein gebräuchlichsten Formen darstellt. Die Anforderungen lauten:

- a) Stabilität im Ruhezustand, was beinhaltet, daß der leitende Transistor übersteuert sein muß (geringste Störungen des Arbeitspunktes beim Austausch von Transistoren und mit der Temperatur).
- b) Der gesperrte Transistor sollte eine ausreichend hohe Sperrspannung zwischen Basis und Emittter — in der Größenordnung von 1 V — auf-

weisen, um die Kollektor- und Basis-Leckströme sowie den Temperatureinfluß klein zu halten.

- c) Es muß eine gewisse Belastung des Kollektors möglich sein, ohne den leitenden Transistor dadurch aus dem Übersteuerungszustand herauszubringen.
- d) Der BMV soll in der Lage sein, ein Ausgangssignal zu liefern, mit dem ein identischer BMV gesteuert werden kann (z.B. zum Bau binärer oder binär verschlüsselter Dezimalzähler).
- e) Hohe Schaltgeschwindigkeit ist für den BMV anzustreben, doch darf hierunter die Zuverlässigkeit nicht leiden.

### 5.1.2 ALLGEMEINES

Die Grundschaltung des zu untersuchenden BMV ist in Fig. 5.1 dargestellt, wobei sich die angegebenen Polaritäten der Versorgungsspannungen auf pnp-Transistoren beziehen. Werden npn-Typen verwendet, müssen die Vorzeichen der Spannungen geändert werden; im übrigen behalten alle folgenden Betrachtungen ihre Gültigkeit.

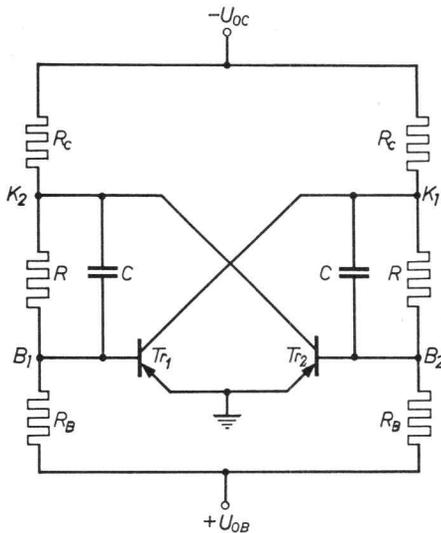


Fig. 5.1.

Wenn man den Ruhezustand betrachtet, können die flankenversteilernden Kondensatoren  $C$  unberücksichtigt bleiben und die zu studierende Grundschaltung ist die nach Fig. 5.2, wo der Transistor durch die zwei Kästchen  $r_C$  und  $r_B$  dargestellt ist. Die Eingangsscharakteristiken (Strom als Funktion der Spannung) dieser Kästchen sind im ersten und dritten Quadranten des

Koordinatensystems Fig. 5.3 wiedergegeben. Die Wirkungen der beiden Zweipole sind nicht unabhängig voneinander, jedoch ist in den beiden extremen Zuständen, in denen sich der BMV meist aufhält — nämlich übersteuert und gesperrt —, die Unabhängigkeit voneinander nahezu erreicht.

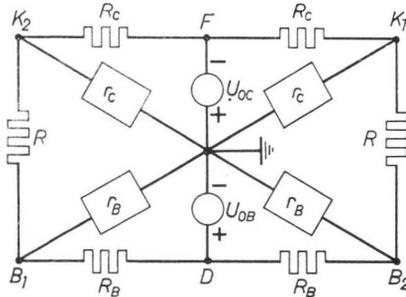


Fig. 5.2.

Dies werden wir später sehen. Wenn wir so im Augenblick einmal das  $I_C(U_{CE})$  Kennlinienfeld mit  $I_B$  als Parameter als unabhängig vom individuellen Transistor und der Temperatur ansehen, so daß  $r_C$  ein vollständig definierter Zweipol ist, dann können die Arbeitspunkte  $P_1$  und  $P_2$  des Transistors als

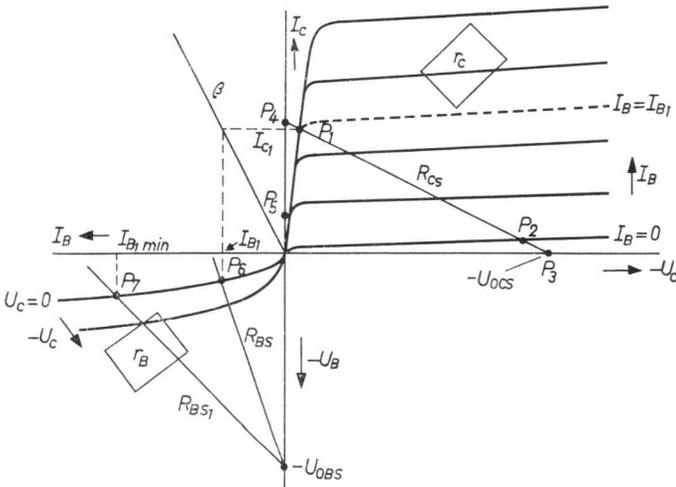


Fig. 5.3.

ausschließlich durch die äußere Schaltung bestimmt aufgefaßt werden. Mit anderen Worten heißt das: die äußere Spannungsquelle  $U_{OCS}$  wirkt über den Widerstand  $R_{CS}$  auf die Klemmen des Zweipols  $r_C$ .

Die Spannung ist im Punkt  $P_1$  sehr klein. Deshalb kann hier, solange der Transistor übersteuert ist, die Eingangsscharakteristik für  $U_C = 0$  als gültig angesehen werden. Der Arbeitspunkt  $P_2$  ist durch einen sehr niedrigen Strom charakterisiert, der seinerseits von der Größe der anliegenden positiven Basisvorspannung abhängt. Weil dieser Strom so klein ist, kann man in diesem Falle mit guter Näherung den Arbeitspunkt  $P_5$  der Eingangsschaltung als auf der vertikalen Achse liegend betrachten (vgl. Fig. 5.3). Wenn keine Exemplarstreuungen, Temperaturabhängigkeiten und Spannungsänderungen vorkommen könnten, so könnte man  $P_1$  gerade in das Knie der  $I_B = I_{B1}$ -Kennlinie legen (gestrichelte Kurve in Fig. 5.3). Über den  $I_C/I_B$  Zusammenhang für  $U_C \approx 0$  ( $\beta =$  Stromverstärkungsfaktor in Fig. 5.3) wäre dann auch der Arbeitspunkt der Basis-Emitterstrecke für den leitenden Transistor festgelegt.

Das ist der Punkt  $P_6$  in Fig. 5.3. Die äußere Schaltung, die an den Klemmen des Zweipols  $r_B$  liegt, muß entsprechend diesem Arbeitspunkt gewählt werden (vgl. die Widerstandsgerade  $R_{BS}$ , die durch den Speisepunkt  $-U_{OBS}$  geht).

Wegen der in der Einleitung unter a) und c) aufgeführten Punkte und um dem wirklichen Verhalten des Transistors mit seinen Streuungen, Temperaturabhängigkeiten usw. zu begegnen, wird es notwendig sein, einen höheren Wert für  $I_B$  zu wählen, als es dem Kniefpunkt  $P_1$  der  $I_{B1}$ -Kennlinie in Fig. 5.3 entspricht.

Wenn der BMV in der Lage sein soll, einen zusätzlichen Laststrom  $I_L$  neben seinem eigenen Kollektorstrom  $I_{C1}$  herzugeben, so beträgt der minimal erforderliche Basisstrom

$$I_{B1 \text{ min}} = \frac{I_{C1} + I_L}{B_{\text{min}}} \quad (5.1)$$

wobei  $B_{\text{min}}$  den Minimalwert der von dem betreffenden Transistor zu erwartenden Großsignalstromverstärkung bedeutet. Dieser Minimalwert wird meistens vom Transistorhersteller angegeben. Die Dimensionierungen im Basiskreis müssen nun entsprechend geändert werden, z.B. entsprechend der Widerstandsgerade  $R_{BS1}$ . Dann ergibt sich im leitenden Zustand für die Basis der Arbeitspunkt  $P_7$  an Stelle von  $P_6$ .

Die andere Stellung des Transistors, nämlich der gesperrte Zustand, ist durch den Wert der positiven Basisvorspannung im Punkt  $P_5$  definiert. Tatsächlich hängt dieser auch von der Kollektorspannung des leitenden Transistors ab; solange dieser jedoch übersteuert bleibt, ändert sich die Spannung wenig, so daß hauptsächlich die äußere Schaltung die Arbeits-

punkte  $P_5$  und  $P_2$  des gesperrten Transistors festlegt. Wegen des umgekehrten Basisstromes liegt  $P_2$  nicht auf der Linie für  $I_B = 0$  sondern niedriger, und seine Temperaturabhängigkeit ist bedeutungsloser als in dem Falle, wenn  $I_B = 0$  wäre.

Die unangenehmsten Effekte sind von der Temperaturabhängigkeit der  $I_B/U_{BE}$  Charakteristik und von den Transistorstreuungen zu erwarten. Man kann jedoch durch die Wahl einer geeigneten Dimensionierung für den äußeren Basiskreis eine stabilisierende Wirkung erzielen. Hierzu dient die Darstellung in Fig. 5.4, wo  $R_{BS1}$  ( $-U_{OBS1}$ ) und  $R_{BS2}$  ( $-U_{OBS2}$ ) zwei verschiedene äußere Dimensionierungen wiedergeben, mit denen man den gleichen Arbeitspunkt  $P_7$  erhält.

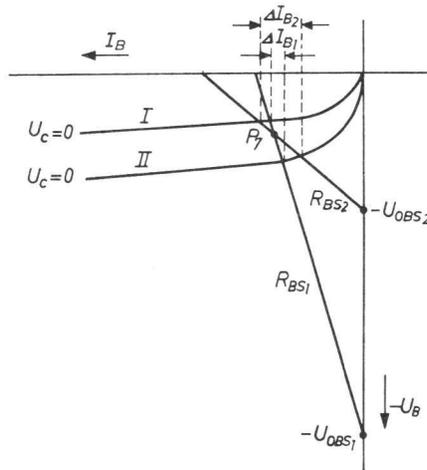


Fig. 5.4.

Wenn man nun annimmt, daß die  $I_B/U_{BE}$  Kennlinie für  $U_{CE} = 0$ , wie in Fig. 5.4 gezeigt, zwischen den beiden Extremfällen I und II streuen kann, dann sind die entsprechenden Basisstromänderungen  $\Delta I_{B1}$  für Widerstandsgerade  $R_{BS1}$  und  $\Delta I_{B2}$  für  $R_{BS2}$ . Es ist ersichtlich, daß dem ersten Fall der Vorzug zu geben ist. Dies bedeutet die Verwendung möglichst hoher Vorspannungen und hoher Widerstände.

### 5.1.3 VEREINFACHUNGEN

Aus den letzten Sätzen des vorigen Abschnittes ist die Konsequenz zu ziehen, daß die Basisspannung im Punkt  $P_7$  sehr klein gegenüber der äußeren Spannung  $-U_{OBS1}$  ist. In praktischen Fällen kann hier ein Quotient von 1 : 20, 1 : 30 oder kleiner auftauchen. Deshalb wird kein großer Fehler bezüglich

des Basisstromes gemacht werden, wenn man  $P_7$  als im Schnittpunkt der Widerstandsgeraden mit der horizontalen Achse liegend ansieht.

Der Basisstrom ist dann

$$I_{B1} = \frac{U_{OBS1}}{R_{BS1}} \quad (5.2)$$

und die Spannung

$$U_{B1} = 0 \quad (5.3)$$

Auf diese Weise ist der Zweipol  $r_B$  zu einem Schalter mit dem Innenwiderstand Null im geschlossenen und dem Widerstand  $\infty$  im geöffneten Zustand vereinfacht worden.

In der gleichen Art kann die Eigenschaft von  $r_C$  vereinfacht werden, weil im allgemeinen der innere Widerstand der Kollektor-Emitterstrecke im übersteuerten Zustand so klein ist, daß  $P_1$  praktisch mit  $P_4$  zusammenfällt (Fig. 5.3).

Außerdem ist der Leckstrom im gesperrten Zustand so klein, daß üblicherweise  $P_2$  praktisch mit  $P_3$  übereinstimmt.

Unter diesen Annahmen kann die Schaltung nach Fig. 5.2 zu der nach Fig. 5.5 vereinfacht werden, wo angenommen wird, daß Transistor  $Tr_1$  leitend und  $Tr_2$  gesperrt ist.

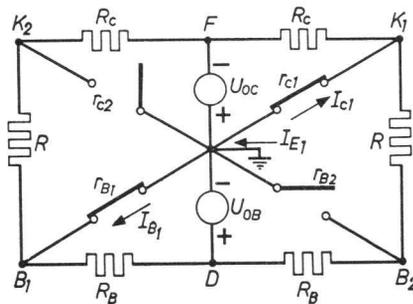


Fig. 5.5.

Wenn alle Schalter offen sind, so liegt die Leerlaufspannung  $-U_{OCS}$  über  $r_C$ , und sie hat einen Wert

$$-U_{OCS} = -\frac{R + R_B}{R + R_B + R_C} U_{OC} + \frac{R_C}{R + R_B + R_C} U_{OB} \quad (5.4)$$

Der Innenwiderstand der Quelle ist:

$$R_{CS} = \frac{R_C (R + R_B)}{R + R_B + R_C} \quad (5.5)$$

Über  $r_B$  liegt die Basis-Leerlaufspannung

$$-U_{OBS} = -\frac{R_B}{R + R_B + R_C} U_{OC} + \frac{R + R_C}{R + R_B + R_C} U_{OB} \quad (5.6)$$

mit dem Innenwiderstand

$$R_{BS} = \frac{R_B (R + R_C)}{R + R_B + R_C} \quad (5.7)$$

Wenn die Schalter  $r_{B1}$  und  $r_{C1}$  geschlossen werden, können jetzt Kollektor- und Basisstrom bestimmt werden. Für die Vereinfachung der Ausdrücke werden die Terme

$$\frac{R_C}{R + R_B + R_C} = \varepsilon_C \quad (5.8)$$

und

$$\frac{R_B}{R + R_B + R_C} = \varepsilon_B \quad (5.9)$$

eingeführt. Dann wird aus den Gleichungen (5.4), (5.5), (5.6) und (5.7)

$$-U_{OCS} = -(1 - \varepsilon_C) U_{OC} + \varepsilon_C \cdot U_{OB} \quad (5.10)$$

$$R_{CS} = (1 - \varepsilon_C) R_C \quad (5.11)$$

$$-U_{OBS} = -\varepsilon_B U_{OC} + (1 - \varepsilon_B) U_{OB} \quad (5.12)$$

$$R_{BS} = (1 - \varepsilon_B) R_B \quad (5.13)$$

Die Ströme sind:

$$I_{C1} = \frac{U_{OCS}}{R_{CS}} = \frac{U_{OC}}{R_C} - \frac{\varepsilon_C}{1 - \varepsilon_C} \cdot \frac{U_{OB}}{R_C} = \frac{U_{OC}}{R_C} - \frac{U_{OB}}{R + R_B} \quad (5.14)$$

$$I_{B1} = \frac{U_{OBS}}{R_{BS}} = \frac{\varepsilon_B}{1 - \varepsilon_B} \cdot \frac{U_{OC}}{R_B} - \frac{U_{OB}}{R_B} = \frac{U_{OC}}{R + R_C} - \frac{U_{OB}}{R_B} \quad (5.15)$$

Im gleichen Augenblick, in dem das Schließen der Schalter  $r_{B1}$  und  $r_{C1}$  eine

Änderung der Spannungen an Kollektor  $K_2$  und Basis  $B_2$  von  $Tr_2$  verursacht, haben die Leerlaufwerte (5.10) und (5.12) keine Gültigkeit mehr.

Es kann unmittelbar Fig. 5.4 entnommen werden, daß dann die folgenden Werte auftreten:

Kollektorspannung des gesperrten Transistors  $Tr_2$

$$U_{K20} = - \frac{R}{R + R_C} U_{OC} = - \frac{1 - \varepsilon_B - \varepsilon_C}{1 - \varepsilon_B} U_{OC} \quad (5.16)$$

Basisspannung des gesperrten Transistors  $Tr_2$

$$U_{B20} = + \frac{R}{R + R_B} U_{OB} = + \frac{1 - \varepsilon_B - \varepsilon_C}{1 - \varepsilon_C} U_{OB} \quad (5.17)$$

Eine Größe, die ebenfalls bei der Berechnung eines BMV berücksichtigt werden muß, ist der Potentiometerstrom  $I_P$ , der zwischen den beiden Spannungsquellen  $U_{OC}$  und  $U_{OB}$  durch jeden Widerstandsast  $R_C + R + R_B$  fließt. Der Wert ist

$$I_P = \frac{U_{OC} + U_{OB}}{R + R_B + R_C} \quad (5.18)$$

#### 5.1.4 BERECHNUNG DER GLEICHSTROMVERHÄLTNISSE IM RUHEZUSTAND

Jede Entwicklung basiert auf einem bestimmten Zweck, den man erreichen will. In Abhängigkeit von diesem Ziel werden die Ausgangspunkte der Entwicklung voneinander abweichen. Wenn man einen Grund-Baustein für eine große logische Maschine, z.B. einen Rechner, bauen will, so wird es wichtig sein, den den Spannungsquellen entnommenen Strom klein zu halten, d.h. Kollektor-, Basis- und Potentiometerstrom des einzelnen BMV zu begrenzen. In einem anderen Falle will man vielleicht nur die Anzahl der BMV's bei einer Anwendung, z.B. einem Zähler, beschränken, und es gibt keine so strenge Grenze für die der Versorgung entnommenen Ströme.

Wenn das Gerät hingegen tragbar sein soll, so wird wiederum die gesamte der Versorgung entnommene Leistung wichtig.

Es ist daher unmöglich, für die oben erwähnten Fälle ein allgemein gültiges Schema bezüglich der Gleichstromverhältnisse bei einem BMV zu geben; es kann vielmehr lediglich ein einzelner Fall zur Zeit behandelt werden.

Nichtsdestoweniger können aber einige sehr allgemein verbindliche Forderungen aufgestellt werden, von denen wir einige in der Einleitung erwähnten.

So wird sich aus den Punkten a) und c) ein bestimmtes Verhältnis zwischen Kollektor- und Basisstrom ergeben, und durch Punkt b) ist die Basisspannung des gesperrten Transistors bestimmt. Vom Punkt d) kann schließlich eine erforderliche Spannungsänderung an den Kollektoren des impuls-gesteuerten BMV's definiert werden.

Durch die eben erwähnten Forderungen werden die folgenden Größen festgelegt:  $I_{C1}$ ,  $I_{B1}$ ,  $U_{K20}$ ,  $U_{B20}$ . Die Zusammenhänge (5.14), (5.15), (5.16) und (5.17) liefern 4 Gleichungen für die 5 Unbekannten  $U_{OC}$ ,  $U_{OB}$ ,  $R$ ,  $R_B$  und  $R_C$ . Es muß also noch eine zusätzliche Gleichung gefunden werden.

Es soll jetzt ein Beispiel gegeben werden unter der Annahme, daß die oben erwähnten 4 Größen und der Potentiometerstrom  $I_P$  nach (5.18) vorgegeben sind.

$$\text{Beispiel 1: Gegeben: Kollektorstrom } I_{C1} = 2 \text{ mA} \quad (5.19)$$

Die Übersteuerung muß so stark sein, daß ein zusätzlicher Laststrom von  $I_L = 4 \text{ mA}$  den Transistor gerade nicht aus der Übersteuerung herausbringt. Dann folgt aus (5.1):

$$I_{B1} = \frac{I_{C1} + I_L}{B_{\min}}$$

unter der Annahme  $B_{\min} = 20$

$$I_{B1} = \frac{6 \text{ mA}}{20} = 0,3 \text{ mA} \quad (5.20)$$

Es wird eine Änderung der Spannung am Kollektor von 5 V gewünscht

$$-U_{K20} = -5 \text{ V} \quad (5.21)$$

Weiterhin wird angestrebt

$$U_{B20} = +1 \text{ V} \quad (5.22)$$

$$I_P = 0,2 \text{ mA} \quad (5.23)$$

Aus Gleichung (5.16)

$$U_{OC} = \frac{R + R_C}{R} U_{K20} \quad (5.16a)$$

Aus Gleichung (5.17)

$$U_{OB} = \frac{R + R_B}{R} U_{B20} \quad (5.17a)$$

Setzt man (5.16a) und (5.17a) in (5.18) und in (5.14) bzw. (5.15) ein, ergibt sich

$$R(R + R_B + R_C) = \frac{U_{K20}}{I_P}(R + R_C) + \frac{U_{B20}}{I_P}(R + R_B) \quad (5.18a)$$

$$R_C = U_{K20} \frac{R}{U_{B20} - U_{K20} + I_{C1}R} \quad (5.14a)$$

$$R_B = U_{B20} \frac{R}{U_{K20} - U_{B20} - I_{B1}R} \quad (5.15a)$$

und substituiert man (5.14a) und (5.15a) in (5.18a), so folgt

$$R^2 - \left( \frac{U_{K20} + U_{B20}}{I_P} + \frac{U_{K20}}{I_{B1}} - \frac{U_{B20}}{I_{C1}} \right) R + \frac{U_{K20}^2}{I_P \cdot I_{B1}} - \frac{U_{B20}^2}{I_P \cdot I_{C1}} = 0 \quad (5.18b)$$

Nach Einsetzen der numerischen Werte aus den Ausdrücken (5.19), (5.20), (5.21), (5.22) und (5.23) erhält man die folgende Lösung für  $R$ :

$$R = 12,3 \text{ K}\Omega \text{ oder } R' = 33,7 \text{ K}\Omega$$

Aus (5.15a) erhält man den entsprechenden Wert für  $R_B$

$$R_B = 41 \text{ K}\Omega \text{ und } R_B' < 0$$

somit sind die gestrichenen Werte nicht brauchbar.

$$\text{Aus (5.14a): } R_C = 3 \text{ K}\Omega$$

$$\text{Aus (5.16a): } U_{OC} = -6,22 \text{ V}$$

$$\text{Aus (5.17a): } U_{OB} = -4,33 \text{ V}$$

*Beispiel 2:* Wenn die beiden Versorgungsspannungen  $U_{OC}$  und  $U_{OB}$  sowie die Ströme  $I_{C1}$ ,  $I_{B1}$  und  $I_P$  vorgegeben sind, dann reichen die drei Gleichungen (5.14), (5.15) und (5.18) für die Bestimmung der Widerstände aus.

Aus (5.18) ergibt sich der gesamte Potentiometerwiderstand

$$R_t = \frac{U_{OC} + U_{OB}}{I_P} = R + R_B + R_C \quad (5.18c)$$

Es wird umgeschrieben

$$R + R_B = R_t - R_C \quad (5.18d)$$

und

$$R + R_C = R_t - R_B \quad (5.18e)$$

(5.18d) wird in (5.14) eingesetzt

$$R_C^2 - R_C (U_{OC} + U_{OB}) \left( \frac{1}{I_C} + \frac{1}{I_P} \right) + \frac{(U_{OC} + U_{OB}) U_{OC}}{I_P I_C} = 0 \quad (5.14b)$$

und (5.18e) in (5.15) eingesetzt

$$R_B^2 - R_B (U_{OC} + U_{OB}) \left( \frac{1}{I_C} - \frac{1}{I_B} \right) - \frac{(U_{OC} + U_{OB}) U_{OB}}{I_P I_B} = 0 \quad (5.15b)$$

Aus (5.14b) und (5.15b) können  $R_C$  und  $R_B$  ermittelt werden und anschließend aus (5.18c)

$$R = \frac{U_{OC} + U_{OB}}{I_P} - R_B - R_C \quad (5.18f)$$

Zahlenbeispiel:  $I_{C1} = 2 \text{ mA}$ ,  $I_{B1} = 0,3 \text{ mA}$ ,  $I_P = 0,2 \text{ mA}$ ,

$$U_{OC} = U_{OB} = -6,3 \text{ V, damit } R_t = 63 \text{ K}\Omega$$

Aus (5.14b):  $R_C = 3 \text{ K}\Omega$  oder  $R_C' = 66,3 \text{ K}\Omega$

Aus (5.15b):  $R_B = 48,4 \text{ K}\Omega$  oder  $R_B' < 0$

Da  $R_t = 63 \text{ K}\Omega$  groß ist, sind nur die Werte  $R_C = 3 \text{ K}\Omega$  und  $R_B = 48,4 \text{ K}\Omega$  zu kombinieren. Damit  $R = 11,6 \text{ K}\Omega$ .

Beim Einsetzen dieser Widerstandswerte in (5.16) und (5.17) erhält man

$$U_{K20} = 5 \text{ V und } U_{B0} = 1,2 \text{ V.}$$

### 5.1.5 GRAPHISCHE DARSTELLUNG DES RUHEZUSTANDES

Bei einem Blick auf Fig. 5.2 und Fig. 5.5 kann man sich sofort überzeugen, daß, wenn alle Schalter  $r_C$  und  $r_B$  geöffnet sind, die Spannung über  $R_B$ ,  $R$  und  $R_C$  sich nach einer linearen Funktion verteilt, wenn man das Potential über dem Widerstand aufträgt, wie es in Fig. 5.6 ausgeführt wurde (Linie  $PQ$ ).

Die Werte für  $-U_{OCS}$  und  $-U_{OBS}$  können sofort aus der Darstellung entnommen werden. Nun ist für einen leitenden Transistor die Kollektorspannung leicht negativ (einige zehntel Volt), wenn der Transistor als übersteuert angenommen wird. Das Gleiche gilt für die Basisspannung. Benutzt man die vereinfachte Darstellung des Transistors nach Fig. 5.5, so wird sofort klar, daß der linke Spannungsteiler eine Potentialverteilung entsprechend der geknickten Linie  $PSQ$  der Fig. 5.6 hat. Hieraus ist der Wert  $U_{K20}$  zu ermitteln (vgl. (5.16)).

Darüberhinaus ist der Basisstrom entsprechend (5.15) in der Abbildung durch die Differenz der Tangenswerte der Winkel  $SPB$  und  $QSU$  gegeben.

Die Potentialverteilung entlang des rechten Spannungsteilers von Fig. 5.5 ist durch die Linie  $PTQ$  dargestellt, wodurch  $U_{B20}$  entsprechend (5.17)

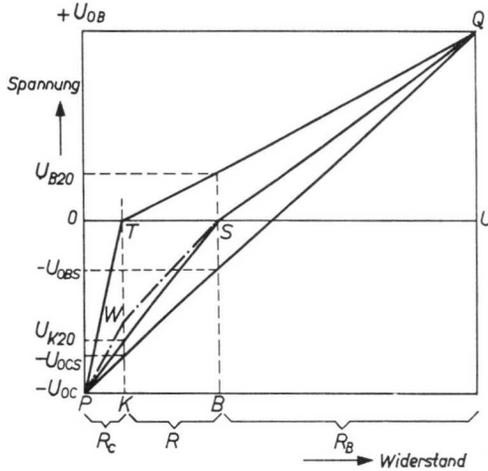


Fig. 5.6.

definiert ist. Der Kollektorstrom entspricht der Tangens-Differenz der Winkel  $TPK$  und  $QTU$  (vgl. (5.14)).

Mit Hilfe der graphischen Methode können die Einflüsse der Widerstands- und Versorgungsspannungstoleranzen ermittelt werden. Für eine Ermittlung des Einflusses der Transistoreigenschaften ist die Vereinfachung des Ersatzschaltbildes allerdings zu groß. Betrachtet man zuerst den Einfluß des Leckstromes von dem gesperrten Transistor, so muß die Linie  $PS$  durch die gestrichelte Linie  $PWS$  ersetzt werden und zwar derart, daß der Tangens des Winkels  $WPS$  dem Leckstrom entspricht. Zum zweiten können die inneren Widerstände der Schalter  $r_C$  und  $r_B$  durch das Verlegen der Punkte  $T$  und  $S$  von der Nulllinie auf ein leicht negatives Potential berücksichtigt werden. Die Werte hierfür können den veröffentlichten Transistordaten entnommen werden.

Streuungen des Leckstromes und der inneren Widerstände sowie die Temperaturabhängigkeit dieser Größen werden vom Hersteller angegeben.

Für die Untersuchung der Stabilität des Ruhezustandes eines BMV muß die ungünstigste Kombination der Streuungen und Temperatureinflüsse von Bauelementen und Transistoren im Diagramm Fig. 5.6 berücksichtigt werden. Man erhält dabei einen guten Eindruck von der Verschiebung der Arbeitspunkte durch die oben erwähnten Veränderungen.

Es kann danach entschieden werden, welche Toleranzen zulässig sind, und welcher Transistortyp in einem vorgegebenen Temperaturbereich eingesetzt werden muß.

#### 5.1.6 EINGANGSCHARAKTERISTIK DES BISTABILEN MULTIVIBRATORS

Die Impulssteuerung des BMV erfolgt am häufigsten durch plötzliche Strom- oder Spannungsänderungen an der Basis von einem oder beiden Transistoren, je nach der Anwendung der betreffenden Schaltung.

Handelt es sich um einen Niveauschalter, so wird meistens eine Basis angesteuert, während im Falle von Untersetzerstufen meistens beide Basen angesteuert werden, jedoch werden dann häufig Vorkehrungen getroffen, daß effektiv nur eine Basis den Steuerimpuls erhält, z.B. durch die Verwendung von (Dioden-) Torschaltungen. Die Steuerung einer Basis soll näher behandelt werden.

Hierfür ist es gut, die Eingangsscharakteristik des BMV von einer seiner Basen zu untersuchen.

Ein normaler Multivibrator wird zu diesem Zweck an seiner Basis aufgetrennt, und eine Spannung  $U$  wird direkt zwischen Basis und Emitter gelegt.

Der durch diese Spannung verursachte Strom  $I$  wird statisch als Funktion von  $U$  aufgefaßt. Das bedeutet, daß die Rückkopplungskondensatoren der Schaltung in ihrer Wirkung außer Betracht gelassen werden können.

Die Untersuchung wird zeigen, daß sich im Falle des BMV der Charakter eines negativen Widerstandes ergibt. Ferner kann der Vorgang bei der Impulssteuerung gezeigt werden.

##### 5.1.6.1 ABLEITUNG DER EINGANGSCHARAKTERISTIK

Die zu untersuchende Schaltung ist in Fig. 5.7 wiedergegeben. Nacheinander werden die folgenden Zustände analysiert.

*Zustand 1:*  $U$  ist hinreichend negativ, um Transistor  $Tr_1$  im übersteuerten Zustand zu halten. Hierdurch ist  $Tr_2$  automatisch gesperrt.

*Zustand 2:*  $U$  ist weniger negativ, so daß  $Tr_1$  nicht mehr übersteuert aber noch leitend ist. Jedoch fällt jetzt das Kollektorpotential zu negativen Werten, und in einem bestimmten Augenblick wird die Basis von  $Tr_2$  hinreichend negativ, daß der Transistor  $Tr_2$  leitend wird und die folgende Situation entsteht:

*Zustand 3:*  $Tr_1$  ist leitend.  $Tr_2$  ist leitend.

*Zustand 4:*  $Tr_1$  ist noch leitend,  $Tr_2$  übersteuert.

*Zustand 5:*  $Tr_1$  ist gesperrt,  $Tr_2$  übersteuert. Nunmehr hat der BMV seinen Zustand gegenüber dem Startzeitpunkt genau vertauscht.

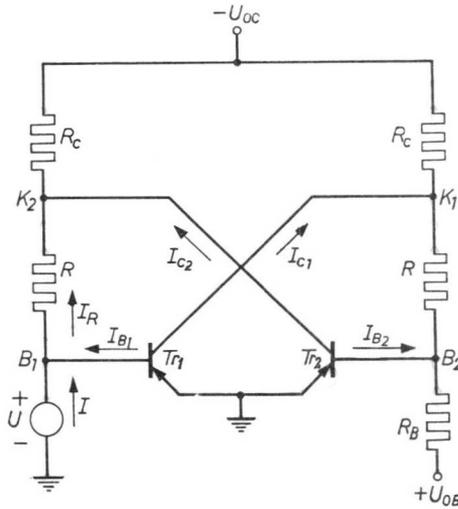


Fig. 5.7.

*Zustand 1:*

$Tr_1$  ist übersteuert,  $Tr_2$  gesperrt.  $B \cdot I_{B1} > I_{C1}$ , wobei  $B$  den Großsignal-Stromverstärkungsfaktor im Übersteuerungszustand bedeutet.

$$I_{B2} = 0, \quad I_{C2} = 0$$

$$U_{B1} = U \quad (5.24)$$

$$U_{K1} = 0$$

Die Basis-Emitter-Charakteristik wird angenähert durch den Ausdruck

$$I_{B1} = \frac{U_S - U_{B1}}{r_B} \quad (5.25)$$

(Vgl. in Fig. 5.8 die ausgezogene Linie, die gestrichelte Linie entspricht der wahren Kennlinie).

Aus (5.24) und (5.25) folgt

$$I_{B1} = \frac{U_S - U}{r_B} \quad (5.26)$$

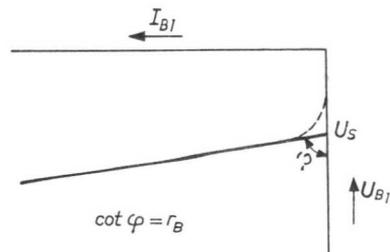


Fig. 5.8.

$$I_{C1} = \frac{U_{OC}}{R_C} - \frac{U_{OB}}{R + R_B} \quad (5.14)$$

$$U_{B2} = \frac{R}{R + R_B} U_{OB} \quad (5.17)$$

$$I_R = \frac{U + U_{OC}}{R + R_C} \quad (\text{vgl. Fig. 5.7}) \quad (5.27)$$

$$U_{K2} = -U_{OC} + R_C I_R$$

oder

$$U_{K2} = \frac{-R U_{OC} + R_C U}{R + R_C} \quad (5.28)$$

$$I = I_R - I_{B1}$$

Führt man (5.26) und (5.27) ein, so wird

$$I = \left( \frac{1}{r_B} + \frac{1}{R + R_C} \right) U + \frac{U_{OC}}{R + R_C} - \frac{U_S}{r_B} \quad (5.29)$$

Diese Gleichung stellt die Eingangskarakteristik des Multivibrators an der Basis  $B_1$  dar. Es handelt sich um eine Gerade, die die Abszisse ( $U = 0$ ) bei

$$I(0) = \frac{U_{OC}}{R + R_C} - \frac{U_S}{r_B} \quad (5.30)$$

und die Ordinate ( $I = 0$ ) bei

$$U(0) = \left( \frac{U_S}{r_B} - \frac{U_{OC}}{R + R_C} \right) / \left( \frac{1}{r_B} + \frac{1}{R + R_C} \right) \quad (5.31)$$

schneidet.

Bei einem bestimmten Spannungswert  $U_1$  kommt Transistor  $Tr_1$  gerade aus dem Übersteuerungszustand heraus. In diesem Falle ist gerade  $B \cdot I_{B1} = I_{C1}$ .

Nach Einsetzen von (5.26) und (5.14) erhält man

$$B \frac{U_S - U_1}{r_B} = \frac{U_{OC}}{R_C} - \frac{U_{OB}}{R + R_B}$$

oder

$$U_1 = U_S - \frac{r_B}{B \cdot R_C} U_{OC} + \frac{r_B}{B(R + R_B)} U_{OB} \quad (5.32)$$

Den Wert des Eingangsstromes  $I_1$ , dem  $U_1$  zu geordnet ist, erhält man durch Substitution von (5.32) in (5.29).

$$I_1 = U_{OC} \frac{(B-1)R_C - R - r_B}{B \cdot R_C(R + R_C)} + U_{OB} \frac{R_C + R + r_B}{B(R + R_B)(R + R_C)} + \frac{U_S}{R + R_C} \quad (5.33)$$

*Zustand 2:*

$Tr_1$  leitend, aber nicht übersteuert;  $Tr_2$  gesperrt.

$$I_{C1} = B I_{B1} \quad (5.34)$$

$$I_{B1} = \frac{U_S - U}{r_B} \quad (5.26)$$

$$U_{K1} = \varepsilon_C U_{OB} + (1 - \varepsilon_C)(I_{C1}R_C - U_{OC}) \quad (5.35)$$

wobei

$$\varepsilon_C = \frac{R_C}{R + R_B + R_C} \quad (5.36)$$

$$U_{B2} = \varepsilon_B(I_{C1}R_C - U_{OC}) + (1 - \varepsilon_B)U_{OB} \quad (5.37)$$

wobei

$$\varepsilon_B = \frac{R_B}{R + R_B + R_C} \quad (5.38)$$

Der Zusammenhang zwischen  $I$  und  $U$  bleibt unverändert, so daß Gleichung (5.29) weiterhin Gültigkeit hat.

Das Ende dieses Zustandes ist erreicht, wenn  $Tr_2$  zu leiten beginnt, was in dem Augenblick eintritt, wo

$$U_{B2} = U_S \quad (5.39)$$

wird.

$$I_{C1} \text{ Grenze} = \frac{1}{R_C} \left( U_{OC} - \frac{R_C + R}{R_B} U_{OB} + \frac{R + R_B + R_C}{R_B} U_S \right) \quad (5.40)$$

$$U_{K1} \text{ Grenze} = -\frac{R}{R_B} U_{OB} + \frac{R + R_B}{R_B} U_S \quad (5.41)$$

$$I_{B1} \text{ Grenze} = \frac{I_{C1} \text{ Grenze}}{B} \quad (5.42)$$

Es gilt noch  $I = I_R - I_{B1}$ , hierfür erhält man aus (5.27), (5.42) und (5.40):

$$I_{\text{Grenze}} = \frac{U_{\text{Grenze}} + U_{OC}}{R + R_C} - \frac{1}{BR_C} \left( U_{OC} - \frac{R + R_C}{R_B} U_{OB} + \frac{R + R_B + R_C}{R_B} U_S \right) \quad (5.43)$$

Eine weitere Beziehung zwischen  $I_{\text{Grenze}}$  und  $U_{\text{Grenze}}$  ist durch den Zusammenhang (5.29) gegeben. Hieraus und aus (5.43) folgt

$$U_{\text{Grenze}} = U_2 = \frac{r_B}{BR_C} \left( -U_{OC} + \frac{R + R_C}{R_B} U_{OB} \right) + U_S \left\{ 1 - \frac{r_B(R + R_B + R_C)}{BR_B R_C} \right\} \quad (5.44)$$

$$I_{\text{Grenze}} = I_2 = U_{OC} \frac{(B-1)R_C - R - r_B}{BR_C(R + R_C)} + U_{OB} \frac{R + R_C + r_B}{BR_B R_C} + U_S \frac{BR_B R_C - (R + R_C + r_B)(R + R_B + R_C)}{B(R + R_C)R_B R_C} \quad (5.45)$$

*Zustand 3:*

$Tr_1$  und  $Tr_2$  sind beide leitend, aber nicht übersteuert. Dies ist die am schwersten zu übersehende Situation. Besser betrachtet man zuerst den 4. und 5. Zustand. Mit Hilfe der Grenzwerte  $U_2$  und  $I_2$  vom 2. Zustand und  $U_3, I_3$  als noch zu ermittelnde Anfangswerte des 4. Zustandes können die Gleichungen für Zustand 3 bestimmt werden, da es sich um lineare Abhängigkeiten handelt.

Zuerst soll der 5. Zustand betrachtet werden.

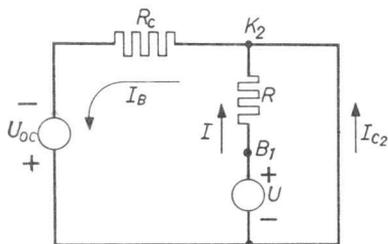


Fig. 5.9.

*Zustand 5:*

$Tr_1$  gesperrt,  $Tr_2$  übersteuert

$$U_{K2} = 0 \quad (5.46)$$

Die linke Seite der Fig. 5.7 ist in Fig. 5.9 herausgezeichnet. Aus dieser Schaltung ergibt sich

$$I = \frac{U}{R} \quad (5.47)$$

Dies ist die Eingangscharakteristik im Zustand 5. Das Ende wird erreicht, wenn  $U_{B1} = U$  den Wert

$$U = U_4 = U_S \quad (5.48)$$

annimmt. In diesem Augenblick wird  $Tr_1$  leitend.

Aus (5.48) und (5.47) ergibt sich der Grenzwert des Eingangsstromes  $I$

$$I = I_4 = \frac{U_S}{R} \quad (5.49)$$

Außerdem ersieht man aus Fig. 5.9, daß

$$I_6 = \frac{U_{OC}}{R_C}$$

ist, und wegen  $I_{C2} = I_6 - I$ :

$$I_{C2} = \frac{U_{OC}}{R_C} - \frac{U}{R} \quad (5.50)$$

Die rechte Seite von Fig. 5.7 ist in Fig. 5.10 herausgezeichnet, von wo man ersehen kann, daß

$$I_7 = \frac{U_{OB} - U_{B2}}{R_B}$$

$$I_8 = \frac{U_{OC} + U_{B2}}{R_C + R} \text{ ist.}$$

$$I_{B2} = I_8 - I_7 = \frac{U_{OC}}{R + R_C} - \frac{U_{OB}}{R_B} + U_{B2} \left( \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R + R_C} \right) \quad (5.51)$$

Der Strom-Spannungszusammenhang der Basisstrecke lautet

$$I_{B2} = \frac{U_S - U_{B2}}{r_B} \quad (\text{vgl. (5.25)}) \quad (5.52)$$

Aus (5.51) und (5.52) kann man  $I_{B2}$  und  $U_{B2}$  bestimmen

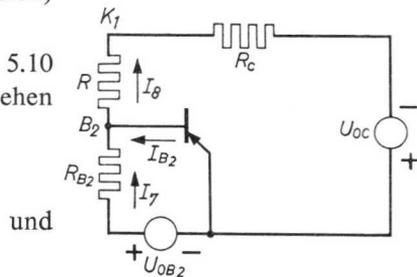


Fig. 5.10.

$$U_{B2} = \frac{\frac{-U_{OC}}{R_C + R} + \frac{U_{OB}}{R_B} + \frac{U_S}{r_B}}{\frac{1}{R_C + R} + \frac{1}{R_B} + \frac{1}{r_B}} \quad (5.53)$$

$$I_{B2} = \frac{\frac{U_{OC} + U_S}{R_C + R} - \frac{U_{OB} - U_S}{R_B}}{1 + \frac{r_B}{R_C + R} + \frac{r_B}{R_B}} \quad (5.54)$$

Wiederum aus Fig. 5.10 erhält man:

$$\begin{aligned} U_{K1} &= -U_{OC} + R_C I_B = -U_{OC} + \frac{R_C}{R + R_C} (U_{OC} + U_{B2}) = \\ &= -\frac{R}{R + R_C} U_{OC} + \frac{R_C}{R + R_C} U_{B2} \end{aligned} \quad (5.55)$$

Die Substitution von (5.53) in (5.55) liefert:

$$U_{K1} = \frac{\frac{-U_{OC}}{1 + \frac{R}{R_B} + \frac{R}{r_B}} + U_{OB} \frac{R_C}{R_B} + U_S \frac{R_C}{r_B}}{1 + \frac{R + R_C}{R_B} + \frac{R + R_C}{r_B}} \quad (5.56)$$

Zustand 4:

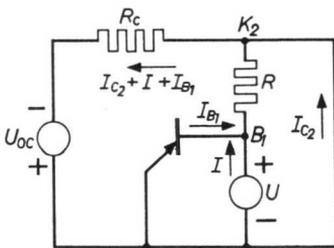


Fig. 5.11.

$Tr_1$  leitend, aber nicht übersteuert,  $Tr_2$  übersteuert. Die linke Seite von Fig. 5.7 entspricht jetzt Fig. 5.11, aus der man entnehmen kann, daß

$$U_{B1} = U = R(I + I_{B1}) \quad \text{ist} \quad (5.57)$$

Weiter ist

$$I_{B1} = \frac{U_S - U}{r_B} \quad (5.58)$$

Die Substitution von (5.58) in (5.57) ergibt:

$$I = U \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{r_B} \right) - \frac{U_S}{r_B} \quad (5.59)$$

Für  $U = U_S$  muß sich hieraus der Grenzwert von  $I_4$  im Zustand 4 (vgl. (5.49)) ergeben, was in der Tat der Fall ist.

Aus Fig. 5.11 findet man sofort einen Ausdruck für  $I_{C2}$ , da der Spannungsabfall über  $R_C$  gleich  $U_{OC}$  ist.

$$(I_{C2} + I + I_{B1}) R_C = U_{OC}$$

Nach Einsetzen von (5.59) und (5.58) wird

$$I_{C2} = \frac{U_{OC}}{R_C} - \frac{U}{R} \quad (5.60)$$

Zustand 4 geht in dem Augenblick in Zustand 3 über, wo  $Tr_2$  aus dem Übersteuerungszustand herauskommt. Dies tritt ein, wenn

$$I_{C2} = B I_{B2} \quad (5.61)$$

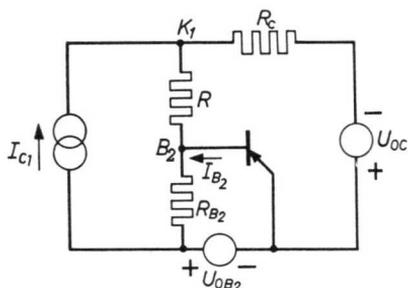


Fig. 5.12.

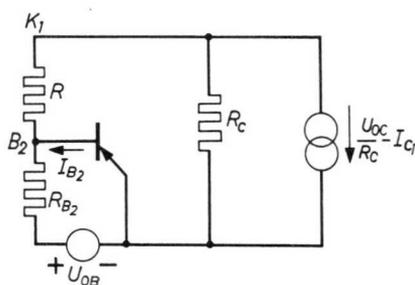


Fig. 5.13.

Zur Bestimmung von  $I_{B2}$  muß die rechte Seite von Fig. 5.7 betrachtet werden (siehe Fig. 5.12). Der leitende Transistor  $Tr_1$  wird als ein Stromgenerator  $I_{C1}$  eingeführt. Die Spannungsquelle  $U_{OC}$  wird mit Hilfe des Thévenin-Theorem ebenfalls in einen Stromgenerator von der Größe  $\frac{U_{OC}}{R_C}$  überführt (vgl. Fig. 5.13). Der resultierende Stromgenerator hat die Form

$$\frac{U_{OC}}{R_C} - I_{C1}$$

und wird nach dem Norton-Theorem rückübersetzt in eine Spannungsquelle  $U_{OC} - R_C I_{C1}$ , wie in Fig. 5.14 dargestellt. Diese Darstellung ist vollkommen

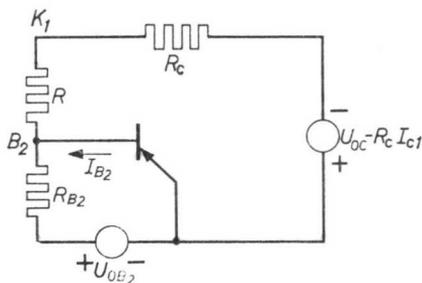


Fig. 5.14.

identisch mit der nach Fig. 5.10, mit Ausnahme der Spannungsquelle  $U_{OC}$  in Fig. 5.10, die  $U_{OC} - R_C I_{C1}$  in Fig. 5.14 entspricht.

Man erhält also den Wert von  $I_{B2}$  in der Schaltung nach Fig. 5.14 aus der Gleichung (5.24), indem man  $U_{OC} - R_C I_{C1}$  für  $U_{OC}$  einsetzt.

Damit wird

$$I_{B2} = \frac{\frac{U_{OC} - R_C I_{C1} + U_S}{R + R_C} - \frac{U_{OB} - U_S}{R_B}}{1 + \frac{r_B}{R + R_C} + \frac{r_B}{R_B}} \quad (5.62)$$

Für Transistor  $Tr_1$  gilt

$$I_{C1} = B I_{B1} \quad (5.63)$$

wobei  $I_{B1}$  durch (5.58) gegeben ist.

Schließlich erhält man durch Kombination der Gleichungen (5.61), (5.60), (5.62), (5.63) und (5.58) den Grenzwert  $U_3$  für  $U$  im Zustand 4.

Das Endergebnis lautet:

$$U_3 \left\{ \frac{N}{BR} + \frac{BR_C}{r_B(R + R_C)} \right\} = U_{OC} \left\{ \frac{N}{BR_C} - \frac{1}{R + R_C} \right\} + \frac{U_3}{R_B} + U_S \left\{ \frac{BR_C}{r_B(R + R_C)} - \frac{1}{R_B} - \frac{1}{R + R_C} \right\} \quad (5.64)$$

wobei

$$N = 1 + \frac{r_B}{R + R_C} + \frac{r_B}{R_B} \quad (5.65)$$

Den entsprechenden Strom  $I_3$  liefert die Gleichung (5.59).

Zustand 3:

$Tr_1$  und  $Tr_2$  leitend, aber nicht übersteuert.

Die Grenzwerte an beiden Enden des Bereiches sind bekannt. Es sind  $I_2$  und  $U_2$  an der Übergangsstelle von Zustand 2 nach Zustand 3 und  $I_3$  und  $U_3$  am Übergang von Zustand 3 nach Zustand 4.

Erstere sind durch die Zusammenhänge (5.44) und (5.45) gegeben, die letzteren wurden gerade hergeleitet (siehe (5.64)). Da alle Zusammenhänge zwischen Strömen und Spannungen im Transistor als linear angenommen wurden, muß auch die Funktion  $I = I(U)$  während des Zustandes 3 linear sein und lautet:

$$I = I_2 + \frac{I_3 - I_2}{U_3 - U_2} (U - U_2) \quad (5.66)$$

*Zusammenfassung der Ausdrücke, die die Eingangscharakteristik beschreiben.*

Zustand 1:  $Tr_1$  übersteuert,  $Tr_2$  gesperrt

$$I = \left( \frac{1}{r_B} + \frac{1}{R + R_C} \right) U + \frac{U_{OC}}{R + R_C} - \frac{U_S}{r_B} \quad (5.29)$$

Dieser Zustand endet beim Grenzwert:

$$U_1 = - \frac{r_B}{BR_C} U_{OC} + \frac{r_B}{B(R + R_B)} U_{OB} + U_S \quad (5.32)$$

$$I_1 = \frac{(B-1)R_C - R - r_B}{BR_C(R + R_C)} U_{OC} + \frac{R + r_B + R_C}{B(R + R_B)(R + R_C)} U_{OB} + \frac{U_S}{R + R_C} \quad (5.33)$$

Zustand 2:  $Tr_1$  leitend, nicht übersteuert,  $Tr_2$  gesperrt

$$I = \left( \frac{1}{r_B} + \frac{1}{R + R_C} \right) U + \frac{U_{OC}}{R + R_C} - \frac{U_S}{r_B} \quad (5.29)$$

Grenzwerte:

$$U_2 = - \frac{r_B}{BR_C} U_{OC} + \frac{r_B(R + R_C)}{BR_B R_C} U_{OB} + \left\{ 1 - r_B \frac{(R + R_C + R_B)}{BR_B R_C} \right\} U_S \quad (5.44)$$

$$I_2 = \frac{(B-1)R_C - R - r_B}{BR_C(R + R_C)} U_{OC} + \frac{R + R_C + r_B}{BR_B R_C} U_{OB} + \frac{BR_B R_C - (R + R_C + r_B)(R + R_B + R_C)}{B(R + R_C)R_B R_C} U_S \quad (5.45)$$

Zustand 3:  $Tr_1$  und  $Tr_2$  leitend, nicht übersteuert.

Beginn mit den obigen Grenzwerten, Ende bei den nächsten Grenzwerten:

$$U_3 = \frac{U_{OC} \left( \frac{N}{BR_C} - \frac{1}{R + R_C} \right) + U_{OB} \frac{1}{R_B} + U_S \left[ \frac{BR_C}{r_B(R + R_C)} - \frac{1}{R_B} - \frac{1}{R + R_C} \right]}{\frac{N}{BR} + \frac{BR_C}{r_B(R + R_C)}} \quad (5.64)$$

worin

$$N = 1 + \frac{r_B}{R + R_C} + \frac{r_B}{R_B} \quad (5.65)$$

Der entsprechende Strom lautet:

$$I_3 = U_3 \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{r_B} \right) - \frac{U_S}{r_B} \quad (5.59a)$$

Zustand 4:  $Tr_1$  leitend, nicht übersteuert,  $Tr_2$  übersteuert

$$I = U \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{r_B} \right) - \frac{U_S}{r_B} \quad (5.59)$$

Grenzwerte:

$$U_4 = U_S \quad (5.48)$$

$$I_4 = \frac{U_S}{R} \quad (5.49)$$

Zustand 5:  $Tr_1$  gesperrt,  $Tr_2$  übersteuert

$$I = \frac{U}{R} \quad (5.47)$$

#### 5.1.6.2 NUMERISCHES BEISPIEL FÜR DIE EINGANGSCHARAKTERISTIK

Es wurde eine Schaltung mit Transistoren nach Fig. 5.7 untersucht, für die folgende Werte galten:

$$B = 40, U_S = -0,1 \text{ V}, r_B = 0,8 \text{ K}\Omega$$

Widerstände der Schaltung:

$$R_C = 3,3 \text{ K}\Omega; R = 12 \text{ K}\Omega; R_B = 56 \text{ K}\Omega.$$

Versorgungsspannungen:

$$U_{OC} = -6,3 \text{ V}, U_{OB} = 6,3 \text{ V}$$

Setzt man diese Werte in die gerade abgeleiteten Ausdrücke ein, so ergeben sich folgende Verhältnisse:

$$\text{Zustand 1:} \quad I = 1,315 U + 0,537 \quad (5.29a)$$

$$U_1 = -0,138 \text{ V} \quad (5.32a)$$

$$I_1 = 0,355 \text{ mA} \quad (5.33a)$$

$$\text{Zustand 2:} \quad I = 1,315 U + 0,537$$

$$U_2 = -0,127 \text{ V} \quad (5.44a)$$

$$I_2 = 0,368 \text{ mA} \quad (5.45a)$$

Zustand 3:

$$U_3 = -0,123 \text{ V} \quad (5.64)$$

$$I_3 = -0,040 \text{ mA} \quad (5.59b)$$

Zustand 4:

$$I = 1,333 U + 0,125 \quad (5.59c)$$

$$U_4 = -0,1 \text{ V} \quad (5.48a)$$

$$I_4 = -0,008 \text{ mA} \quad (5.49a)$$

Zustand 5:

$$I = 0,083 U \quad (5.47a)$$

Diese Ergebnisse sind in Fig. 5.15 durch den Linienzug 1-2-3-4-5 graphisch dargestellt, dessen Verlauf die verschiedenen Zustände des BMV's wiedergibt. Die Übergangspunkte zwischen den einzelnen Zuständen sind ebenfalls verzeichnet.

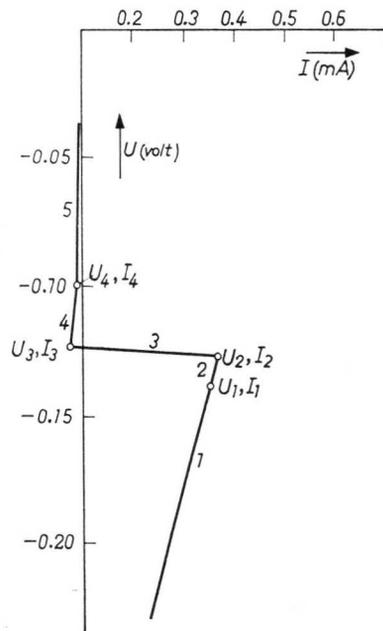


Fig. 5.15.

In der Praxis ist die Schaltung des bistabilen Multivibrators meist symmetrisch, weshalb an Stelle einer harten Spannungsquelle  $U$  an der Basis des einen Transistors die gleiche Basisvorspannung  $+U_{OB}$  und der gleiche Vorwiderstand  $R_B$  wie am anderen Transistor vorhanden sind.

Damit ergibt sich ein zweiter Zusammenhang zwischen Eingangsspannung  $U$  und Eingangsstrom  $I$ :

$$I = \frac{U_{OB} - U}{R_B} \quad (5.67)$$

Diese Gleichung ist in Fig. 5.16 durch die Linie  $L_1$  dargestellt. Die Eingangsscharakteristik ist ebenfalls wieder eingezeichnet, allerdings in einem

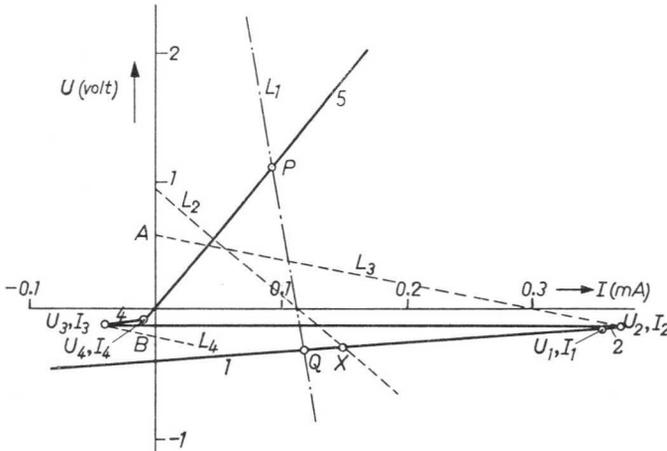


Fig. 5.16.

anderen Maßstab wie in Fig. 5.15. Die Schnittpunkte  $P$  und  $Q$  der Arbeitsgeraden mit der Eingangsscharakteristik ergeben die Arbeitspunkte des bistabilen Multivibrators in den beiden stabilen Zuständen. Für den Fall, daß  $Tr_1$  übersteuert und  $Tr_2$  gesperrt ist, gelten für  $U$  und  $I$  die Werte (Zustand 1, Punkt  $Q$ )

$$U_Q = -0,33 \text{ V und } I_Q = 0,12 \text{ mA}$$

Die Ströme und Spannungen in der Schaltung sind folgende:

aus (5.26):  $I_{B1} = 0,29 \text{ mA}$

aus (5.14):  $I_{C1} = 1,82 \text{ mA}$

aus (5.17):  $U_{B2} = +1,11 \text{ V}$

aus (5.28):  $U_{K2} = -5,0 \text{ V}$

Für den Fall, daß  $Tr_1$  gesperrt und  $Tr_2$  übersteuert ist, gilt entsprechend für  $U$  und  $I$  (Zustand 5, Punkt  $P$ )

$U_P = + 1,11 V$  und  $I_P = 0,095 mA$

Aus (5.50):  $I_{C2} = 1,82 mA$

aus (5.54):  $I_{B2} = 0,28 mA$

aus (5.53):  $U_{B2} = -0,32 V$

aus (5.56):  $U_{K1} = -5 V$

Wegen der Schaltungssymmetrie muß ferner gelten

$I_{B1}$  (Zustand 1) =  $I_{B2}$  (Zustand 5)

$I_{C1}$  (Zustand 1) =  $I_{C2}$  (Zustand 5)

$U_{B2}$  (Zustand 1) =  $U_P$  (Zustand 5)

$U_{K2}$  (Zustand 1) =  $U_{K1}$  (Zustand 5)

$U_Q = U_{B1}$  (Zustand 1) =  $U_{B2}$  (Zustand 5)

Wie man der Abbildung entnehmen kann, ist die Übereinstimmung gut.

5.1.6.3 EINFLUSS VON DIODENTOREN IM EINGANG

Häufig werden in praktischen BMV-Schaltungen die Ansteuerimpulse über Diodentore auf die Basen gegeben.

Eine praktische Ausführungsform ist in Fig. 5.17 dargestellt. Wenn  $Tr_1$  gesperrt ist, so ist seine Basis positiv. Die Diode ist in Sperrrichtung vorgespannt, und die Arbeitsgerade ist praktisch nur durch  $R_B$  und  $U_{OB}$  festgelegt. Leitet  $Tr_1$  hingegen, dann ist  $U$  negativ, d.h. die Diode ist ebenfalls leitend und stellt einen sehr kleinen Widerstand dar, der meistens gegenüber  $R_O$  vernachlässigt werden kann.

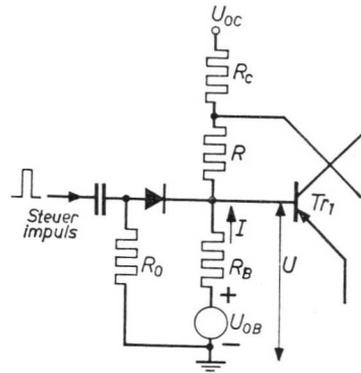


Fig. 5.17.

Die entsprechende Ersatzschaltung gibt Fig. 5.18 wieder,

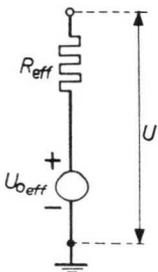


Fig. 5.18.

worin

$$R_{eff} = \frac{R_0 R_B}{R_0 + R_B} \tag{5.68}$$

und

$$U_{Oeff} = \frac{R_0}{R_0 + R_B} U_{OB} \tag{5.69}$$

ist.

Führt man die numerischen Werte aus dem vergangenen

Abschnitt ein und wählt man  $R_O = 10 \text{ K}\Omega$ , so ergibt sich für (5.68) und (5.69):  $R_{eff} = 8,5 \text{ K}\Omega$ ,  $U_{Oeff} = +0,955 \text{ V}$ .

Die diesen Werten entsprechende Arbeitsgerade ist in Fig. 5.16 durch die gestrichelte Linie  $L_2$  dargestellt. Der Schnittpunkt  $X$  dieser Linie mit dem dem Zustand 1 entstprechenden Teil der Eingangscharakteristik bezeichnet den neuen Arbeitspunkt für  $Tr_1$  leitend/ $Tr_2$  gesperrt. Die Werte sind:

$$U_X = -0,3 \text{ V}, I_X = 0,15 \text{ mA}$$

Hierdurch ändert sich der Wert für  $I_{B1}$  von 0,29 mA auf 0,25 mA;  $U_{K2}$  wird nur sehr wenig beeinflusst, während sich die anderen Größen nicht ändern.

Bei einer anderen Ausführungsform des Diodentores im Eingang führt der Widerstand  $R_O$  nicht an Erde, sondern an den Kollektor des gleichen Transistors, für den die Diode das Tor darstellt. Für den Fall, daß  $Tr_1$  leitet, ist also das gleiche Ersatzschaltbild gültig, da der Kollektor wegen Übersteuerung ebenfalls auf Erd- oder Nullpotential liegt. Ist  $Tr_1$  hingegen gesperrt, so liegen an der Diode 5 V als Sperrspannung. Ein positiver Impuls mit einer Amplitude, die kleiner als 5 V ist, wird also nicht an die Basis gelangen und kann damit den BMV nicht auslösen. Hingegen ist dies in der Schaltung nach Fig. 5.17 möglich.

#### 5.1.6.4 BISTABILER MULTIVIBRATOR ALS NULL-INDIKATOR

Aus der Eingangscharakteristik nach Fig. 5.15 kann man ersehen, daß der Umschaltbereich des bistabilen Multivibrators im Falle einer harten Spannungsquelle (kein Innenwiderstand) sehr schmal ist. Er liegt zwischen  $U_2$  und  $U_3$ . In dem numerischen Beispiel beträgt die Breite 4 mV.

Wenn man daher die Eingangsspannung von einem Wert unterhalb  $U_2$  langsam zu einem Wert oberhalb  $U_3$  verändert, so tritt ein schnelles Umschalten des Multivibrators im Bereich zwischen  $-127 \text{ mV}$  und  $-123 \text{ mV}$  ein.

Bekommt die Spannungsquelle allerdings einen spürbaren Innenwiderstand, so verbreitert sich das Übergangsgebiet beträchtlich.

In Fig. 5.16 ist der Fall einer veränderlichen Spannungsquelle am Eingang mit einem Innenwiderstand von  $2 \text{ K}\Omega$  eingezeichnet. Die beiden gestrichelten Linien  $L_3$  und  $L_4$  stellen Arbeitsgeraden mit einer Steigung von  $2 \text{ K}\Omega$  in den beiden Grenzfällen der stabilen Zustände dar.

Augenscheinlich schaltet der Multivibrator, im Zustand 1 befindlich, bei einer Eingangsspannung von  $+0,6 \text{ V}$  um (Punkt  $A$  in Fig. 5.16). Beim Rücklauf erfolgt das Schalten bei  $-0,22 \text{ V}$  (Punkt  $B$ ).

Damit ist durch den Innenwiderstand der Spannungsquelle eine „Hysteresis“ von 0,82 V eingebaut worden.

#### 5.1.7. GLEICHSTROMSTABILITÄT DES BISTABILEN MULTIVIBRATORS

Aus Fig. 5.16 ersieht man, daß die Stabilität der bistabilen Schaltung durch die Lage der Arbeitsgeraden ( $L_1$  oder  $L_2$ ) zwischen den Extrempunkten  $U_2$ ;  $I_2$  und  $U_3$ ;  $I_3$  bestimmt wird. Die Arbeitsgerade ist ihrerseits durch die Basisvorspannung und den Vorwiderstand  $R_B$  definiert. Es sind große Toleranzen bei diesen Größen möglich, bevor die Stabilität gefährdet wird.

Die Lage von  $U_2$ ;  $I_2$  und  $U_3$ ;  $I_3$  ist eine weitaus kompliziertere Funktion der verschiedenen Parameter, wie Versorgungsspannungen, Werte der Widerstände, Transistoreigenschaften.

Um einen groben Überblick über den Einfluß der Toleranzen dieser Größen auf die Stabilität zu geben, ist es in den meisten praktischen Fällen jedoch möglich, die Ausdrücke zu vereinfachen.

Betrachten wir zuerst  $U_2$  und  $I_2$ . In dem obigen Beispiel zeigt sich, daß der für die Festlegung von  $U_2$  wichtigste Term aus  $U_S$  besteht (vgl. (5.44)). Somit ist

$$U_2 \approx U_S \quad (5.70)$$

Ferner ergibt sich aus (5.29):

$$I_2 \approx \frac{U_S}{R + R_C} \quad (5.71)$$

Weiterhin gilt nach (5.64) angenähert

$$U_3 \approx U_S - \frac{U_{OC} r_B}{B R_C} \quad (5.72)$$

und schließlich nach (5.59):

$$I_3 \approx \frac{-U_{OC}}{B R_C} \quad (5.73)$$

Da die horizontale Streuung der Punkte  $U_2$ ;  $I_2$  und  $U_3$ ;  $I_3$  die Stabilität bestimmt, sind die Ströme in diesen Punkten die wichtigsten Größen. Der Fehler des nach (5.71) berechneten Wertes für  $I_2$  gegenüber dem exakten Wert nach (5.45a) beträgt 10%, derjenige für  $I_3$  nach (5.73) bzw. (5.59b) beträgt 11,7%.

Aus den Ausdrücken (5.71) und (5.73) kann man ersehen, daß die einzige Transistorgröße, die die Stabilität beeinflußt, der Stromverstärkungsfaktor  $B$  ist. Die Werte von  $I_2$  und  $I_3$  wurden für  $B = 200$  aus den exakten Gleichungen (5.45) und (5.59a) berechnet und betragen  $I_2 = 0,397$  mA bzw.  $I_3 = -0,005$  mA. Für  $B = 40$  werden diese Werte zu  $I_2 = 0,368$  mA und  $I_3 = -0,040$  mA. Aus Fig. 5.16 ist herzuleiten, daß nicht einmal diese große Streuung von  $B$  die Stabilität merklich beeinflußt.

Der Einfluß der Temperatur auf den Wert von  $B$  ist nicht sehr groß. Man kann damit allgemein schlußfolgern, daß die Gleichstromstabilität des bistabilen Multivibrators im Hinblick auf die Transistoreigenschaften sehr gut ist. Der Einfluß der übrigen Bauelemente und Versorgungsspannungen kann durch die Wahl engtolerierter Widerstände und die Verwendung stabilisierter Spannungsquellen auf ein Minimum gebracht werden, doch wird dies kaum notwendig sein. Bei Anwendung der Näherungsgleichungen (5.71) und (5.73) kann eine 10% Variation von  $U_{OC}$ ,  $R_C$  und  $R$ , jeweils im ungünstigsten Sinne, eine Veränderung bei  $I_2$  und  $I_3$  von 20% zur Folge haben.

Sieht man den Schnittpunkt der Arbeitsgeraden  $L_1$  in Fig. 5.16 mit der horizontalen Achse als ein Kriterium für die Lage von  $L_1$  an, so ist die Lage dieses Punktes durch den Zusammenhang

$$I_0 = \frac{U_{OB}}{R_B} \quad (5.74)$$

bestimmt. Eine 10% Änderung von  $U_{OB}$  und  $R_B$  kann eine maximale Veränderung von 20% bezüglich  $I_0$  verursachen.

Der ungünstigste Fall tritt dann ein, wenn  $U_{OC}$  kleiner als normal ist,  $R$  und  $R_C$  aber größer als die Nominalwerte sind, da hierdurch der Abstand  $I_2 - I_3$  auf ein Minimum reduziert wird. Für die Arbeitsgerade ist die gegenläufige Variation von  $U_{OB}$  und  $R_B$  am ungünstigsten. Die Werte für  $U_2$ ;  $I_2$ ; und  $U_3$ ;  $I_3$  wurden nach den Gleichungen (5.44), (5.45), (5.64) und (5.59a) für Abweichungen von -10% bei  $U_{OC}$  und +10% bei  $R_C$  und  $R$  berechnet, wobei ferner die Größen  $B = 40$ ,  $U_S = -0,1$  V und  $r_B = 0,8$  K $\Omega$  angesetzt wurden.

Fall 1:  $U_{OB}$  ist 10% größer als der Nominalwert von 6,3 V,  
 $R_B$  ist 10% kleiner als der Nominalwert von 56 K $\Omega$

$$\left. \begin{array}{l} U_2 = -0,006 \text{ V, } I_2 = 0,454 \text{ mA} \\ U_3 = -0,122 \text{ V, } I_3 = -0,037 \text{ mA} \end{array} \right\} I_0 = +0,137 \text{ mA (vgl. (5.74))}$$

Fall 2:  $U_{OB}$  ist 10% kleiner als der Nominalwert

$R_B$  ist 10% größer als der Nominalwert

$$\left. \begin{array}{l} U_2 = -0,124 \text{ V}, I_2 = 0,3 \text{ mA} \\ U_3 = -0,126 \text{ V}, I_3 = -0,042 \text{ mA} \end{array} \right\} I_0 = +0,092 \text{ mA}$$

Die Veränderungen bei  $I_3$  sind sehr klein, hingegen sind diejenigen bei  $I_2$  bedeutender. Allerdings kann bei Vergleich mit  $I_0$  der Schluß gezogen werden, daß auch hier noch nicht die Stabilität gefährdet ist.

## 5.2 Übergangverhalten des bistabilen Multivibrators

### 5.2.1 EINLEITUNG

Die Schaltungsanalyse des bistabilen Multivibrators ist verhältnismäßig schwierig, obgleich die Schaltung relativ einfach zu sein scheint. Dies zeigte bereits die Untersuchung der Verhältnisse im Ruhezustand. Um so mehr gilt es aber für das Übergangverhalten nach Ansteuerung mit einem geeigneten Signal. Für den bistabilen Multivibrator mit Vacuumröhren ist die Untersuchung des Übergangverhalten in zwei anderen Büchern dieser Reihe beschrieben \*). Es wird darin gezeigt, daß eine sehr genaue Analyse der Röhrenschaltung möglich ist, wengleich sich dabei auch komplizierte Ausdrücke ergeben.

Arbeitet man mit Flächentransistoren, so wird das Problem wegen der dem Transistor eigenen Trägheitserscheinungen schwieriger, wobei diese von der Tatsache herrühren, daß der Leitungsmechanismus grundsätzlich auf Diffusionsvorgängen beruht. Es kommt hinzu, daß sich bisher die veröffentlichten Daten ausschließlich auf Kleinsignalanwendungen beziehen, bei denen der Transistor im aktiven Bereich arbeitet. Hingegen wird im speziellen Falle des Multivibrators wie auch allgemein bei den meisten Impulsschaltungen der Transistor aus dem gesperrten in den übersteuerten (oder spannungsgesättigten) Zustand oder umgekehrt geschaltet. Für das hierbei entscheidende, ausgesprochen nichtlineare Großsignalverhalten sind bisher wenig Unterlagen vorhanden.

Es ist aber eine nach unserer Auffassung sehr sinnvolle Methode für die

\*) P. A. Neeteson: Elektronenröhren in der Impulstechnik, Philips' Technische Bibliothek, Reihe Elektronenröhren, 2. erweiterte Ausgabe 1958.

P. A. Neeteson: Analysis of Bistable Multivibrator Operation, Philips' Technical Library, 2. erweiterte Ausgabe 1960.

Behandlung dieses Problems veröffentlicht worden \*), die auch hier zur Untersuchung des Übergangsverhaltens beim bistabilen Multivibrator benutzt werden soll. Man betrachtet dabei den Transistor als ladungsgesteuerte Anordnung. Im folgenden Abschnitt wird das Verfahren kurz beschrieben, und es werden damit einige einfache Schaltungsbeispiele untersucht. Anschließend wird das gleiche Prinzip auf das dynamische Verhalten des bistabilen Multivibrators angewendet.

### 5.2.2 DER FLÄCHENTRANSISTOR ALS LADUNGSGESTEUERTE ANORDNUNG

Wir wollen uns auf eine vereinfachte Darstellung des Transistors beschränken, nach der seine Wirkungsweise hauptsächlich auf dem Vorhandensein einer Ladung im Basisraum beruht. Basisbahnwiderstand  $r_{bb'}$ , Sperrschichtkapazität und Leckstrom  $I_{CBO}$  werden dabei vernachlässigt. Auf diese Weise kann eine Ladung in der Basiszone gespeichert werden, ohne daß hierdurch eine Potentialdifferenz entsteht. Dieser Zustand kann durch eine unendlich große Kapazität dargestellt werden, die im Ersatzschaltbild Fig. 5.19 durch  $S_B$  beschrieben wird.

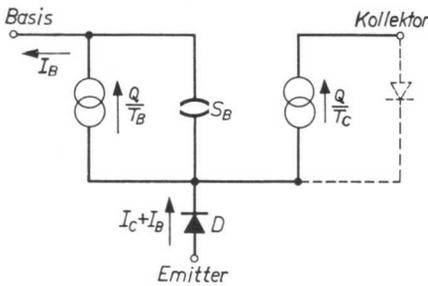


Fig. 5.19

Die außen anliegende Potentialdifferenz zwischen Basis- und Emitter-Kontakt liegt in ihrer ganzen Größe an der Emitter-Basis-Sperrschicht, die durch die Diode  $D$  in Fig. 5.19 dargestellt ist.

Wenn diese Diode im Ruhezustand in Vorwärtsrichtung vorgespannt ist, fließt ein Basis-Gleichstrom  $I_B$ , der seinerseits erforderlich ist, um eine konstante Ladung  $Q$  im Basisraum aufrechtzuerhalten, da ein dauernder Verlust an Ladungsträgern durch die Rekombination von Löchern und Elektronen vorhanden ist. Wäre dies nicht der Fall, so würde die verlustlose Injektion einer Ladung in die Basis einen dauernden Stromfluß vom Emitter zum Kollektor zur Folge haben. (Die Stromverstärkung wäre eins, wenn der Emitterwirkungsgrad (emitter efficiency) ebenfalls eins wäre.)

Der Ladungsträgerverlust wird im Ersatzschaltbild durch die Einführung

\*) R. Beaufoy und J. J. Sparkes: The Junction Transistor as a charge-controlled Device, A.T.E. Journal, vol 13, No. 4 (Oktober 1957)

eines Stromgenerators  $Q/T_B$  im Basisraum berücksichtigt, der sich mit dem von außen aufgedrückten Strom im Gleichgewichtszustand befindet, so daß im stationären Zustand gilt:

$$I_B = \frac{Q}{T_B} \quad (5.75)$$

Die Größe  $T_B$  stellt eine Zeitkonstante dar, die charakteristisch für die Geschwindigkeit ist, mit der die Ladung des Basisraumes verändert werden kann. Sollte z.B. der Basisstrom  $I_B$  sprunghaft auf einen anderen Wert, angenommen Null, übergehen, so würde die Ladung dieser Änderung nicht sofort folgen, sondern entsprechend der Differentialgleichung

$$I_{B1} = \frac{q}{T_B} + \frac{dq}{dt} \quad (5.76)$$

worin  $I_{B1}$  der Endwert von  $I_B$  und  $q$  die momentane Ladung des Basisraumes bedeutet. Als Randbedingung ist zu berücksichtigen, daß zum Zeitpunkt  $t = 0$  die Ladung  $q = Q$  ist.

Als Lösung der Differentialgleichung ergibt sich eine Exponentialfunktion, bestimmt durch die Zeitkonstante  $T_B$ , wenn der Basisstrom zum Zeitpunkt  $t = 0$  von  $I_B$  auf  $I_{B1}$  springt.

Wenn wir noch einmal zum Ruhezustand zurückkehren, wie er in Fig. 5.19 dargestellt ist, so erscheint der Transistor zwischen Emitter- und Kollektorklemme als Stromgenerator der Größe

$$I_C = \frac{Q}{T_C} \quad (5.77)$$

wobei  $T_C$  die Zeitkonstante ist, die für das Kollektorstromverhalten maßgebend ist. Es sei betont, daß dieser Zusammenhang nur so lange Gültigkeit hat, wie der Transistor nicht übersteuert ist. Im Falle der Übersteuerung bestimmt nämlich der Basisstrom nicht mehr den Kollektorstrom, vielmehr bleibt dieser auf dem Wert

$$I_C = \frac{Q_B}{T_C} \quad (5.78)$$

stehen, wobei  $Q_B$  diejenige Ladung bedeutet, die in dem Augenblick vorhanden ist, wo der Transistor in den übersteuerten Zustand hineinkommt. Dies geschieht, wenn die Spannung an der Kollektor-Basis-Sperrschicht

1r Vorzeichen ändert, d.h. wenn sie gerade Null geworden ist. Im Übersteuerungsfall ist der Kollektor leicht positiv in bezug auf die Basis vorgespannt. Diese Verhältnisse können durch eine positiv vorgespannte (leitende) Diode dargestellt werden, wie durch die gestrichelten Linien in Fig. 5.19 angedeutet. Obwohl der Kollektorstrom im Übersteuerungsfall nicht weiter mit dem Basisstrom ansteigt, so gilt dies doch noch für die Ladung  $Q$ . Bezeichnet man die in bezug auf  $Q_B$  (gerade übersteuert) überschüssige Ladung mit  $Q_{BS}$ , so sieht das Ersatzschaltbild für den übersteuerten Transistor wie in Fig. 5.20 wiederge-

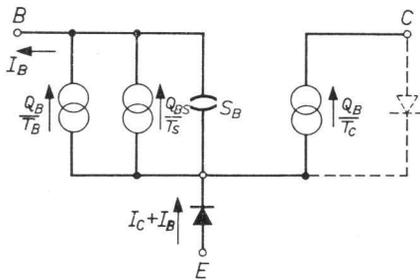


Fig. 5.20

geben aus. Bezeichnet man weiterhin die charakteristische Zeitkonstante, die die Änderungen der Überschussladung  $Q_{BS}$  mit  $I_B$  beschreibt, mit  $T_S$  — die im allgemeinen von  $T_B$  verschieden ist — so gilt für den Basisstrom im statischen, übersteuerten Zustand

$$I_B = \frac{Q_B}{T_B} + \frac{Q_{BS}}{T_S} \quad (5.79)$$

Die Zeitkonstanten hängen mit den normalerweise bekannten Transistorgrößen in folgender Weise zusammen:

$$T_B = \frac{1,22}{\omega(1-\alpha)} \quad (5.80)$$

$$T_S = 1,22 \frac{1 + \frac{\alpha_{N0}}{\omega_{N0}} + \frac{\alpha_{I0}}{\omega_{I0}}}{1 - \alpha_{I0}\alpha_{N0}} \quad (5.81)$$

$$T_C = \frac{1,22}{\alpha\omega} \quad (5.82)$$

Hierin ist

- $\omega$  =  $\alpha$ -Grenz-Kreis-Frequenz im Gebiet normaler Stromverstärkung,
- $\omega_{N0}$  =  $\alpha$ -Grenz-Kreis-Frequenz unmittelbar nach dem Übergang zur Übersteuerung,
- $\omega_{I0}$  = Grenz-Kreis-Frequenz unmittelbar nach dem Übergang zur Übersteuerung, für inversen Betrieb,
- $\alpha$  = Normale Stromverstärkung
- $\alpha_{N0}, \alpha_{I0}$  = Normale und inverse Stromverstärkung unmittelbar nach dem Übergang in den übersteuerten Zustand

Wird der Transistor in Basisschaltung betrieben, so lautet die Zeitkonstante, die die Änderung der Ladung mit dem Emittterstrom beschreibt,  $T_E$ , für die der Zusammenhang angeschrieben werden kann

$$T_E = \frac{1,22}{\omega} \quad (5.83)$$

Aus den Gleichungen (5.80) und (5.82) folgt, daß

$$\frac{T_B}{T_C} = \frac{\alpha}{1-\alpha} = \beta \quad (5.84)$$

wobei  $\beta$  die Stromverstärkung in Emitterschaltung ist. Ferner folgt aus (5.82) und (5.83):

$$\frac{T_E}{T_C} = \alpha \quad (5.85)$$

### 5.2.2.1 RECHENBEISPIEL

Die Betrachtungsweise des ladungsgesteuerten Transistors soll nun auf eine einfache Schaltung angewendet werden. Die Basis wird durch eine Spannungsquelle mit der Ursprungung  $U_i$  mit dem Innenwiderstand  $R_i$  gesteuert, während der Kollektor mit einem einfachen ohmschen Widerstand  $R$  (vgl. Fig. 5.21) belastet und durch eine Spannungsquelle  $-U_{OC}$  versorgt wird.

#### a) Aktiver Bereich

Als erstes soll der Fall betrachtet werden, bei dem der Transistor ein- und ausgeschaltet wird, ohne dabei in das Übersteuerungsgebiet hineingefahren zu werden.

Hierfür ist Voraussetzung, daß der Kollektorstrom niemals solche Werte annimmt, daß der Spannungsabfall an  $R$  gleich oder größer  $U_{OC}$  wird. Dann ist die Kollektordiode, in Fig. 5.19 und 5.20 gestrichelt eingezeichnet, dauernd in Sperrichtung vorgespannt und kann deshalb aus der Betrachtung ausgeklammert werden.

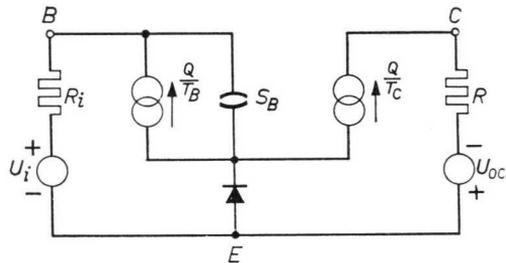


Fig. 5.21

Einschalten bedeutet, daß die Eingangsspannung  $U_i$  für  $t < 0$  die Basis positiv in bezug auf den Emitter vorspannt (für *pnp*-Transistoren).

Es fließt kein Strom, es wird keine Ladung im Basisraum gespeichert und die Anfangsbedingung lautet

$$\text{für } t \leq 0 \quad Q = 0 \quad (5.86)$$

Es wird nun angenommen, daß zum Zeitpunkt  $t = 0$  die Eingangsspannung  $U_i$  plötzlich auf einen negativen Wert springt:

$$\text{für } t > 0 \quad U_i = -U_1 \quad (5.87)$$

Hierdurch wird die Emitterdiode sofort in Vorwärtsrichtung vorgespannt und unter Vernachlässigung des Diodenwiderstandes gegenüber  $R_i$  fließt ein Basisstrom

$$I_B = \frac{U_1}{R_i} \text{ vom Zeitpunkt } t = 0 \text{ an:}$$

$$\text{für } t > 0 \quad I_B = \frac{U_1}{R_i} \quad (5.88)$$

Es beginnt sich eine Ladung im Basisraum zu speichern, wobei der zeitliche Verlauf durch die Differentialgleichung

$$I_B = \frac{Q}{T_B} + \frac{dQ}{dt} \quad (5.89)$$

bestimmt wird. Die allgemeine Lösung für  $Q$  lautet:

$$Q = I_B T_B + K e^{-t/T_B}$$

worin  $K$  eine allgemeine Integrationskonstante ist, die durch die Randbedingung (5.86) bestimmt ist. Es ergibt sich  $K = -I_B T_B$  und damit

$$Q = I_B T_B (1 - e^{-t/T_B}) \quad (5.90)$$

Man erkennt, daß der Transistor aus dem gesperrten in einen stabilen Zustand umschaltet, in dem

$$Q_{\text{Ende}} = Q_B = I_B T_B \quad (5.91)$$

ist oder

$$I_B = \frac{Q_B}{T_B} \quad (5.92)$$

(vgl. mit 5.75)

Während des Umschaltvorganges gilt für den Kollektorstrom

$$I_C = \frac{Q}{T_C} \quad (5.93)$$

Durch Kombination von (5.90) und (5.93) erhält man

$$I_C = I_B \frac{T_B}{T_C} (1 - e^{-t/T_B}) \quad (5.94)$$

und weiter nach Einführung von (5.84)

$$I_C = \beta I_B (1 - e^{-t/T_B}) \quad (5.95)$$

Um den Transistor nicht in die Übersteuerung zu bringen, muß gelten  $\beta I_B \cdot R < U_{OC}$

Als nächstes soll das Abschalten eines leitenden Transistors betrachtet werden. Dafür muß nunmehr angenommen werden, daß zu Beginn ( $t < 0$ )  $U_i$  einen konstanten, negativen Wert  $-U_1$  aufweist, der für einen Basisstrom

$$I_B = \frac{U_1}{R_i} \quad (5.96)$$

und einen Kollektorstrom

$$I_C = \beta I_B \quad (5.97)$$

sorgt. Damit lautet die Anfangsbedingung für  $Q$

$$t = 0 \quad Q = Q_B = I_B T_B \quad (5.98)$$

Es wird nun angenommen, daß die Eingangsspannung zum Zeitpunkt  $t = 0$  plötzlich auf den positiven Wert  $U_2$  springt. Dies bewirkt, daß für  $t = 0$  dem Basistrom ein Strom  $I = \frac{U_1 + U_2}{R_i}$  entgegenwirkt. Damit ist die Änderung der Ladung durch die folgende Differentialgleichung bestimmt

$$I_B - I = -\frac{U_2}{R_i} = \frac{Q}{T_B} + \frac{dQ}{dt} \quad (5.99)$$

Die allgemeine Lösung für  $Q$  lautet

$$Q = -\frac{U_2}{R_i} T_B + K e^{-t/T_B}$$

mit  $K$  als Integrationskonstante. Führt man die Randbedingung (5.98) ein, so ergibt sich  $K = Q_B + \frac{U_2}{R_i} T_B$  und als endgültige Lösung für  $Q$

$$Q = -\frac{U_2}{R_i} T_B + \left( Q_B + \frac{U_2}{R_i} T_B \right) e^{-t/T_B} \quad (5.100)$$

oder

$$\frac{Q}{T_B} = -\frac{U_2}{R_i} + \left( \frac{U_1}{R_i} + \frac{U_2}{R_i} \right) e^{-t/T_B} \quad (5.100a)$$

Damit ändert sich der Kollektorstrom nach der Zeitfunktion

$$I_C = \frac{Q}{T_C} = \beta \left\{ -\frac{U_2}{R_i} + \left( \frac{U_1}{R_i} + \frac{U_2}{R_i} \right) e^{-t/T_B} \right\} \quad (5.101)$$

Wenn man den Transistor einschaltet, so ist die Anstiegszeit des Kollektorstromes durch die charakteristische Basis-Zeitkonstante  $T_B$  bestimmt, wie man aus Gleichung (5.95) ersehen kann. Definiert man diese Zeit so, daß sich in ihr der Strom dem Endwert bis auf 10% genähert hat, so ist die Anstiegszeit durch den Wert  $2.3 T_B$  gegeben. Für einen Transistor mit einer  $\alpha$ -Grenzfrequenz von 15 MHz und einer Stromverstärkung von  $\alpha = 0,99$  (z.B. OC44) wird  $T_B$  entsprechend Gleichung (5.80)

$$T_B = \frac{1,22}{2\pi \cdot 15 \cdot 0,01} \mu s = 1,3 \mu s$$

und die Anstiegszeit wird  $3 \mu s$  betragen.

Aus (5.101) ersieht man, daß die Abfallzeit des Kollektorstromes nicht ausschließlich von  $T_B$  abhängt, sondern durch die Größe des Spannungssprunges am Eingang beeinflusst werden kann. Der Augenblick  $t = t_0$ , zu dem der Kollektorstrom Null wird, läßt sich nach Gleichung (5.101) berechnen. Es gilt hierfür

$$t_0 = T_B \ln \left( 1 + \frac{U_1}{U_2} \right) \quad (5.102)$$

Dies ist die Abfallzeit des Kollektorstromes

### b) Übersteuerungsgebiet

Als erstes wird der Fall betrachtet, daß man einen Transistor mit einem negativen Spannungssprung solcher Größe ansteuert, daß er im Endzustand übersteuert ist.

Zu Beginn ( $t < 0$ ) ist der Transistor durch eine positive Eingangsspannung  $U_i$  gesperrt, so daß wieder gilt

$$t = 0, \quad Q = 0 \quad (5.103)$$

Zum Zeitpunkt  $t = 0$  springt die Spannung am Eingang auf  $-U_1$  und verursacht einen Basisstrom

$$I_B = \frac{U_1}{R_i} \quad (5.104)$$

Es bildet sich eine Ladung  $Q$  im Basisraum und dementsprechend fließt auch ein Kollektorstrom. Im Augenblick, wo die Ladung  $Q$  den Wert  $Q_B$  erreicht, geht der Transistor in den übersteuerten Zustand. Damit ist dieser Zeitpunkt durch die folgende Gleichung definiert:

$$I_C(t_s) = \frac{Q_B}{T_C} = \frac{U_{OC}}{R} \quad (5.105)$$

Natürlich geschieht der Anstieg von  $Q$  während des Zeitintervalls der Nichtübersteuerung nach der bereits vorher abgeleiteten Beziehung (5.89), und die Lösung ist deshalb auch wieder die in Gleichung (5.90) angeschriebene. Die Zeit, die bis zum Beginn der Übersteuerung vergeht, wird also durch den Ausdruck (5.90) bestimmt. Es ist für  $t = t_s$   $Q = Q_B$  und somit

$$Q_B = I_B T_B (1 - e^{-t_s/T_B})$$

Löst man nach  $t_s$  auf, so folgt

$$t_s = T_B \ln \left[ 1 + \frac{\frac{Q_B}{T_B}}{I_B - \frac{Q_B}{T_B}} \right] \quad (5.106)$$

Führt man hierin Gleichung (5.105) ein, so wird weiterhin

$$t_s = T_B \ln \left[ 1 + \frac{\frac{U_{OC}}{R}}{\beta \cdot I_B - \frac{U_{OC}}{R}} \right] \quad (5.107)$$

Vom Zeitpunkt  $t = t_s$  an bleibt der Kollektorstrom konstant, und  $t_s$  ist

damit die Anstiegszeit von Null bis auf den Endwert. Durch Wahl eines gegenüber  $\frac{U_{OC}}{\beta \cdot R}$  großen Wertes für  $I_B$  lassen sich kurze Anstiegszeiten erzielen.

Für die Berechnung der weiteren Ladungszunahme im Basisraum muß Gleichung (5.79) herangezogen werden, jedoch unter Hinzufügung eines zeitabhängigen Gliedes:

$$I_B = \frac{Q_B}{T_B} + \frac{Q_{BS}}{T_S} + \frac{dQ_{BS}}{dt} \quad (5.108)$$

Es wird ein neuer Zeitmaßstab eingeführt, in dem der Zeitpunkt  $t = 0$  dem Augenblick  $t = t_S$  des alten Maßstabes entspricht. Dann lauten die Anfangsbedingungen für die Ladung  $Q_{BS}$

$$t = 0, \quad Q_{BS} = 0 \quad (5.109)$$

Die Lösung der Differentialgleichung (5.108) lautet

$$Q_{BS} = \left( I_B - \frac{Q_B}{T_B} \right) T_S (1 - e^{-t/T_S}) \quad (5.110)$$

Die Substitution von Gleichung (5.105) ergibt

$$Q_{BS} = \left( I_B - \frac{U_{OC}}{\beta \cdot R} \right) T_S (1 - e^{-t/T}) \quad (5.111)$$

Im Endzustand beträgt die zusätzlich gespeicherte Ladung

$$Q_{BS}(\infty) = \left( I_B - \frac{U_{OC}}{\beta \cdot R} \right) T_S \quad (5.112)$$

und die gesamte, im Basisraum vorhandene Ladung

$$Q = Q_B + Q_{BS}(\infty) \quad (5.113)$$

Als nächstes wird der Fall betrachtet, wo ein übersteuerter Transistor durch einen positiven Spannungssprung an der Basis wieder gesperrt wird. Die Anfangsbedingung (für  $t < 0$ ) ist durch eine negative Größe  $U_i = -U_1$  gegeben, die ihrerseits einen Basisstrom der Größe

$$I_B = \frac{U_1}{R_i} \quad (5.114)$$

zur Folge hat, der für die Aufrechterhaltung einer Gesamtladung

$$Q = Q_{BS} + Q_B \quad (5.115)$$

sorgt, wobei  $Q_{BS}$  die zu  $Q_B$  zusätzliche Ladung bedeutet, und  $Q_B$  selber diejenige Ladung ist, die zur Aufrechterhaltung des Stromes

$$I_C = \frac{Q_B}{T_C} \quad (5.116)$$

erforderlich ist.

Zum Zeitpunkt  $t = 0$  springt  $U_i$  plötzlich auf Null oder auf einen positiven Wert  $U_2$ . Hierdurch geht augenblicklich der Basisstrom auf den Wert  $I = \frac{U_2}{R_i}$  herunter. Anfangs wird nur die Überschußladung abgebaut, wobei der Kollektorstrom in unveränderter Größe (entsprechend Gleichung (5.116)) fließt. Die Ladungsänderung wird durch die folgende Differentialgleichung beschrieben

$$-\frac{U_2}{R_i} = \frac{Q_{BS}}{T_S} + \frac{dQ_{BS}}{dt} + \frac{Q_B}{T_B} \quad (5.117)$$

mit der Anfangsbedingung

$$t = 0 \quad Q_{BS} = \left( I_B - \frac{U_{OC}}{\beta \cdot R} \right) T_S \quad (5.118)$$

(vgl. (5.112))

$I_B$  ist durch (5.114) bestimmt.

Die Lösung der Gleichung (5.117) lautet

$$Q_{BS} = - \left( \frac{U_2}{R_i} + \frac{Q_B}{T_B} \right) T_S + \left( I_B - \frac{U_{OC}}{\beta \cdot R} + \frac{U_2}{R_i} + \frac{Q_B}{T_B} \right) T_S e^{-t/T_S} \quad (5.119)$$

Zum Zeitpunkt  $t = t_v$  ist die Überschußladung  $Q_{BS}$  abgebaut.  $t_v$  ist damit die durch den Speichereffekt verursachte Verzögerungszeit (hole-storage delay-time) und ist durch folgende Bedingung definiert:

$$Q_{BS} = 0 = - \left( \frac{U_2}{R_i} + \frac{Q_B}{T_B} \right) T_S + \left\{ I_B - \frac{U_{OC}}{\beta \cdot R} + \frac{U_2}{R_i} + \frac{Q_B}{T_B} \right\} T_S e^{-t/T_S}$$

Hieraus ergibt sich als Lösung für  $t_v$

$$t_v = T_S \ln \left[ 1 + \frac{I_B - \frac{U_{OC}}{\beta \cdot R}}{\frac{U_2}{R_t} + \frac{Q_B}{T_B}} \right] \quad (5.120)$$

Führt man (5.116) ein, so folgt

$$t_v = T_S \ln \left[ 1 + \frac{\beta \cdot I_B - \frac{U_{OC}}{R}}{\beta \frac{U_2}{R_t} + I_C} \right] \quad (5.121)$$

Da ferner nach (5.105) gilt

$$I_C = \frac{U_{OC}}{R},$$

ergibt sich schließlich nach Einführung dieses Zusammenhanges in (5.121)

$$t_v = T_S \ln \frac{U_1 + U_2}{\frac{U_{OC}}{\beta} \frac{R_t}{R} + U_2} \quad (5.122)$$

Wie man sieht, wird die Verzögerungszeit um so größer, je größer  $U_1$  wird, d.h. je weiter der Transistor übersteuert wird.

Vom Augenblick  $t = t_v$  an herrschen andere Verhältnisse. Die Ladung  $Q_B$  beginnt nun nach Null hin abzufallen, gleichzeitig geht hierzu proportional der Kollektorstrom zurück. Der Vorgang wird durch die Differentialgleichung

$$-\frac{U_2}{R_t} = \frac{Q_B}{T_B} + \frac{dQ_B}{dt} \quad (5.123)$$

beschrieben mit der Anfangsbedingung

$$t = 0 \quad Q_B = I_C T_C = \frac{U_{OC}}{R} T_C \quad (5.124)$$

(Dabei ist ein neuer Zeitmaßstab zugrunde gelegt, der mit Null bei  $t = t_v$  beginnt.) Die Lösung von (5.123) lautet:

$$Q_B = -\frac{U_2}{R_i} T_B + \left( \frac{U_2}{R_i} T_B + \frac{U_{OC}}{R} T_C \right) e^{-t/T_B} \quad (5.125)$$

Mit Gleichung (5.116) ist dann auch der Kollektorstrom bekannt:

$$I_C = -\frac{U_2}{R_i} \beta + \left( \frac{U_2}{R_i} \beta + \frac{U_{OC}}{R} \right) e^{-t/T_B} \quad (5.126)$$

Bezeichnet man den Zeitpunkt, in dem  $I_C = 0$  wird, mit  $t_0$ , so folgt hierfür aus (5.126)

$$t_0 = T_B \ln \left[ 1 + \frac{U_{OC}}{\beta \cdot U_2 \frac{R}{R_i}} \right]$$

Das Rechenbeispiel, das hier für eine einfache Schaltung gegeben wurde, zeigt, daß die neue Art, den Transistor als ladungsabhängiges Gebilde anzusehen, elegante Methoden der Schaltungsanalyse ermöglicht. Wir wollen dieses Verfahren nunmehr auf die weitaus schwierigere Schaltung des bistabilen Multivibrators nach Fig. 5.22 anwenden.

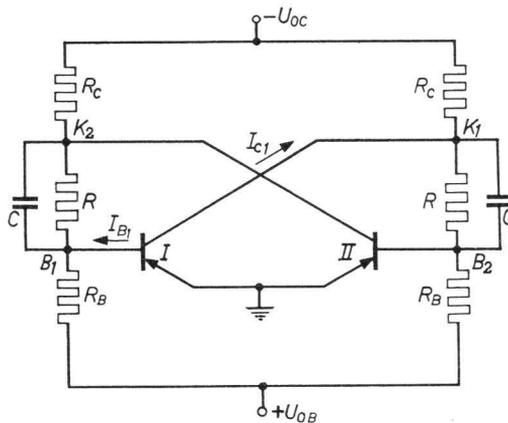


Fig. 5.22

### 5.2.3 DIE STEUERUNG DES BISTABILEN MULTIVIBRATORS

In der Schaltung des bistabilen Multivibrators (Fig. 5.22) wird angenommen, daß Transistor I leitend und übersteuert und Transistor II gesperrt ist. Die statischen Verhältnisse für diesen Zustand wurden im Abschnitt 5.1.3 be-

handelt. Nach den Gleichungen (5.14) und (5.15) dieses Abschnittes gilt für den Kollektor- und den Basisstrom des Transistors  $I$ :

$$I_{C1} = \frac{U_{OC}}{R_C} - \frac{U_{OB}}{R + R_B} \quad (5.127)$$

und

$$I_{B1} = \frac{U_{OC}}{R + R_C} - \frac{U_{OB}}{R_B} \quad (5.128)$$

Dementsprechend sind Ladungen  $Q_B$  und  $Q_{BS}$  im Basisraum vorhanden, die durch folgende Gleichungen beschrieben sind:

$$I_{B1} = \frac{Q_B}{T_B} + \frac{Q_{BS}}{T_S} \quad (5.129)$$

$$I_{C1} = \frac{Q_B}{T_C} \quad (5.130)$$

Damit sind die Anfangsbedingungen für den Umschaltvorgang festgelegt. Das Umschalten selber erfolgt meist nicht in der einfachen Weise, wie sie in den bisherigen Abschnitten beschrieben wurde. Eine Abweichung ist, daß die Steuerspannungsquelle  $U_i$  nicht direkt, wie in Fig. 5.21 dargestellt, sondern über einen Kondensator an die Basis des Transistors angekoppelt

ist. Dies bedingt, daß der Basisstrom nicht einfach auf den Wert  $\frac{U_i}{R_i}$  springt, sondern sich exponentiell von diesem Anfangswert auf Null entwickelt, wenn man den Fall betrachtet, daß der Transistor aus dem gesperrten in den leitenden Zustand gebracht wird. Im Falle des Abschaltens eines leitenden Transistors wird der Basisstrom nur für eine beschränkte Zeit Null sein und anschließend, abhängig von der Zeitkonstante, die aus  $R_i$  und dem Koppelkondensator gebildet ist, wieder ansteigen. Im folgenden wird angenommen, daß diese letztgenannte Zeit größer ist als für den gesamten Schaltvorgang benötigt. Für den ersten oben erwähnten Fall wird die Eingangszeitkonstante als groß genug angenommen, um den Basisstrom während des ganzen Schaltvorganges praktisch konstant zu halten. Damit kann in beiden Fällen der Einfluß der Eingangskapazität vernachlässigt werden. Ein anderer Unterschied vom behandelten einfachen Fall besteht in der Einführung von Dioden-Toren zur basisseitigen Impulssteuerung des Multivibrators. Hierdurch wird der statische Wert des Basisstromes geringfügig beeinflusst, wie man aus Abschnitt 5.1.6.3 entnehmen kann.

Dieser Einfluß kann bei den Anfangsbedingungen des leitenden Transistors berücksichtigt werden. Auf der anderen Seite helfen die Diodentore, die Analyse des Umschaltvorganges zu vereinfachen, da sie verhindern, daß der Steuerimpuls den Basiskreis desjenigen Transistors beeinflusst, dessen direktes Umschalten man nicht wünscht.

Folglich bleibt nur noch zu untersuchen, welchen Einfluß ein Spannungssprung an der Basis eines Transistors hat, wie in Fig. 5.21.

Zwei Fälle werden verglichen, nämlich der Einfluß eines positiven Spannungssprunges an der Basis des leitenden Transistors *I* und derjenige eines negativen Spannungssprunges an der Basis des gesperrten Transistors *II*. Im einzelnen werden dann die Zeiten für die Steuerspannungen betrachtet, die erforderlich sind, um in beiden Fällen den Multivibrator sicher zu schalten, wobei gleiche Amplituden für die Steuersignale vorausgesetzt werden. Diese Forderung ist zu dem Zeitpunkt erfüllt, wenn der nicht leitende Transistor gerade zu leiten beginnt (im Falle der Ansteuerung an der Basis des leitenden Transistors), und im anderen Falle dann, wenn der Kollektorstrom des leitenden Transistors zu fallen beginnt (Ansteuerung an der Basis des gesperrten Transistors). Auf diese Weise erhält man eine Aussage über die Anforderungen an die Eigenschaften des Steuerimpulses, um einen Multivibrator umzuschalten. Gleichzeitig erhält man hierdurch eine Aussage über die höchstmögliche Steuerfrequenz.

### 5.2.3.1 ABSCHALTEN DES LEITENDEN TRANSISTORS

Im Ruhezustand zieht der leitende Transistor einen Basisstrom  $I_{B1}$ , der durch Gleichung (5.128) gegeben ist oder eventuell durch einen leicht modifizierten Wert, der von dem zusätzlichen Diodentor abhängt. Der Kollektorstrom ist durch (5.127) gegeben. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  unterdrückt ein positiver Spannungssprung  $U_2$  den Basisstrom, und die Überschußladung wird entsprechend der Differentialgleichung

$$I_{B1} - \frac{U_i}{R_i} = \frac{Q_B}{T_B} + \frac{Q_{BS}}{T_S} + \frac{dQ_{BS}}{dt}$$

abgebaut. Als Lösung ergibt sich

$$Q_{BS} = - \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} + \frac{Q_B}{T_B} \right) T_S + \left[ Q_{BS}(0) + \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} + \frac{Q_B}{T_B} \right) T_S \right] e^{-\frac{t}{T_S}} \quad (5.131)$$

wobei  $Q_{BS}(0)$  der Anfangswert bei  $t \leq 0$  ist. Mit den Gleichungen (5.129) und (5.130) gilt hierfür

$$Q_{BS}(0) = T_S \left( I_{B1} - \frac{I_{C1}}{\beta} \right) \quad (5.132)$$

Führt man diesen Ausdruck in (5.131) ein, so folgt

$$\frac{Q_{BS}}{T_S} = - \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} + \frac{I_{C1}}{\beta} \right) + \frac{U_i}{R_i} e^{-\frac{t}{T_S}} \quad (5.133)$$

wenn man gleichzeitig (5.130) berücksichtigt.

Die Verzögerungszeit  $t_v$  wird durch den Zeitpunkt bestimmt, zu dem  $Q_{BS}$  Null wird.

Aus (5.133) errechnet sich für  $t_v$

$$t_v = T_S \ln \frac{\frac{U_i}{R_i}}{\frac{I_{C1}}{\beta} + \frac{U_i}{R_i} - I_{B1}} \quad (5.134)$$

Vom Zeitpunkt  $t = t_v$  an wird die Ladung  $Q_B$  abgebaut, gleichzeitig fällt der Kollektorstrom des Transistors  $I$ . Das Potential des Punktes  $K_1$  in Fig. (5.22) fällt zu negativeren Werten und nimmt das Potential vom Punkt  $B_2$  mit. Der Anfangswert dieses Potentials ist mit Gleichung (5.17) des Abschnittes 5.1 beschrieben

$$U_{B20} = \frac{R}{R + R_B} U_{OB} \quad (5.135)$$

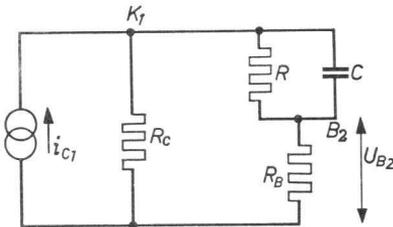


Fig. 5.23

Wenn das fallende Potential während des Überganges diesen Wert auf Null gebracht hat, beginnt Transistor II zu leiten. Der Zeitpunkt  $t = t_2$ , zu dem dieser Umstand eintritt, kann in einem neuen Zeitmaßstab, der bei  $t = t_v$  der alten Teilung beginnt, bei Betrachtung der Schaltung Fig. 5.23 bestimmt werden.

Aus der Berechnung der Ladung als Zeitfunktion kann ein Ausdruck für den Stromgenerator hergeleitet werden:

$$i_{C1} = -\beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) + \left[ \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) + I_{C1} \right] e^{-\frac{t}{T_B}} \quad (5.136)$$

Die Versorgungsspannungen  $-U_{OC}$  und  $+U_{OB}$  wurden in Fig. 5.23 fortgelassen, da ihr Einfluß in der Größe  $U_{B20}$ , dem Anfangswert der Basisspannung in  $B_2$  berücksichtigt ist.

Darüberhinaus sind sie für das Fließen des Kollektorstromes  $I_{C1}$  im Ruhezustand maßgebend, diese Größe ist auch in Gleichung (5.136) enthalten. Somit kann der Kollektorstrom während der Übergangszeit, der das Fallen von  $U_{B2}$  verursacht, berechnet werden:

$$i_{C1t} = i_{C1} - I_{C1} = - \left[ I_{C1} + \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) \right] (1 - e^{-\frac{t}{T_B}}) \quad (5.137)$$

Die hierdurch verursachte Potentialänderung im Punkt  $B_2$  wird unter Verwendung der Laplace-Transformation berechnet. Der Strom durch  $R_B$  lautet:

$$i_{R_B} = \frac{R_C}{R_C + R_B + \frac{R}{1 + T \cdot p}} \cdot i_{C1t} \quad (5.138)$$

mit

$$T = RC \quad (5.139)$$

Die Zeitfunktion (5.137), in eine  $p$ -Bildfunktion transformiert, lautet:

$$i_{C1t} = - \left[ I_{C1} + \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) \right] \frac{1}{1 + T_B \cdot p} \sigma(t) \quad (5.140)$$

mit  $\sigma(t)$  als Einheits-Sprungfunktion.

Die Kombination der Gleichungen (5.138) und (5.140) liefert

$$i_{R_B} = - \left[ I_{C1} + \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) \right] \cdot \frac{R_C (1 + T \cdot p)}{R_C + R_B + R + (R_C + R_B) T \cdot p} \cdot \frac{1}{1 + T_B \cdot p} \sigma(t) \quad (5.141)$$

Damit lautet der Ausdruck für die Spannung im Punkte  $B_2$

$$U_{B2} = i_{R_B} R_B =$$

$$= - \left[ I_{C1} + \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) \right] R_B R_C \frac{1 + T \cdot p}{[R_C + R_B + R + (R_C + R_B) T \cdot p] (1 + T_B \cdot p)} \sigma(t) \quad (5.142)$$

und nach Rücktransformation in die Originalbildfunktion

$$U_{B2} =$$

$$= - \left[ I_{C1} + \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) \right] \frac{R_B R_C}{R + R_B + R_C} \left[ 1 - \frac{T_1 - T}{T_1 - T_B} e^{-\frac{t}{T_1}} - \frac{T - T_B}{T_1 - T_B} e^{-\frac{t}{T_B}} \right] \quad (5.143)$$

wobei

$$T_1 = \frac{R_C + R_B}{R + R_B + R_C} \cdot T \quad (5.144)$$

Wenn diese Spannung im Verlaufe des Überganges dem Wert von  $-U_{B20}$  (vgl. (5.136)) gleich wird, beginnt Transistor II zu leiten. Den Zeitpunkt bezeichnen wir mit  $t_2$ . Er ist durch den Ausdruck (5.143) folgendermaßen definiert:

$$U_{B20} = \left[ I_{C1} + \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) \right] \frac{R_B R_C}{R + R_B + R_C} \left[ 1 - \frac{T_1 - T}{T_1 - T_B} e^{-\frac{t_2}{T_1}} - \frac{T - T_B}{T_1 - T_B} e^{-\frac{t_2}{T_B}} \right] \quad (5.145)$$

Dieser Zusammenhang ist für  $t_2$  allgemein nicht zu lösen sondern nur auf dem Wege über Probieren mit dem Einsetzen von Zahlenwerten.

### 5.2.3.2 EINSCHALTEN DES GESPERRTEN TRANSISTORS

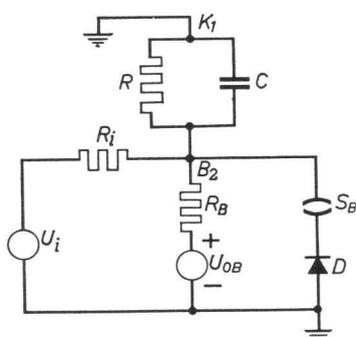


Fig. 5.24

Es wird ein negativer Spannungssprung  $U_i$  an die Basis  $B_2$  gelegt (vgl. Fig. 5.24). Da das anfängliche, dem Ruhezustand entsprechende Potential  $U_{B20}$  positiv ist, bestimmt die äußere, an den Basispunkt  $B_2$  gelegte Schaltung im ersten Augenblick das Verhalten des Basispotentials, nachdem der negative Sprung erfolgt ist. Diese Schaltung ist in Fig. 5.24 wiedergegeben, wobei angenommen ist, daß Transistor I übersteuert ist und damit der Kollektor  $K_1$

am Erdpotential liegt. Der Einfluß von  $U_{OB}$  ist im Wert von  $U_{B20}$  für den Ruhezustand bereits berücksichtigt und kann deshalb bei der Übergangsberechnung außer Betracht gelassen werden. Solange  $B_2$  positives Potential aufweist, ist die Emitter-Basisdiode gesperrt. Für die Berechnung des anfänglichen Übergangsverhaltens, bis der Punkt  $B$  Nullpotential erreicht, kann also die Schaltung nach Fig. 5.25 verwendet werden, wobei  $R_{\Sigma}$  die Parallelschaltung von  $R_B$  und  $R$  ersetzt.

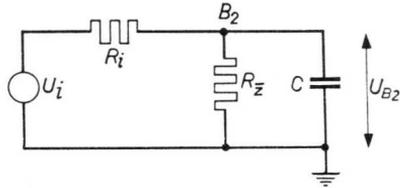


Fig. 5.25

$$R_{\Sigma} = \frac{R \cdot R_B}{R + R_B} \quad (5.146)$$

Führt man die Zeitkonstante

$$T_2 = R_{\Sigma} \cdot C = \frac{R_B}{R + R_B} T \quad (5.147)$$

ein, so gilt für  $U_{B2}$  der folgende Ausdruck:

$$U_{B2} = U_{B20} - \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_i + R_i T_{2P}} U_i \cdot \sigma(t) \quad (5.148)$$

oder

$$U_{B2} = U_{B20} - \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_i} \cdot \frac{1}{1 + T_{3P}} U_i \sigma(t) \quad (5.149)$$

wobei

$$T_3 = \frac{R_i}{R_{\Sigma} + R_i} T_2 \quad (5.150)$$

ist.

Die Transformation von (5.149) in eine Zeitfunktion lautet

$$U_{B2} = U_{B20} - \frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma} + R_i} U_i (1 - e^{-t/T_3}) \quad (5.151)$$

Bezeichnet man die Zeit, die erforderlich ist, um  $U_{B2} = 0$ , d.h. Transistor

II gerade leitend zu machen, mit  $t_l$ , so ist diese Zeit durch die Gleichung (5.151) gegeben:

$$0 = U_{B20} - \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_i} U_i (1 - e^{-t_l/T_3}) \quad (5.152)$$

Die Lösung für  $t_l$  lautet:

$$t_l = T_3 \ln \frac{1}{1 - \frac{R_\Sigma + R_i}{R_\Sigma} \frac{U_{B20}}{U_i}} \quad (5.153)$$

Gleichung (5.152) nach  $U_{B20}$  aufgelöst und in (5.151) eingesetzt ergibt

$$U_{B2} = - \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_i} U_i e^{-\frac{t_l}{T_3}} (1 - e^{-\frac{t-t_l}{T_3}}) \quad (5.154)$$

was mit Hilfe von (5.152) auch in folgender Weise geschrieben werden kann

$$U_{B2} = - \left( \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_i} U_i - U_{B20} \right) (1 - e^{-\frac{\tau}{T_3}}) \quad (5.155)$$

worin  $\tau = t - t_l$  ein neuer Zeitmaßstab ist.

Es wird in eine  $p$ -Funktion transformiert:

$$U_{B2} = - \left( \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_i} U_i - U_{B20} \right) \frac{1}{1 + T_3 \cdot p} \sigma(t) \quad (5.156)$$

Vom Zeitpunkt  $t = t_l$  an ist die Diode D in Fig. 5.24 nicht mehr in Sperrrichtung vorgespannt sondern beginnt zu leiten. Betrachtet man sie als idealen Schalter, so kann man sagen, daß vom Zeitpunkt  $t = t_l$  an (bzw.  $\tau = 0$ ) die Spannung über der Diode Null ist; der ideale Schalter ist geschlossen. Die Auswirkung auf die Schaltung läßt sich dadurch berücksichtigen, daß man eine Spannungsquelle  $U_d$  an Stelle der Diode einführt, gleich, jedoch mit umgekehrten Vorzeichen gegenüber  $U_{B2}$ . Dies ist in Fig. 5.26 dargestellt. Da  $U_d = -U_{B2}$ , muß vom Ausdruck (5.156) her gelten

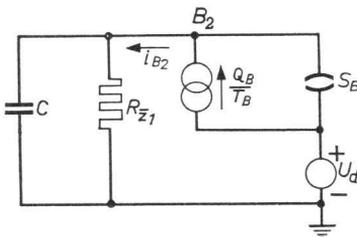


Fig. 5.26

$$U_d = \left( \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_i} U_i - U_{B20} \right) \frac{1}{1 + T_3 \cdot p} \sigma(t) \quad (5.157)$$

Diese Spannung verursacht einen Strom  $i_{B2}$  und entsprechend baut sich eine Ladung  $Q_B$  im Basisraum auf, entsprechend der Differentialgleichung

$$i_{B2} = \frac{Q_B}{T_B} + \frac{dQ_B}{d\tau} \quad (5.158)$$

Aus Fig. 5.26 ergibt sich für den Basisstrom:

$$i_{B2} = \frac{U_d (1 + p R_{\Sigma 1} C)}{R_{\Sigma 1}} \quad (5.159)$$

wobei  $R_{\Sigma 1}$  die Parallelschaltung von  $R_{\Sigma}$  und  $R_t$  bezeichnet, also gilt

$$R_{\Sigma 1} = \frac{R_t R_{\Sigma}}{R_t + R_{\Sigma}} \quad (5.160)$$

Aus (5.147) und (5.150) folgt

$$R_{\Sigma 1} C = T_3 \quad (5.161)$$

so daß (5.159) auch folgendermaßen geschrieben werden kann:

$$i_{B2} = \frac{U_d (1 + T_3 p)}{R_{\Sigma 1}} \quad (5.162)$$

Die Kombination von (5.157) und (5.162) liefert

$$i_{B2} = \left( \frac{U_t}{R_t} - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma 1}} \right) \sigma(\tau) \quad (5.163)$$

Die Substitution von  $i_{B2}$  in die Differentialgleichung (5.158) resultiert in einer Gleichung entsprechend (5.89), und die Lösung für  $Q_B$  lautet:

$$Q_B = \left( \frac{U_t}{R_t} - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma 1}} \right) T_B (1 - e^{-\frac{\tau}{T_B}}) \quad (5.164)$$

Der Kollektorstrom von Transistor II hat folgende Form:

$$i_{C2} = \frac{Q_B}{T_C} = \beta \left( \frac{U_t}{R_t} - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma 1}} \right) (1 - e^{-\frac{\tau}{T_B}}) \quad (5.165)$$

und in  $p$ -Schreibweise

$$i_{C2} = \beta \left( \frac{U_t}{R_t} - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma 1}} \right) \frac{1}{1 + T_B \cdot p} \sigma(\tau) \quad (5.166)$$

Dieser Stromgenerator arbeitet auf eine Schaltung wie in Fig. 5.27 wiedergegeben, und worin die Basiszone  $B_1$  dargestellt ist wie sie im anfänglichen (Ruhe-) Zustand war, d.h. für  $\tau < 0$ .  $i_{C2}$  verursacht das Abfallen von  $i_{B1}$

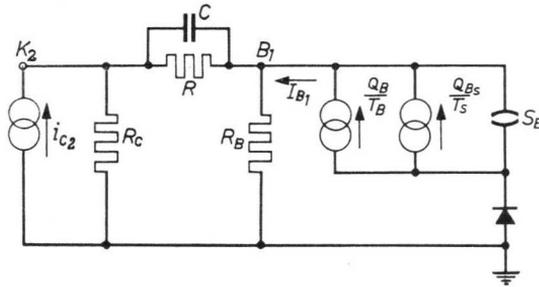


Fig. 5.27

und die Überschußladung  $Q_{BS}$  im Basisraum  $B_1$  wird abgebaut. Es ist unser Ziel die Zeit  $\tau = \tau_v$  zu finden, die erforderlich ist, um  $Q_{BS}$  auf Null zu bringen, denn von diesem Augenblick an fängt der Kollektorstrom  $I_{C1}$  von Transistor  $I$  an zu fallen und die Basisspannung  $B_2$  folgt entsprechend. Den hierdurch bestimmten Zeitpunkt betrachten wir als den Beginn des endgültigen Umschaltens des Multivibrators.

So lange Transistor  $I$  leitet, ist sein Basispotential  $B_1$  Null und  $R_B$  ist durch die Basis-Emitterstrecke kurzgeschlossen. Folglich lautet der Anteil von  $i_{B1}$ , der durch den Stromgenerator  $i_{C2}$  verursacht wird,

$$i_{B12} = \frac{R_C}{R_C + \frac{R}{1 + pT}} i_{C2} \quad (5.167)$$

Er fließt gegenüber  $I_{B1}$  in umgekehrter Richtung. Führt man (5.166) ein, so ergibt sich

$$i_{B12} = R_C \frac{1 + pT}{(R_C + R + pTRC)(1 + T_B p)} \beta \left( \frac{U_t}{R_t} - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma 1}} \right) \sigma(\tau) \quad (5.168)$$

Dieser Stromanteil verursacht eine Abnahme der in der Basis vorhandenen Ladung nach der Differentialgleichung

$$I_{B1} - i_{B12} = \frac{q}{T_S} + \frac{dq}{d\tau} + \frac{Q_B}{T_B} \quad (5.169)$$

so lange der Transistor übersteuert ist.

Die Anfangsbedingung lautet:  $\tau \leq 0$ ;  $q = Q_{BS}$ , der Betrag der Überschubladung. Wenn  $q = 0$  wird, beginnt der Kollektorstrom von Transistor  $I$  zu fallen und zwar im derart definierten Zeitpunkt  $\tau = \tau_v$ . Dieser Wert muß aus der Beziehung (5.169) errechnet werden.

Führt man darin (5.129) ein, so ergibt sich

$$\frac{Q_{BS}}{T_S} - i_{B12} = \frac{q}{T_S} + \frac{dq}{d\tau} \quad (5.170)$$

(5.168) kann umgeschrieben werden

$$i_{B12} = \frac{R_C}{R_C + R} \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma 1}} \right) \frac{1 + pT}{(1 + T_4 p)(1 + T_B p)} \sigma(\tau) \quad (5.171)$$

wobei

$$T_4 = \frac{R_C}{R_C + R} T \quad (5.172)$$

Dieser Ausdruck wird in die Zeitfunktion umgeschrieben:

$$i_{B12} = \frac{R}{R_C + R} \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma 1}} \right) \left[ \frac{1 + (T_4 - T) e^{-\frac{\tau}{T_4}} - (T_B - T) e^{-\frac{\tau}{T_B}}}{T_B - T_4} \right] \quad (5.173)$$

Die Lösung für  $q$  aus den Zusammenhängen (5.170) und (5.173) lautet:

$$q = Q_{BS} - iT_S (1 - e^{-\frac{\tau}{T_S}}) - i \frac{AT_S T_4}{T_4 - T_S} (e^{-\frac{\tau}{T_4}} - e^{-\frac{\tau}{T_S}}) + i \frac{BT_S T_B}{T_B - T_S} (e^{-\frac{\tau}{T_B}} - e^{-\frac{\tau}{T_S}}) \quad (5.174)$$

mit

$$i = \frac{\beta R_C}{R_C + R} \left( \frac{U_i}{R_i} - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma 1}} \right) \quad (5.175)$$

$$A = \frac{T_4 - T}{T_B - T_4} \quad (5.176)$$

$$B = \frac{T_B - T}{T_B - T_4} \quad (5.177)$$

Aus (5.174) findet man  $\tau_v$  mit  $q = 0$ ;  $\tau = \tau_v$ . Die Gleichung, aus der  $\tau_v$  zu bestimmen ist, lautet folgendermaßen

$$\frac{Q_{BS}}{iT_S} = 1 - e^{-\frac{\tau_v}{T_S}} + A \frac{T_4}{T_4 - T_S} (e^{-\frac{\tau_v}{T_4}} - e^{-\frac{\tau_v}{T_S}}) - B \frac{T_B}{T_B - T_S} (e^{-\frac{\tau_v}{T_B}} - e^{-\frac{\tau_v}{T_S}}) \quad (5.178)$$

Aus (5.129) und (5.130) folgt

$$\frac{Q_{BS}}{T_S} = I_{B1} - \frac{I_{C1}}{\beta} \quad (5.179)$$

Hiermit läßt sich (5.178) in folgenden Ausdruck umschreiben:

$$\frac{I_{B1} - \frac{I_{C1}}{\beta}}{i} = 1 - e^{-\frac{\tau_v}{T_S}} + A \frac{T_4}{T_4 - T_S} (e^{-\frac{\tau_v}{T_4}} - e^{-\frac{\tau_v}{T_S}}) - B \frac{T_B}{T_B - T_S} (e^{-\frac{\tau_v}{T_B}} - e^{-\frac{\tau_v}{T_S}}) \quad (5.180)$$

Wiederum kann man hieraus  $\tau_v$  nicht explizit gewinnen, sondern man kann den richtigen Wert nur durch das Einsetzen von Zahlenwerten ermitteln.

### 5.2.3.3 NUMERISCHES BEISPIEL

Die Werte von  $t_v$  und  $t_2$  des Abschnittes 5.2.3.1 und  $t_l$  und  $\tau_v$  des Abschnittes 5.2.3.2 sollen für einen Multivibrator bestimmt werden, der die folgenden Bauelemente, Spannungen und Transistoreigenschaften hat:

Spannungen:  $U_{OC} = U_{OB} = -6,3 \text{ V}$

Schaltung:  $R_C = 3,3 \text{ k}\Omega$ ,  $R = 12 \text{ K}\Omega$ ,  $R_B = 56 \text{ K}\Omega$ ,  $C = 220 \text{ pF}$

Transistor:  $\beta = 100$  ( $\alpha = 0,99$ ),  $\omega = 2 \cdot \pi \cdot 15 \text{ MHz}$  (Mittlerer OC 44)

Steuerspannung:  $U_i = 3 \text{ V}$ , Innenwiderstand  $R_i = 3,3 \text{ K}\Omega$

Diese Daten reichen für die Errechnung folgender Größen:

$$I_{B1} = 0,3 \text{ mA}, I_{C1} = 2 \text{ mA}, U_{B20} = 1 \text{ V}$$

$$T_B = 1,3 \mu\text{s}$$

$$T = 2,6 \mu\text{s}, T_1 = 2,16 \mu\text{s}, T_2 = 2,14 \mu\text{s}, T_3 = 0,53 \mu\text{s}, T_4 = 0,56 \mu\text{s};$$

$$R_Z = 10 \text{ k}\Omega, R_{Z1} = 2,5 \text{ k}\Omega$$

Da die inversen Größen  $\omega_I$  und  $\alpha_I$  unbekannt sind, kann der Wert für  $T_S$  mit  $1 \mu\text{s}$  nur grob geschätzt werden. (Da der Transistor nicht symmetrisch ist, muß  $T_S$  kleiner als  $T_B$  sein, wie in dem im Abschnitt 5.2.1 erwähnten Artikel gezeigt wird.)

Geht man mit diesen Werten in den Ausdruck (5.134) hinein, so ergibt sich für

$$\begin{array}{ll} & t_v = 267 \text{ ns} \\ \text{Aus (5.145) erhält man:} & t_2 = 7 \text{ ns} \\ \text{aus (5.153):} & t_l = 310 \text{ ns} \\ \text{aus (5.180):} & \tau_v = 130 \text{ ns} \end{array}$$

Die Größen wurden ebenfalls mit einem Oszillographen hinreichender Auflösung gemessen. Wegen der zu erwartenden Streuungen wurden 22 Exemplare vom OC44 genommen. Die gemittelten Meßergebnisse waren folgende:

$$\begin{array}{ll} t_v = 205 \text{ ns}, & t_2 = 90 \text{ ns} \\ t_l = 342 \text{ ns}, & \tau_v = 127 \text{ ns} \end{array}$$

Streuungen:

$$\begin{array}{ll} t_v \text{ max} = 510 \text{ ns}, & t_v \text{ min} = 55 \text{ ns} \\ t_2 \text{ max} = 130 \text{ ns}, & t_2 \text{ min} = 70 \text{ ns} \\ t_l \text{ max} = 370 \text{ ns}, & t_l \text{ min} = 310 \text{ ns} \\ \tau_v \text{ max} = 210 \text{ ns}, & \tau_v \text{ min} = 55 \text{ ns} \end{array}$$

Betrachtet und vergleicht man die Ergebnisse von Rechnung und Messung, so sind einige bemerkenswerte Tatsachen festzustellen.

Zum ersten stimmen die gerechneten und gemessenen Werte sehr gut überein, mit Ausnahme von  $t_2$ . Zum anderen sind die Streuungen bei den Meßwerten für  $t_v$  und  $\tau_v$  viel größer als bei  $t_2$  und  $t_l$ . Diese Tatsachen sollen etwas ausführlicher diskutiert werden.

Beginnt man mit der zweiten Bemerkung, so kann festgestellt werden, daß  $t_v$  und  $\tau_v$  grundsätzlich von den Transistoreigenschaften her bestimmt werden, und zwar im einzelnen durch den Stromverstärkungsfaktor und durch die Grenzfrequenz. Entsprechend den veröffentlichten Daten können die Streuungen bei der Kollektor-Basis-Stromverstärkung  $\beta$  von 45 bis 225 reichen und in bezug auf die  $\alpha$ -Grenzfrequenz von 7,5 bis 30 MHz. Hierdurch erklären sich die erheblichen Streuungen in den Verzögerungszeiten durch Speichereffekt  $t_v$  und  $\tau_v$ . Die Größen  $t_2$  und  $t_l$  sind weit weniger von

den Transistoreigenschaften abhängig (bei den getroffenen Annahmen ist  $t_1$  sogar völlig unabhängig von ihnen!). (Vergl. (5.153)).

Der Wert von  $t_2$  hängt von  $\beta$  und  $T_B$  ab (vgl. 5.145)). Deshalb sind die Streuungen bei  $t_2$  auch größer als bei  $t_1$ .

Der gemessene Wert von  $t_2$  ist allerdings so viel größer als der berechnete, daß ganz augenscheinlich irgendwo eine unzulässige Annahme getroffen wurde.

Im Ersatzschaltbild des Transistors (Fig. 5.19 und 5.20) wurden der Basisbahnwiderstand  $r_{bb'}$  und die Emitter- und Kollektorsperrschichtkapazitäten vernachlässigt. Es ist zu erwarten, daß letztere einen Einfluß auf die Geschwindigkeit haben, mit der ein gesperrter Transistor leitend gemacht

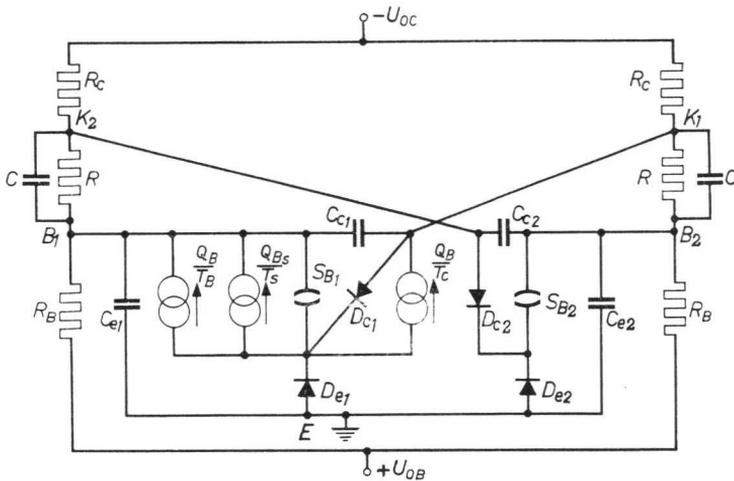


Fig. 5.28

werden kann, da sie das Wirksamwerden von plötzlichen Spannungssprüngen zwischen Basis und Emitter verhindern. In Fig. 5.28 ist die Schaltung des bistabilen Multivibrators abermals wiedergegeben. Sie beinhaltet die Ersatzschaltung des leitenden Transistors *I* und des gesperrten Transistors *II*, in welchen aber die Sperrschichtkapazitäten am Emitter ( $C_e$ ) und Kollektor ( $C_c$ ) berücksichtigt wurden. Darüberhinaus wurden die Kollektor-Basis-Diodenstrecken  $D_{c1}$  und  $D_{c2}$  mit aufgenommen. Der gesperrte Transistor *II* setzt voraus, daß beide Dioden  $D_{e2}$  und  $D_{e1}$  in Sperrrichtung vorgespannt sind (offener Schalter), während der leitende Transistor *I* das Leiten der Diode  $D_{e1}$  erfordert (geschlossener Schalter). Transistor *I* leitet jedoch so kräftig, daß er übersteuert ist, womit auch Diode  $D_{c1}$  in Vorwärtsrichtung gepolt ist. Die Betrachtung von  $D_{c1}$  und  $D_{e1}$  als ideale Schalter bedeutet den

Kurzschluß von  $K_1$  und  $B_1$  zum Emitter (Erdpotential). In diesem Falle kann der Einfluß der Sperrschichtkapazitäten vernachlässigt werden, wenn man an der Basis des leitenden Transistors steuert. An der Basis des nichtleitenden Transistors ist allerdings der äußere Basiswiderstand  $R_B$  nicht mehr die alleinige Impedanz zwischen Basis und Erde, sondern er muß als durch die Gesamtkapazität

$$C' = C_{e2} + \frac{C_{c2} \cdot C}{C_{c2} + C} \quad (5.181)$$

überbrückt angesehen werden

In Fig. 5.25 muß diese Kapazität  $C'$  parallel zu  $R_E$  und  $C$  liegend eingefügt werden. Hierdurch wächst die Zeitkonstante  $T_3$  um den Faktor  $\frac{C + C'}{C}$ .

Ferner ersieht man, daß entsprechend Gleichung (5.153) der Wert von  $t_l$  um den gleichen Faktor zunehmen muß. Um eine Vorstellung von der Größe von  $C'$  zu bekommen, können wir den neuen Wert für  $t_l$  als den gemessenen Mittelwert  $t_l$  gleich ansehen, so daß  $\frac{C + C'}{C} = \frac{342}{310}$ . Hieraus berechnet sich  $C'$  zu 23 pF.

Diesen Wert kann man benutzen, um den Einfluß von  $C_{e2}$  und  $C_{c2}$  auf die Größe von  $t_2$  zu berechnen. Zu diesem Zweck muß  $C'$  in Fig. 5.23 über  $R_B$  gelegt werden. Dies ist jedoch nicht die einzige Korrektur, die durchgeführt werden muß. Es ist noch der Fall zu betrachten, daß Transistor  $I$  nicht mehr übersteuert ist, so daß Diode  $D_{e1}$  nunmehr in Sperrichtung vorgespannt ist (offener Schalter). Dies bedeutet die zusätzliche Parallelschaltung einer Kapazität der Größe  $C_{c1}$  zum Widerstand  $R_C$  in Fig. 5.23. Hierdurch wird nun der Ausdruck für  $U_{B2}$  viel komplizierter. Um eine Vorstellung vom Einfluß von  $C'$  und  $C_{c1}$  zu bekommen, wurde der Ausdruck (5.137) für  $i_{C1t}$  zu einer Sprungfunktion vereinfacht

$$i_{C1t} = \frac{I_{C1}}{t_0} \sigma(t) \quad (5.182)$$

wobei  $t_0$  aus (5.137) berechnet werden kann, da  $i_{C1t} = -I_{C1}$  (oder  $i_{C1} = 0$ ) zum Zeitpunkt  $t_0$ :

$$t_0 = T_B \ln \frac{I_{C1} + \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right)}{\beta \left( \frac{V_i}{R_i} - I_{B1} \right)} \quad (5.183)$$

Beim Einsetzen von Zahlenwerten ergibt sich  $t_0 = 42$  ns

Eine erneute Berechnung von  $U_{B2}$  mit Hilfe der korrigierten Fig. 5.23 und mit Gleichung (5.182) liefert für  $t_2$  einen Wert von etwa 40 ns, was dem gemessenen Wert spürbar näher kommt. Wir hatten zur Berechnung von  $C'$  den Mittelwert von  $t_2$  genommen, der aber nur ein Mittel von 22 Exemplaren darstellt. Der wirkliche statistische Mittelwert von einer großen Zahl von Transistoren könnte höher sein. Dies ist sogar zu erwarten, da sich mit dem veröffentlichten Mittelwert für  $C_e$  (10,5 pF) der Wert von  $C_e$  nach Gleichung (5.181) zu 13 pF ergibt. Dies ist ein sehr kleiner Wert, da die Sperrspannung zwischen Emitter und Basis viel kleiner als die zwischen Kollektor und Basis ist.

Schlußfolgernd kann festgestellt werden, daß die Diskrepanz zwischen berechnetem und gemessenem Wert für  $t_2$  durch den Einfluß der Sperrschichtkapazitäten zu erklären ist.

#### 5.2.3.4 DIE VERZÖGERUNGSZEIT BEIM ANSTEUERN

Die zum Umschalten des Multivibrators erforderliche Mindestzeit beträgt (wenn man die gemessenen Werte nimmt) im Falle der Ansteuerung mit einem positiven Spannungsimpuls an der Basis des leitenden Transistors 295 ns und bei Steuerung mit einem negativen Spannungsimpuls der gleichen Amplitude an der Basis des gesperrten Transistors 469 ns. Damit ist der ersten Art eindeutig der Vorzug zu geben.

Der Wert des Innenwiderstandes  $R_1$  beeinflußt die Schaltgeschwindigkeit. Der oben behandelte Fall stellt einen Zwischenzustand zwischen reiner Strom- und reiner Spannungssteuerung dar. Der Fall der Stromsteuerung kann in den Formeln sofort betrachtet werden, wenn man für  $\frac{U_i}{R_i}$  den Eingangsstrom  $I_i$  setzt und man  $R_1$  in den Ausdrücken für die Verzögerungszeiten als unendlich betrachtet. Gleichung (5.134) ändert sich nicht, wenn man für  $I_1$  den gleichen Wert wie für  $\frac{U_i}{R_i}$  einsetzt. Ebenso bleibt in (5.145) der alten Form erhalten.

Dagegen ändert sich Gleichung (5.153) mit  $R_1 = \infty$  zu

$$t_l = T_2 \ln \frac{1}{1 - \frac{U_{B20}}{R_{\Sigma} \cdot I_i}} \quad (5.184)$$

Bei den oben benutzten Zahlenwerten ergibt sich

$$t_l = 256 \text{ ns}$$

Dies stellt gegenüber dem bisherigen Fall ( $R_i = 3,3 \text{ K}\Omega$ ) eine leichte Verbesserung dar. In Gleichung (5.180) wird lediglich der Term  $i$  durch den Wert von  $R_i$  beeinflusst und wird für  $R_i = \infty$

$$i = \frac{\beta \cdot R_c}{R_c + R} \left( I_i - \frac{U_{B20}}{R_\Sigma} \right) \quad (5.185)$$

(Vgl. (5.175) und (5.160))

Mit den bekannten Zahlenwerten ergibt sich  $i = 17,2$  gegenüber 10,8 im ersten Beispiel. Das bedeutet, daß  $\tau_v$  für  $R_i = \infty$  kleiner wird. Also ist die Stromsteuerung günstig, wenn man den gesperrten Transistor einschalten will.

Die Spannungssteuerung ist für beide Arten der Multivibrator-Ansteuerung günstig. Aus (5.134) ersieht man sofort, daß  $t_v = 0$  wird für  $R_i = 0$  und einen endlichen Wert von  $U_i$ . Außerdem wird  $t_2 = 0$  sein, wie Gleichung (5.145) zeigt. Gleichung (5.153) wird zu

$$t_l = T_3 \ln \frac{1}{1 - \frac{U_{B20}}{U_i}}$$

Für  $R_i = 0$  wird auch  $t_l = 0$  da  $T_3$  entsprechend (5.150) zu Null wird. Schließlich kann man Gleichung (5.175) entnehmen, daß  $i = \infty$  für  $R_i = 0$  wird; dann ist nach (5.170)  $\tau_v = 0$ .

Reine Spannungssteuerung ist also günstig. In praktischen Fällen verhindert allerdings der Basisbahnwiderstand  $r_{bb'}$  die Art der Ansteuerung. Es sollte aber auf jeden Fall angestrebt werden, mit einem Spannungsgenerator möglichst kleinen Innenwiderstandes an der Basis zu steuern, so lange, bis der maximal zugelassene Bassstrom eine weitere Vergrößerung des Steuerstromes begrenzt.

#### 5.2.3.5 EMPFINDLICHKEIT

Die Empfindlichkeit ist mit Hilfe des minimalen Wertes von Eingangsspannung oder -strom definiert, der erforderlich ist, um den Punkt zu erreichen, wo der gesperrte Transistor zu leiten beginnt (im Fall der Steuerung an der Basis des leitenden Transistors) oder wo der leitende Transistor gerade aus der Sättigung herauskommt (im Fall der Ansteuerung des gesperrten Transistors). Diese Kriterien sind durch die Gleichungen (5.145 bzw. (5.180) ausgedrückt.

Die rechte Seite der Gleichung (5.145) kann als äußersten Wert (für  $t_2 = \infty$ ) die Größe

$$\left[ I_{C1} + \beta \left( \frac{U_i}{R_i} - I_{B1} \right) \right] \frac{R_B R_C}{R_C + R + R_B}$$

annehmen. Hierdurch wird der Grenzwert von  $U_i$  in folgender Weise definiert:

$$\frac{U_i \text{ grenze}}{R_i} = I_{B1} - \frac{I_{C1}}{\beta} + \frac{U_{B20}(R_C + R + R_B)}{\beta R_B R_C} \quad (5.186)$$

Nach Gleichung (5.180) wird der Grenzwert erreicht, wenn

$$i = I_{B1} - \frac{I_{C1}}{\beta}.$$

Aus (5.175) folgt dann weiter, daß

$$\frac{U_i \text{ grenze}}{R_i} = \frac{U_{B20}(R_\Sigma + R_i)}{R_\Sigma R_i} + \frac{R_C + R}{\beta R_C} \left( I_{B1} - \frac{I_{C1}}{\beta} \right) \quad (5.187)$$

ist. Für Ansteuerung mit einem Stromgenerator ( $R_i = \infty$ ) wird aus (5.186)

$$I_i \text{ grenze} = I_{B1} - \frac{I_{C1}}{\beta} + \frac{U_{B20}(R_C + R + R_B)}{\beta R_B R_C} \quad (5.188)$$

und aus (5.187)

$$I_i \text{ grenze} = \frac{U_{B20}}{R_\Sigma} + \frac{R_C + R}{\beta R} \left( I_{B1} - \frac{I_{C1}}{\beta} \right) \quad (5.189)$$

Im Falle der Spannungssteuerung ( $R_i = 0$ ) folgt aus (5.186)

$$U_i \text{ grenze} = 0 \quad (5.190)$$

und aus (5.187)

$$U_i \text{ grenze} = U_{B20} \quad (5.191)$$

Setzt man die vorher benutzten Zahlenwerte ein, so erhält man die folgenden Ergebnisse:

$$(5.188) \quad I_i \text{ grenze} = 0,284 \text{ mA}$$

$$(5.189) \quad I_i \text{ grenze} = 0,113 \text{ mA}$$

$$(5.186) \quad U_i \text{ grenze} = 0,94 \text{ V}$$

$$(5.187) \quad U_i \text{ grenze} = 1,37 \text{ V}$$

Bei Betrachtung der Ergebnisse von Rechnung und Messung kann man feststellen, daß die Steuerung an der Basis des leitenden Transistors zu bevorzugen ist, und zwar sowohl im Hinblick auf die Verzögerungszeit als auch auf die Empfindlichkeit.

### 5.2.3.6 DER GESAMTE UMSCHALTVORGANG

In den Abschnitten 5.2.3.1 und 5.2.3.2 wurden die Umschaltvorgänge beim Ansteuern des Multivibrators auf zwei verschiedene Arten so lange betrachtet, bis ein Punkt erreicht war, in dem Durchschalten zu erwarten war. Der Schaltvorgang ist zu diesem Zeitpunkt also noch keinesfalls abgeschlossen. Da bereits die Umschaltvorgänge zu Anfang nur durch einen sehr komplizierten Zusammenhang auszudrücken waren, werden die späteren Umschaltverhältnisse noch weit schwierigeren Gesetzen unterliegen, besonders da die Sperrschichtkapazitäten berücksichtigt werden müssen. Deshalb soll hier die vollständige Analyse des Umschaltprozesses nicht durchgeführt werden, sondern wir beschränken uns darauf, den Weg anzudeuten.

Wiederholt man das über den Umschaltvorgang im Abschnitt 5.2.3.1 Gesagte und verfolgt man den Prozess weiter, so geschieht folgendes:

Ein positiver Spannungs-Impuls wirkt auf die Basis  $B_1$  (Fig. 5.28) über den Generatorwiderstand  $R_i$ . Hierdurch beginnt der Abbau der Überschußladung  $Q_{BS}$ , die im Basisraum gespeichert ist. Nach einer Zeit  $t_v$  (Gleichung (5.134)) ist  $Q_{BS}$  verschwunden und  $Q_B$  beginnt abzunehmen, wodurch der Strom in den Kollektor  $K_1$  kleiner wird. Das Potential von  $U_{K1}$  war anfangs Null und fällt jetzt zu negativen Werten. Das Gleiche geschieht an der Basis  $B_2$ .  $U_{B2}$  beginnt mit dem positiven Betrag  $U_{B20}$  und geht auf einen negativen Wert. Im Nulldurchgang (zum Zeitpunkt  $t_v + t_2$ ) (Gleichung (5.145)) beginnt ein neuer Abschnitt des Umschaltvorganges, da jetzt der Basisstrom  $i_{B2}$  in den Transistor II hineinfließt, wodurch eine Ladung  $Q_B$  aufgebaut wird. Zur gleichen Zeit fließt ein Kollektorstrom  $i_{C2}$  in  $K_2$ . Der Basisstrom  $i_{B2}$  kann durch die Annahme einer Spannungsquelle  $-U_{B2}$  an Stelle der Diode  $D_{e2}$  berechnet werden. In Fig. 5.29 ist dieser Zu-

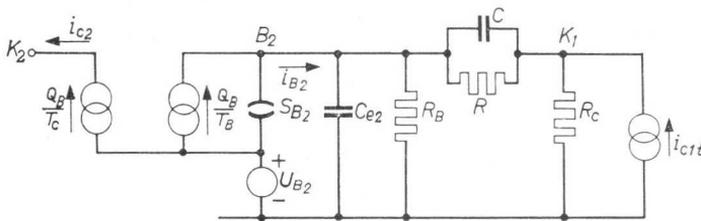


Fig. 5.29

stand unter Vernachlässigung der Kollektorsperrschichtkapazität  $C_c$  dargestellt. Führt man diese Vereinfachung nicht ein, so würde das Schaltbild zu kompliziert sein. Ohne diese Kapazitäten kann der Multivibrator in zwei Hälften unterteilt werden. Die eine davon ist in Fig. 5.29 wiedergegeben worin die Berechnung der Spannungen in den Punkten  $K_1$  und  $B_2$ , verursacht durch den Stromgenerator  $i_{C1t}$  und den Spannungsgenerator  $U_{B2}$ , möglich ist. Diese Spannungen müssen denen des Ruhezustandes überlagert werden. Weiterhin ist  $i_{B2}$  so wie  $Q_B$  und  $i_{C2}$  zu berechnen. Letzterer fließt in

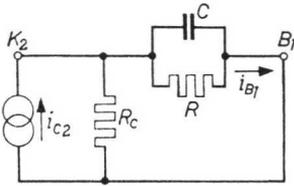


Fig. 5.30

dem anderen Teil der Multivibratorschaltung nach Fig. 5.30. Da Transistor  $I$  noch als leitend angenommen wird, ist seine Basis  $B_1$  nach Erde hin kurzgeschlossen. Es wird ferner angenommen, daß Transistor  $II$  den übersteuerten Zustand erreicht, bevor Transistor  $I$  gesperrt ist. So bald dies eintritt, wird  $K_2$  nach Erde kurzgeschlossen, und es muß eine Spannungsquelle gleich  $-U_{K2}$  von diesem Augenblick an zwischen  $K_2$  und Erde geschaltet werden.

Verschwindet der Eingangsstrom  $\frac{U_i}{R_i}$  so bald  $i_{C2}$  zu fließen beginnt, so ist letzterer für den weiteren Abbau der Ladung  $Q_B$  bestimmend, die noch im Basisraum vorhanden ist (genauer genommen die Komponente  $i_{B1}$ , die in Fig. 5.30 eingezeichnet ist). Der Transistor  $I$  ist vollständig gesperrt, so bald  $Q_B = 0$  geworden ist. Dann ist die Diode  $D_{e1}$  in Fig. 5.28 in Sperrrichtung vorgespannt. Sie muß deshalb von diesem Augenblick an durch einen Stromgenerator der Größe  $i_{B2}$  mit umgekehrten Vorzeichen ersetzt werden. Dies ist der letzte Vorgang während der gesamten Umschaltperiode.

Der Ansteuer-Vorgang, wie im Abschnitt 5.2.3.2 beschrieben, löst folgenden Umschaltprozess aus: Der negative Steuerimpuls an der Basis  $B_2$ , über  $R_i$  wirkend, veranlaßt das Potential von  $B_2$  dazu, von  $+U_{B20}$  auf einen negativen Wert zu fallen. Nach der Zeit  $t_l$  (entsprechend (5.153)) wird der Wert Null, und es beginnt ein Basisstrom  $i_{B2}$  im Transistor  $II$  zu fließen, der eine Ladung  $Q_B$  in der Basiszone aufbaut (Fig. 5.28). Entsprechend fließt dann auch ein Kollektorstrom  $i_{C2}$ . Letzterer bringt den Transistor  $I$  aus der Übersteuerung heraus. Dies geschieht nach einer weiteren Verzögerungszeit  $\tau_v$  entsprechend (5.180). Anschließend fällt  $i_{C1}$  durch den Rückgang der Ladung  $Q_{B1}$  im Transistor  $I$ . Dieser Kollektorstrom übernimmt jetzt die Aufgabe des Steuersignals  $\frac{U_i}{R_i}$ , und es wird eine Ladung in  $S_{B2}$

aufgebaut, die erforderlich ist, um Transistor *II* voll leitend zu machen. Ein weiterer Übergangszustand tritt ein, wenn Transistor *II* in das Übersteuerungsgebiet hineinkommt (dann muß eine Spannungsquelle als Ersatz der Diode  $D_{c2}$  eingebaut werden). Prinzipiell kann die Ladungsänderung in  $S_{B2}$  berechnet werden. Folglich ist die Zeitfunktion für  $i_{C2}$  bekannt, und damit ist die Berechnung von  $U_{K2}$  und  $i_{B1}$  möglich. Wenn  $Q_B$  im Transistor *I* abgebaut ist, so wird dieser gesperrt und ein neues Stadium wird eingeleitet, in dem die Diode  $D_{e1}$  durch einen entsprechenden Stromgenerator ersetzt werden muß.

Aus der Beschreibung wird deutlich, daß die vollständige Analyse des Umschaltvorganges zwar äußerst kompliziert aber prinzipiell möglich ist.

### 6.1 Einleitung

Mit den bisher behandelten Grundsaltungen der Impulstechnik als Bausteine läßt sich eine Reihe von elektronischen Anordnungen aufbauen, mit denen bestimmte logische Funktionen dargestellt werden können. Um eine bessere Lösung zu erzielen, ist es aber oftmals notwendig, einige weniger komplizierte Hilfsschaltungen einzuführen. Will man z.B. eine Anordnung erstellen, die, durch Taktgeberimpulse fester Frequenz gesteuert, z.B. logische Funktionen nachbilden soll, so ist es günstig, wenn man die Impulse mit Hilfe solcher Schaltungen, die als Torschaltungen bekannt sind, steuern kann. Derartige Torschaltungen können zwar auch mit Transistoren ausgerüstet werden, doch ist die Verwendung von Dioden einfacher und wirtschaftlicher. Im folgenden Abschnitt sollen diese Torschaltungen kurz beschrieben werden.

Eine andere häufig verwendete Schaltung stellt in diesem Anwendungsgebiet die Kollektorschaltung entsprechend der Anoden-Basisschaltung bei der Röhre — auch als Kathodenfolger bekannt — dar. Die Hauptaufgabe besteht in der Transformation der Innenwiderstände von Impulsquellen auf einen niedrigen Wert, so daß eine stärkere Belastung durch andere Schaltungsgebilde möglich wird. Deshalb soll auch dieser Schaltung einige Aufmerksamkeit geschenkt werden.

### 6.2. Tore

Ein Tor ist eine elektronische Anordnung, die Impulse in Abhängigkeit von bestimmten anliegenden Spannungsniveaus durchläßt oder sperrt. Ein Beispiel ist in Fig. 6.1 gegeben. Wie man daraus ersieht, wird nur ein Ausgangsimpuls von  $-5$  V im Punkt  $A$  erscheinen, wenn die Spannungen an den Punkten  $N_1, N_2$  bis  $N_n$  alle  $-5$  V betragen. Es ist also erforderlich, daß in Koinzidenz alle Niveaus negativ sein müssen, um den Eingangsimpuls  $P$  an den Ausgang gelangen zu lassen. Man nennt dies ein „Und-Tor“.

Eine andere Torschaltung ist in Fig. 6.2 wiedergegeben, die man auch

als „Oder-Tor“ bezeichnet, da sie jeden negativen Impuls passieren läßt, der an den Eingängen  $P_1$  oder  $P_2$  oder  $P_3$  oder  $P_n$  erscheint. Es handelt sich

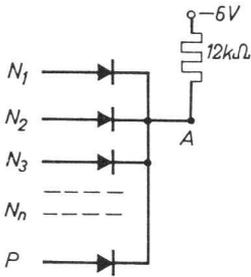


Fig. 6.1

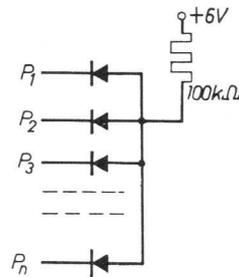


Fig. 6.2

lediglich um eine Pufferanordnung, die die rückwirkungsfreie Ankopplung mehrerer Eingänge an einen gemeinsamen Ausgang ermöglicht.

Eine geeignete Kombination von „Und“- und „Oder“-Toren ermöglicht die Realisierung einer Vielzahl von logischen Funktionen. Im letzten Kapitel soll dies durch eine praktische Anwendung gezeigt werden.

### 6.3. Der Emitter-Folger

Die Schaltung eines Emitter-Folgers ist in Fig. 6.3. wiedergegeben. Die Eigenschaften werden an Hand von Fig. 6.4 erörtert. Man ersieht, daß

$$I_B = \frac{U_E - U_i}{R_i} \quad (6.1)$$

$$U_E = -R_E (I_C + I_B) \quad (6.2)$$

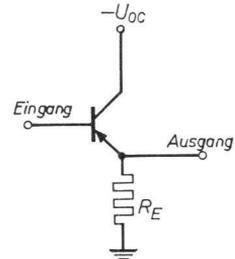


Fig. 6.3

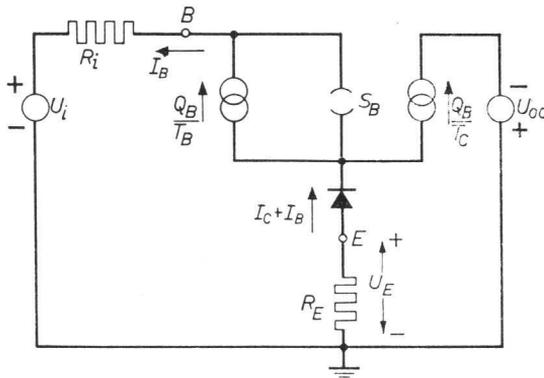


Fig. 6.4

Weiterhin ist

$$I_B = \frac{Q_B}{T_B} \quad (6.3)$$

$$I_C = \frac{Q_B}{T_C} \quad (6.4)$$

Es sei angenommen, daß  $U_i$  solche Größe hat, daß der Transistor stets leitend aber niemals übersteuert ist.

Bei Kombination der Gleichungen (6.2), (6.3) und (6.4) ergibt sich

$$U_E = -R_E \left( \frac{Q_B}{T_B} + \frac{Q_B}{T_C} \right) \quad (6.5)$$

und aus (6.1)

$$\frac{Q_B}{T_B} = \frac{U_E - U_i}{R_i} \quad (6.6)$$

Nach Eliminierung von  $Q_B$  folgt

$$U_E = \frac{(\beta + 1)R_E}{(\beta + 1)R_E + R_i} U_i \quad (6.7)$$

$$I_B = \frac{U_i}{(\beta + 1)R_E + R_i} \quad (6.8)$$

unter Berücksichtigung des früher abgeleiteten Zusammenhanges  $\frac{T_B}{T_C} = \beta$ .

Für den Fall  $(\beta + 1)R_E \gg R_i$  ist die Ausgangsspannung  $U_E$  praktisch gleich der Eingangsspannung  $U_i$ .

Das Übergangsverhalten des Emitterfolgers kann bestimmt werden, indem man sich einen Spannungssprung an den Eingang gelegt denkt. Für  $t < 0$  sei  $U_i = -U_1$ , und damit

$$U_E = -\frac{(\beta + 1)R_E}{(\beta + 1)R_E + R_i} U_1 \quad (6.9)$$

Für  $t > 0$  sei die Eingangsspannung  $U_i = U_2$ . Dann beschreibt die Differentialgleichung

$$I_B = \frac{Q_B}{T_B} + \frac{dQ_B}{dt} \quad (6.10)$$

die durch den Spannungsprung verursachte Änderung der Ladung  $Q_B$ . Wenn die Lösung für  $Q_B$  vorliegt, so sind damit gleichzeitig die Gleichungen für Basisstrom, Kollektorstrom und Ausgangsspannung  $U_E$  bekannt.

Es gelten folgende Gleichungen:

$$U_E = -R_E(I_B + I_C) \quad (6.11)$$

$$I_C = \frac{Q_B}{T_C} \quad (6.12)$$

$$U_E + U_2 = R_i I_B \quad (6.13)$$

Aus (6.10), (6.11), (6.12) und (6.13) errechnet sich

$$-\frac{U_2}{R_E + R_i} = \frac{Q_B}{T} + \frac{dQ_B}{dt} \quad (6.14)$$

mit

$$T = \frac{R_E + R_i}{(\beta + 1) R_E + R_i} T_B \quad (6.15)$$

Die Lösung für  $Q_B$  lautet:

$$Q_B = T \frac{U_2}{R_E + R_i} + \left[ Q_B(0) - T \frac{U_2}{R_E + R_i} \right] e^{-\frac{t}{T}} \quad (6.16)$$

Dabei bedeutet  $Q_B(0)$  den Wert von  $Q_B$  bei  $t = 0$ , welcher durch die Ausdrücke (6.3) und (6.8) beschrieben ist.

$$Q_B(0) = T_B \frac{U_1}{(\beta + 1) R_E + R_i} \quad (6.17)$$

Somit folgt

$$Q_B = T_B \frac{U_2}{(\beta + 1) R_E + R_i} + T_B \frac{U_1 - U_2}{(\beta + 1) R_E + R_i} e^{-\frac{t}{T}} \quad (6.18)$$

Aus (6.10) ergibt sich dann weiter

$$I_B = \frac{U_2 \beta (U_1 - U_2) \frac{R_E}{R_E + R_i} e^{-\frac{t}{T}}}{(\beta + 1) R_E + R_i} \quad (6.19)$$

und aus (6.12)

$$I_C = \beta \frac{U_2 + (U_1 - U_2) e^{-\frac{t}{T}}}{(\beta + 1) R_E + R_i} \quad (6.20)$$

Setzt man die gefundenen Ausdrücke für  $I_B$  und  $I_C$  in Gleichung (6.11) ein, erhält man

$$U_E = -R_E \frac{(\beta + 1) U_2 + \beta (U_1 - U_2) \frac{R_i}{R_E + R_i} e^{-\frac{t}{T}}}{(\beta + 1) R_E + R_i} \quad (6.21)$$

Bei reiner Spannungssteuerung an der Basis ( $R_i = 0$ ) ergibt sich für die Ausgangsspannung aus (6.21)

$$U_E = -U_2$$

und damit ein genaues Abbild des Spannungssprunges am Eingang. Tatsächlich ist aber mindestens immer der Basisbahnwiderstand  $r_{bb'}$  in Serie mit dem Spannungsgenerator vorhanden, doch wird, so lange  $r_{bb'} < (\beta + 1)R_E$  ist, der Ausgangsimpuls immer eine sehr steile Flanke aufweisen. Für die Zeitkonstante gilt angenähert

$$T \approx T_B \frac{R_E + r_{bb'}}{(\beta + 1) R_E + r_{bb'}} \quad (6.22)$$

und unter der weiteren Annahme, daß  $r_{bb'} \ll R_E$  ist,

$$T \approx \frac{T_B}{\beta + 1} \quad (6.23)$$

Schließlich läßt sich jetzt der Innenwiderstand des Emitterfolgers zwischen den Punkten  $E$  und Erde (Fig. 6.4) leicht bestimmen. Er ist

$$R_{\text{Aus}} = \frac{R_E R_i}{(\beta + 1) R_E + R_i} \quad (6.24)$$

wofür sich als Minimalwert

$$R_{\text{Aus}_{\text{min}}} = \frac{R_E r_{bb'}}{(\beta + 1) R_E + r_{bb'}} \approx \frac{r_{bb'}}{\beta + 1} \quad (6.25)$$

ergibt. Bei Spannungssteuerung am Eingang ist der Ausgangswiderstand

des Emittterfolgers extrem klein, so daß eine erhebliche Belastung möglich wird.

Diese Widerstandswandlung läßt sich gut in Zusammenhang mit einer der oben erwähnten Torschaltungen anwenden. Die Schaltung eines an einen Emittterfolger gekoppelten „Und“-Tores ist in Fig. 6.5 dargestellt. Natürlich kann man das Gleiche auch auf ein „Oder“-Tor anwenden.

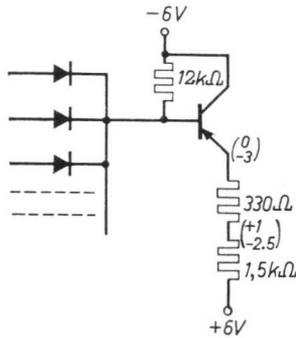


Fig. 6.5

7.1. Einleitung

In diesem abschließenden Kapitel sollen einige Schaltungen angeführt werden, die sich aus der Kombination der in den bisherigen Kapiteln erörterten Grundschaltungen der Impulstechnik zusammensetzen und somit einige logische Funktionen darstellen. Es sei dabei die Hoffnung zum Ausdruck gebracht, daß sich die Darlegungen bestätigen, die in den ersten Sätzen des 2. Kapitels wiedergegeben sind.

7.2. Anwendungen des bistabilen Multivibrators

Verwendet man den bistabilen Multivibrator als Frequenzteiler, so ist leicht einzusehen, daß eine Hintereinanderschaltung von  $n$  derartigen Multivibratoren als ein binär arbeitender Zähler verwendet werden kann. Er hat eine Kapazität von  $2^n$  Zählschritten. Das entsprechende Blockschaltbild ist in Fig. 7.1 wiedergegeben. Jedes Kästchen deutet darin einen bistabilen

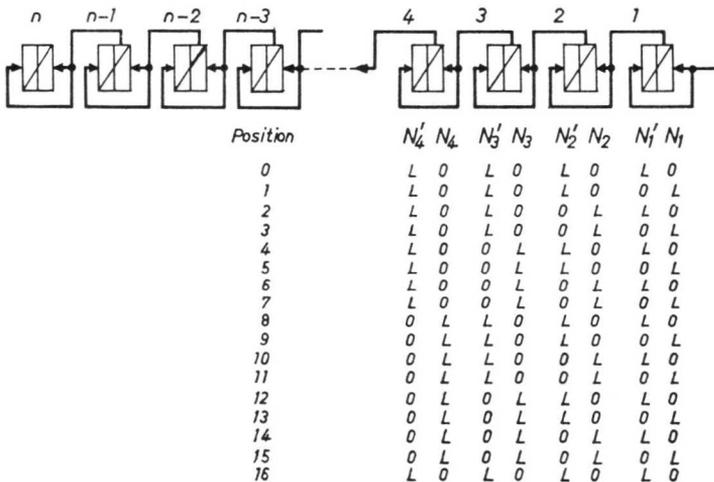


Fig. 7.1



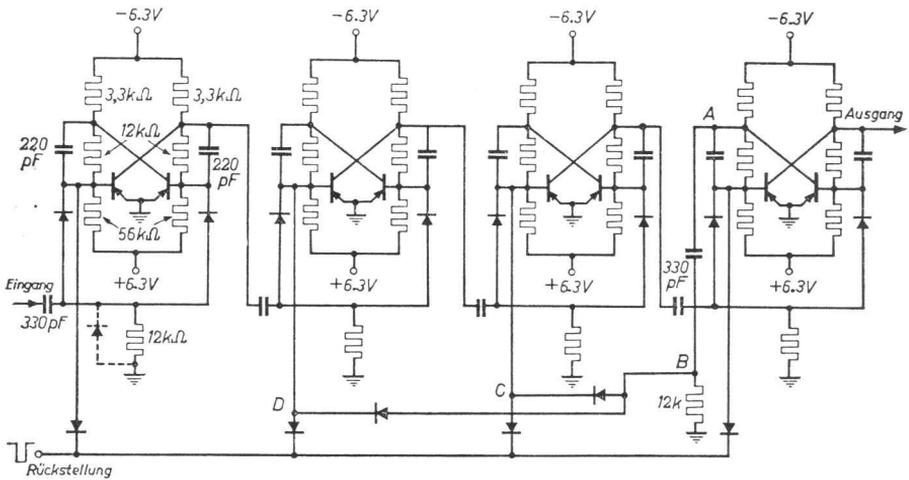


Fig. 7.3

her vertretbare Grenze sollte man jedoch bei 0,5 MHz ziehen. Es ist ratsam, in der Eingangsstufe an Stelle des Widerstandes  $R_1$  eine Siliziumdiode OA 200 zu verwenden, die die Rückflanke des Steuerimpuls und damit die Zählgeschwindigkeit verbessert. Diese Diode ist in Fig. 7.2 gestrichelt eingezeichnet. Die anderen Dioden entsprechen dem Typ OA85.

Führt man die Rückkopplung von bestimmten Stufen zu anderen in geeigneter Weise durch, so erhält man Zähler, die in jedem beliebigen anderen, vom binären abweichenden System zählen. Einen wichtigen Sonderfall stellt das Dezimalsystem dar. Eine der verschiedenen Realisierungsmöglichkeiten ist in Fig. 7.3 wiedergegeben. Von der letzten Stufe führt ein Rückkopplungszweig zur dritten und zweiten über die Verbindungen ABC und ABD. Die Arbeitsweise ist folgende: Beginnt man mit der Stellung „Null“, so verändern die ersten sieben Eingangsimpulse die Stellung der letzten Flip-Flop-Stufe nicht (vgl. das Schema von Fig. 7.1). Damit ist die Rückkopplung noch unwirksam. Beim achten Impuls jedoch wird die letzte Stufe umgeschaltet und  $N4'$  springt von „L“ auf „0“. Dies bedeutet einen positiven Spannungssprung, der über die Rückführungszweige an die Basen C und D der dritten und zweiten Stufe gelangt. Letztere werden damit wieder umgeschaltet, d.h. der Zähler springt ohne Eingangsimpuls selbsttätig von der binären „8“ auf die binäre „14“ (vgl. das Schema von Fig. 7.1). Das Ergebnis der Rückkopplung ist das automatische Weiterschalten um 6 Positionen, wodurch ein Dezimalzähler entstanden ist. Man kann leicht einsehen, daß die Rückkopplung nicht in Tätigkeit tritt, wenn von der binären „15“ (dezimal „9“) auf die binäre „16“ (dezimal „10“ bzw. „0“)

geschaltet wird, da das Niveau  $N_4'$  von „0“ auf „L“ springt, und der negative Impuls wegen der in den Rückkopplungszweigen  $BC$  und  $BD$  liegenden Dioden nicht wirksam werden kann. Hingegen geht das Niveau  $N_4$  von Position „L“ auf „0“ und verursacht einen positiven Impuls am Ausgang, wodurch z.B. ein nachfolgender Dezimalzähler gesteuert werden könnte. Dieser Impuls stellt einen Übertrag vom Einer-Zähler auf den Zehner-Zähler dar. Ein dritter, mit dem zweiten in Kaskade geschalteter Zähler würde in der gleichen Weise den Übertrag des zweiten verarbeiten usw. Auf diese Weise kann eine Dezimalzahl, bestehend aus einer Vielzahl dezimaler Schritte, gezählt werden.

Man kann den Dezimalzähler aber auch als einen Speicher für Dezimalzahlen betrachten. Wenn der Zähler eine Anzahl von Impulsen erhalten hat, so hat er eine bestimmte Stellung eingenommen, die dieser Impulszahl entspricht, und es ist mit Hilfe geeigneter Anzeigesysteme, z.B. mit der oben erwähnten DM160, möglich, den Speicherinhalt mit dem Auge direkt abzulesen. Allerdings wird man in den meisten Anwendungsfällen, speziell bei Rechenmaschinen, Wert darauf legen, den Speicherinhalt elektronisch herauszulesen und zwar in einer Weise, die es ermöglicht, die gespeicherte Zahl wieder in eine Folge von Impulsen umzuwandeln, deren Anzahl genau der gespeicherten Zahl entspricht.

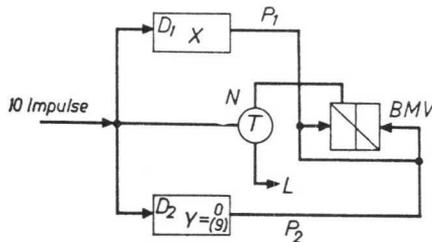


Fig. 7.4

Eine Möglichkeit hierfür ist in Fig. 7.4 schematisch angedeutet. In dieser Figur stellen die Kästchen  $D_1$  und  $D_2$  Dezimalzähler dar, z.B. von der in Fig. 7.3 gezeigten Art. In der Sprache der Rechenmaschinenteknik werden die Zähler als Register bezeichnet. Wir nehmen an, Register  $D_1$  hat eine Zahl zwischen  $0 \dots 9$  gespeichert, während  $D_2$  in Nullstellung steht. Nun wird eine Folge von 10 Impulsen an den Eingang beider Register gelegt. Es werden dann beide zu einem bestimmten Zeitpunkt einen Ausgangsimpuls ( $P_1$  bzw.  $P_2$ ) an einen bistabilen Multivibrator  $BMV$  abgeben.  $P_2$  erscheint immer gerade dann, wenn der 10. Impuls kommt. Wann hingegen

der Impuls  $P_1$  erscheint, hängt vom Inhalt von  $D_1$  ab. In Fig. 7.5 ist der Fall dargestellt, in dem der Inhalt  $x = 3$  ist. Demzufolge erscheint  $P_1$  beim 7. Eingangsimpuls. Hierdurch wird der *BMV* umgeschaltet, der als

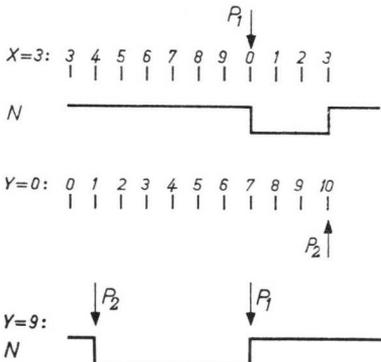


Fig. 7.5

Niveauschalter arbeitet und dadurch das Tor  $T$  steuert. Das Steuerniveau  $N$  wird negativ, Tor  $T$  wird geöffnet und läßt von diesem Augenblick an die Eingangsimpulse, die ebenfalls an das Tor geführt werden, passieren und zum Ausgang  $L$  gelangen. Beim 10. Impuls schaltet der nun auftretende Impuls  $P_2$  den *BMV* in die Ausgangslage zurück. Hierdurch wird Niveau  $N$  weniger negativ (praktisch Null) und Tor  $T$  wird wieder geschlossen. Das Tor hat auf diese Weise 3 Impulse durchgelassen, was gerade dem Inhalt von

Register  $D_1$  entspricht. Man beachte, daß so wohl  $D_1$  als auch  $D_2$  in ihren Ausgangszustand zurückgekehrt sind, so daß sich der Vorgang beliebig wiederholen läßt. Praktisch muß die Schaltung noch in gewisser Weise verfeinert werden, da sonst Schwierigkeiten auftreten könnten. So z.B., wenn der Inhalt von  $D_1$   $x = 0$  ist. In diesem Falle kommen  $P_1$  und  $P_2$  gleichzeitig, und es ist daher vorteilhaft,  $P_2$  um einen bestimmten Betrag zu verzögern, bevor er dem *BMV* zugeführt wird. Das Tor  $T$  ist ein „Und“-Tor (Fig. 6.1 und 6.5).

In einigen Fällen, beispielsweise bei der Subtraktion, ist es notwendig, nicht den Registerinhalt selber sondern das Neuner-Komplement zu erhalten, d.h. z.B. 6 Impulse an Stelle von 3. Dies läßt sich leicht erreichen, indem man für Register  $D_2$  als Ausgangsstellung die „9“ an Stelle der „0“ wählt. Der Niveauverlauf von  $N$  ist in Fig. 7.5 für  $y = 9$  dargestellt. Der Ausgangsimpuls  $P_2$  steuert nun sofort beim ersten Eingangsimpuls den *BMV* um und beim 7. Impuls schließt  $P_1$  das Tor wieder. Am Ausgang  $L$  erscheinen 6 Impulse.

Es dürfte abschließend noch eine allgemeine Bemerkung angebracht sein: Derselbe Eingangsimpuls, der das Tor öffnet oder schließt, soll nicht oder sicher durch das Tor gelangen. Dies kann geschehen, wenn die Impulse  $P_1$  und  $P_2$  in bezug auf den Eingangsimpuls, der sie erzeugt, etwas verzögert sind. Der *BMV* wird eine weitere Verzögerung haben. Da diese Verzögerungen aber nicht genau definiert sind, da sie von den Bauelemente- und Transistorsteuungen abhängen, ist es besser, eine andere Maßnahme zu

ergreifen. Eine davon besteht darin, negative Rechteckimpulse zur Steuerung der Flip-Flops zu verwenden, jedoch in solcher Weise, daß erst die positive Rückflanke den Umschalteffekt auslöst. Dann sind die negativen Impulse am Tor  $T$  verschwunden, ehe irgendeine Änderung im  $N$  stattgefunden haben kann. In dem Falle, daß das Tor geschlossen war, wird kein Ausgangsimpuls bei  $L$  erscheinen und im Falle, daß das Tor geöffnet war, wird der Eingangsimpuls voll bei  $L$  ankommen.

Eine Erweiterung der gerade beschriebenen Register-Lese-Schaltung ermöglicht die Multiplikation zweier einstelliger Dezimalzahlen. Das

Blockschaltbild ist in Fig. 7.6 wiedergegeben. Die beiden zu multiplizierenden Zahlen  $x$  und  $y$  stehen in den Registern  $D_1$  bzw.  $D_3$ . Eingangsimpulse  $P$  gelangen an verschiedene Stellen der Schaltung. Tor  $T$  zusammen mit den Registern  $D_1$  und  $D_2$  und dem BMV  $x$  entsprechen der Schaltung nach Fig. 7.4. Würde das Tor  $T$  nur durch das Niveau  $N$  gesteuert, so würde es  $x$  Impulse von jeweils 10 in das Register  $a_0$ ,  $a_1$ , den sogenannten Akkumulator, gelangen lassen. In Wirklichkeit wird Tor  $T$  aber auch durch das Niveau  $N_2$  gesteuert. Gemeinsam mit den Registern  $D_3$  und  $D_4$  und dem Flip-Flop BMV  $y$  bildet dies eine Lese-Anordnung

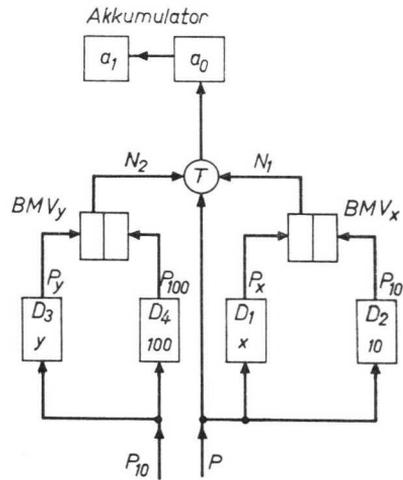


Fig. 7.6

für den Inhalt von Register  $D_3$ , der  $y$  ist. Die Geschwindigkeit des Auslesens ist um einen Faktor 10 verkleinert, da die Eingangsimpulse nicht  $P$  sondern  $P_{10}$  sind, entsprechend dem Ausgang des Registers  $D_2$ . In Fig. 7.7 wird gezeigt, wie sich die Niveaus  $N_1$  und  $N_2$  während einer Folge von 100 Eingangsimpulsen  $P$  verhalten. Dabei wurden als Beispiel die Dezimalzahlen  $x = 3$  und  $y = 6$  gewählt. Nur wenn die Niveaus  $N_1$  und  $N_2$  beide niedrig sind, wird das Tor  $T$  Impulse zum Akkumulator durchlassen. Man kann aus Fig. 7.7 ersehen, daß dies während 6 mal 3 Eingangsimpulsen der Fall sein wird. Auf diese Weise kommt die richtige Anzahl von  $x$  mal  $y$  Impulsen in den Akkumulator, der die Einer des Produktbetrages im Register  $a_0$  und die Zehner im Register  $a_1$  speichert.

Will man mehr als einstellige Zahlen multiplizieren, so wird die Schaltung komplizierter, doch läßt sie sich ebenfalls aus den bisher behandelten Grundbausteinen aufbauen. Es steht jedoch außerhalb der Aufgabe dieses Buches,

tiefer in diese Materie einzudringen. Vorteilhafterweise greift man zum Studium dieser Dinge auf die bereits erschienenen Fachbücher des speziellen Rechenmaschinengebietes zurück.

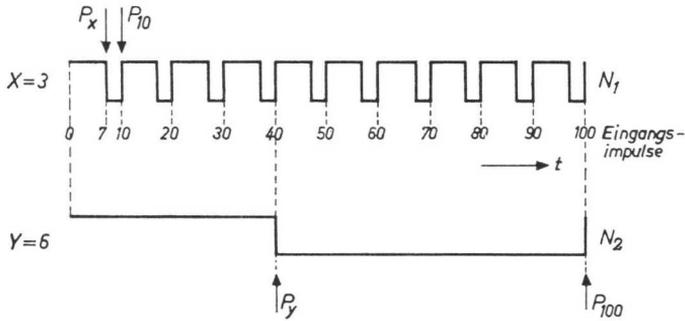


Fig. 7.7

In unseren Beispielen wurde das Vorhandensein eines Impulsgenerators vorausgesetzt, der die Eingangsimpulse liefert. Es wurden über diesen Baustein aber bisher keine weiteren Einzelheiten angegeben. Im folgenden Abschnitt wird hierfür nun ein Beispiel gezeigt, das einen astabilen Multivibrator als eigentlichen Impulsgenerator und daneben einen monostabilen Multivibrator als Impulsformer umfaßt. Es wird ebenfalls ein bistabiler Multivibrator vorhanden sein, der so wohl als Zähler als auch als Niveauschalter für die Steuerung der Tore Verwendung findet.

### 7.3. Anwendung aller Multivibratortypen in einem Impuls-Muttergenerator

Aus den oben stehenden Anwendungsbeispielen haben wir ersehen, daß zur Realisierung bestimmter logischer Funktionen ein Impulsprogramm notwendig ist. Dieses umfaßt Folgen diskreter Anzahlen von Impulsen, einzelne Start- und Stopimpulse usw. Es soll jetzt beschrieben werden, wie ein derartiges Impulsprogramm, das für die Steuerung einer kleinen, transistorisierten Rechenmaschine geeignet ist, mit Hilfe der bisher behandelten Grundschaltungen dargestellt werden kann.

Zuerst sei das Impulsprogramm beschrieben. Entsprechend der Darstellung in Fig. 7.8 gehören zu einem einzelnen Operationsschritt des Rechners 16 Taktgeber-Impulse mit einer Frequenz von 200 KHz. Auf den 6 Leitungen  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $D$ ,  $E$  und  $F$  benötigt man einen Einzelimpuls zur Zeit des 1., 2., 3., 14., 15. und 16. Taktimpulses. Fernerhin sind auf Leitung  $B$  10 Impulse (4. bis 13. Takt) und auf Leitung  $C$  9 Impulse (5. bis 13. Takt)

erforderlich. Die Anordnung, die dieses Impulsprogramm liefert, ist als Blockschaltbild in Fig. 7.9 wiedergegeben.

Der astabile Multivibrator AMV erzeugt die eigentlichen Taktimpulse,

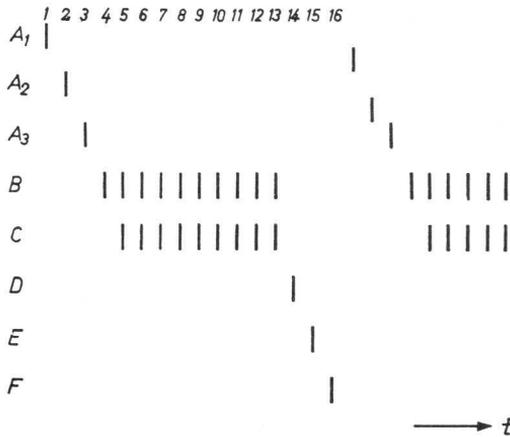


Fig. 7.8

die mit einem monostabilen Multivibrator MMV als Impulsformer eine definierte Rechteckform bekommen. Über einen Emitterfolger  $E_1$  gelangen diese Taktimpulse an das Haupttor  $HT$ , das seinerseits durch den bistabilen Multivibrator BMV gesteuert wird. Ein Startimpuls schaltet den BMV derart, daß das Niveau  $N$  kleiner wird. Hierdurch wird  $HT$  geöffnet, und

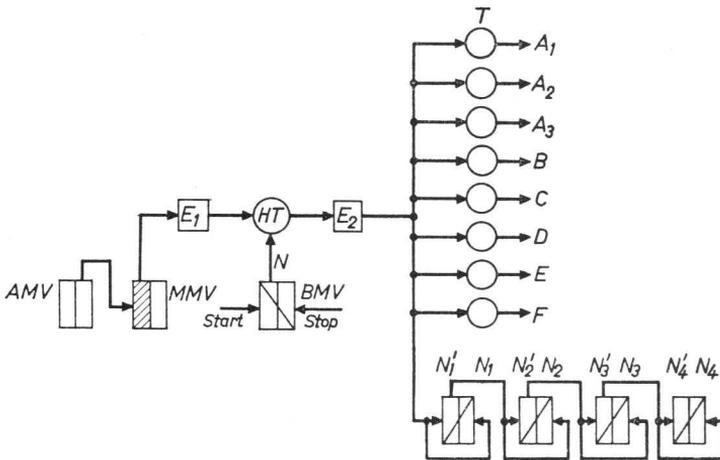


Fig. 7.9

die Taktimpulse gelangen über einen weiteren Emitterfolger  $E_2$  an die acht Tore  $T$  sowie einen binären Zähler, der aus 4 Flip-Flops besteht. Abschließend schaltet ein Stopimpuls, der entweder durch Handbetätigung oder durch den Rechner selber erzeugt wird, den BMV zurück und  $HT$  schließt. Die Tore  $T$  werden durch geeignete Kombinationen der Niveaus  $N_1, N_1' \dots N_4, N_4'$  gesteuert wie nachfolgend beschrieben. Der Zähler hat 16 diskrete Stellungen, in welchen die Zustände entsprechend der Darstellung in Fig. 7.1 verteilt sind. Tor  $A_1$  wird durch die Niveaus  $N_1', N_2', N_3'$  und  $N_4'$ , die in der Nullstellung alle niedrig sind, gesteuert. Der erste Taktimpuls passiert das Tor und geht auf die Leitung  $A_1$ . Da dieser Zustand nur einmal während der 16 Takte vorliegt, ist dies der einzige Impuls, der während des Zyklus' auf die Leitung  $A_1$  gelangt. Das Tor für  $A_2$  ist durch die Niveaus  $N_1, N_2', N_3'$  und  $N_4'$  gesteuert und öffnet sich deshalb in Stellung 1, um den 2. Taktimpuls passieren zu lassen. Das Tor für  $A_3$  wird durch die Niveaus  $N_1', N_2, N_3'$  und  $N_4'$  gesteuert und läßt deshalb den dritten Taktimpuls durch. Die Tore  $D, E$  und  $F$  müssen durch die Niveaus  $N_1, N_2', N_3, N_4$  bzw.  $N_1', N_2, N_3, N_4$  bzw.  $N_1, N_2, N_3$  und  $N_4$  gesteuert werden. Bei diesen Toren, die jeweils durch 4 Niveaus gesteuert werden, handelt es sich um „Und“-Tore (Fig. 6.5).

Die Tore  $B$  und  $C$  sind komplizierter, da sie „Und“- „Oder“-Kombinationen darstellen. Betrachten wir zuerst  $C$ . Dieses ist als Blockschaltbild

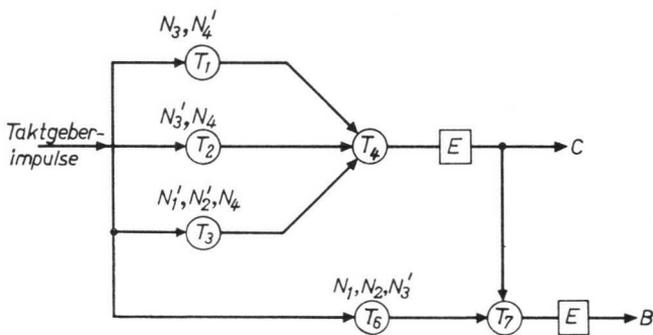


Fig. 7.10

in Fig. 7.10 wiedergegeben. Es soll den 5. bis 13. Taktimpuls durchlassen. Der 5. bis 8. Impuls passieren das „Und“-Tor  $T_1$ , gesteuert durch  $N_3$  und  $N_4'$ , der 9. bis 12. Impuls passieren das „Und“-Tor  $T_2$ , gesteuert durch  $N_3'$  und  $N_4$ . Schließlich kommt der 13. Impuls durch das „Und“-Tor  $T_3$ , gesteuert durch  $N_1', N_2'$  und  $N_4$ . Man beachte, daß diese Kombination ebenso

auch den 8. Impuls passieren läßt, der am Ausgang des Tores  $T_1$  steht. Diese Tatsache ist jedoch unwichtig, da die Ausgänge der Tore  $T_1$ ,  $T_2$  und  $T_3$  an ein „Oder“-Tor  $T_4$  angeschlossen sind, wobei die Koinzidenz zweier Eingangsimpulse nur einen Ausgangsimpuls zur Folge hat.

Um die  $B$ -Impulse zu bekommen, ist es erforderlich, den Ausgang von Tor  $C$  über ein „Oder“-Tor  $T_7$  mit dem Ausgang eines „Und“-Tores  $T_6$  zu kombinieren, das seinerseits durch  $N_1$ ,  $N_2$  und  $N_3'$  gesteuert wird (Darstellung ebenfalls in Fig. 7.10). Man beachte, daß  $T_7$  auch den 11. Impuls durchläßt, was aber aus den oben geschilderten Gründen unwichtig ist.

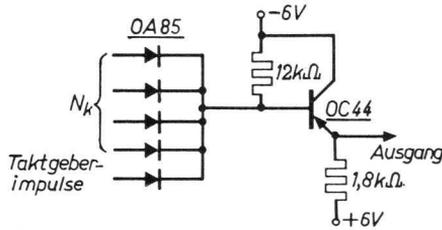


Fig. 7.11

Die Schaltungen der Tore  $HT$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $D$ ,  $E$  und  $F$  zeigt Fig. 7.11, diejenigen von den Toren  $B$  und  $C$  Fig. 7.12. Für das Haupttor  $HT$  ist nur ein Steuerniveau neben den Taktimpulsen vorhanden. Aus Fig. 7.13 bzw. 7.14 sind die Schaltungen des monostabilen und des astabilen Multivibrators zu entnehmen.

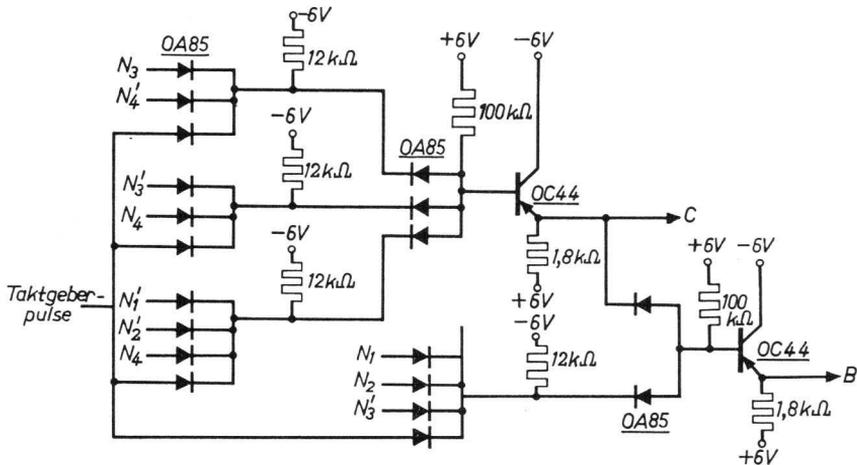


Fig. 7.12

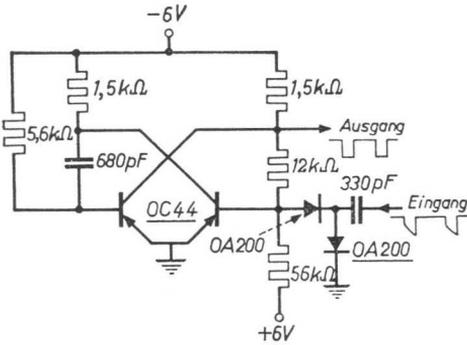


Fig. 7.13

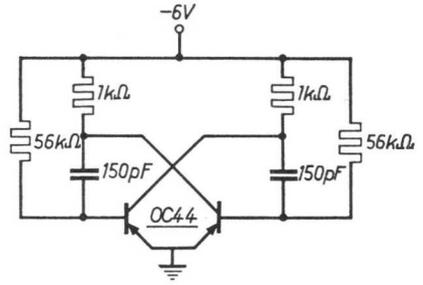


Fig. 7.14

**7.4. Anwendung eines Sperrschwingers in einem Strahlennachweisgerät**

Eine häufige Anwendung des Sperrschwingers findet man bei den sogenannten Gleichspannungswandlern. Das Ziel ist, die meist sehr niedrige Gleichspannung auf ein vielfach höheres Gleichspannungsniveau zu transformieren. Man erreicht dies, indem man die niedrige Gleichspannung als Versorgung für einen Transistor in einer Sperrschwingerschaltung verwendet. Die auftretenden hohen Abschaltspannungen am Transformator, die im allgemeinen unerwünscht sind (vgl. Abschnitt 4.1), werden nun bewußt ausgenutzt, indem man sie in einer geeigneten Schaltung gleichrichtet. Das Beispiel eines derartigen Gleichspannungswandlers zur Erzeugung der hohen Versorgungsspannung für ein Geiger-Müller-Zählrohr ist in Fig. 7.15 wiedergegeben.

Der im linken Teil der Schaltung dargestellte Sperrschwinger ist mit

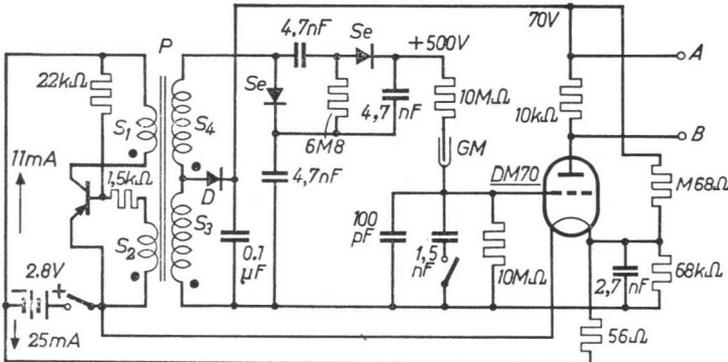


Fig. 7.15

einem Transistor vom Typ OC76 bestückt mit einer Primärwicklung  $S_1$  im Kollektorkreis und einer Sekundärwicklung  $S_2$  im Basiskreis. Die Kollektorversorgungsspannung beträgt 2,8 V. Über einen Spannungsteiler (22 K $\Omega$  - 1,5 K $\Omega$ ) liegt eine leicht negative Spannung an der Basis, mit deren Hilfe der Transistor normalerweise leitend ist. Hierdurch ist der Sperrschwinger selbstschwingend.

Die hohen Abschaltspannungsspitzen über den Wicklungen  $S_3$  und  $S_4$  werden mit Hilfe der bekannten Spannungsverdopplungs-Schaltung gleichgerichtet. Man erhält hiermit eine Spannung von 500 V zur Speisung der GM-Röhre und eine weitere von ca. 70 V für die Anodenversorgung der Anzeigeröhre DM70. Jedesmal wenn ein Teilchen das GM-Rohr trifft, erzeugt dieses einen Stromimpuls, mit dem das Gitter der DM70 so positiv gemacht wird, daß die durch den Spannungsteiler 68 M $\Omega$ /68 K $\Omega$  erzeugte Vorspannung überwunden wird. Die DM70 wird leitend, was man an dem grünen Fluoreszenzlicht der Anode erkennt. Auf diese Weise ist die einfallende Strahlung sichtbar gemacht. Sie kann auch hörbar gemacht werden, indem man die DM70 gleichzeitig als Verstärker benutzt und einen Kopfhörer über den 10 K $\Omega$ -Anodenwiderstand legt. Beide Indikationsmethoden sind aber rein qualitativer Natur. Eine quantitative Anzeige ist auf zwei Wegen möglich. Erstens kann man ein empfindliches Strom-Meßgerät zwischen den gleichen Punkten anschließen, wo vorher der Kopfhörer lag. Mit Hilfe definierter Präparate ist das Meßgerät zu eichen. Zweitens kann man aber auch an Stelle des Meßgerätes einen elektronischen Zähler, beispielsweise einen Dezimalzähler entsprechend Fig. 7.3, an den Ausgang schalten. Die Anzahl der Impulse innerhalb einer festgesetzten Zeit ist ein Maß für die Intensität der Strahlung.

Der Gleichspannungswandler hat allgemein eine Vielzahl von Anwendungen gefunden, und entsprechend sind auch in den vergangenen Jahren viele Schaltungen veröffentlicht worden. Obgleich der Gleichspannungswandler nicht eigentlich zum Inhalt dieses Kapitels paßt, da hiermit keine logischen Funktionen im eigentlichen Sinne dargestellt werden, hielten wir ihn doch für erwähnenswert, da er eine sehr sinnvolle Anwendung des Sperrschwingers darstellt.

Abschließend möchten wir unsere Hoffnung zum Ausdruck bringen, daß es uns gelungen sein möge aufzuzeigen, wie die Arbeitsweise der verschiedenen Grundschaltungen der Impulstechnik bei Transistorbestückung zu verstehen ist mit Hilfe sehr einfacher Methoden der Analyse, wenn man vielleicht vom Umschaltverhalten des bistabilen Multivibrators absieht, der eine komplizierte Analyse erfordert. Es sei noch einmal betont, daß wir mit der Besprechung von Schaltungsbeispielen zu zeigen versuchten, wie

sich logische Funktionen durch die Kombination einiger wenige Grundbausteine realisieren lassen. Die meisten Schaltungen entstammen einem transistorbestückten 9-stelligen Rechner für die vier Grundrechenarten Addition, Subtraktion, Multiplikation und Division. Um eine Vorstellung von dem geringen Raumbedarf zu geben, wenn Transistoren und Halbleiter-Dioden für die Tore verwendet werden, sind noch einige Photographien ergänzend beigelegt.

Im ganzen Rechner werden gedruckte Schaltungen verwendet. In der Großaufnahme kann man die einzelnen Leiter-Platten deutlich sehen. Die andere Aufnahme vermittelt eine Vorstellung von der Größe der gesamten Maschine. Die Ein- und Ausgabe besteht aus einem Lochstreifenstanzer.

Der gedrängte Aufbau des Strahlenmeßgerätes ist ebenfalls aus zwei Aufnahmen zu ersehen.

Der Autor möchte abschließend nicht vergessen, die Namen einiger seiner Mitarbeiter aus dem Zentral-Applikationslabor der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, Holland, zu nennen.

Der Dank gilt den Herren Scholten und Schieber, die für die Entwicklung und Konstruktion der Rechenmaschine verantwortlich waren, sowie Herrn Dorn, der das Strahlenmeßgerät entwickelte. Alle Herren boten freundlicherweise ihre Mitarbeit bei der Vorbereitung zur Veröffentlichung der im 7. Kapitel aufgeführten praktischen Schaltungen an.

# ANHANG A

## *Einfluß der Basisvorspannung auf die Arbeitsweise des Impulsgesteuerten Sperrschwingers*

Die Grundsaltung ist in Fig. A.1 wiedergegeben, wobei angenommen sei, daß die Widerstände  $R_C$  und  $R_B$  die inneren Kollektor- und Basiswiderstände des eingeschalteten Transistors mit umfassen.

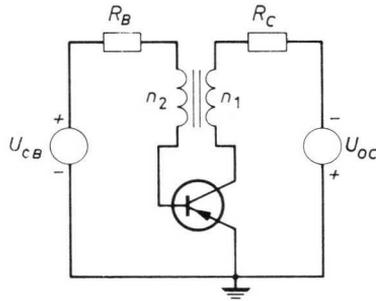


Fig. A.1

Das Übergangsverhalten des Sperrschwingers nach erfolgter Ansteuerung kann anhand des Ersatzschaltbildes Fig. A.2 berechnet werden.

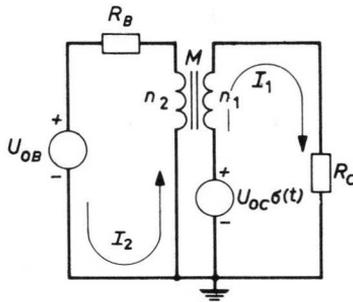


Fig. A.2

Die Kirchhoffschen Gleichungen für die beiden Maschen lauten:

$$\begin{aligned} U_{OC} \sigma(t) &= (L_1 \cdot p + R_C) I_1 - M \cdot p \cdot I_2 \\ -U_{OB} &= -M \cdot p \cdot I_1 + (L_2 \cdot p + R_B) I_2 \end{aligned}$$

worin  $L_1$  und  $L_2$  die Selbstinduktivitäten von Primär- und Sekundärwicklung des unbelasteten Transformators darstellen, während  $M$  die Gegeninduktivität ist, definiert durch den Zusammenhang  $M^2 = L_1 \cdot L_2$  (unter Vernachlässigung des Streufeldes).

Die Lösungen für  $I_1$  und  $I_2$  lauten

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{U_{OC}}{R_C} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{1 - \ddot{u} \gamma}{1 + \ddot{u}^2 \rho} \right) e^{-t/T} \right] \sigma(t) \\ I_2 &= \frac{1}{\rho} \cdot \frac{U_{OC}}{R_C} \left[ -\gamma + \frac{\gamma + \rho \cdot \ddot{u}}{1 + \ddot{u}^2 \rho} e^{-t/T} \right] \sigma(t) \end{aligned}$$

$$\text{mit } \ddot{u} = \frac{n_1}{n_2}$$

$$\gamma = \frac{U_{OB}}{U_{OC}}$$

$$\rho = \frac{R_B}{R_C}$$

$$T = (1 + \ddot{u}^2 \rho) \frac{L_2}{R_B}$$

Die Dauer  $t_S$  des Stromimpulses in Kollektor- und Basiskreis ist definiert durch die Bedingung

$$I_1(t_S) = B \cdot I_2(t_S)$$

wobei  $t_S$  der Augenblick ist, in dem der Transistor den Sättigungsbereich verläßt.

Unter Substitution der obigen Ausdrücke von  $I_1$  und  $I_2$  für  $t = t_S$  liefert diese Bedingungsgleichung folgenden Zusammenhang für die Impulsdauer

$$t_S = T \ln \left[ 1 + \frac{\ddot{u} \cdot B - 1}{1 + \ddot{u}^2 \rho} \cdot \frac{1 - \ddot{u} \gamma}{1 + B \cdot \frac{\gamma}{\rho}} \right]$$

Für  $\gamma = 0$  wird dieser Ausdruck identisch mit Gleichung (4.27) im Abschnitt 4.1.2.

Wenn die Kurven von Fig. 4.12 durch zwei weitere ergänzt werden, die für den obigen Ausdruck von  $t_S$  gerechnet wurden, und zwar gültig für die gleiche Schaltung mit Transistor Nr. 1 aus Abschnitt 4.1.6., ergibt sich ein Bild entsprechend Fig. A.3.

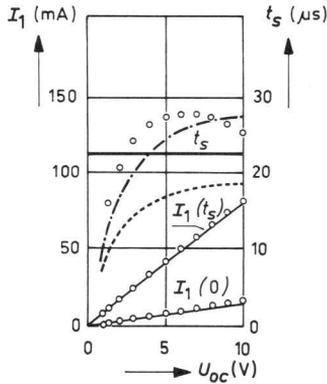


Fig. A.3

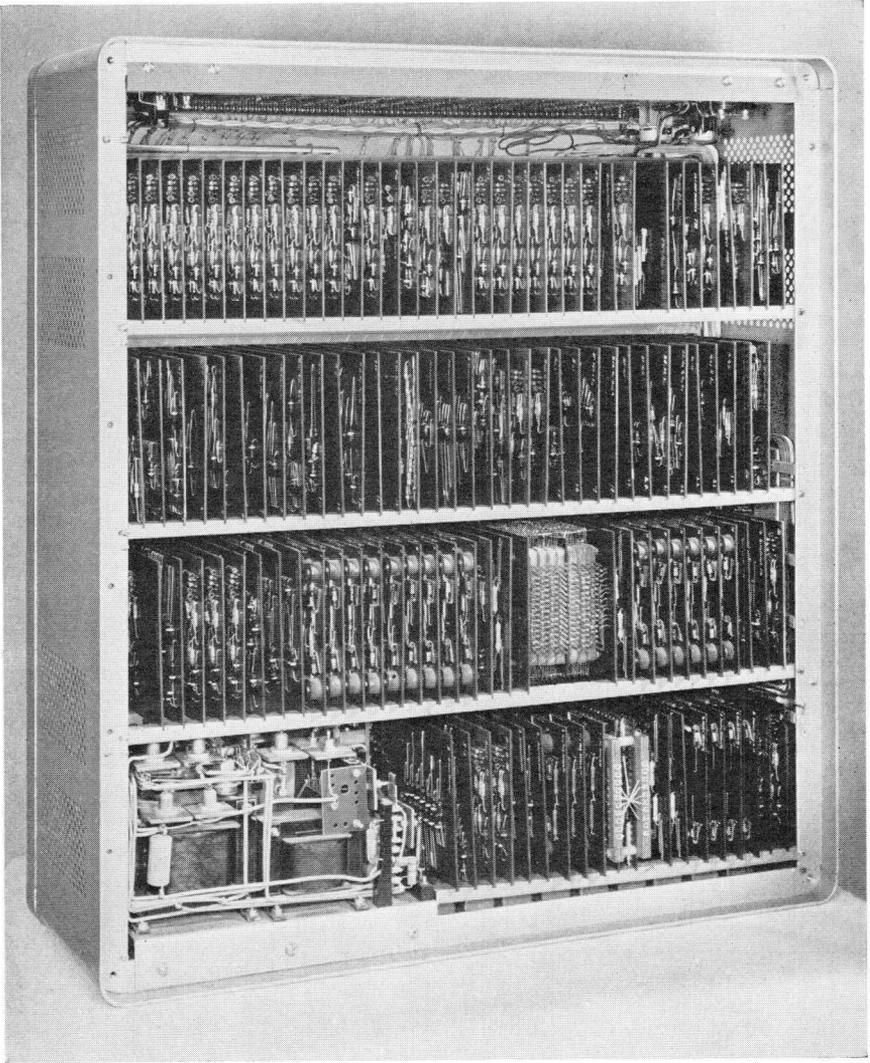
In dieser Darstellung gibt die ausgezogene horizontale Linie  $t_S$  das Rechenergebnis für  $t_S$  entsprechend Gleichung (4.27) wieder unter Ansatz von  $B = 100$ . Die gestrichelte Linie stellt das Rechenergebnis für  $t_S$  entsprechend dem obigen Ausdruck mit  $B = 100$  dar.

Tatsächlich beträgt aber die Stromverstärkung, wie in der Tabelle im Abschnitt 4.1.6. angegeben,  $B = 247$ . Verwendet man diesen Wert in dem oben hergeleiteten Ausdruck für  $t_S$ , erhält man die strichpunktierte Linie in Fig. A.3. Diese Kurve ist eine recht gute Annäherung an die gemessenen Ergebnisse, die in der gleichen Darstellung durch kleine Kreise angegeben sind.





Photo 1.  
Transistorbestückte Rechen-  
maschine. Rechts sieht man  
den elektronischen Teil, beste-  
hend aus dem Impulsmutter-  
Generator, der arithmetischen  
Einheit, der Steuereinheit,  
dem Speicher und der Speise-  
einheit. Links im Bild die Ein-  
gabe und Ausgabe (Loch-  
streifenschreiber).



*Photo 2. Nahaufnahme des Rechners. Deutlich ist der Aufbau aus gedruckten Schaltungseinheiten zu erkennen. Links unten sieht man die Speiseeinheit.*

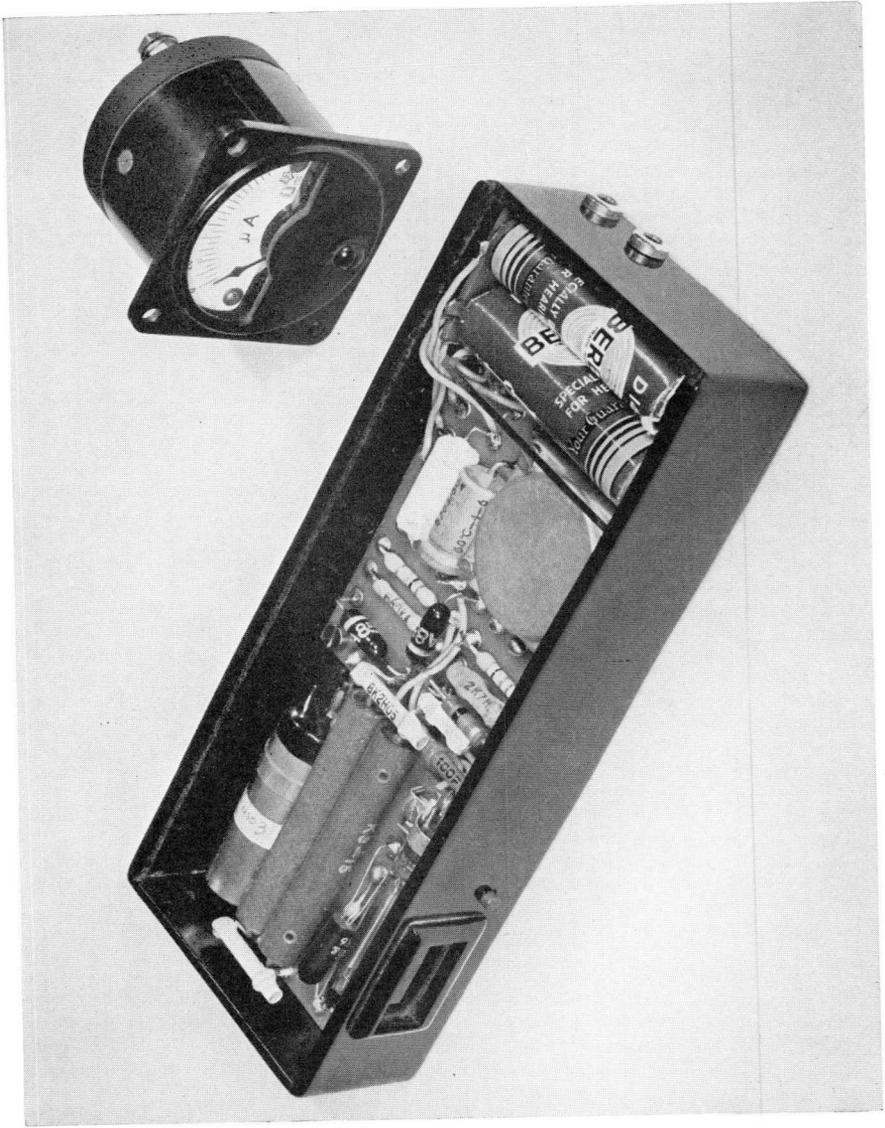


Photo 3. Strahlungsnachweis-  
gerät: Anordnung der Bau-  
elemente.



*Photo 4. Strahlungsnachweisgerät.  
Man beachte die kleinen Abmes-  
sungen.*

## LITERATURVERZEICHNIS

- P. G. SULZER: *Junction Transistor Circuit Applications*, Electronics, August 1953, 171.
- T. A. PRUGH: *Junction Transistor Switching Circuits*, Electronics, Januar 1955, 168.
- E. MUNK, P. BATZ: *Dualzahlenspeicher für Impulstastung mit Transistoren*, Funktechnische Zeitschrift, Heft 7, 1955, 379.
- J. G. LINVILL: *Non-saturating Pulse Circuits Using Two Junction Transistors*, Proc. I.R.E. **43**, nr. 7, Juli 1955, 826.
- P. KRENITSKY: *Decade Counter Employs Silicon Transistors*, Electronics, August 1955, 112.
- W. S. ECKESS, J. E. DEAVENPORT, K. I. SHERMAN: *Transistor Pulse Generators*, Electronics, November 1955, 132.
- P. A. NEETESON: *Some Principles of Decimal Electronic Computing*, Electronic Applications Bulletin, **16**, nr. 2, 1955/56, 49.
- L. H. LIGHT, u.a.: *The Design and Operation of Transistor D.C. Convertors*, Mullard Technical Communications, **2**, nr. 17, Febr. 1956, 157.
- J. J. SURAN, F. A. REIBERT: *Two-Terminal Analysis and Synthesis of Junction Transistor Multivibrators*, I.R.E. Transactions on Circuit Theory, März 1956, 26.
- W. L. STEPHENSON: *Circuit Design for Transistor Blocking Oscillators*, Mullard Technical Communications, **2**, nr. 18, 235.
- A. E. JACKETS: *Multivibrator Circuits Using Junction Transistors*, Electronic Engineering, **28**, Mai 1956, 184.
- D. E. DEUTCH: *Transistor Circuits for Digital Computers*, Electronics, Mai 1956, 160.
- N. HEKIMIAN: *Three New Transistor Circuits*, Electronics, November 1956, 178.
- L. P. HUNTER, u.a.: *Handbook of Semiconductor Electronics*, Section **15**, McGraw-Hill Book Company, Inc. (1956).
- E. WOLFENDALE, L. P. MORGAN, W. L. STEPHENSON: *The Junction Transistor as a Computing Element*, Electronic Engineering, **29**, Januar 1957, 2.
- L. P. MORGAN, W. L. STEPHENSON: *Decade Counters Using Junction Transistors*, Mullard Technical Communications, **3**, nr. 21, Februar 1957, 2.
- H. C. CHISHOLM: *High-Reliability Transistorized Counter*, Electronics, Juni 1, 1957, 171.
- W. SIX, R. A. KOOLHOF: *Some Applications of Square-loop Ferrite Cores to Telecommunication Switching*, Philips Telecommunication Review, **18**, nr. 3, September 1957, 105.
- J. NOORDANUS: *The Balanced Transistor DC Converter*, Philips Telecomm. Rev., **18**, nr. 3, Sept. 1957, 125.
- A. G. MILNES: *Transistor Circuits and Applications*, Proc. I.E.E., Teil **104B**, nr. 18, November 1957, 565.
- A. J. MEYERHOFF, R. M. TILLMAN: *A High-speed Two-winding Transistor-Core Oscillator*, I.R.E. Wescon. Conv. Rec., 1957, Kapitel **5**, 106.
- E. H. COOKE YARBOROUGH: *An Introduction to Transistor Circuits*, Kapitel **4, 5, 6**, Oliver and Boyd (Edinburgh and London), Interscience Publishers, Inc. (New York) (1957).
- A. E. JACKETS: *A method for Sharpening the Output Waveform of Junction Transistor Multivibrator Circuits*, Electronic Engineering, **39**, Juni 1958, 371.
- R. T. GRAVESON, H. SADOWSKI: *Transistorization of Nuclear Counting Circuits*, I.R.E. Transactions on Nuclear Science, August 1958, 33.

- K. C. JOHNSON: *Multivibrators With Wide Mark-to-Space Ratio*, (Schreiben am Editor) *Electronic Engineering*, **30**, Oktober 1958, 614.
- N. L. LEECE: *Multivibrator Circuits*, (Schreiben am Editor) *Electronic Engineering*, **30**, Oktober 1958, 615.
- S. W. WAGNER: *Transistoren in der Impulstechnik*, Literaturbericht, Moser-Verlag, Garmisch-Partenkirchen, 1958.
- E. WOLFENDALE, u.a.: *The Junction Transistor and its Applications*, Kapitel 9 und 10, Heywood and Company Ltd., London, 1958.
- C. G. BRADSHAW: *A 1 Mc/s Transistor Decade Counter*, *Electronic Engineering*, **31**, Februar 1959, 96.
- D. T. JOVANOVIC: *Multivibrator Circuit Using PNP and NPN Junction Transistors*, (Schreiben am Editor) *Electronic Engineering* **31**, Mai 1959, 301.
- H. J. DREYER: *Transistorschaltkreise, eine Literaturübersicht*, Nachrichtentechnische Fachberichte, Band **14**, 1959, 21.
- K. BRAUN: *Dioden und Transistoren als Bauelemente in Digitalrechnern*, Nachrichtentechnische Fachberichte, Band **14**, 1959, 25.

- $\alpha$  Winkel
- $B$  Großsignal-Stromverstärkungsfaktor eines Transistors in Emitterschaltung.
- $\beta$  Winkel, Kleinsignal-Stromverstärkungsfaktor eines Transistors in Emitterschaltung.
- $C$  Kapazität
- $E$  Spannung
- $e$  Basis des natürlichen Logarithmus (2,71828 . . .)
- $\epsilon$  Verhältnis zweier Spannungen (S. 28)  
Verhältnis zweier Widerstände (S. 84)
- $f$  Frequenz
- $\gamma$  Winkel (S. 2), Verhältnis zweier Spannungen (S. 17)
- $I, i$  Strom
- $K$  Konstante
- $L$  Selbstinduktion
- $M$  Gegenseitige Induktion
- $N$  Abkürzung für einen komplizierten Nenner eines Quotienten.
- $n_k$  Windungszahl der  $k^{\text{ten}}$  Wicklung eines Transformators.
- $\omega$  Winkelfrequenz
- $P$  Leistung
- $p$  Operator mit der Dimension Frequenz  $\left(\frac{d}{dt}\right)$
- $\phi$  Winkel
- $\Phi$  Magnetischer Fluss
- $Q$  Elektrische Ladung
- $q$  Elektrische Ladung
- $R$  Widerstand
- $r$  Widerstand
- $\sigma(t)$  Einheits-Stufenfunktion:  $\sigma(t) = 0$ , für  $t < 0$   
 $\sigma(t) = 1$ , für  $t > 0$
- $T$  Zeitkonstante (S. 5), Periode (S. 18)
- $t$  Zeit
- $\tau$  Zeit (S. 23) Zeitkonstante (S. 43)
- $U$  Spannung
- $\dot{U}$  Generalisiertes Übersetzungsverhältnis eines Transformators.
- $\ddot{u}$  Übersetzungsverhältnis eines Transformators
- $W$  Energie
- $x$  unbekannte Variable einer Gleichung (S. 17), Spannungsverhältnis (S. 26)
- $y$  unbekannte Variable einer Gleichung (S. 17)
- $Z$  Impedanz (S. 12)

