

Interner Bericht
DESY F56-1
Juli 1968

DESY - Bibliothek

DESY - Bibliothek

Nukleare Elektronik I
Bauelemente, Grundsaltungen
und Detektor-Elektronik

von
H. J. Stuckenberg



Inhalt

	Seite
1. Einleitung	1
2. Halbleiter in der nuklearen Elektronik	2
2.1 Halbleitende Verbindungen	2
2.2 Dioden	5
2.3 Zenerdioden	10
2.4 Schaltzeiten von Signal-Dioden	11
2.5 Snap-off Dioden	13
2.6 Tunnelndioden und Backwarddioden	17
2.7 Transistoren	26
2.7.1 Grundlagen	26
2.7.2 Transistorschaltungen	29
2.7.3 Kennlinien	32
2.7.4 Ersatzschaltbild für Transistoren	33
2.8 Herstellung von Halbleitern	39
2.8.1 Legierungstransistoren	39
2.8.2 Drifttransistoren	39
2.8.3 Epitaxialtransistoren	40
2.8.4 Planartransistoren	41
2.9 Transistoren als Schalter	41
2.10 Lawinentransistoren	48
2.11 Feld-Effekt-Transistoren	52
2.12 MOSFET's	54
2.13 Schaltzeiten von Transistoren	57
Literatur	67
3. Digitale Logik	69
3.1 Zahlensystem	69
3.2 Binärsystem	70
3.3 Binär codierte Dezimalzahlen	72
3.4 Codes	73
3.4.1 Tetradisches Code	73
3.4.2 Codes mit mehr als vier Bits	74
3.5 Schaltalgebra, Wahrheitstabellen	74
3.6 ODER-Logik (Disjunktion)	76

	Seite
3.7 UND-Logik (Konjunktion)	77
3.8 NICHT-Logik (Negation)	78
3.9 Rechenregeln der Booleschen Algebra	78
3.10 Positive und negative Logik	80
3.11 De Morgansches Gesetz	81
3.12 Puls- und Level-Logik	81
Literatur	83
4. Prinzipschaltungen der digitalen Logik	84
4.1 Digitaler Inverter im gesättigten Betrieb	84
4.2 Kopplungen zwischen digitalen Invertern	88
4.3 Digitaler Inverter im ungesättigten Betrieb	91
4.4 Emitterfolger	94
4.5 Emittergekoppelter Verstärker	97
Literatur	102
5. Digitale Gateschaltungen	103
5.1 ODER-Gates	103
5.2 UND-Gate	104
5.3 NICHT-Schaltung als Inverter	106
5.4 NOR-Gates	107
5.5 NAND-Gates	109
5.6 EXCLUSIV-ODER-Gates	110
5.7 WIRED-OR-Gates	112
5.8 VETO- oder INHIBIT-Funktion	113
Literatur	
6. Integrierte Schaltkreise	116
6.1 Notwendigkeit einer Integration von Bauelementen	116
6.2 Herstellung der integrierten Schaltkreise	117
6.3 Integrierte Digitalschaltkreise	122
6.4 Integrierte Analog-Schaltkreise	124
6.5 Größere Komplexe integrierter Schaltkreise (Large-scale-integration LSI)	127
6.6 Fassungen und Bestückung von Geräten	132
Literatur	134

	Seite
7. Digitale Pulsformung	135
7.1 Astabile Multivibratoren	135
7.2 Monostabiler Multivibrator	140
7.3 Schmitt-Trigger	150
7.4 Bistabile Multivibratoren oder Flip-Flops	159
Literatur	177
8. Zählketten und Scaler	178
8.1 Aufbau	178
8.2 Serienscaler	178
8.2.1 Schaltung der Ketten	179
8.2.2 Beispiele ausgeführter Serienscaler mit getakteten JK-Flip-Flops	181
8.3 Parallel-Scaler	183
8.3.1 Beispiele ausgeführter Parallelscaler mit getakteten JK-Flip-Flops	184
8.4 Decodierschaltungen	187
8.5 Zählketten mit Tunnelnioden	190
8.6 Gesamtaufbau des Scalers	194
Literatur	199
9. Strahlungsdetektoren	200
9.1 Strahlungsmeßverfahren	200
9.2 Ionisationskammer und Zählrohr	204
9.3 Szintillationszähler	207
9.4 Halbleiterdetektoren	213
9.5 Cerenkov-Zähler	217
9.6 Funkenkammer	221
Literatur	223
10. Anschluß der Detektoren und Wahl der Zeitkonstanten	225
10.1 Spannungsversorgung von Detektoren	225
10.2 Bemessung des Detektor-Arbeitskreises	232
10.3 Übertragung von Pulsen auf RC-Glieder	236
10.4 Passive Pulsformung mit RC-Gliedern und HF-Kabeln	241
10.5 Spannungs- und ladungsempfindliche Verstärker	249
Literatur	259

	Seite
11. Statistik bei nuklearen Messungen	261
11.1 Poisson-Verteilung, statistischer Fehler	261
11.2 Zählverluste, statistische Totzeit	265
11.3 Zeitintervall-Ausgleich bei Untersetzern	267
11.4 Wahre und zufällige Koinzidenzen	269
Literatur	271
12. Pulsformer für Nanosekunden-Signale	272
12.1 Anforderungen an Pulsformer	272
12.2 Aufbau von Pulsformern	274
12.3 Pulsformer-Schaltungen	286
Literatur	293
13. Mischschaltungen für Nanosekunden-Signale	295
13.1 Analoge Schaltungen	295
13.2 Digitale Mischschaltungen	297
Literatur	299
14. Signalverteiler für Nanosekunden-Signale	300
Literatur	302
15. Delay-Boxen	303
15.1 Kabel-Verzögerung	303
15.2 Kabel-Verzögerung mit Fernbedienung	303
15.3 Kabel-Verzögerung mit Rechnerkontrolle	306
Literatur	308
16. Koinzidenz- und Antikoinzidenzmessungen	309
16.1 Auflösungszeit der Koinzidenz	310
16.2 Minimum der Auflösungszeit	315
16.3 Fast-Slow-Verfahren	318
16.4 Koinzidenzschaltungen	318
16.5 Ausgangssignale der Koinzidenz	323
16.6 Unterdrückung der Nichtkoinzidenz-Signale	325
16.7 Garwin-Schaltung	326
16.8 Ausgeführte Koinzidenz-Schaltung	327
16.9 Zeit-Pulshöhen-Wandler (Time to pulse height converter)	331
16.10 Messung der Überlappungszeit	331
16.11 Start-Stop-Prinzip	339
16.12 Konverter mit gedämpftem Schwingkreis	342
Literatur	348

	Seite
17. Linearverstärker	350
17.1 Breitbandverstärker mit RC-Kopplung	350
17.2 Gegengekoppelte Breitbandverstärker	354
17.3 Pile-up-Effekt	358
17.4 Overload	364
17.5 Puls-Shapen	365
17.6 Temperatureinfluß der Bauelemente	370
17.7 Schaltungen von Linearverstärkern	372
17.8 Schnelle Linearverstärker	378
Literatur	381
18. Lineare Gateschaltungen	383
18.1 Eigenschaften linearer Gates	383
18.2 Parallelgates	384
18.3 Seriengates	388
18.4 Brückengates	391
Literatur	399
19. Integral- und Differential-Diskriminatoren	400
19.1 Integralkalkriminatoren	400
19.2 Differentialdiskriminatoren	404
Literatur	413

1. Einleitung

Nukleare Experimente benutzen Strahlungsmeßverfahren, um die auftretenden Elementarteilchen und Quanten zu detektieren und ihre Eigenschaften zu messen. Die meisten Detektoren wandeln die beim Durchgang der Teilchen und Quanten entstehende Information in elektrische Signale um, die, entsprechend behandelt, in Datenverarbeitungsanlagen registriert und auf ihren Inhalt untersucht werden.

Die nukleare Elektronik bildet daher einen großen Teil der Instrumentierung von Strahlungsmeß-Experimenten. Die Experimentatoren sollten über ihren Aufbau und ihre Wirkungsweise informiert sein, um die Experimente logisch sinnvoll zu konzipieren und durchzuführen.

Nach einer Besprechung der vorwiegend auftretenden aktiven Bauelemente sowie ihrer Grundschaltungen und logischen Verknüpfungen werden die Strahlungsdetektoren und die sich daran anschließenden digitalen und analogen Schaltungen zur Messung der Zeit- und Energiebeziehungen der Strahlung ausführlich besprochen.

2. Halbleiter in der nuklearen Elektronik

2.1 Halbleitende Verbindungen

Halbleiter sind aktive Bauelemente, die eine Vielzahl von elektronischen Kontrollen ausüben können. Sie beeinflussen ähnlich wie die Röhren die Bewegung der elektrischen Ladungen und arbeiten als Gleichrichter, Verstärker, Oszillatoren oder elektronische Schalter.

Halbleiter-Bauelemente haben gegenüber den Röhren viele Vorteile. Sie sind klein, leicht, mechanisch stabil gebaut; sie haben keine Heizfäden, benötigen daher keine Heizleistung und Aufwärmzeit und verbrauchen selbst nur wenig Leistung.

Halbleiter-Bauelemente arbeiten mit dem Stromfluß in Festkörpern. Allgemein kann man alle Materialien in drei Kategorien einteilen, in Leiter, Halbleiter und Isolatoren. Diese Klassen unterscheiden sich durch ihre Fähigkeit, elektrischen Strom fließen zu lassen.

Die meist benutzten Materialien für halbleitende Verbindungen sind Germanium (Ge) und Silizium (Si). Von beiden hat Ge geringeren spezifischen Widerstand als Si, d.h. eine höhere Leitfähigkeit.

Die Struktur von reinen Ge- oder Si-Kristallen ist sehr regelmäßig. In ihrer Anordnung entsprechen sie dem Diamantgitter, diese Einkristall-Struktur ist ein perfekter Isolator. Wenn alle Valenzen abgesättigt sind, gibt es keine Elektronen oder Löcher als frei bewegliche Ladungsträger.

In einem Isolator ist das höchste Energieband, das Elektronen enthält, gefüllt (Valenzband), es ist von dem leeren Leitfähigkeitsband durch einen verbotenen Bereich von einigen Elektronenvolt getrennt. Es wird also eine beträchtliche Energie benötigt, um ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitfähigkeitsband zu bringen. Ist das Elektron dort ange-

langt, so ist es frei bei seiner Bewegung durch das Kristallgitter. Definieren wir, wie üblich, als Fermigrenze diejenige Energie, bei der die Wahrscheinlichkeit, daß ein verfügbarer Platz von einem Elektron besetzt ist, gerade 50 % beträgt, so ist, da im Isolator die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron im Leitfähigkeitsband Null ist und die im Valenzband 100 %, die Fermigrenze in der Mitte des verbotenen Bereiches. Dies ist im Bild 2.1 dargestellt.

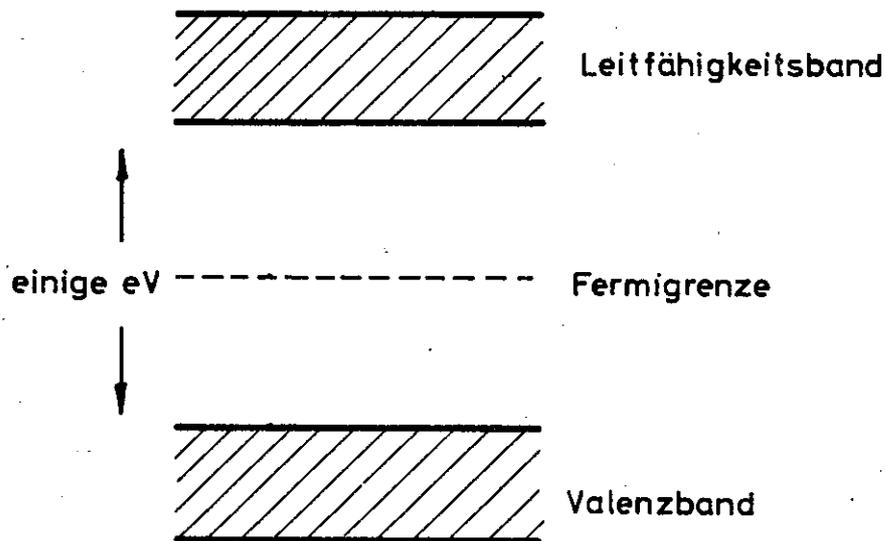


Bild 2.1
Energiebänder in Isolatoren

In einem reinen Halbleiter sind die Verhältnisse sehr ähnlich. Der bedeutsamste Unterschied ist jedoch die Breite des verbotenen Bereiches, sie ist wesentlich geringer, etwa ein Elektronenvolt (vgl. Bild 2.2). Schon bei Raumtemperatur

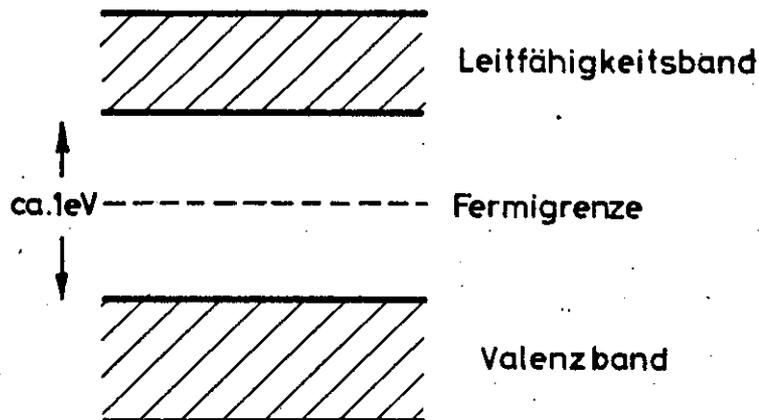


Bild 2.2
Energiebänder in Halbleitern

gelingt es daher einzelnen Elektronen, den verbotenen Bereich zu überspringen und einen Platz im Leitfähigkeitsband zu besetzen. Es entsteht dabei ein Elektron-Lochpaar, beide Teile können einen Trägerstrom darstellen.

Solche reinen Kristalle sind aber praktisch nicht vorhanden, es sind immer gewisse Verunreinigungen in den Materialien enthalten. Für Transistoren und Dioden benötigt man halbleitende Substanzen, die Leitfähigkeit kann durch Wärme, Strahlung oder Hinzufügen von Verunreinigungen erzeugt werden. Der letztgenannte Prozeß wird industriell angewandt. Die Verunreinigungen, auch Dotierung genannt, bestehen aus bestimmten Atomen, die einige Ge- oder Si-Atome ersetzen. Dabei können zwei verschiedene Materialien zur Dotierung verwendet werden, n-Typ-Material mit negativem Elektronen-Überschuß und p-Typ-Material mit positivem Löcherüberschuß. Da Ge und Si vierwertig sind, kommen als n-Typ fünfwertige Stoffe, wie Phosphor (P), Arsen (As), Antimon (Sb), als p-Typ dreiwertige Materialien, wie Bor (B), Aluminium (Al), Gallium (Ga) oder Indium (In) in Betracht.

Die Festkörperleitfähigkeit kommt durch die Bewegung der freien Elektronen oder Löcher im dotierten Ge oder Si zustande. Während des Herstellungsprozesses wird die Leitfähigkeit des Halbleiters durch die Menge des dotierten Stoffes kontrolliert. Die typische Dotierungsmenge beträgt etwa 1 Fremdatom auf 10^6 bis 10^8 Ge- oder Si-Atome.

Gute Leiter, wie Silber (Ag), Kupfer (Cu) und Aluminium (Al), haben eine große Zahl freier Elektronen. Ihr spezifischer Widerstand liegt in der Größenordnung von einigen $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$. Isolatoren, wie Glas, Gummi und Glimmer, die nur sehr wenige locker gebundene Elektronen enthalten, haben spezifische Widerstände von etlichen $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$. Die halbleitenden Materialien liegen dazwischen, reines Ge hat $60 \Omega \cdot \text{cm}$, reines Si etwa $60.000 \Omega \cdot \text{cm}$. Mit den üblicherweise benutzten Verunreinigungen fallen diese Werte auf etwa $2 \Omega \cdot \text{cm}$ bei Raumtemperatur.

2.2 Dioden

Werden Ge- oder Si-Einkristalle mit je einer p- und n-Zone zusammengebracht, entsteht eine Flächendiode. Da diese beiden Gebiete in engem Kontakt sind, ergibt sich eine Diffusion von Ladungsträgern mit der Tendenz, ihre Konzentration, die im p- und n-Bereich zunächst verschieden ist, zu egalisieren (Bild 2.3).

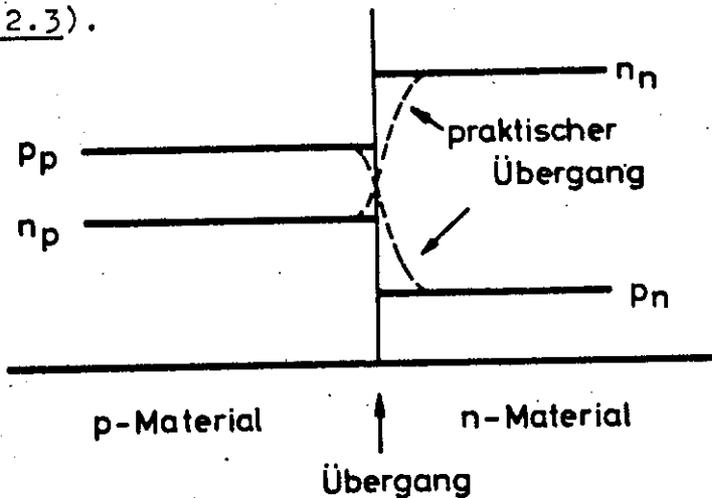


Bild 2.3

Ladungsträger-Konzentrationen im p- und n-Material

Es wandern als Löcher von der p-Zone zur n-Zone, die Elektronen in umgekehrter Richtung. Durch die Wanderung bleiben Raumladungen zurück, es entsteht eine Raumladungszone mit entsprechendem elektrischen Feld (Bild 2.4). Die Potential-

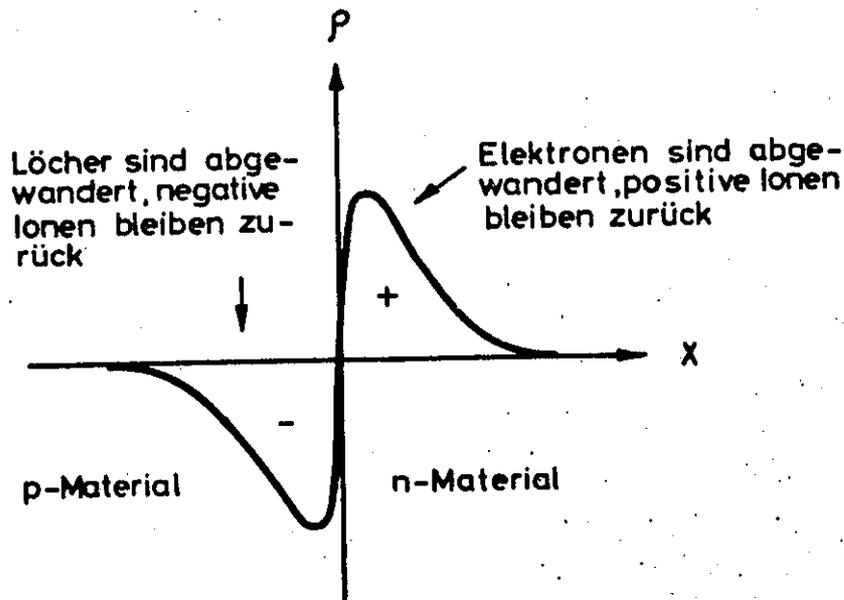


Bild 2.4

Aufbau des Raumladungsfeldes am pn-Übergang

Änderung geschieht in einer schmalen Doppelschicht, der Sperrschicht. In dieser Schicht liegt die Potentialschwelle U_t , die in Ge $\approx 0,35$ V, im Si $\approx 0,7$ V bei Zimmertemperatur beträgt. Diese Schwelle muß abgebaut werden, damit weiterer Strom fließen kann.

Der Potential-Gradient, der durch die Diffusion in der Raumladungszone entsteht, ist in Bild 2.5 als imaginäre Batterie

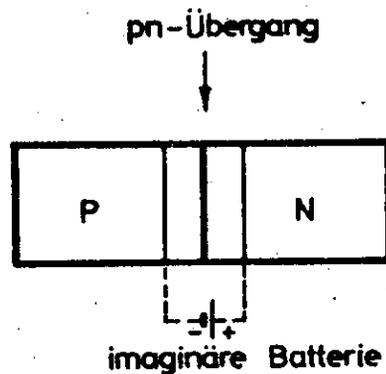


Bild 25

Potential - Gradient als imaginäre Batterie

einzeichnet. Wird eine externe Batterie an die pn-Zone angeschlossen, bestimmt die Polarität der angelegten Spannung und ihr Einfluß auf die Raumladungszone den Stromfluß. In Bild 2.6 ist die positive Klemme der externen Batterie an das

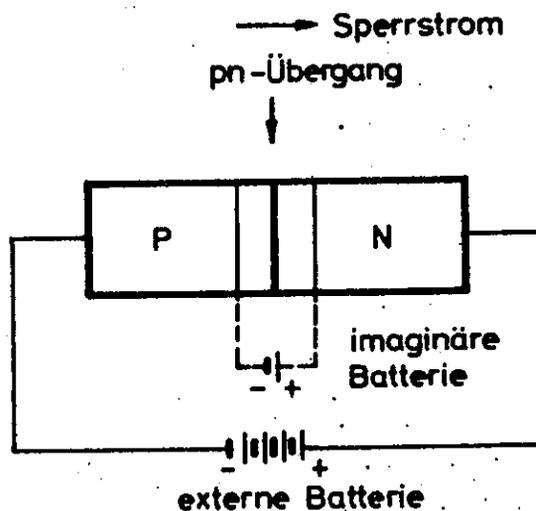


Bild 2.6

Externe Batterie in Sperrichtung am pn-Übergang

n-Material, die negative Klemme an das p-Material gelegt. Die freien n-Elektronen werden zum positiven Pol der externen Batterie gezogen, die p-Löcher zum negativen Pol, beide also weg von Sperrschicht. Die Raumladungszone wird breiter, der Potential-Gradient steigt, bis er das Potential der externen Batterie erreicht. Damit endet praktisch der Stromfluß, da keine Potential-Differenz mehr vorhanden ist; die pn-Schicht ist gesperrt.

In Bild 2.7 ist die positive Klemme der externen Batterie

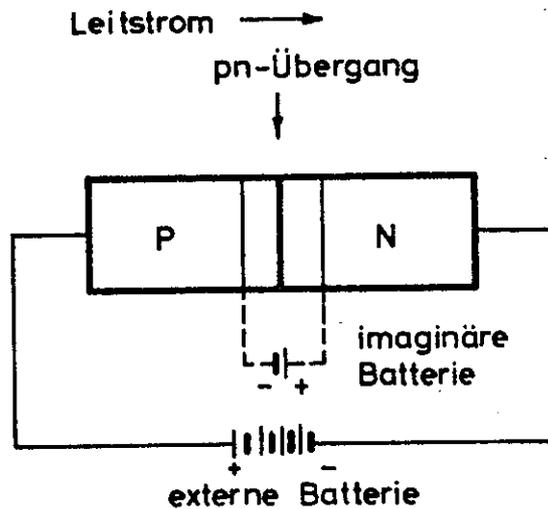


Bild 27

Externe Batterie in Leitrichtung am pn-Übergang

an das p-Material, die negative an das n-Material geschlossen. Jetzt wandern die p-Elektronen zur Batterie, dabei hinterlassen sie neue Löcher. Gleichzeitig kommen Elektronen aus der Batterie in das n-Material und diffundieren zur Sperrschicht. Dadurch wird die Raumladungszone schmaler und die Energieschwelle nimmt ab. Elektronen aus dem n-Material können dann durch die Sperrschicht hindurch zum p-Material wandern. Dieser Stromfluß bleibt solange erhalten, wie die äußere Spannung anliegt, die pn-Schicht ist in Leitrichtung vorgespannt.

Für die Ströme durch einen pn-Übergang gelten daher folgende Bedingungen:

1. die Anode ist immer aus p-Material
2. die Katode ist immer aus n-Material
3. Leitungsstrom fließt mit positiver Spannung an der Anode und negativer an der Katode (Vorwärtsstrom)
4. Sperrzustand herrscht mit negativer Spannung an der Anode und positiver an der Katode (Sperrstrom)

In Bild 2.8 ist die Kennlinie eines pn-Übergangs gezeigt:

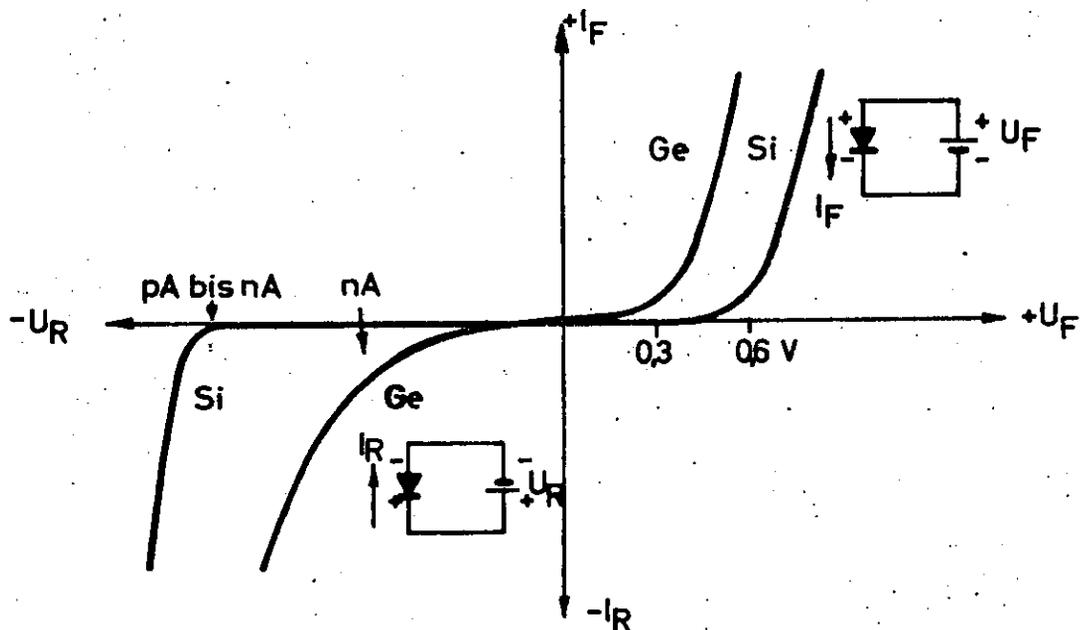


Bild 2.8

Kennlinienfeld von Ge- und Si-Dioden in Leit- und Sperrichtung

Diese Kurve kann durch die Formel

$$J = J_s \left(e^{eK/KT} - 1 \right)$$

beschrieben werden. Hierin ist

- J = Strom durch die Diode (Ampere)
- J_s = Sättigungsstrom in Sperrichtung (Ampere)
- e = Elementarladung (Coulomb)
- U = Potentialdifferenz (Volt)
- T = absolute Temperatur ($^{\circ}$ Kelvin)
- K = Boltzmann-Konstante

Diese Gleichung gilt für beide Polaritäten der Spannung. Für negative Spannung nähert sich die Kennlinie asymptotisch dem Strom $-J_s$. Mit zunehmender Spannung erfolgt dann der Durchbruch, d.h. der Strom steigt plötzlich stark an.

Für positive Spannung steigt der Diffusionsstrom oberhalb der erwähnten Potentialsschwellen $U_t = 0,35$ V (Ge) bzw. 0,7 V (Si) in Durchlaufrichtung schnell an.

Wird an einen mit einer Gleichspannung polarisierten pn-Übergang eine Wechselspannung gelegt, ist der Leitwert in Durchlaufrichtung proportional zum Durchlaßstrom und unabhängig von der Art des Halbleiters. Die Sperrschicht bedingt auch eine Diffusionskapazität, die ebenfalls proportional zum Durchlaßstrom ist und das Frequenzverhalten der Diode entscheidend beeinflusst. Das Ersatzschaltbild der Diode ist also Bild 2.9. Bei hohen Frequenzen sind Widerstand und

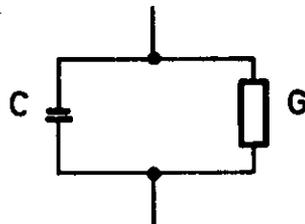


Bild 2.9
Ersatzschaltbild einer Diode

Kapazität abhängig von der Frequenz.

2.3 Zenerdioden

Der Sperrstrom von pn-Übergängen bleibt für alle Sperrspannungen praktisch konstant (besonders in Si) bis zu einem Wert, den man die Durchbruchspannung nennt. In diesem Spannungsbereich vergrößert sich der Strom sehr schnell, die Diode wird oft durch zu starke Erwärmung zerstört. Es gibt zwei Gründe für den Spannungsdurchbruch in Halbleiter-Dioden, der eine ist der Lawinendurchbruch, der zweite der Zenerdurchbruch.

Der Lawinendurchbruch ist ein elektrischer Vervielfachungsprozeß, wie er schematisch in Bild 2.10 gezeigt ist.

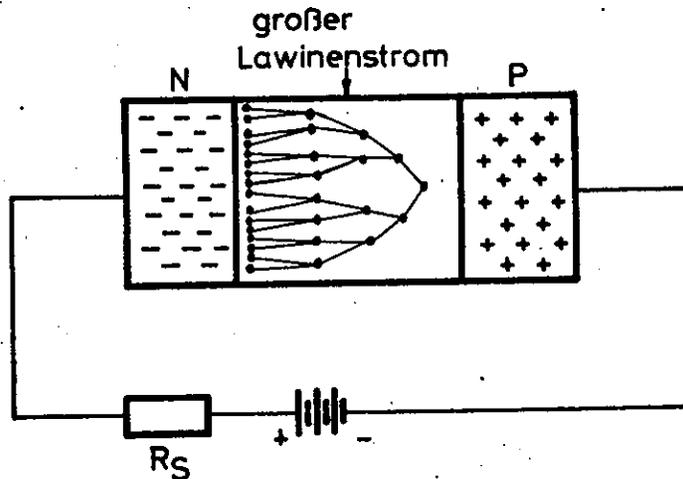


Bild 2.10

Lawinendurchbruch in pn-Schichten

Im Lawinenprozeß nimmt ein freies Elektron soviel Energie aus dem Feld an, daß es selbst stoßionisieren kann. Die dabei entstehenden neuen Elektronen machen ebenfalls Stoßprozesse, so daß sich eine ganze Lawine aufbauen kann. Der Prozeß beginnt bei Feldstärken von etwa 10^5 bis 10^6 V/cm.

Beim Zenerdurchbruch werden durch ein sehr starkes Feld in der Sperrschicht direkt Ladungsträger aus den Valenzbändern herausgerissen und in die Leitungsbander transportiert.

Zenerdurchbruch findet meist bei sehr schmalen Sperrschichten statt, Lawinendurchbruch bei breiteren Übergängen. Der Zenerdurchbruch ist reversibel, er kann auch bei kleineren Spannungen (einige Volt) stattfinden. Dieser Effekt wird zur Konstruktion von Zenerdioden ausgenutzt, das sind Dioden, die eine konstante Spannungskennlinie haben (vgl. Bild 2.11).

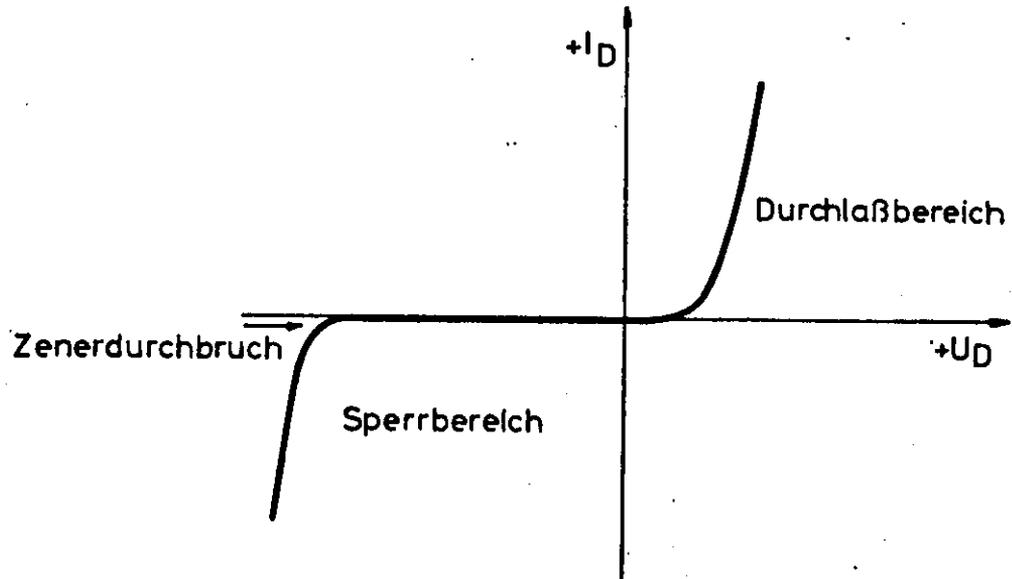


Bild 2.11

Kennlinie einer Si-Zenerdiode

Der Zenerknick ist besonders bei Si sehr scharf, daher wird er dort praktisch benutzt. Die Zenerdiode wird zur Spannungsstabilisierung eingesetzt. Hierzu muß sie eine gut definierte Zenerspannung besitzen, einen möglichst geringen dynamischen Zenerwiderstand und eine geringe Spannungsänderung mit der Temperatur. Für eine Zenerspannung von 5 V erreicht man z.B. einen dynamischen Zenerdiodenwiderstand von 1 - 2 Ω und einen Temperatur-Koeffizient von etwa $10^{-4}/^{\circ}\text{C}$. Diesen geringen Temperaturgang kann man kompensieren, indem man der Zenerdiode in Reihe eine Flächendiode zuschaltet, die den gleichen, jedoch negativen Temperatur-Koeffizienten hat.

2.4 Schaltzeiten von Signal-Dioden

Wird eine normale Signal-Diode, die von einer Stromquelle gespeist wird, vom Leiten zum Sperren geschaltet, kann man diesen Übergang in zwei Phasen trennen, die konstante Stromphase und die Erholungsphase.

Unmittelbar nach Beendigung des Eingangssignals bietet die Diode noch eine niedrige Impedanz, etwa gleich der, die sie im Leiten hatte. Während dieser Zeit ist der Strom durch die äußeren Schaltmittel bestimmt. Die Periode ist meist so kurz, daß sie nicht meßbar ist. Die konstante Stromphase dauert an, bis alle Ladungsträger aus dem unmittelbaren Bereich der Sperrschicht beseitigt sind, dann steigt die Impedanz exponentiell auf einen hohen Wert, die Erholungsphase beginnt. Während der Strom abnimmt, steigt die Spannung etwa bis zur Sperrspannung U_R . Die Kurven für Strom und Spannung sind in Bild 2.12 dargestellt.

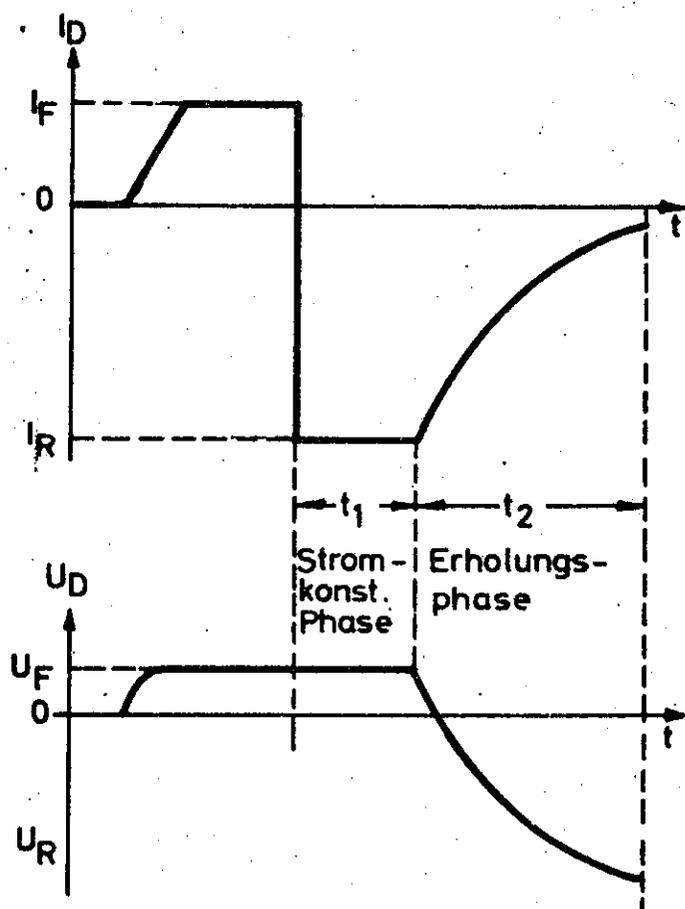


Bild 2.12

Dioden-Ausschaltcharakteristik

Bei sehr schnellen Schaltdioden, z.B. einer Ge-Type JD 3-050 T von der International Diode Corporation, ist die Summe von $t_1 + t_2 \approx 0,1$ nsec bei einer Sperrspannung $U_R = 3$ V, für eine gute Si-Diode, wie z.B. die HD 5001 von Hughes, beträgt

die Gesamtschaltzeit 0,5 nsec bei einer Sperrspannung von 10 V.

Die Ladungsverteilung der Träger in der Nähe der Sperrschicht ist im nächsten Bild 2.13 gezeigt. Nach dem Abschalten wird

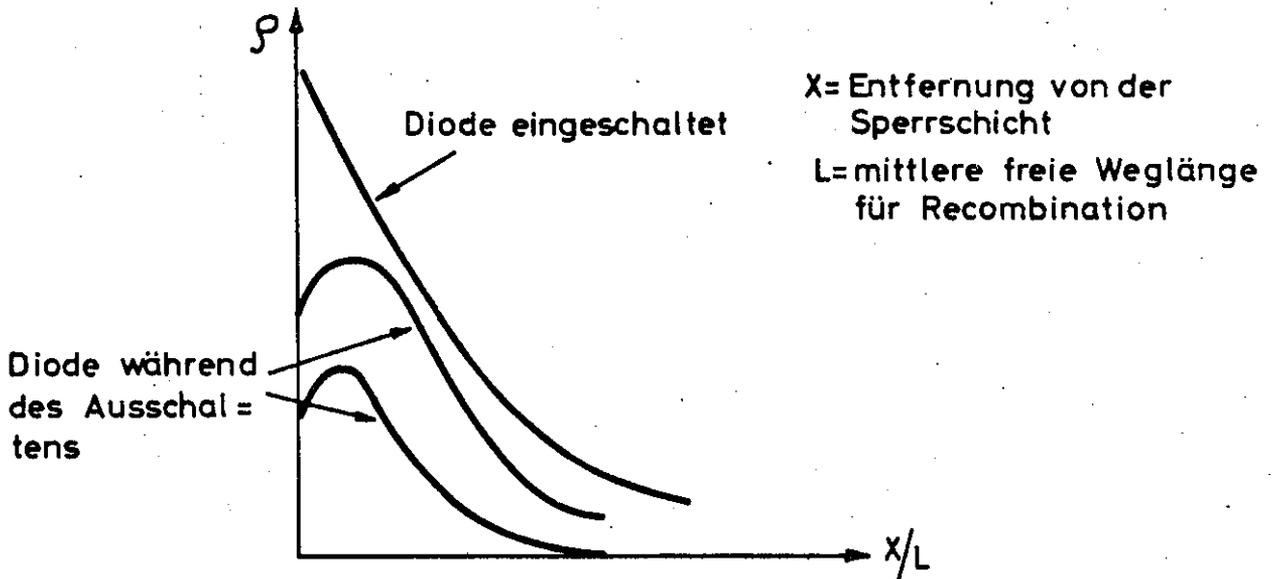


Bild 2.13

Ladungsträger in der pn-Schicht nach dem Ausschalten

die Zahl der Ladungsträger abgebaut, die in der Sperrschichtnähe sich befinden.

2.5 Snap-off Dioden

Die Erholungszeit einer normalen Schaltdiode ist relativ lang durch den exponentiellen Abfall des Stromes. Dieser rührt, wie in Abschnitt 2.4 besprochen, von der ausgebreiteten Ladungsträgerkonzentration in der Umgebung der Sperrschicht her. Die von der Diode während des Leitens gespeicherte Ladung, die von der Lebensdauer der Träger und von der Größe des Vorwärtsstromes abhängig ist, muß nach dem plötzlichen Sperren der Diode abgebaut werden, ehe der dann fließende konstante Sperrstrom während der folgenden

Erholungsphase auf Null zurückgeht. Bei der Snap-off Diode ist die Ladungsträgerkonzentration nur in unmittelbarer Nachbarschaft der Sperrschicht sehr hoch, dann fällt sie steil ab (Bild 2.14). Somit geschieht auch der Abbau der

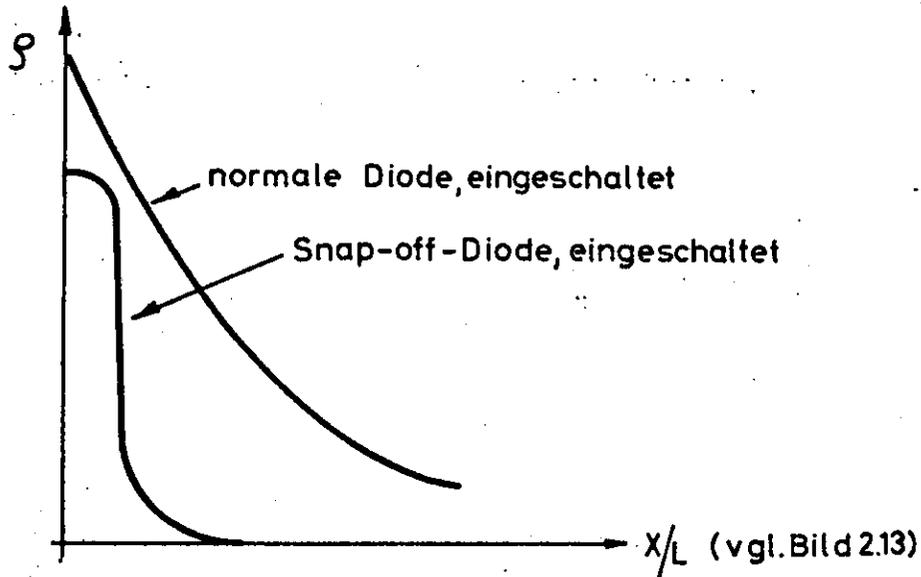


Bild 2.14

Ladungsverteilung an der pn-Schicht bei normalen und Snap-off-Dioden

gespeicherten Ladung viel schneller als bei der gewöhnlichen Diode, wo die Ladungsträgerkonzentration mit zunehmendem Abstand von der Sperrschicht relativ langsam abnimmt.

Die Snap-off-time, d.h. die beschriebene kurze Erholungszeit liegt bei 100 psec und weniger (Bild 2.15). Im folgenden Bild 2.16 (beide folgende Seiten) werden die prinzipiellen Schaltungsarten beschrieben. Liegt die Snap-off Diode parallel zur Last, so verbleibt über dieser nur die geringe Vorwärtsspannung der Diode. Nach dem Sperren ändert sich während der Speicherzeit (Abwandern der Ladungsträger) nichts. Anschließend wird innerhalb von 10^{-11} sec die Signalsperrspannung an die Last geschaltet.

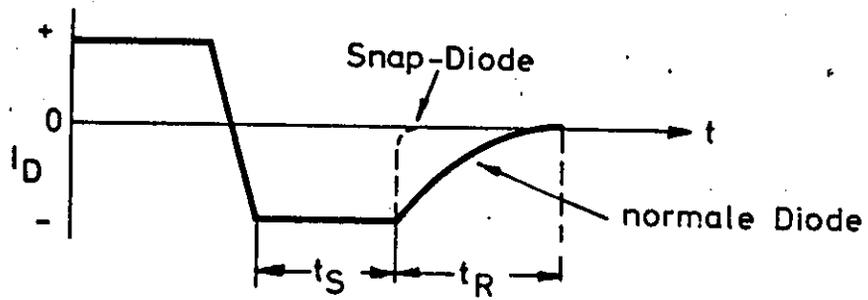
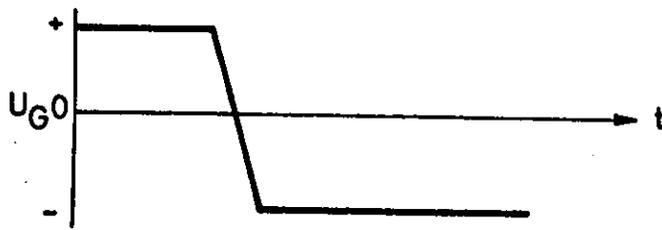
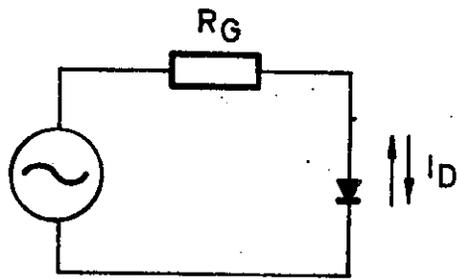


Bild 2.15
Erholzeit von Dioden in Sperrichtung

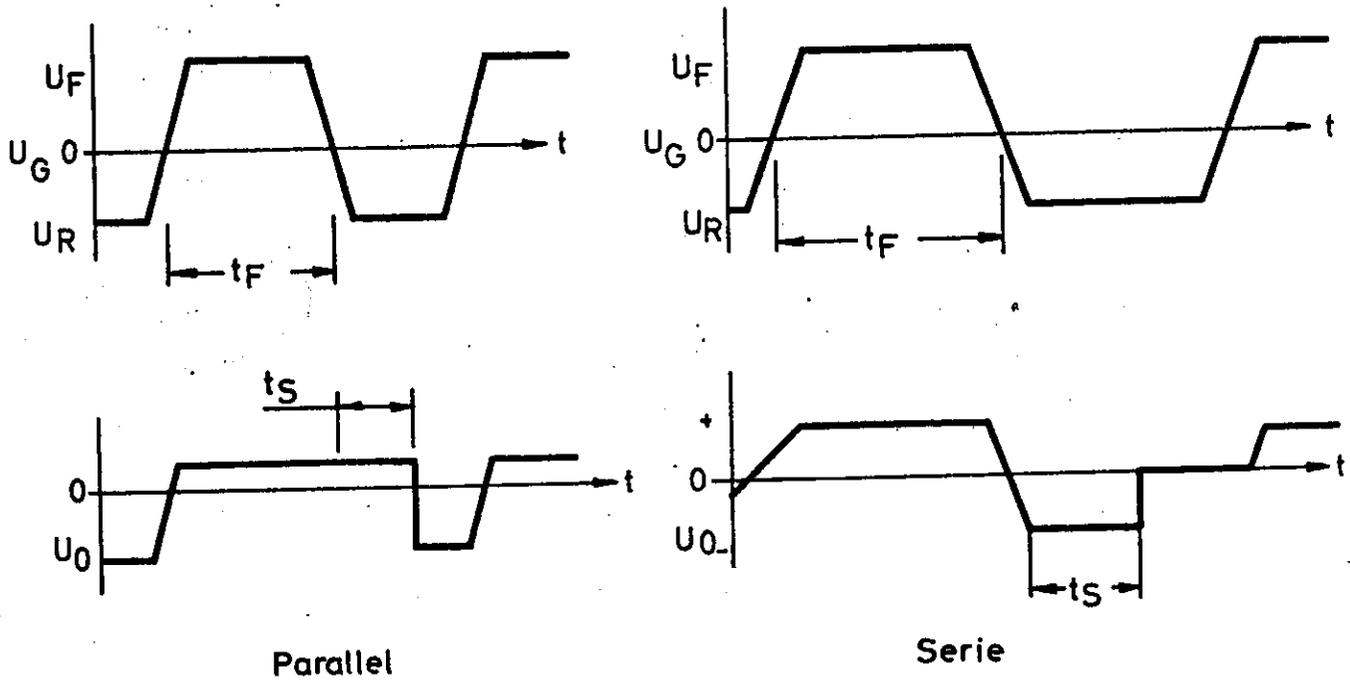
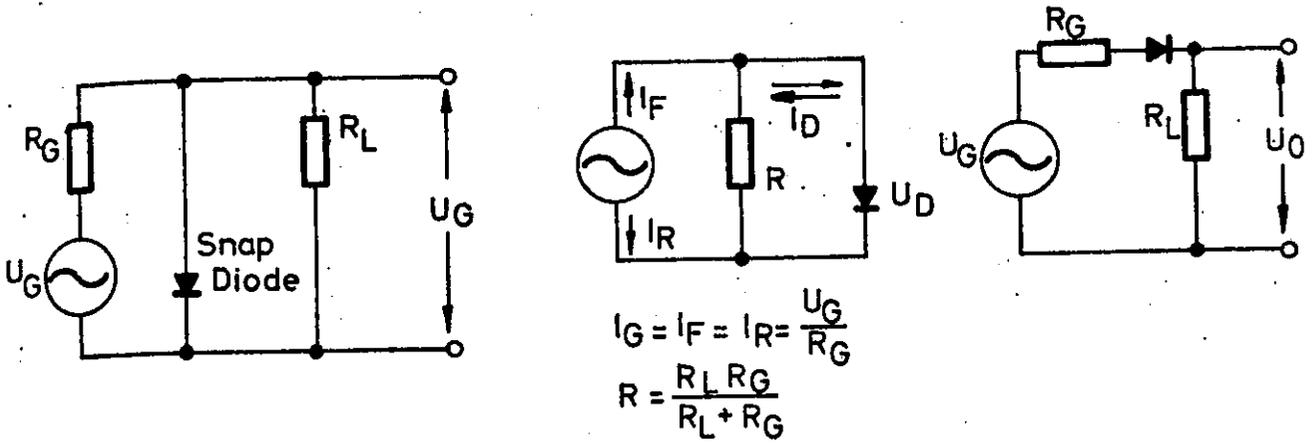


Bild 2.16

Serien- und Parallelschaltung von Snap-off Dioden

Liegt die Snap-off Diode in Serie mit der Last, so bleibt an dieser während des Leitens der Diode die durch die Widerstände geteilte Spannung. Beim Sperren liegt während der Speicherzeit die Sperrspannung an der Last, nach Ablauf der Zeit T_s jedoch keine Spannung.

Die Snap-off Diode kann durch die Erzeugung sehr scharfer Pulsflanken ausgezeichnet für Puls- und Zeitmarkengeneratoren für Koinzidenz-Zwecke eingesetzt werden.

2.6 Tunneldioden und Backwarddioden

Die Tunneldiode ist ein spannungsgesteuerter negativer Widerstand, der geeignet ist, bei sehr hohen Frequenzen zu oszillieren oder bei Schaltvorgängen sehr kurze Schaltzeiten zu erreichen.

Die Wirkungsweise der Diode beruht auf dem im folgenden beschriebenen Tunneleffekt in Halbleitern.

Dotiertes Halbleitermaterial ist, wie früher schon berichtet, entweder vom n-Typ oder vom p-Typ. Bringt man diese Materialien zusammen, entsteht an der Verbindungsfläche eine normale Diode. Wird diese Diode in Sperrichtung vorgespannt, fließt nur ein sehr geringer Sperrstrom, der sich jedoch bei Erreichen einer Durchbruchspannung lawinenartig vervielfältigt. Diese Durchbruchspannung wird mit steigender Fremdatomkonzentration geringer, sie liegt bei Silizium und etwa 6×10^{19} Fremdatomen pro Kubikzentimeter bei etwa Null Volt. Diese Dotierungen werden aber bei Tunneldioden angewandt, dort fließt also in Sperrichtung sofort Durchbruchstrom (Zenerstrom).

Für die Diskussion der Kennlinie in Durchlaßrichtung ist in Bild 2.17 (s. folgende Seite) die Übergangszone für eine hochdotierte pn-Junction gezeigt. Im thermischen Gleichgewicht und ohne angelegte Spannung sind die Fermigrenzen in beiden Materialien gleich, im n-Typ ist sie im Leitfähig-

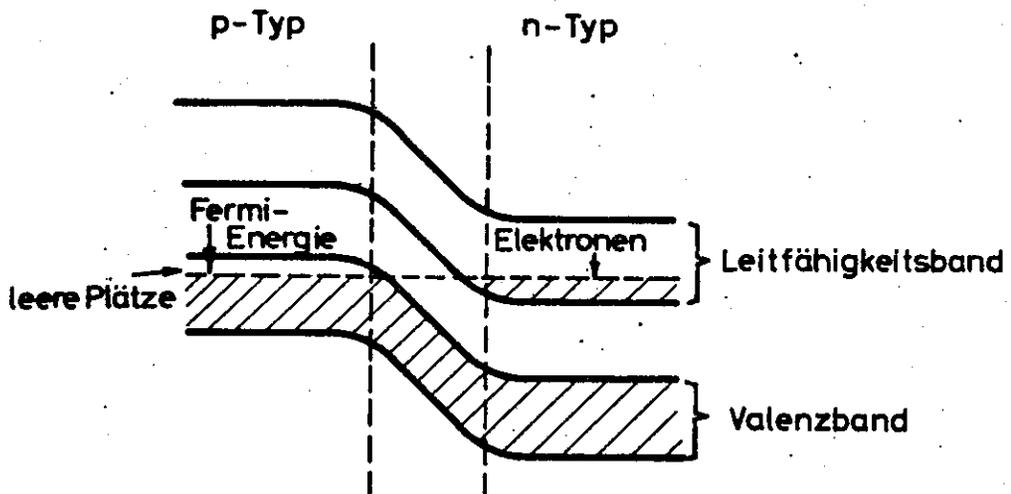


Bild 2.17

Übergangszone für eine hochdotierte pn-Junction,
Breite etwa 50-100Å

keitsband, im p-Typ im Valenzband. Ein Elektron, das sich, vom n-Typ kommend, der verbotenen Zone nähert, hat nach der Quantenmechanik eine endliche Wahrscheinlichkeit, ohne Energieverlust durch die Zone durchzulaufen und in den p-Typ einzudringen, wenn dort ein Platz zum Besetzen frei ist. Diese Wahrscheinlichkeit wird um so größer, je dünner die Sperrschicht ist. Bei üblichen Tunneldioden beträgt diese Übergangszone weniger als 100 Ångström. Oberhalb dieses Wertes ist die Tunnelwahrscheinlichkeit nicht mehr von praktischem Interesse.

Bei Anlegen einer äußeren Spannung (in Durchlaßrichtung gezeichnet) verschieben sich die Fermi-Energien, wie es in Bild 2.18 dargestellt ist. Mit zunehmender Spannung

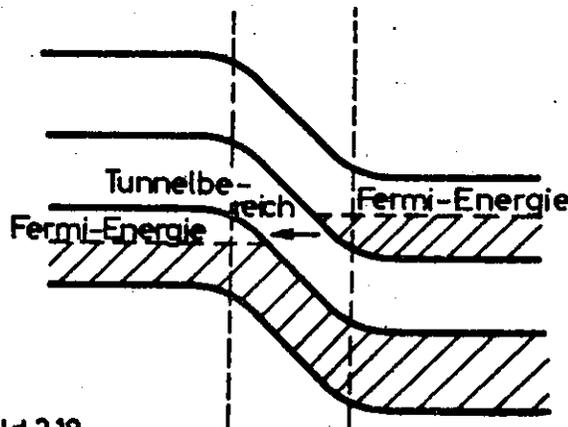


Bild 2.18

Übergangszone mit angelegter Spannung

steigt zunächst der Tunnelstrom an, erreicht ein Maximum (in Bild 2.18 gezeigt) und nimmt dann wieder ab, da jetzt, wie aus Bild 2.19 zu ersehen, nur wenige Elektronen noch

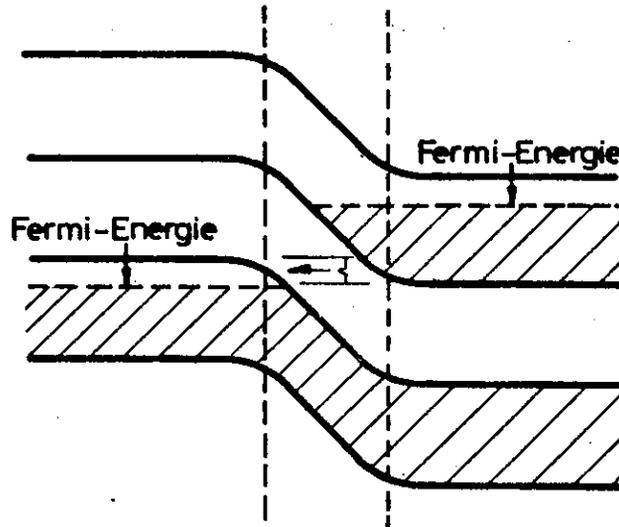


Bild 2.19
Abnahme des Tunnelstroms

tunneln können. Bei weiterer Zunahme der Spannung geht dann der Tunnelstrom wieder auf Null zurück (Bild 2.20), da jetzt

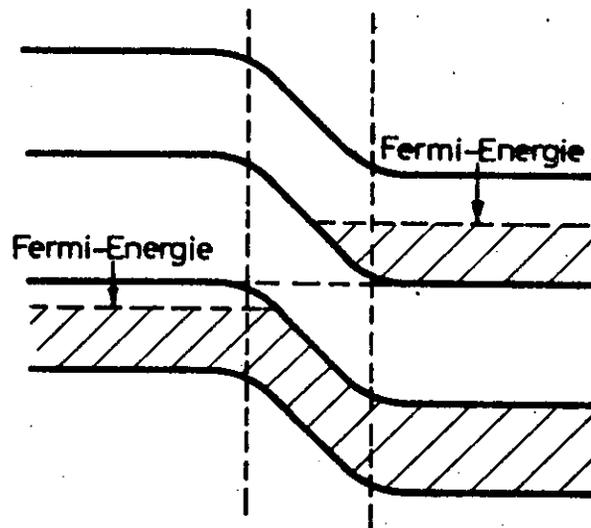


Bild 2.20
Ende des Tunnelstroms

keine Möglichkeit zum Tunneln mehr gegeben ist. Dieser Tunneleffekt spielt sich bei Spannungen zwischen etwa 50 und 500 mV je nach Halbleitermaterial ab, oberhalb dieser Werte beginnt dann der normale Diodenleitungsstrom zu fließen.

Jetzt können wir die Tunneldioden-Kennlinie konstruieren. In Bild 2.21 erkennt man die verschiedenen Anteile in der

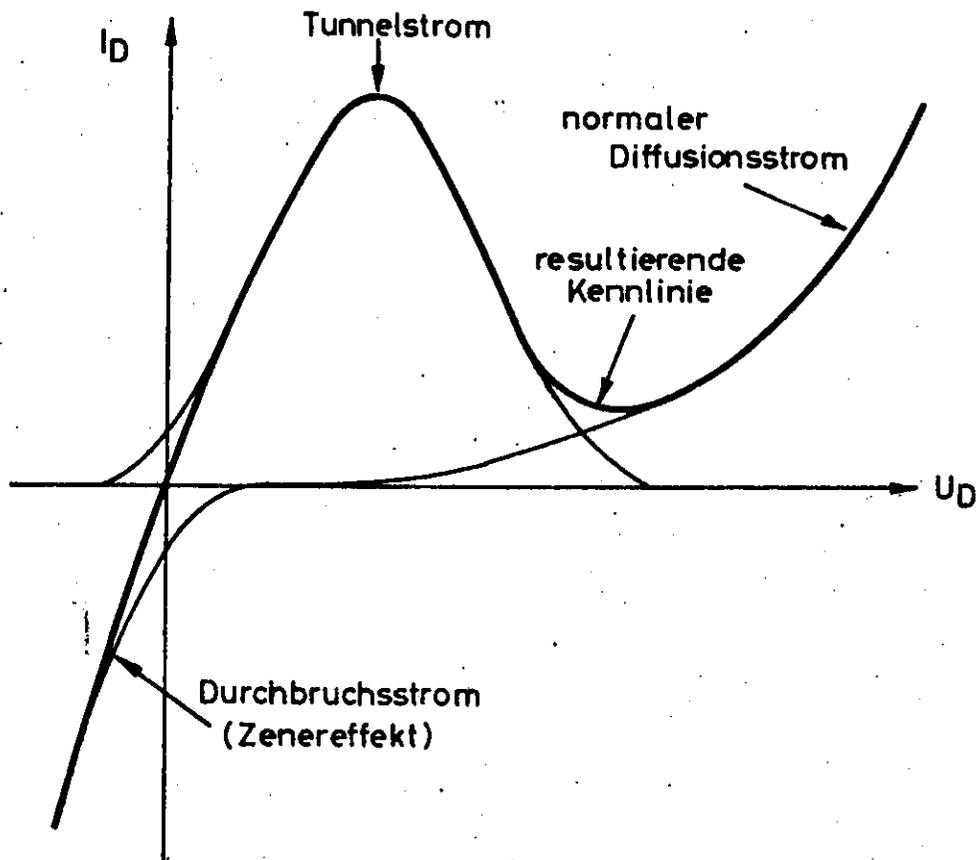


Bild 2.21

Zusammensetzung der Tunneldioden-Kennlinie

Tunnel-Dioden-Charakteristik. Von der Spannung Null Volt aus in Leitrichtung ist der Tunneleffekt gezeichnet. Er erzeugt einen Kennlinienteil, der vom Strom Null ansteigt, bis er einen Maximalwert (den Peak) erreicht, dann fällt der Strom wieder auf Null ab, das Tunneln ist beendet. Bei weiterer Erhöhung der angelegten Spannung fließt normaler Diffusionsstrom.

In Sperrichtung fließt bereits bei etwa Null Volt der Zenerstrom, dies hängt, wie oben beschrieben, mit der hohen Dotierung zusammen. Es werden vorwiegend Ge-, aber auch GaAs-Dioden eingesetzt. Da hier eine andere Dotierung, aber auch eine andere Potential-Schwellenspannung erforderlich ist, unterscheidet sich die Kennlinie von der der Ge-Diode. In Bild 2.22 sind die beiden zugehörigen Kurven gezeigt.

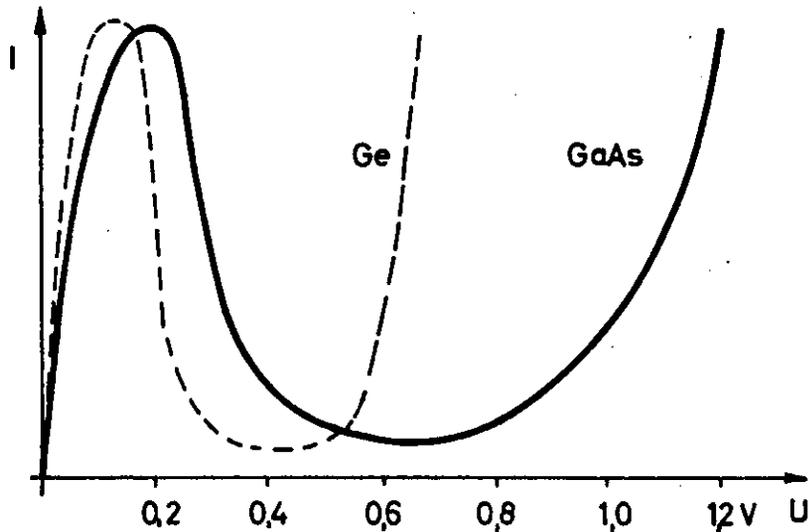


Bild 2.22

Kennlinien von Germanium- und Galliumarsenid-Tunnelnennern

Das Maximum des Tunnelstroms wird als Peakstrom J_p bezeichnet, das sich anschließende Minimum Tal- oder Valleystrom J_v , entsprechendes gilt für die zugehörigen Spannungen. Diejenige Spannung, bei der auf dem Diffusionsast der Kennlinie der Peakstrom erreicht wird, wird bei der Tunnelnennern als Forward-Voltage J_F bezeichnet. Sie ist ein Maß für den Spannungssprung einer Tunnelnennern beim Schalten.

Das für Stromsprung bestimmende Stromverhältnis J_p/J_v ist bei Ge-Dioden etwa 5 - 8, bei GaAs etwa 8 - 15.

Auf Grund des negativen Widerstandes bei der Abnahme des Tunnelstroms ist die Tunneldiode zum Oszillieren und Schalten geeignet. Wegen des sehr schmalen pn-Übergangs von weniger als 100 \AA und der geringen Kapazität C von einigen pF ist die Schaltgeschwindigkeit außerordentlich hoch. Sie ist proportional zum Verhältnis J_p/C und erreicht Werte zwischen 10^{-11} und einigen 10^{-9} sec. Da der Schaltvorgang beginnt, wenn der Peakstrom überschritten wird, ist die Stabilität dieses Punktes entscheidend für den Triggereinsatz. Im Bild 2.23 ist die prozentuale Schwankung des Peakstroms als Funktion der Temperatur aufgezeichnet. Der

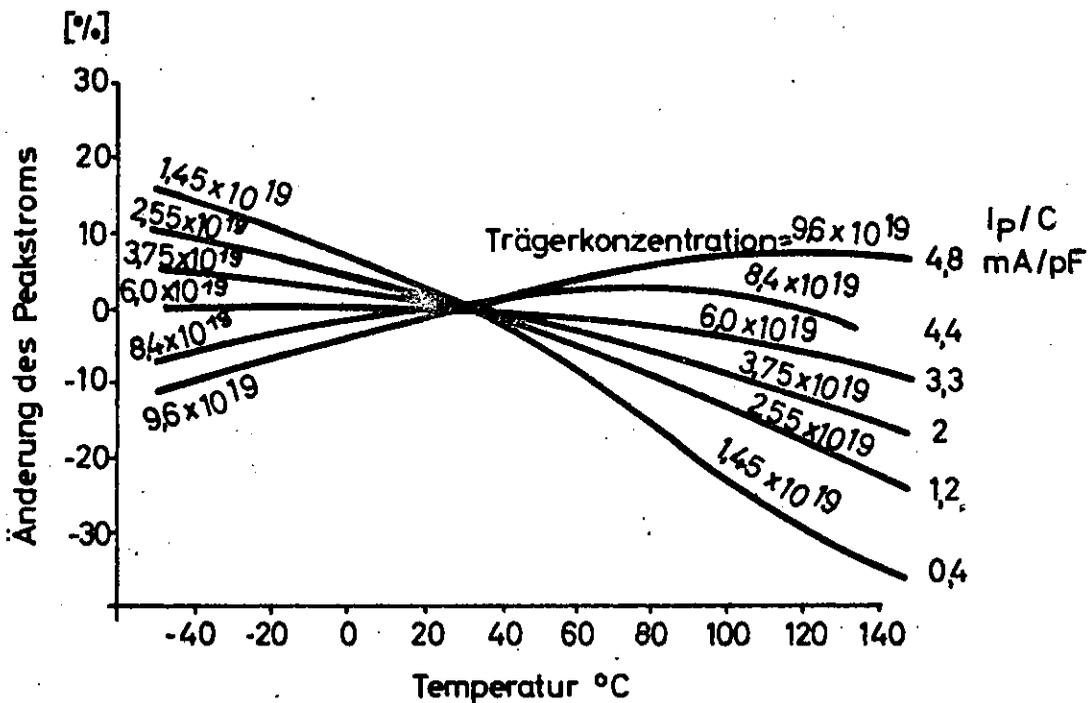


Bild 2.23

Änderung des Peakstroms mit der Temperatur für verschiedene Werte der Trägerkonzentration bzw. Schaltzeit

Parameter ist die Trägerkonzentration bzw. die entsprechende Schaltgeschwindigkeit. Man erkennt, daß Tunneldioden mit einem J_p/C -Wert von etwa 4 - 5 den stabilsten Peakstrom haben, d.h. J_p -Werte um 20 mA. Tunneldioden mit Peakströmen von etwa 1 - 2 mA haben im üblichen Arbeitstemperaturbereich von etwa $20 - 50^\circ \text{ C}$ eine fast 10 %ige Abnahme des Peakstroms.

Um einer Tunneldiode einen Gleichspannungs-Arbeitspunkt zu geben, muß man sich entscheiden, ob man sie unterhalb des Peaks oder aber auf der Diffusionskennlinie statisch anschließen will. Man braucht dazu Spannungen von einigen bzw. einigen hundert Millivolt. Wie in Bild 2.24 gezeigt,

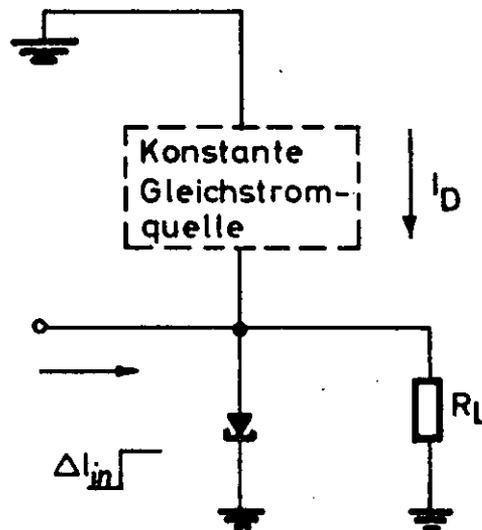


Bild 2.24
Tunnel-Dioden-Schalter mit konst. Strom

wählt man eine möglichst konstante Gleichstromquelle, um die Tunneldiode vorzuspannen, die zugehörigen Spannungsquellen (6 bis 12 Volt) bringen der Tunneldiode durch einen relativ großen Widerstand (einige kOhm) den gewünschten Strom. Da die Tunneldiode ein Zweipol ist, liegt die Last, also der Ausgangswiderstand, dem Eingangswiderstand parallel.

Man kann Tunneldioden allein oder auch mit Transistoren kombiniert in einer elektronischen Logik verwenden. Im letzteren Fall addieren sich die Tunneldioden-Kennlinie und die Transistor-Eingangscharakteristik zu einer Summenlinie, wie es im Bild 2.25 gezeigt ist. Die Tunneldiode liegt der Emitter-Basis-Diode des Transistors parallel; sie wird benutzt, um den Eingang des Transistors durch eine hohe und gleichmäßige Schaltgeschwindigkeit unabhängig von der Schaltzeit der Signalquelle zu machen. Es sind Kombinationen von Ge-Tunnel-dioden mit Ge-Transistoren bzw. GaAs-Tunnel-dioden mit Ge-

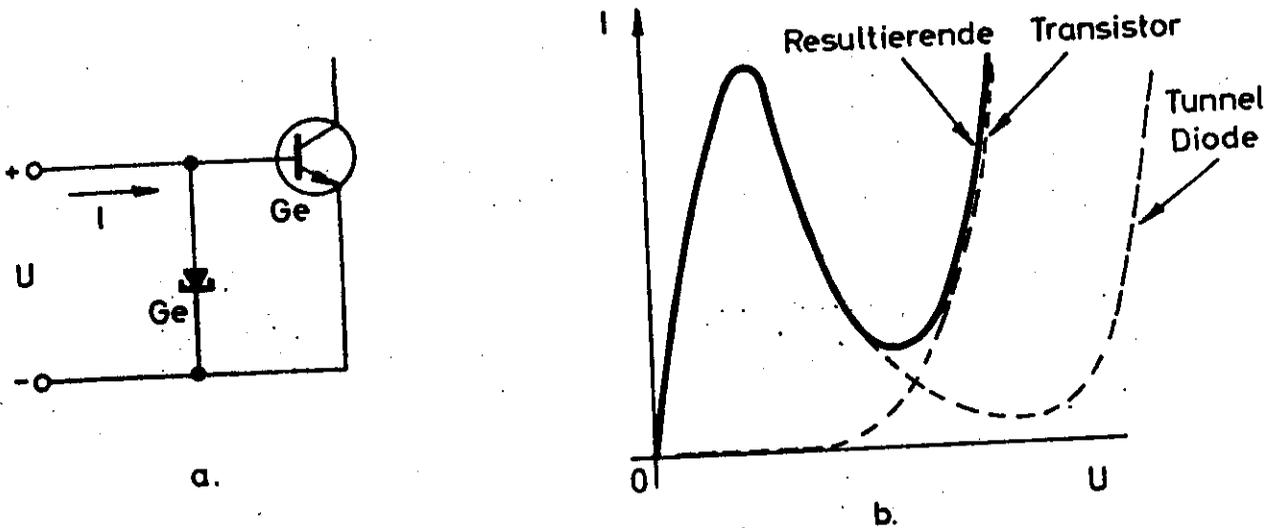
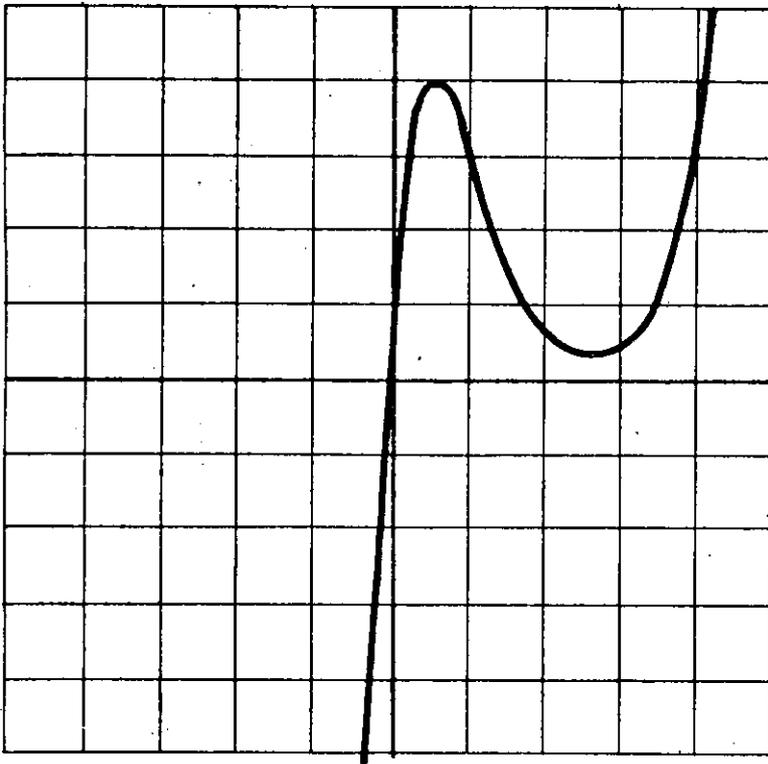


Bild 2.25

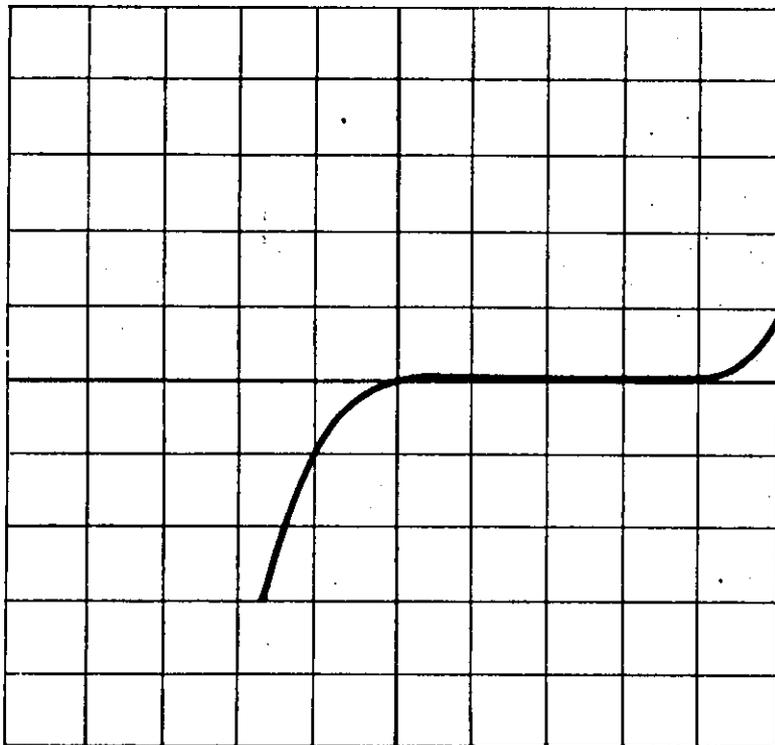
- a. Prinzip der Tunneldioden- und Transistor-Kombination
- b. Resultierende Kennlinie

oder Si-Transistoren möglich, bei Zusammenschaltung von Ge-Tunnelnioden mit Si-Transistoren muß dieser am Emitter vorgespannt sein, denn der Ge-Tunnelnioden-Spannungssprung ist zu klein, um den Si-Transistor zu schalten.

Die Backwarddiode ist ein weiterer Diodentyp mit Tunnelcharakter, ihr Peakstrom ist jedoch im μA -Bereich. Bild 2.26 (s. folgende Seite) zeigt die Kennlinie mit zwei verschiedenen Stromskalen. Der Peakstrom dieses Typs (BD 3 von General Electric) beträgt $80 \mu\text{A}$. Die vorteilhafte Schaltungsmöglichkeit erkennt man aus der unteren Kurve. Mit einem sehr geringen Spannungsabfall, etwa 90 mV , kann man sie im Leiten halten. Es sei bemerkt, daß dieser Kennlinienast durch den Zenerstrom in Sperrichtung erzeugt wird. In der anderen Richtung hat sie dann einen etwa 500 mV breiten Bereich, in dem fast kein Strom fließt (nur einige μA), erst dann beginnt das normale Leiten im Diffusionsteil der Kennlinie. Die Backwarddiode hat sehr gutes Schaltverhalten; die Geschwindigkeit beträgt wenige hundert Pikosekunden, der Spannungsabfall ist sehr gering.



Horizontal 100 mV/cm
Vertikal 20 μ A/cm



Horizontal 100 mV/cm
Vertikal 2 mA/cm

Bild 2.26
Kennlinie einer Backward Diode mit verschiedenen Stromachsen

Dies sind Eigenschaften, wie sie gewöhnliche Schaltdioden nicht besitzen. Auf Grund der fast symmetrischen Kennlinien sind Backwarddioden auch als schnelle bipolare Limiter gut zu verwenden.

2.7 Transistoren

2.7.1 Grundlagen

Durch Hinzufügen des einen und Sperren des zweiten Übergangs (Bild 2.27) kann man eine Strom bzw. auch Leistungsverstärkung erzielen, man erhält einen Transistor. Je nach Materialtyp kann man pnp- oder npn-Übergänge erzeugen.

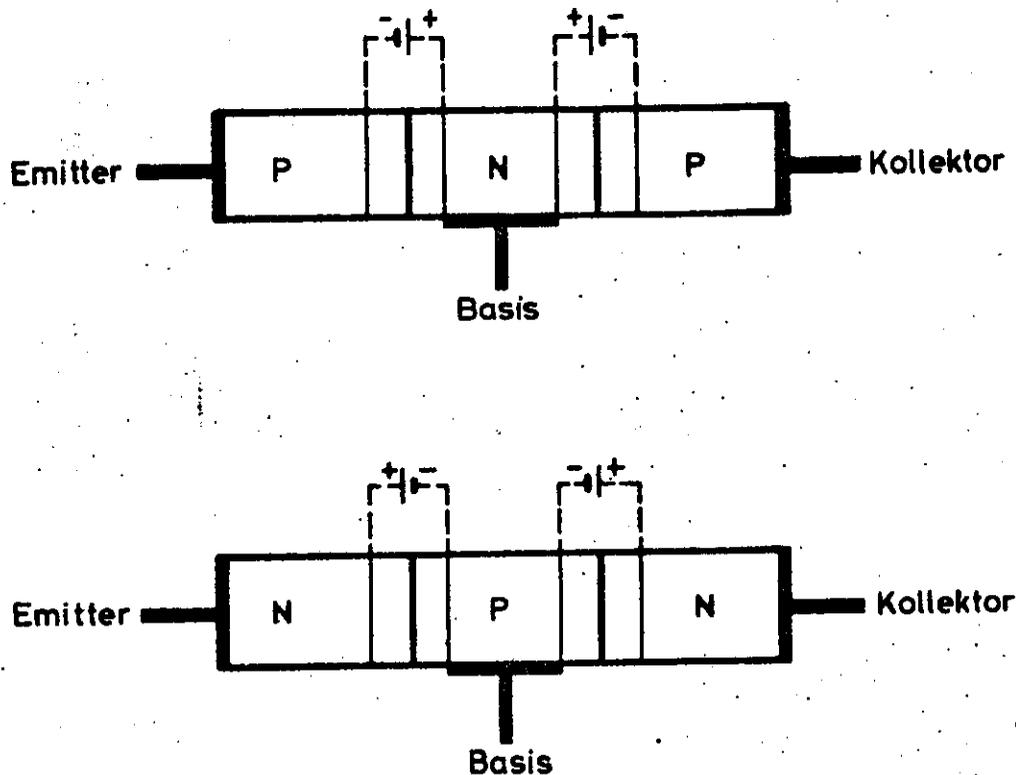


Bild 2.27

Prinzip des Transistors mit 2pn-Übergängen

Transistoren arbeiten mit der Injektion, Diffusion und Sammlung von Ladungsträgern. Danach sind die Elektroden als Emitter, Basis und Kollektor bezeichnet. Ist die Emitter-Basis-Strecke leitend vorgespannt, (also niederohmig) injiziert der Emitter Ladungsträger in die Basis, dort breiten

sie sich durch Diffusion aus. Wird eine Sperrspannung an die Kollektor-Basis-Strecke gelegt (sie ist dann hochohmig), diffundieren die Ladungsträger weiter in die Kollektor-Zone und werden an der Elektrode gesammelt.

Praktisch ist es so, daß 95 bis 99,5 % des Elektronen-Stroms die n- oder p-Region, die die Kollektorschicht darstellt, erreicht. Dieser hohe Prozentsatz ist die Grundlage für die Verstärkungseigenschaft des Transistors.

Wegen des Diffusionsverlustes in der Basiszone ist der Kollektorstrom J_C kleiner als der injizierte Emitterstrom J_E , der Fehlbetrag fließt als Basisstrom J_B ab. Das Verhältnis J_C/J_E , das zwischen 0,95 und 0,995 beträgt, nennt man die Stromverstärkung α .

Setzt man den Emitterstrom $I_E = 1$ und $I_C = \alpha$, dann beträgt der Basisstrom $I_B = 1 - \alpha$. Das Verhältnis des Kollektorstroms zum Basisstrom, also

$$\frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha}{1-\alpha}$$

wird Stromverstärkung β genannt.

Typische Werte für β liegen zwischen 10- und 600-fach.

Die Stromverstärkung ist nicht für alle Kollektorströme konstant (vgl. Bild 2.28). Bei kleinen Strömen treten Rekombinations- und Einfangverluste auf, bei großen Strömen eine Begrenzung durch den Spannungsabfall im Halbleitermaterial. Die Stromverstärkungen α und β sind frequenzabhängig. Wenn die Frequenz steigt, nimmt die Stromverstärkung ab (Bild 2.29), die Phasenverschiebung zu. Die Ursache hierfür liegt in der endlichen Laufzeit der Träger für die Durchwanderung der drei Zonen. Die heute meist beschriebene Grenzfrequenz f_t

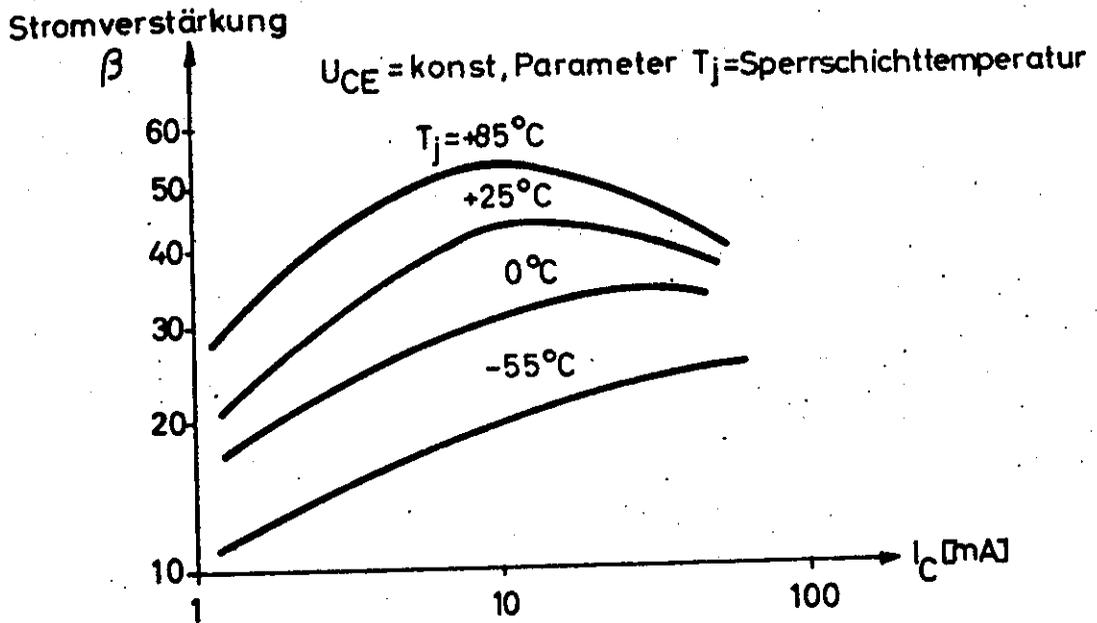


Bild 2.28

Stromverstärkung als Funktion des Kollektorstromes in Abhängigkeit von der Sperrschichttemperatur

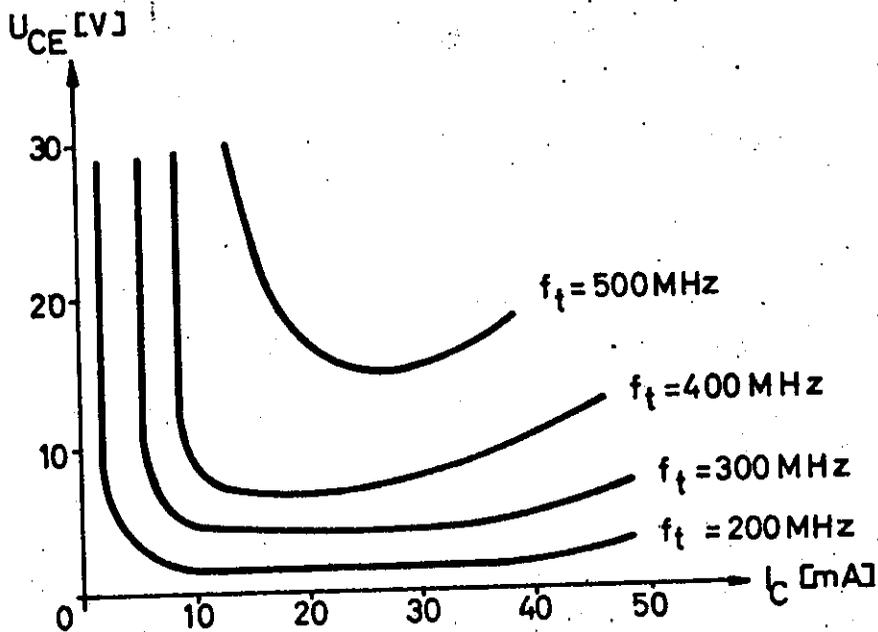


Bild 2.29

Transitfrequenz als Funktion von Kollektorspannung und -strom

(Transitfrequenz), bei der die Stromverstärkung auf den Wert 1 abgesunken ist, ist durch

$$f_t = \frac{1}{2\pi(\tau_E + \tau_B + \tau_C)}$$

definiert, wobei $\tau_{E,B,C}$ die Laufzeiten im Emitter-, Basis- und Kollektorraum sind.

Gute HF-Transistoren erreichen Werte wie

$$\tau_E = 25 \text{ psec}$$

$$\tau_B = 125 \text{ psec}$$

$$\tau_C = 10 \text{ psec}$$

daraus folgt ein f_t -Wert von etwa 1000 MHz.

Zu diesen Werten gehört eine Eingangskapazität von etwa 1 pF, eine Ausgangskapazität von etwa 0,5 pF.

2.7.2 Transistorschaltungen

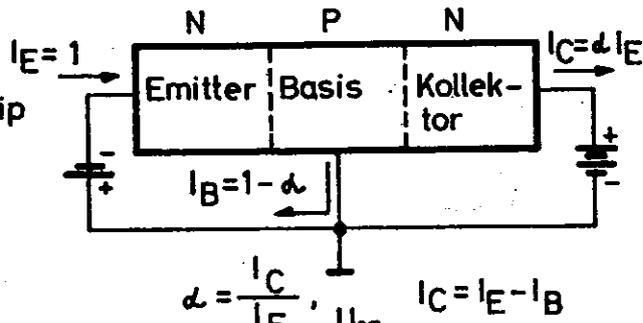
Da der Transistor drei Elektroden hat, kann er in drei Konfigurationen betrieben werden, denn jeweils eine Elektrode wird als Bezugspotential für das Signal gewählt, d.h. frequenzmäßig geerdet. Die zweite Elektrode erhält dann das Eingangssignal, die dritte gibt das Ausgangssignal ab.

Die drei Schaltungen und ihre wichtigsten Eigenschaften sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt (Bild 2.30, s. nächste Seite).

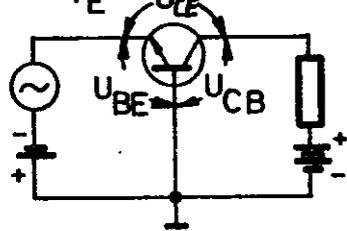
Die erste ist die Basisschaltung, in der die Basis für das Signal geerdet ist. Der Emitteranschluß wird an die Signalquelle angeschlossen, das Ausgangssignal wird dem Kollektoranschluß entnommen.

Basisschaltung

Transistorprinzip
statisch



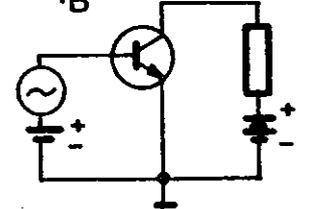
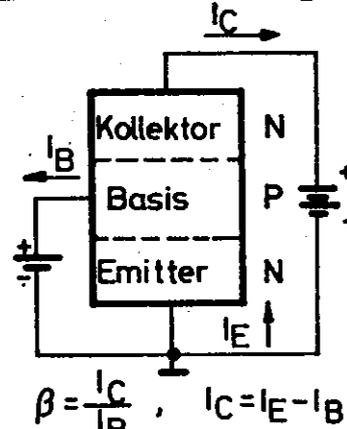
Transistorprinzip
dynamisch



Spannungsverstärkung
Stromverstärkung
Leistungsverstärkung
Eingangsimpedanz
Ausgangsimpedanz
Invertiert

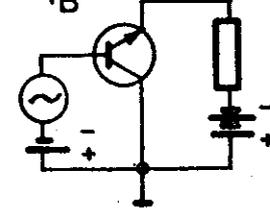
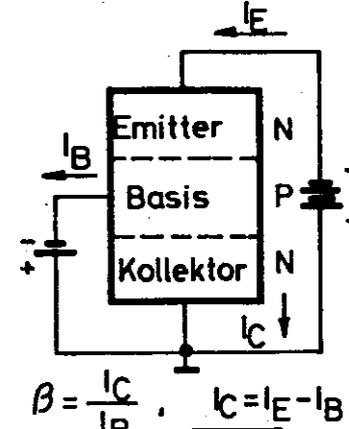
Ja
Nein (<1)
Ja
Niedrig (ca. 50Ω)
Hoch (ca. 1MΩ)
Nein

Emitterschaltung



Ja
Ja
Ja
Mittel (ca. 1kΩ)
Mittel (ca. 20-50kΩ)
Ja

Kollektorschaltung



Nein (<1)
Ja
Ja
Hoch (ca. 100kΩ-10MΩ)
Niedrig (ca. 1-100Ω)
Nein

Bild 230

Schaltungsmöglichkeiten mit Transistoren

Die zweite ist die Emitterschaltung, in der Emitter wechsellspannungsmäßig geerdet ist. Das Signal steuert den Basisstrom am Kollektor erscheint das Ausgangssignal. Diese Schaltung ist wegen der guten Strom- und Spannungsverstärkereigenschaften die meist benutzte. In der dritten Schaltung ist der Kollektor signalmäßig geerdet. Das Eingangssignal steuert den Basisstrom, das stromverstärkte Ausgangssignal wird dem Emitteranschluß entnommen. Diese Schaltung wird z.B. dort eingesetzt, wo eine Impedanztransformation erforderlich ist.

Die drei Schaltungsarten sind ähnlich den in der Röhrentechnik gebräuchlichen Anordnungen.

Für die am häufigsten eingesetzte Emitterschaltung gelten dann die folgenden einfachen Strom-Spannungsbeziehungen (Bild 2.31):

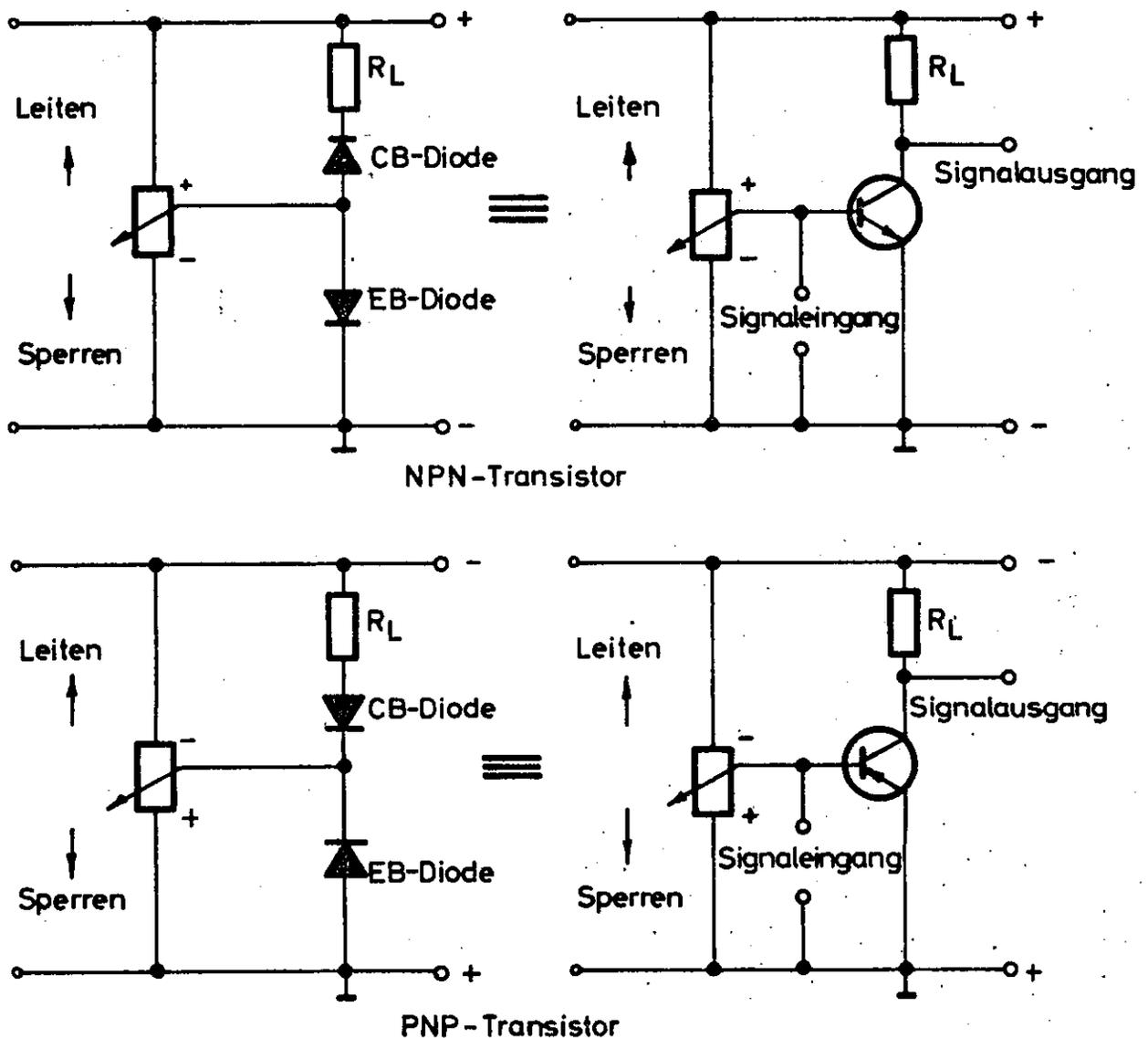


Bild 2.31
Arbeitspunkteinstellung in Emitterschaltung

2.7.3 Kennlinien

Die Leitfähigkeitseigenschaften der drei Transistorzonen, Emitter, Basis und Kollektor, zeigen sich in ihrem Arbeitsdiagramm, dem Kennlinienfeld. In Bild 2.32 ist ein

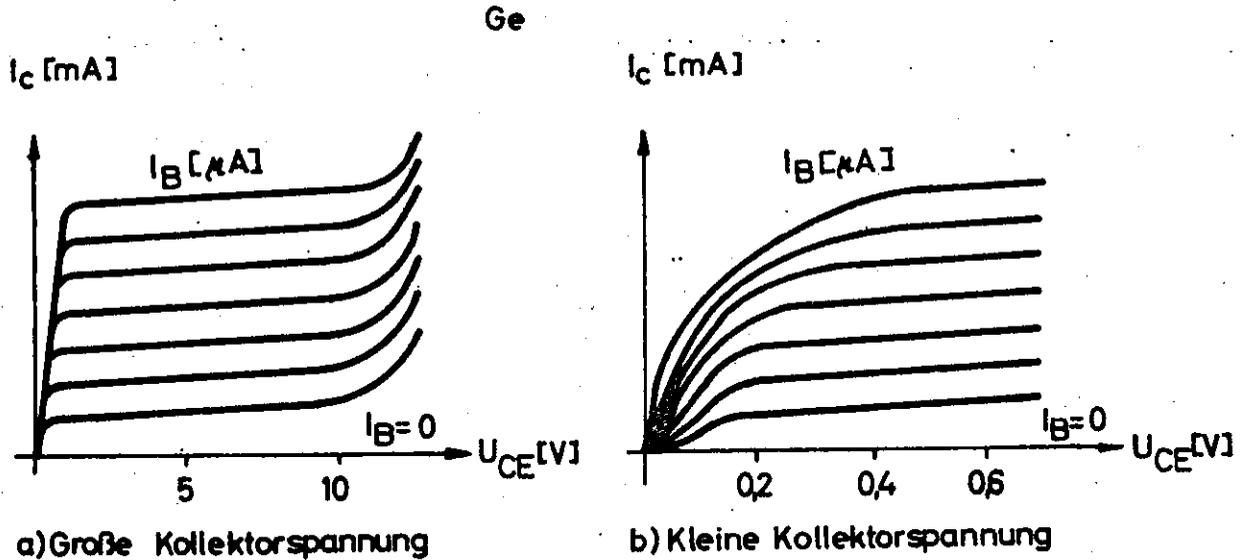


Bild 2.32

Ausgangskennlinienfeld eines Transistors in Emitterschaltung

solches Diagramm dargestellt, und zwar das Ausgangskennlinienfeld für einen Transistor in Emitterschaltung. Aufgezeichnet sind die Funktionen $I_C = f(U_{CE})$ mit I_B als Parameter. Bei kleineren Werten von U_{CE} knicken die Kurven ab. Diesen Spannungswert nennt man die Restspannung, sie spielt in der Pulstechnik eine wichtige Rolle. Nach oben sind die Kollektorspannungen durch den Spannungsdurchbruch begrenzt. Dieser Bereich ist besonders wichtig bei Lawinentransistoren, die im Abschnitt 2.10 beschrieben sind.

Aus dem Kennlinienfeld kann man wichtige Parameter, wie die Stromverstärkung

$$\beta = \left(\frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} \right)_{\Delta U_{CE} = 0}$$

sowie den Ausgangswiderstand

$$r_O = \left(\frac{\Delta U_{CE}}{\Delta I_C} \right)_{\Delta I_B = 0}$$

ablesen.

Das zweite Kennlinienfeld (Bild 2.33) stellt die Eingangskennlinie $I_B = f(U_{EB})$ mit U_{CE} als Parameter dar. Diese sind

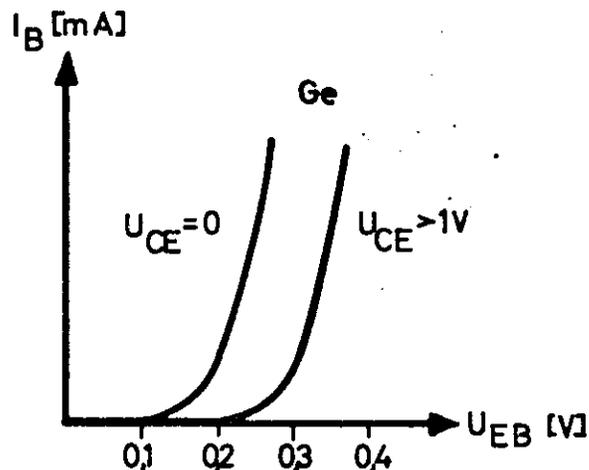


Bild 2.33

Eingangskennlinienfeld eines Transistors in Emitterschaltung

die Kurven der Emitter-Basis-Diode für Ge. Man kann hieraus den Eingangswiderstand für kleine Signale entnehmen, er ist

$$r_i = \left(\frac{\Delta U_{EB}}{\Delta I_B} \right)_{\Delta U_{CE} = 0}$$

2.7.4 Ersatzschaltbild für Transistoren

Das Verhalten der Transistoren bei kleinen Signalen kann durch Einführen von drei Widerständen beschrieben werden, die den Elektroden des Halbleiters zugeordnet sind. Die Widerstände haben die Bezeichnungen r_e , r_b und r_c .

Der Emitterwiderstand folgt aus

$$r_e = \frac{\delta U_{EB}}{\delta J_E}$$

wobei J_E sich nach Abschnitt 2.2 zu $J_E = J_s (e^{U/KT} - 1)$ bestimmt. Es ergibt sich

$$r_e = \frac{26}{J_E(\text{mA})} \text{ (Ohm)}$$

bei Zimmertemperatur. Der Widerstand ist umgekehrt proportional zum Emitterstrom, aber direkt proportional zur Temperatur.

Der Widerstand r_b setzt sich aus dem Basisbahnwiderstand und βr_e zusammen, er ist unabhängig von der Spannung. Bei Kleinleistungstransistoren beträgt er zwischen 20 und 150 Ohm.

Der Widerstand der gesperrten Kollektordiode ist

$$r_c = \frac{\delta U_{CB}}{\delta J_{CBO}}$$

wo J_{CBO} den Sperrstrom dieser Strecke darstellt. Er beträgt meist einige 100 kOhm in Ge und einige MOhm in Si.

Mit diesen drei Widerständen können wir ein Ersatzschaltbild des Transistors für kleine Signale und niedrige Frequenzen angeben. Es sind eigentlich drei Ersatzschaltbilder, da die Transistoren in drei Schaltungstypen angeschlossen werden können. Bild 2.34 zeigt den Transistor in Basisschaltung.

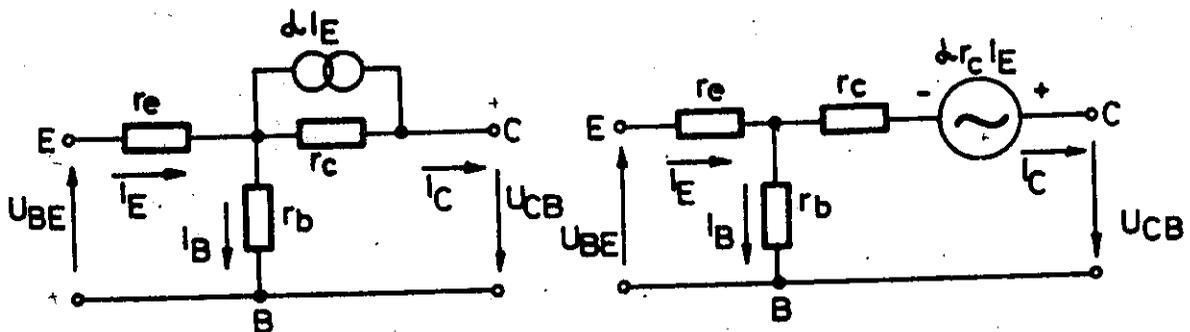


Bild 2.34
Transistor in Basisschaltung

Den Stromgenerator αJ_E kann man durch das Nortonsche Theorem in einen Spannungsgenerator der Größe $\alpha J_E r_c$ umwandeln. Die Strom- und Spannungsrichtungen sind für npn-Transistoren gezeichnet.

Bild 2.35 gibt das entsprechende Ersatzbild für die Emitterschaltung, Bild 2.36 das für die Kollektorschaltung an.

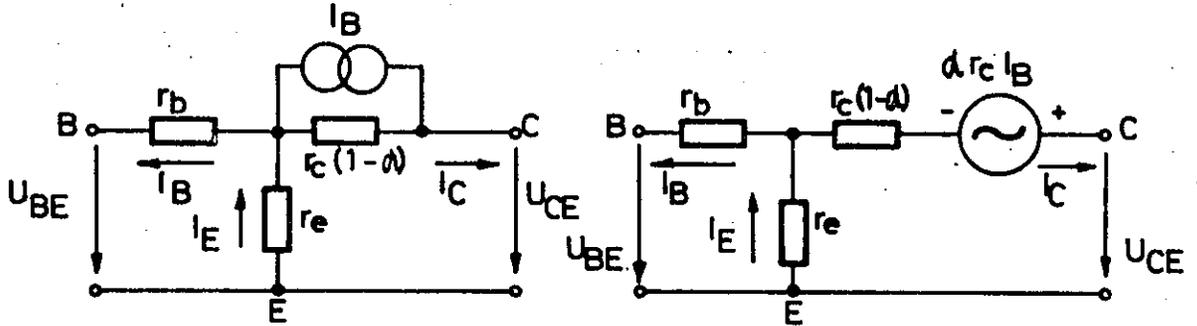


Bild 2.35
Transistor in Emitterschaltung

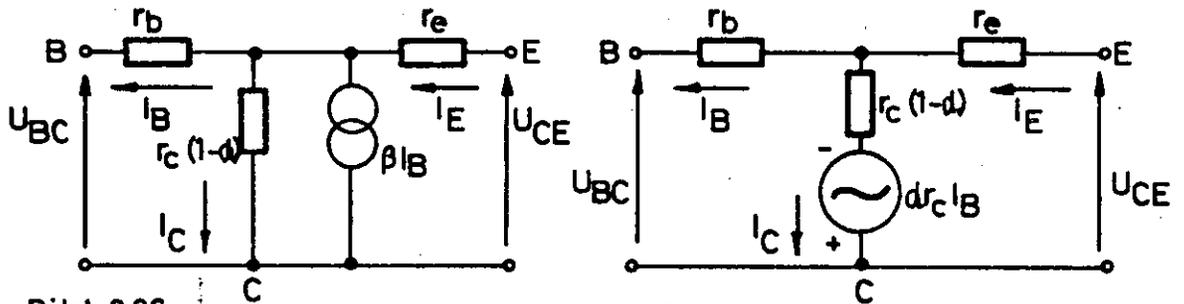


Bild 2.36
Transistor in Kollektorschaltung

Für die beiden letztgenannten Schaltungen ändert sich der r_c -Widerstand, in Basisschaltung hat der Stromgenerator den Wert αJ_E , in den beiden anderen Schaltungen βJ_B . Da $\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}$ ist, gilt

$$\frac{U}{R} = \beta J_B = \frac{\alpha r_c J_B}{r_c(1-\alpha)}$$

so daß der neue Kollektorwiderstand sich zu $r_c(1-\alpha)$ ergibt.

Dieses einfache Transistor-T-Modell berücksichtigt jedoch nicht die Generator- und Lastwiderstände. Bild 2.37 zeigt diese Zusätze für die drei Schaltungen.

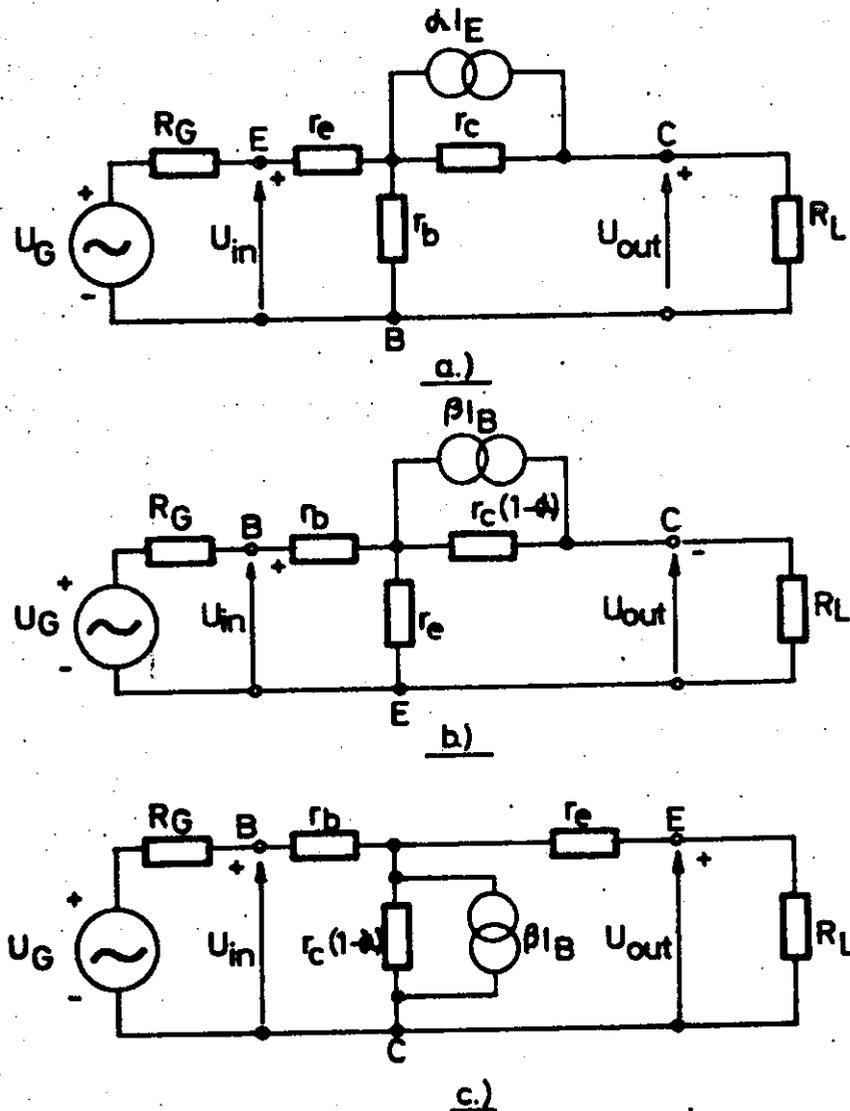


Bild 2.37
Ersatzschaltbilder des Transistors in a.) Basis-, b.) Emitter- und Kollektorschaltung für tiefe Frequenzen.

Mit den Voraussetzungen:

$$r_c \gg r_e; \quad r_c(1-\alpha) \gg (R_L+r_e); \quad R_G \gg r_b; \quad r_c \gg (R_G+r_b)$$

sind in der folgenden Tabelle (Bild 2.38) die Näherungsformeln für die drei Schaltungen bei niedrigen Frequenzen und kleinen Signalen aufgetragen:

	Basisschaltung	Emitterschaltung	Kollektorschaltung
Spannungsverstärkung	$\frac{\alpha R_L}{r_e+r_b(1-\alpha)}$	$\frac{\beta R_L}{r_b+r_e(1+\beta)}$	1
Stromverstärkung	α	β	β
Eingangswiderstand	$r_e+r_b(1-\alpha)$	$r_b+r_e(1+\beta)$	$R_L(\beta+1)$
Ausgangswiderstand	$\frac{r_e[R_G+r_b(1-\alpha)+r_e]}{R_G+r_b+r_e}$	$\frac{r_e(r_e+\frac{R_G}{\beta+1})}{R_G+r_b+r_e}$	$r_e+\frac{R_G+r_b}{\beta+1}$

Bild 2.38

Transistorparameter bei niedrigen Frequenzen

Für höhere Frequenzen müssen auch die Kapazitäten des Transistors in Betracht gezogen werden. Das Modell, das hierfür benutzt wird, ist die Hybrid- π - oder auch Giacoletto-Schaltung genannt. Am Beispiel der Emitterschaltung sollen die Parameter erläutert werden (Bild 2.39).

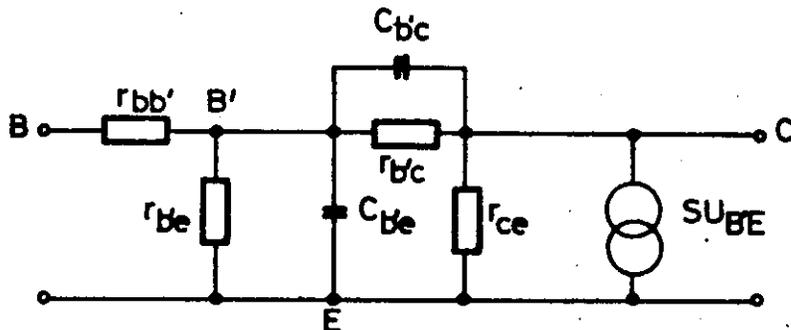


Bild 2.39

Ersatzschaltbild des Transistors in Emitterschaltung für Hochfrequenzen

Der Widerstand r_{bb} , ist der Basisbahnwiderstand, der von der Basisbreite und ihrer Leitfähigkeit abhängt. Er steigt mit der Temperatur, variiert jedoch mit zunehmender Kollektorspannung und zunehmendem Kollektorstrom nur wenig. Bei guten Hochfrequenz-Transistoren erreicht er Werte von nur einigen Ohm.

Der Basis-Emitterwiderstand $r_{b'e}$ ist umgekehrt proportional zum Emitterstrom J_E , er ist fast unabhängig von der Kollektorspannung, steigt jedoch annähernd linear mit der Temperatur. Sein Wert bei 1 mA Emitterstrom liegt zwischen einigen Hundert und einigen Tausend Ohm. Die zum Kollektorkreis gehörenden Widerstände r_{ce} und $r_{b'c}$ sind, wie früher schon erwähnt, sehr groß, ihre Werte betragen von einigen Hundert Kiloohm bis zu einigen Megohm. Beide fallen etwa linear mit zunehmendem Kollektorstrom, besonders $r_{b'c}$ ist stark temperaturabhängig.

Die Kapazität $C_{b'e}$, die innere Basis-Emitter-Kapazität, beschreibt den Diffusionsvorgang der Ladungsträger in der Basis. Sie steigt mit zunehmendem Emitterstrom. Durch diese Kapazität wird die Grenzfrequenz f_t des Transistors bestimmt, es gilt etwa: $C_{b'e} \approx \frac{S}{2\pi f_t}$, wo S die Steilheit $\left(\frac{J_C}{U_{BE}}\right)_{\Delta U_{CE} = 0}$ ist. Ihr Wert liegt zwischen einigen und einigen Hundert Pikofarad.

Die innere Basis-Kollektor-Kapazität $C_{b'c}$ steigt schwach mit zunehmendem Kollektorstrom und fällt mit steigender Kollektorspannung. Ihr Wert beträgt bei guten Hochfrequenztypen nur wenige Pikofarad.

Die oben definierte Steilheit S ist proportional zum Kollektorstrom J_C ; sie wird mit 35 bis 40 mA/V und pro mA Kollektorstrom angegeben. Sie ist unabhängig vom Transistortyp. Sind sowohl J_C und J_B als auch J_C und U_{BE} linear miteinander verknüpft, was bei kleiner Ansteuerung angenommen werden kann, folgt $J_C = S U_{BE}$, und da $J_C = \beta J_B$ ist, kann man den Stromgenerator $S U_{b'e}$ etwa durch βJ_B ersetzen.

2.8 Herstellung von Halbleitern

Transistoren werden nach verschiedenen Verfahren hergestellt. Die wichtigsten sind das Legierungs-, das Drift-, das Epitaxial- und das Planarverfahren.

2.8.1 Legierungstransistoren

Um einen pnp-Ge-Transistor zu erhalten, legiert man bei diesem Verfahren in eine n-leitende Ge-Scheibe auf beiden Seiten je eine In-Pille. Beim Abkühlen rekristallisiert das In wieder aus dem Ge, hinterläßt aber in dünnen Randzonen Störstellen mit p-Leitfähigkeit. Diese stellen Emitter und Kollektor dar, das n-leitende Ge die Basis-schicht (Bild 2.40). Die Kollektor-Zone ist meist größer

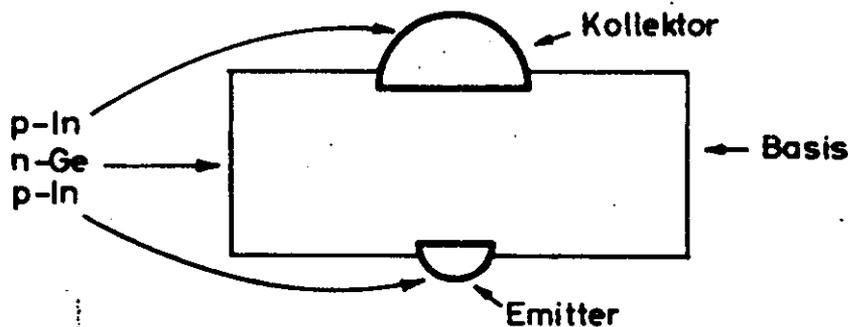


Bild 2.40

Legierungstransistor

als die Emitterzone, um günstige Stromverstärkung zu erhalten. Da die Frequenzeigenschaften des Transistors durch die Laufzeiten in den drei Schichten bestimmt sind, ist die Dicke der Basisschicht von größter Wichtigkeit für gute HF-Eigenschaften. Hier verweilen die Ladungsträger die größte Zeit während der Diffusion. Mit moderner Technologie erreicht man etwa 10μ , das bedeutet Grenzfrequenzen um 20 MHz.

2.8.2 Drifttransistoren

Der Drifttransistor ist eine modifizierte Form des Legierungstransistors. Der Unterschied liegt in der ungleichmäßigen Verteilung der Störstellen in der Basiszone. Durch

das Driftfeld, das sich durch hohe Störstellenkonzentration im Emitterbereich und niedrige im Kollektorbereich einstellt, werden die Ladungsträger so beschleunigt, daß die Laufzeit verkürzt und die Grenzfrequenz auf etwa 100 bis 200 MHz erhöht wird (Bild 2.41).

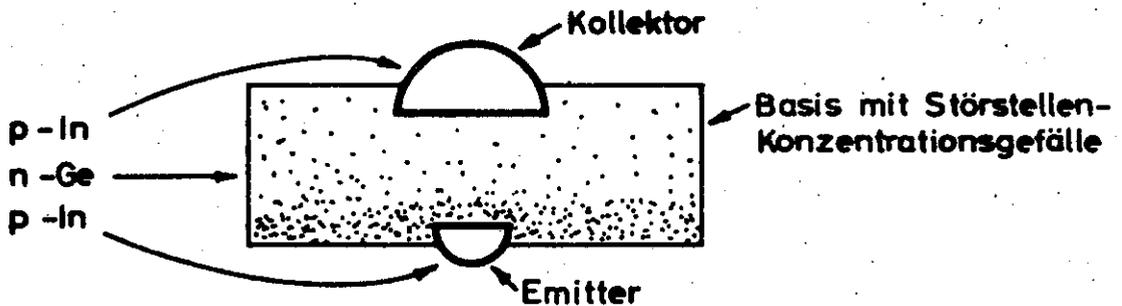


Bild 2.41
Drifttransistor

2.8.3 Epitaxialtransistoren

Bei epitaktisch (obenauf angeordnet) hergestellten Transistoren läßt man auf einem Si-Kristall, der den Kollektor darstellt, eine einkristalline Schicht aufwachsen, die die gleiche kristallografische Orientierung wie der Mutterkristall hat. Diese Schicht stellt die Basiszone dar, in die anschließend der Emitter eindiffundiert wird (Bild 2.42). Durch die dünne Basiszone von 1 μ und weniger werden Grenzfrequenzen von 1 GHz und mehr erreicht.

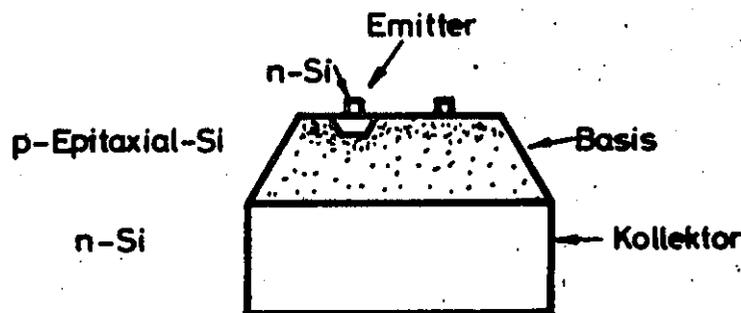


Bild 2.42
Epitaxialtransistor

2.8.4 Planartransistoren

Die Herstellung des Planartransistors ist ähnlich der des Epitaxialtransistors. Auch hier wächst auf einem n-leitenden Si-Kollektor-Kristall eine p-leitende Epitaxialschicht mit eindiffundierter p-Basis- und n-Emitter-Zone. Wesentlich neu ist, daß alle pn-Übergänge durch SiO_2 -Schichten, die während der Diffusionsvorgänge entstehen, abgedeckt werden (Bild 2.43). Das bedeutet vor allem eine lange Lebensdauer für die Halbleiter, da SiO_2 sehr stabil ist.

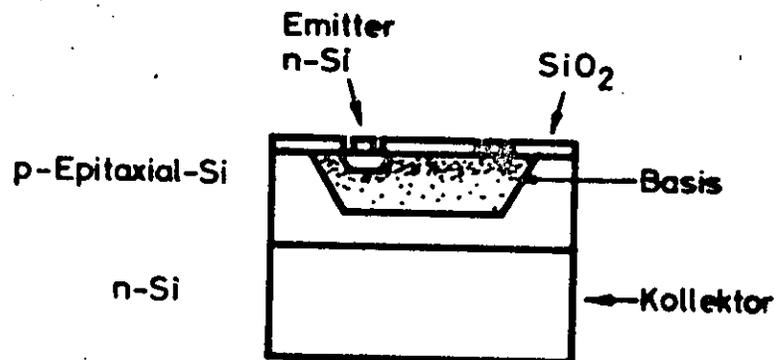


Bild 2.43
Planartransistor

2.9 Transistoren als Schalter

Der Transistor kann grundsätzlich in zwei Schaltungsarten betrieben werden:

1. als lineares Verstärkerelement,
2. als Schalter mit den Stellungen Ein/Aus.

Der Übergang von einer Stellung in die andere wird durch ein Steuersignal am Eingang bestimmt.

Diese zwei Möglichkeiten der Signalverarbeitung teilen den Operationsbereich des Transistors in analoge (lineare) und digitale (nichtlineare) Verstärkung. In der kernphysikalischen Elektronik kommen im wesentlichen nur pulsförmige

Signale vor, deswegen soll deren Verarbeitung hier besprochen werden. Bei Energiemessungen in der Niederenergiephysik, in der einige Detektoren Signale erzeugen, deren Amplitude proportional zur Energie der einfallenden Strahlung ist, müssen die relativ kleinen Signale ($10 \mu\text{V}$ bis 1V) durch Verstärker mit hohen Linearitätsforderungen soweit nachverstärkt werden, daß sie von amplitudenbewertenden Geräten untersucht werden können. Die linearen Verstärkereigenschaften des Transistors werden in Abschnitt 17 untersucht.

Wir betrachten nun den Transistor als digitalen Schalter. Die Größe des Pulssprungs am Lastwiderstand (Bild 2.44) ist

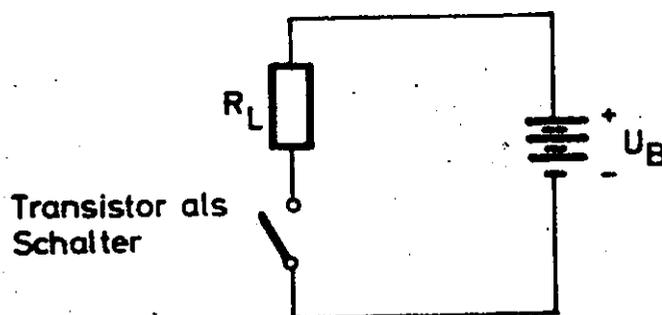


Bild 2.44

Transistor als digitaler Schalter

ist nicht allein vom Eingangssignal abhängig, sie erreicht einen durch die Schaltung begrenzten Wert ($U_B - U_S$, U_S = Sättigungsspannung des Transistors) bei einer bestimmten Mindestgröße des Eingangssignals und steigt bei dessen Erhöhung nicht mehr an. Die Verstärkung des Transistors ist bei digitalen Schaltungen nicht von entscheidender Bedeutung, jedoch ihr Minimalwert. Die Innenwiderstände des Schalters in den Stellungen Ein und Aus liegen meist zwischen Ω und $M\Omega$, sie sind jedoch frequenzabhängig.

Zu den beiden statischen Arbeitspunkten des digitalen Schalttransistors gehört auch das Gebiet des Übergangs

vom Zustand Aus in den Zustand Ein. In Bild 2.45 ist das

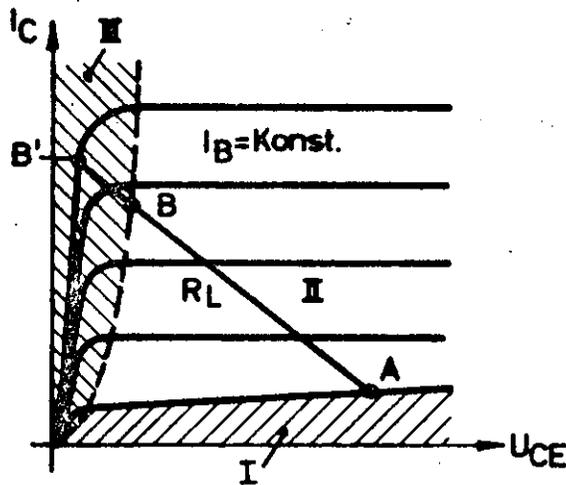


Bild 2.45

Die aktiven Betriebsbereiche eines Schaltertransistors
I Sperrbereich , II aktiver Betriebsbereich,
III Sättigungsbereich

Kennlinienfeld eines Transistors in drei Bereiche aufgeteilt. Im Bereich I ist der Transistor gesperrt, d.h. der Schalter ist offen. Dieser Bereich wird nach oben durch die Linie $I_B = 0$ begrenzt. Der sich anschließende Bereich II wird meist als aktiver Bereich bezeichnet, der Transistor wird hier als linearer Verstärker betrieben. Beim Einschalten des Transistors wandert sein Arbeitspunkt von A im Bereich I nach B im Bereich III auf der eingezeichneten Widerstandsgeraden.

Die Widerstandsgerade im Kennlinienfeld (Bild 2.46) ist durch folgende Bedingungen definiert:

1. Beim Kollektorstrom $I_C = 0$ ist die Spannung am Transistor $U_{CE} = U_B$
2. bei der Kollektorspannung $U_{CE} = 0$ (Sättigung) ist der Strom durch den Widerstand $I_C = \frac{U_B}{R_L}$

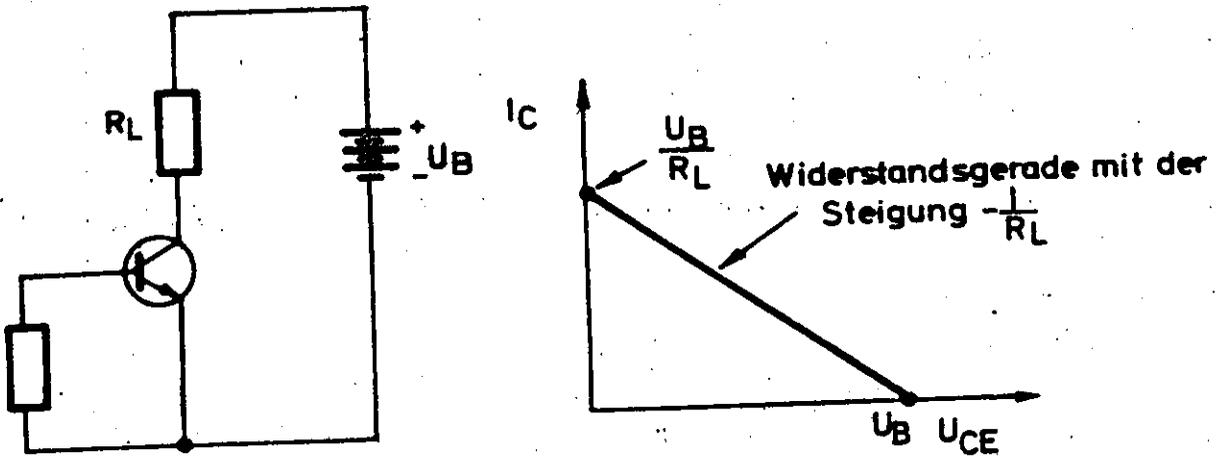


Bild 2.46

Konstruktion der Widerstandsgeraden

Diese zwei Punkte liefern die Konstruktion der Geraden. Beim Wandern von A nach B steigt der Kollektorstrom I_C , die Kollektorspannung U_{CE} sinkt, bis der Transistorarbeitspunkt in den Bereich III gelangt, dieser wird als Sättigungs- oder Übersteuerungsbereich bezeichnet. Die Grenze zwischen den Bereichen II und III, durch $U_{CB} = 0$ bestimmt, ist auch die Grenze der normalen Aussteuerung. Während der Innenwiderstand des Transistors in den Bereichen I und II mittel bis groß war, ist er im Bereich III wesentlich kleiner.

Betrachten wir zunächst den Sperrbereich I. Durch den gesperrten Transistor fließt ein sehr geringer Strom, der als Reststrom bezeichnet wird. Erhöht man die Kollektorspannung, steigt auch der Reststrom leicht an. Bei einer bestimmten Spannung, der Durchbruchspannung, erfolgt durch das sehr starke Feld in der Kollektorsperrschicht eine lawinenartige Vervielfachung der Ladungsträger. Der Reststrom steigt nun stark an, der Innenwiderstand des Transistors geht gegen Null oder wird auch negativ. Dieser Effekt wird in Abschnitt 2.10 ausführlicher beschrieben.

Nach dem Einschalten des Transistors wandert der Arbeitspunkt auf der Widerstandsgeraden von A nach B durch den aktiven Bereich II, beim Ausschalten umgekehrt. Während dieser Wanderung kann es vorkommen, daß die zulässige Verlustleistung $N_w = \text{const}$ des Transistors, die wegen $(U_{CE} \cdot I_C)_{\text{max}} = \text{const.}$ als Hyperbel ins Kennlinienfeld eingetragen wird, kurzzeitig weit überschritten wird. Dies ist gefährlich, wenn der Transistor dabei thermisch überlastet wird. Für die Wahl eines zum Schalten einer bestimmten Last geeigneten Transistors sind hauptsächlich der auftretende Spitzenstrom, die wirkliche Betriebsspannung, die maximal im Betrieb auftretende Sperrspannung und die Verlustleistung maßgebend.

Hat der Transistor eine rein ohmsche Last zu schalten, wandert der Arbeitspunkt wie eben beschrieben. Sein Weg ist in Bild 2.47 dargestellt.

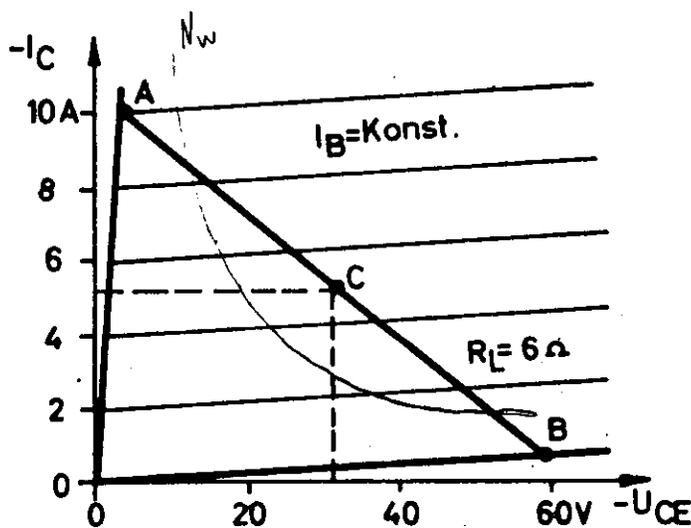
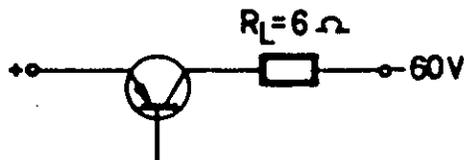


Bild 2.47

Weg des Arbeitspunktes beim Schalten von ohmscher Last

Häufig kommt es jedoch vor, daß eine kapazitiv-ohmsche Last geschaltet werden muß. Dann läuft der Arbeitspunkt einen anderen Weg, wie es in Bild 2.48 gezeigt ist. Beim Einschalten

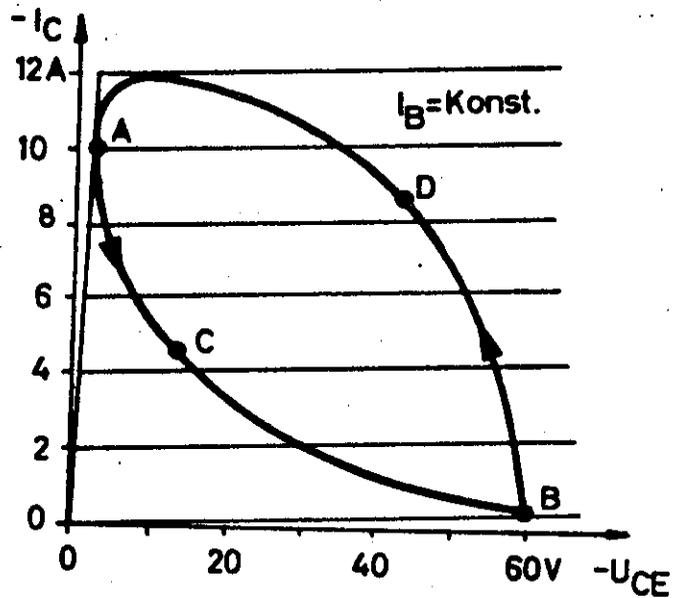
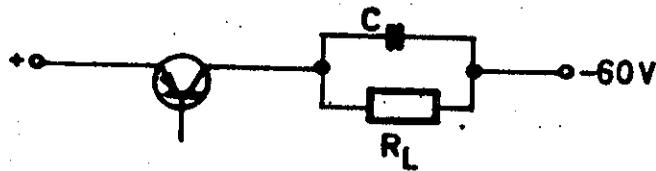


Bild 2.48

Weg des Arbeitspunktes beim Schalten
von kapazitiver Last

bietet der ungeladene Kondensator praktisch einen Kurzschluß dar, dadurch wird der Strom sehr hoch. Es wird nur durch den Basiswiderstand und die Stromverstärkung des Transistors begrenzt. Mit zunehmender Ladung steigt die Spannung am Kondensator exponentiell an, bis sie sich schließlich auf den Wert einstellt, der durch den Widerstand R_L gegeben ist. Es tritt aber weder beim Ein- noch beim Ausschalten eine Spannungsüberhöhung ein.

Wird der Arbeitspunkt des Transistors über den aktiven Bereich hinaus weiter gesteuert, gelangt er in den Übersteuerungsbereich III. An der Grenze der Bereiche ist die Kollektor-Basisspannung gleich Null, die Kollektor-Emitterspannung des Transistors hat die gleiche Größe wie die Basissteuerspannung. Übersteuert man den Transistor, d.h. wird $|U_{CE}| < |U_{BE}|$, stellt sich eine Kollektor-Emitterspannung ein, die wesentlich abhängig vom Emitterstrom ist und Restspannung genannt wird. Diese Spannung verbleibt am Transistor, da der Innenwiderstand nicht ganz auf Null Ohm zurückgeht. In Bild 2.49 sind einige Kennlinien im Übersteuerungsbereich eingezeichnet. In

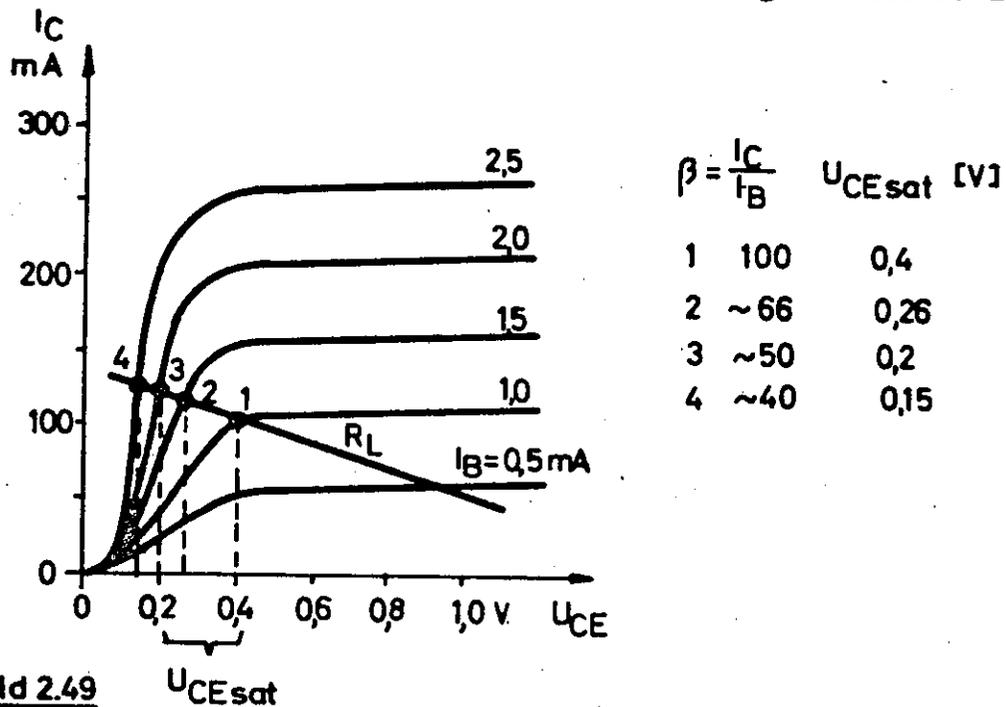


Bild 2.49 Ausgangskennlinien eines Transistors bei kleiner Kollektorspannung

Arbeitspunkt 1 kann der Basisstrom gerade noch den durch den Lastwiderstand R_L festgelegten Kollektorstrom erzeugen. In den Punkten 2 bis 4 wird der zugehörige Kollektorstrom nicht mehr erreicht. Die Stromverstärkung nimmt ab, ebenfalls aber die Restspannung. Diese Übersteuerung beeinflusst, wie im Abschnitt 2.13 gezeigt wird, auch die Schaltzeiten des Transistors. Es ist gebräuchlich, die Angaben der Restspannung bei der Stromverstärkung $\beta = 10$ festzusetzen.

2.10 Lawinentransistoren

Der Lawinentransistor nutzt den sehr schnellen Stromanstieg beim Durchbruch der Kollektorspannung aus. Wegen der Schnelligkeit der Stromvervielfachung ist der Transistor besonders für den Nanosekundenbereich geeignet. Die Erzeugung von Hochstrom-Pulsen von Nanosekunden-Dauer ist von großer Wichtigkeit für die Entwicklung schneller Schaltungen, besonders wenn der zeitliche Einsatzpunkt gut definiert werden kann. Unter den vielen Anwendungsmöglichkeiten zur Erzeugung kurzer Pulse ist der Einsatz in der Sampling-Technik von besonderer Bedeutung, weil dort die zeitliche Auflösung oder auch Anstiegszeit praktisch nur durch die Pulsbreite bestimmt wird.

In der Avalanche-Transistortechnik werden Kollektorspannungen an den Transistor gelegt, die weit höher als normal sind, so daß das Feld in der Kollektorsperrschicht sehr hoch ist. Dadurch können Ladungsträger, die vom Emitter in die Basis diffundieren, in Richtung zum Kollektor stark beschleunigt werden und dabei soviel Energie aus dem Feld aufnehmen, daß sie weitere Elektron-Lochpaare durch Stoß im Kristall erzeugen können. Die Löcher oder Elektronen (für pnp- oder npn-Transistoren) wandern schnell zum Kollektor, die anderen Ladungsträger zur Basiszone. Ist das Kollektor-Sperrschichtfeld sehr hoch, können dort die Ladungsträger weiterionisieren, so daß für jede Ladung, die aus der Basis kommt, viele Ladungen den Kollektor erreichen.

Der Vervielfachungseffekt ist in Bild 2.50 (s. folgende Seite) dargestellt. Bei kleineren Kollektorspannungen U_{CE} ist das Feld für eine Multiplikation nicht ausreichend, hier gilt die normale Transistor-Charakteristik. Bei höheren Spannungen beginnt der Kollektorstrom zu steigen, obgleich der Emitterstrom konstant bleibt, bis ein Punkt erreicht wird, bei dem vollständiger Durchbruch erfolgt; es ergeben sich dabei sehr hohe Werte des Kollektorstroms. Dieser Strom kann auch fließen, wenn der Emitterstrom Null ist, in diesem Fall

besteht der Strom aus thermisch erzeugten Minoritätsträgern, normalerweise J_{CO} genannt.

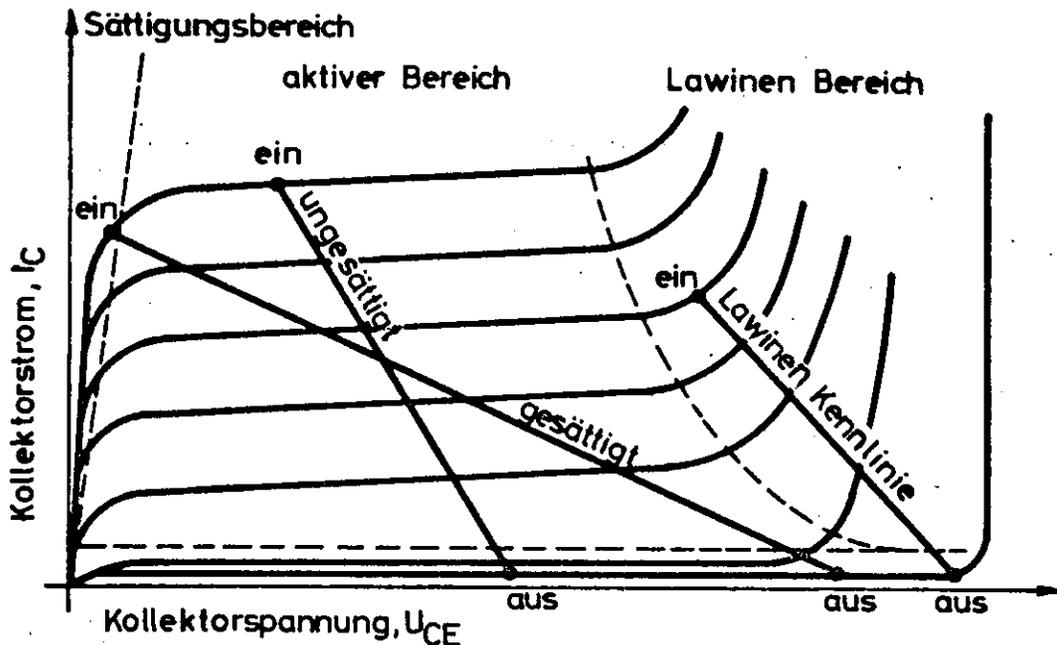


Bild 2.50

Arbeitsbereich für das Schalten von Transistoren

Die früher definierte Stromverstärkung $\alpha = \frac{J_C}{J_E}$ gilt für den Normalbereich mit $J_E = \text{const.}$, im Avalanche-Bereich gilt ein anderer Stromverstärkungsfaktor, nämlich A_α . Empirisch wurde für Ge gefunden:

$$A = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{CE}}{U_A}\right)^3}$$

Dabei ist U_A die Spannung, bei der der Durchbruch erfolgt, sie ist hauptsächlich durch die Dotierung des Basis-Materials bestimmt. Bei jeder gegebenen Kollektorspannung muß die Kollektorsparrschicht gerade genügend Ladungsträger enthalten, die ein elektrisches Feld erzeugen, das gerade das äußerlich angelegte Feld neutralisiert. Besitzt die Basiszone eine hohe Leitfähigkeit, so kann die Übergangszone sehr dünn sein, um diese Bedingung zu erfüllen; es genügt eine relativ kleine

Spannung für den Durchbruch. Ist die Leitfähigkeit klein, muß die Zone dicker sein und daher die Durchbruchs-Spannung auch größer sein. Wenn jedoch die Leitfähigkeit zu klein wird oder die Basiszone zu dünn, so kann sich die Kollektorsperrschicht über die ganze Basiszone erstrecken. Dies ist als "Punch-through"-Effekt bekannt, die zugehörige Spannung ist U_P .

Lawinentransistoren werden so hergestellt, daß U_A kleiner als U_P ist, jedoch nur sehr wenig. Das hat zur Folge, daß die effektive Basiszone nur sehr dünn ist, wodurch die Laufzeit der Ladungsträger stark verkürzt wird und damit der Stromanstieg in sehr kurzer Zeit (10^{-10} bis 10^{-9} sec) erfolgt.

In der Kennlinie eines Si-Avalanche-Transistors (Bild 2.51)

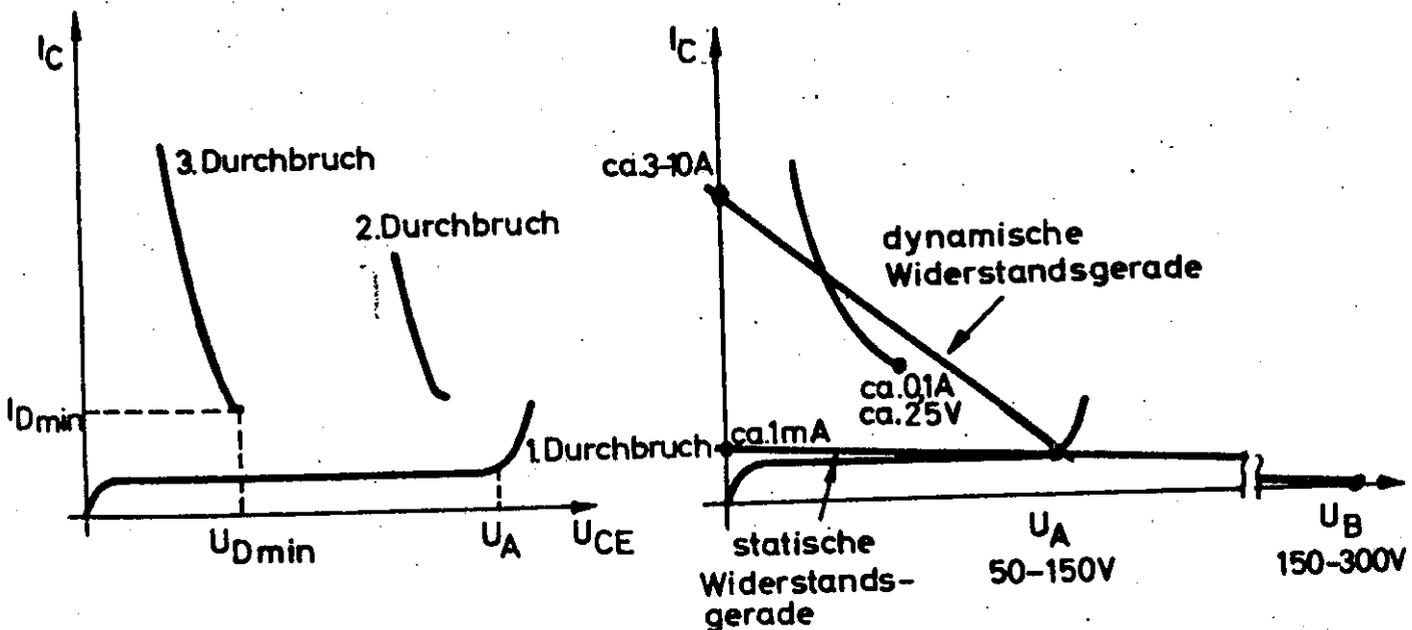


Bild 2.51

Kennlinien des Lawinentransistors

sind die Durchbruchslinien aufgezeigt. Nach dem ersten Durchbruch, der bei der Kollektorspannung U_A erfolgt, springt die Durchbruchspannung mit zunehmendem Kollektorstrom auf einen niedrigeren Wert. Dieser ist, je nach Art der Vorspannungserzeugung der zweite oder dritte Durchbruch, letzterer ist der, mit dem ein Lawinentransistor typischerweise arbeitet.

Durch U_H und I_H sind die Minimalwerte bestimmt, die zum dritten Durchbruch führen.

eines Lawinentransistors

Bild 2.52 zeigt eine normale Schaltung. U_B und R_1 bestimmen

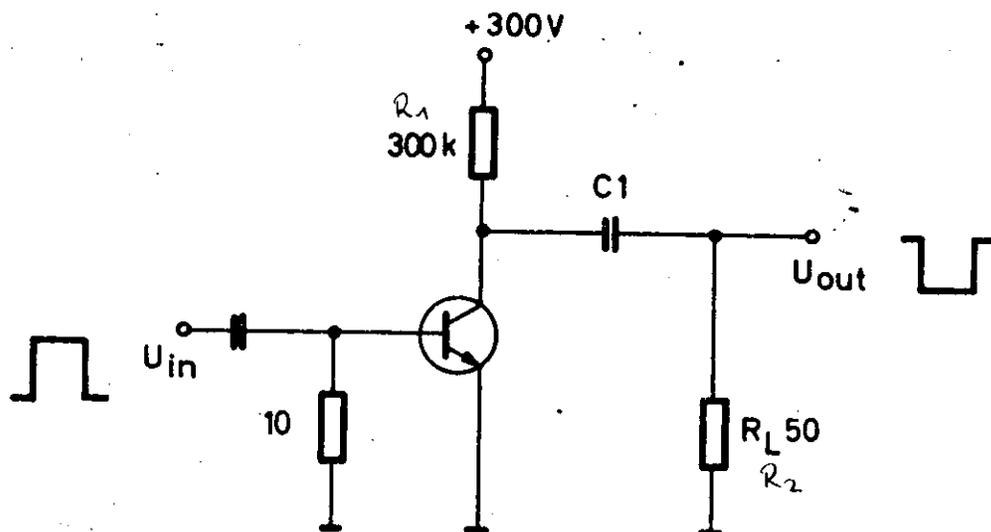


Bild 2.52

Schaltbeispiel eines Lawinentransistors

die statische Kennlinie, U_{out} und R_2 die dynamische. Die statische Widerstandsgerade darf nicht den dritten Durchbruch kreuzen, sonst kommt es zur thermischen Zerstörung des Transistors. Die dynamische Widerstandsgerade bleibt so lange erhalten, bis die in C_1 aufgespeicherte Energie verbraucht ist.

Die Triggerung erfolgt in Leitrichtung der Emitter-Basis-Diode, dadurch verschiebt sich der statische Arbeitspunkt I_A nach links. Wenn kein Schnittpunkt mit der statischen Geraden möglich ist, springt der Arbeitspunkt auf die Durchbruchkennlinie.

2.11 Feld-Effekt-Transistoren

Der FET ist ein von den bisherigen Bauelementen wesentlich verschiedener Halbleiter. Sein Prinzip ist in Bild 2.53 gezeigt.

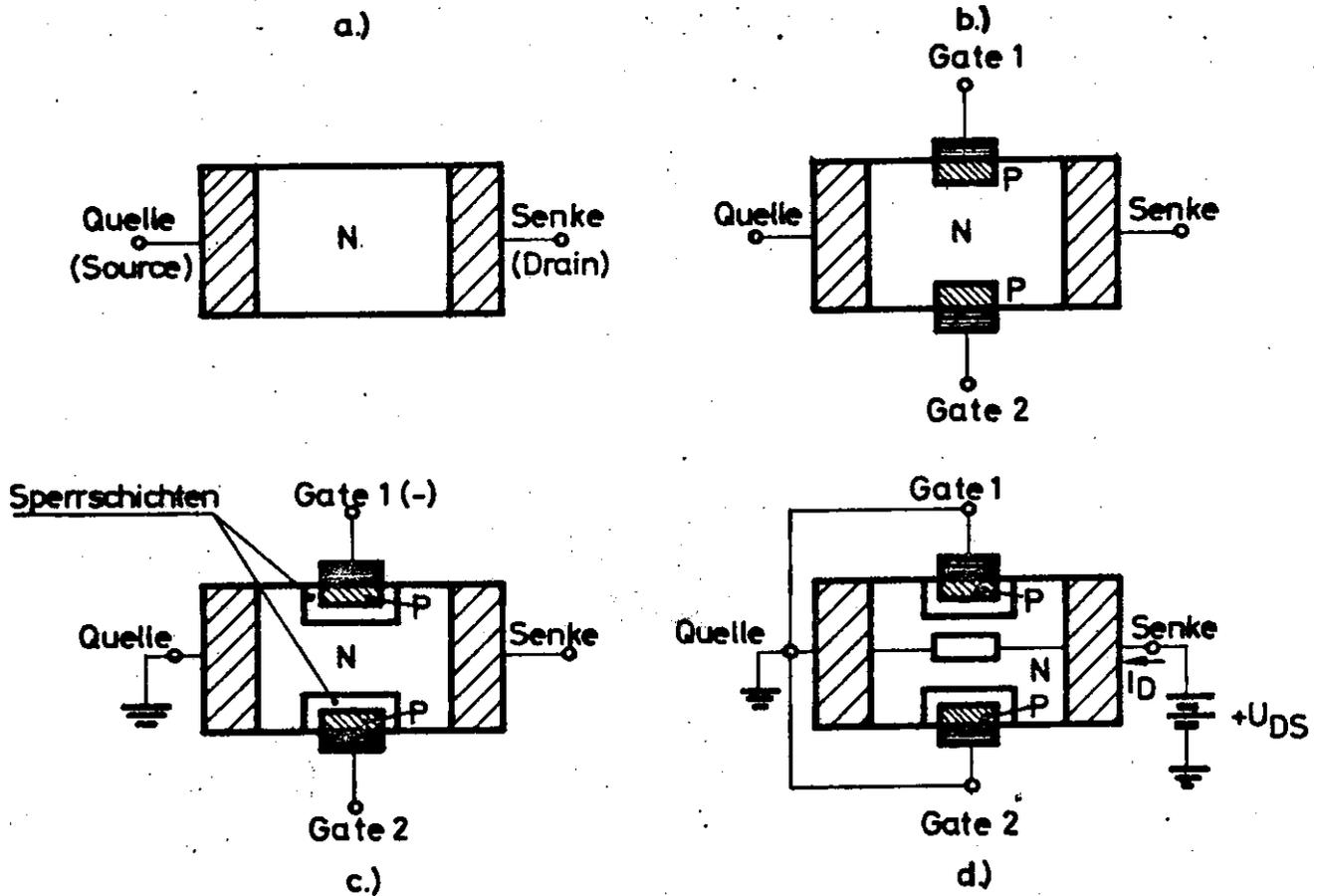


Bild 2.53

Prinzip eines Feldeffekt-Transistors

Der FET ist ein stromrichtungsunabhängiger Halbleiterverstärker, der durch ein elektrisches Feld gesteuert wird (Bild 2.53a). Durch Erweitern auf einen npn-Kristall aus Si ergeben sich drei Anschlüsse, eine Quelle S (source), eine Senke D (drain) und ein Gate G. Die Strecke zwischen Quelle und Senke wirkt als Halbleiterwiderstand, in dem bei Anlegen einer äußeren Spannung ein Elektronenstrom fließt. Ein Umpolen ändert lediglich die Richtung, nicht aber die Stärke des Stromes. Die p-Zone, an der die Gate-

Elektrode angeschlossen ist, durchsetzt nicht den ganzen Kristall, sie läßt noch einen n-Kanal frei (Bild 2.53b). Wird aber zwischen Quelle S und Gate G eine Spannung in Sperrichtung (Bild 2.53c) angelegt, wandern die p-Ladungsträger an die negative Gate-Elektrode, die Elektronen an die positive Quelle. Die entstehende Sperrschicht beginnt sich mit zunehmender Sperrspannung weiter auszudehnen, bis sie den ganzen Kanal ausfüllt und jeglichen Stromfluß unterbindet. Durch Änderung der Gate-Spannung kann man so den Elektronenstrom zwischen der Quelle und der Senke steuern. Wird die Gate-Spannung, bezogen auf die Quelle, gleich oder nahe Null Volt (Bild 2.53d), steigt der Elektronenstrom zunächst linear mit wachsender Spannung zwischen Quelle und Senke. Er erzeugt jedoch im Halbleiterkristall einen Spannungsabfall, der zwischen Gate G und Senke D eine Sperrschicht hervorruft, die sich soweit ausdehnen kann, daß mit zunehmender Spannung kein zusätzlicher Stromfluß möglich ist. Bild 2.54a zeigt die FET-Kennlinien, man erkennt die Stromsättigung bei der Spannung U_P . Durch weitere Spannungserhöhung wird die Durchbruchspannung U_A erreicht. Wird an die Gate-Elektrode eine Sperrspannung gelegt (Bild 2.54b), tritt die

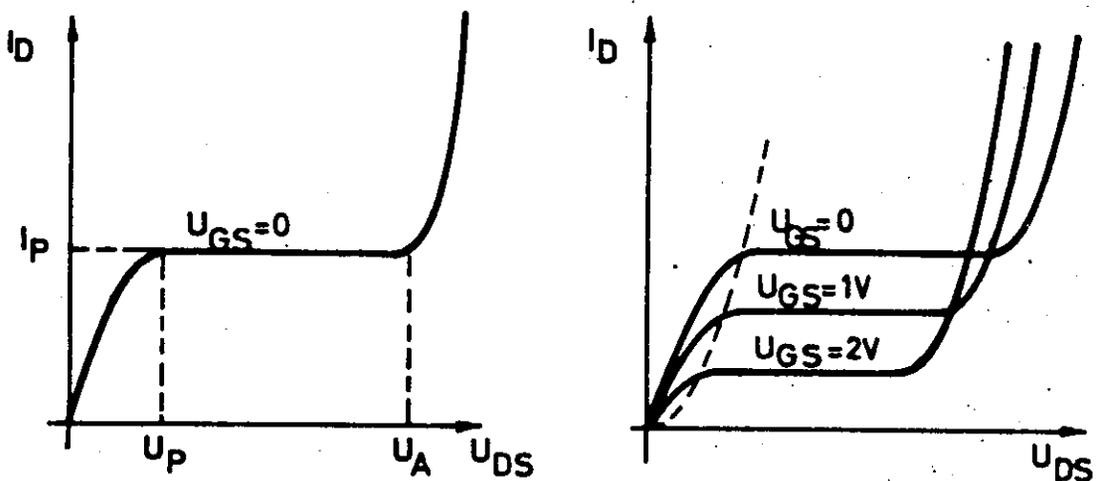


Bild 2.54

Senkenstrom-Kennlinien

Stromsättigung bereits bei kleineren Quellenströmen ein. Ist der Kanal gesperrt (Stromsättigung), wird der Eingangswiderstand sehr hochohmig, etwa 10^8 bis $10^{10} \Omega$. Typisch ist, daß wie bei Elektronenströmen, kein Steuerstrom fließt. Da es sehr schwierig ist, Verunreinigungen von zwei Seiten in einen Halbleiterkristall zu diffundieren, wird praktisch die Geometrie gewählt, die Bild 2.55 zeigt. Auf ein p-Si-

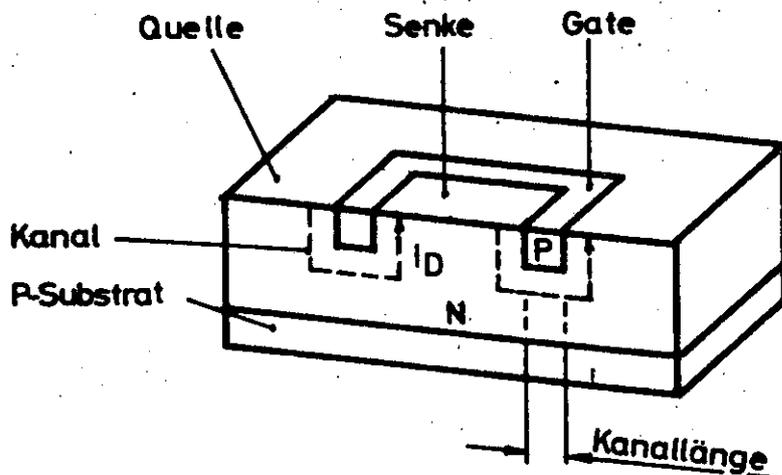


Bild 2.55

Geometrie eines Feldeffekt-Transistors

Substrat ist ein n-Si-Kristall epitaktisch aufgewachsen, in ihn wird niederohmiges p-Si als Gate-Elektrode eindiffundiert. Durch diese Herstellung entstehen die drei Gebiete, Quelle, Gate und Senke mit den zugehörigen Kanälen.

2.12 MOSFET's

Eine besondere Version des FET's ist unter den Namen MOSFET (Metall-Oxyd-Si-FET) oder auch IGFET (Insulated Gate FET) bekannt. Das Ausgangssubstrat ist hier hochohmiges p-Material (Bild 2.56a), in das zwei getrennte niederohmige n-Regionen, Quelle und Senke, eindiffundiert werden (Bild 2.56b). Nun wird die Oberfläche mit einer isolierenden Oxydschicht (SiO_2) abgedeckt (Bild 2.56c). Anschließend werden Löcher in das Oxyd geätzt, durch die metallische Kontakte zur Quelle und zur Senke gebracht werden. Die Gate-Elektrode, die den

ganzen Kanal überdeckt, wird auf das Oxyd gedampft, ohne metallisch mit dem Kanal verbunden zu sein (Bild 2.56d).

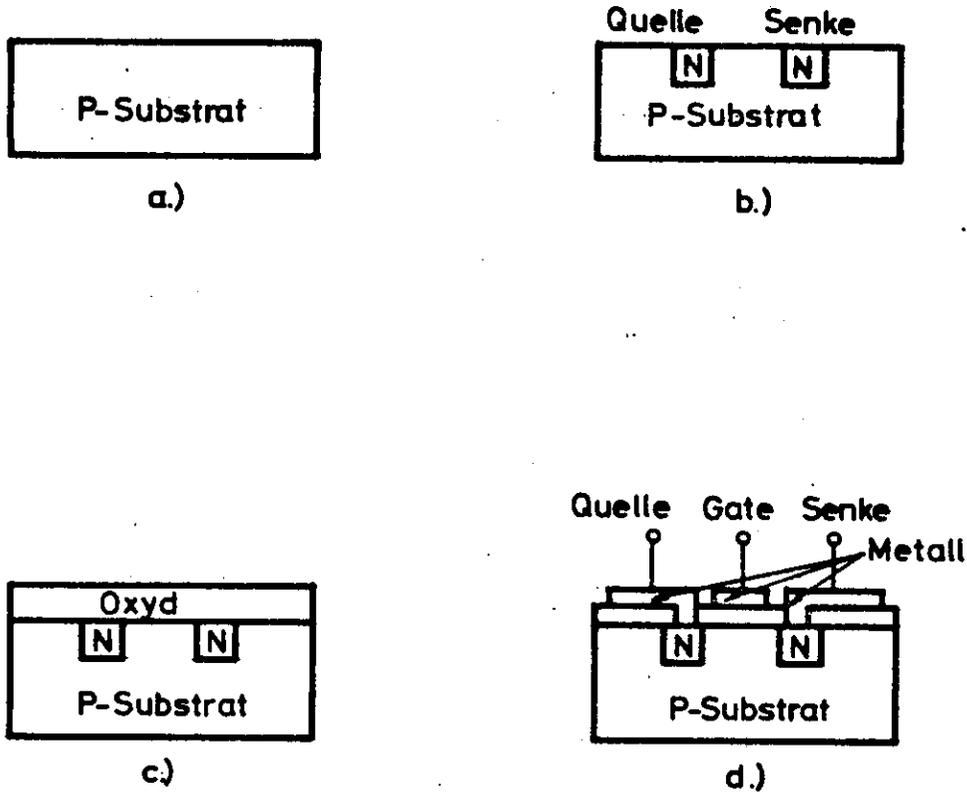


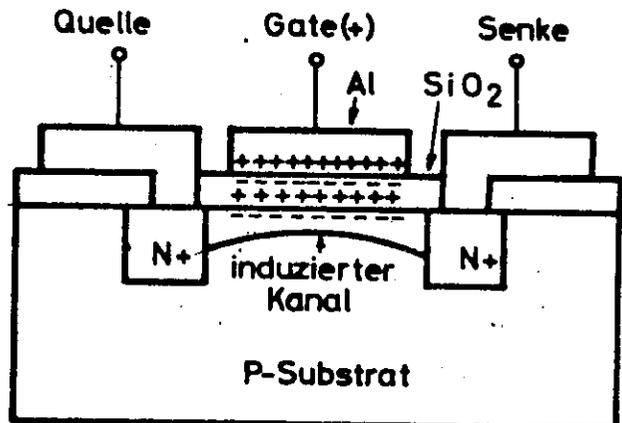
Bild 2.56

Aufbau eines n-Kanal MOS-Feldeffekt-Transistors (Anreicherungstyp)

Ein nennenswerter Strom kann zwischen Quelle und Senke nicht ohne angelegte Gatespannung fließen, da die beiden Übergänge zwei gesperrte Dioden darstellen. Die Metallfläche des Gates bildet mit der SiO_2 -Schicht und dem darunter liegenden Halbleiterkanal einen Kondensator. Um den Stromfluß zu verstehen, betrachten wir Bild 2.57. Nehmen wir an, das Gatepotential

Bild 2.57

Erzeugung eines angereicherten Kanals



ist positiv, dann wird durch Influenz im Halbleiterkristall eine negative Ladung erzeugt. Die Halbleiterregion unterhalb der Gate-Elektrode wird ein n-Kanal, die in der tieferen Oberflächenschicht befindlichen beweglichen Elektronen werden zur Oberfläche gesteuert (Anreicherung von Ladungsträgern). Durch ein elektrisches Feld parallel zur Oberfläche können die Ladungen verschoben werden. Es fließt ein Strom, dessen Stärke durch die Gatespannung gesteuert wird.

Der Eingangswiderstand eines MOSFET's ist sehr hoch. Er verhält sich wie ein Kondensator mit geringem Leckstrom, d.h. er erreicht $10^{14} \Omega$. Der Ausgangswiderstand ist wesentlich geringer, er liegt meist zwischen 0,5 und 50 k Ω .

Der beschriebene MOSFET-Typ ist der Anreicherungstyp. Ein Verarmungstyp ist in Bild 2.58 gezeigt. Hier wird ein Kanal

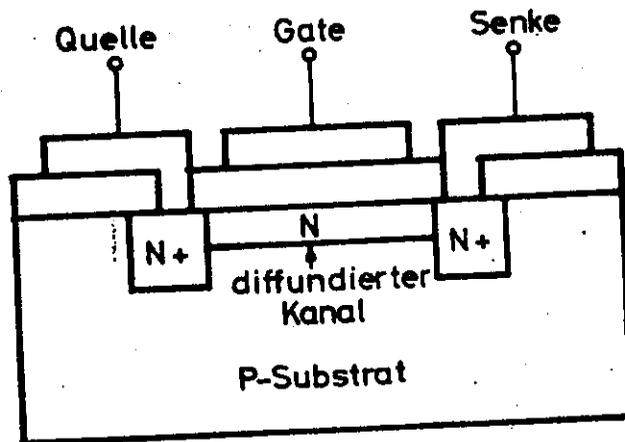


Bild 2.58

Aufbau eines MOS-Feldeffekt-Transistors (Verarmungstyp)

mit mittlerem Widerstand aus n-Material zwischen die Quelle und Senke eindiffundiert, so daß jetzt Strom fließen kann, wenn die Gatespannung Null Volt beträgt. Für positive Gatespannung arbeitet der MOSFET wie bisher. Bei negativer Spannung am Gatekanal kehrt sich der Prozeß um. Die bisher

induzierten Ladungsträger werden aus der Oberfläche vertrieben (Bild 2.59).

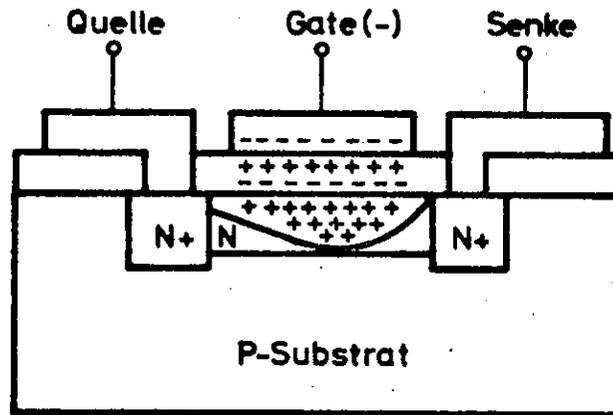


Bild 259

Erzeugung eines verarmten Kanals

Es gibt also zwei Arten, FET's zu betreiben, durch Anreicherung und durch Verarmung der Ladungsträger in Kanal zwischen Quelle und Senke. Eine dritte Möglichkeit ist durch einen besonders gebildeten n-Kanal gegeben, der beide Arten zulässt. In Bild 2.60 werden die drei prinzipiellen Möglichkeiten für Stromflüsse mit negativer, negativer und positiver sowie nur positiver Gate-Elektrode gezeigt. (s. nächste Seite)

FET's und MOSTFET's sind durch die Hochohmigkeit und die Eingangskapazität von 3 bis 5 pF als Schalter zur Zeit nur bis zu einigen MHz Taktfrequenz geeignet. Sie sind aber in der Herstellung relativ billig, da nur wenige Diffusionsschritte benötigt werden.

2.13 Schaltzeiten von Transistoren

Zum Übergang von gesperrten in den leitenden Zustand und umgekehrt braucht der Strom im Transistor eine endliche Zeit. Diese ist sowohl durch die Wanderungsgeschwindigkeit der Ladungsträger als auch die Ladung und Entladung der Transistor-Kapazitäten bestimmt. Die Schaltzeiten, die beim Ein- und Ausschalten von Transistoren auftreten können, werden durch vier Parameter beschrieben.

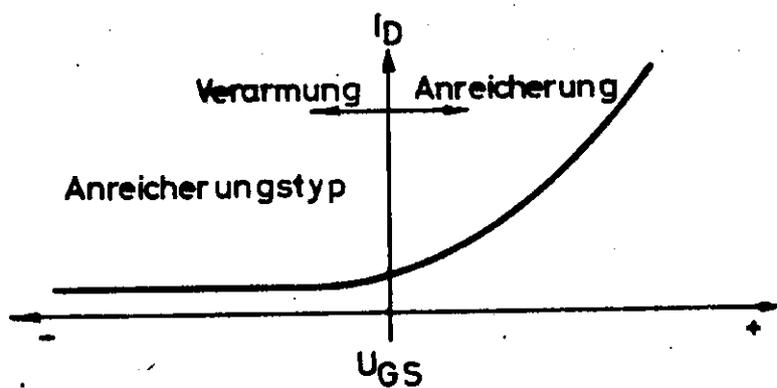
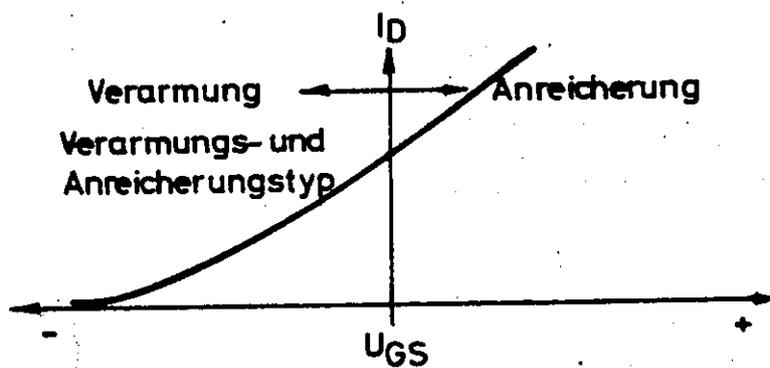
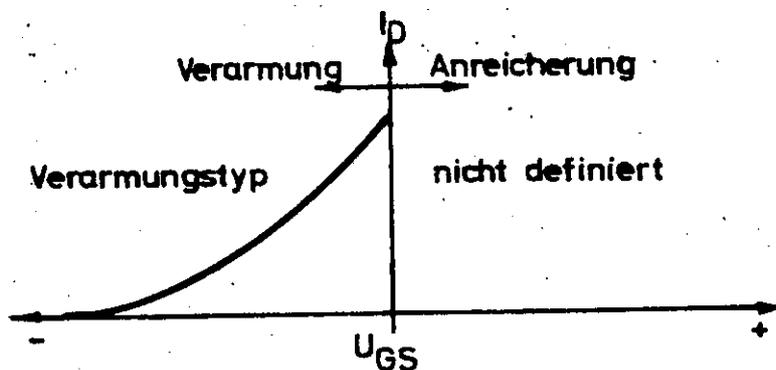


Bild 2.60
Kennlinien der drei FET-Arten

Die Verzögerungszeit T_D (Delay-time)

Sie ist definiert als die Zeit, die vergeht, bis der Transistor vom Anschalten des Steuerstroms an der Basis seinen Kollektorstrom auf 10 % des Endwertes gebracht hat.

Die Anstiegszeit T_R (Rise-time)

In dieser Zeit steigt der Kollektorstrom von 10 % auf 90 % seines Endwertes. Die Summe beider Zeiten wird als Einschaltzeit T_{on} bezeichnet; $T_{on} = T_D + T_R$.

Die Speicherzeit T_S (Storage-time)

Während des Übersteuerungsvorgangs ist die Kollektordiode verkehrt gepolt ($U_{CB} < 0$). Sie leitet, d.h. es werden Ladungsträger vom Kollektor in die Basiszone injiziert. Nach dem Abschalten des Eingangssignals müssen diese Ladungsträger erst wieder aus der Basis abgesaugt werden, um die Diode zu sperren und damit aus dem Übersteuerungsbereich wieder herauszukommen. Die Zeit, die vergeht, bis der Kollektorstrom nach dem Abschalten des Steuersignals wieder auf 90 % seines Einschaltwertes abgesunken ist, wird als Speicherzeit T_S bezeichnet.

Die Abfallzeit T_F (Fall-time)

Sie ist diejenige Zeit, in der der Kollektorstrom von 90 % seines Wertes auf 10 % absinkt. Die beiden Zeiten T_S und T_F werden zur Ausschaltzeit T_{off} zusammengefaßt; $T_{off} = T_S + T_F$.

Diese vier Zeiten sind in ihrer Abhängigkeit vom Steuersignal im nächsten Bild 2.61 erläutert, es zeigt den Basis- und den Kollektorstrom des gesteuerten Transistors. Um den Grad der Übersteuerung auszudrücken, wird ein Übersteuerungsfaktor \bar{u} definiert, er ist das Verhältnis zwischen dem wirklich eingespeisten Basisstrom I_{B1} und dem Strom I'_{B1} , der erforderlich wäre, um den Transistor für einen bestimmten Kollektorstrom gerade bis zur Restspannung zu steuern (also bis zu $U_{CB} = 0$).

$$\bar{u} = \frac{I_{B1}}{I'_{B1}}$$

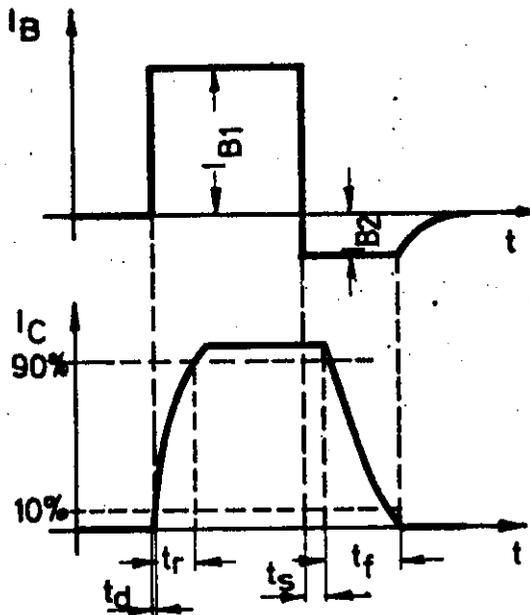


Bild 2.61

Definition der Schaltzeiten eines Transistors

t_d = Verzögerungszeit, t_r = Anstiegszeit

t_s = Speicherzeit, t_f = Abfallzeit

Aus dem Übersteuerungsbereich kommt der Arbeitspunkt des Transistors wieder heraus, wenn durch den Ausschalt-Basisstrom die Basiszone von den aus der Kollektorschicht stammenden Ladungsträgern wieder freigemacht wird. Der Ausräumfaktor a gibt an, mit welchem Ausräumstrom die Kapazität der Basis-Emitter-Diode entladen wird, also wie schnell die Ladungsträger aus dem Basisraum verschwinden.

$$a = \frac{I_{B2}}{I'_{B2}}$$

Hierbei hat I'_{B2} die gleiche Bedeutung für das Ausschalten wie der Steuerstrom I'_{B1} für das Einschalten. Man bezeichnet das Betreiben des Transistors im Übersteuerungszustand als gesättigtes, das im linearen Bereich als ungesättigtes Verhalten. Man kann absichtlich verhindern, daß der Transistor übersteuert wird, denn dadurch entstehen die zusätzlichen Schaltzeiten T_D und T_S , die die Schaltgeschwindigkeit stark begrenzen. Man möchte also für besonders schnelle Schalter verhindern, daß der Transistor sowohl ganz gesperrt als auch

übersteuert wird. Hierfür gibt es mehrere Schaltungsmethoden, z.B. kann man, wie in Bild 2.62 beschrieben, das Kollektor-

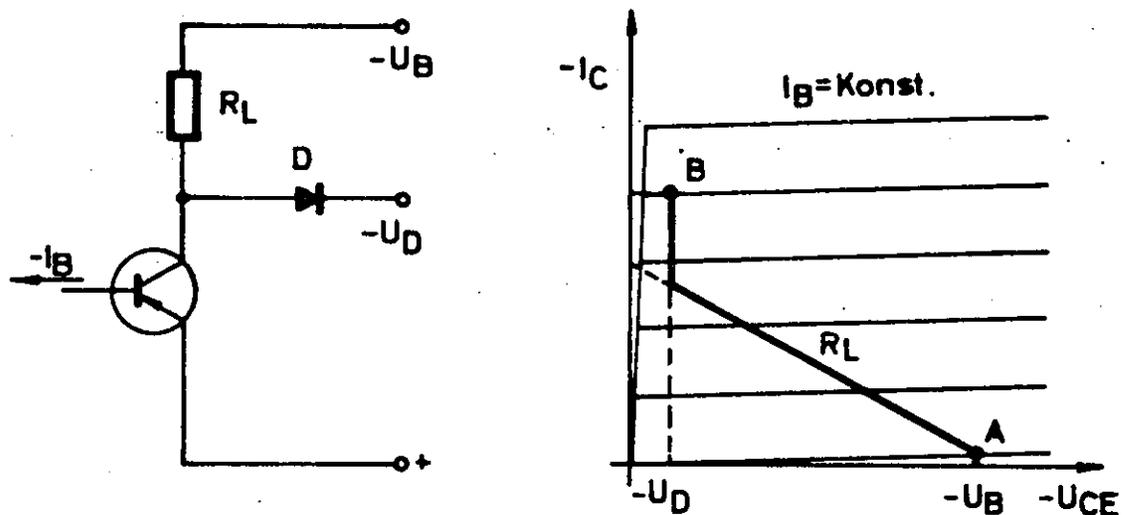


Bild 2.62

Schutzschaltung gegen Übersteuerung mit Hilfsspannung

potential über eine durch die Diode D zugeführte Spannung U_D festhalten. Der Arbeitspunkt wandert dann nicht in den Sättigungsbereich, sondern wird vorher von der Diode abgefangen. Der Kollektorstrom steigt solange stark an, bis er durch den Basisstrom begrenzt wird, dieser Stromanteil fließt durch die Diode ab. Die Schaltzeit der Diode muß natürlich mindestens der des Transistors entsprechen, damit die Abfallzeit nicht durch ein zu langsames Absinken des Diodenstroms vergrößert wird. Wenn man die Übersteuerung vermeidet und dabei nicht bis an die Grenze $U_{CB} = 0$ steuert, kann manchmal die Einschaltzeit relativ lang werden, da die zur Verfügung stehenden Basis-Steuerströme recht klein sind. Eine wesentlich häufiger benutzte Methode ist in den Abschnitten 4.3 und 4.5 erläutert.

Eine Verbesserung der Ein- und Ausschaltzeiten erhält man, wenn man, wie im nächsten Bild 2.63 einen Kondensator C_B parallel zum Basiswiderstand schaltet. Dann fließt im ersten

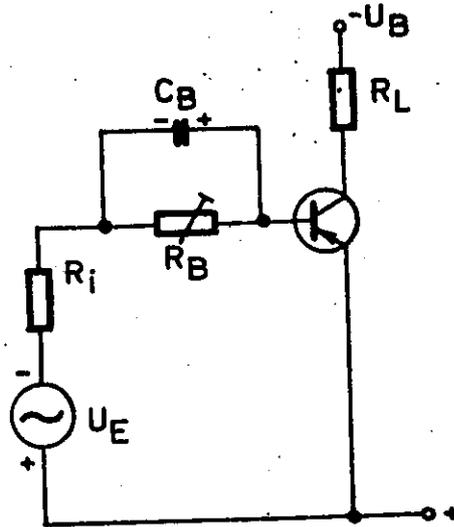


Bild 2.63

Übersteuerung nur beim Einschalten

Einschaltaugenblick ein relativ hoher Strom, da der Kondensatorwiderstand sehr klein ist, dieser hohe Strom bringt den Transistor schnell ins Leiten. Mit zunehmender Ladung geht der Strom auf den Wert zurück, der durch die Aussteuerung und den Basiswiderstand R_B gegeben ist. Diesen Widerstand wird man so einregeln, daß gerade der Basisstrom fließen kann, der den Transistor bis zur Restspannung durchsteuert. Da der bei der Entladung des Kondensators auftretende hohe Stromfluß die Basis schnell wieder ausräumt, wird auch die Ausschaltzeit günstig beeinflusst.

Die Berechnung der Schaltzeiten geschieht auf folgende Weise: Die Verzögerungszeit T_D entsteht, wenn der Transistor vom gesperrten in den leitenden Zustand gebracht werden soll, wobei sowohl die Emitter-Basis- als auch die Kollektor-Basis-Diode gesperrt ist. Wenn der Einschaltstrom zu fließen beginnt, müssen deren Kapazitäten und die Schaltkapazität erst umgeladen werden, bis die Dioden in Leitrichtung vorgespannt sind.

Die Verzögerungszeit ist also einfach

$$T_D = \frac{Q_{OB}}{I_{B1}}$$

wobei Q_{OB} die gespeicherte Ladung in den Kapazitäten während des Sperrvorgangs ist (off-bias-charge) und I_{B1} den Steuerstrom in die Basis darstellt.

Die Anstiegszeit ist abhängig von einer Transistorkonstanten τ , die durch Grenzfrequenz und Stromverstärkung bestimmt ist:

$$\tau \approx \frac{1}{\beta \cdot \omega_\beta}$$

wo ω_β die Grenzfrequenz in Emitterschaltung ist, d.h. die Frequenz, bei der die Stromverstärkung auf $1/\sqrt{2} = 0.707$ abgesunken ist; sie ist kleiner als die Transitfrequenz $\omega_t = 2\pi f_t$. Außerdem ist die Anstiegszeit vom Lastwiderstand R_L , dem Grad der Übersteuerung \ddot{u} sowie von der Kollektor-Sperrschichtkapazität C_{CB} abhängig. Insgesamt ergibt sich:

$$T_R = \tau(1 + \beta\omega_\beta R_L C_{CB}) \ln \left(\frac{\ddot{u} - 0,1}{\ddot{u} - 0,9} \right)$$

Die Faktoren 0,1 und 0,9 stammen aus der Definition der Anstiegszeit.

Die Formel für die Abfallzeit T_F unterscheidet sich von der T_R -Formel nur in dem Faktor, der durch die Ansteuerung bedingt ist. Anstelle der Übersteuerung \ddot{u} tritt der Ausräumfaktor a . Je größer der Strom ist, mit dem die Basis ausgeräumt wird, um so kürzer wird die Abfallzeit:

$$T_F = \tau(1 + \beta\omega_\beta R_L C_{CB}) \ln \left(\frac{a + 0,9}{a + 0,1} \right)$$

Die Ausdrücke $\ln \frac{\ddot{u} - 0,1}{\ddot{u} - 0,9}$ und $\ln \frac{a + 0,9}{a + 0,1}$ sind in der folgenden Kurve dargestellt (Bild 2.64).

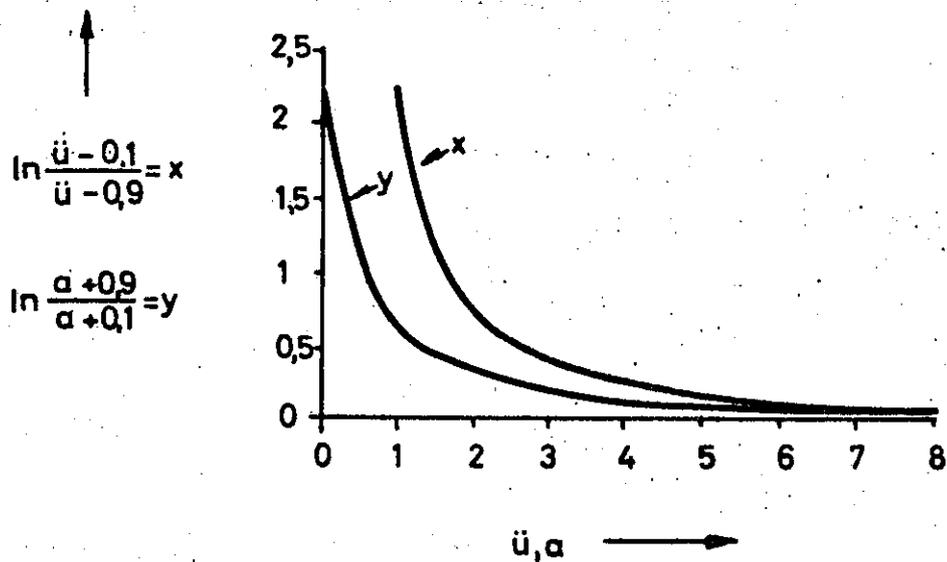


Bild 264

Zur Ermittlung der Anstiegs- und Abfallzeit

Für $\ddot{u} = 1$ wird $\ln \frac{\ddot{u} - 0,1}{\ddot{u} - 0,9} \approx 2$

Für $a = 1$ wird $\ln \frac{a + 0,9}{a + 0,1} \approx 0,5$

Im ungesättigten Zustand, d.h. $\ddot{u} \leq 1$, $a \leq 1$ sind die Anstiegs- und Abfallzeit länger als im gesättigten Zustand. Für die Gesamtschaltzeit fehlen jedoch die beiden Zeiten T_D und T_S .

Die Speicherzeit ist einerseits abhängig von der Übersteuerung \ddot{u} und dem Ausräumfaktor a , andererseits von einer Speicherzeitkonstanten τ_S , die durch den inversen Betrieb der Kollektordiode bestimmt ist. Der Transistor hat ja während der Übersteuerung zwei Emitter. Die Zeit τ_S ist bei Schalttransistoren meist in den Datenblättern enthalten. Es gilt

$$T_S = \tau_S \ln \frac{a + \ddot{u}}{a + 1}$$

Im Bild 2.65 ist dieser Logarithmus als Faktor von \ddot{u} mit a

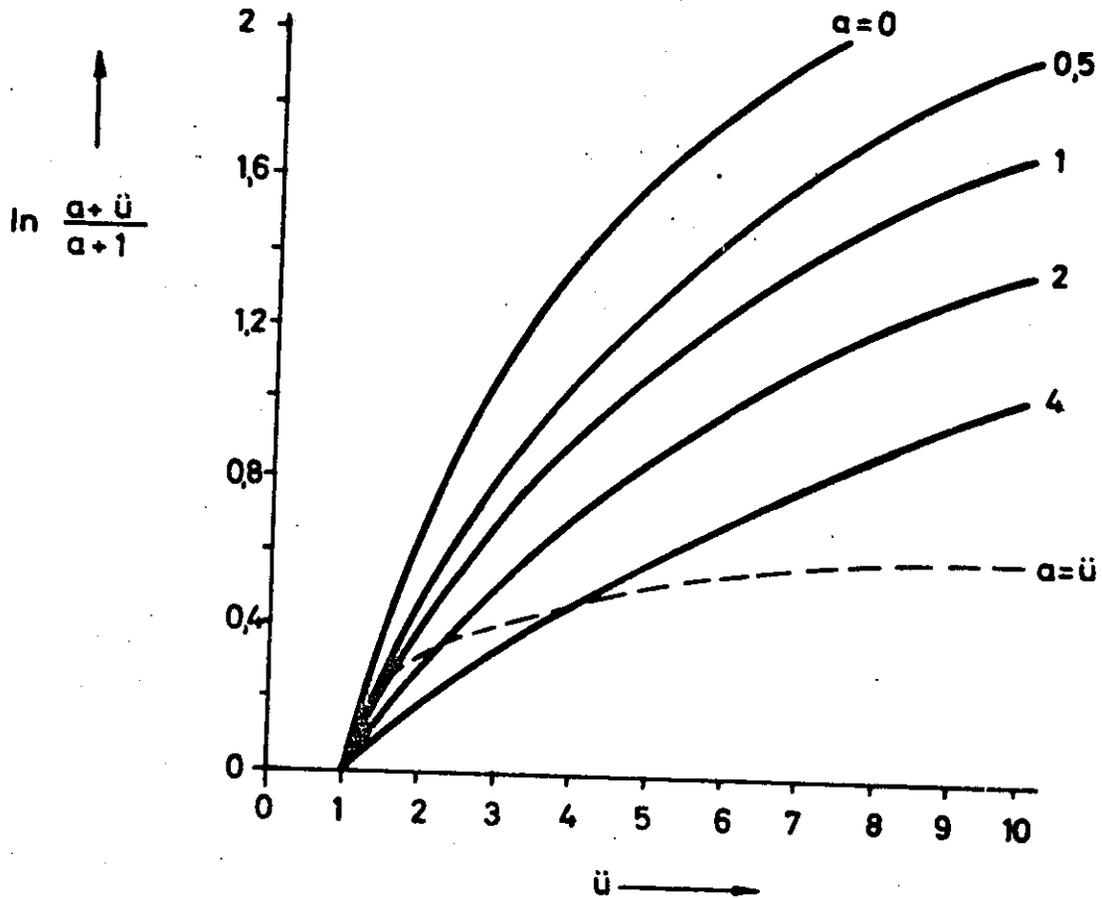


Bild 2.65

Zur Ermittlung der Speicherzeit

als Parameter gezeichnet. Die gezeichnete Funktion hat für $a = \ddot{u} = 1$ den Wert Null, d.h. die Speicherzeit ist im ungesättigten Fall Null. Das gleiche gilt übrigens für die Verzögerungszeit, da $Q_{OB} = 0$ ist, weil der Transistor vor dem Schalten gar nicht gesperrt war.

Als Beispiel für einen modernen Schalttransistor sind in

Bild 2.66 die Ein- und Ausschaltzeiten gezeigt. Der Transistor hat eine Transitfrequenz $f_t = 1800$ MHz. Man erkennt, daß für Kollektorströme größer als 30 mA alle Schaltzeiten unter 1 ns sind.

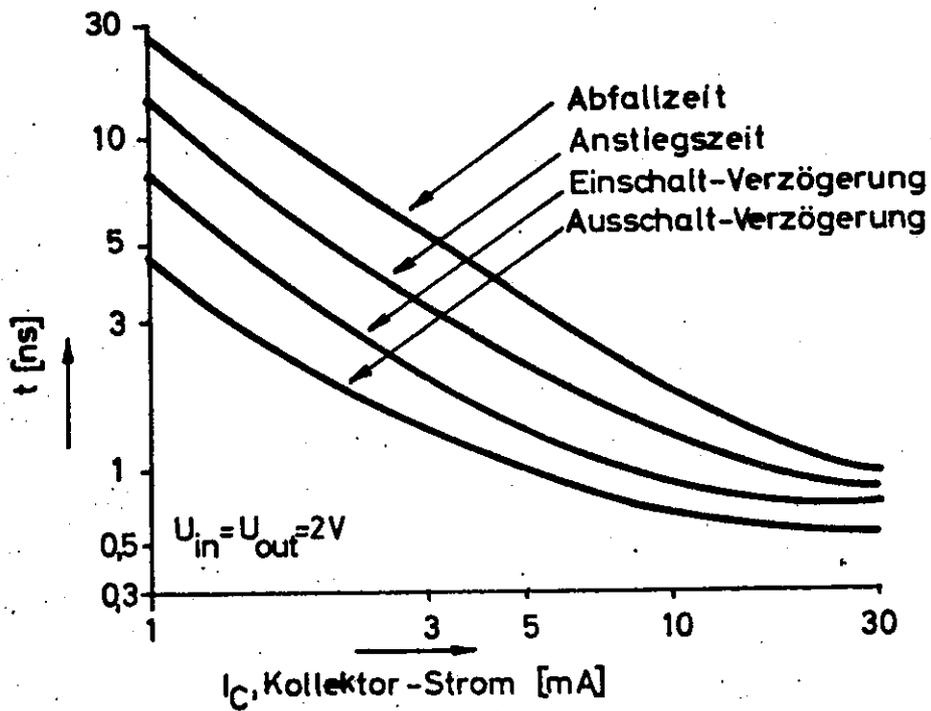


Bild 2.66

Typische Schaltzeiten

Literatur

- E.J. Cassagnol, Halbleiter, Band I: Physik und Elektronik, Eindhoven, 1966
- R.D. Middlebrook, Introduction to junction transistor theory, New York, 1957
- J.G. Linvill, Models of transistors and diodes, New York, 1963
- RCA Transistor Manual, Technical Series SC-12, 1966
- General Electric Transistor Manual 1964
- RCA Tunnel Diodes for switching and microwave application, Technical Manual TD-30, 1963
- General Electric Tunnel Diode Manual, circuits, applications, specification, 1961
- W.F. Chow, Principles of tunnel diode circuits, London, 1964
- G. Rusche, K. Wagner, F. Weitsch, Flächentransistoren, Eigenschaften und Schaltungstechnik, Berlin, 1961
- E. Wolfendale, The junction transistor and its applications, New York, 1958
- P.S. Gentile, Basic theory and application of tunnel diodes, New York, 1962
- H. Lukes, Halbleiter-Diodenschaltungen, München, 1968
- H.J. Stuckenberg, Die Tunneldiode und ihre Anwendung als schnelles Schaltelement, DESY-Notiz 2.93, Hamburg, 1962
- F.C. Fitchen, Transistor circuit analysis and design, New York, 1966
- High speed switching transistor handbook, Motorola Inc., Phoenix/Arizona, 1963
- H.J. Stuckenberg, Der Lawinentransistor und seine Anwendung in der Hochenergie-Elektronik, DESY-Notiz 2.92, Hamburg, 1962
- J. Wüstehube, Feldeffekt-Transistoren, Valvo GmbH, Hamburg, 1968
- E. Gelder, Der Transistor als Schalter, Stuttgart, 1963

A. Lewicki, Einführung in die Mikroelektronik, München, 1966

J.F. Kane, D.L. Wollesen, Field-effect transistors in theory
and practice, Motorola-Application Note AN-211,
Phoenix/Arizona, 1967

W.M. Henebry, Avalanche transistor circuits, Rev.Sci.
Instr. 32, 1198, (1961)

3. Digitale Logik

3.1 Zahlensystem

Verschiedene Kombinationen von Ziffern werden eingesetzt, um Zahlen zu beschreiben. Will man eine willkürliche Zahl im Dezimalsystem wiedergeben, braucht man 10 Ziffern: 0, 1, 2 8, 9. Für Zahlen größer als 9 fügen wir eine weitere Positionsziffer hinzu, z.B. bedeutet

$$1967 = 1 \times 10^3 + 9 \times 10^2 + 6 \times 10^1 + 7 \times 10^0$$

Jede Positionsziffer ist ein Vielfaches von 10, die Zehnerposition ist 10^1 , die Hunderterposition 10^2 usw. Selbstverständlich sind auch negative Potenzen zulässig. Man muß jedoch nicht unbedingt Potenzen der Basis 10 verwenden, ebensogut könnte es die Basis 8 (Oktalsystem) oder 2 (Dual- oder Binärsystem) sein. Je nach der gewählten Basis B erhält man verschiedene Darstellungen derselben Zahl. Der Wert der Zahl ist dabei völlig unabhängig von der Darstellung im jeweiligen System.

Ist eine Zahl N in einem Zahlensystem mit der Basis B gegeben, so kann sie folgendermaßen dargestellt werden:

$$N = a_n B^n + a_{n-1} B^{n-1} + \dots + a_{-m} B^{-m}$$

Die Koeffizienten a_k sind Ziffern aus der Menge der B unterscheidbaren Ziffern 0, 1, 2 ..., (B - 1). Die Zahlen eines Systems mit der Basis B können somit durch Division mit der neuen Basis B' in die Zahl dieses Systems umgewandelt werden. In der folgenden Tabelle (Bild 3.1, s. folgende Seite) sind einige Zahlen in verschiedenen Systemen aufgezeichnet.

<u>Dezimalsystem</u>		<u>Oktalsystem</u>		<u>Binärsystem</u>				
Zehner	Einer	Achter	Einer	Sechzehner	Achter	Vierer	Zweier	Einer
	0		0					0
	1		1					1
	2		2				1	0
	3		3				1	1
	4		4			1	0	0
	5		5			1	0	1
	6		6			1	1	0
	7		7			1	1	1
	8	1	10		1	0	0	0
	9	1	21		1	0	0	1
1	0	1	31		1	0	1	0
1	1	1	49		1	0	1	1
1	2	1	54		1	1	0	0
1	3	1	65		1	1	0	1
1	4	1	76		1	1	1	0
1	5	21	07		1	1	1	1
1	6	2	10	1	0	0	0	0
1	7	2	21	1	0	0	0	1
1	8	2	32	1	0	0	1	0
1	9	2	43	1	0	0	1	1
2	0	2	54	1	0	1	0	0

Bild 3.1

Zifferndarstellung in verschiedenen Systemen

Die Dezimalzahl kann also folgendermaßen dargestellt werden:

$$\begin{aligned}
 18 &= 1 \times 10^1 + 8 \times 10^0 \equiv 18 \text{ Dezimal} \\
 &= 2 \times 8^1 + 2 \times 8^0 \equiv 22 \text{ Oktal} \\
 &= 1 \times 2^4 + 0 \times 2^3 + 0 \times 2^2 + 1 \times 2^1 + 0 \times 2^0 \equiv 10010 \text{ Binär}
 \end{aligned}$$

3.2 Binärsystem

Das Binärsystem kennt nur die zwei Ziffern 0 und 1. Damit ergeben sich einige Vorteile gegenüber den anderen Systemen, nämlich einfache Rechenregeln und die Verwendung in technischen Systemen, die die Betriebszustände Ein und Aus besitzen. Dieser letztgenannte Grund gestattet es, binäre Zahlen durch eine Pulsfolge von Einsen und Nullen darzustellen, wobei "1" die Anwesenheit eines Pulses, "0" die Abwesenheit bedeutet. Durch diese Definition und die

Aufstellung einer zweiwertigen Algebra begründet sich der Einsatz elektrischer Datenverarbeitungsmaschinen.

Mit Binärzahlen kann man ebenso wie mit Dezimalzahlen operieren, d.h. man kann addieren, subtrahieren, multiplizieren und dividieren. Es gelten dabei die folgenden einfachen Regeln.

Addition: $0 + 0 = 0$
 $0 + 1 = 1$
 $1 + 0 = 1$
 $1 + 1 = 10 = 0 + 1$ Übertrag

Subtraktion: $0 - 0 = 0$
 $0 - 1 =$ Borgen
 $1 - 0 = 1$
 $1 - 1 = 0$

Multiplikation: $0 \times 0 = 0$
 $0 \times 1 = 0$
 $1 \times 0 = 0$
 $1 \times 1 = 1$

Division: $0 : 0 = ?$ unbestimmt
 $0 : 1 = 0$
 $1 : 0 = ?$ unbestimmt
 $1 : 1 = 1$

Wie im Dezimalsystem werden die Brüche im Binärsystem durch Anordnung der Ziffern hinter dem Komma geschrieben. Die erste Stelle hinter dem Komma gibt an, wie oft mit $2^{-1} = \frac{1}{2}$, die zweite, wie oft mit $2^{-2} = \frac{1}{4}$ multipliziert werden muß. Die Verschiebung des Kommas nach links bedeutet, daß durch 2 dividiert wird, die Verschiebung nach rechts, daß mit 2 multipliziert wird.

3.3 Binär codierte Dezimalzahlen

Da die Ein- und Ausgänge von Datenverarbeitungsanlagen im allgemeinen mit Dezimalzahlen operieren, müssen sie für die Verarbeitung durch einen geeigneten Code in Binärzahlen umgewandelt werden. Dieses spezielle Zahlensystem nennt man Binärcodierte Dezimalzahlen oder einfach BCD. Die einfachste Codierung wäre der 8421-Code, denn in ihm haben die Positionen das gleiche Gewicht wie im Binärsystem. In der folgenden Tabelle sind diese Zahlen aufgeführt: (Bild 3.2)

<u>Dezimal</u>	<u>8-4-2-1-Code</u>
0	0 0 0 0
1	0 0 0 1
2	0 0 1 0
3	0 0 1 1
4	0 1 0 0
5	0 1 0 1
6	0 1 1 0
7	0 1 1 1
8	1 0 0 0
9	1 0 0 1

Bild 3.2

Darstellung des 8-4-2-1-Code

Der 8421-Code benötigt 4 Ziffern zur Darstellung der Dezimalzahlen. Eine binäre Ziffer, also entweder 0 oder 1, wird ein Bit genannt, eine Gruppe von zusammengehörenden Bits ein Wort. Der 8421-Code ist also ein 4 Bit-Code. Obgleich die Zahlen nur aus 0 und 1 bestehen, sind es doch keine echten Binärzahlen, denn die Zahl 256 würde binär durch 1 00 000 00 ausgedrückt, im obigen Code aber durch 12 Bits, nämlich 0010 0101 0110. Die Datenverarbeitungsanlagen können diese Umwandlung vornehmen.

3.4 Codes

Im vorigen Abschnitt war schon der 8421-Code erwähnt, der mit den Dualziffern 0 und 1 als Binärcode arbeitet. Häufig müssen jedoch außer Zahlen auch andere Zeichen dargestellt werden, so z.B. Buchstaben des Alphabets. Man kann diese ebenfalls durch die zwei Ziffern 0 und 1 ausdrücken, jedoch nach einem anderen Schlüssel, der den Verarbeitungsmaschinen wie Lochstreifengeräte, Magnetbandeinheiten oder Lochkartensystemen besser angepaßt ist. Es muß also eine Verschlüsselung, eine Code, gefunden werden, der diesen Zeichen eine eindeutige Zuordnung im 0 - 1 - System gibt. Das 0 - 1 - Ziffernsystem ist typisch für das digitale Datenverarbeitungssystem, da die zwei Zustände durch aktive Bauelemente, wie Transistoren oder Dioden, leicht zu realisieren sind. Die Art der Codierung hängt nun wesentlich davon ab, was mit den Daten geschehen soll, d.h. ob mit ihnen Rechenoperationen oder nur eine Übertragung über Kabelsysteme ausgeführt werden soll.

3.4.1 Tetradisches Codes

4-Bit-Codes, wie den bereits erwähnten 8421-Code, nennt man tetradische Codes. Mit 4 binären Ziffern kann man 16 Ziffernfolgen, allgemein mit n binären Ziffern 2^n Folgen bilden, also auch 2^n Zeichen verschlüsseln. Da das dekadische System nur 10 Ziffern enthält, sind 6 Ziffern überflüssig, d.h. sie sind redundant.

Redundanzen sind ein wichtiges Mittel, Fehler bei der Übertragung von Codeworten zu finden. Man prüft, ob das übertragene Wort zu den redundanten Kombinationen gehört; wenn ja, muß ein Übertragungsfehler vorliegen.

Andere häufig benutzte tetradische Codes sind der 2421-Code und der Excess 3 - Code. In der Tabelle auf der folgenden Seite (Bild 3.3) sind die Verschlüsselungsvorschriften angegeben:

<u>Dezimal</u>	<u>2</u>	<u>-4</u>	<u>-2</u>	<u>-1</u>	<u>3 Excess</u>
0	0	0	0	0	0 0 1 1
1	0	0	0	1	0 1 0 0
2	0	0	1	0	0 1 0 1
3	0	0	1	1	0 1 1 0
4	0	1	0	0	0 1 1 1
5	1	0	1	1	1 0 0 0
6	1	1	0	0	1 0 0 1
7	1	1	0	1	1 0 1 0
8	1	1	1	0	1 0 1 1
9	1	1	1	1	1 1 0 0

Bild 3.3

Vergleich verschiedener Codes

Der Excess 3 - Code enthält die Dualzahlen 3 bis 12 in wachsender Reihenfolge, die Bewertung der Ziffern ist dabei $84(-2)(-1)$. Diesen Code verwenden manche Rechenmaschinen, da mit ihm arithmetische Operationen oft sehr einfach sind.

Der 2421-Code wird häufig in Zählsystemen eingesetzt.

3.4.2 Codes mit mehr als vier Bits

Codes, die mehr als vier Bits enthalten, sind oft gut geeignet für Fehlererkennung, auch ist das Decodieren meist einfacher als bei tetradischen Codes.

Benutzt werden, besonders bei Zählleinrichtungen, der biquinäre und der Ringzählercode. Ihre Verschlüsselung soll in der Tabelle auf der folgenden Seite (Bild 3.4) angegeben werden.

3.5 Schaltalgebra, Wahrheitstabellen

Die logische Algebra, die Mitte des 19. Jahrhunderts von dem englischen Mathematiker Boole eingeführt wurde, beschäftigte sich mit den zwei Zustandsaussagen "wahr" und "falsch", aber nicht mit Teilaussagen. Diese diskreten

Dezimal	Biquinär							Ringzähler									
	5	0	4	3	2	1	0	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
1	0	1	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
2	0	1	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
3	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
4	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
5	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
6	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
7	1	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
8	1	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
9	1	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Bild 3.4

Wahrheitstabelle des Biquinär- und Ringzählers

Zustände einer Funktion entsprechen den binären Werten "1" und "0" oder, elektrisch ausgedrückt, eingeschaltet und ausgeschaltet.

So ist das elektrische Schaltbild für einen offenen und einen geschlossenen Schalter das folgende (Bild 3.5).

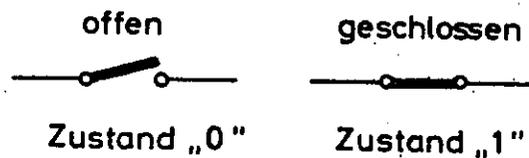


Bild 3.5

Schaltlogik der digitalen „0“ und „1“

Beim Öffnen oder Schließen des Schalters sind keine Zwischenzustände zugelassen.

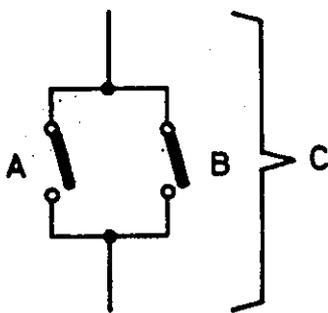
In Digitalrechnern haben die logischen Bausteine ebenso nur die zwei Zustände "1" und "0", daher kann die Boolesche Algebra auf die digitale Logik angewandt werden.

Alle Verknüpfungen der Wahrheitswerte kann man auf drei Grundoperationen zurückführen, auf die Disjunktion, die Konjunktion und die Negation.

Diese drei Operationen sollen hier durch einfache Darstellung von Schalterkombinationen erläutert werden. Die Wahrheitstabelle beschreibt dabei die Zustandsgleichungen, die für die einzelnen Schaltvorgänge gelten.

3.6 ODER-Logik (Disjunktion)

Es werden, wie in Bild 3.6 gezeigt, zwei Schalter A und B parallel geschaltet. Die Schalter bilden ein Tor, durch das nur Daten fließen können, wenn mindestens einer der Schalter geschlossen ist, und zwar entweder A oder B.



Zustände
$A + B = C$
$0 + 0 = 0$
$0 + 1 = 1$
$1 + 0 = 1$
$1 + 1 = 1$

Wahrheitstabelle		
A	B	C
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

Bild 3.6

ODER-Logik mit Wahrheitstabelle

Die zugehörigen Zustandsgleichungen sind aufgeführt und in der Tabelle dargestellt. Sind mehr als zwei Schalter parallel eingesetzt, gilt folgende Kombination: (Bild 3.7)

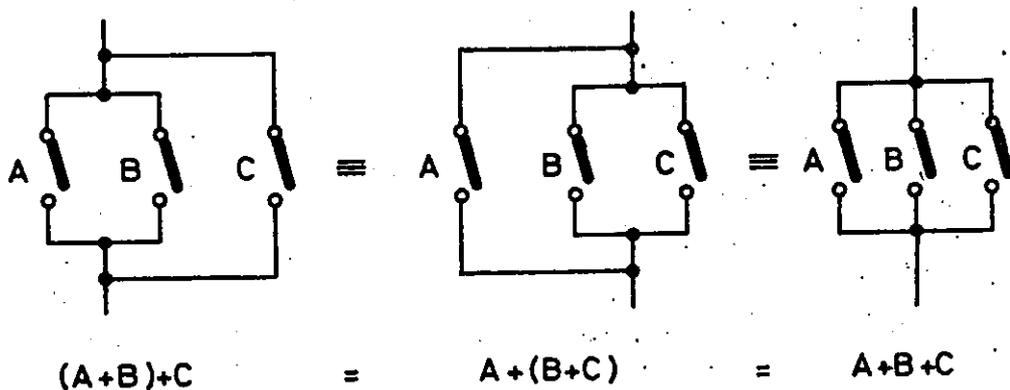


Bild 3.7

Erweiterte ODER-Logik

Hieraus ergibt sich, daß für die ODER-Funktion das assoziative Gesetz und die Vertauschungsregel gelten:

$$A + B = B + A$$

$$(A + B) + C = A + (B + C) = A + B + C$$

3.7 UND-Logik (Konjunktion)

In dieser Logik werden zwei Schalter in Serie geschaltet (Bild. 3.8).

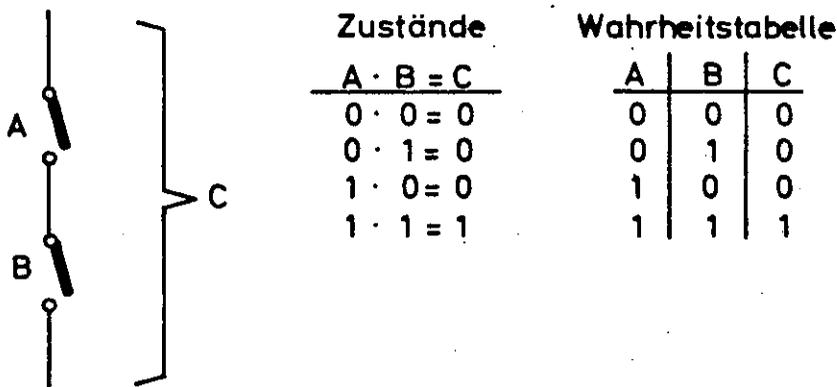


Bild 3.8

UND-Logik mit Wahrheitstabelle

Jetzt kann eine Information nur über die Schalter gelangen, wenn beide gleichzeitig geschlossen sind. Für diese UND-Verknüpfung wird folgendes Gleichungssystem gesetzt:

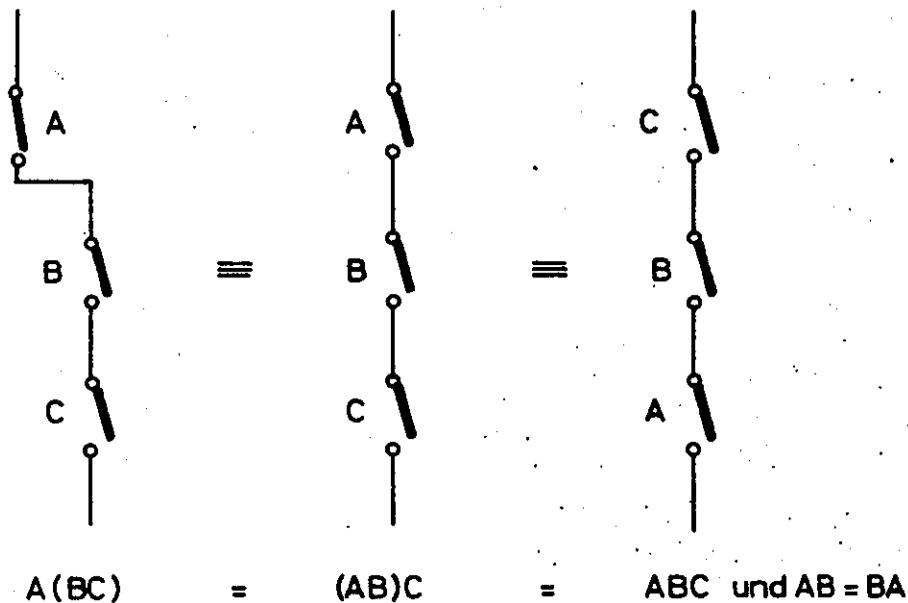


Bild 3.9

Erweiterte UND-Logik

Die gleichen Gesetzmäßigkeiten wie bei der ODER-Logik gelten auch hier, wie das Bild 3.9 zeigt.

3.8 NICHT-Logik (Negation)

Die NICHT-Logik gibt die Verneinung eines Signals an. Definiert man die logische "1" als Anwesenheit eines Signals, so charakterisiert "0" seine Abwesenheit. Beide Zustände können auch durch eine Inversion beschrieben werden. Die invertierten Variablen werden durch einen Querstrich über dem Symbol gekennzeichnet. So gilt also als Zustandsgleichung $1 = \bar{0}$ oder $\bar{1} = 0$, d.h. Eins = NICHT Null oder Null = NICHT Eins. Die zugehörige Wahrheitstabelle lautet (Bild 3.10).

Wahrheitstabelle

A	\bar{A}
0	1
1	0

Bild 3.10

NICHT-Funktion mit Wahrheitstabelle

3.9 Rechenregeln der Booleschen Algebra

In diesem Abschnitt sollen kurz die Rechenregeln zusammengefaßt werden, die in der zweiwertigen Schaltalgebra gelten. Dabei sei nochmals betont, daß die logische "1" die Anwesenheit eines Signals bzw. einen geschlossenen Schalter darstellt, die logische "0" die Abwesenheit eines Signals bzw. einen geöffneten Schalter angibt. Wird der gleiche Buchstabe für mehrere Variable benutzt, bedeutet dies, daß mehrere Signale gleichzeitig arbeiten.

Regeln:

$$\begin{array}{llll} A + A = A & \text{vgl. Bild 3.6} & A \cdot 1 = A & \text{vgl. Bild 3.11b} \\ A \cdot A = A & \text{vgl. Bild 3.8} & A + 0 = A & \text{vgl. Bild 3.11c} \\ A \cdot 0 = 0 & \text{vgl. Bild 3.11a} & A + 1 = 1 & \text{vgl. Bild 3.11d} \end{array}$$

(Bild 3.11 s. folgende Seite)

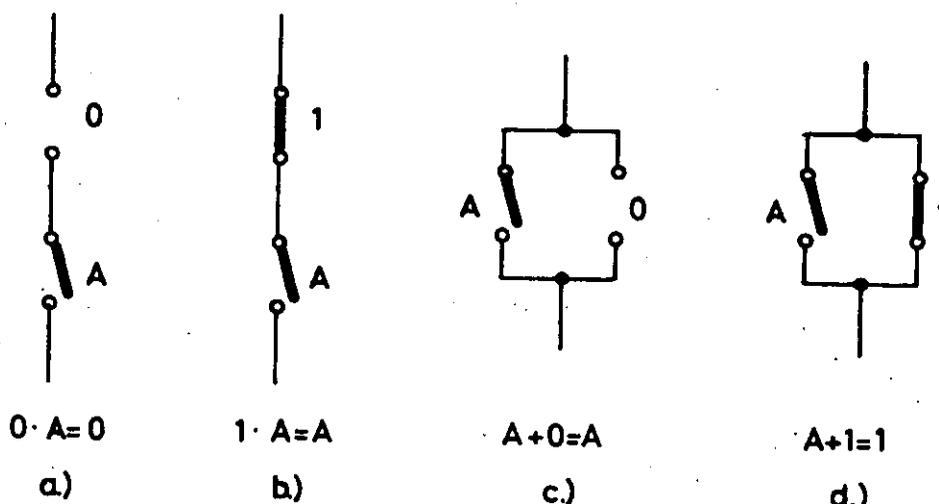


Bild 3.11
Allgemeine Schaltfunktionen

Vertauschungsgesetz:

$$A + B = B + A$$
$$A \cdot B = B \cdot A$$

vgl. Bild 3.7
vgl. Bild 3.9

Assoziationsgesetz:

$$(A + B) + C = A + (B + C)$$
$$(AB)C = A(BC)$$

vgl. Bild 3.7
vgl. Bild 3.9

Distributives Gesetz:

$$A(B + C) = AB + AC$$

Dieses Gesetz kann leicht im folgenden Bild 3.12 demonstriert werden.

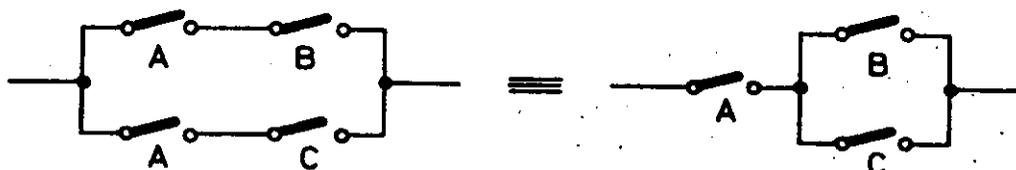


Bild 3.12
Das „Distributive Gesetz“

Komplementbildung (Inversion)

Wenn $A(B + C) = D$ gilt, so folgt ebenso

$$\overline{A(B + C)} = \bar{D}$$

Dies ergibt die Identitäten:

$$A + \bar{A} = 1, \quad A \cdot \bar{A} = 0, \quad \overline{\bar{A}} = A$$

3.10 Positive und negative Logik

Die Zuordnungen der elektrischen Spannungen zu den logischen Ziffern "0" und "1" kann auf zweierlei Art erfolgen. Entweder stellt die "1" die positivere Spannung, die "0" die negativere dar oder die "0" ist mit der positiveren Spannung verknüpft, die "1" mit der negativeren. Im ersten Fall nennt man die Logik positiv, im zweiten Fall negativ. Mit dieser Zuordnung kann ein und dasselbe Verknüpfungsglied eine ODER- oder eine UND-Funktion ausüben. Wenn wir mit P bzw. N die positive bzw. negative "1" bezeichnen, so gilt für die Wahrheitstabellen in positiver bzw. negativer Logik (Bild 3.13).

Wahrheitstabellen

A	B	C
N	N	N
P	N	P
N	P	P
P	P	P

A	B	C
0	0	0
1	0	1
0	1	1
1	1	1

A	B	C
1	1	1
0	1	0
1	0	0
0	0	0

ODER-Funktion
in positiver Logik

UND-Funktion
in negativer Logik

Bild 3.13

Positive und negative Logik mit Wahrheitstabelle

3.11 De Morgansches Gesetz

Positive und negative Logik können durch Inversion ineinander umgewandelt werden. Die Kombination einer UND-Logik mit einem Inverter bezeichnet man als NAND-Logik, die mit einer ODER-Schaltung als NOR-Logik.

Dann gilt das de Morgansche Gesetz für die Negation ganzer Funktionen. Es lautet:

$$\overline{A + B + C + \dots + N} = \bar{A} \cdot \bar{B} \cdot \bar{C} \cdot \dots \cdot \bar{N} \quad (\text{NOR})$$

$$\overline{A \cdot B \cdot C \cdot \dots \cdot N} = \bar{A} + \bar{B} + \bar{C} + \dots + \bar{N} \quad (\text{NAND})$$

Eine NOR-Logik, die man erhält, wenn man die ausgeführte ODER-Funktion invertiert, ist identisch mit einer UND-Funktion mit invertierten Eingangsgrößen. Entsprechendes gilt für die NAND-Funktion.

3.12 Puls- und Level-Logik

Die logischen Größen "1" und "0" können auf verschiedene Weise präsent sein. Entweder ist ein solcher Zustand durch die An- oder Abwesenheit eines zeitlich definierten Pulssignales oder von Spannungspegeln gekennzeichnet.

Das Pulslogiksystem wird als dynamische Logik bezeichnet, es arbeitet in vielen Rechenmaschinen und Datenverarbeitungsanlagen.

Die meisten Systeme haben synchrone Takte, d.h. alle Zeichen haben konstanten Zeitabstand. Die Frequenz wird von einem Kristalloszillator gesteuert, sie bestimmt die Rate, mit der die Daten ein- und ausgegeben werden. Der Oszillator wird als Masterclock bezeichnet. In synchronen Systemen wird eine Zahl durch eine Reihe von Pulsen beschrieben, die "1" ist ein Signal, das gleichzeitig mit einem Taktimpuls erscheint, die "0" ein Signal, das während der Taktzeit nicht vorhanden

ist. Bild 3.14 macht dies in einem Beispiel deutlich.

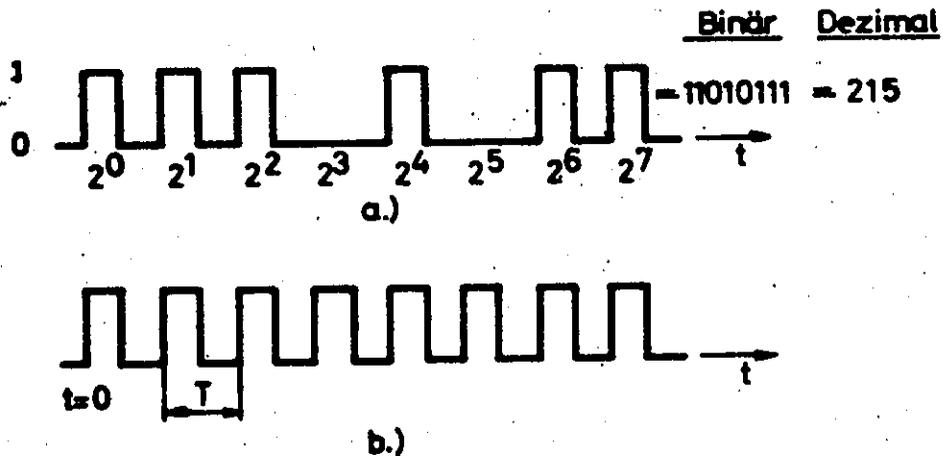


Bild 314

Pulszug einer binären Zahl

Dargestellt wird im Einpulsverfahren der Pulszug $11010111 = 215$ im Dezimalsystem. Die Anordnung der Signale erfolgt so, daß die Potenzen von 2 mit zunehmender Zeit (also nach rechts) wachsen. Das Signal ist seriell dargestellt, d.h. ein Puls folgt zeitlich dem anderen. Die Übertragung kann also über eine Signalleitung (d.h. Koaxial oder über 2 Drähte) erfolgen. Sollen alle Pulse gleichzeitig ihre Information weitergeben, d.h. im einfachsten Fall jeder Puls auf einem Draht, so wird die Pulsfolge parallel genannt.

Die Serienübertragung dauert länger, nämlich das Zeitintervall T multipliziert mit der Zahl der Bits, die Parallelübertragung nur ein Zeitintervall. Dafür ist letztere teurer wegen der vielen parallelen Signalwege.

Im Gleichstrom- oder Pegellogiksystem ist der Zustand "1" oder "0" durch einen von zwei Spannungspegeln bestimmt. Es sei hier betont, daß der absolute Spannungswert keinen Einfluß auf die Definition der "1" oder "0" hat, lediglich die relative Beziehung, die entscheidet, ob positive oder negative Logik vorliegt.

Literatur

D. Baer, Einführung in die Schaltalgebra, Braunschweig 1967

S.H. Caldwell, Der logische Entwurf von Schaltkreisen,
München, 1964

S.L. Oppenheimer, Semiconductor Logic and switching circuits,
Columbus/Ohio, 1966

The digital logic handbook, Digital Equipment Corp.,
Maynard, Mass., 1967

J.K. Altes, Logische Schaltungen und Transistoren, Eindhoven, 1964

W.C. Irwin, Digital computer principles, Princeton/N.J., 1960

4. Prinzipschaltungen der digitalen Logik

In diesem Abschnitt sollen die digitalen Transistorschaltungen beschrieben werden, die in der Logik Verwendung finden. Aus ihnen werden die verschiedenen Torschaltungen zusammengestellt, die im Abschnitt 5 erläutert werden.

4.1 Digitaler Inverter im gesättigten Betrieb

Transistoren werden in der digitalen Logik meist als Schalter eingesetzt. Sie arbeiten in Reihe mit der Last und der Stromversorgung. Der Transistor wird durch ein äußeres Signal zwischen den Stellungen Ein (gesättigt) und Aus (gesperrt) hin- und hergeschaltet. In Bild 4.1a ist ein einfacher

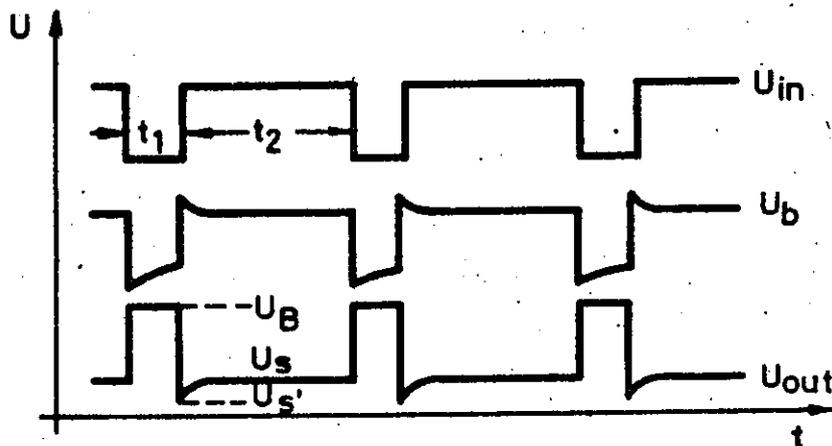
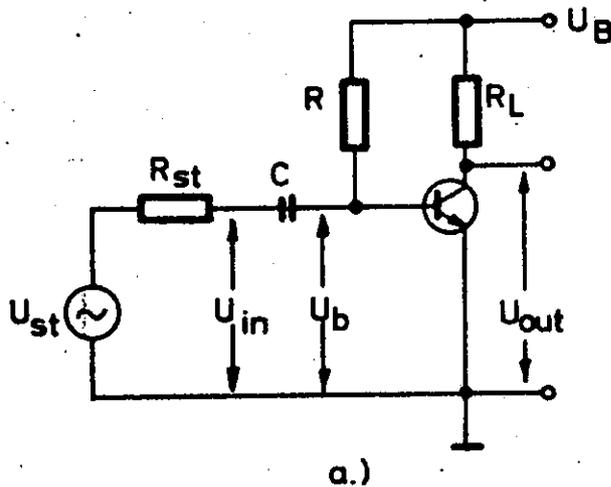


Bild 4.1 Gesättigter Inverter mit Pulsformen

Transistorschalter gezeichnet. Ohne äußeres Signal ist der Transistor in der Stromsättigung, denn die Basis ist über den Widerstand R direkt an die Versorgungsspannung U_B geschaltet. Er wird durch ein negatives Signal geeigneter Amplitude in den Sperrzustand geschaltet. In Bild 4.1b sind die zugehörigen Pulsformen dargestellt. Die Eingangsspannung sei eine Folge von negativ gehenden Pulsen der Zeitdauer T_1 und der Periodendauer T_2 . Die Signalspannung U_b , die an der Basis auftritt, hat durch die Übertragung durch den Kondensator eine etwas geänderte Form. Ist die Zeitkonstante $C (R // R_{in}) \gg T_1$, ist das Absinken der Amplitude am Ende des Pulses nur gering, ist sie $\leq T_1$, sinkt die Amplitude wesentlich stärker ab. Hierbei stellt R_{in} den jeweiligen Eingangswiderstand des Transistors dar. Praktisch gilt, daß die prozentuale Änderung einer Signalamplitude am Ende des Pulssignals der Dauer T nach Durchlaufen der Zeitkonstante RC (C = Koppelkondensator, R = Widerstand parallel zum Signal) etwa durch $\frac{\Delta U}{U} = \frac{T}{RC}$ beschrieben wird. Dies gilt, wenn die Pulslänge $T < RC$ ist (vgl. Abschnitt 10.3). Das bedeutet z.B., daß das Signal um 1 % absinkt, wenn die Zeitkonstante 100 mal so lang ist wie der zu übertragende Puls.

Die entstehende positive Pulsspitze wird durch den relativ großen Basisstrom begrenzt. Die Kollektorspannung, die durch die Kurve U_{out} gekennzeichnet ist, ändert sich sprunghaft zwischen der Batteriespannung U_B und der Sättigungsspannung U_s . Auch hier tritt eine negative Pulsspitze auf, die von der Basis übertragen wird. Das Dach des Pulses am Kollektor ist flach; dies gilt nur, wenn der Puls an der Basis durch die Koppel-Zeitkonstante nicht so stark absinkt, daß der Transistor vor dem Ende des Pulses schon wieder ins Leiten kommt.

Aus dem Pulsdiagramm ist zu erkennen, daß der Transistor in dieser Schaltung das Eingangssignal invertiert. Wird der npn-Transistor durch das Signal an der Basis positiver, fließt mehr Kollektorstrom, dadurch steigt der Spannungsabfall am Kollektorwiderstand R_2 , d.h. das Kollektorpotential wird negativer.

Man kann die statische Vorspannung an der Basis auch durch einen Spannungsteiler zwischen einer positiven und einer negativen Betriebsspannung erzeugen. Außerdem wird oft ein Vorwiderstand R_B in die Basiszuleitung eingefügt (vgl. Bild 4.2), der, zusammen mit der Signalspannung, den dynamisch fließenden Basisstrom und damit auch den Kollektorstrom definiert.

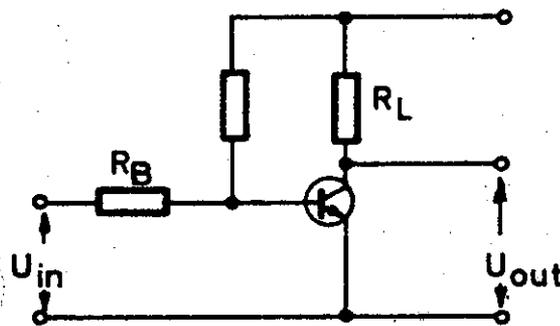


Bild 4.2

Gesättigter Inverter mit Basiswiderstand

Zunächst werden die Spannungspegel für die logischen Zustände, also 0 und 1, festgelegt. Zum Schalten von einem Zustand in den anderen wird eine Ladung $Q = \int J dt = C(U(1) - U(0))$ benötigt. Hierdurch wird die Schaltgeschwindigkeit wesentlich beeinflusst. Kurze Schaltzeiten erfordern höhere Ströme oder kleinere Signalpegel. Wird die Differenz zwischen $U(1)$ und $U(0)$ sehr gering, kann die Störanfälligkeit der Schaltung sehr hoch werden. Typische Werte für gesättigte Inverter sind $2 \text{ V} \leq U(1) \leq 12 \text{ V}$ und $0,2 \text{ V} \leq U(0) \leq 0,8 \text{ V}$. Durch Wahl eines Wertepaares und Festlegung der Toleranzen ergibt sich der minimale und maximale Spannungshub.

Dann werden die Ströme bestimmt, die während der beiden Pegel in den Lastwiderstand fließen. Ist der Transistor in der Sättigung, beträgt seine Kollektorspannung etwa 0,2 bis 0,5 Volt, ist er gesperrt, ist sie gleich der Batteriespannung U_B , sofern nicht eine Clampediode (vgl. Bild 2.62) den Kollektor auf einem anderen Potential hält. Während der Transistor gesperrt ist, kann der größere Strom in die Last fließen, dieser ist $J(1) = U_B/R_L$. Ist der Transistor gesättigt, beträgt sein Kollektorstrom

$$J_C = \frac{U_B - U_{CE \text{ sat}}}{R_L} - J(0)$$

Hierin ist $J(0)$ der Strom, der nun in die Last fließt. Alle Werte müssen mit Toleranzen versehen werden, um den Streuungen der Bauelemente Rechnung zu tragen.

Durch diese Bedingungen kann man U_B und R_L festlegen. Die Bestimmung des minimalen Basisstromes J_B , der den vorgesehenen Kollektorstrom J_C bei der gegebenen Sättigungsspannung $U_{CE \text{ sat}}$ noch erzeugt, schließt sich an. Aus den Kenndaten des Transistors kann diejenige Stromverstärkung β_s gefunden werden, die die angeführten Sättigungsbedingungen erfüllt, es folgt dann $J_B = J_C/\beta_s$. Mit der bekannten Spannung $U_{BE \text{ sat}}$ ergibt sich dann der Basiswiderstand

$$R = \frac{U_B - U_{BE \text{ sat}}}{J_B}$$

Wird die Signalspannung durch einen Widerstand R_B , in Serie mit der Basis, in einen Eingangsstrom J_{in} umgewandelt, muß dieser größer sein als der fließende Basisstrom J_B , um den Transistor aus der Sättigung heraus in den anderen Zustand zu schalten, d.h.

$$\frac{U_{in} - U_{BE \text{ sat}}}{R_B} > J_B$$

Die Schaltgeschwindigkeit ist durch die oben angeführte

Ladung bestimmt, die Zeitkonstante der Spannungsänderung an der Last ist

$$C \frac{U(1) - U(0)}{J(1) - J(0)} \approx C \frac{dU_{CE}}{dJ_C}$$

4.2 Kopplungen zwischen digitalen Invertern

Häufig werden mehrstufige Inverterschaltungen benötigt. Die Kopplung zwischen zwei Stufen kann wechsellspannungsmäßig (kapazitiv) oder gleichspannungsmäßig (z.B. durch Widerstände) geschehen.

Die kapazitive Kopplung ist in Bild 4.3 dargestellt. Bei

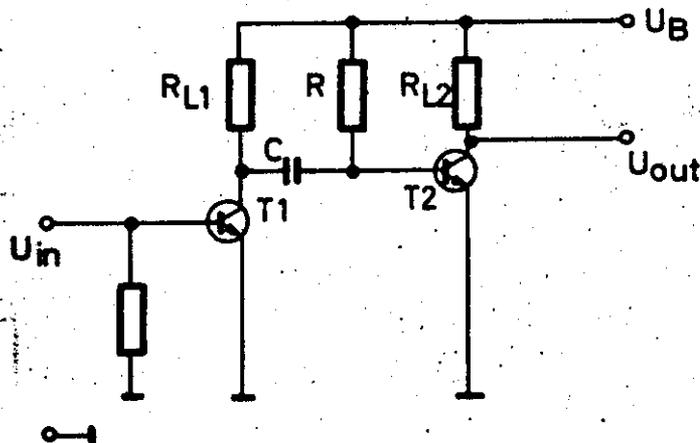


Bild 4.3

Inverterstufen mit Kondensatorkopplung

mehrstufigen Digitalinvertiern müssen die Gleichspannungsbedingungen unterschiedlich gewählt werden. Die Transistoren werden abwechselnd leitend und gesperrt betrieben. In unserem Bild ist der Transistor T_1 statisch gesperrt, sein Basiswiderstand geht an das Erdpotential, so daß zwischen Basis und Emitter die Spannung $U_{BE} = 0 \text{ V}$ besteht. Anders beim Transistor T_2 , der Widerstand R liegt zwischen der Basis und der positiven Batteriespannung. Dadurch hat die Basis

ein Potential von 0,3 V (für Ge) oder 0,7 V (für Si) gegen den Emitter. T2 zieht also Sättigungsstrom. Durch die kapazitive Kopplung beeinflussen sich die statischen Arbeitspunkte von T1 und T2 nicht.

Der Transistor T1 wird durch ein positives Steuersignal in den Strom gefahren, sein Kollektorpotential wird negativer bis zur Sättigungsspannung. Diesen Spannungssprung überträgt der Kondensator auf die Basis von T2, wodurch dieser gesperrt wird. Erst wenn die Eingangsspannung am Transistor T1 wieder auf ihren ursprünglichen Wert geht, wird dieser gesperrt, sein Kollektorpotential wird positiver bis zur Batteriespannung. Durch den nachfolgenden positiven Spannungssprung an der Basis von T2 geht dieser wieder ins Leiten.

Die kapazitive Kopplung ist für sehr lange Signale schlecht oder gar nicht anwendbar, da die großen Zeitkonstanten nur durch sehr große und meistens schlechte Kondensatoren (Elektrolyten mit hohem Reststrom) hergestellt werden können. Dann wendet man Gleichstromkopplung an, entweder mit Widerständen oder mit Zenerdioden.

Im Bild 4.4 ist eine Widerstandskopplung gezeigt, und zwar für die zwei Fälle, daß je einer der Transistoren leitet, der andere gesperrt ist. Die Widerstände R_K und R_B müssen unter Berücksichtigung der Kollektorspannung von Transistor T1 und der Basisspannung von Transistor T2 so dimensioniert werden, daß das Sperren bzw. Leiten von T2 auch bei der Gleichstromkopplung garantiert wird. Bei der Berechnung müssen also vier positive bzw. negative Toleranzen beachtet werden, die Widerstandstoleranz von R_K und R_B sowie die Toleranz der Sättigungsspannung von T1 und die der Vorwärtsspannung der Emitter-Basis-Diode von T2. Man erhält dann einige Ungleichungen, innerhalb deren die Werte dann frei

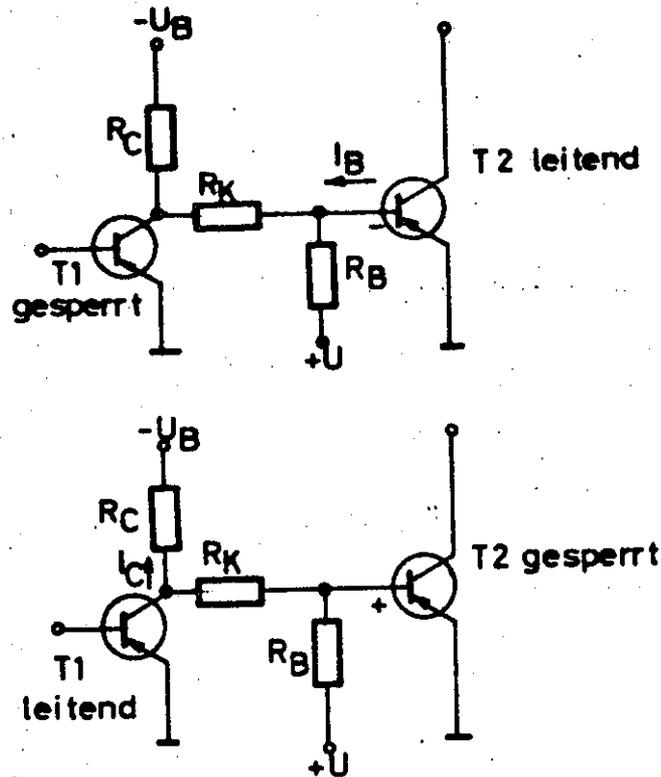


Bild 4.4

Transistorstufen mit Widerstandskopplung

wählbar sind. Für die Basisströme von T_2 ergeben sich die Gleichungen:

$$\frac{U_B(\min) - U_{BE \text{ sat}}(\max)}{R_K(\max) + R_L(\max)} - \frac{U(\max) + U_{BE \text{ sat}}(\max)}{R_B(\min)} = I_B(\min)$$

$$- \frac{U_{BE \text{ off}}(\min) + U_{CE \text{ sat}}(\max)}{R_K(\min)} + \frac{U(\min) - U_{BE \text{ off}}(\min)}{R_B(\max)} = I_B(\max)$$

Aus diesen Gleichungen können R_K und R_B berechnet werden.

Die Zenerdiodenkopplung ist im Bild 4.5 dargestellt. Man

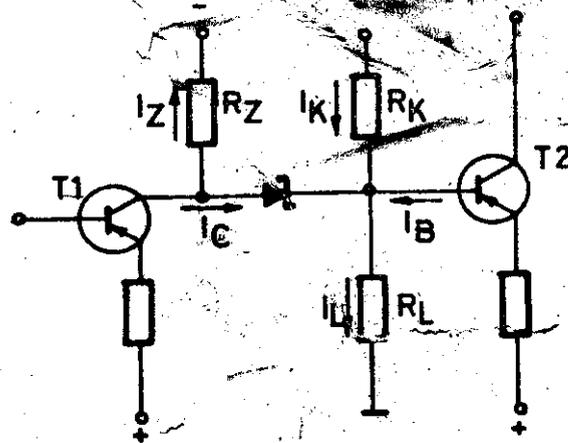


Bild 4.5

Transistorstufen mit Zenerdiodenkopplung

erkennt leicht, daß allgemein gilt:

$$U_B = R_L(J_C + J_K + J_B - J_Z)$$

Ist T2 gesperrt, T1 leitend: $U_{B0} = R_L(J_C + J_K - J_Z)$

Ist T1 gesperrt, T2 leitend: $U_{B1} = R_L(J_K + J_B - J_Z)$

Gleichzeitig muß $J_Z > J_C$ sein, damit die Zenerdiode immer leitet. Typischerweise werden zwei bis fünf mA Zenerstrom benötigt. Zwischen dem Kollektorstrom von T1 und der Basis von T2 liegt dann immer die Zenerspannung. Für das Signal bietet die Zenerdiode praktisch Kurzschluß, da sie eine Kapazität von einigen Hundert pF hat.

4.3 Digitaler Inverter im ungesättigten Betrieb

Im ungesättigten Betrieb, auch current mode genannt, wird verhindert, daß der Transistor übersteuert wird. Dadurch kann eine höhere Schaltgeschwindigkeit erzielt werden, die Speicherzeit und die Verzögerungszeit treten nicht auf (vgl. Abschnitt 2.13). Während wir früher in einem Beispiel (vgl. Bild 2.62) zeigten, wie mit Hilfe einer Diode die Kollektorspannung festgehalten wird, soll jetzt eine andere Methode

besprochen werden, bei der während des Schaltens die Ströme praktisch konstant bleiben. Die Schaltung sieht folgendermaßen aus: (Bild 4.6).

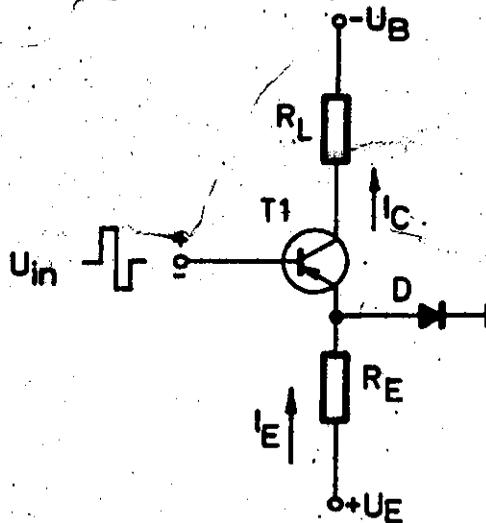


Bild 4.6
Digitaler Inverter, ungesättigt

Die Spannungsquelle U_E erzeugt einen Strom, der über den Widerstand R_E in die Diode D fließt. Der Spannungsabfall an der Diode, also einige Zehntel Volt, erscheint zwischen Emitter und dem Erdpotential. Ein positives Eingangssignal sperrt den Transistor, ein negatives steuert ihn in den Strom und sperrt dabei die Diode. Der Transistor ist hier vom pnp-Typ. Ist U_E sehr groß gegen die Signalspannung, ist der durch R_E fließende Strom $J_E = \frac{U_E}{R_E}$.

Er ist praktisch konstant, unabhängig davon, ob der Transistor ein- oder ausgeschaltet ist, denn wenn der Transistor leitet, fließt der Strom in seinen Emitter, ist er gesperrt, in die Diode. Wählt man nun $U_B/R_L > U_B/R_E$, so kann das Kollektorpotential nicht in den Sättigungsbereich gesteuert werden.

Im nächsten Bild 4.7 sind die beiden digitalen Inverter-Schaltungen zur Übersicht nochmal zusammengefaßt.

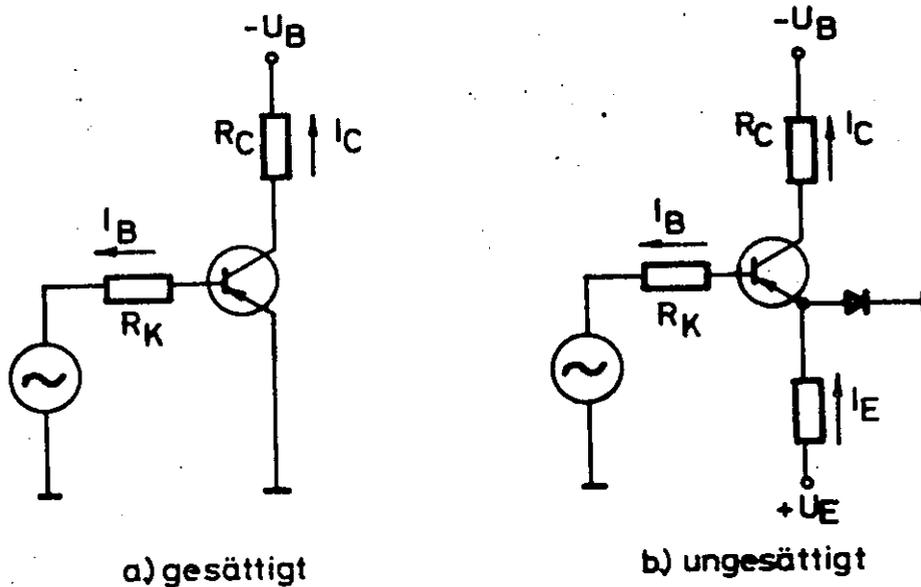


Bild 4.7
Inverterstufen

Im gesättigten Fall wird die Schaltung so ausgelegt, daß die Spannung am Transistor ein Minimum, der Strom ein Maximum wird. Die Restspannung ist eine Funktion des Kollektor- und des Basisstroms. Der durch das Signal verursachte Basisstrom ist $I_B = \frac{U_{in} - U_{BE}}{R_B}$.

Diese Schaltungsart wird meist eingesetzt, wenn Information innerhalb fester Spannungswerte übertragen werden soll.

Im ungesättigten Fall wird der Strom zwischen dem Transistor und der Diode hin- und hergeschaltet. Die Gleichung für den Basisstrom gilt genau so wie im gesättigten Fall. Bei der Kalkulation der Signalspannungen und Basiswiderstände muß die Toleranz für die Spannung U_{BE} , also für den Spannungsabfall an der Emitter-Basis-Diode, berücksichtigt werden.

4.4 Emitterfolger

Ein Emitterfolger ist eine Kollektorschaltung mit dem Lastwiderstand im Emitterzweig. Der Kollektor ist für die Signalfrequenzen geerdet, der Emitter ist gleichstrommäßig über eine hohe Impedanz an eine Spannungsquelle angeschlossen. Der Signalstrom fließt in die Basis hinein, der Emitter folgt dem Signal innerhalb der Aussteuerungsgrenzen linear, wobei der Basisstrom um den Faktor β (Stromverstärkung) kleiner als der Emitterstrom ist. Da die Signalspannungen an der Basis und am Emitterwiderstand fast gleich groß sind, (die Spannungsverstärkung des Emitterfolgers ist stets < 1 , meist 0,90 bis 0,99) stehen die Eingangs- und Ausgangsimpedanzen an Basis und Emitter im Verhältnis β zueinander. Aus Bild 4.8 folgen

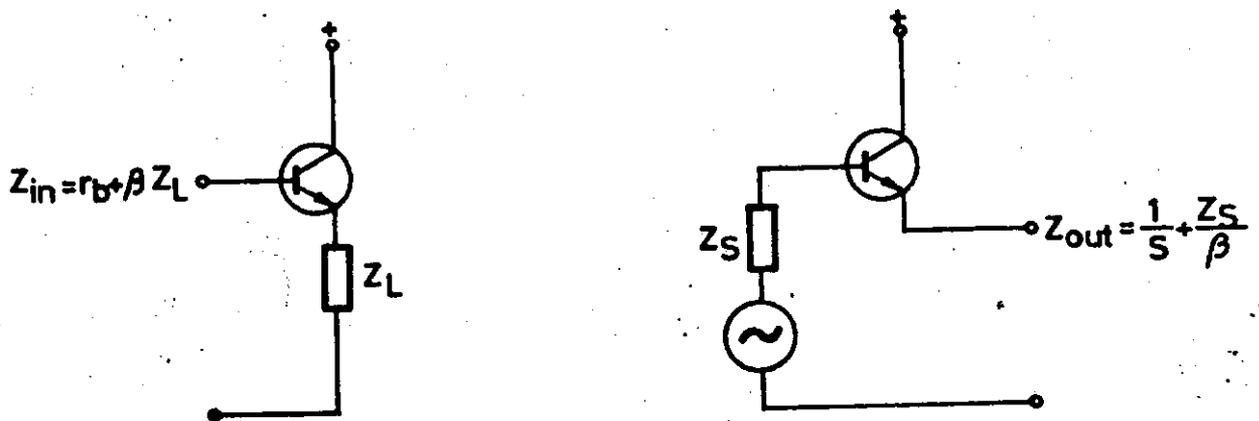


Bild 4.8

Eingangs- und Ausgangsimpedanzen beim Emitterfolger

die Eingangs- und Ausgangsimpedanzen zu

$$Z_{in} = r_b + \beta Z_L \quad \text{bzw.} \quad Z_{out} = \frac{1}{S} + \frac{Z_S}{\beta}$$

hierin sind r_b der Basiseingangswiderstand (transistorabhängiger Wert), β die Stromverstärkung, Z_L die Lastimpedanz, S die Steilheit des Transistors $S = \frac{dJ_c}{dU_{BE}}$ und Z_S die Impedanz der Steuerquelle an der Basis. Da r_b meist nur wenige Ohm hat, die Steilheit sehr hoch ist (40 - 200 mA/V bei typischen HF-Schalttransistoren) gilt für die praktische

Anwendung:

$$Z_{in} = \beta Z_L,$$

$$Z_{out} = \frac{Z_S}{\beta}$$

Der Emitterfolger arbeitet also als Impedanzwandler. Da β bei hohen Frequenzen oft nur klein ist, besonders in der Nähe der Transitfrequenz, schaltet man manchmal mehrere Emitterverstärker in Serie. Die Impedanz wird dann durch den Faktor $\beta_1 \beta_2 \beta_3 \dots \beta_n$ transformiert, wo β_n die Stromverstärkung des n-ten Transistors ist. Somit kann die Eingangsimpedanz recht hoch werden, die Ausgangsimpedanz nähert sich schließlich dem Wert $1/S$. Im Bild 4.9 sind drei Emitterfolger in Serie gezeichnet.

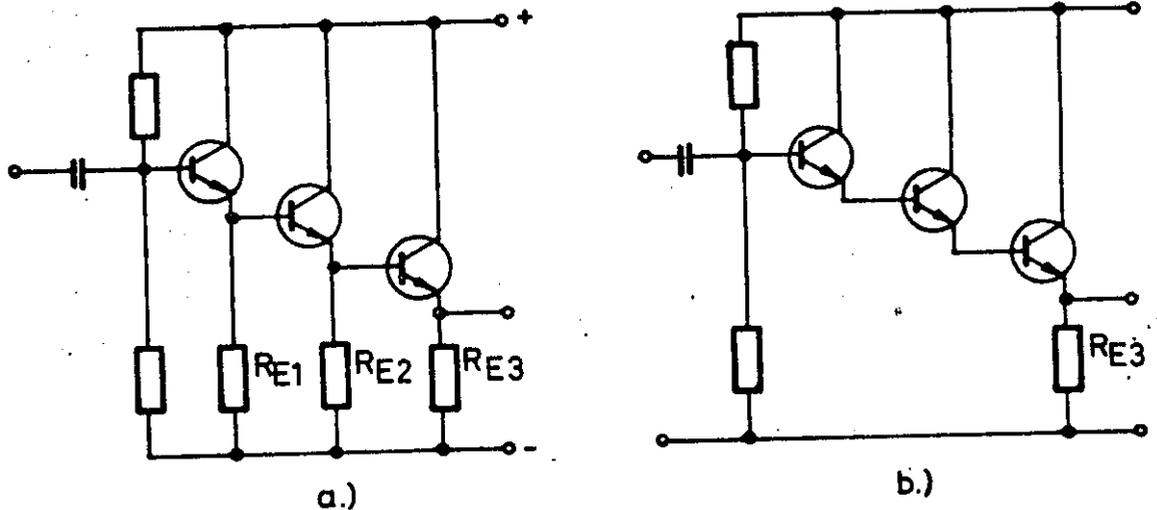


Bild 4.9

Kette von Emitterfolgern

Diese Konfiguration wird als Darlingtonschaltung bezeichnet. Es sind zwei Anschlußarten möglich, entweder erhält jeder Transistor seinen eigenen Emitterwiderstand, dann muß gelten:

$$R_{E1} \gg \beta_2 R_{E2}, \quad R_{E2} \gg \beta_3 R_{E3}.$$

Da die Widerstände sehr groß werden können, können sie in besonderen Fällen weggelassen werden, in solchen Fällen ist der Basisstrom des Transistors $n + 1$ gleich dem Emittterstrom des Transistors n . Man muß jedoch berücksichtigen, daß mit abnehmenden Emittterströmen auch die Stromverstärkung sinkt. Außerdem sind in den Eingangstransistoren die temperaturabhängigen Restströme nicht mehr zu vernachlässigen, dadurch ist die Grenze für die Impedanz-Transformation gesetzt.

An einen typischen Beispiel soll gezeigt werden, wie Emittterfolger eingesetzt werden, um hochohmige Schaltungen an niederohmige Kabel anzuschließen. Da normale Koaxialkabel (Impedanz 50 - 100 Ohm) eine Kapazität von etwa 80 - 100 pF/m haben, müssen bei Signaländerungen die Kapazitäten geladen bzw. entladen werden, wobei im ersten Teil des Ladevorgangs ein Strom von $dJ = C \frac{dU}{dt}$ benötigt wird. Hierin ist C die Kabelkapazität, dU die Spannungsänderung, die in der Zeit dt übertragen werden soll.

Im Bild 4.10 ist ein Emittterfolger mit kapazitiver Last gezeigt.

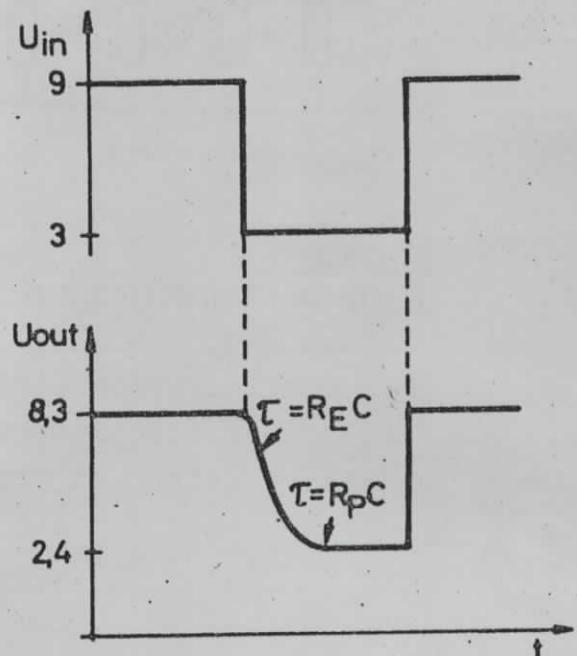
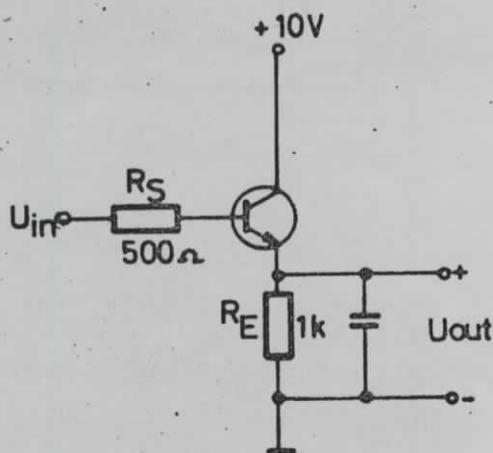


Bild 4.10

Emittterfolger mit kapazitiver Last

Der Widerstand R_S stellt die Summe aller Generator- und Eingangswiderstände dar. Im Zahlenbeispiel wird die Eingangsspannung abrupt zwischen 9 und 3 V geändert. Nehmen wir an, es handelt sich um einen Si-Transistor mit einem β von 50 und einem Spannungsabfall von 0,7 V an der leitenden Emitter-Basis-Diode, so erzeugt der Signalstrom bei einer Spannung von 9 V in R_S (500 Ohm) einen Spannungsabfall von etwa 0,1 V. Das Emitterpotential beträgt somit 8,3 V. Fällt jetzt die Eingangsspannung auf 3 V, so wird, da die Emitterspannung wegen des großen Kondensators nicht sofort folgen kann, der Transistor gesperrt. Der Kondensator entlädt sich exponentiell mit der relativ großen Zeitkonstanten $R_E \cdot C$ bis zum Wert 2,4 V, denn bei dieser Spannung beginnt der Transistor wieder zu leiten. In diesem Bereich ist die Zeitkonstante wesentlich kleiner, nämlich $R_{11}C$, wo R_{11} die Parallelschaltung aus der niedrigen Ausgangsimpedanz und R_E ist. Steigt das Eingangssignal wieder auf 9 V, kann die Emitterspannung jetzt viel schneller folgen, da er im Leiten bleibt. Die Ladezeitkonstante ist also wieder $R_{11}C$. Der Basisstrom kann dabei sehr hoch werden, so daß der Transistor in die Sättigung gefahren wird. Dies ist die zweite Grenze der Aussteuerung. Der Innenwiderstand des Transistors kann dabei so klein werden, daß der Strom nur durch den Innenwiderstand der Stromquelle bestimmt wird.

4.5 Emittergekoppelter Verstärker

In Abschnitt 4.3 wurden einige Vorteile der stromkonstanten Schaltung diskutiert. Es werden z.B. die Stromversorgungen gleichmäßiger belastet, die Ströme durch stromkonstante Widerstände kontrolliert.

Ein Schaltungstyp, der ebenfalls diese Vorteile aufweist, aber gleichzeitig sowohl mit als auch ohne Inversion betrieben werden kann, ist das emittergekoppelte Transistor-

paar (vgl. Bild 4.11).

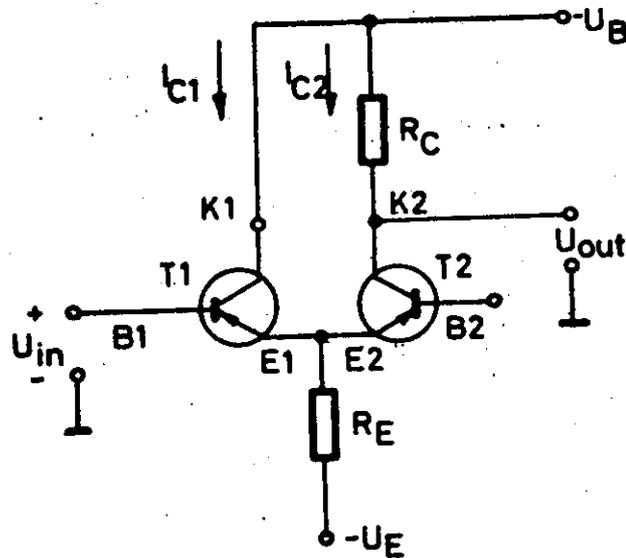


Bild 4.11

Emittergekoppeltes Paar

Es handelt sich um zwei Transistoren, deren Emittter aus einem gemeinsamen Widerstand von einer Spannungsquelle betrieben werden. Das Signal geht in die Basis des ersten Transistors, dieser arbeitet als Emitterfolger in den Emitter der zweiten Stufe, die in Basisschaltung betrieben wird, in der die Basis signalmäßig geerdet ist. Aus dem Kollektor des zweiten Transistors kann das Signal in gleicher Polarität wieder abgenommen werden. Durch Einfügen eines Widerstandes in den Kollektorzweig des ersten Transistors kann auch dort ein Signal mit umgekehrter Polarität entnommen werden. Wegen des gemeinsamen Emitterwiderstandes kann die Schaltung stromkonstant betrieben werden, wenn der Spannungsabfall am Emitterwiderstand groß ist gegen die Signalspannung an der Emitter-Basis-Diode. Der Emitterstrom wird dann von einem Transistor in den anderen umgeschaltet, je nachdem, welcher der beiden im Leiten ist.

Bild 4.12 zeigt die Impedanzverhältnisse, die in der Schaltung

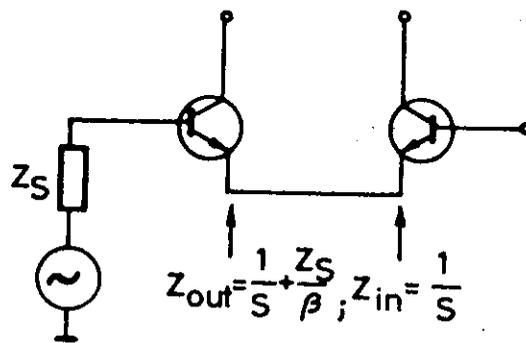
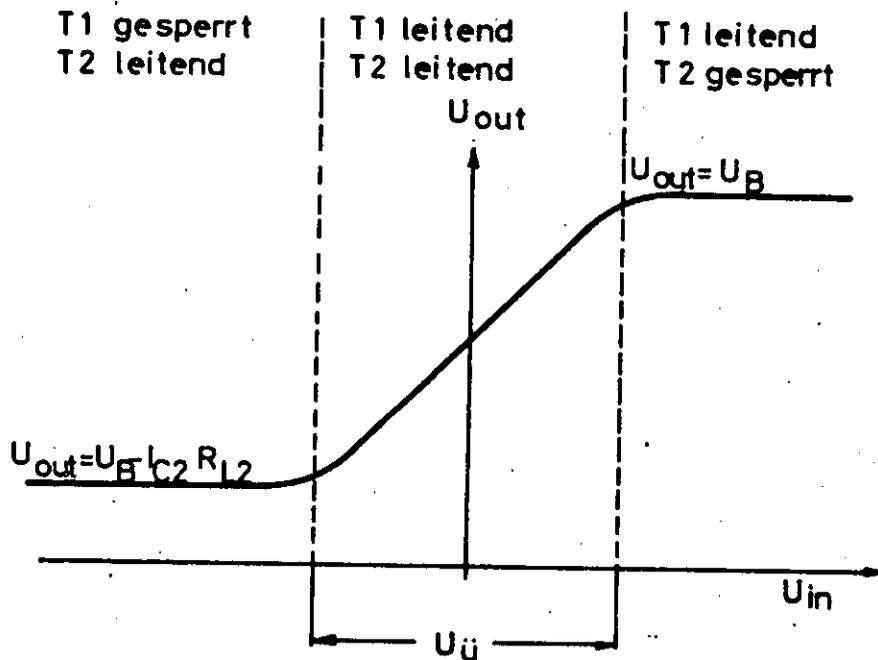


Bild 4.12

Impedanzen beim emittergekoppelten Paar

auftreten. $Z_{out} = \frac{1}{S} + \frac{Z_S}{\beta}$ ist die Emitterfolger-Ausgangsimpedanz, $Z_{in} = \frac{1}{S}$ die Eingangsimpedanz der Basisschaltung. In relativ guter Näherung kann man beide zu $\frac{1}{S}$ zusammenfassen.

Im Bild 4.13 ist die Übertragungscharakteristik der Ströme beim Übergang vom jeweiligen Leiten bzw. Sperren in den anderen Zustand aufgezeichnet.



$U_{\ddot{u}} = \pm 57 \text{ mV}$ für Ge

$U_{\ddot{u}} = \pm 104 \text{ mV}$ für Si

Bild 4.13

Ein-/Ausgangsübertragung beim emittergekoppelten Paar

Im ersten Gebiet leitet T2, T1 ist gesperrt
im dritten " " T1, T2 " "
im zweiten " " T1 und T2.

Die Ausgangsspannung im ersten Gebiet ist die Differenz der Batteriespannung und des Spannungsabfalls am Arbeitswiderstand des leitenden Transistors: $U_{out} = U_B - J_{C2} R_L$, im dritten Gebiet ist $U_{out} = U_B$, da Transistor T2 gesperrt ist. Das Übergangsgebiet, in dem ein linearer Transfer stattfindet, ist bei Ge ca. 100 mV, bei Si ca. 200 mV breit.
Die Wahl der Arbeitswiderstände erfolgt nach $U_B/R_L > U_B/R_E$.

Im Bild 4.14 ist aufgezeichnet, wie das Durchschalten der Ströme die Spannungen an den Elektroden beeinflusst.

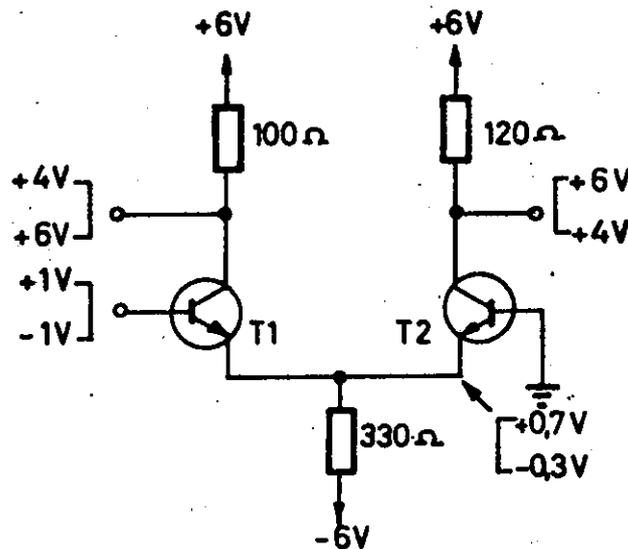


Bild 4.14
Übersteuertes emittergekoppeltes Paar

An der Eingangsbasis genügen einige Hundert mV positiv oder negativ gegen die Spannung an der zweiten Basis (hier Null Volt, da geerdet). An den Kollektoren entstehen symmetrische Signalübergänge.

Die wesentlichen Vorteile der emittergekoppelten Schaltung sind im folgenden zusammengefaßt:

- a) hohe Schaltgeschwindigkeit, da Sättigung vermieden wird,
- b) komplementäre Signalausgänge an den Kollektoren,
- c) keine Störsignale auf den Stromversorgungsleitungen, da die Ströme beim Schalten konstant bleiben,
- d) die Basis des zweiten Transistors kann zum Einspeisen von Kontrollsignalen, wie z.B. Gegenkopplung benutzt werden.

Wegen a) werden emittergekoppelte Transistorpaare besonders in der Logik mit sehr hoher Taktfrequenz benutzt, also im Bereich 50 - 300 MHz.

Literatur

- S.L. Oppenheimer, Semiconductor logic and switching circuits,
Columbus/Ohio, 1966
- The digital logic handbook, Digital Equipment Corp.,
Maynard/Mass., 1967
- J.K. Altes, Logische Schaltungen mit Transistoren,
Eindhoven, 1964
- J. Millman, H. Taub, Pulse, digital and switching waveforms,
New York, 1965
- High speed switching transistor handbook, Motorola, Inc.,
Phoenix/Arizona, 1963
- R. Littauer, Pulse electronics, New York, 1965
- P. Stuber, Bausteine und logische Verknüpfungen,
Der Elektroniker, 6. Jahrg., No 2, S. 65
- D. Baer, Einführung in die Schaltalgebra, Braunschweig, 1967
- S.H. Caldwell, Der logische Entwurf von Schaltkreisen,
München, 1964

5. Digitale Gateschaltungen

Die in Abschnitt 3 beschriebene digitale Logik wird aus den in Abschnitt 4 beschriebenen Schaltungen zu Funktionseinheiten zusammengebaut, die man allgemein digitale Gateschaltungen nennt. Die praktische Funktionsweise soll in diesem Abschnitt besprochen werden.

5.1 ODER-Gates

Ein ODER-Gate kann mit Dioden leicht realisiert werden.

Bild 5.1 zeigt eine solche Schaltung für positive Logik.

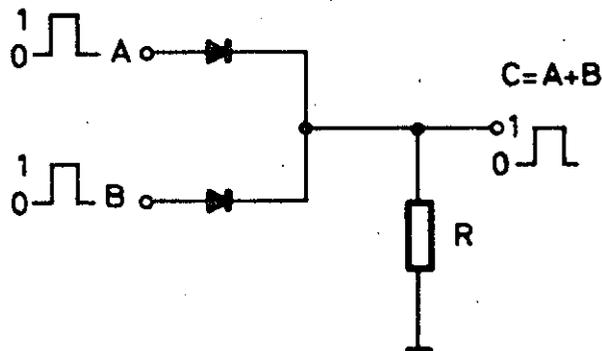


Bild 5.1

OR-Gate mit Dioden (positive Logik)

Man erkennt, daß jeder der beiden Eingangspulse unabhängig voneinander ein Ausgangssignal gibt, d.h. sowohl A oder B gibt C. Damit das Ausgangssignal etwa die gleiche Amplitude wie das Eingangssignal hat, muß $R \gg R_D$ sein, wo R_D der Innenwiderstand der Diode ist. Für negative Logik wird die Schaltung geeignet, wenn die Polarität der Dioden geändert wird. Dies ist in Bild 5.2 gezeigt.

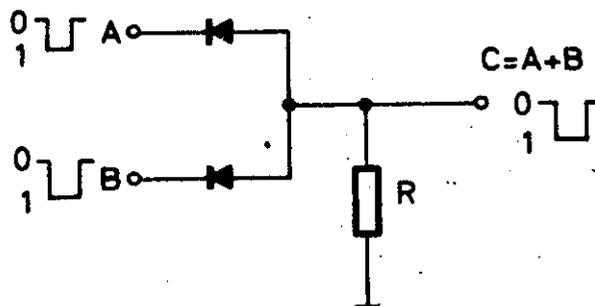


Bild 5.2

OR-Gate mit Dioden (negative Logik)

Die ODER-Verknüpfung wird durch das Symbol in Bild 5.3a dargestellt. Die Wahrheitstabelle (Bild 5.3b) ergibt dann die pulsförmige Darstellung, die in Bild 5.3c aufgetragen ist.

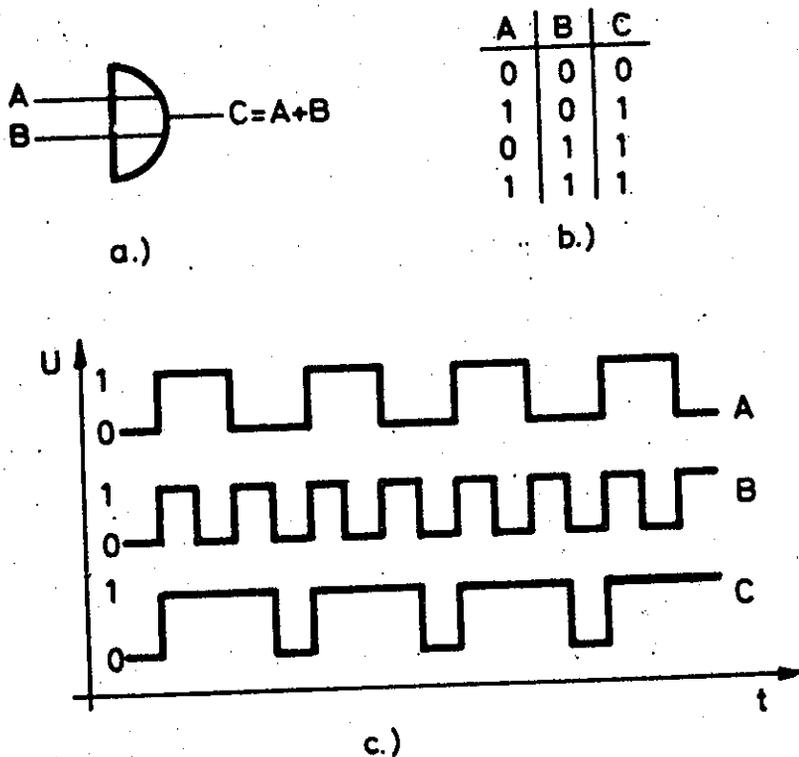


Bild 5.3

OR-Gate mit Wahrheitstabelle und Pulsdiagramm

5.2 UND-Gate

Auch das UND-Gate kann mit Dioden aufgebaut werden, wie es in Bild 5.4 gezeigt wird. Beide Dioden sind jetzt statisch

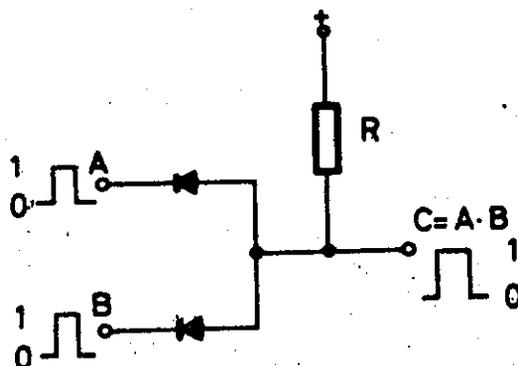


Bild 5.4

AND-Gate mit Dioden (positive Logik)

leitend, die Anschlüsse A und B müssen entweder über externe Widerstände oder über einen niedrigen Innenwiderstand des Eingangsgenerators geerdet sein. Durch positive Signale auf die Katoden der Dioden werden diese gesperrt. Kommt nur ein Signal, z.B. an A, so übernimmt die Diode B den Strom der A-Diode mit; kommen jedoch gleichzeitig Signale an A und B (Koinzidenz), werden beide Dioden gesperrt, am Ausgang C erscheint das "1"-Signal. Erscheinen beide Pulse nicht ganz gleichzeitig, sondern um weniger als eine Pulsbreite zeitlich verschoben, ist das Ausgangssignal nur während der Überlappungsdauer existent.

Durch Umpolen der Dioden sowie der Batteriespannung kann die in Bild 5.4 gezeigte Schaltung auch für negative Logik eingesetzt werden.

Die UND-Verknüpfung wird ebenfalls durch ein Symbol dargestellt (Bild 5.5a). Mit der Wahrheitstabelle (Bild 5.5b) erhält man das Pulsdiagramm (Bild 5.5c).

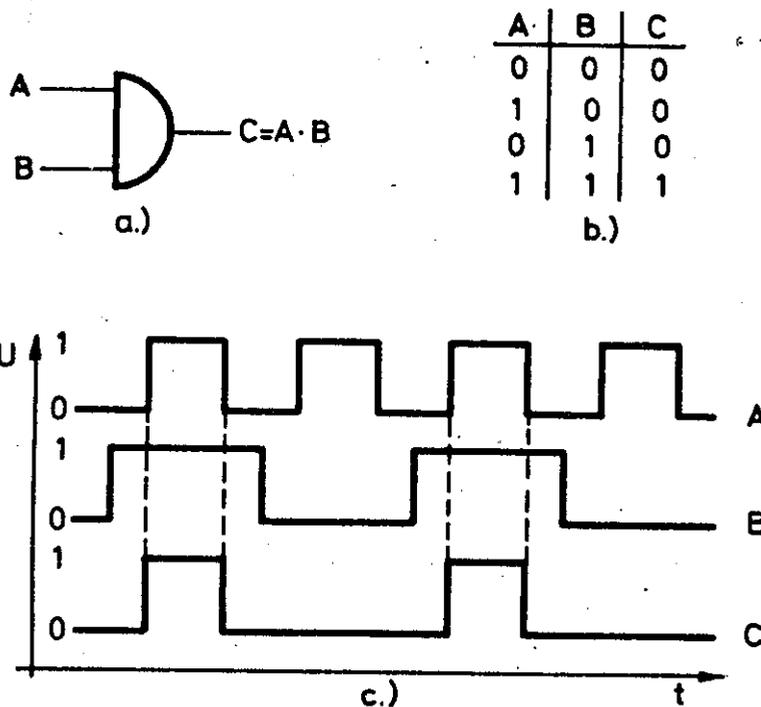


Bild 5.5

AND-Gate mit Wahrheitstabelle und Pulsdiagramm

5.3 NICHT-Schaltung als Inverter

Die NICHT-Schaltung hat nur eine Eingangs- und eine Ausgangsbuchse, sie bildet die logische Negation mit folgender Definition: Der Ausgang eines NICHT-Inverters nimmt den Zustand "1" dann und nur dann an, wenn der Eingang nicht den Zustand "1" hat. In Abschnitt 4 waren verschiedene Möglichkeiten für die Schaltung eines digitalen Inverters aufgezeichnet. Das Ausgangssignal eines Inverters wird dann positiv, wenn das Eingangssignal negativ wird. Idealisiert beläßt ein digitaler Inverter die binären Pegel und die Form der Pulse in ihren Werten, er ändert nur die Polarität.

Die NICHT-Schaltung wird durch das in Bild 5.6a gezeigte Symbol dargestellt. Hierbei bedeutet der Punkt am Ausgang des Verstärkers, daß das Signal invertiert wird. Aus der Wahrheitstabelle (Bild 5.6b) ergibt sich das Pulsdiagramm (Bild 5.6c).

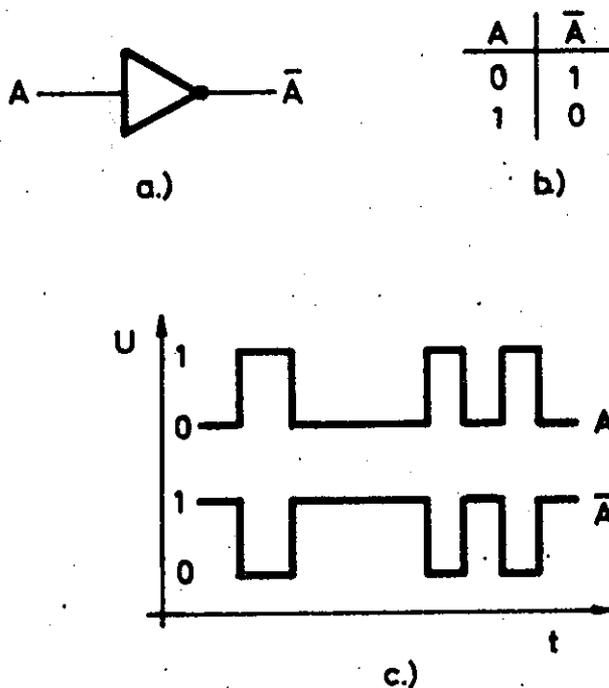


Bild 56

Inverter mit Wahrheitstabelle und Pulsdiagramm

5.4 NOR-Gates

NOR-Gates sind ODER-Gates, deren Ausgangssignal invertiert ist. Ist einer der Eingänge im Zustand "1", ist der Ausgang der NOR-Gates im Zustand "0". Sind aber alle Eingänge des NOR-Gates auf "0"-Potential, ist der Ausgang auf "1"-Potential. Die einfachste Form eines NOR-Gates ist in Bild 5.7 gezeigt.

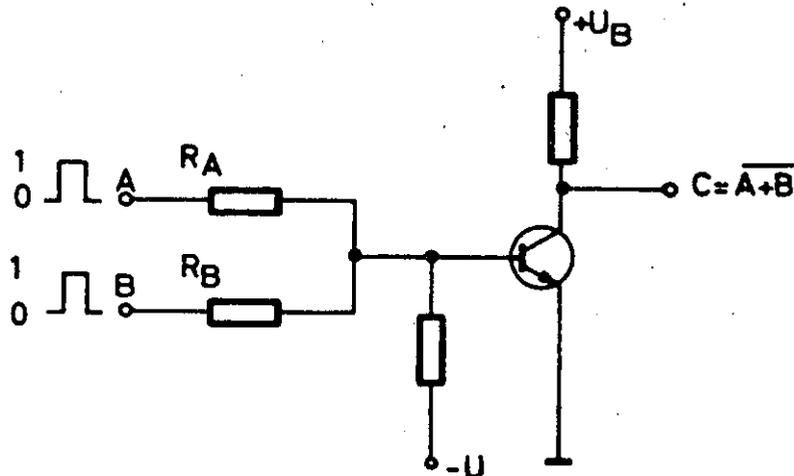


Bild 5.7

NOR-Gate mit RTL-Widerständen

Die Mischung der beiden Eingangssignale geschieht hier über die beiden Widerstände R_A und R_B . An der Basis des Transistors entsteht also das Signal $A + B$, nach dem Invertieren $\overline{A + B}$. Diese Schaltungsart wird als RTL bezeichnet, d.h. Widerstands-(Resistor)-Transistor-Logik.

Statt der Widerstände R_A und R_B kann man auch Dioden einsetzen, die Schaltung ist in Bild 5.8 (s. folgende Seite) enthalten. Diese Logik wird DTL, also Dioden-Transistor-Logik genannt.

Auch mit dem emittergekoppelten Paar als ungesättigter Inverter werden NOR-Gates aufgebaut, sie haben den Vorteil, schneller zu schalten als die oben aufgeführten Typen. Das Schaltbild

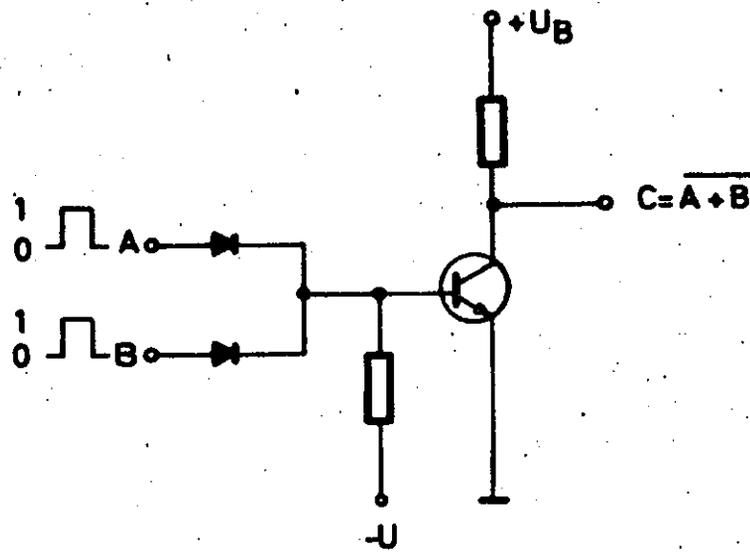


Bild 5.8
NOR-Gate mit DTL-Dioden

der emittergekoppelten Logik (ECL - Emitter coupled logic) ist in Bild 5.9 zu sehen.

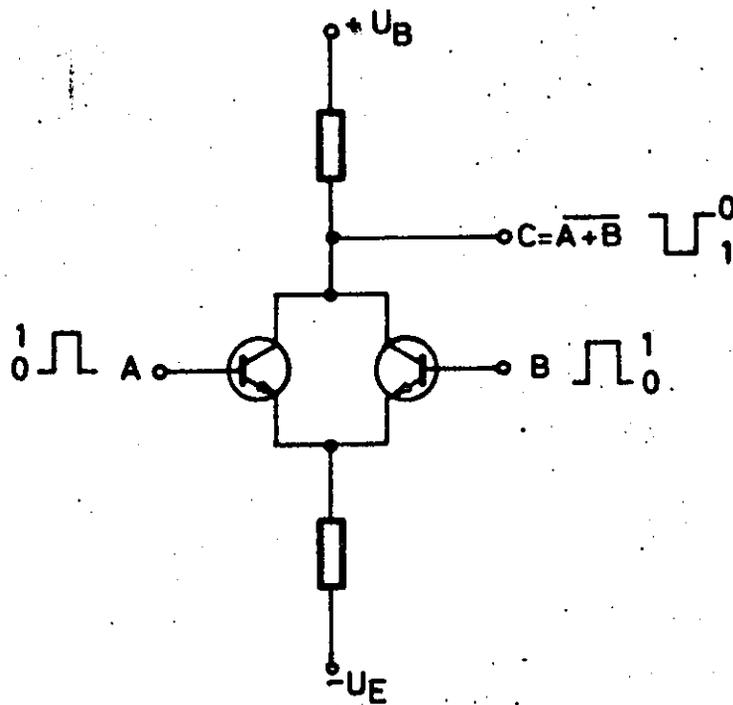


Bild 5.9
NOR-Gate mit ECL-Transistoren

Das Symbol für die NOR-Schaltung enthält Bild 5.10a. Mit der Wahrheitstabelle in Bild 5.10b ergibt sich das Pulsdiagramm (Bild 5.10c).

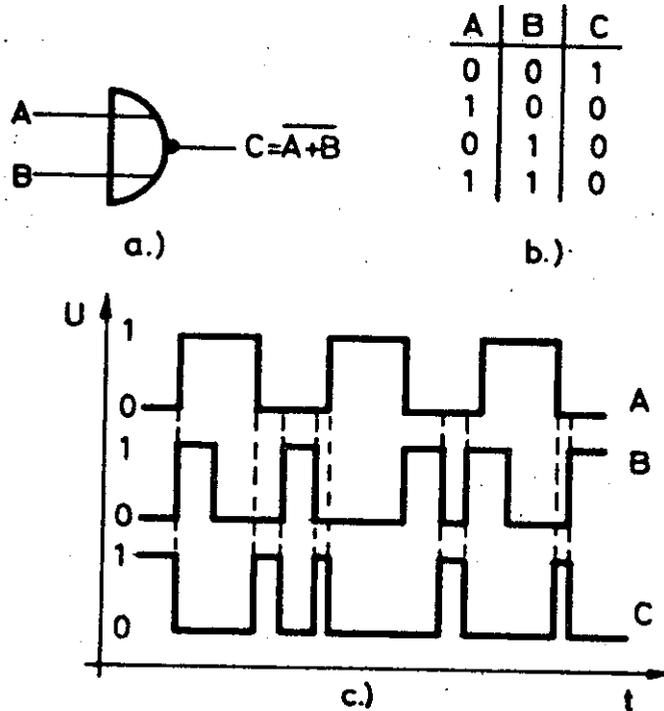


Bild 5.10
NOR-Gate mit Wahrheitstabelle und Pulsdiagramm

5.5 NAND-Gates

NAND-Gates sind UND-Gates, deren Ausgangssignal invertiert ist. Der Ausgang eines NAND-Gates befindet sich dann und nur dann auf "0"-Potential, wenn alle Eingänge gleichzeitig auf "1"-Potential sind. Bild 5.4 können wir so erweitern, daß eine NAND-Schaltung entsteht. Bild 5.11 zeigt dies.

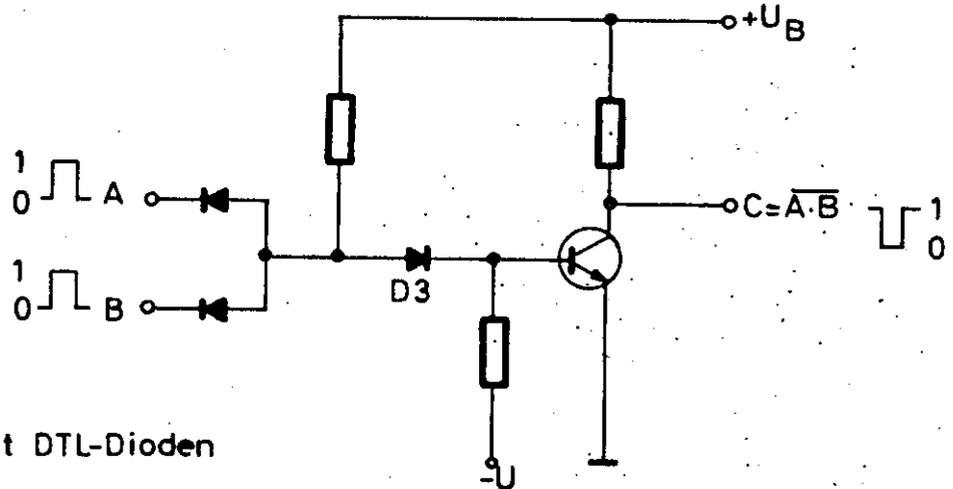


Bild 5.11
NAND-Gate mit DTL-Dioden

Die dritte Diode D_3 stellt das korrekte Potential an der Basis des Transistors her, damit dieser statisch nicht leitet. Diese Logik wird wieder als DTL bezeichnet.

Ein anderer, weit verbreiteter NAND-Gatetyp ist die TTL, die Transistor-Transistor-Logik. Ihre Schaltung ist in Bild 5.12 gezeigt. Der Eingangstransistor enthält mehrere

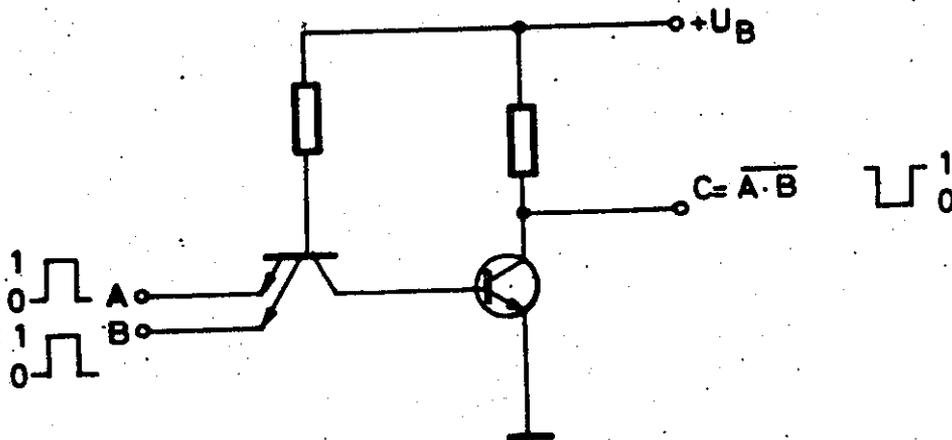


Bild 5.12
NAND-Gate mit TTL-Transistoren

Emitter. Wird einer von ihnen auf das "1"-Potential gebracht, wird der Transistor noch nicht gesperrt, erst wenn beide Emitter gleichzeitig den Zustand "1" annehmen, sperrt er. Das entstehende Koinzidenzsignal wird invertiert, so daß die Zustandsgleichung am Ausgang des Gates den Wert $\overline{A \cdot B}$ erreicht. Das Symbol für das NAND-Gate ist in Bild 5.13a gezeigt, die Wahrheitstabelle in Bild 5.13b, die Pulsformen in Bild 5.13c. (Abb. s. folgende Seite).

5.6 EXCLUSIV-ODER-Gates

Das EXCLUSIV-ODER-Gate ist eine spezielle Version der ODER-Gates. Seine logische Definition besagt, daß, wenn ein und nur ein Eingang den "1"-Zustand hat, am Ausgang des Gates auch der "1"-Zustand herrscht. Wenn also $A = 1$ und $B = 1$,

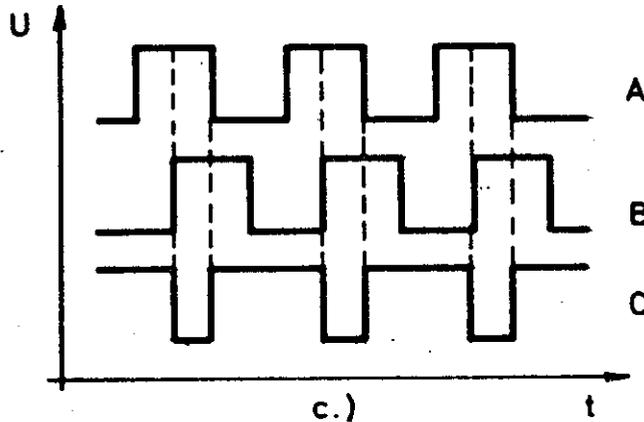
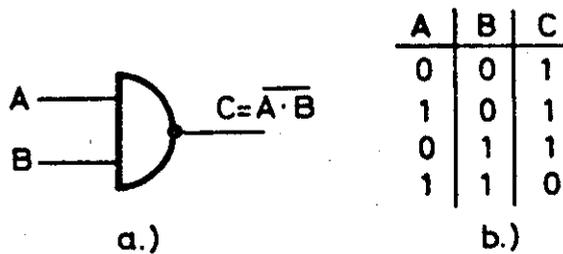


Bild 5.13

NAND-Gate mit Wahrheitstabelle und Pulsdiagramm

Jedoch nicht gleichzeitig, ist auch $C = 1$. Die Wahrheitstabelle lautet also wie Bild 5.14 a (s. folgende Seite). Diese Tabelle kann auf verschiedene Arten erreicht werden. Die Booleansche Gleichung lautet in mehreren Umformungen:

$$\begin{aligned} C &= A \cdot \bar{B} + B \cdot \bar{A} \\ &= (A + B) (\bar{A} \cdot \bar{B}) \\ &= (A + B) (\bar{A} + \bar{B}) \\ &= \overline{A \cdot B + \bar{A} \cdot \bar{B}} \end{aligned}$$

Durch die de Morgansche Beziehung können die vier angegebenen Gleichungen ineinander übergeführt werden. Ihre praktischen Ausführungen enthält Bild 5.14b, ihr Symbol Bild 5.14c.

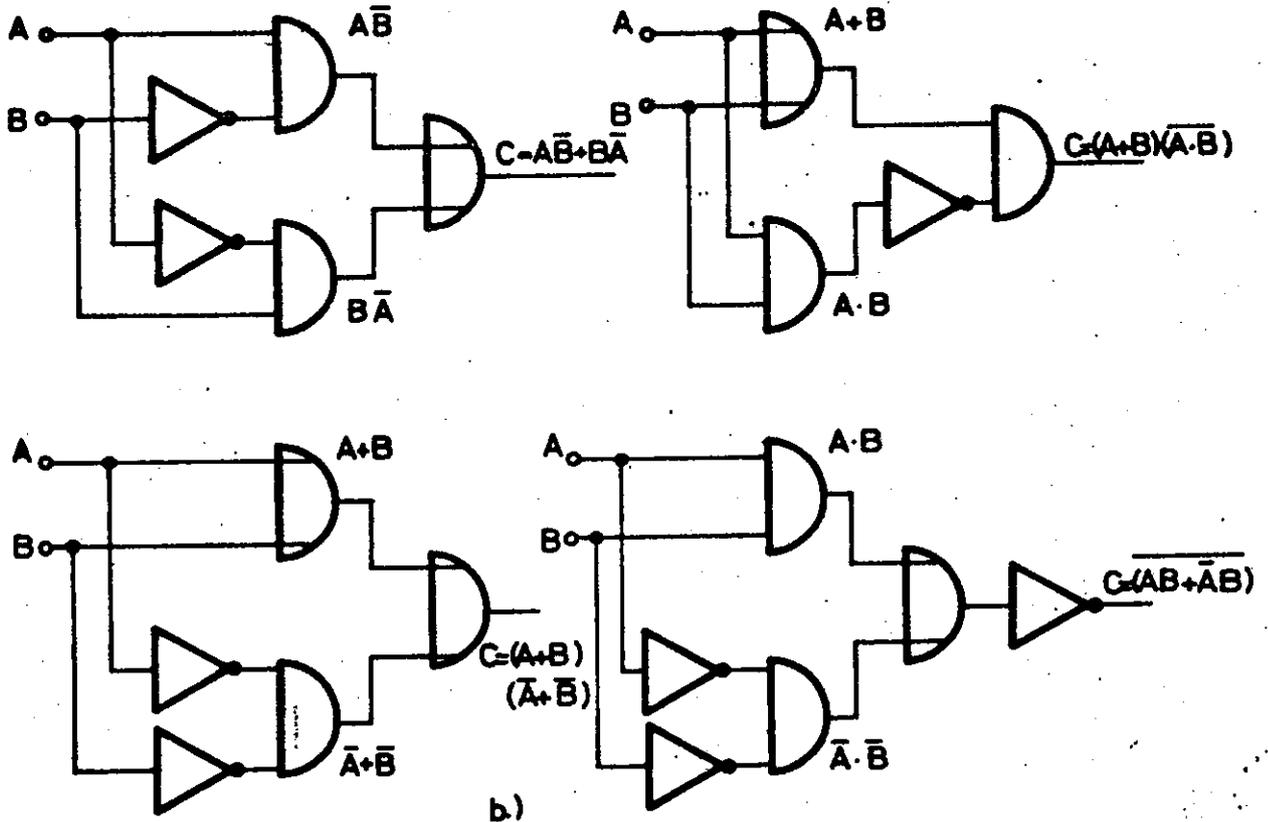
Durch die Kombination der drei überhaupt vorkommenden Verknüpfungsarten wird das EXCLUSIV-ODER-Gate auch manchmal UND-ODER-INVERT-Gate genannt. Der Einsatz dieses Gates liegt

A	B	C
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

a.)



c.)



b.)

Bild 514

EXCL-OR mit Wahrheitstabelle und Schaltungsbeispiel

hauptsächlich bei der Datenübertragungskontrolle als Ungleichheitsdetektor. Der Ausgang nimmt ja das "0"-Potential an, wenn $A = B$ ist. Man kann also z.B. die Ungleichheit von 2 Bits prüfen.

5.7 WIRED-OR-Gates

Da häufig in Zusammenhang mit UND-Funktionen auch ODER-Verknüpfungen vorkommen, z.B. in den in 5.6 beschriebenen EXCLUSIV-ODER-Gates, kann man den Ausgang der Gates so konstruieren, daß der letzte Kollektor offen herausgeführt wird.

Wird eine ODER-Funktion gewünscht, können die Kollektoren der zugehörigen Gates direkt miteinander verbunden werden (WIRED-OR). Dabei wird zwar die Schaltgeschwindigkeit etwas geringer, die Kosten und der Platzbedarf werden jedoch günstiger. Das Symbol für diese Verknüpfung ist in Bild 5.15a gezeigt, das Beispiel von NAND-Gates mit WIRED-OR-Funktion in Bild 5.15b,

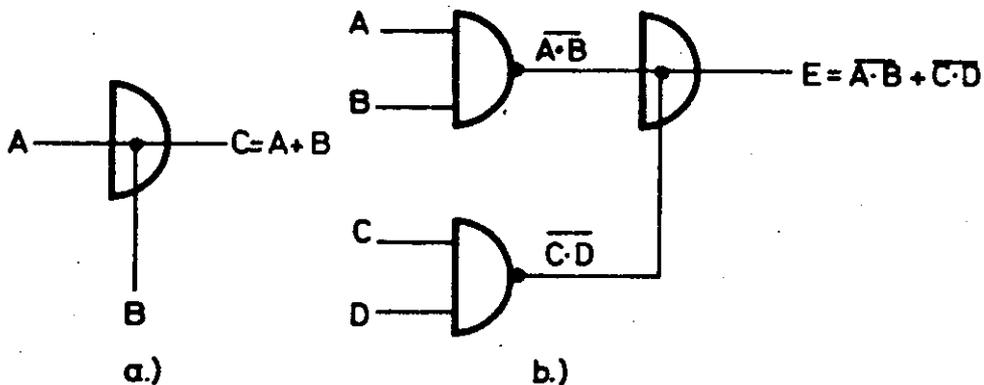


Bild 5.15

WIRED-OR mit Schaltungsbeispiel

5.8 VETO- oder INHIBIT-Funktion

Invertiert man nur ein Eingangssignal einer AND-Schaltung, erhält man eine VETO-Funktion. Diese ist folgendermaßen definiert. Wenn an allen Eingängen eines AND-Gates, mit Ausnahme des VETO-Eingangs, der Zustand "1" herrscht, ist der Ausgang des Gates im Zustand "1". Hat jedoch der VETO-Eingang den Zustand "1", wird die Koinzidenz der anderen Eingänge verhindert, der Ausgang nimmt den Zustand "0" an. Das logische Symbol muß dann vor dem VETO-Eingang einen Inverter enthalten, dieser kann entweder durch das Invertersymbol oder auch durch einen Punkt am Ende der Eingangsleitung dargestellt werden. Bild 15.16a zeigt dieses, Bild 15.16b die Wahrheitstabelle (s. folgende Seite). In dieser sind alle 16 Möglichkeiten aufgeführt, die die Zustände eines Gates mit 4 Eingangsgrößen annehmen können.

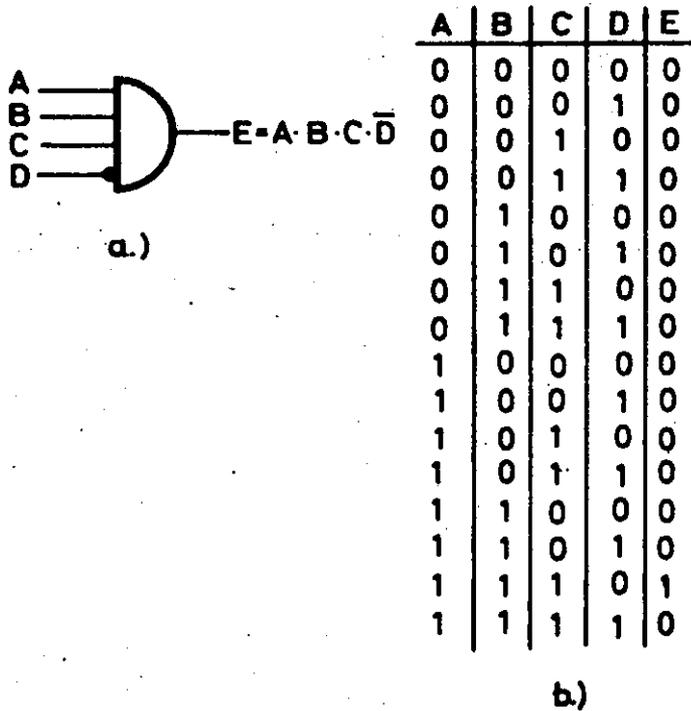


Bild 5.16

AND-Schaltung mit VETO-Eingang und Wahrheitstabelle

Durch den Inverter-Eingang wird die zwischen den übrigen Eingangssignalen bestehende Koinzidenz aufgehoben, man spricht daher auch von einer Antikoinzidenzfunktion. In dynamischen Systemen (Pulslogik) ist es notwendig, den Antikoinzidenzimpuls früher als die übrigen Signale beginnen und später enden zu lassen, damit alle Koinzidenzmöglichkeiten, die sich aus der Überlappung von Signalen ergeben, verhindert werden.

Literatur

High speed switching transistor handbook, Motorola Inc.,
Phoenix/Arizona, 1963

J. Millman, H. Taub, Pulse, digital and switching waveforms,
New York, 1965

R. Littauer, Pulse electronics, New York, 1965

W.D. Roehr, Techniques of current-mode logic switching,
Motorola-Application Note AN-136, Phoenix/Arizona, 1963

H. Lukes, Halbleiter-Diodenschaltungen, München, 1968

R.D. Middlebrook, Differential amplifiers, New York, 1963

6. Integrierte Schaltkreise

6.1 Notwendigkeit einer Integration von Bauelementen

Die Raumfahrttechnik und unabhängig davon die Computerentwicklung brachten einen sehr großen Bedarf an elektronischen Bauelementen, die klein, leicht und zuverlässig sein müssen bei hoher Schaltgeschwindigkeit und möglichst geringer Leistungsaufnahme. Da diese Bausteine sowohl in den Rechenanlagen als auch in den Raketen und Satelliten in großen Mengen benötigt wurden, begannen die Hersteller die Miniaturisierung der Bauelemente und die Integration der Teile zu einer größeren logischen Funktion; denn jedes Gramm eines Satelliten, der in die Umlaufbahn gebracht wird, kostet weit über 100 DM.

Bei der Konstruktion neuer Rechner werden Schaltzeiten von mindestens 1 nsec angestrebt, um möglichst hohe Rechengeschwindigkeiten zu erzielen. Da aber die Signale sich mit etwa 30 cm/nsec ausbreiten, sind dadurch den Dimensionen der Recheneinheiten Grenzen gesetzt.

Ein weiterer Grund für die Integration von Bauelementen ist der, daß durch Produktion zusammengefaßter Schaltkreise in einem Herstellungsprozeß die fehlerfreie Betriebszeit sehr verlängert wird.

Seit es Transistoren gibt, haben sich die äußeren Formen der Gehäuse nur wenig verändert. Im Innern, d.h. im Halbleiterkristall, sind aber wesentliche Neuerungen geschehen. Die relativ großen Legierungsspillen sind durch die sehr viel kleineren Planar-Diffusionskristalle ersetzt worden, mit denen der Innenraum der Gehäuse geradezu leer erscheint.

Etwa 1958 begannen die Halbleiterhersteller mit der Entwicklung von integrierten Bausteinen, also Schaltungen, die eine elektrisch logische Einheit zusammenfassen in einem monolithischen Kristall. Sie lieferten einen Baustein,

der die physikalische Realisierung einer Anzahl von Schaltelementen auf oder in einem gemeinsamen Körper ist, untrennbar mit diesem verbunden und geeignet, die Funktion einer Schaltung auszuführen.

Die technischen Vorteile einer Integration können leicht eingesehen werden, es können verschiedene Herstellungsschritte für eine Vielzahl von Bauelementen gleichzeitig durchgeführt werden.

6.2 Herstellung der integrierten Schaltkreise

Integrierte Schaltkreise werden nach dem von der Transistorfertigung bekannten Planarverfahren hergestellt. Dieses soll hier etwas genauer beschrieben werden. Der Halbleiterkristall wird zunächst mit einer Oxydschicht aus SiO_2 abgedeckt, die für die zur Dotierung verwendeten Stoffe als Maske eingesetzt wird. An den Stellen, wo der Kristall dotiert werden soll,ätzt man fotolithografisch Öffnungen in das Oxyd, durch die der Dotierungsstoff während der Diffusion in den darunter liegenden Si-Kristall einwandern kann. Bild 6.1 zeigt diesen Vorgang. Durch wiederholtes Abdecken mit SiO_2 und Ätzung neuer Fenster können im Si-Kristall übereinanderliegende Schichten von p- und n-Zonen hergestellt werden, die die gewünschte Dotierung haben.

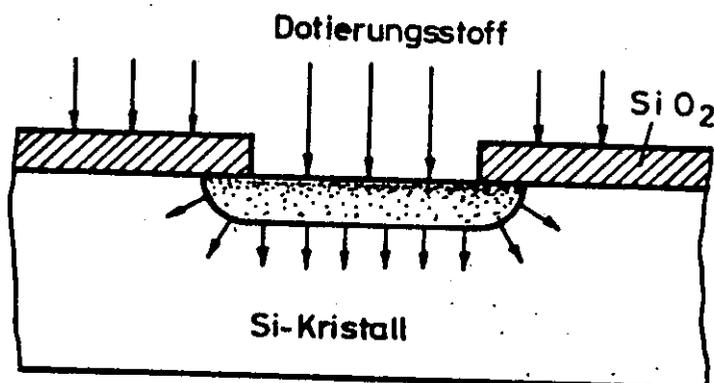


Bild 6.1

Prinzip des Planarverfahrens

Um einen Transistor zu erzeugen, müssen alle p- und n-Zonen innerhalb eines einheitlich orientierten Kristallgitters angeordnet sein. Diese Einkristalle werden im Tiegel-Zieh-Verfahren hergestellt, anschließend schneidet man Scheiben so, daß die Schnittflächen in der kristallografischen (111)-Ebene liegen. Von der Güte dieser Schnitte hängt der reproduzierbare Verlauf der Diffusions- und Ätzprozesse ab.

Das bereits erwähnte fotolithografische Verfahren, mit dem die verschiedenen Zonen und Leiterbahnen im Kristall hergestellt werden, ist eigentlich ein Fotoätzverfahren, weil der verwendete Fotolack als Maske zum Ätzen der Öffnung im Oxyd dient. Diese Technik hat eine hohe Präzision erlangt; die Konturen eines Satzes verschiedener Masken zur mehrmaligen Anwendung lassen sich bis auf $\pm 0,2 \mu\text{m}$ zur Deckung bringen. Das prinzipielle Verfahren ist in Bild 6.2 dargestellt. Auf

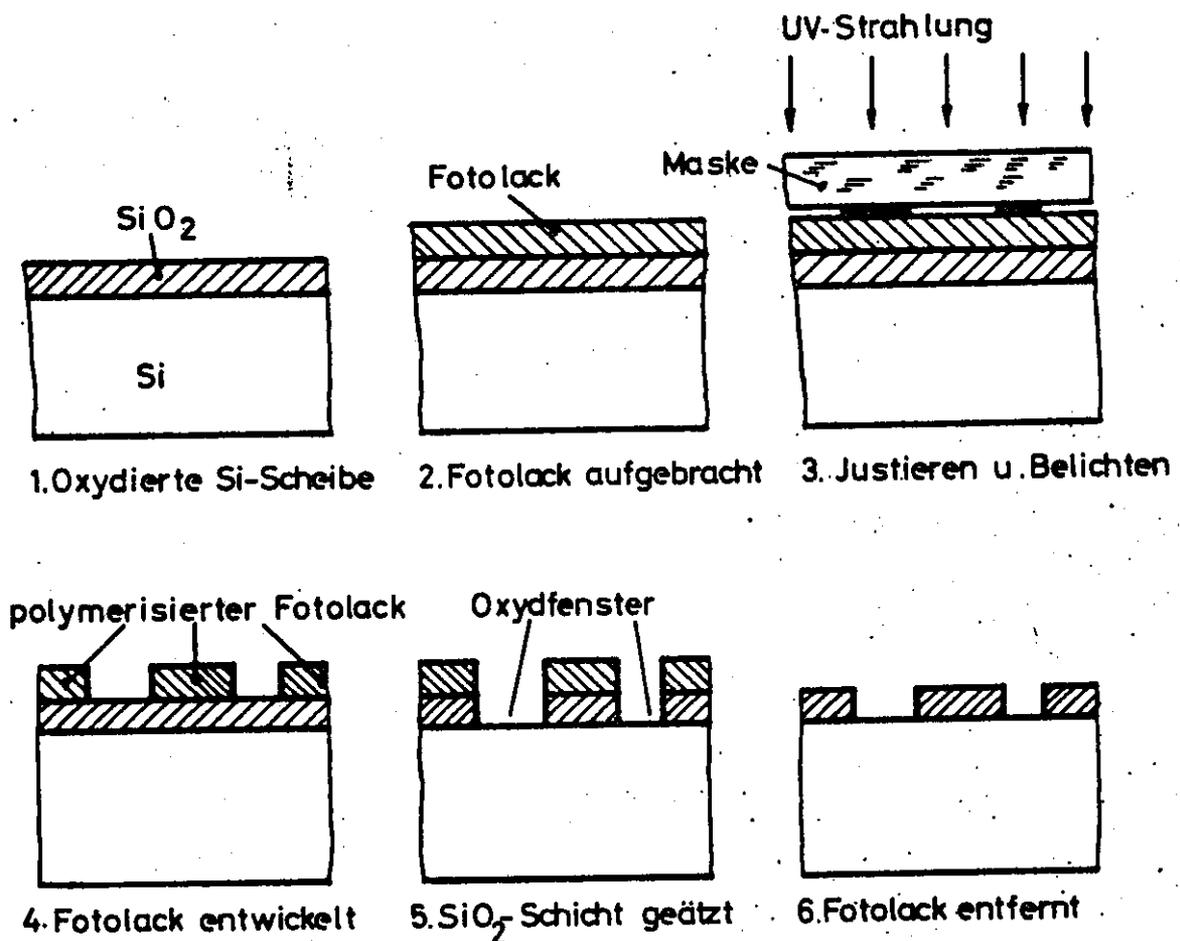


Bild 6.2

Schematische Darstellung des fotolithografischen Prozesses

die SiO_2 -Schicht wird erst der Fotolack aufgebracht, anschließend wird die Scheibe gegenüber der fest eingespannten Fotomaske justiert. Nun wird mit ultraviolettem Licht be-lichtet, dann die Schicht entwickelt. Dabei werden die be-lichteten Lackflächen bleiben, die unbelichteten jedoch be-seitigt. Nun werden die Fenster in der Oxydschicht weggeätzt, anschließend der Restlack entfernt. Sämtliche beschriebenen Verfahren werden in einem Raum mit Gelbbeleuchtung ausge-führt, gegen die der Fotolack unempfindlich ist.

Die Herstellung der Fotomasken muß mit sehr hoher Genauigkeit betrieben werden. Die Originalzeichnung wird in starker Ver-größerung von etwa 200 - bis 500-fach angefertigt, anschließend wird sie dann wieder verkleinert.

Die Verbindungswege der einzelnen Halbleiterbauelemente auf dem Kristall werden durch eine dünne aufgedampfte Al-Schicht hergestellt, die gleichzeitig zum Aufnehmen der etwa 25μ starken Zuleitungen zum Gehäuse hin dient. Deren Anschluß ge-schieht meist nach dem Nagelverfahren (Bild 6.3).

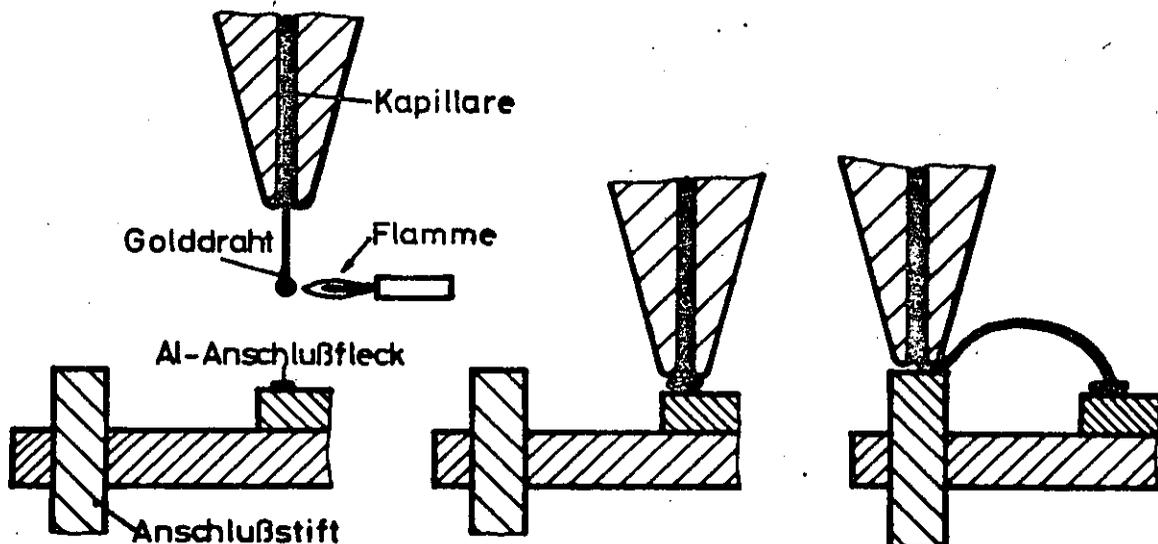


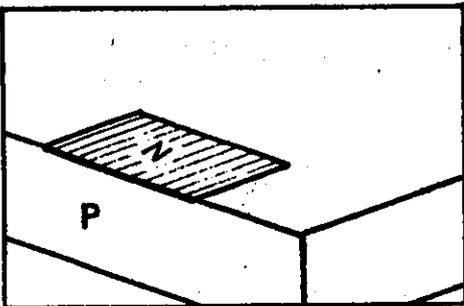
Bild 6.3

Schematische Darstellung der Nagelkopfkontaktierung

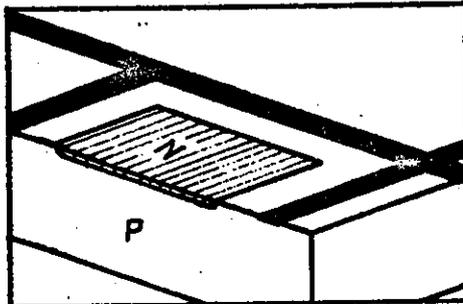
Dabei wird der aus einer Kapillare austretende Golddraht an seinem Ende durch Erhitzen zu einer Kugel geformt, die, bei 350°C auf den Al-Anschluß der integrierten Schaltung

gedrückt, einen stabilen Kontakt entstehen läßt. Nach Abheben der Kapillare wird der Golddraht zu einem der vergoldeten Anschlußstifte geführt, bei höherer Temperatur angedrückt und anschließend abgeschmolzen.

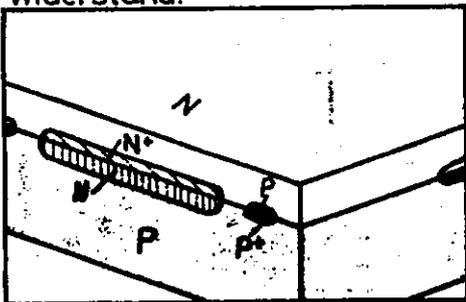
Das Beispiel eines Fertigungsganges zur Herstellung integrierter Schaltungen, wie er z.B. bei Valvo durchgeführt wird, ist in Bild 6.4 gezeigt.



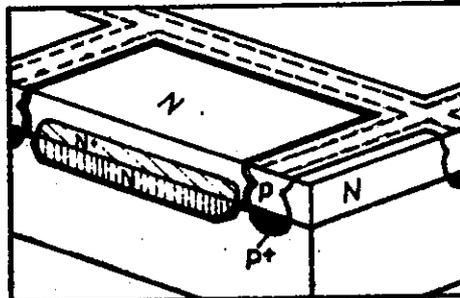
a) Diffundieren von Arsen in das P-leitende Substrat zur Erzeugung N-leitender vergrabener Schichten mit niedrigem Widerstand.



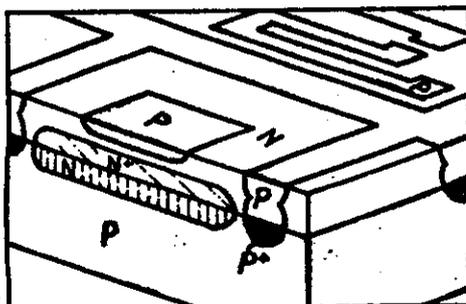
b) Diffundieren rahmenförmiger P-Zonen (Bor) zum Zwecke der Inselbildung.



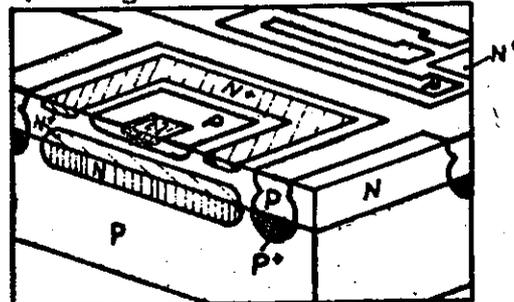
c) Aufwachsen einer mit Antimon schwach dotierten N-leitenden epitaktischen Schicht (Kollektorzonen)



d) Rahmenförmige P-Dotierung mit Bor (gestrichelt); anschließend Isolierdiffusion, d.h. Bildung N-leitender Inseln. (dick gezeichnet)



e) Diffundieren von Bor für die P-leitenden Basiszonen und die Widerstandsbahnen.



f) Diffundieren von Phosphor für die N-leitenden Emitterzonen und für die N+-Zonen zur Sperrschichtfreien Kontaktierung hochohmiger N-Zonen

Bild 6.4

Fertigungsgang einer integrierten Halbleiterschaltung (Schematische Darstellung)

In das p-leitende Si wird As eindiffundiert, um n-leitende Schichten zu erzeugen; anschließend werden mit Bor p-Zonen diffundiert. Auf dem Kristall wächst dann durch das früher beschriebene Epitaxie-Verfahren eine n-Schicht auf; es werden dann wieder mit Bor n-leitende Inseln gebildet, in die Widerstandsbahnen und Basiszonen eindiffundiert werden. Abschließend werden die n-leitenden Emitterzonen durch Phosphor-Diffusion hergestellt, womit insgesamt eine npn-Struktur entsteht.

Eine fertig bearbeitete Kristallscheibe enthält einige Hundert Schaltungen. Durch Aufsetzen von Meßspitzen werden die Schaltungen durchgemessen, die unbrauchbaren markiert, anschließend wird die Scheibe zuschnitten und die schlechten Stücke werden ausgeschieden. Bild 6.5 zeigt schließlich noch einige typische Gehäuseformen, das DIP-Gehäuse (Dual-Inline-Package), das zur Zeit als Industriestandard gilt, das vom Transistor her bekannte TO-5-Gehäuse und zwei Flatpack-Gehäuse.

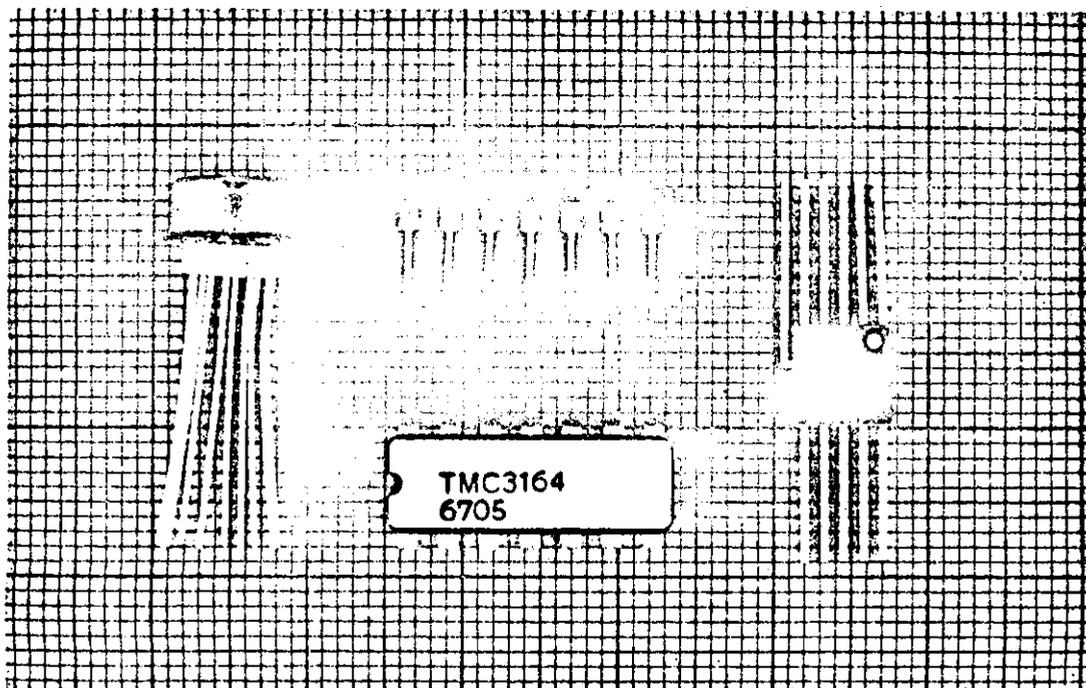


Bild 6.5

Gehäuseformen für integrierte Schaltkreise

6.3 Integrierte Digitalschaltkreise

Auf Grund der schaltungstechnischen Gegebenheiten haben sich einige charakteristische Logikschaltungen entwickelt, die in sogenannten Familien zusammengefaßt sind. Als erste dieser Familien (vgl. Bild 6.6) wurde die RTL- oder auch Widerstands-

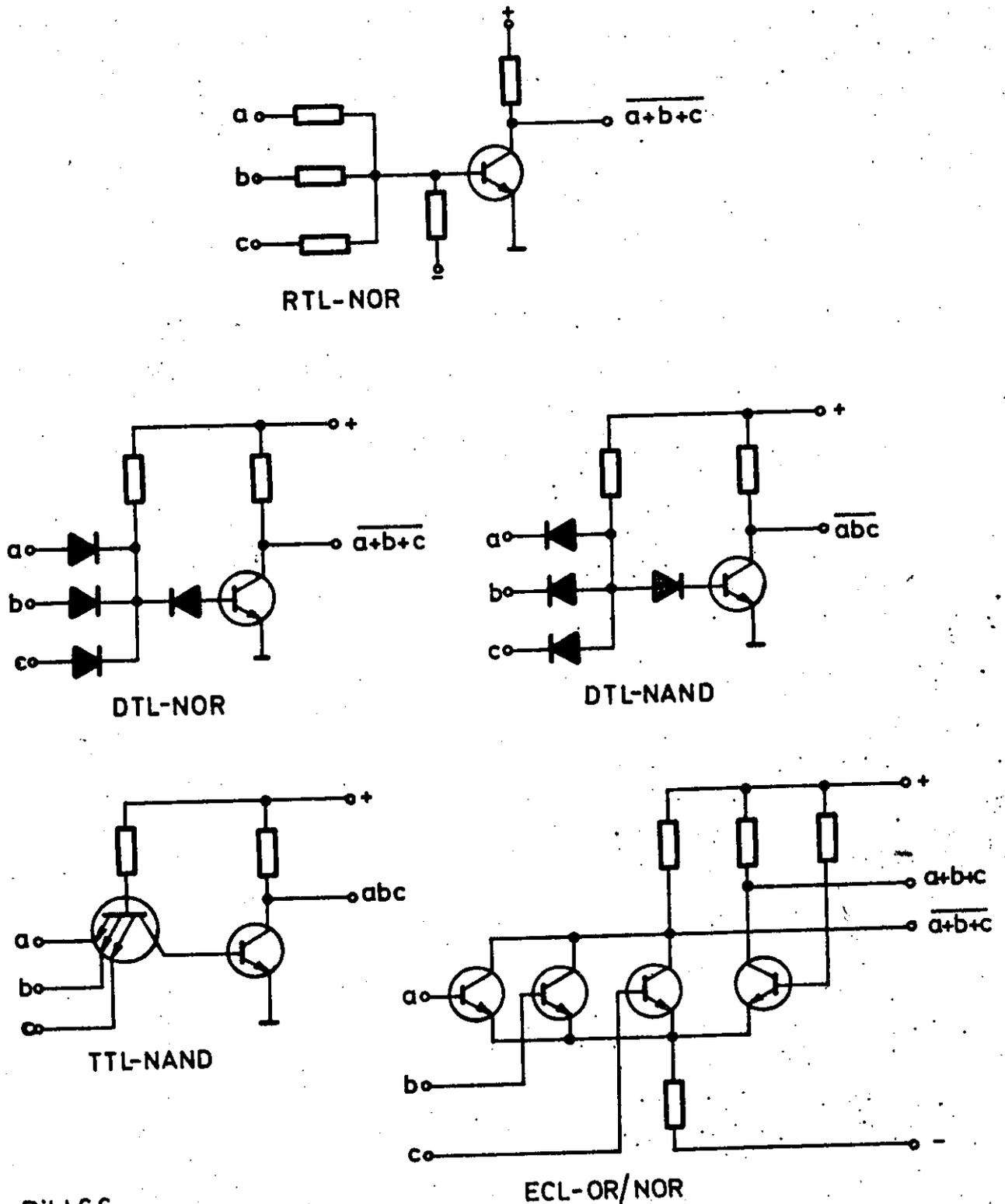


Bild 6.6
Typische Schaltungen integrierter Logik

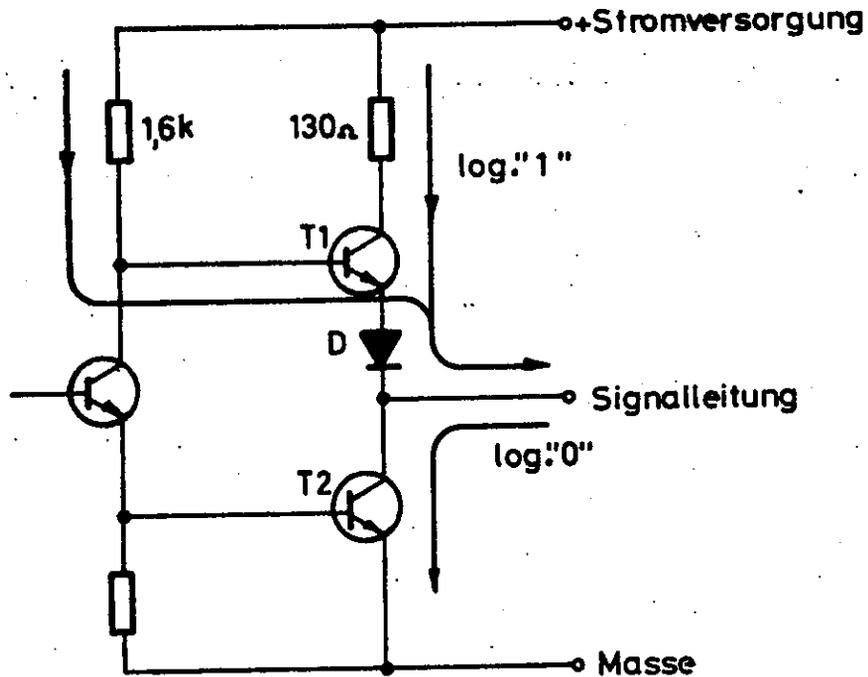
Transistor-Logik konstruiert. Ihre Funktionsweise ist in Abschnitt 5.4 beschrieben. Jedes positive Eingangssignal erzeugt unabhängig von den anderen Eingängen ein Ausgangssignal mit umgekehrter Polarität; die Schaltung ist also eine NOR-Logik. Die logische Funktion wird durch die Widerstandskombination ausgeführt; die Schaltgeschwindigkeit ist etwa 50 - 200 nsec. Bei den integrierten Schaltkreisen hat sich ein anderer Begriff für die Schaltzeit eingebürgert, die Einschaltverzögerung (Propagation Delay). Sie ist die Zeit zwischen dem Basis- und dem Kollektorsignal, beide bei 50 % Signalamplitude gemessen.

Wenig später erfolgt die Entwicklung der DTL, also der Dioden-Transistor-Logik. Hier übernehmen, wie in Abschnitten 5.1, 5.2 und 5.4 beschrieben, die Dioden die logische Funktion. Nach dem de Morganschen Theorem kann durch Umpolung der Dioden sowohl eine NOR- als auch eine NAND-Logik erzeugt werden. Die Schaltgeschwindigkeit der DTL beträgt etwa 20 bis 50 nsec.

Die etwa zur gleichen Zeit entwickelte emittergekoppelte Logik ECL ist als ungesättigte Logik sehr schnell, sie hat heute etwa 2 - 5 nsec Schaltzeit, besitzt jedoch nur einen geringen Signal-Spannungshub von etwa 0,8 V. Die logischen Operationen ODER und NOR werden durch Mischung der Signaleingänge in jeweils einem Transistor ausgeübt.

Die 1965/66 erschienene Transistor-Transistor-Logik TTL kombiniert eine mittlere bis gute Schaltgeschwindigkeit, etwa 6 bis 10 nsec mit relativ hohen Signalausgangsströmen und gutem Störabstand. Für jedes logische Eingangssignal steht ein Emitter zur Verfügung. Die Mischung erfolgt in einem Viel-Emitter-Transistor, dessen Wirkungsweise in Abschnitt 5.5 erläutert wird.

Durch eine besondere Ausgangsstufe wurde eine sehr günstige Ausgangsimpedanz für beide Schaltzustände erzielt, Bild 6.7 zeigt die Ausgangsstufe. Im Zustand "1" leitet Transistor 1



log."1" = T1 ist leitend, T2 gesperrt

log."0" = T2 ist leitend, T1 gesperrt

Bild 67

TTL-Ausgangsstufe

als Emitterfolger, Transistor 2 ist gesperrt, die Ausgangsimpedanz ergibt sich zu ca. 70 Ohm, im Zustand "0" zieht Transistor 2 Sättigungsstrom, Transistor 1 ist gesperrt, in diesem Fall ist die Impedanz noch niedriger, etwa 15 Ohm. Dadurch erhält man eine relativ hohe Sicherheit gegen Störsignale.

Die TTL-Familie hat eine sehr starke Verbreitung gefunden.

6.4 Integrierte Analog-Schaltkreise

Während die bisher beschriebenen Schaltkreise in der Digitallogik eingesetzt werden, verlangen die Analog-Probleme viele Typen von Operationsverstärkern, Breitbandverstärkern und Comparatoren. Der Integration linearer Schaltkreise standen

einige technologische Probleme entgegen. So verlangt die analoge Schaltungstechnik wesentlich höhere Genauigkeiten der passiven Bauelemente, außerdem treten Temperaturstabilitätsfragen auf, die besonders bei hochverstärkenden Systemen entscheidend für die Güte der Schaltung sind. Die Stromdrift an den Eingangsklemmen soll bis zu 10^{-12} A pro Grad Temperaturänderung sein.

Die Bandbreite der hergestellten Operationsverstärker liegt meist zwischen 50 kHz und 10 MHz mit relativ hohen Eingangs- und niedrigen Ausgangsimpedanzen. Da diese Verstärker invertierende und nichtinvertierende Eingänge besitzen, sind mindestens die ersten Stufen als Differenzverstärker geschaltet. Wichtige Parameter hierbei sind die Differential-Input-Offset-Spannungen oder auch Ströme; das sind diejenigen Spannungen oder Ströme, die zwischen den Eingangsklemmen eingespeist werden müssen, um die Differenzausgangsspannung Null Volt zu erzielen. Hierdurch wird also die Schaltungssymmetrie beschrieben; je kleiner die Offset-Werte, desto günstiger ist die Symmetrie. Erreicht werden Werte von weniger als 1 mV bzw. 1 mA. Als Maß für die thermische Stabilität wird die Drift dieser Werte auch pro Grad Celsius angegeben, dies ergibt weniger als $0,1 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$. Die Gesamtverstärkung ohne Gegenkopplung liegt meist zwischen 40 und 100 dB.

Aus der Fülle der Schaltungen soll ein Beispiel der Analogtechnik, die Schaltung eines spannungsstabilisierten Netzteils für Spannungsregelung zwischen 2 und 30 V gezeigt werden (Bild 6.8, s. folgende Seite). Sie besteht aus einem einstufigen Differenzverstärker T8 und T9 am Eingang sowie einem Darlington-Emitterverstärker T11 und T12 am Ausgang. Der npn-Transistor T2 arbeitet als Lastwiderstand für den Differenzverstärker und als Treiber für den Darlingtonkreis. Zwischen den Anschlüssen 8 und 4 wird die regulierte

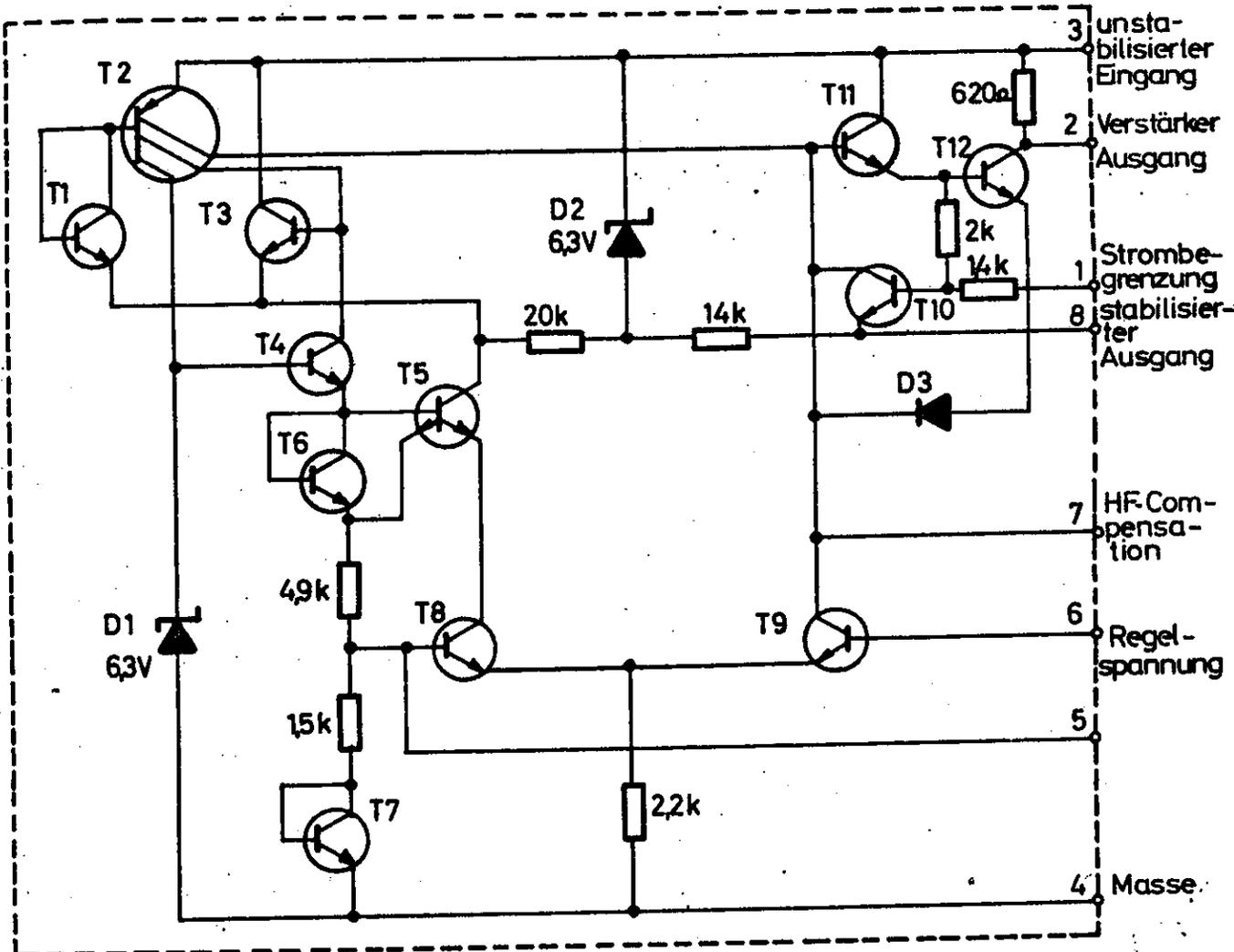


Bild 6.8

Schaltung des stabilisierten Netzgerätes mit Strombegrenzung

Spannung entnommen, in Punkt 6 wird die Regelspannung eingespeist. Diese integrierte Spannungsregelung, die selbst Ströme bis zu 20 mA verarbeitet, wird wie in Bild 6.9 (s. folgende Seite) angeschlossen. Die externen Kondensatoren verhindern das Oszillieren des Geräts unter schwieriger Last. Sollen stärkere Ströme bis zu einigen Ampere geregelt werden, kann man extern weitere Leistungstransistoren anschließen. Der Eingangsspannungsbedarf dieser

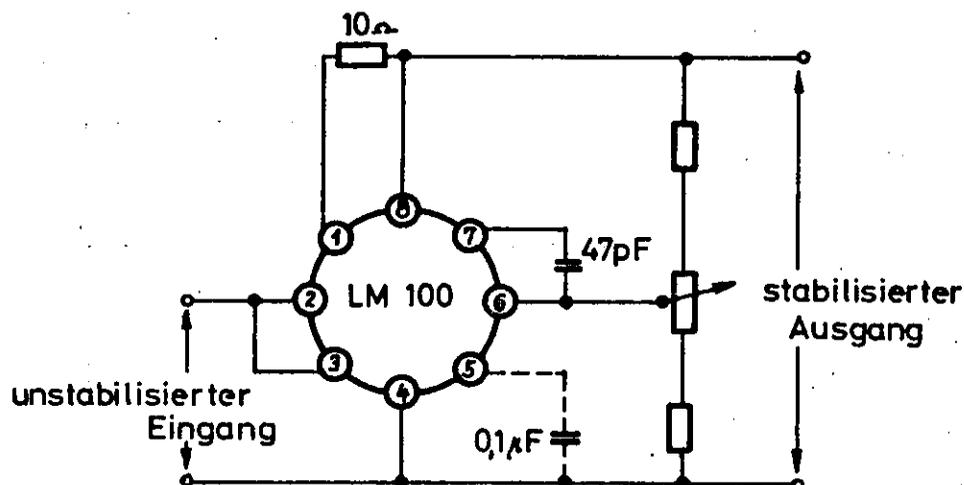


Bild 6.9
Anschluß des stabilisierten Netzgerätes nach Bild 6.8

Schaltung ist 7,5 bis 40 V, die Lastregulierung 10^{-3} , die Netzregulierung $3 \cdot 10^{-4}$ /Volt, der Temperaturkoeffizient der Ausgangsspannung $3 \cdot 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$. Als Langzeitstabilität wird 10^{-3} angegeben.

6.5 Größere Komplexe integrierter Schaltkreise (Large-scale-integration LSI)

Die bisher beschriebenen, relativ einfachen Integrationen bestehen elektrisch vorwiegend aus Gateschaltungen mit bis zu 8 Eingängen, hinzu kommen mehr oder weniger komplizierte Speicherelemente, z.B. Flip-Flops. Da die moderne Computertechnik aber auch häufig wiederkehrende komplexe Baugruppen verwendet, lag es nahe, größere Baueinheiten zu integrieren. Die Wünsche der Computerhersteller betrafen vorwiegend schnelle Speicher, Zählketten aus Shiftregistern und Dekadenscaler. Die Herstellungsart ist prinzipiell die gleiche wie bei normal integrierten Schaltungen. Bild 6.10 (s. folgende Seite) zeigt als typisches Beispiel die Schaltung eines 16 Bit-Speichers, das aus 16 Speicherelementen sowie den zugehörigen Schreib- und Leseverstärkern besteht. Wie man

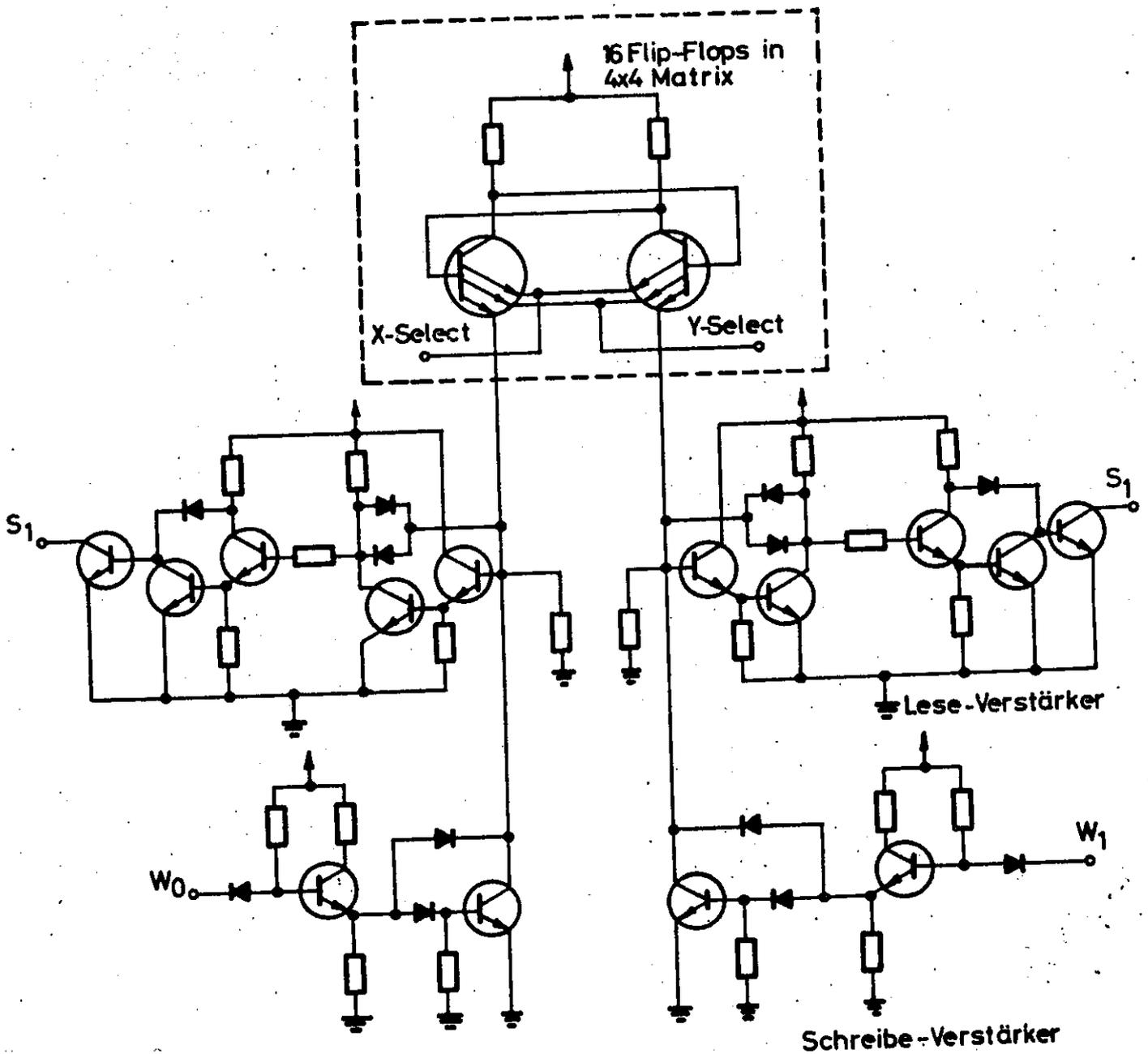


Bild 6.10
Schaltung eines 16 BIT-Speichers

solche Speicher einsetzen kann, zeigt Bild 6.11 (s. folgende Seite). In diesem Beispiel sind vier integrierte Bausteine zu einem 64 Bit-Speicher zusammengefaßt. Zusätzlich werden lediglich die Adressenaufschlüsselungselektronik und die Treiber für die x- und y-Koordinaten des Speichers benötigt.

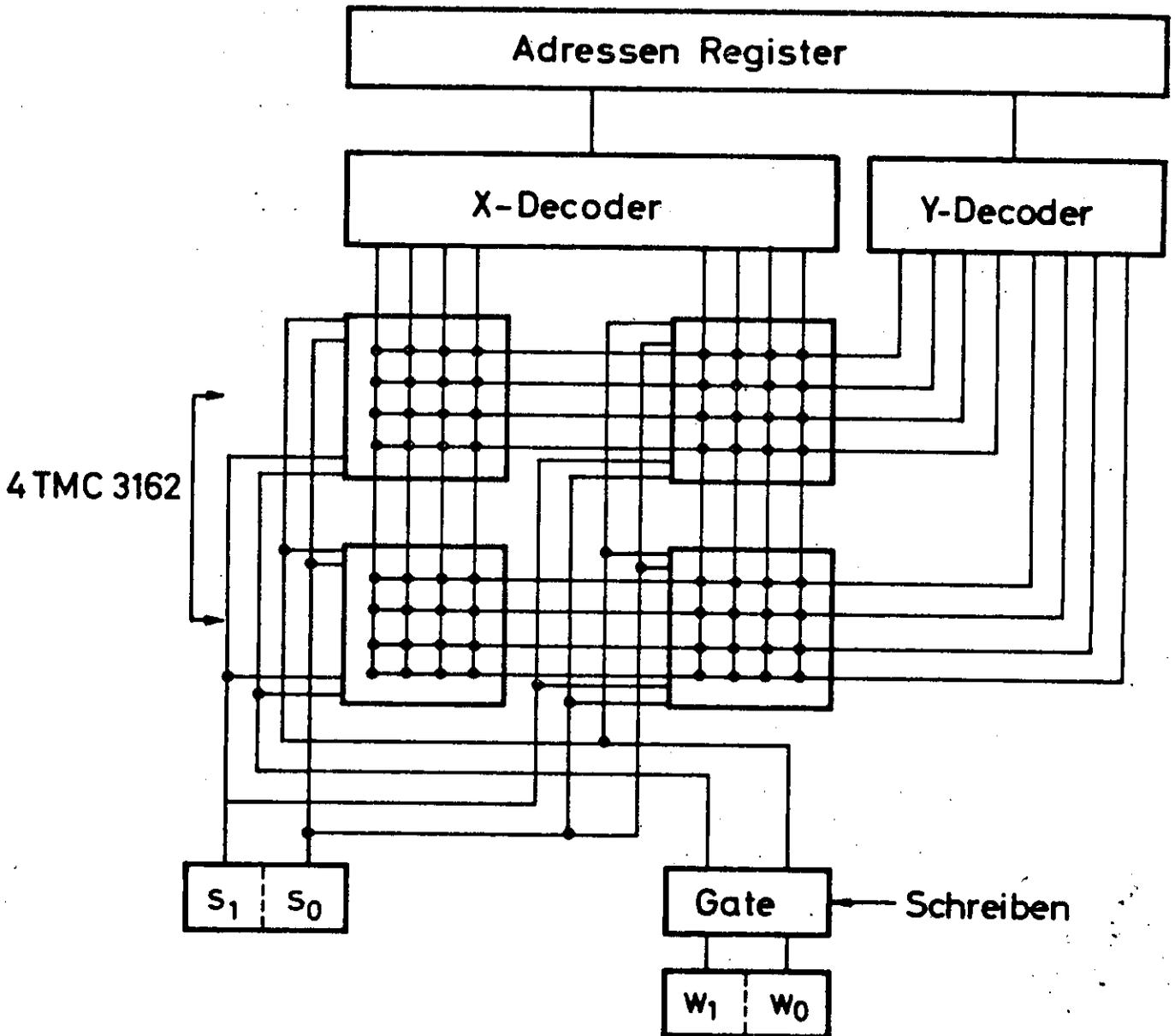


Bild 6.11
Aufbau eines 64 BIT-Speichers

Von 1966 an entstand eine Reihe komplexer Integrationen mit MOSFET's. Diese Transistoren kann man wegen der einfachen Diffusion auf viel kleinerem Raum (1 mil^2) unterbringen als normale mehrfach diffundierte Transistoren (20 mil^2). Die MOSFET's werden nicht nur als Transistoren, sondern manchmal auch als Widerstände eingesetzt, da normale Widerstandsbahnen einen hohen Platzbedarf haben. Wegen des hohen Eingangswiderstandes ist für Schaltvorgänge praktisch nur die Eingangskapazität von der Größen-

ordnung Pikofarad von Bedeutung. Es können heute schon sehr viele konventionelle IC's durch einen MOS-Komplex ersetzt werden.

Der Wunsch nach Speichern mit größerem Inhalt als der oben beschriebene kann mit der Integration normaler Transistoren, Widerständen und Kapazitäten ihrer Größe wegen nur schwer erfüllt werden. Der geringe Raumbedarf eines MOSFET's ist jedoch geeignet, diese Forderung zu befriedigen. Bild 6.12 zeigt eine von Fairchild entwickelte Schaltung eines Speichers

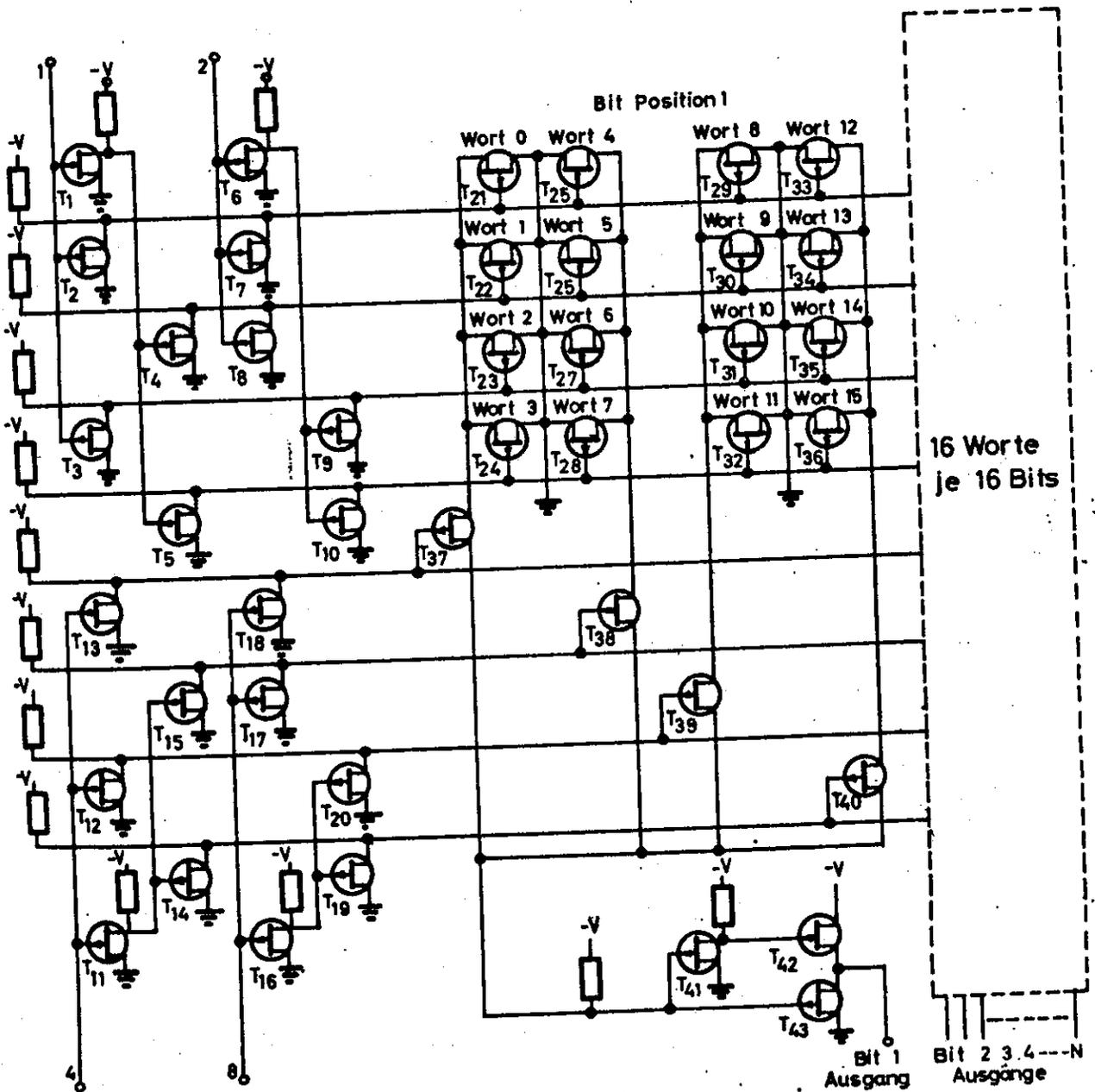


Bild 6.12
Schaltung eines 256 BIT-Speichers

für 256 Bits mit einer Zugriffszeit von 1 μ sec mit MOSFET's, die als Beispiel eines hoch integrierten Schaltkreises kurz beschrieben werden soll. Die ganze Matrix mit Adreß-Decodern und Ausgangsstufen ist auf einem monolithischen Kristall untergebracht. Die Schaltung zeigt Teile eines 16 Wort-Speichers mit 16 Bits in jedem Wort. Eine 4 Bit-Adresse kann jedes der 16 Worte aufrufen. Eine Bit-Position, die allen 16 Worten gemeinsam ist, ist in einer 4 x 4-Anordnung untergebracht. Zwei Adressenbits selektieren eine Zeile, die zwei anderen die Spalte.

Soll z.B. das Wort 5 ausgelesen werden, so ist die Binär-Adresse 0101. Daher sind die Adreßleitungen 2 und 8 auf positivem Potential, d.h. die MOSFET's, die mit ihren Gates an den Leitungen liegen, sind gesperrt. Die Leitungen 1 und 4 sind negativ, die zugehörigen MOSFET's sind leitend. Daher sind T6 und T16 gesperrt, ihr Quellenpotential hält T9, T10, T19 und T20 leitend. Entsprechend sind T1 und T11 leitend, dadurch sind T4, T5, T14 und T15 gesperrt.

Weil T4 und T8 gesperrt sind, sind ihre Quellen und damit der zugehörige Zellendraht negativ, d.h. T22, T26, T30 und T34 sind leitend, ebenso die Transistoren in den Bitpositionen der Worte 1, 5, 9 und 13 im Speicher. Jeder der anderen drei Zellendrähte ist mit mindestens einem leitenden Gatetransistor verbunden, das Potential ist also positiv, die Transistoren, die durch die Zeile kontrolliert werden, sind gesperrt.

Entsprechend geschieht die Spaltenselektion. Die Quellenleitung von T15 und T17 ist negativ, d.h. T38 leitet, T37, T39 und T40 sind gesperrt. Diese 4 Transistoren haben einen gemeinsamen Arbeitswiderstand. Durch T38 können nur T25, T26, T27, T28 Strom ziehen, hiervon wird nur T26 auch durch die Zeile aufgerufen. Dieser Transistor repräsentiert also die Ziffer 5. Durch die Ausgangstransistoren T41, T42 und T43 kann die Information ausgegeben werden.

In solchen Speichern können die Bits verschieden organisiert sein, z.B. als 16 Worte je 16 Bits. Größere Speicher für 1024 Bits sind in Vorbereitung. So benötigt man z.B. für

einen 1024 Bit-Speicher mit 256 Worten zu je 4 Bit nur 14 Zuleitungen, die 8 binären Adressen, 4 Datenleitungen sowie Stromversorgung und Erdleitung.

Zur Zeit sind integrierte Komplexe bekannt, die bis zu 800 MOSFET's auf einem Chip haben. Wo Taktfrequenzen von höchstens einigen MHz benötigt werden, rechnet man mit einer starken Zunahme der MOS-Anordnungen.

Die günstigen Eigenschaften der MOSFET-Integration können allerdings durch andere Vorteile der Planar-Epitaxie-Technik aufgewogen werden. Der Vorteil der normalen Diffusionstechnik ist die hohe Schaltgeschwindigkeit, die sich mit DTL oder TTL erreichen läßt, etwa 5 bis 10 nsec im Gegensatz zu 50 nsec und mehr in der MOS-Technik. Ihr Nachteil ist die wesentlich kompliziertere Mehrfachdiffusion. In beiden Techniken gibt es ständig neue Erfolge. Sehr hoch integrierte Schaltkreise wird man wohl hauptsächlich in MOS- oder ähnlicher Technik herstellen.

Bei einer anderen Bauart komplexer Schaltkreise, der sogenannten Hybrid-Technik, werden mehrere Chips (Si-Kristallplättchen) getrennt in eine Standardgehäuse eingebaut; die Anschlüsse der Chips können getrennt herausgeführt werden oder intern verbunden sein. In dieser Multichip-Anordnung gibt es bereits eine Vielzahl von Schaltungen, z.B. komplette Digital-Analog-Converter für 4 Bits.

6.6 Fassungen und Bestückung von Geräten.

Während es relativ einfach ist, einzelne Transistoren in eine Schaltung ein- bzw. auszulöten, macht es Schwierigkeiten, Bausteine mit vielen Anschlüssen auszulöten. Daher entwarf man besondere Fassungen für die integrierten Bausteine, und zwar für Flatpack-, TO-5- und DIP-Ausführung. Durch den Einsatz von Fassungen macht man aber manche Vorteile des

Bausteins, seine Kleinheit, seine Robustheit und Schüttelfestigkeit zum Teil wieder zunichte. Außerdem werden die Hochfrequenzeigenschaften der Schaltungen durch Fassungen wegen der längeren Zuleitungen nicht verbessert. Man muß daher je nach Anwendung entscheiden, ob eine Fassung überhaupt geeignet ist oder ob man den Baustein einlötet und ihn mit Vakuumlötkolben (mit eingeschlossener Pumpe zum Absaugen des Zinns) wieder ausbaut.

Literatur

- A. Lewicki, Einführung in die Mikroelektronik, München, 1966
- R.M. Warner, J.N. Fordemwalt, Integrated circuits,
Design principles and fabrication, New York, 1965
- J. Wüsthube, Integrierte Halbleiterschaltungen, Valvo GmbH,
Hamburg, 1966
- L. Steipe, Mikroelektronik, Vorträge der gleichnamigen
Tagung in München, Oktober 1964, München, 1965
- L. Steipe, Mikroelektronik 2, Vorträge der gleichnamigen
Tagung in München, Oktober 1966, München, 1967
- O. Kufner, Integrierte Schaltungen in TTL-Technik,
Texas Instruments Deutschland GmbH, München, 1966

7. Digitale Pulsformung

Viele Signale haben eine Form, die nicht besonders für eine Weiterverarbeitung in Standardsystemen geeignet ist. Es muß dann z.B. die Anstiegszeit, die Pulsdauer oder die Abfallzeit geändert werden. Diese Bedingung erfüllen die im folgenden beschriebenen Pulsformer.

7.1 Astabile Multivibratoren

Astabile Multivibratoren sind Pulsgeneratoren, die freischwingend eine kontinuierliche Pulsfolge liefern. Sie sind zwei-stufige, kapazitiv gekoppelte übersteuerte Verstärker mit Rückkopplung, wie aus Bild 7.1 hervorgeht. Der astabile

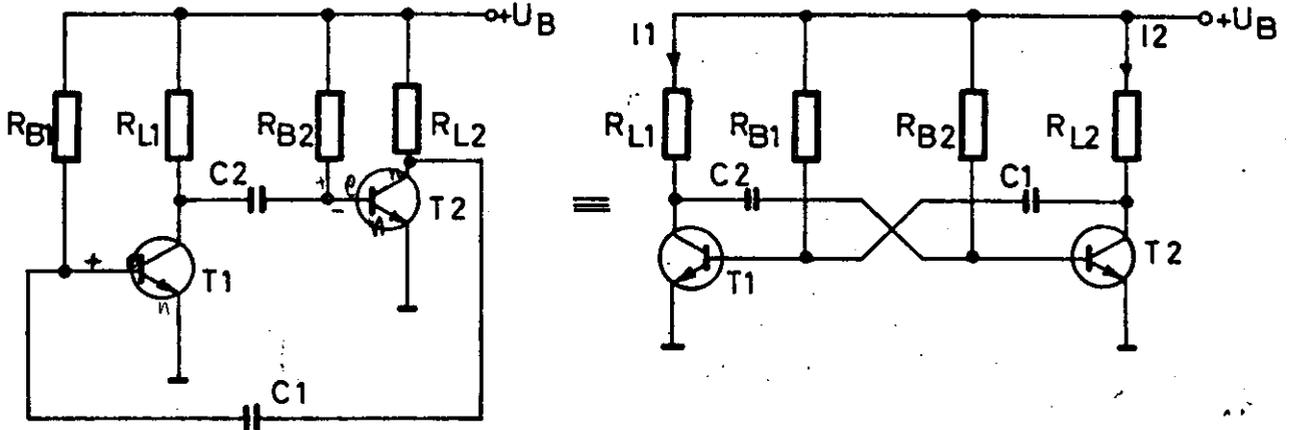


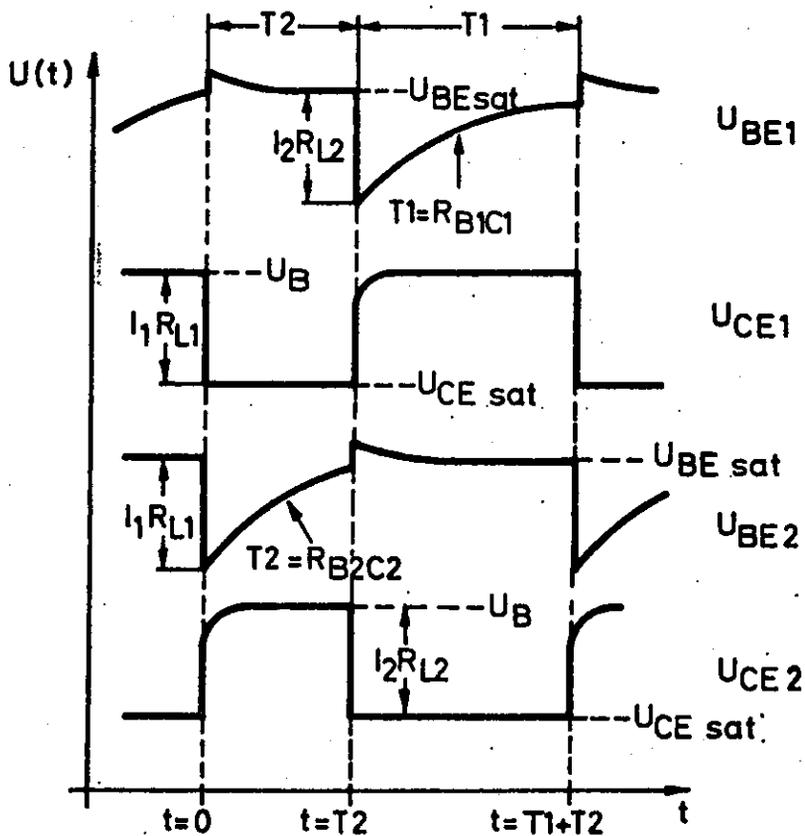
Bild 7.1.

Astabiler Multivibrator mit Kollektorkopplung

Multivibrator hat keinen stabilen, sondern zwei quasistabile Zustände. Das bedeutet, daß keiner der Transistoren ständig gesperrt oder leitend ist. Daß eine solche Schaltung überhaupt anschwingen kann, liegt an den Unsymmetrien des so symmetrisch aussehenden Aufbaus. Unmittelbar nach dem Einschalten beginnt einer der beiden Transistoren (z.B. T1) etwas früher als der andere Strom zu ziehen. Hierfür können z.B. die etwas unterschiedlichen Stromverstärkungen oder Widerstandstoleranzen eine Rolle spielen. Der steigende Stromfluß erzeugt im Lastwiderstand einen steigenden Spannungsabfall; dieses Signal koppelt über den Kondensator auf

die Basis des anderen Transistors mit der Tendenz, ihn zu sperren. Somit gewinnt der erste Transistor noch mehr an Einfluß, so daß sich die beschriebene Wirkung weiter steigert, bis der erste Transistor sich in der Sättigung befindet. Während dieser Zeit wurde der Kondensator C_1 so geladen, daß sich auf der Kollektorseite positive, auf der Basisseite negative Ladung befindet, die ausreicht, T2 gesperrt zu halten. C_1 entlädt sich nun über R_{B1} , dabei wird nach einiger Zeit der Punkt erreicht, an dem T2 wieder zu leiten beginnt. Nun vertauschen die Transistoren ihre Rollen. Der Stromanstieg in T2 bewirkt, daß C_2 umgeladen wird, auf seiner Basisseite entsteht eine negativ gerichtete Spannung, die T1 sperrt.

Die Pulsformen zu dieser Schaltung sind in Bild 7.2 gezeigt.



T1 gesperrt	T1 leitend	T1 gesperrt
T2 leitend	T2 gesperrt	T2 leitend

Bild 7.2

Pulsformen beim Kollektorgekoppelten astabilen Multivibrator

Unmittelbar vor $t = 0$ ist T2 in der Sättigung, er zieht den Kollektorstrom J_2 , während T1 noch gesperrt ist. Für $t < 0$ ist also die Basisspannung von T1 negativ (es sind npn-Transistoren), die Kollektorspannung gleich der Batteriespannung U_B ; wogegen die Basisspannung von T2 gleich der Sättigungsbasisspannung $U_{BE\text{ sat}}$, die Kollektorspannung gleich $U_{CE\text{ sat}}$ ist. Der Kondensator C_1 entlädt sich über R_{B1} , dabei steigt U_{BE1} exponentiell gegen den Wert $+U_B$. Bei $t = 0$ erreicht die Basis von T1 die Einsatzspannung zum Leiten des Transistors. Während dieser nun in die Sättigung gesteuert wird, fällt das Kollektorpotential von $+U_B$ auf $U_{CE\text{ sat}}$ und gibt über C_2 den Spannungssprung an T2, wodurch dieser gesperrt wird. Die Transistoren haben dabei die Funktion vertauscht, der Übergang beginnt von neuem.

Sind $R_{B1}C_1 = T1$ und $R_{B2}C_2 = T2$ die beiden für die Schwingungsdauer entscheidenden Zeitkonstanten, ergibt sich die Periodendauer zu annähernd

$$T = T1 + T2 \approx (R_{B1}C_1 + R_{B2}C_2) \ln 2 = 0.69 (T1 + T2)$$

Ist die Schaltung symmetrisch dimensioniert, gilt $R_{B1} = R_{B2} = R$ und $C_1 = C_2 = C$ und damit $T = 1,38 RC$.

Durch Variation von R oder C kann man die Periode verändern. In Bild 7.2 erkennt man, daß, wenn einer der Transistoren gesperrt wird, seine Kollektorpulsform einen langsamen Anstieg hat. Dieses wird durch das Laden des Kondensators über den Kollektorwiderstand des gesperrten Transistors verursacht. Bild 7.3 zeigt eine Möglichkeit, einen besseren Anstieg am

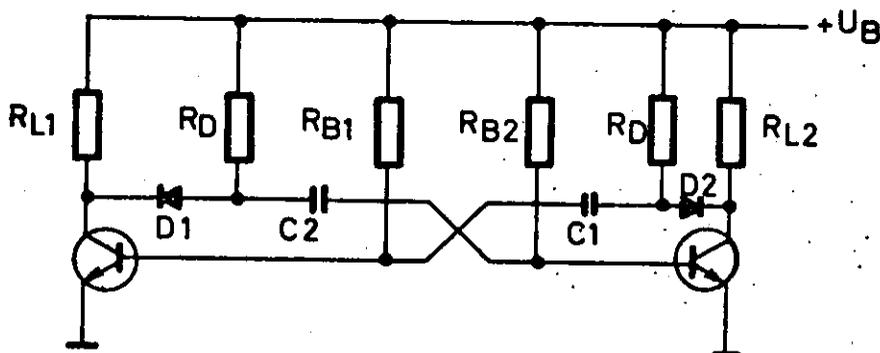


Bild 7.3

Astabiler Multivibrator mit verbesserter Anstiegszeit

Kollektor zu erhalten. Es sind zwei Trenndioden D1 und D2 sowie zwei Widerstände R_D zur bisherigen Schaltung hinzugefügt. Wird einer der Transistoren gesperrt, sperrt auch die zugehörige Diode, so daß der Kondensator jetzt über die Basis-Emitterstrecke des leitenden Transistors und den Widerstand R_D aufgeladen wird. Damit ist der Kollektor frei von dieser Belastung, die Anstiegszeit des Signals ist dann nur durch den Kollektorwiderstand und die zugehörige Schaltkapazität bestimmt.

Eine andere Form des astabilen Multivibrators verwendet die Emitterkopplung, Bild 7.4 zeigt die Schaltung. Der eine

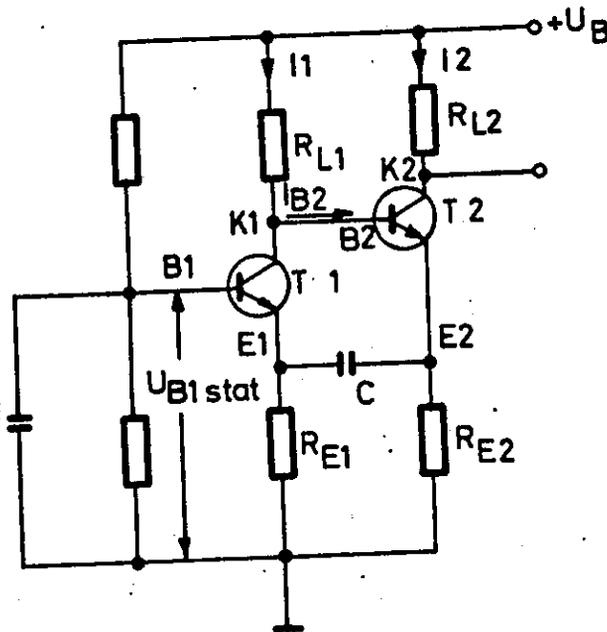


Bild 7.4

Astabiler Multivibrator mit Emitterkopplung

Kopplungsweg besteht wieder zwischen Kollektor K1 und der Basis B2, der zweite zwischen den beiden Emitttern E1 und E2. Da die zweite Kopplung kapazitiv ist, hat jeder der beiden Transistoren einen eigenen Emitterwiderstand. Die Basis von T1 wird an eine Gleichspannung $U_{B1\text{stat}}$ geschaltet, der Kollektor K2 ist völlig frei, er kann zum Auskoppeln der Pulse benutzt werden, ohne Rückwirkung auf den

Schaltmechanismus zu befürchten. Die Transistoren sollen so geschaltet werden, daß T1 zwischen Sperren und Sättigen, T2 jedoch zwischen Sperren und ungesättigtem Leiten gesteuert wird.

Zu Beginn der Betrachtung sei T1 leitend, sein Kollektorpotential, das wegen der Gleichspannungskopplung mit dem Basispotential von T2 identisch ist, besteht aus der Summe seines Emitterpotential ($U_{B1 \text{ stat}} - U_{BE \text{ sat}}$) und der Sättigungsspannung $U_{CE \text{ sat}}$. Der Kondensator C entlädt sich über R_{E2} , bis T2 die Einsatzspannung zum Leiten erreicht. Dadurch steigt sein Emitterpotential stark an, dieser positive Spannungssprung koppelt über C an den Emitter von T1, dieser sperrt dann. Jetzt entlädt sich C über R_{E1} , bis T1 wieder zu Leiten beginnt, womit die Periode beendet wird.

Die Pulsformen dieses Multivibrators sind in Bild 7.5. gezeigt.

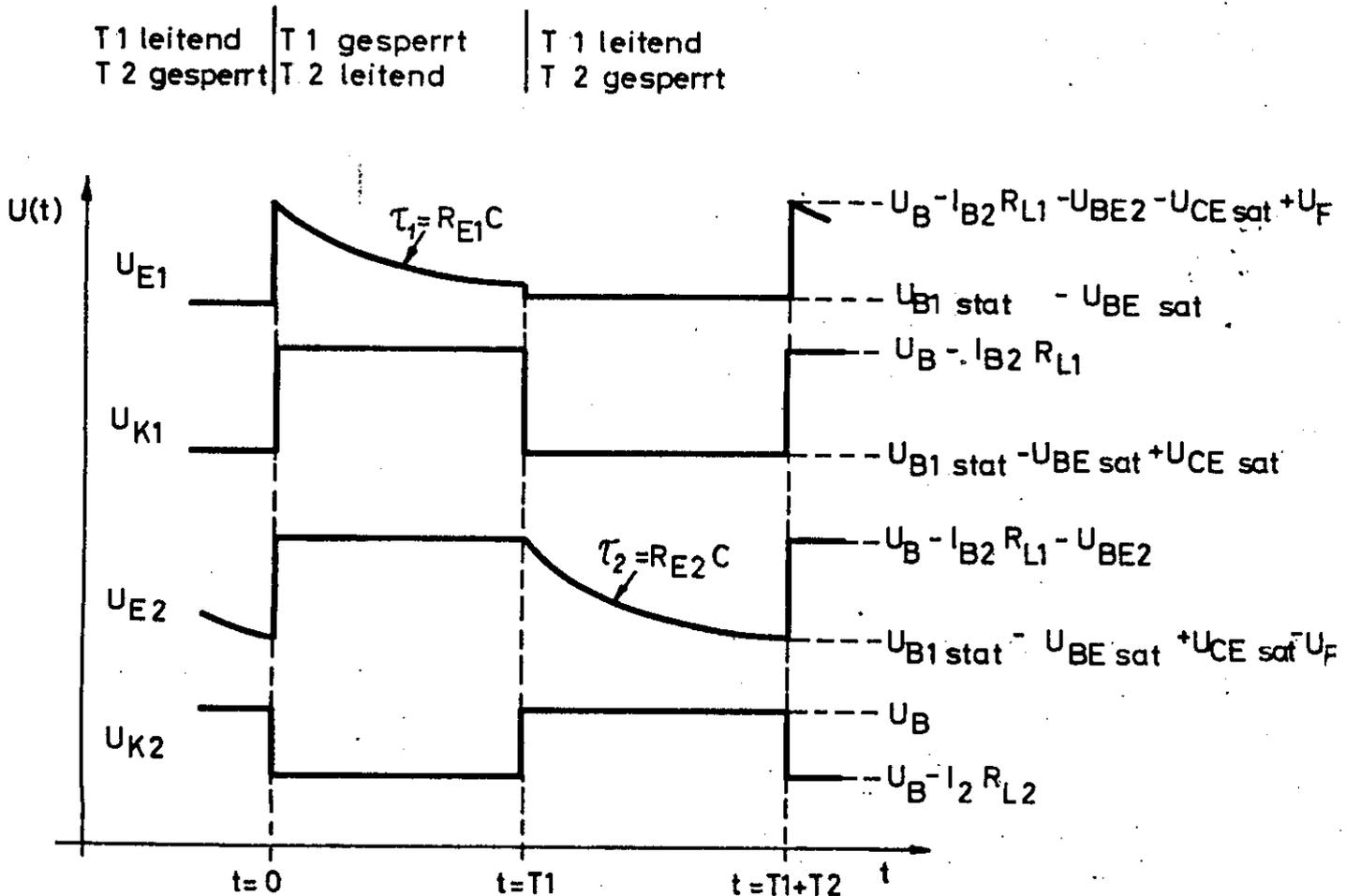


Bild 7.5
Pulsformen beim emittergekoppelten Multivibrator

Die Pulszeiten errechnen sich zu etwa

$$T_1 \approx R_{E1} C \ln \frac{U_B}{U_{B1 \text{ stat}}},$$

für T2 gilt das gleiche, wenn R_{E1} durch R_{E2} ersetzt wird. Durch Umschalten des Kondensators C kann die Frequenz grob, durch Variation der Emitterwiderstände fein reguliert werden.

7.2 Monostabiler Multivibrator

Der monostabile Multivibrator oder auch Univibrator hat einen stabilen und einen quasistabilen Zustand. Um den Übergang vom stabilen in den quasistabilen Zustand auszuführen, benötigt er ein externes Steuersignal, kurz Trigger genannt. Die Schaltung bleibt dann während einer Zeit, die lang gegen die Einschwingzeit ist, in dieser Stellung. Sie kehrt ohne äußere Pulse, lediglich durch eine innere Zeitkonstante bestimmt, in ihren Ausgangszustand zurück.

Eine typische Schaltung des Univibrators zeigt Bild 7.6.

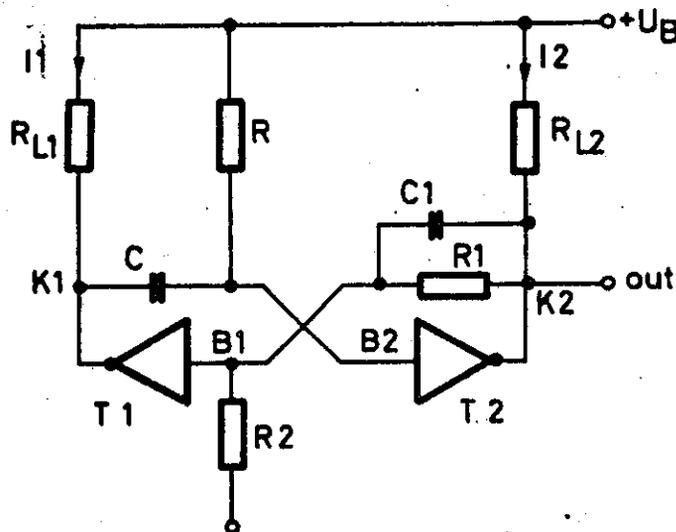


Bild 7.6

Kollektorgekoppelter Univibrator

Die Verstärker (invertierend) T1 und T2 seien aktive Vierpole, z.B. npn-Transistoren (für pnp-Typen müssen die Spannungen umgepolt werden). Die Ausgangsklemme K2 wird mit dem Eingang B1 über

einen Widerstandsteiler verbunden. Der Kondensator C_1 soll bei der ersten Betrachtung unbeachtet bleiben. Die zweite Kopplung geschieht von K1 nach B2 über den Kondensator C und den Widerstand R.

Man erkennt, der statische Zustand ist dadurch gegeben, daß T2 leitet und T1 gesperrt ist. Dies wird durch den Basiswiderstand R erreicht, der durch den fließenden Basisstrom den Transistor T2 ins Leiten bringt. Das Kollektorpotential von T2, durch K2 charakterisiert, fällt dann bis auf die Sättigungsspannung $U_{CE\text{ sat}}$, genau auf den Wert $U_B - J_2 R_{L2}$. Durch den Spannungsteiler $\frac{R_2}{R_1 + R_2}$ wird dann das Potential an der Basis vom Transistor T1 so negativ, daß der Transistor gesperrt ist. Sein Kollektorpotential nimmt dann den Wert $+U_B$ an.

Um die dynamische Zustandsänderung zu erreichen, geben wir als Triggerpuls ein genügend hohes negatives Signal auf B_2 , die Basis von T2. Dann wird dieser Transistor gesperrt, sein Kollektorpotential steigt auf den Wert $+U_B$ an. Über den $\frac{R_2}{R_1 + R_2}$ - Spannungsteiler gelangt dieser positive Spannungssprung auf die Basis B1 des Transistors T1, wodurch dieser ins Leiten kommt. Der jetzt fließende Kollektorstrom J_1 im Transistor T1 bewirkt, daß das Potential K1 auf den Wert $U_B - J_1 R_{L1}$ fällt. Dieser negative Spannungssprung koppelt über den Kondensator C auf die Basis von T2, dieser bleibt weiterhin gesperrt. Der Kondensator C kann seine Ladung nicht sprunghaft ändern, er beginnt sich exponentiell über den Widerstand R zu entladen. Die Schaltung befindet sich jetzt im quasistabilen Zustand, in dem sie eine endliche Zeit verbleibt, da die Basis von T2 über den Widerstand R mit der Batteriespannung verbunden ist. Durch die exponentielle Spannungsänderung am Kondensator C steigt die Spannung an der Basis B2 wieder an, bis sie den Wert erreicht, an dem der Transistor T2 wieder leitet. Nun startet ein regenerativer Vorgang, T1 wird durch den negativen Spannungssprung gesperrt und der ursprünglich vor-

handene stabile Zustand wieder hergestellt.

Die Eingangsspannung der zweiten Stufe kann geschrieben werden:

$$U_{BE2} = U_B - (U_B - U_{BE \text{ sat}} + J_1 R_{L1}) e^{-t/RC}$$

daraus folgt die Dauer des quasistabilen Zustandes zu:

$$T = RC \ln \frac{U_B + J_1 R_{L1} - U_{BE \text{ sat}}}{U_B - U_F}$$

Hierin ist $U_{BE \text{ sat}}$ die Basisspannung für Sättigung, also ca. 0,3 V für Ge und 0,7 V für Si, U_F ist die Vorwärtsspannung an der Basis zu Beginn des Leitens des Transistors, also etwa 0,1 V für Ge und 0,5 V für Si. Die übrigen Werte sind die positive Betriebsspannung U_B , der Kollektorstrom des ersten Transistors J_1 sowie der Kollektorwiderstand R_{L1} .

Die Variation der Ausgangspulsbreite geschieht meist durch Verändern von C oder R. Mit Transistoren erreicht man eine minimale Breite von etwa 10 nsec, zu großen Zeiten hin ist diese einerseits durch die Güte und den Leckstrom des Kondensators, andererseits durch den maximal zulässigen Basiswiderstand R begrenzt.

In Bild 7.7 sehen wir die praktische Ausführung eines Univibrators mit npn-Transistoren,

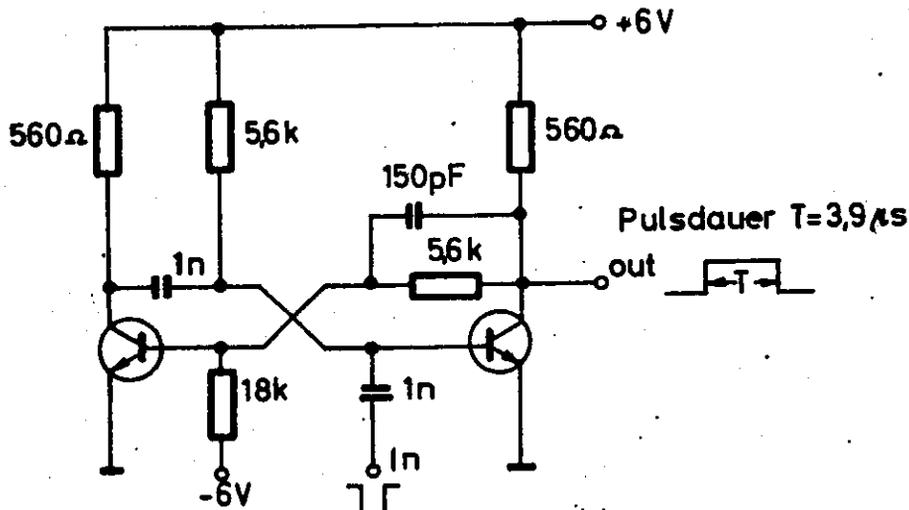


Bild 7.7

Praktische Ausführung eines kollektorgekoppelten Univibrators im Mikrosekundenbereich.

in Bild 7.8 die zugehörigen Pulsformen. Man erkennt das Hin-

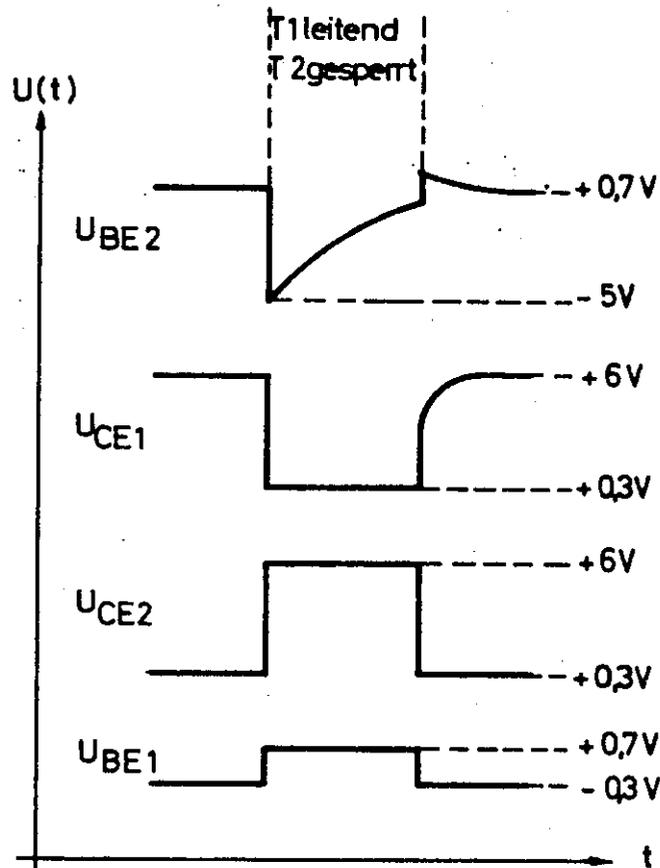


Bild 7.8

Pulsformen beim kollektorgekoppelten Univibrator
(vgl. Bild 7.7)

und Herschalten der Kollektorpotentiale U_{CE1} und U_{CE2} zwischen der Batteriespannung U_B und der Sättigungsspannung $U_{CE sat}$, je nachdem, ob der Transistor gesperrt oder leitend ist. Auch die Spannung U_{BE1} ist leicht zu übersehen, sie folgt der Spannung U_{CE2} mit dem Abschwächungsfaktor des Spannungsteilers $\frac{R_2}{R_1+R_2}$. Im statischen Zustand liegt an der Basis von T1 etwa -0,3 V, d.h. T1 ist gesperrt. In der oberen Kurve sieht man die Spannung U_{BE2} , also die Basisspannung von T2. Solange dieser leitet, beträgt die Spannung +0,7 V, d.h. T2 ist in der Sättigung. Wird durch das Triggersignal T2 gesperrt, entlädt sich der Kondensator C mit der Zeitkonstanten RC exponentiell über den Widerstand R bis zu dem Punkt, an dem T2 wieder zu leiten

beginnt (U_F). Durch das Wiedereinsetzen des Basisstroms lädt sich der Kondensator C um, schließlich nimmt das Basispotential den statischen Wert an, den es vor Eintreffen des Triggersignals gehabt hat. Die Zeitdauer T ist direkt proportional zur Zeitkonstanten RC. Setzt man in die Gleichung für T die im vorigen Bild gezeigten Werte ein, so ergibt sich $T = RC \ln \frac{6+5,7-0,7}{6-0,5} = RC \ln 2 \approx 0,7 RC$. Der im Bild aufgeführte Kondensator C_1 , der im Spannungsteilerzweig liegt, dient nur dazu, den Transistor T1 durch einen höheren Einschaltstromstoß schneller in den Strom zu bringen.

Eine andere, häufig angewendete Bauform des Univibrators ist der emittergekoppelte Typ, der in Bild 7.9 dargestellt ist.

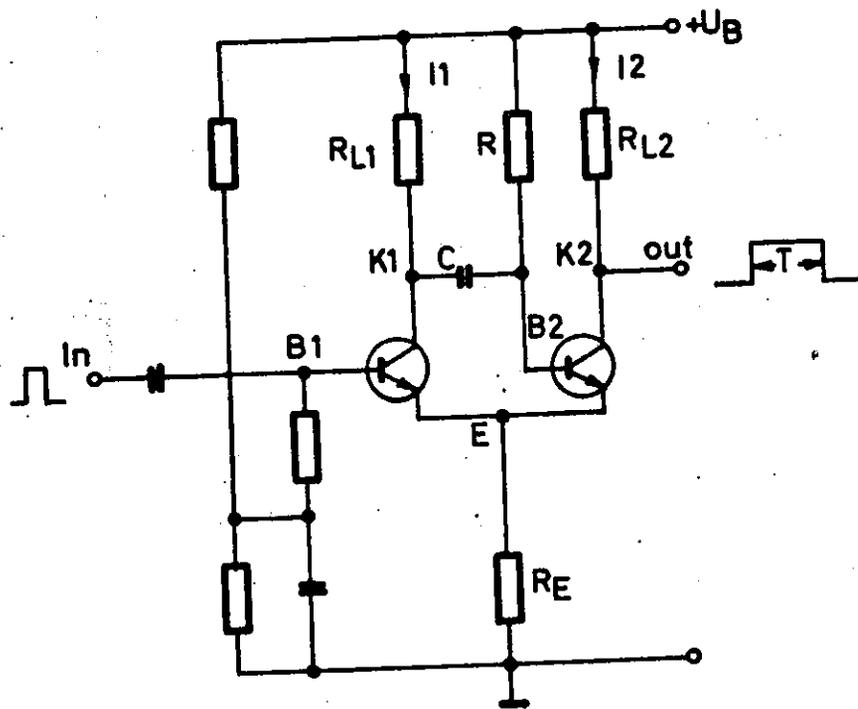


Bild 7.9
Emittergekoppelter Univibrator

Die Kopplung zwischen Kollektor K2 und der Basis von T1 fehlt, dafür sind die beiden Emittter durch einen gemeinsamen Widerstand miteinander verbunden. Diese Schaltung hat einige Vorteile. Die Basis B1 und der Kollektor K2 befinden sich nicht

in der Rückkopplungsschleife, so daß die Basis B1 zum Triggern der Schaltung, der Kollektor K2 zum Auskoppeln des Signals, unbelastet vom Schaltvorgang, benutzt werden können. Außerdem wird keine negative Versorgungsspannung benötigt.

Bild 7.10 zeigt die Pulsformen des emittergekoppelten Univiv-

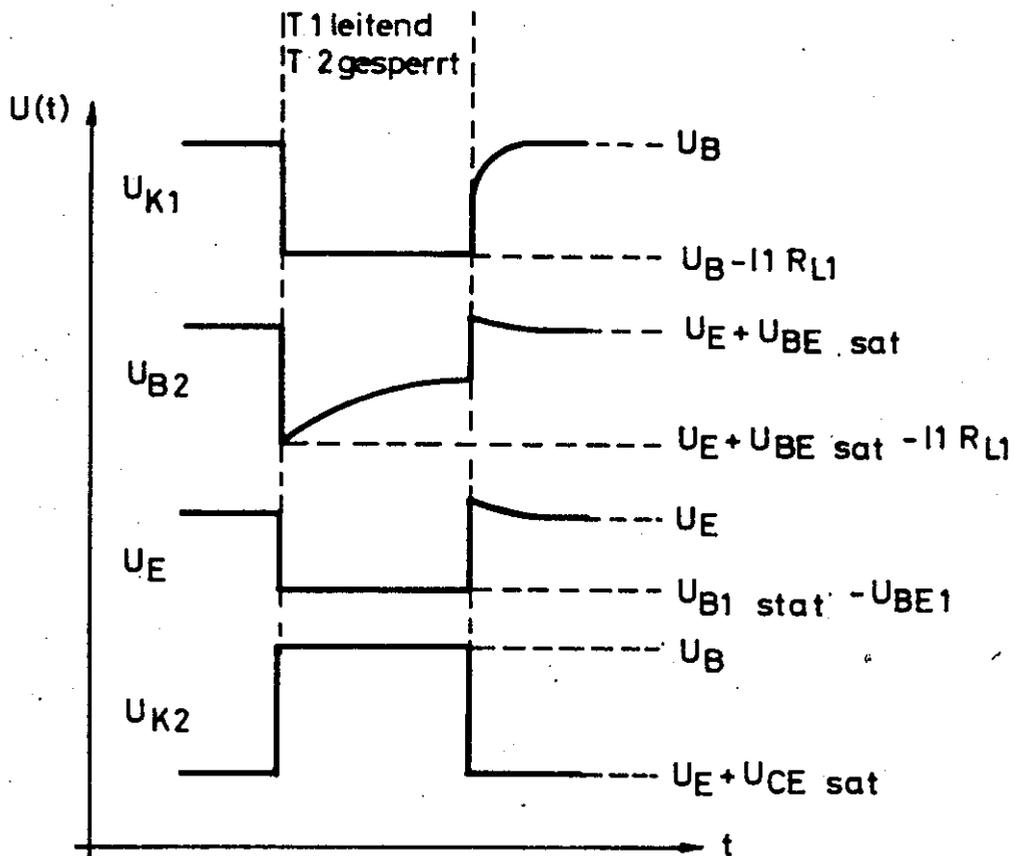


Bild 7.10

Pulsformen beim emittergekoppelten Univibrator

brators. Statisch ist wieder $T1$ gesperrt, $T2$ leitend, durch ein positives Triggersignal auf die Basis von $T1$ beginnt dieser zu leiten und damit startet der Rückkopplungsmechanismus. Das Potential am Kollektor von $T1$ fällt, dieser negative Spannungssprung gelangt über den Kondensator C an die Basis von $T2$ und sperrt diesen. Dadurch sinkt das

Potential des gemeinsamen Emitters bis auf einen Wert, der durch die Vorspannung U an der Basis von T1 gegeben ist. Erst wenn der Kondensator C sich soweit über R entladen hat, daß T2 wieder zu Leiten beginnen kann, ist der quasistabile Zustand beendet.

Die Zeit T des Pulses ist, ähnlich wie beim kollektorgekoppelten Univibrator, proportional zur Zeitkonstanten RC . Sie kann auch durch den Kollektorstrom von T1 kontrolliert werden, der seinerseits durch den Emitterwiderstand stabilisiert wird. Dieser Strom wird durch die einstellbare Basisspannung U bestimmt, das bedeutet, daß die Pulsdauer T auch durch die Spannung U linear verändert werden kann. Es gilt also

$$T = RC \ln \frac{U_B - U_{B2 \text{ stat}} + J_1 R_{L1}}{U_B - U_E - U_F}$$

Hierin ist U_B die positive Batteriespannung, $U_{B2 \text{ stat}}$ die statische Spannung der Basis von T2 gegen Erde gemessen, J_1 der Kollektorstrom von T1, der während des Leitens durch den Widerstand R_{L1} fließt, U_E die Emitterspannung während des quasistabilen Zustands und U_F die Vorwärtsspannung des Transistors an der Basis zu Beginn des Leitens.

Univibratoren werden sehr einfach mit integrierten Schaltkreisen hergestellt, man nutzt dazu Gates und Inverter aus. Bild 7.11 zeigt eine Schaltung mit einem RTL-Baustein, der

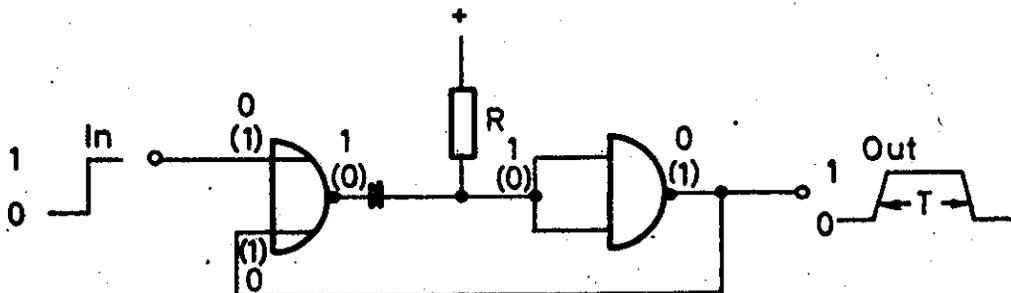


Bild 7.11

Univibrator mit RTL (z.B. Motorola MC 724 P) für positive Eingangssignale.

mindestens zwei Zweifachgates enthält. Das erste Zweifachgate wird als NOR-Gate betrieben, an seinen Eingängen liegen statisch die "0"-Signale. Das zweite Gate wird als Inverter geschaltet, durch einen zusätzlichen Widerstand zwischen der Basis und der positiven Stromversorgung befindet sich der Inverter statisch im Leiten, sein "0"-Ausgang koppelt auf das NOR-Gate zurück. Zwischen beiden Gates befindet sich der zeitbestimmende Kondensator. Durch einen positiven Eingangspuls erscheint am NOR-Ausgang eine "0", dadurch wird der Inverter in Funktion gesetzt, sein Ausgang liefert eine "1", und zwar solange, bis die Kondensatorladung über R ihn wieder ins Leiten bringt. Seine Ausgangsfunktion "0" sperrt das NOR-Gate wieder. Die Funktionszahlen in Klammern gelten während des quasistabilen Zustandes. Das Eingangssignal darf wegen der NOR-Wirkung länger als das Ausgangssignal sein.

Mit TTL-Bausteinen können ebenfalls Univibratoren aufgebaut werden. Bild 7.12 ist eine Schaltung für positive Eingangspulse, die auch länger als die Ausgangspulse sein dürfen.

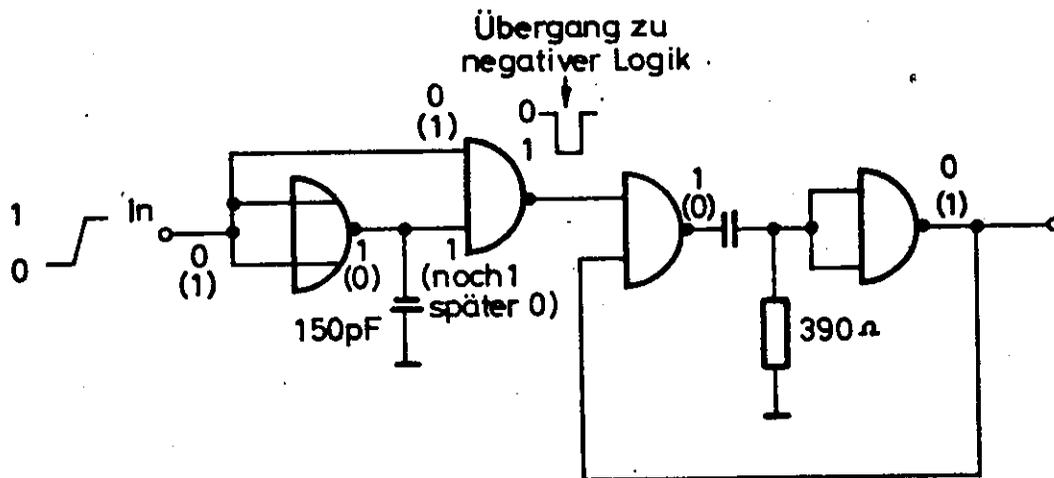


Bild 7.12

Univibrator mit TTL (z.B. Texas 7400N) für positive Eingangssignale

Dazu wird der Puls erst invertiert und mit dem Kondensator integriert. Zusammen mit dem direkten Eingangspuls geht er in eine NAND-Schaltung, die nur die zeitliche Überlappung

beider Signale durchläßt. Dieses so gekürzte Signal gelangt zu dem eigentlichen Univibrator, der aus zwei NAND-Gates besteht, die aber in negativer Logik angesteuert werden und sich daher wie die in Bild 7.11 beschriebene NOR-Logik verhalten. Eine für negative Eingangssignale geeignete TTL-Schaltung ist in Bild 7.13 gezeigt. Hier ist das NOR-Gate vor die Integrationsstufe geschaltet. Das übrige Verhalten ist ähnlich der in Bild 7.12 beschriebenen Schaltung.

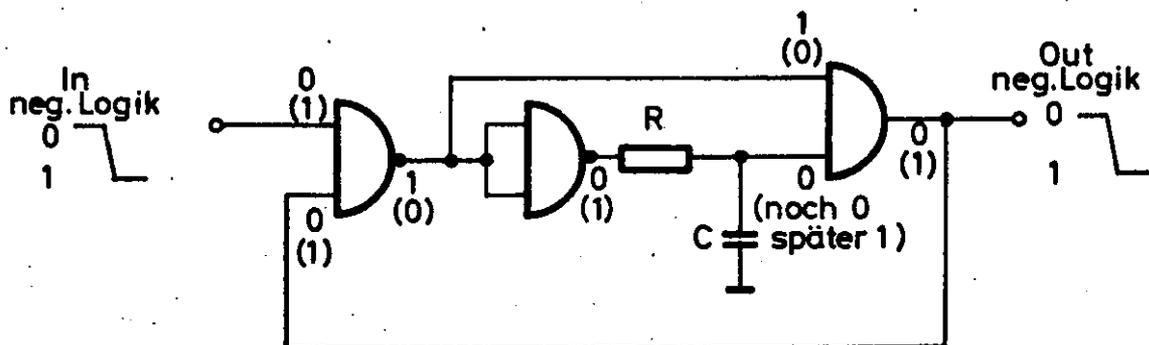


Bild 7.13

Univibrator mit TTL (z.B. Texas 7400N) für negative Eingangssignale.

Die Änderung der Pulsdauer wird wie in allen Univibrator-schaltungen mit R- oder C-Variation vorgenommen.

Für besonders kurze Pulszeiten baut man Univibratoren mit Tunnelknoten. Bild 7.14 (s. folgende Seite) zeigt das Prinzip. Die Schaltung enthält eine Induktivität als zeitbestimmendes Element. Die statische Widerstandsgerade und der entsprechende stabile Arbeitspunkt A ist durch den Widerstand R_L bestimmt. Wird auf die Diode im Zustand A ein Strompuls der Amplitude J_{in} gegeben, der so groß ist, daß der Peakstrom J_p überschritten wird, so springt der Arbeitspunkt der Diode in den Zustand B. Hierbei ist die dynamische Widerstandsgerade durch die induktive Zeitkonstante L/R_L bestimmt; für die Fälle, in denen die Zeitkonstante groß gegen die Eingangspulsdauer ist, entspricht diese Widerstandsgerade der einer konstanten Stromquelle. Ist der Eingangsstromstoß J_{in} vorüber, wandert der Arbeitspunkt von B nach B'. Bevor die Diode in

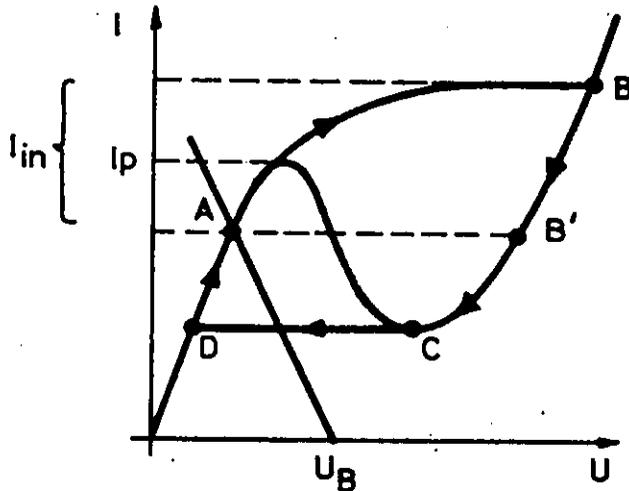
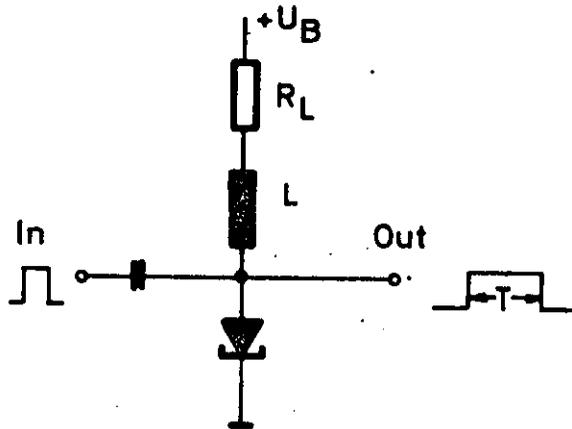


Bild 7.14

Univibrator mit Tunnel diode

den Zustand A zurückkehren kann, muß die Energie der Spule abgebaut werden. Während diese abnimmt, geht der Arbeitspunkt nach C, von hier aus springt er entlang eines konstanten Stromweges nach D. Der Zyklus wird beendet durch den Recovery-Bereich, in dem die Energie in der Spule L wieder aufgebaut wird. Die Tunnel diode erreicht dabei wieder den Arbeitspunkt A. Der entstandene Spannungspuls ist .

in Bild 7.15 wiedergegeben.

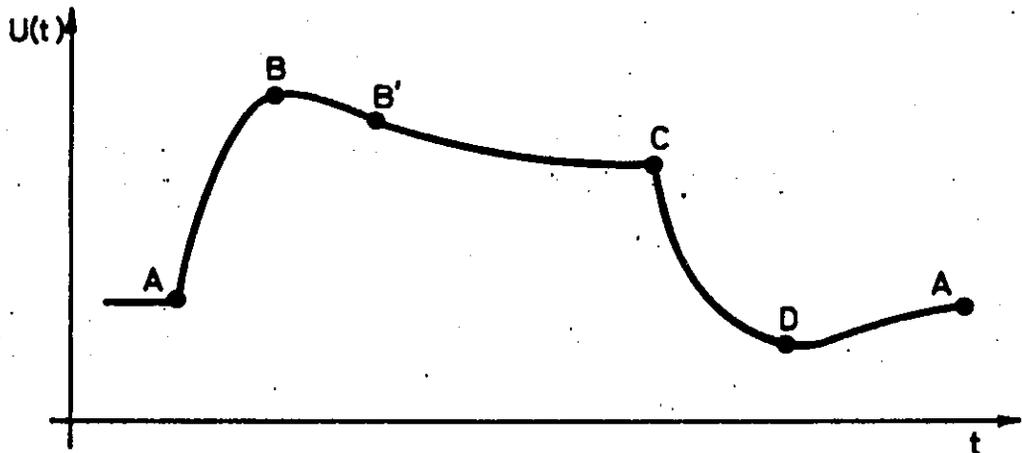


Bild 7.15
Pulsform des Univibrators mit Tunnel diode

Man kann mit Tunnel dioden-Univibratoren Pulsbreiten von etwa 0,5 nsec bis zu 100 μ sec herstellen. Die Dauer des Pulses errechnet sich zu

$$T = \frac{L}{R_L + R_{1D}} \ln \frac{\Delta J_L}{\Delta J_L - (J_p - J_v)}$$

Hierin ist L die Spuleninduktivität, R_L der Spulenwiderstand, R_{1D} der Innenwiderstand der Tunnel diode im Anfangs- bzw. Diffusionsast der Kennlinie, ΔJ_L die gesamte Stromänderung in der Spule, J_p bzw. J_v ist der Peak- bzw. Talstrom.

7.3 Schmitt-Trigger

Die Schmitt-Triggerschaltung ist eine emittergekoppelte Zweitransistorschaltung mit bistabilen Eigenschaften Ihr Funktionsprinzip ist im Bild 7.16 (s. folgende Seite) gezeigt. T1 und T2 seien zwei aktive Vierpole, z.B. 2 Transistoren. Die zwei stabilen Zustände ergeben sich mit der gleichspannungsmäßigen positiven Rückkopplung sowie durch die Zusatzbedingung, daß die Schleifen-Verstärkung (vom Eingang über den Ausgang wieder zum Eingang) größer als Eins ist.

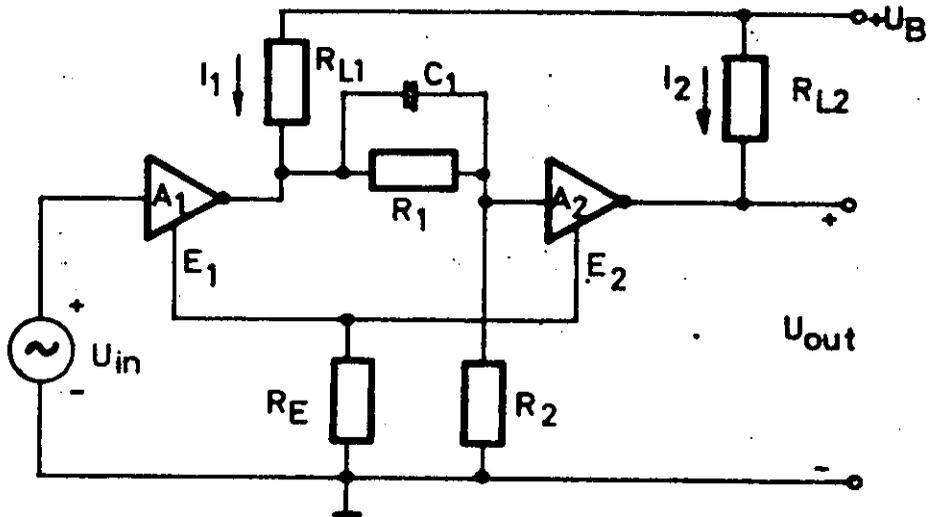


Bild 7.16
Funktionsprinzip eines Schmitt-Triggers

Um die Funktion zu verstehen, nehmen wir zunächst an, die Verstärkung sei < 1 . Dies können wir erreichen, indem wir den Kollektorwiderstand R_{L1} verkleinern. Dann arbeitet die Schaltung als linearer Verstärker mit dem Eingangssignal U_{in} und dem Ausgangssignal U_{out} . Leitet T2, erzeugt er einen Spannungsabfall am gemeinsamen Emitterwiderstand R_E , der den Emitter von T1 im Potential anhebt. Ist die Eingangsspannung U_{in} klein, ist T1 gesperrt. Steigt U_{in} an, ändert sich die Funktion solange nicht, bis T1 zu leiten beginnt. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Ausgangsspannung $U_{out} = U_B - J_2 R_{L2}$, J_2 ist der Strom in T2, bevor T1 leitet. Ist diese Schwelle erreicht, beginnt die Schaltung zu verstärken, $\Delta U_{out} / \Delta U_{in}$ ist positiv. Steigt U_{in} weiter, so fällt die Basisspannung von T2, der Emitterpunkt E2 steigt jedoch, bis T2 gesperrt wird. Die Ausgangsspannung ist $U_{out} = U_B$.

Im Bild 7.17 (s. folgende Seite) sind die Kurven der Eingangs- und Ausgangsspannung dargestellt. Die Eingangsspannung, bei der T1 zu leiten beginnt, ist durch U_1 gezeichnet.

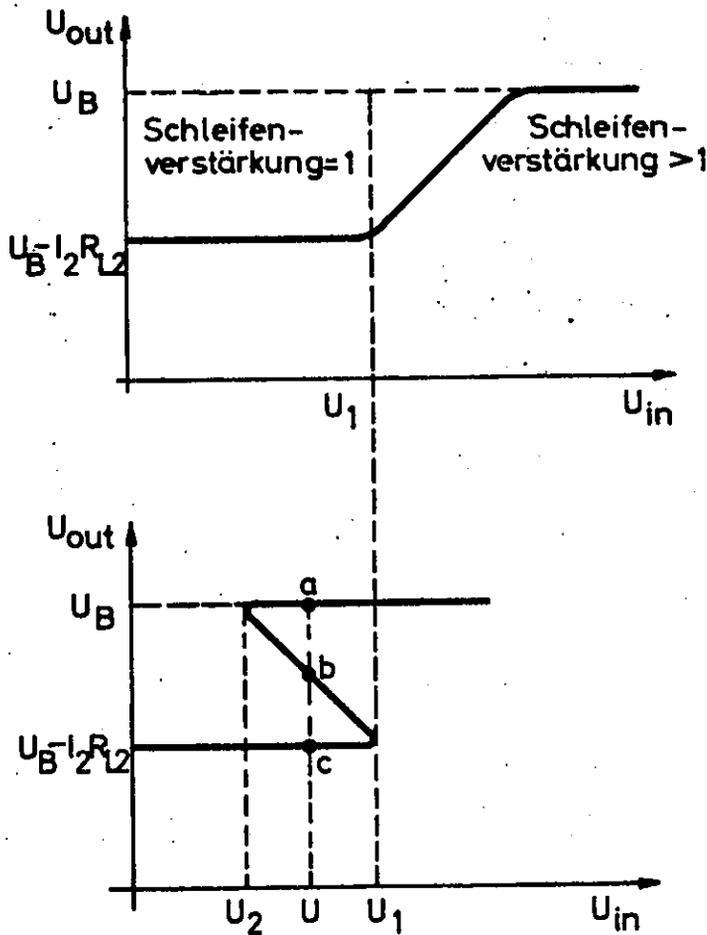


Bild 7.17

Ein-Ausgangscharakteristik eines Schmitt-Triggers

Erhöhen wir jetzt die Verstärkung durch Vergrößerung von R_{L1} , so wird die Übergangskurve zwischen dem Leiten von T1 und dem Sperren von T2 immer steiler, bis sie bei der Schleifenverstärkung $G = 1$ unendlich steil wird. Wird die Verstärkung weiter erhöht, so kehrt die Kurve ihr Vorzeichen um, wie es im unteren Bild gezeichnet ist. Eine S-Kurve beschreibt nun das Verhalten des Schmitt-Triggers.

Steigt die Eingangsspannung U_{in} von Null an, bleibt die Ausgangsspannung auf ihrem unteren Wert, bis $U_{in} = U_1$ wird. Dann macht die Schaltung einen abrupten Übergang zum oberen Ausgangswert. Ähnlich, wenn die Eingangsspannung U_{in} zunächst größer als U_1 ist und verkleinert wird, bleibt die Ausgangsspannung auf ihrem oberen Wert bis zu einem Eingangsspannungswert U_2 , dann erfolgt wiederum ein abrupter

Übergang auf den unteren Wert. Die Schaltung zeigt eine Hysterese, d.h. um den Übergang zu erreichen, müssen wir erst über den eigentlichen Schwellenwert hinausgehen, an dem der Übergang entsteht. Eine vertikale Linie bei U gezogen, $U_2 < U < U_1$, schneidet die Übergangskurve in drei Stellen, a und c sind stabile Punkte, b ein instabiler Punkt.

An den ganzen Schaltvorgängen ist die Basis von T1 gar nicht beteiligt. Außerdem ist der Kollektor von T2 frei, er liegt nicht in der regenerativen Schleife. Eine kapazitive Belastung des Kollektors beeinflusst nur die Anstiegszeit des Ausgangssignals, nicht aber die Schaltgeschwindigkeit der Schleife.

Die Anwendungen der Schaltung nutzen diesen Effekt aus. Der Schmitt-Trigger hat zwei charakteristische Anwendungen, er wird als Pulsformer und als Komparator eingesetzt.

Die Anwendung als Pulsformer ist im Bild 7.18 dargestellt.

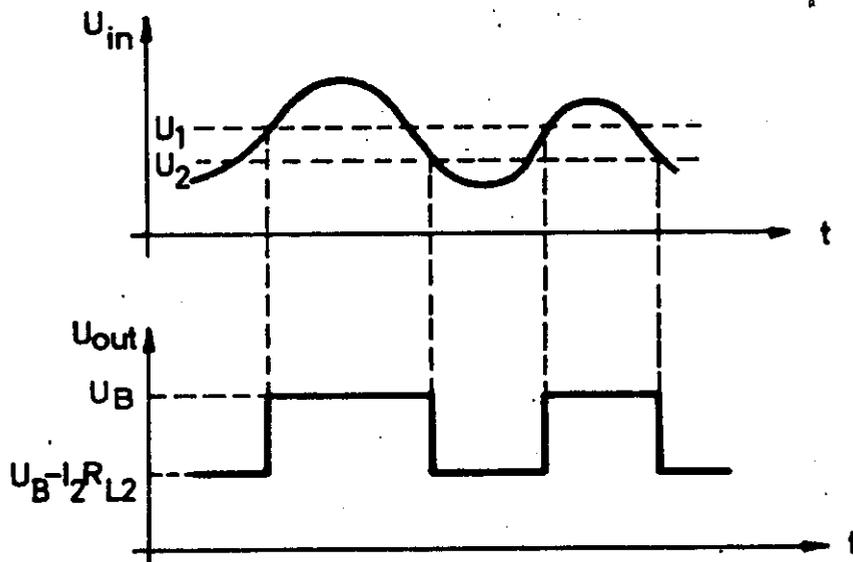


Bild 7.18

Schmitt-Trigger als Pulsformer.

Das Eingangssignal kann willkürlich gewählt sein, es muß nur Amplitudenunterschiede haben, die größer sind als die Hysterese. Der Ausgang ist dann eine Rechteckfunktion, dessen Amplitude unabhängig von der Eingangsamplitude ist. Außerdem sind Anstiegs- und Abfallzeit meist wesentlich kürzer.

Die emittergekoppelte Logik ECL ist geeignet, um Schmitt-Trigger mit integrierten Bausteinen herzustellen. In Bild 7.19 ist ein Motorola OR/NOR-Gate mit drei Eingängen gezeigt, z.B. MC 356.

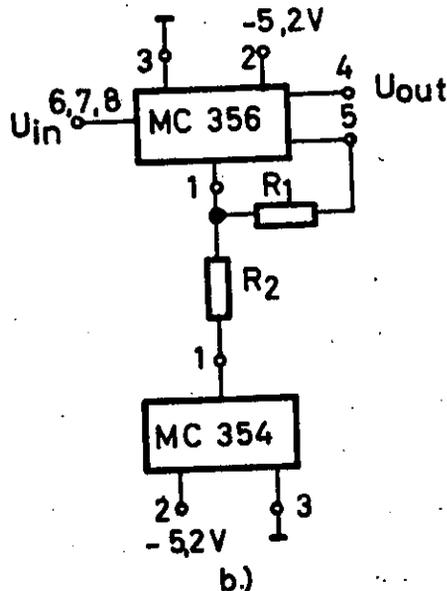
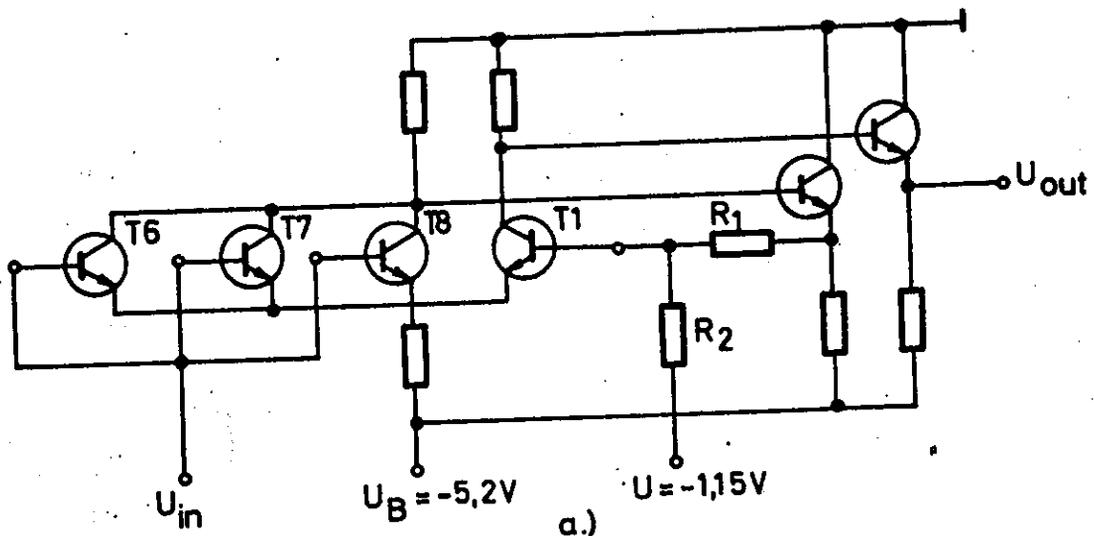


Bild 7.19

a) ECL-Schmitt-Trigger mit Motorola Baustein MC 356

b) Anschlußschema

Die drei Eingänge können zusammengefaßt werden, so daß T6, 7 und 8 den einen, T1 den zweiten Transistor des emittergekoppelten Paares darstellen. Der Ausgang des ersten Transistors geht über einen Emitterfolger und die extern anzubringenden Teilerwiderstände R_1 und R_2 an die Basis von T1. Der Ausgang von T1 wird über einen weiteren Emitterfolger herausgeführt. Zur Erzeugung der negativen Vorspannung ist ein besonderer Baustein vorhanden (Typ MC 354). Bild 7.19 zeigt auch die Zusammenschaltung aller Bausteine zum Schmitt-Trigger.

Den Betrag der Hysterese kann man durch die Widerstände R_1 und R_2 ändern, so ergibt im obigen Beispiel

$$R_1 = 100 \Omega, R_2 = 500 \Omega \text{ ein } U_2 - U_1 = 250 \text{ mV}$$

$$R_1 = 2\text{k}\Omega, R_2 = 500 \Omega \text{ ein } U_2 - U_1 = 110 \text{ mV}$$

$$R_1 = 2\text{k}\Omega, R_2 = 100 \Omega \text{ ein } U_2 - U_1 = 35 \text{ mV}$$

Ein Komparator liefert eine Zeitmarke dann, wenn eine willkürliche Signalform einen vorgegebenen Wert erreicht. Diesen Effekt kann man auch durch vorgespannte Dioden erreichen, ein Schmitt-Trigger hat jedoch wesentliche Vorteile. Der Übergang zwischen den beiden Zuständen ist wesentlich schärfer in seinem Zeitverhalten als der beim Durchlaufen einer Diodenkennlinie vom Zustand Aus in den Zustand Ein. Die Schaltgeschwindigkeit kann durch Verwendung von guten HF-Transistoren mit hohem f_t -Wert optimalisiert werden, so daß einige Nanosekunden erreicht werden können.

Komparatoren können auch aus integrierten Schaltkreisen aufgebaut werden. Bild 7.20 liefert das Beispiel eines Fairchild-Schmitt-Trigger/Komparators (s. folgende Seite). Hier bilden die Transistoren T3 und T4 den eigentlichen Schmitt-Trigger, sie werden angesteuert über das emittergekoppelte Paar T1 und T2 (als Emitterwiderstand arbeitet T9), an deren Eingängen die unbekannte bzw. die Referenzspannung liegt. Um hohe Schaltgeschwindigkeiten zu erreichen, ist der Kollektor des ersten Schmitt-Transistors T3 über einen Emitterfolger T5

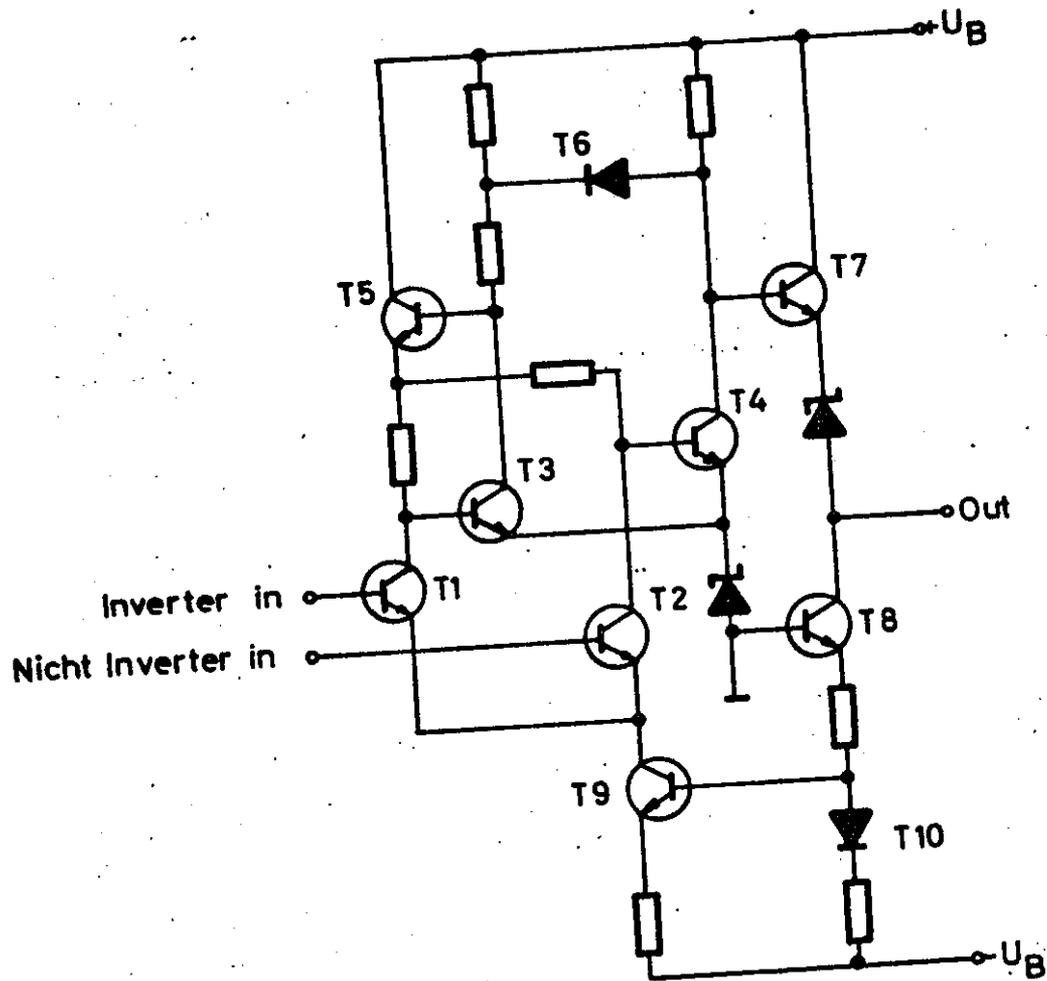


Bild 7.20
Komparator mit IC's

(niederohmiger Ausgang, kleine Kapazitäten) an T4 angekoppelt. T6 dient als Clamptiode, sie verbessert die Anstiegszeit durch Begrenzung des Signals. Der Ausgangspuls wird über den doppelten Emitterverstärker T7/T8 ausgekoppelt.

Die Anstiegszeit ist bei 5 % Schwellenüberschreitung (100 mV Eingangssignal mit 5 mV Übersteuerung der Schwelle) 40 nsec, durch weitere Übersteuerung kann sie bis auf 10 nsec heruntersetzt werden. Der zulässige Bereich der Eingangsspannung beträgt ± 5 V.

Auch mit Tunnelknoten kann eine Schmitt-Trigger-ähnliche Schaltung aufgebaut werden. Bild 7.21 zeigt das Prinzip

Si-Diode HT-16, Peakstrom 2,8 mA

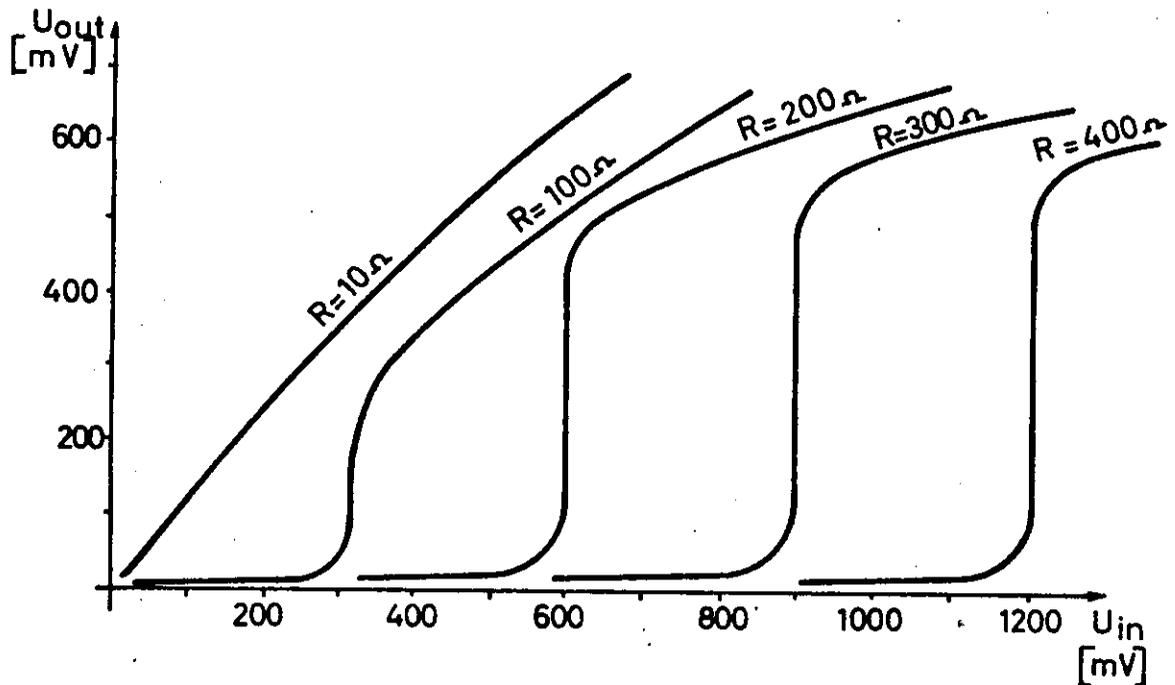
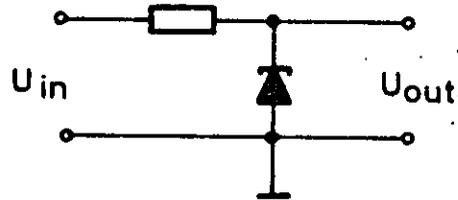


Bild 7.21

Tunnelknoten als Schmitt-Trigger

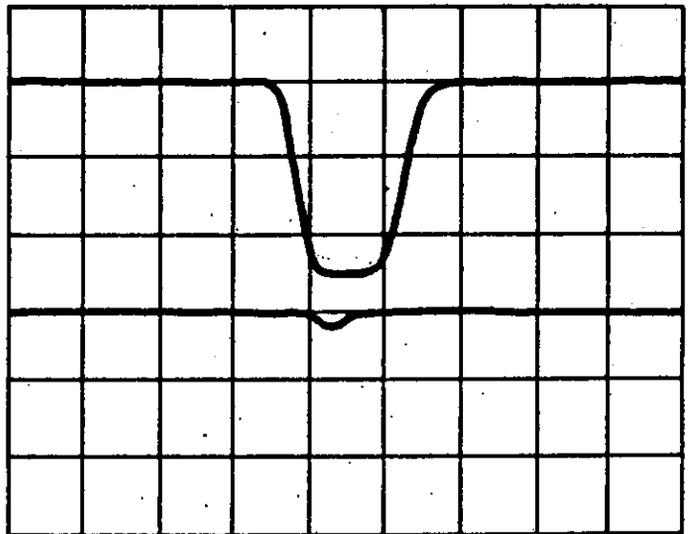
sowie die Eingangs- und Ausgangskurven. Die Tunnelknoten wird mit einem Widerstand R zusammengeschaltet, der in Serie mit dem Signal liegt. Wird ein Eingangssignal eingegeben, das den Schwellenwert $U_{in} = RJ_p + U_p$ überschreitet, so steigt der Arbeitspunkt der Tunnelknoten über den Peakstromwert J_p hinaus. Die Tunnelknoten springt über den negativen Widerstandsbereich auf den Diffusionsast der Kennlinie (vgl. Bild 7.21) und verharrt dort solange, bis das Eingangssignal wieder zurückgeht. Dann wandert der Arbeitspunkt den Diffusionsast herunter bis zum Talstromwert J_v , springt wieder über das Tal zurück zum stabilen Arbeitspunkt, den die Tunnelknoten vor Erreichen des Signals hatte. Die Schleifenverstärkung ist hier nicht > 1 , es tritt also keine Hysterese auf. Die

Tunnelodiode ist nur ein Zweipol, Eingangs- und Ausgangswiderstand liegen an der gleichen Elektrode. Man erkennt, daß, wenn der Widerstand R genügend groß ist, ein steiler Übergang vom unteren in den oberen Zustand eintritt. Das Ausgangssignal ist bei kleineren R -Werten noch nicht unabhängig vom Eingangssignal, dies liegt an der Krümmung der Diffusionskennlinie. Bei sehr kleinem R -Wert springt die Diode gar nicht, sie arbeitet als Verstärker.

Im Bild 7.22 sind die Eingangs- und Ausgangsamplituden eines

$U_{in} = 490\text{mV}$

Horizontal 2ns/cm
Vertikal 200mV/cm



$U_{in} = 500\text{mV}$

Horizontal 2ns/cm
Vertikal 200mV/cm

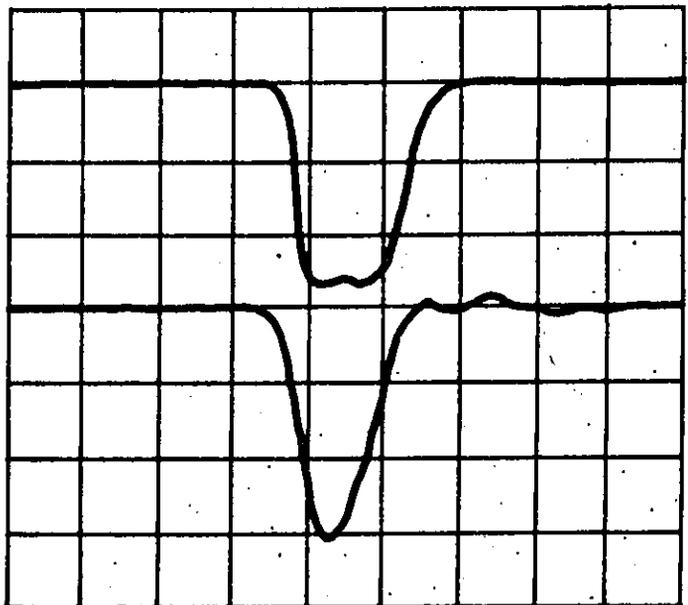


Bild 7.22

Pulsformen beim Überschreiten der Schwelle eines Tunneldioden-Schmitt-Triggers

Tunneldioden-Schmitt-Triggers gezeigt. Diese Schaltung besteht aus einem emittergekoppelten Paar mit konstanter Stromschaltung und einer nachfolgenden Tunneldiode. Man erkennt einen recht scharfen Einsatz des Ausgangssignals innerhalb weniger Millivolt bei einer Gesamtamplitude von ca. 500 mV. Die Anstiegszeit des Ausgangssignals ist < 1 nsec. Dieser Schaltungstyp ist geeignet für Taktfrequenzen von mehr als 100 MHz.

7.4 Bistabile Multivibratoren oder Flip-Flops

Ein bistabiler Multivibrator ist ein elektrischer Schaltkreis, der unendlich lange in einem von zwei stabilen Zuständen verbleiben kann und, von außen angeregt, durch einen plötzlichen Übergang in den anderen Zustand geht.

Ein typisches Schaltbild des Flip-Flop genannten Multivibrators ist in Bild 7.23 zu sehen. Die aktiven Vierpole

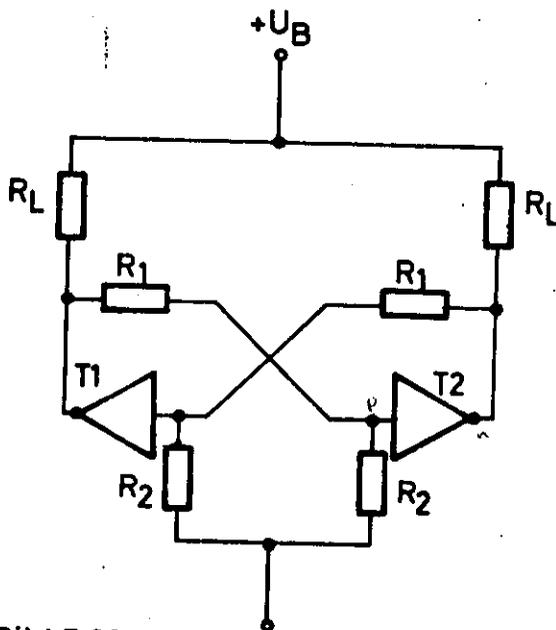


Bild 7.23

Prinzip eines bistabilen Multivibrators (Flip-Flop)

sollen npn-Transistoren darstellen, für pnp-Typen muß die Polarität der Batterie umgekehrt sein. In der Schaltung sind zwei Inverter zu sehen, deren jeweiliger Ausgang gleichspannungsmäßig über Widerstände mit dem Eingang des anderen Verstärkers verbunden ist.

Da die Schaltung völlig symmetrisch aussieht, wäre es ebenso wie beim astabilen Multivibrator theoretisch möglich, daß beide Transistoren ein- oder auch ausgeschaltet wären oder daß beide den gleichen Kollektorstrom ziehen. Diese Möglichkeiten treten aber praktisch nicht auf, durch kleine Ungleichheiten der Bauelemente (Transistoren, Widerstände) beginnt einer der Transistoren eher Strom zu ziehen als der andere, durch die Gleichspannungs-Kopplung und die Widerstandsteiler R_2/R_1+R_2 wird dann der andere Transistor durch eine Spannung an seiner Basis gesperrt.

Der jeweils leitende Transistor wird durch den Widerstand R_1 in die Sättigung gesteuert, dabei beträgt die Spannungsänderung am Kollektorwiderstand $U_B - U_{CE\text{ sat}} \approx U_B$. Der Spannungssprung ist also praktisch unabhängig vom Kollektorwiderstand R_L . Der Kollektorstrom in der Sättigung ist $J_C \approx \frac{U_B}{R_L}$, die Transistoren arbeiten als digitale Schalter. Die Widerstände R_1 und R_2 sind so zu wählen, daß, wenn T1 leitet, T2 durch den Teiler völlig gesperrt wird (die Basis von T2 muß entsprechend negativ sein), wenn jedoch T1 gesperrt ist, muß die Basis von T2 soviel Strom ziehen können, daß dieser Transistor in die Sättigung gesteuert werden kann.

Die zwei stabilen Zustände, entweder leitet T1, dann ist T2 gesperrt oder umgekehrt, ergeben die Einsatzmöglichkeiten des Flip-Flops. Da er durch ein externes Triggersignal seinen Zustand ändert, befindet er sich nach jedem zweiten Triggerpuls wieder im ursprünglichen Zustand. Der Flip-Flop kann daher Pulse zählen. Wenn wir andererseits an den Eingang des Flip-Flops eine Wechselspannung der Frequenz f anlegen, erhalten wir am Ausgang die halbierte Frequenz, der Flip-Flop

arbeitet auch als Frequenzzähler durch Teilung der Frequenz. Da die beiden Zustände stabil sind, kann der Flip-Flop die Ziffern 0 und 1 speichern und darstellen, er wird daher in vielen Anwendungen als Speicher eingesetzt.

Der Triggervorgang, mit dem der Flip-Flop gesteuert werden kann, soll an einem einfachen Beispiel (Bild 7.24) erläutert

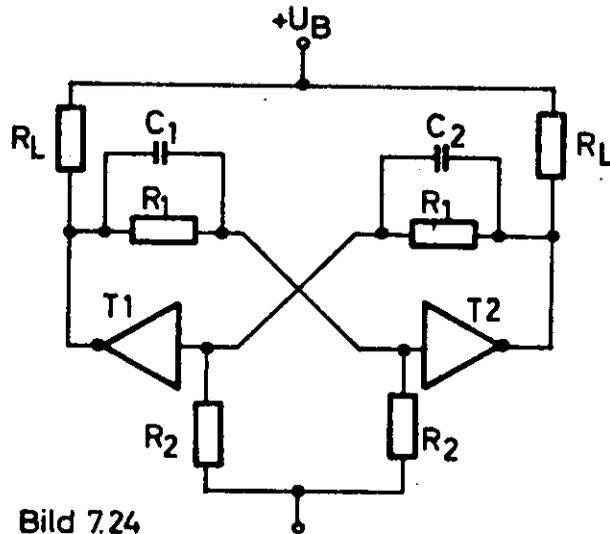


Bild 7.24
Prinzip des bistabilen Multivibrators mit kompensiertem Spannungsteiler

werden. Es sei angenommen, daß T1 gesperrt ist, T2 leitet. Gibt man einen negativen Puls geeigneter Amplitude auf beide Basen über die Kondensatoren C_K , wird T2 gesperrt, sein Kollektorpotential steigt. Dieser positiv gehende Puls koppelt auf die Basis von T1 und bringt diesen zum Leiten. Der Eingangspuls muß dabei schneller abklingen als der Flip-Flop in seinen neuen Zustand einschwingt, sonst kann er wieder zurückkippen.

Das Triggersignal muß also nicht nur genügend Ladung aus der Basis desjenigen Transistors, der noch leitend ist, herausholen, um ihn zu sperren, es muß auch eine Zeitdauer haben, die ein Zurückkehren des Flip-Flops in seinen ursprünglichen Zustand ausschließt.

Die Übergänge zwischen den Zuständen geschehen mit einer Geschwindigkeit, die durch die Grenzfrequenz der Transistoren, die Kollektorwiderstände, die Spannungsteilerwiderstände sowie die parasitären Kapazitäten bestimmt ist. Die Übergangszeit kann man verkürzen, wenn man, wie im nächsten Bild 7.25 gezeigt, parallel zum Widerstand R, einen Kondensator C_1 anbringt, der ähnlich wie in den früher beschriebenen

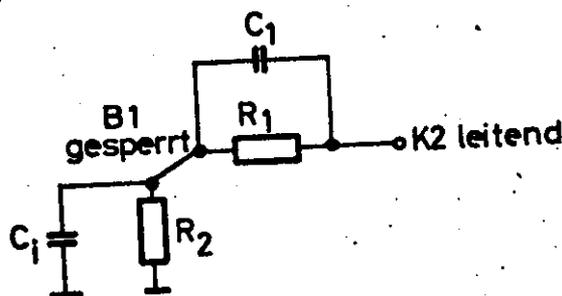


Bild 7.25
Schaltzeiten beim Flip-Flop

Schaltungen die Signalströme schneller in die Basen schaltet. Nehmen wir an, T2 leitet, T1 ist gesperrt und geben wir ein negatives Triggersignal auf die Basis B2. Dann steigt die Kollektorspannung K2 steil an, dieser Spannungssprung muß möglichst schnell nach B1 transportiert werden, damit T1 zu leiten beginnt. Die Eingangskapazität von T1 sei C_1 , dann entsteht der im Bild gezeigte Spannungsteiler.

Damit die Basis B1 möglichst schnell den Transistor T1 in die Sättigung schaltet, kompensiert man den Teiler über, d.h. man macht $C_1 > C_1 \frac{R_2}{R_1}$, typisch wählt man $C_1 \approx (2-5) \text{ mal } C_1 \frac{R_2}{R_1}$. Durch diese Zeitkonstante wird auch die maximale Frequenz, mit der die Transistoren hin- und hergeschaltet werden,

bestimmt, es ist

$$f_{\max} = \frac{R_1 + R_2}{2C_1 R_1 R_2}$$

Das Beispiel eines schnellen Flip-Flops für eine maximale Zählrate von über 100 MHz ist in Bild 7.26 gezeigt. Die

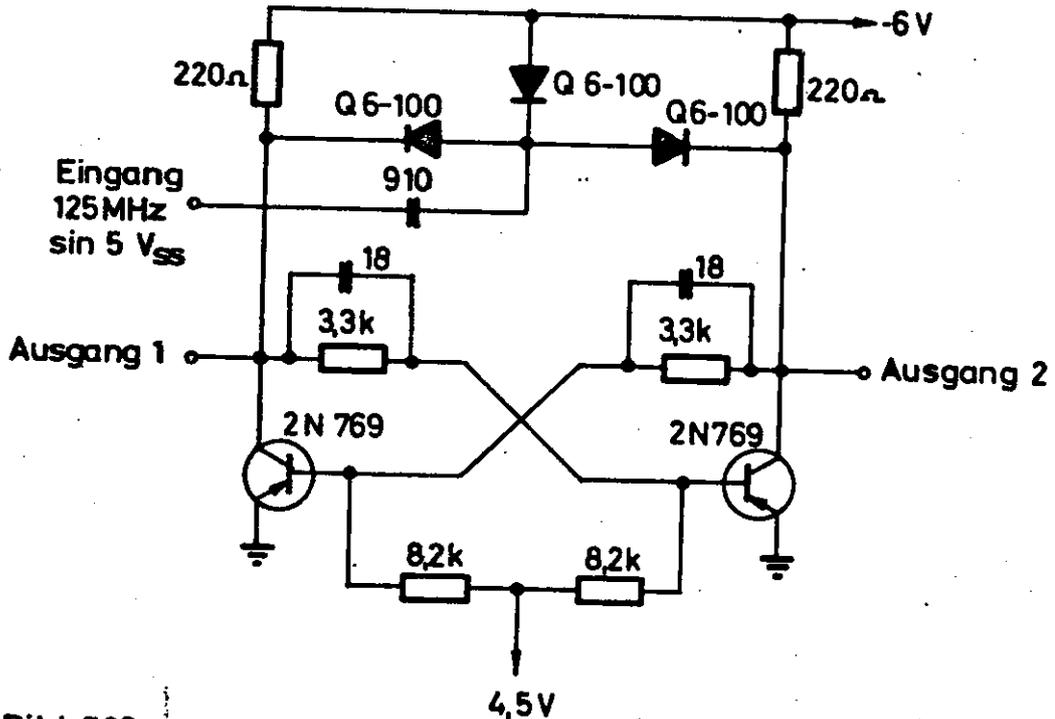


Bild 7.26

125 MHz Flip-Flop

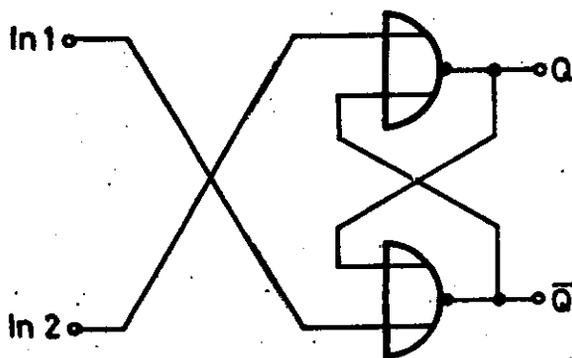
Triggerung erfolgt hier über Dioden in die Kollektoren der Schaltung, von hier aus werden die Basen gesteuert. Die Transistoren sind schnelle pnp-Schalterttypen mit einer Transitfrequenz von etwa 900 MHz. Diese schnellen Stufen müssen sehr sorgfältig verdrahtet werden, damit die Schaltkapazitäten die maximale Zählfrequenz nicht wesentlich herabsetzen.

Nach diesem einfachen Beispiel eines typischen Zähl-Flip-Flops soll jetzt das logische Verhalten des Flip-Flops untersucht werden. In der allgemeinen Darstellung bezeichnet man Flip-Flops als logische Schaltungen mit einem oder

mehreren Eingangsklemmen und zwei komplementären Ausgangsklemmen, die durch die Buchstaben Q und \bar{Q} gekennzeichnet sind. Je nach innerem Aufbau des Flip-Flops werden RS-, gatede-, JK-, T-, D-, RST- und Master slave-Flip-Flops unterschieden. Um die Wirkungsweise zu verstehen, werden die logischen Funktionen in Wahrheitstabellen beschrieben. Da sich eine Änderung an den Eingangsklemmen erst zu einer bestimmten Zeit später an den Ausgangsklemmen bemerkbar macht, sind die Eingangsvariablen zur Zeit t , die zugehörigen Ausgangszustände zur Zeit $t + 1$ angeschrieben. Bei getakteten Systemen, wie sie in Rechnern meist angewandt werden, ist der Takt zur Zeit $t + 1$ der logische Folgetakt zu seinem Vorgänger zur Zeit t .

Schon bei der Beschreibung des Triggervorgangs war deutlich geworden, daß der Flip-Flop eigentlich aus zwei Funktionen besteht, dem Steuerkreis, der die Eingangssignale kontrolliert und formt sowie dem bistabilen Speicherelement. Beide Funktionen können durch zwei oder mehr logische Gates ausgeführt werden.

Das bistabile Element kann mit zwei Gates hergestellt werden, die über Kreuz gekoppelt sind. Hierzu gibt es vier Möglichkeiten: UND, ODER, NAND und NOR-Gates. Bild 7.27 zeigt zwei



In 1	In 2	$Q(t+1)$	$\bar{Q}(t+1)$
0	0	$Q(t)$	$\bar{Q}(t)$
0	1	0	1
1	0	1	0
1	1	0	0

Bild 7.27

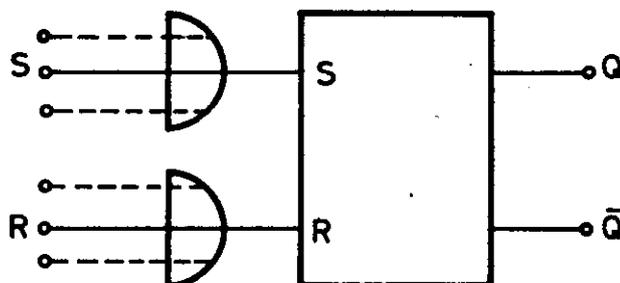
Über Kreuz gekoppelte NOR-Gates als Standard-Flip-Flop

gekoppelte NOR-Gates mit ihren logischen Symbolen, der Wahrheitstabelle sowie der wirklichen Schaltung (RTL als einfaches Beispiel).

In der folgenden Betrachtung soll von positiver Logik ausgegangen werden. Das bedeutet, daß, wenn der erste Eingang den logischen Wert "1" hat, der Ausgang Q ebenfalls die "1" zeigt, der Ausgang \bar{Q} jedoch die "0".

Ein RS-Flip-Flop hat zwei Eingänge, mit denen man die beiden Zustände verändern kann, den Reset- und den Set-Eingang. Ein geeignetes Signal auf den Reset-Anschluß bewirkt, daß der Ausgang Q die logische "0" annimmt, ein entsprechendes auf den Set-Anschluß, daß an Q die "1" erscheint. Die Wahrheitstabelle (Bild 7.28a) beschreibt dies.

Bild 7.28b zeigt den Aufbau des RS-Flip-Flops.



a.)

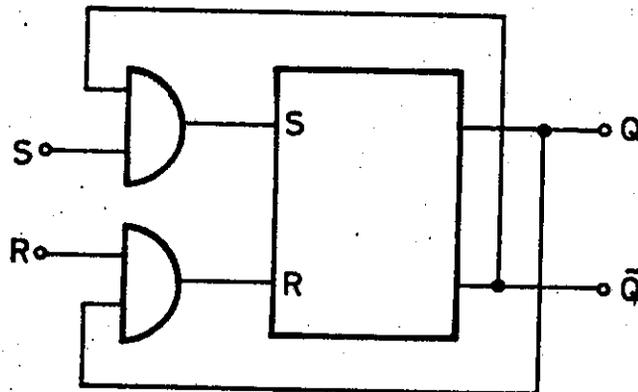
R (t)	S (t)	Q (t+1)	Bemerkungen
0	0	Q (t)	Keine Änderung zu Q(t)
0	1	1	Unabhängig von Q(t)
1	0	0	Unabhängig von Q(t)
1	1	unbest.	Nicht erlaubt

b.)

Bild 7.28

Symbol des RS-Flip-Flop und Wahrheitstabelle

Der Steuerkreis besteht aus zwei einfachen ODER-Gates. RS-Flip-Flops können nur dort eingesetzt werden, wo der in der Wahrheitstabelle eingetragene vierte Zustand nicht möglich ist. Wenn jedoch vorkommen kann, daß sowohl der R- als auch der S-Eingang gleichzeitig eine logische "1" erhalten können, muß durch entsprechendes Gaten eine Mehrdeutigkeit verhindert werden. Eine hierfür geeignete Schaltung ist in Bild 7.29a gezeigt, ihre zwei Wahrheitstabellen in Bild 7.29b und c.



a.)

R(t)	S(t)	Q(t+1)	Bemerkungen
0	0	Q(t)	Keine Änderung zu Q(t)
0	1	1	Unabhängig von Q(t)
1	0	0	Unabhängig von Q(t)
1	1	≈	Oszillieren

b.)

R(t)	S(t)	Q(t+1)	Bemerkungen
0	0	Q(t)	Keine Änderung zu Q(t)
0	1	1	Unabhängig von Q(t)
1	0	0	Unabhängig von Q(t)
1	1	Q̄(t)	Übergang zum Komplement

c.)

Bild 7.29

a.) Symbol des gegateten RS-Flip-Flop

b.) Wahrheitstabelle für lange Eingangssignale

c.) Wahrheitstabelle für kurze Eingangssignale

Die Eingangsgates sind UND-Gates, die so gekoppelt sind, daß das S- UND-Gate mit dem \bar{Q} -Ausgang, das R- UND-Gate mit dem Q-Ausgang verbunden ist. Nur das Gate, das mit dem "1"-Ausgang kombiniert ist, kann arbeiten, das andere Gate ist gesperrt. Daher kann auch nur eines der einkommenden Signale den Flip-Flop erreichen. Dabei ergibt sich jedoch ein anderes Problem, die Schaltung kann bei einem langen Eingangssignal oszillieren, da beide Gates abwechselnd geöffnet werden. Die Frequenz der Schwingung ist durch die Schaltzeit (Propagation Delay) bestimmt. Um die Schwingung zu verhindern, muß das Eingangssignal, wie schon oben in dem Triggerbeispiel beschrieben, kürzer als die Gesamtschaltzeit des Flip-Flops sein. Diese kurzen Pulse können im Steuerkreis aus den langen Signalen erzeugt werden, z.B. durch aktive (Überlappungsgates) oder passive (RC-Glieder) Pulsformer. Die Überlappungsgates verzweigen das Eingangssignal in einen direkten und einen invertierten und verzögerten (z.B. durch Integration) Kanal und blockierten mit dem verzögerten Signal ein UND-Gate. Das Überlappungssignal hat die Dauer der Verzögerung, es ist dann unabhängig vom Eingangssignal. Es ist also möglich, einen kurzen Puls aus der Anstiegs- oder aus der Abfallflanke des längeren Signals zu gewinnen (vgl. Bild 7.30).

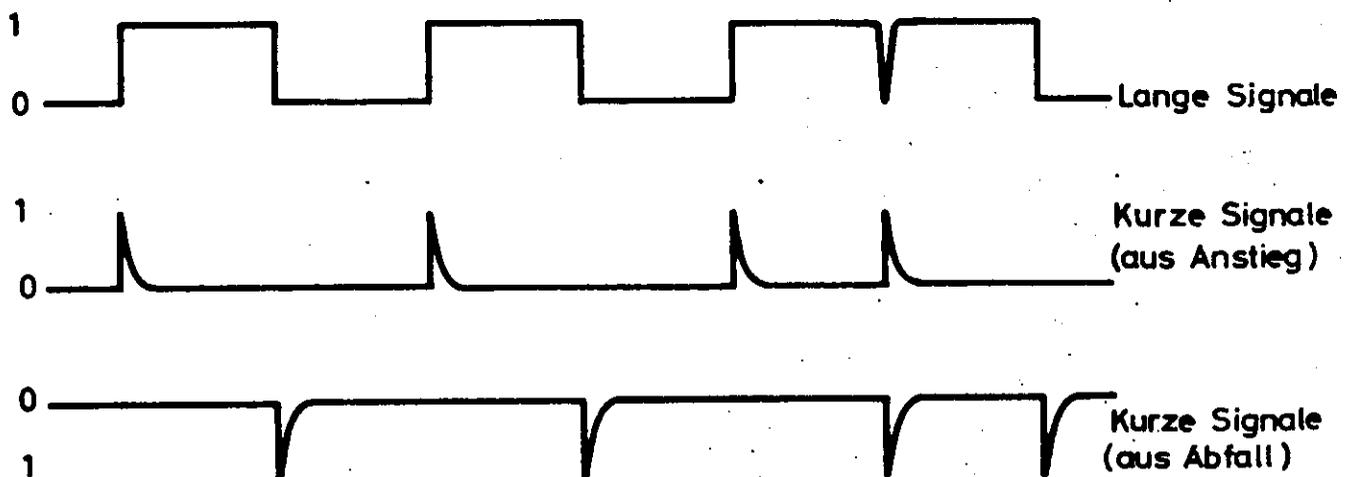
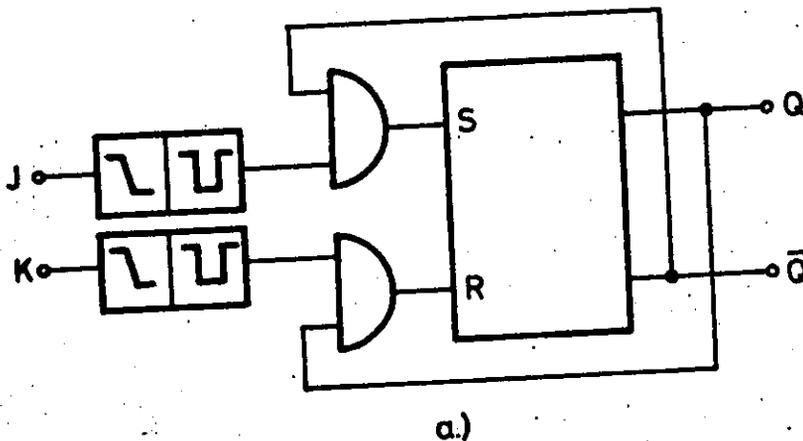


Bild 7.30

Kurze Signale in Koinzidenz mit dem Anstieg oder dem Abfall des Eingangsimpulses

Die Eingangspulse des getateten Flip-Flops müssen die oben bereits erwähnten Bedingungen erfüllen, sie sollen genügend Ladung zum Triggern enthalten und kurz genug sein, um das Oszillieren zu verhindern. Dies führte zu einer Flip-Flop-Ausführung, die von beliebig langen Pulsen angesteuert werden kann und in dessen Eingangskreisen besondere Pulsformer mit anschließenden Gatefunktionen enthalten sind. Diese Schaltung ist als JK-Flip-Flop bekannt. Das Blockschaltbild des JK-Flip-Flops ist in Bild 7.31a gezeigt.

Aus der Wahrheitstabelle (Bild 7.31b) der JK-Flip-Flops



J (t)	K (t)	Q (t+1)	Bemerkungen
0	0	Q (t)	Keine Änderung zu Q (t)
0	1	0	Unabhängig von Q (t)
1	0	1	Unabhängig von Q (t)
1	1	$\bar{Q} (t)$	Übergang zum Komplement

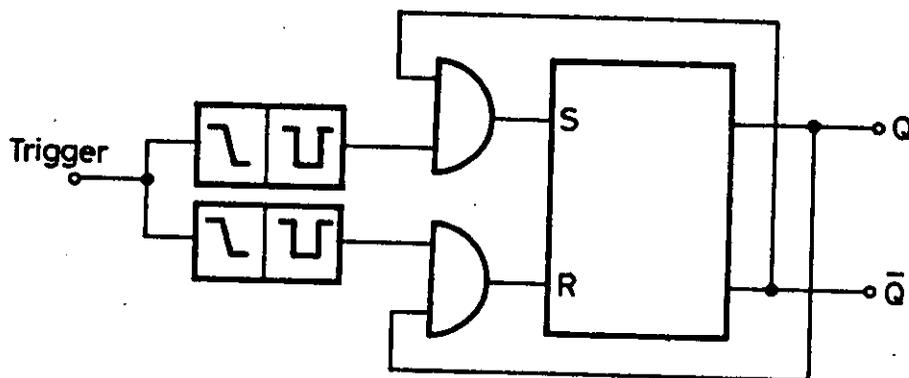
b.)

Bild 7.31

Blockschaltbild des JK-Flip-Flop's mit Wahrheitstabelle

erkennt man, daß wenn beide Eingangspotentiale gleichzeitig von "1" nach "0" gehen, der Flip-Flop seinen Zustand ändert, er bleibt ungeändert, wenn die Eingangspotentiale von "0"

nach "1" gehen. Der Flip-Flop geht also nach jedem zweiten Eingangspuls in seinen ursprünglichen Zustand zurück. Das bedeutet, daß die Eingangsfrequenz der Triggersignale am Ausgang halbiert wird. Dieser Vorgang war bei der Anfangsbeschreibung der bistabilen Eigenschaften schon erwähnt. Es bedeutet hier, daß der Zähl-Flip-Flop die gleichen Eigenschaften wie der JK-Flip-Flop hat, wobei die beiden Eingangsklemmen miteinander verbunden werden können. Einen solchen Flip-Flop nennt man auch T (Trigger)-Flip-Flop. Sein logisches Schaltbild ist in Bild 7.32a gezeigt, seine Wahrheitstabelle in Bild 7.32b.



a.)

T (t)	T (t+1)	Q (t+1)	Bemerkungen
0	0	Q (t)	Keine Änderung zu Q (t)
0	1	Q (t)	
1	0	$\bar{Q}(t)$	Übergang zum Komplement
1	1	Q (t)	Keine Änderung zu Q (t)

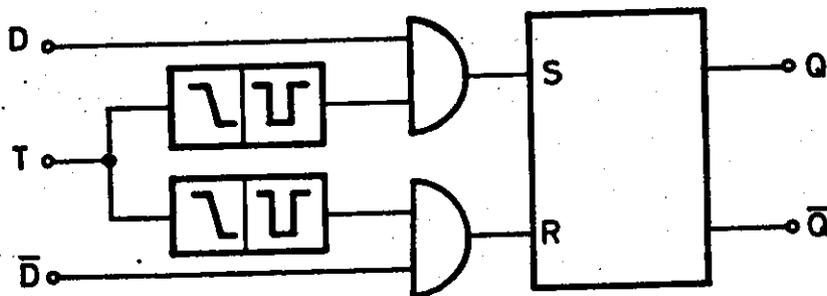
b.)

Bild 732

Schaltbild des T-Flip-Flop's mit Wahrheitstabelle

In Bild 7.24 war schon das Prinzip eines T-Flip-Flops gezeigt, in Bild 7.26 eine ausgeführte Schaltung.

Im T-Flip-Flop öffnen oder sperren die Gates durch die Kopplung mit Q und \bar{Q} . Besser aber wäre es, wenn die Öffnungs- oder Sperrsignale die Gates mit Sicherheit vor dem Triggersignal T erreichen. Deshalb möchte man die Gate-signale von anderen günstigeren Punkten der Schaltung ab-nehmen. Man wird also wie in Bild 7.33a gezeigt, an die Eingänge D und \bar{D} , die komplementär sind, zur Zeit t Pegel "1" oder "0" geben, die erst zur Zeit $t + 1$ durch den an der Klemme T erscheinenden Triggerpuls (Takt-puls) an die Ausgänge Q und \bar{Q} übertragen werden. Da es sich um eine verzögerte Aktion handelt, ist die Bezeichnung D-Flip-Flop oder Verzögerungs-(Delay-) Flip-Flop gewählt. Bild 7.33b gibt dazu die Wahrheitstabelle.



a.)

D(t)	$\bar{D}(t)$	T(t)	T(t+1)	Q(t+1)	Bemerkungen
0	1	0	1	Q(t)	Keine Änderung zu Q(t)
0	1	1	0	0	$Q(t+1)=D, \bar{Q}(t+1)=\bar{D}$
1	0	0	1	Q(t)	Keine Änderung zu Q(t)
1	0	1	0	1	$Q(t+1)=D, \bar{Q}(t+1)=\bar{D}$

b.)

Bild 7.33

Verzögerungs-Flip-Flop mit Wahrheitstabelle

Häufig wird eine Kombination von RS-Flip-Flops und T-Flip-Flops in Binärzählern eingesetzt. Die Schaltung unterscheidet sich vom T-Flip-Flop nur durch den Zusatz von OR-Eingängen, so daß T-Flip-Flops auch setzbar

und rückstellbar sind. Bild 7.34 zeigt das Blockbild des

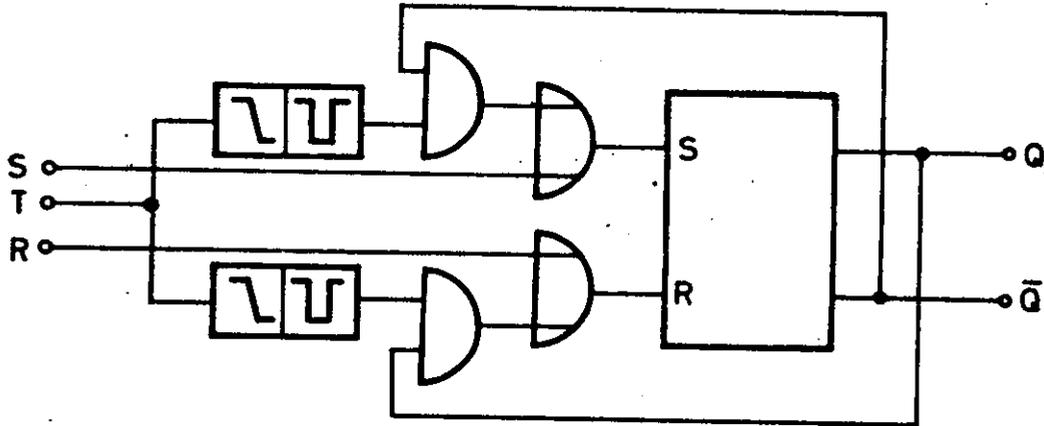


Bild 7.34

Blockschaltbild des RST-Flip-Flop's

RST-Flip-Flops, die Wahrheitstabelle setzt sich aus den beiden RS- und T-Tabellen zusammen.

Eine weitere Speicherart, die als Master-Slave-Flip-Flop bezeichnet wird, besteht aus zwei hintereinander geschalteten Flip-Flops. Zu Beginn des Taktpulses übernimmt der Master-Flip-Flop die Information, nach Abklingen des Taktpulses überträgt er sie über ein Gate in den Slave-Flip-Flop. Die Ausgangs-Eingangsrückkopplung fällt hier weg, der Slave-Flip-Flop kann nur dann seinen Zustand ändern, wenn der Master-Flip-Flop die zugehörige Information bereits gespeichert hat. Ein Schaltungsbeispiel für die Master-Slave-Anordnung ist in Bild 7.35 gezeigt.

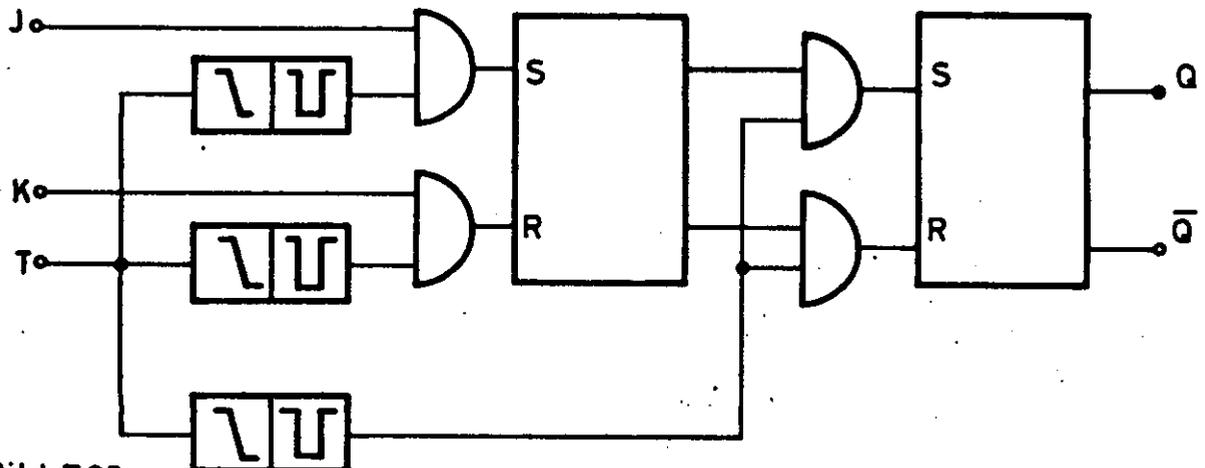


Bild 7.35

Anordnung der Master-Slave Flip-Flop's

Mit dem Master Slave-Flip-Flop kann man leicht besondere Speicherformen, wie Schieberegister, aufbauen.

Eine ganz andere Bauform des Speichers ist der Tunneldioden-Flip-Flop. Wie wir bereits in früheren Kapiteln gesehen haben, setzt man wegen des negativen Widerstandsbereichs der Kennlinie Tunneldioden als schnelle Schalter ein. Für ihre Verwendung als Flip-Flop muß die Widerstandsgerade so liegen, daß sie die Tunneldioden-Kennlinie in drei Punkten schneidet, wovon zwei stabil sind. Im nächsten Bild 7.36

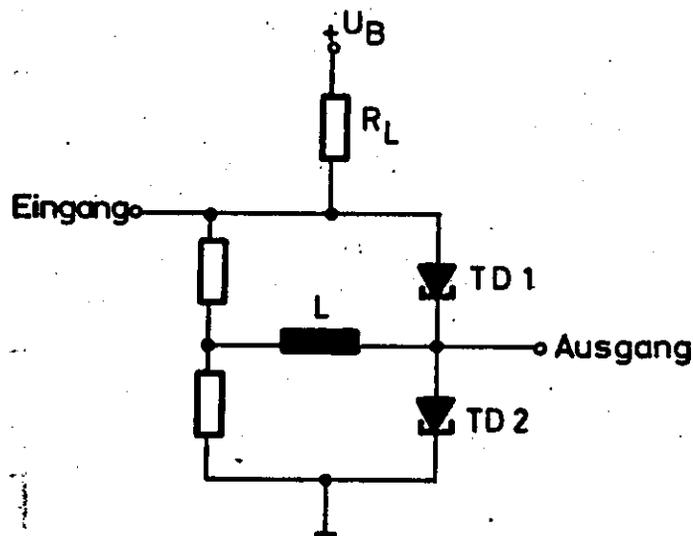


Bild 7.36
Prinzip des Tunneldioden Flip-Flop

ist eine geeignete Schaltung gezeigt. Der Eingangspuls liegt über beiden Tunneldioden gegen Erde, das Ausgangssignal wird über der Diode D2 abgenommen. Das Gleichspannungspotential ist so bemessen, daß nur eine der beiden Tunneldioden im Zustand B (auf dem Diffusionsast) sein kann. Die Differenz zwischen den Diodenströmen fließt durch die Induktivität zur Batterie. Im statischen Zustand besteht zwischen den beiden Spulenden keine Potentialdifferenz. Wenn ein Eingangspuls die nichtleitende Diode in den leitenden Zustand triggert (von A nach B), wird in der Spule eine so gerichtete Spannung induziert, daß sie der anderen Diode hilft, von B über das Tal nach A zu springen. Ein zweiter Puls

stellt dann den ursprünglichen Zustand wieder her. Die maximale Schaltfrequenz ist umgekehrt proportional zur Induktivität, denn der Auf- und Abbau des Spulenfeldes begrenzt die Zählrate. Tunneldioden-Flip-Flops dieser Art sind bis über 200 MHz Zählfrequenz gebaut worden.

Um beide Dioden einseitig auf Erdpotential zu halten, kann man die Schaltung so verändern, wie es Bild 7.37 zeigt.

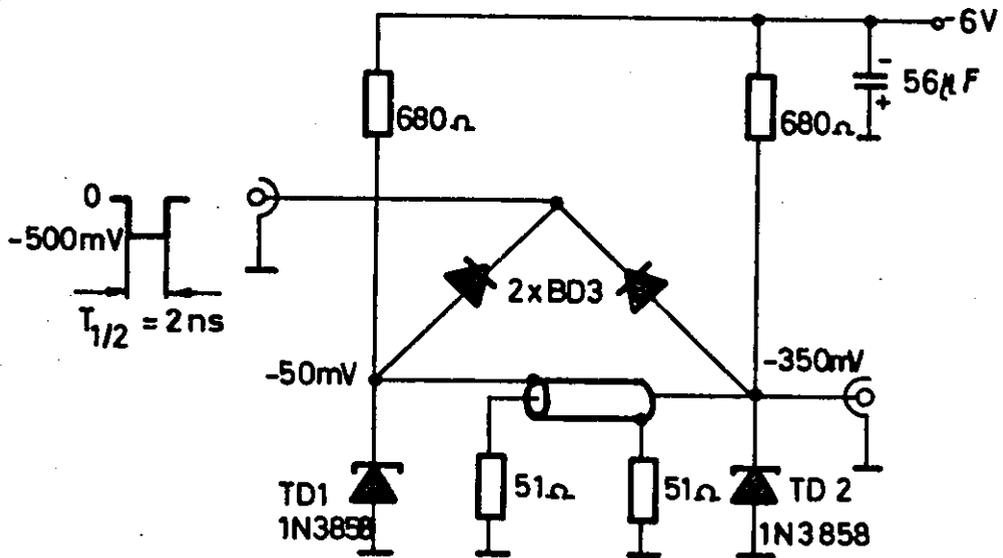


Bild 7.37

Tunnel dioden Flip-Flop mit Kabelreset

Die Kopplung zwischen den beiden Flip-Flops geschieht in diesem Beispiel mit Hilfe eines Kabelinverters. Die Tunnel dioden müssen sich gegenseitig abwechselnd in die beiden Zustände steuern, dazu müssen ihre Signale invertiert werden. Die Inverterwirkung zweier geeignet verbundener Koaxialkabel wird bei Signalen im Nanosekundenbereich oft ausgenutzt. Hierzu verbindet man in der in Bild 7.38 gezeigten Weise den Innen- und Außenleiter miteinander.



Bild 7.38

Prinzip des Kabelinverters

Die Richtung des elektrischen Feldes im ersten Kabel möge vom Innen- zum Außenleiter weisen. Durch die Vertauschung der Leiter geht sie im zweiten Kabel vom Außen- zum Innenleiter. Da die Richtung erhalten bleibt, kehrt sich im zweiten Kabel die Polarität des eingespeisten Signals um.

Im Gegensatz zu den sonst häufiger verwendeten Ferrittransformatoren arbeitet der Kabelinverter auch noch bei sehr hohen Folgefrequenzen ohne Sättigungserscheinungen.

In Bild 7.37 wurde die praktische Flip-Flop-Stufe gezeigt. Im Ruhezustand liegt der Arbeitspunkt von TD1 unterhalb der Peakspannung, der von TD2 oberhalb der Talspannung auf dem Diffusionsast der Kennlinie. Jede der beiden Tunnelnioden wird über eine Backwarddiode BD3 mit den negativen Pulsformer-Signalen angesteuert. Der erste Puls läßt TD1 springen; die im Kabel invertierte Spannungsfront schaltet TD2 in den Bereich niedrigerer Spannung und bereitet so TD2 für das folgende Eingangssignal vor. Nach zwei Signalen ist der Ruhezustand wieder hergestellt. Tunnelnioden-Flip-Flops mit Kabelinvertoren können mit Folgefrequenzen bis über 500 MHz betrieben werden. Bild 7.39 zeigt die Untersetzerwirkung;

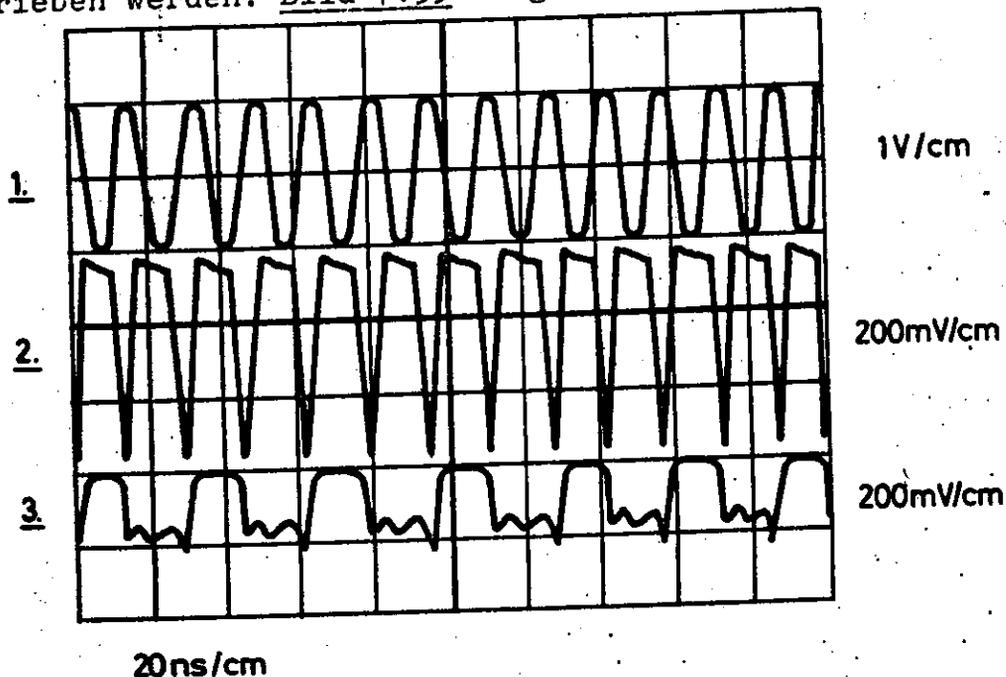


Bild 7.39

Untersetzerwirkung des schnellen Flip-Flops

- 1 Eingangssignale
- 2 Pulsformerausgang
- 3 Flip-Flop Ausgang

oben ist das Eingangssignal mit einer Frequenz von 120 MHz zu erkennen, das einen Pulsformer ansteuert, die mittlere Kurve zeigt das aus dem Sinus erzeugte Standardsignal, das an den Flip-Flop geht, im unteren Teil des Bildes sieht man die vom Flip-Flop abgegebene Spannung; die Zeitachse ist 10 nsec/cm.

Die oben erwähnten Kabelinverter haben neben den angeführten Vorteilen den Nachteil, keine galvanische Trennung zwischen Eingang und Ausgang zu ermöglichen. Dies erreichen Ferritkern-Transformatoren, die aus besonders geeignetem Material für den Nanosekundenbereich gebaut werden. Man setzt sie häufig zur Impedanzwandlung zwischen Kabeln verschiedener Wellenwiderstände ein. In konventionellen Transformatoren wird die obere übertragbare Frequenzgrenze durch die Resonanz bestimmt, die die Windungskapazität mit der Streuinduktivität bildet. In den hier erwähnten HF-Transformatoren sollen die Spulen so angeordnet sein, daß die Windungskapazitäten und die Selbstinduktion der Spulenwicklung eine Laufzeitkette bilden. So entsteht die Ersatzschaltung eines HF-Kabels, dessen Wellenwiderstand gleich dem eines üblichen Kabels, also z.B. 50 oder 75 oder 200 Ohm gewählt werden kann. Da die Windungskapazität sowieso ausgenutzt wird, können die Windungen dicht benachbart gelegt werden, d.h. die Kopplung kann fest gemacht werden. Die so gebauten Transformatoren haben sehr gute HF-Eigenschaften. Die niederfrequente Wiedergabe ist wie bei normalen Transformatoren durch die Primärinduktivität bestimmt. Je größer die Kernpermeabilität ist, desto weniger Windungen werden für eine gegebene untere Frequenzgrenze benötigt. Ferritringe für Transformatorzwecke haben sich ausgezeichnet bewährt, bei einigen ist die Permeabilität im NF-Bereich schon sehr hoch, nach höheren Frequenzen fällt sie ab. Dadurch können im NF-Gebiet hohe Reaktanzen mit wenig Windungen erzielt werden, mit fallender Permeabilität und steigender Frequenz bleibt die Reaktanz im wesentlichen erhalten.

Man erhält eine gute Übertragung über einen Frequenzbereich von etwa 10 kHz bis über 1000 MHz.

Die Messungen an verschiedenen Ferrittransformatoren sind in dem folgenden Bild 7.40 zusammengefaßt.

Kernmaterial	mm Außen- durchm.	mm Höhe	ns Anstiegs- zeit	ns Abfall- zeit	% Über- tragung	% Reflek- tion
Ferroxcube 3b	35	3,2	0,6	0,3	95	4
Ferroxcube 4a	35	3,2	0,6	0,3		
Bell. Tel. I	45	1,9	0,65	0,4		
Bell. Tel. I	64	2,1	0,65	0,9		
Bell. Tel. Spec. LRM 410	54	2,1	0,65	1,5	85	9
Ferroxcube 208F 125-106	98	3,3	0,85	0,4		

Bild 7.40

Kerndaten für Impulstransformatoren

Man erkennt, daß das bekannte Material Ferroxcube 3b eines der besten Materialien für die HF-Transformatoren ist.

Solche Ferrittransformatoren werden in manchen Schaltungen anstelle der Kabelinverter eingesetzt.

Literatur

- E. Schmitt, Elektronische Schalter und Kippstufen mit Transistoren, München, 1967
- E. Wolfendale, The junction transistor and its applications, New York, 1958
- High speed switching transistor handbook, Motorola Inc., Phoenix/Arizona, 1963
- S.L. Oppenheimer, Semiconductur logic and switching circuits, Columbus/Ohio, 1966
- P.A. Neeteson, Flächentransistoren in der Impulstechnik, Eindhoven, 1964
- L. Strauss, Wave generation and shaping, New York, 1960
- R.L. Littauer, Pulse electronics, New York, 1965
- J. Millman, H. Taub, Pulse, digital and switching waveforms, New York, 1965
- E. Reuschler, MECL-IC-Schmitt trigger, Motorola-Application Note AN-239, Phoenix/Arizona, 1967
- E. Reuschler, Design of monostable multivibrator using MECL-integrated circuits, Motorola-Application Note AN-233, Phoenix/Arizona, 1966
- Anwendungsbeispiele für die integrierte Halbleiterschaltung TAA 293, Valvo Techn. Inform. f.d. Industrie, TI 101, Hamburg 1967
- W.F. Chow, Principles of tunnel diode circuits, London, 1964
- P.S. Gentile, Basic theory and application of tunnel diodes, New York, 1962
- A.J. Nizan, E. Elad, An analysis of hysteresis in transistorized Schmitt circuits, Nucl. Instr. 47, 210 (1967)
- E.O. Phillip, Die Dimensionierung von bistabilen Multivibratoren mit Flächentransistoren, Elektronische Rundschau, 16, 151, (1962)
- A.C. Janecki, Treat the flip-flop logically, Electronic Design, 14, No. 2, 48 (1966)

8. Zählketten und Scaler

8.1 Aufbau

Wenn man mehrere Flip-Flops zusammenschaltet, ergeben sich Zählketten oder allgemein Zähler. Da häufig auch Strahlungsdetektoren den Namen Zähler tragen, z.B. Proportionalzähler, Szintillationszähler, soll hier, um Verwechslungen zu vermeiden, das Wort Scaler gebraucht werden.

Scaler können in Serie oder parallel aufgebaut werden, je nachdem, ob sie nacheinander oder gemeinsam getriggert werden. Um einen funktionsfähigen Scaler aufzubauen, muß man vorher einige Bedingungen festlegen, und zwar die Art der Codierung, die Zahl der Redundanzen, den Ansteuerungsmodus (parallel oder seriell) sowie die Art der Flip-Flops und ihre Logik. Danach kann man die Wahrheitstabelle aufstellen und die Zustandsgleichungen angeben.

8.2 Serienscaler

Bei den Serienscalern wird nur der erste Flip-Flop direkt vom Trigger gesteuert, die übrigen werden intern von geeigneten Ausgängen anderer Flip-Flops abgenommen. Bei Serienscalern addieren sich die Schaltzeiten aller Flip-Flops. In langen Zählketten kann es vorkommen, daß der letzte Flip-Flop seinen Übergang noch nicht vollzogen hat, während der erste bereits neue Signale angenommen hat. Wenn wir z.B. einen 50 MHz-Scaler betrachten, der aus zehn Flip-Flops in Serie besteht, von denen jeder eine Schaltzeit (Propagation delay) von 6 nsec hat, dann beträgt die gesamte Schaltzeit bis zum letzten Flip-Flop 60 nsec; während dieser Zeit hat der Eingangs-Flip-Flop bereits den dritten Zählpuls erhalten. Wenn innerhalb der Zählketten keine Rückkopplung besteht, ist diese Laufzeit nicht von Bedeutung, im anderen Fall begrenzt sie die Auflösungszeit des Scalers. Serienscaler können daher in zwei Klassen eingeteilt werden, in einfache Ketten- und rückgekoppelte Ketten.

8.2.1 Schaltung der Ketten

Die einfache Kette kann dadurch realisiert werden, daß man z.B. die J- und K-Eingänge zusammenschaltet (oder einen T-Flip-Flop nimmt) und sie von dem Ausgang \bar{Q} des vorigen Flip-Flops steuert. Man kann so Scaler mit Teilverhältnissen von 2, 4, 8 usw. herstellen. Bild 8.1 zeigt eine solche Kette.

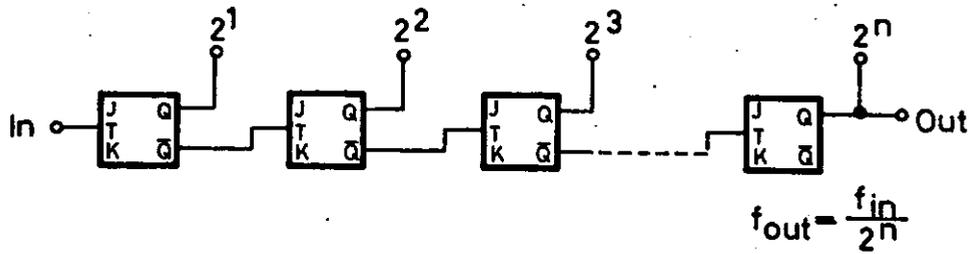


Bild 8.1
Einfache Zählkette

Rückgekoppelte Ketten benutzen die Pulse in hinteren Stufen, um in vorderen Stufen durch Sperren der Gates bestimmte Pulse zu unterdrücken. Wenn bei x Flip-Flops im Rückkopplungsweig 2^{x-1} Pulse gezählt werden, geht der Ausgang Q des letzten Flip-Flops nach "1". Durch Rückführung auf den ersten Flip-Flop der Kette wird dann verhindert, daß dieser gesetzt wird. Der nächste Puls steuert den Q -Ausgang des letzten Flip-Flops auf "0", dadurch wird die ganze Kette auf "0" zurückgestellt. Mit solchen Scaltern kann man Frequenzteiler mit den Faktoren 2, 5, 9, 17 usw. bauen. Bild 8.2 zeigt eine

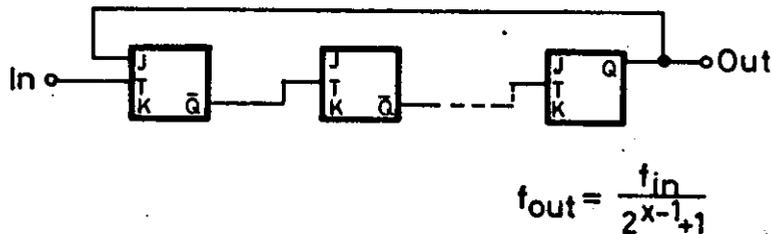


Bild 8.2
Rückgekoppelte Zählkette

rückgekoppelte Kette. Durch Verbindung zweier Ketten kann man auch Kombinationszähler herstellen. Werden n Flip-Flops in einfacher Kette und x Flip-Flops in rückgekoppelter Kette eingesetzt, erhält man ein Teilver-

hältnis von $2^n(2^{x-1}+1)$. Dies ergibt z.B. Werte wie 6, 10, 12, 18, 20, 24 usw. Bild 8.3 zeigt dies.

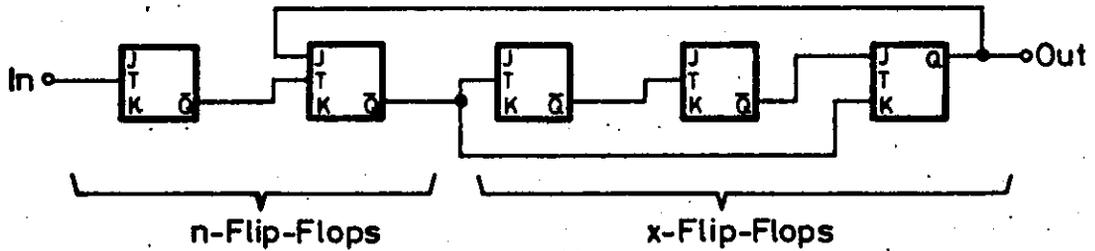


Bild 8.3

Kombinierte Zählketten

Um beliebige Teilerhältnisse zu erhalten, kann es erforderlich sein, innerhalb einer Rückkopplungsschleife ein weiteres Mal zurückzukoppeln. Hier ergibt sich ein Teilerhältnis von $(2^{x-x_1-1})(2^{x_1-1}+1)+1$. Bild 8.4 zeigt einen solchen Scaler.

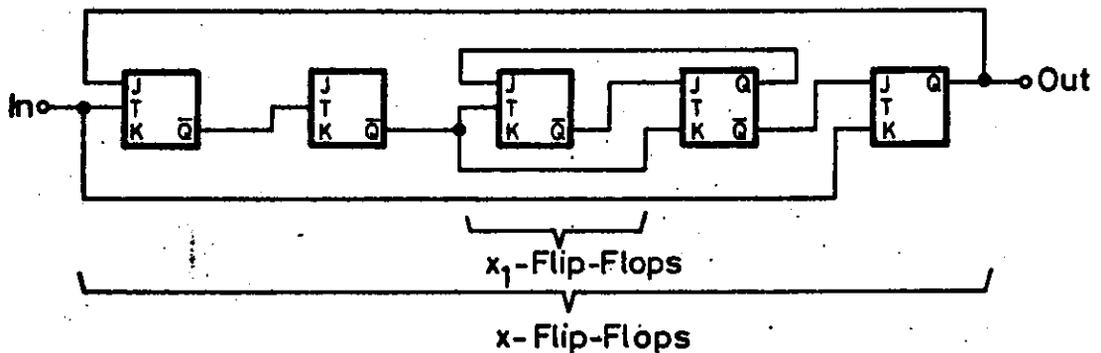


Bild 8.4

Mehrfach rückgekoppelte Zählketten

Es gibt jedoch noch eine andere Methode, Scaler für eine beliebige Teilerzahl zu entwerfen. Zunächst muß man die Anzahl der Stufen bestimmen, sie ist durch die nach der Teilerzahl kommenden Potenz von 2 gegeben. Drückt man nun die Teilerzahl im Binärkode aus und gibt den Eingangspuls und die Q-Ausgänge aller Flip-Flops, die nach Ablauf des Zählens eine "1" haben sollen auf eine UND-Gate, dessen Ausgangspuls alle Flip-Flops wieder auf "0" stellt, so zählt der Scaler bis zur gewünschten Teilerzahl. Bild 8.5 (s. folgende Seite) zeigt das Verfahren für das Teilerhältnis 6.

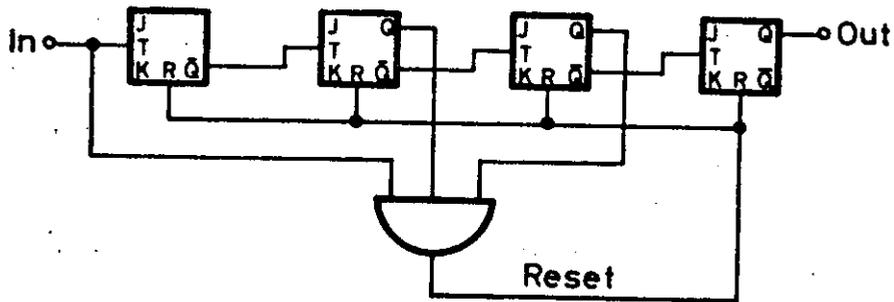


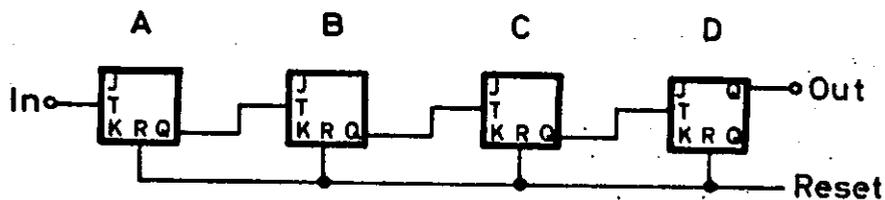
Bild 8.5
Zählkette für beliebige Teilerzahl, z.B. 6=0110

8.2.2 Beispiele ausgeführter Serienschaler mit getakteten JK-Flip-Flops

Zunächst sei eine Schaltung für den Zählzyklus 2^n angegeben. Diese reinen Binärschaler haben keine Redundanzen. Bild 8.6a zeigt die Codierungstabelle für einen binären 16fach Schaler, Bild 8.6b die Ausführung der Schaltung.

	D	C	B	A
0	0	0	0	0
1	0	0	0	1
2	0	0	1	0
3	0	0	1	1
4	0	1	0	0
5	0	1	0	1
6	0	1	1	0
7	0	1	1	1
8	1	0	0	0
9	1	0	0	1
10	1	0	1	0
11	1	0	1	1
12	1	1	0	0
13	1	1	0	1
14	1	1	1	0
15	1	1	1	1

a.)



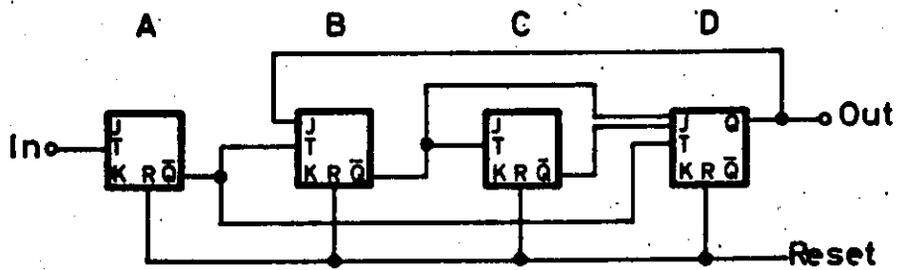
b.)

Bild 8.6
Binäre 16:1 Zählkette in Serienschaltung mit Codierungstabelle

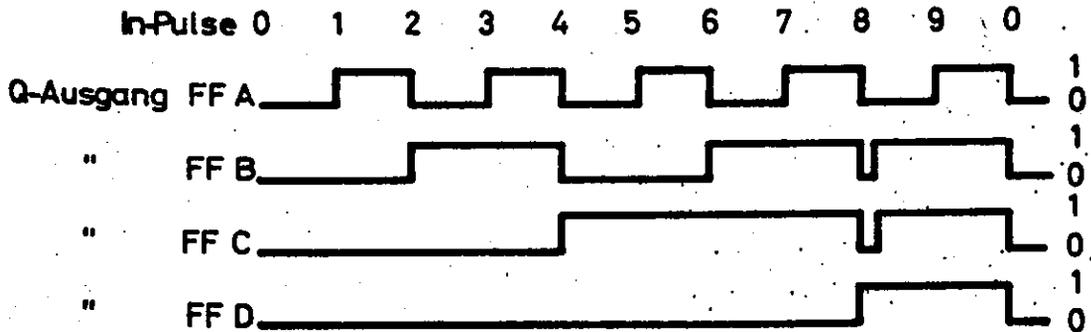
Da es oft erwünscht ist, zu einer anderen Basis B als zur Zahl 2 zu zählen, wird die schon angeführte Rückkopplung eingesetzt, die die $2^n - B$ Stufen überspringen muß, um B-fach zu untersetzen. Die Zahl $2^n - B$ gibt die Zahl der redundanten Zustände wieder. Als Basis B wählen wir nun die Zahl zehn, d.h. wir wollen einen 4 Bit-Dezimalscaler aus 4 Flip-Flops (nächst höhere Potenz zu 2) aufbauen. Dabei bleiben wir zunächst im 8421-Code, der ja auch im reinen Binärscaler vorhanden ist. Die Codierungstabelle in Bild 8.7a entspricht der aus Bild 8.6a, wenn die letzten sechs Zustände gestrichen werden. Bild 8.7b zeigt die Ausführung, Bild 8.7.c die zugehörigen Pulsformen.

	D	C	B	A
0	0	0	0	0
1	0	0	0	1
2	0	0	1	0
3	0	0	1	1
4	0	1	0	0
5	0	1	0	1
6	0	1	1	0
7	0	1	1	1
8	1	0	0	0
9	1	0	0	1

a.)



b.)



c.)

Bild 8.7

Codierung, Schaltung und Pulstabelle einer seriellen 8-4-2-1-Dekade

In dieser Schaltung wird die dekadische Zählung dadurch erreicht, daß der J-Eingang des vierten Flip-Flops mit den \bar{Q} -Ausgängen des zweiten und dritten Flip-Flops gesperrt wird. Die ersten drei Flip-Flops arbeiten normal, bis nach dem achten Eingangspuls die Umschaltung des vierten Flip-Flops vom \bar{Q} -Ausgang des ersten Flip-Flops erfolgt. Auf der gleichen Leitung geschieht auch die Rückstellung des vierten Flip-Flops nach dem zehnten Eingangspuls.

Als letztes Beispiel für Serienscaler, die übrigens wegen der Art der Ansteuerung asynchrone Scaler genannt werden, soll ein dekadischer Untersetzer für den 2421-Code betrachtet werden. Dieser Code hat mehrere Auslegungen, denn man kann z.B. die Ziffer 5 durch 4+1 oder auch durch 2+2+1 darstellen. Die letztgenannte Art soll hier gewählt werden. Bild 8.8a zeigt die Codetabelle, Bild 8.8b die Schaltung, Bild 8.8c die Pulsformen. (s. folgende Seite).

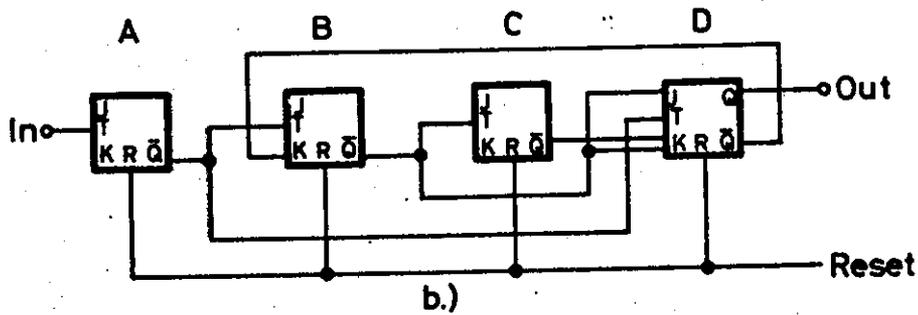
Den Flip-Flops sind hier die Wertigkeiten 2, 4, 2 und 1 zugeordnet. Der Übergang des vierten Flip-Flops, über die Steuerleitung vom ersten Flip-Flop kommend, bewirkt, daß der Q-Ausgang des zweiten Flip-Flops vier Pulse lang im Zustand "1" bleibt. Da der vierte Flip-Flop vier Pulse zu früh umkippt, der zweite nach dem vierten Puls zwei Pulse zu früh, ergibt sich insgesamt die Einsparung der sechs redundanten Pulse.

8.3 Parallel-Scaler

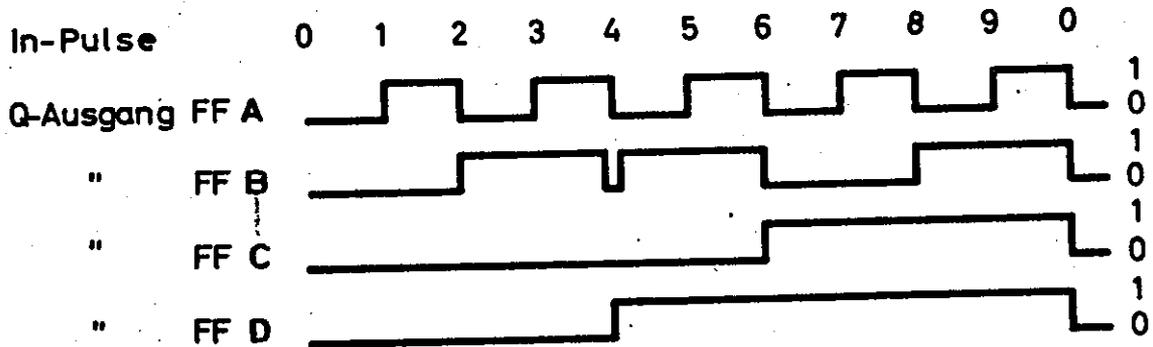
Bei den Parallelscalern liegen alle Flip-Flops parallel an einer Triggerleitung, sie werden daher auch Synchronscaler genannt. Es machen dann immer diejenigen Flip-Flops Übergänge, deren Eingangsbedingungen dafür geeignet sind. Bei Parallelscalern treten die Laufzeitprobleme, die bei den Serienscalern beschrieben wurden, nicht auf, d.h. die Verzögerungszeit durch einen Parallelscaler entspricht der eines Flip-Flops.

	D	C	B	A
0	0	0	0	0
1	0	0	0	1
2	0	0	1	0
3	0	0	1	1
4	1	0	1	0
5	1	0	1	1
6	0	1	1	0
7	0	1	1	1
8	1	1	1	0
9	1	1	1	1

a.)



b.)



c.)

Bild 8.8

Codierung, Schaltung und Pulstabelle einer seriellen 2-4-2-1-Dekade

8.3.1 Beispiele ausgeführter Parallelscaler mit getakteten JK-Flip-Flops

Wir wollen auch hier mit dem 8421-Code-Scaler als 2^n -Untersetzer beginnen, wobei n wieder zu 4 gewählt wird. Der Scaler enthält also 4 Flip-Flops, die insgesamt 16fach teilen. Die Codierungstabelle ist identisch mit der bei Serienscalern, in diesem Fall mit Bild 8.6a.

Die Ausführung der Schaltung ist in Bild 8.9 gezeigt.

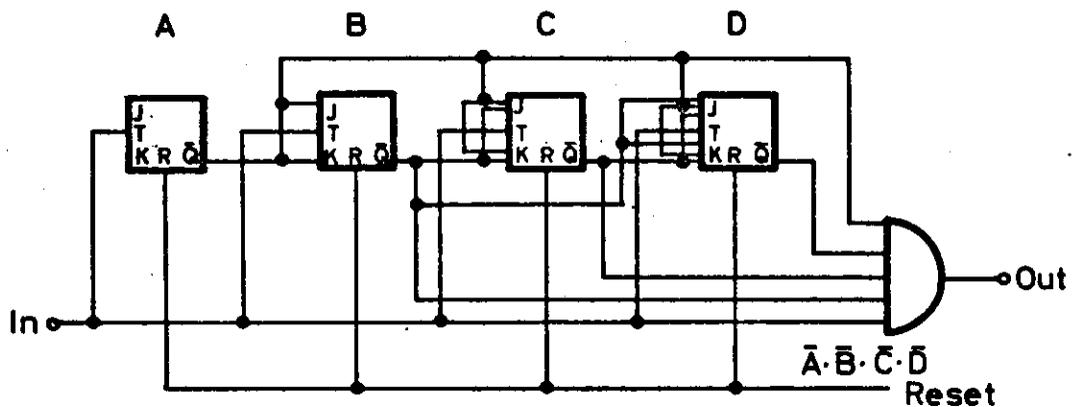


Bild 8.9

Binäre 16:1 Zählkette in Parallelschaltung

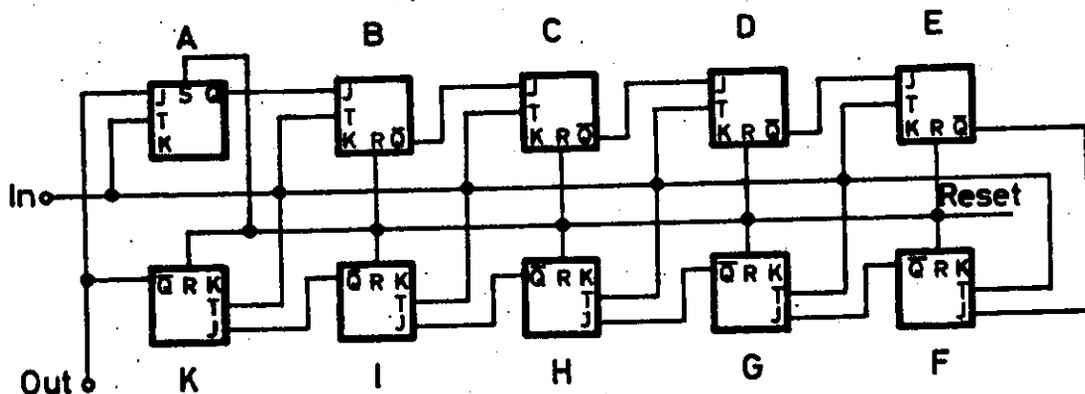
Als zweites Beispiel wollen wir den Ringscaler für dekadische Zählung betrachten. Er besteht aus zehn Flip-Flops, von denen einer eine bevorzugte Resetstellung hat. Jeder Triggerpuls schaltet die logische "1" um eine Stelle, also einen Flip-Flop, weiter, wobei der Flip-Flop, der gerade die "1" gehabt hat, wieder auf "0" zurückspringt. Dazu ist jeder \bar{Q} -Ausgang eines Flip-Flops mit dem J-Eingang des nächsten verbunden. Bild 8.10a zeigt die Codierungstabelle, Bild 8.10b die Schaltung (s. folgende Seite).

Die Schaltung ist recht aufwendig, aber übersichtlich, sie hat hohe Schaltgeschwindigkeit und benötigt keine Decodierschaltung.

Man kann den Ringscaler vereinfachen, so daß er nur die Hälfte der Bauelemente enthält. Es entsteht dann ein Fünfer-Schiebering mit invertierter Rückführung, der zunächst fünfmal die "1" in den Scaler einschiebt, anschließend fünfmal die "0". Während beim Ringzähler jeder Flip-Flop nur mit 1/10 der Eingangsfrequenz belastet wird, ist es bei diesem Fünfering 1/5 der Frequenz. Bild 8.11a zeigt die Codierungstabelle, Bild 8.11b die Ausführung der Schaltung (s. folgende Seite).

	K	I	H	G	F	E	D	C	B	A
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
2	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
3	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
4	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0
5	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0
6	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0
7	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
8	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
9	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0

a.)



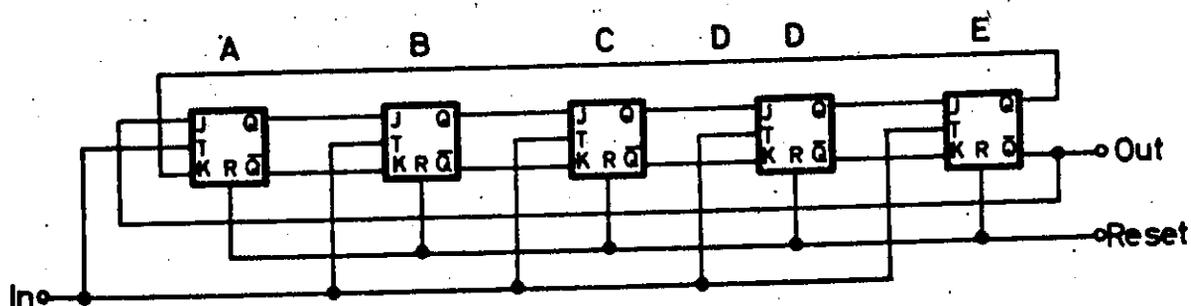
b.)

Bild 8.10

Dekadischer Ringzähler mit Codierungstabelle

	E	D	C	B	A
0	0	0	0	0	0
1	1	0	0	0	1
2	0	0	0	1	1
3	0	0	1	1	1
4	0	1	1	1	1
5	1	1	1	1	1
6	1	1	1	1	0
7	1	1	1	0	0
8	1	1	0	0	0
9	1	0	0	0	0

a.)



b.)

Bild 8.11

Fünfer-Schiebering mit Codierungstabelle

8.4 Decodierschaltungen

Die Informationen in Flip-Flops, Registern und sonstigen Speichern liegen in Binärform vor. Wenn die Schaltung z.B. 4 Bits speichern kann, sind $2^n = 16$ verschiedene Informationen möglich, sie sind binärcodiert. Da wir aber die Ergebnisse häufig in dezimaler Form ein- oder auch ausschreiben wollen, müssen Codier- und Decodiernetzwerke angewandt werden. Nehmen wir an, der Code ist in einem 4 Bit-Speicher enthalten, dann wollen wird das zugehörige Decodiernetzwerk mit 16 Ausgangsleitungen aus den 4 Flip-Flops am Beispiel einer einfachen Decodiermatrix aus Dioden beschreiben (vgl. Bild 8.12).

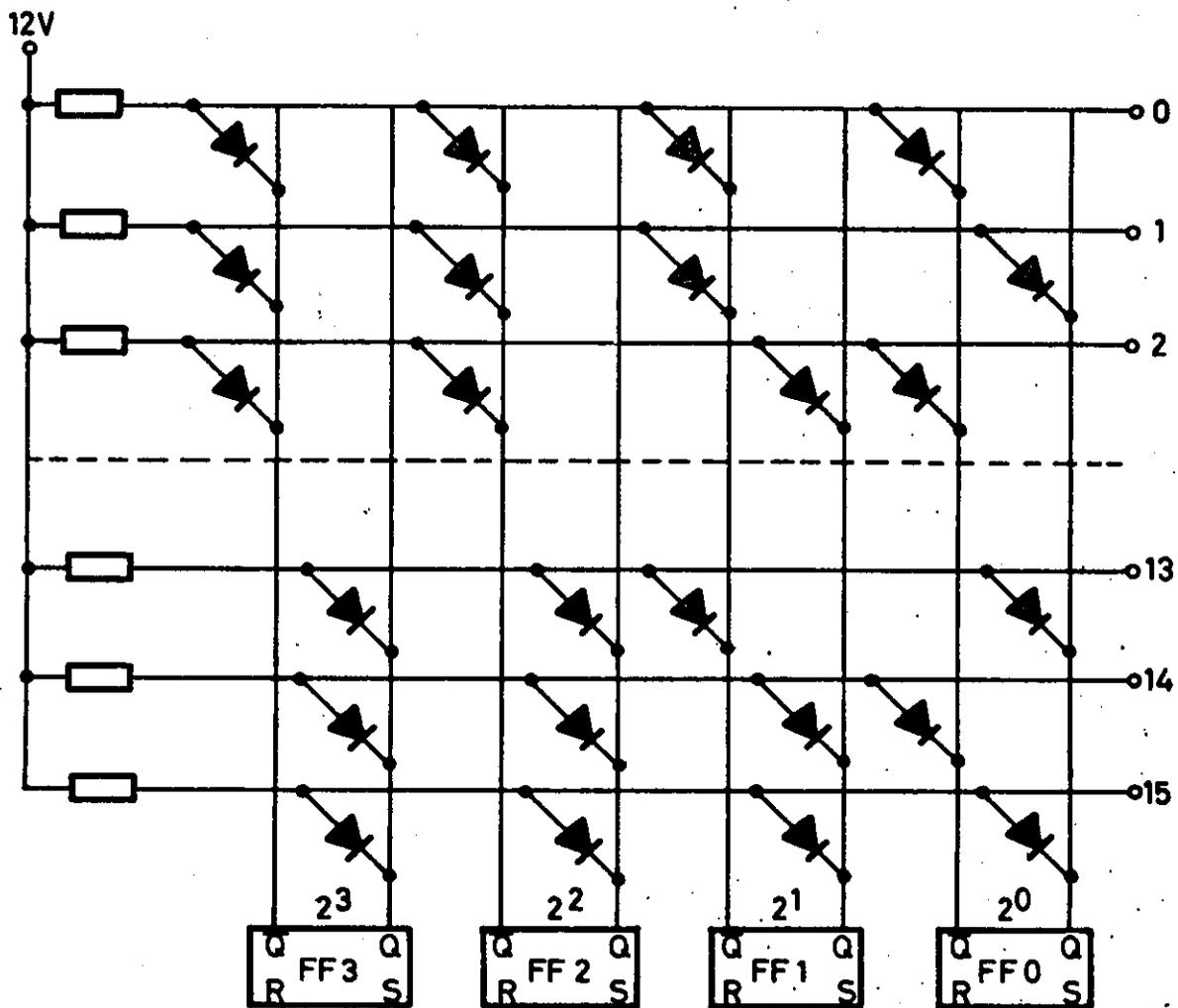


Bild 8.12
Decodiermatrix für 16 Positionen

Stellen wir uns vor, daß die Flip-Flop-Ausgänge entweder $Q = \text{Null Volt}$ für Zustand "0" oder 12 V für Zustand "1" haben. Ist der Flip-Flop gesetzt (über S-Eingang), speichert er eine "1", dann sind alle rechten Q -Ausgänge auf 12 V ; wird der R-Eingang betätigt, speichert er eine "0", dann sind alle linken \bar{Q} -Ausgänge auf 12 V . Betrachten wir z.B. die Leitung 13, dann sind die zugehörigen Dioden in der Codierung $1101 = 13$, d.h. alle Katoden der Dioden sind auf 12 V und die Spannung auf Leitung 13 steigt auf 12 V . Für alle anderen Leitungen ist mindestens eine Diode auf Null Volt, wodurch die Leitung auf Null Volt gehalten wird. Nur auf der Leitung 13 erscheint also eine binäre "1" = 12 V , wenn die Flip-Flops die Konfiguration 13 haben. Die Decodierung wird hier einfach durch Dioden-UND-Gates mit je 4 Eingängen gebildet, alle Anoden einer Diodenreihe arbeiten auf einem gemeinsamen Arbeitswiderstand. Werden nur die ersten zehn Leitungen benutzt, nämlich 0, 1, 2, ... 9, dann konvertiert das Netzwerk von einer binär codierten Dezimal (BCD)-Zahl in eine Dezimalzahl. Werden allgemein n Flip-Flops benutzt, sind 2^n Positionen vorhanden, zur Decodierung werden dann $n \times 2^n$ Dioden benutzt.

Meist werden zur Decodierung integrierte NAND-Gates verwendet, um die Information "1" aus "n" herauszusuchen. Im folgenden sollen einige Beispiele zeigen, wie zu der jeweiligen Codierung der Scaler die entsprechenden Decodierschaltungen aufgebaut werden müssen. Die Bedingung, nur einem Ausgang der Gatematrix eine eindeutige Zuordnung, z.B. die logische "0", zu geben, allen anderen die "1", muß erfüllt werden. Das ausgewählte Ausgangspotential kann dann z.B. über einen besonderen Transistor eine Ziffernanzeigeröhre ansteuern.

Bild 8.13 zeigt die Decodiermatrix für den 8421-Scaler.

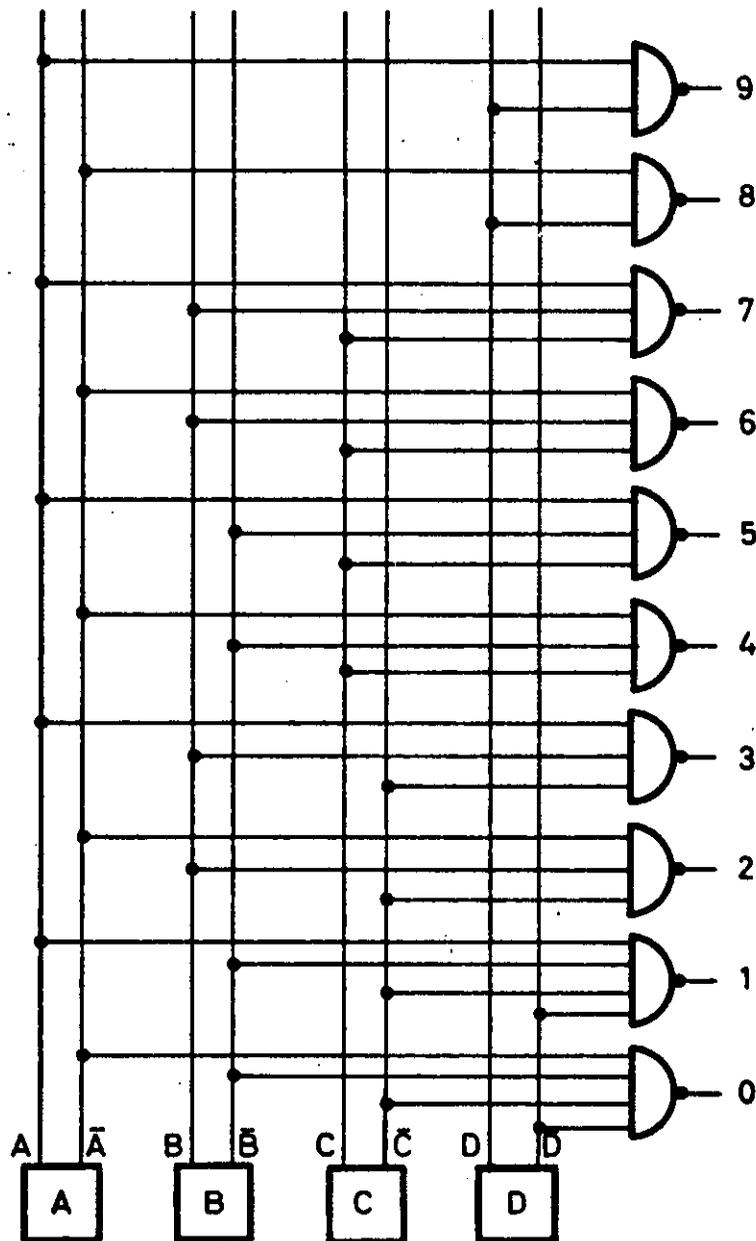


Bild 8.13
Decodiermatrix für dekadische 8-4-2-1-Scaler

Es werden 10 Gates eingesetzt, an deren Ausgängen immer dann eine logische "0" erscheinen kann, wenn alle Eingänge die logische "1" zeigen. Eigentlich müßten alle Gates mit 4 Eingängen ausgerüstet sein, praktisch ist dies aber nicht erforderlich, da zu Eindeutigkeit weniger Eingangsfunktionen genügen. Dies kommt daher, daß man sich auf die

Darstellung der ersten zehn Zahlen beschränkt.

In Bild 8.14 wird die Matrix für den bei den Zählketten beschriebenen 2421-Code gezeigt.

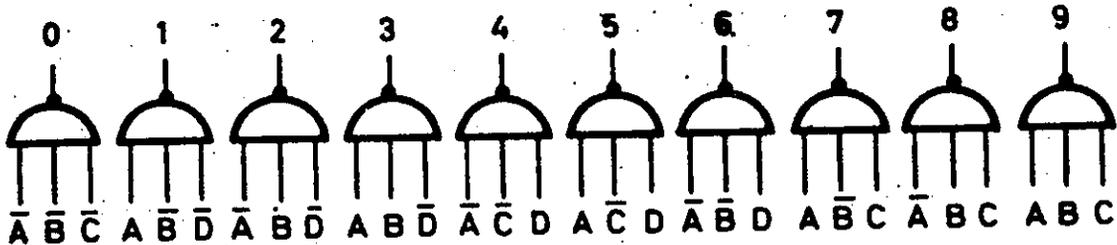


Bild 8.14

Decodiermatrix für dekadische 2-4-2-1-Scaler

Schließlich noch die einfache Matrix für den Fünfer-Ring-scaler mit invertierter Rückführung in Bild 8.15.

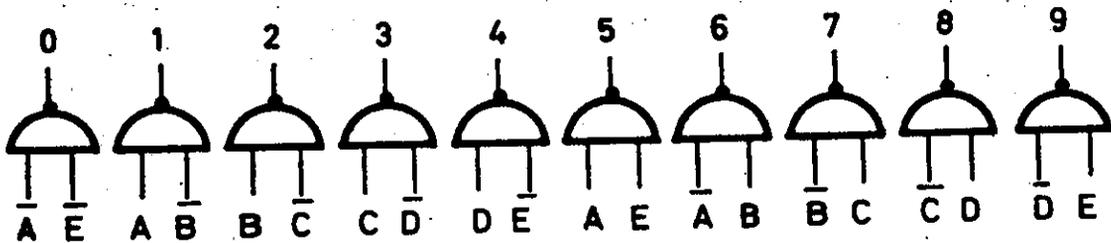


Bild 8.15

Decodiermatrix für Fünfer-Schieberringe

8.5 Zählketten mit Tunnelnioden

Besonders schnelle Scaler werden mit Tunnelnioden in den ersten Stufen ausgerüstet. Im folgenden (vgl. Bild 8.16, s. folgende Seite) wird eine Fünfer-Ringschaltung beschrieben, die mit einem schnellen Tunnel-Dioden-Flip-Flop zusammen eine Dekade bilden kann. Als Fünffach-Untersetzer-ring findet eine Tunnelnioden-Transistor-Kombination Verwendung, in der durch Gleichspannungskopplung und Hinzufügen eines dritten Zustandes der Ring bei richtiger Dimensionierung keine falschen Zustände zeigt und sich nicht blockieren kann.

Nullstellung	1	0	V	1	0
1. Zählimpuls	1	0	1	0	V
2.	0	V	1	0	1
3.	0	1	0	1	1
4.	V	1	0	1	0
5	1	0	V	1	0

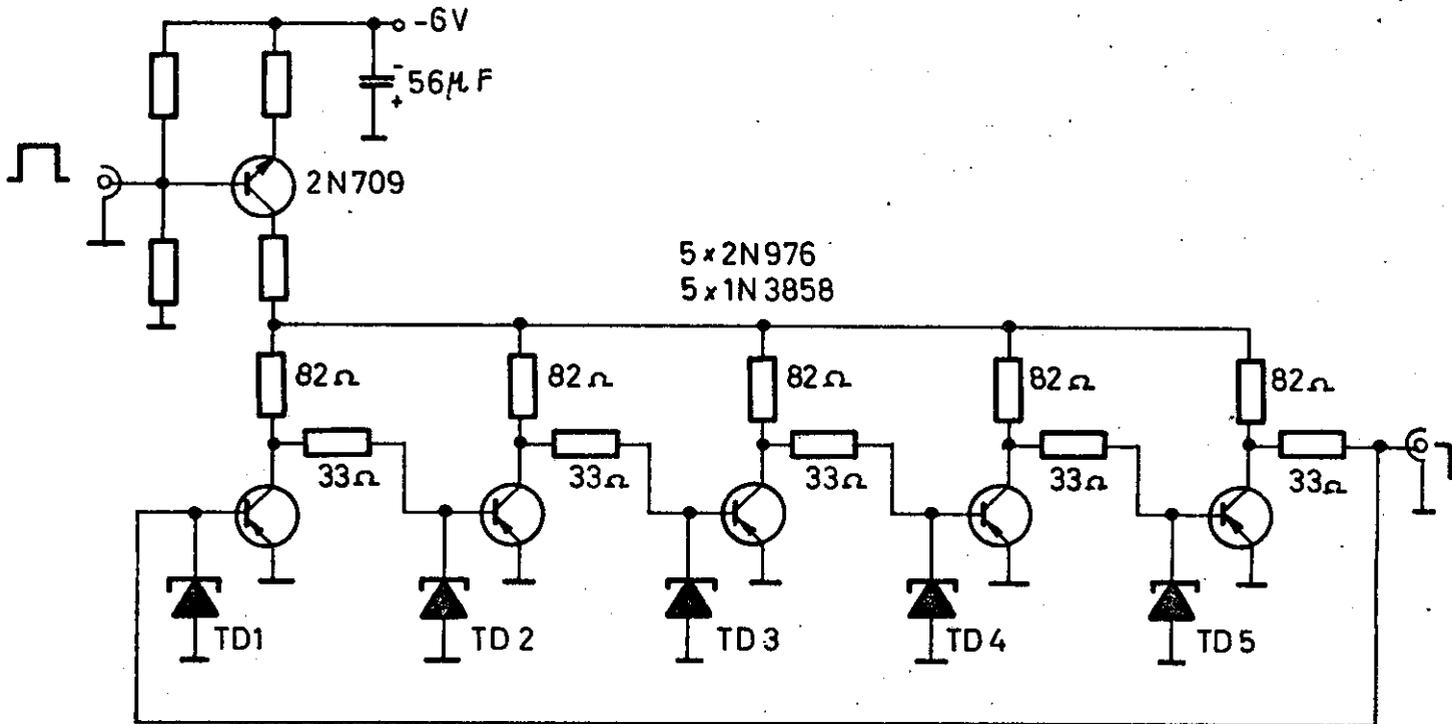


Bild 8.16

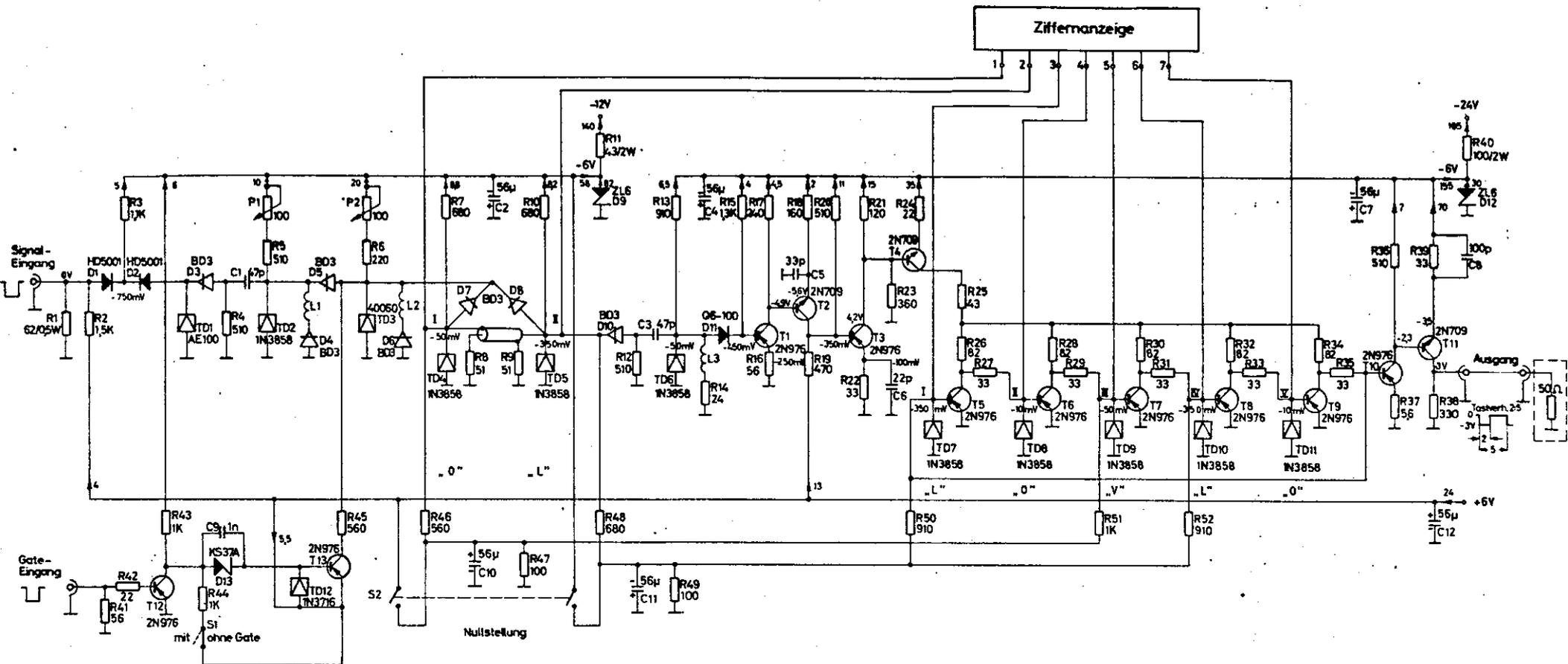
Tunneldioden-Fünfferring-Prinzip

Die fünf Ge-Tunneldioden vom Typ 1N 3858 können drei verschiedene stabile Zustände "Ein", "Aus" und "Vorbereitet" einnehmen. Eine Tunneldiode in "Ein" zwingt über ihren Kopplungstransistor (pnp-Typ 2N 976) die folgende Tunnel diode in den Zustand "Aus". Die Schaltung ist so dimensioniert, daß nach erfolgter Nullstellung die Tunneldioden TD1 und TD4 im Zustand "1" sind, so daß die jeweils folgenden Tunneldioden TD2 und TD5 in den Zustand "0" gezwungen werden; die Tunneldiode TD3, die durch den Zustand "0" der TD2 nicht beeinflusst wird, nimmt dann den Zustand "Vorbereitet" ein. Ein Triggerimpuls bringt die vorbereitete Tunneldiode (hier TD3) zum Kippen, die ihrerseits

wieder die folgende Tunnelodiode (hier TD4) in den "Aus"-Zustand zwingt. Die Zustände der Tunnelioden TD1 und TD2 ändern sich nicht, so daß jetzt TD5 vorbereitet ist usw. Das Weiterschalten erfolgt somit nur in einer Richtung.

Der große Vorteil dieser Ringschaltung ist, daß falsche Zustände oder ein Blockieren nicht möglich sind. Da die Kopplungstransistoren in den Sättigungsbereich gesteuert werden, sind große Toleranzen in der Spannungsversorgung und der Triggeramplitude zulässig. Das Auflösungsvermögen ist wegen des Sättigungsbetriebes der Transistoren auf ca. 70 MHz beschränkt. In Verbindung mit dem früher beschriebenen Tunnelioden-Flip-Flop (s. Bild 7.37) können somit ca. 140 MHz gezählt werden. Mit einer aus besonders schnellen GaAs-Tunnelioden (z.B. 40 060 von RCA) und Si-Transistoren (z.B. 2N 709 oder besser) aufgebauten Ringschaltung kann ein Auflösungsvermögen von 140 MHz, in Verbindung mit dem Tunnelioden-Flip-Flop und einem Kopplungsverstärker genügend großer Bandbreite somit ein Auflösungsvermögen von 280 MHz erreicht werden.

Bild 8.17 (s. folgende Seite) zeigt den Gesamtscaler. Der Eingangspulsformer besteht aus einem Schmitt-Trigger und zwei Univibratoren, um von der Amplitude und Form des Eingangssignals völlig unabhängig zu sein. Dem Pulsformer folgt der beschriebene Tunnelioden-Flip-Flop. Die Transistoren T1 bis T4 bilden den Zwischenverstärker, der den Treiberstrom für den Fünffachring auf die Ringleitung gibt. Das zehnfach untersetzte Signal gelangt über die Transistoren T10 und T11 an die Ausgangsbüchsen. Da der Scaler biquinär geschaltet ist, ist auch das Ausgangssignal im Verhältnis 2 : 5 geteilt.



- Transistoren: 10 x 2N976 (Sprague)
3 x 2N709 (Fairchild)
- Tunnelknoten: 9 x IN3858 (RCA)
1 x 40060 (RCA)
1 x AE100 (Telefunken)
1 x IN376 (Gen. Electric)
- Diode: 7 x BD3 (Gen. Electric)
2 x HD5001 (Hughes)
1 x O6-100 (IDC)
- Zenerdiode: 2 x ZL6 (Intermetall)
1 x KS37A (Ferranti)

L1: Cu 03mm * 1Wdg mit 3mm*
L2: " " 2Wdg "
L3: " " 3Wdg "

Alle Stromangaben in mA

	Flip-Flop		Ring				
	I	II	I	II	III	IV	V
Nullstellung	0	L	L	0	V	L	0
1. Zählimpuls	L	0	L	0	V	L	0
2. "	0	L	L	0	V	L	0
3. "	L	0	L	0	V	L	0
4. "	0	L	0	V	L	0	V
5. "	L	0	0	V	L	0	L
6. "	0	L	0	V	L	0	V
7. "	L	0	0	L	0	V	L
8. "	0	L	V	L	0	V	L
9. "	L	0	V	L	0	L	0
10. "	0	L	V	L	0	V	L

Bild 8.17
100 MHz - Vorunterzerter

Bild 8.18 gibt die Untersetzung für eine Eingangsfrequenz von 120 MHz wieder.

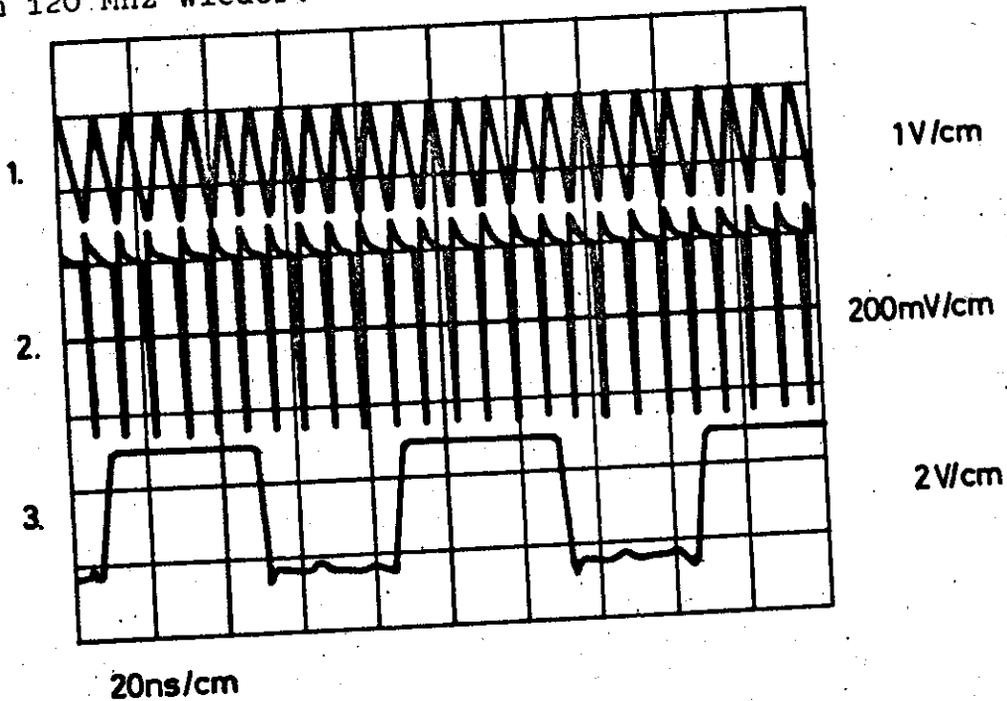


Bild 8.18

Untersetzerwirkung der schnellen Dekade

- 1 Eingangssignale
- 2 Pulsformerausgang
- 3 Untersetzerausgang

In der oberen Kurve ist die Eingangsspannung, in der mittleren die Spannung, die der Pulsformer an den ersten Flip-Flop liefert, in der unteren das zehnfach untersetzte Ausgangssignal gezeigt.

8.6 Gesamtaufbau des Scalers

Der Aufbau und die Zusammensetzung eines kompletten Scalers besteht aus dem Eingangspulsformer, den Zählketten, den logischen Ein- und Ausgangsfunktionen sowie der Decodierung. Dies soll am Beispiel eines 15 MHz-Dekaden-Scalers mit 8 Dekaden gezeigt werden. Die Dekaden selbst werden aus integrierten Schaltungen erzeugt, auf einem Chip sind vier

Einzel-Flip-Flops, die so codiert sind, daß sie eine 8421-Dekade bilden. In Bild 8.19 ist das Blockbild einer TTL-Dekade, Typ SN 7490 N von Texas Instruments gezeigt.

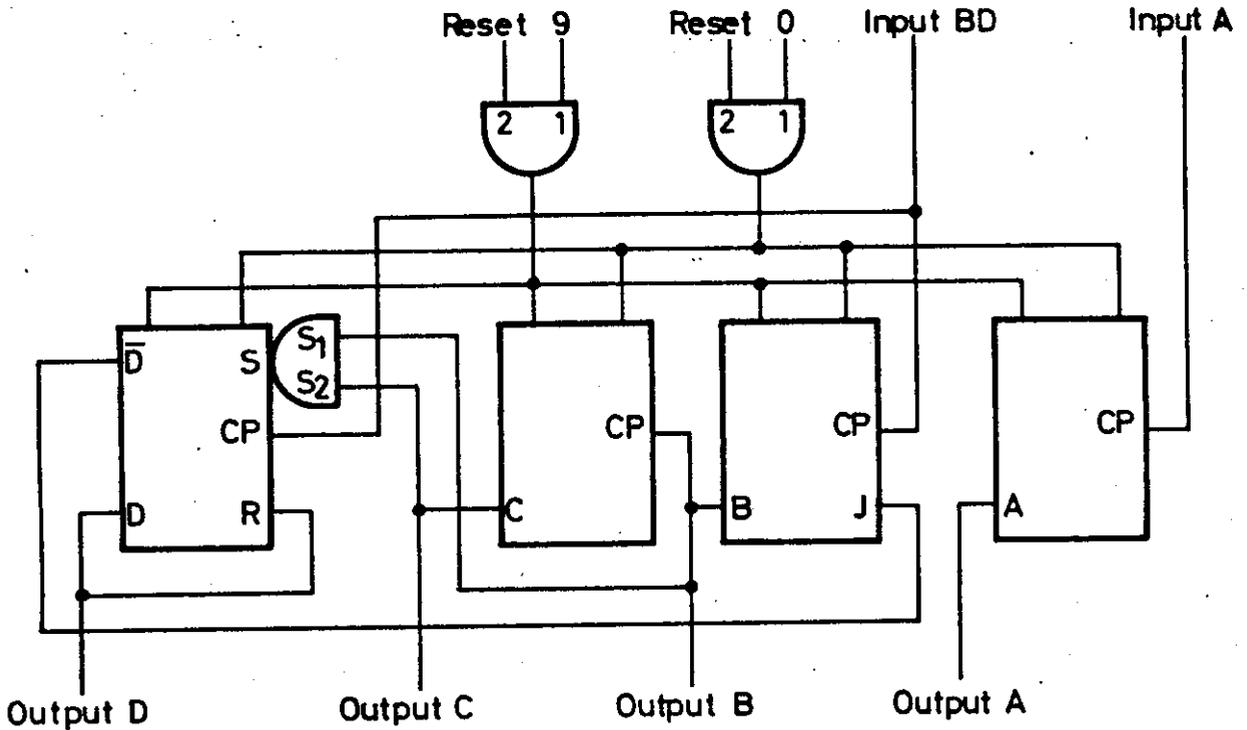


Bild 8.19
Blockschaltbild einer TTL-Dekade SN 7490

Ein Eingangsverstärker steuert die Flip-Flops, bei denen jeder Q-Ausgang herausgeführt ist. Der Dekadenausgang steuert die nächste Dekade an. Um die Flip-Flops wieder nach dem Zählen auf Null zu stellen, sind auch Reset-Eingänge vorhanden. Soll eine der oben besprochenen Decodierschaltungen angeschlossen werden, ist jeder Flip-Flop-Ausgang zusätzlich zu invertieren. Bild 8.20 (s. folgende Seite) zeigt den Zusammenbau des Gerätes. Die Eingangssignale gelangen über einen Pulsformer an die Zähldekaden, wo sie registriert werden. Der Scaler kann mit einem Startimpuls, der manuell oder von einer externen Logik kommend eingegeben wird, gestartet werden. Auf die gleiche Weise erfolgt das Stoppsignal, womit die Zählung aufhört. Durch ein Reset-Signal wird der Inhalt aller Dekaden-Flip-Flops ge-

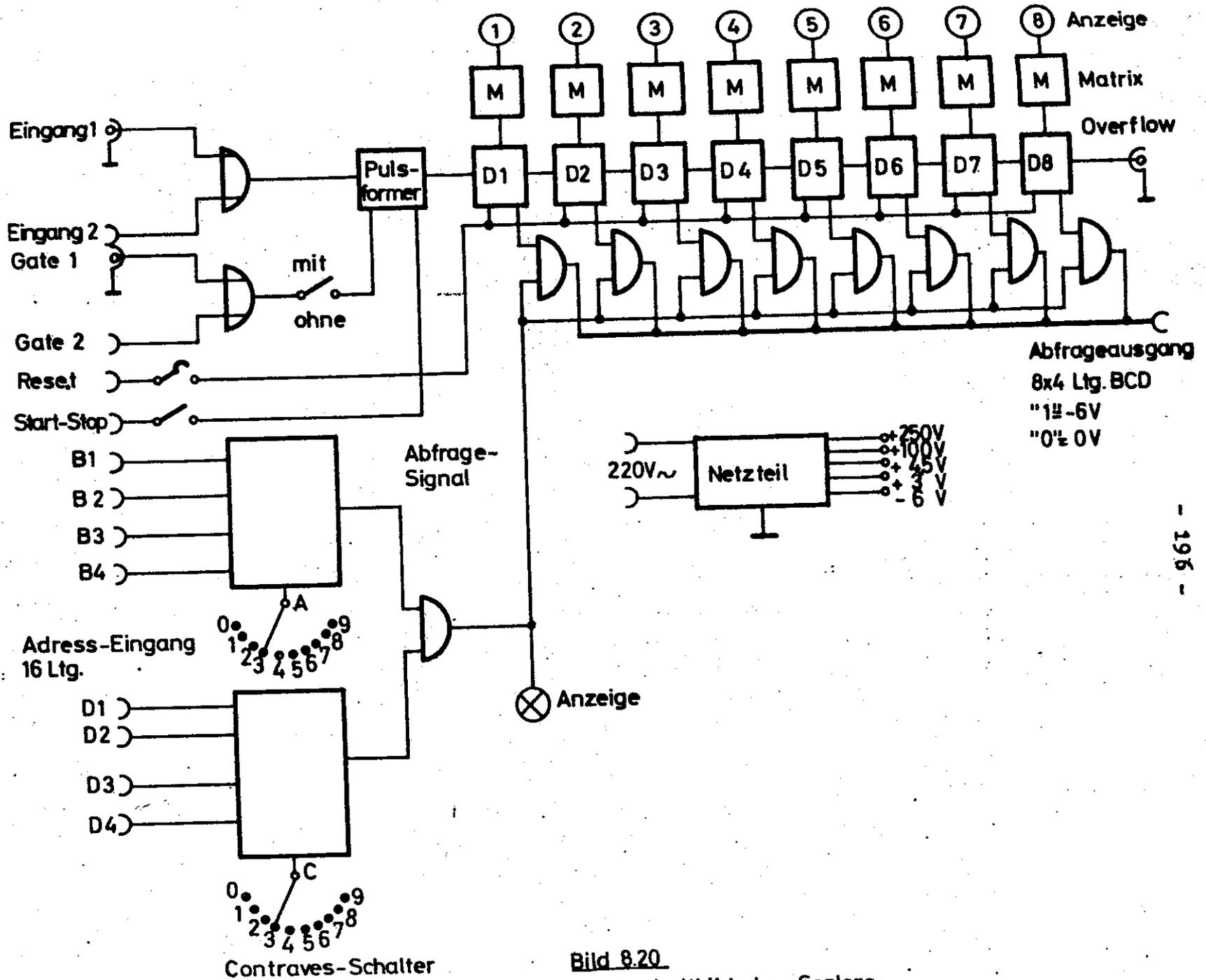


Bild 8.20
Blockschaltbild des Scalers

löscht, der Scaler ist für eine neue Registrierung bereit. Um den Scalerinhalt optisch auslesen zu können, ist jede Dekade an eine Decodiermatrix angeschlossen, die Ziffern 0, 1, ... 9 gelangen über Treibertransistoren auf eine dekadische Anzeigeröhre. Soll der Scalerinhalt elektrisch ausgelesen werden, muß von einer externen Befehlsstelle, also einer Ausleseeinheit oder einem Computer die Adresse des jeweiligen Scalers aufgerufen werden. Dies geschieht über einen Taktoszillator, der die Adressennummern aller angeschlossenen Scaler binär codiert und parallel an die Adressenausgänge der Scaler gibt. Hier ist durch einen Wahlschalter die Adresse des jeweiligen Scalers eingestellt. Wird sie aufgerufen, werden alle Auslesegates des Scalers, meist einfache Diöden-UND-Gates mit je zwei Eingängen, geöffnet, so daß der Dekadeninhalt auf je 4 Leitungen pro Dekade ausgegeben wird. Dieser Inhalt sowie die zugehörige Adresse geht an die elektrischen oder elektromechanischen Registriereinrichtungen, um dort gespeichert werden zu können.

Das ausgeführte Konzept des Scalers wird, wie in Bild 8.21 gezeigt, zu einem Gerät mit 2 Einzelscalern zusammengesaltet.

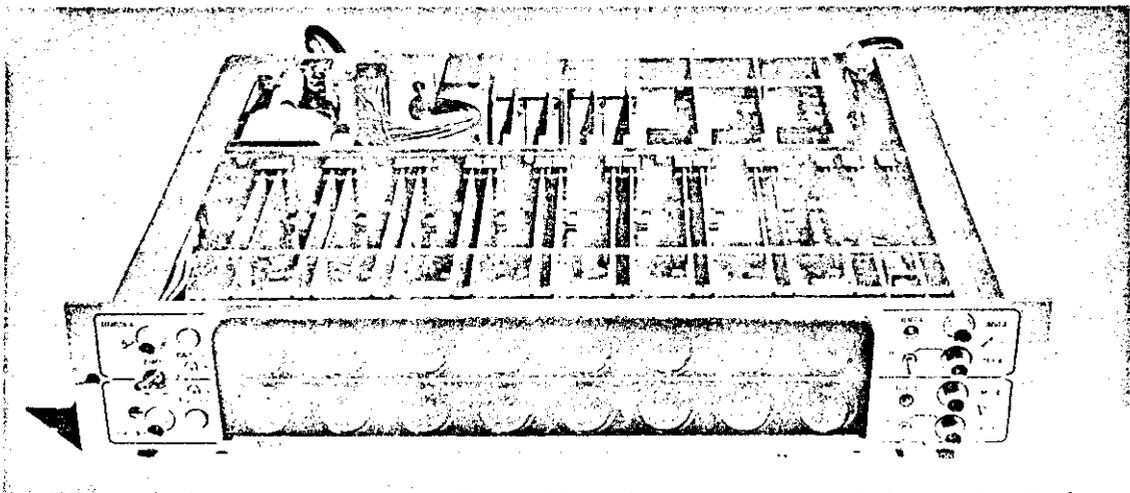


Bild 8.21

Doppelscaler mit je 8 Dekaden für 15 MHz Auflösung

Die Gehäuseform hat die in der nuklearen Elektronik übliche 19"-Breite. An der Frontplatte erkennt man 2 x 8 Anzeigelampen für den Inhalt der 2 x 8 Dekaden sowie die Buchsen für die Eingangssignale. Für die Dekaden mit ihrer Decodier- und Ausleselogik ist jeweils eine gedruckte Karte vorgesehen, auf den übrigen Karten sind die Pulsformer, die Adressengates, die Ausgangsverstärker sowie die stabilisierten Stromversorgungsgeräte untergebracht. An der Rückwand befinden sich die Vielfachsteckverbindungen für die Eingabe der Adressen und die Ausgabe der Daten.

Literatur

- J. Millman, H. Taub, Pulse, digital and switching waveforms, New York, 1965
- R. Littauer, Pulse electronics, New York, 1965
- P. Sieber, Der Entwurf von Folgeschaltungen, Der Elektroniker, 6. Jahrg., Nr. 2, S. 72, 1967
- G.H. Landers, Designing integrated clocked counters, Motorola-Application Note AN-195, Phoenix/Arizona, 1965
- G.H. Landers, Designing integrated serial counters, Motorola-Application Note AN-194, Phoenix/Arizona, 1965
- Digitalschaltungen mit den integrierten Halbleiterbauelementen der DTL-FC-Reihe, Valvo Technische Informationen für die Industrie, TI 102, Hamburg, 1967
- M. Phister, Logical design of digital computers, New York, 1963
- M. Tarczy-Hornoch, Five binary counting technique makes faster decimal-counting units, Electronic Design 9, Nr. 2, 34 (1961)
- W. Hilberg, A 500 Mc twisted ring counter whose resolution is limited by gate switching speed only, Nucl. Instr. 33, 322 (1965)
- H. Nentwich, Ein 100 MHz-Voruntersetzer in biquinärer Tunnelnioden-Transistor-Schaltung, DESY-Notiz 65/17, 1965
- E. Baldinger, A. Simmen, A reliable and versatile fast decimal scaler, Nucl. Instr. 33, 363, (1965)
- P.S. Gentile, Basic theory and application of tunnel diodes, New York, 1962

9. Strahlungsdetektoren

9.1 Strahlungsmeßverfahren

Das Auffinden der Elementarteilchen und Quanten sowie das Messen ihrer Eigenschaften ist in den letzten Jahrzehnten fortwährend wichtiger und interessanter geworden. Die dabei entstandenen Meßmethoden haben entscheidenden Einfluß auf unsere Kenntnis der Natur der radioaktiven Strahlung genommen. So beschrieben Rutherford und Geiger bereits im Jahre 1908 den ersten elektrischen Zähler für α -Teilchen, der aus einem zylindrischen Metallrohr und einem dünnen Draht in der Mitte dieses Rohres bestand. Zwischen diesen beiden Elektroden wurde ein elektrisches Feld angelegt, nach jeder Primärrionisation traten Stromstöße auf, die durch ein Elektrometer registriert wurden. Bei späteren Versuchen wurde dann der Auslösebereich entdeckt, in dem die Stärke der Entladung von der Natur des Primärteilchens unabhängig wird. 1928 bauten dann Geiger und Müller die ersten brauchbaren Auslösezähler, sie waren allerdings mit reinen Edelgasen gefüllt und arbeiteten nur an sehr hohen Arbeitswiderständen. Später gelang es dann, zunächst Neher und Harper, durch äußere Schaltmittel das Löschen der Entladung zu beschleunigen, bis dann Trost 1935 entdeckte, daß ein Dampfzusatz von Alkohol eine Selbstlöschung der Zählrohrentladung brachte, wodurch die Pulsdauer beträchtlich gekürzt wurde. Die zeitliche Auflösung dieser Detektoren, die vorher etwa 10^{-2} sec betrug, konnte dadurch auf etwa 10^{-6} sec verbessert werden.

Einen wesentlich neuen Impuls bekam die Strahlungsmeßtechnik durch die Einführung des Szintillationszählers am Ende der vierziger Jahre. Es gab bald eine Fülle von Anwendungen, wobei jetzt nicht nur Energiemessungen, sondern vorwiegend Zeitmessungen eine große Rolle spielten. Durch Verbesserung der Fotomultipliersysteme sowie der zugehörigen Elektronik gelang es, die Zeitauflösung bis auf 10^{-11} sec zu steigern. Eine weitere, wichtige Anwendung ist der Einsatz des Fotomultipliers bei der Beobachtung des Cerenkov-Lichtes.

Parallel zu diesen Teilchendetektoren entwickelte sich der Bahndetektor. Die Sichtbarmachung der Bahnen der Teilchen sowie ihre Ausmessung mit Hilfe von magnetischen Feldern wurde durch die Fotoplatte eingeleitet, wesentlich verbessert dann durch die Einführung der Nebelkammer und, in den vierziger Jahren, der Blaskammer. In diesen Bahndetektoren spielt die Zeitauflösung keine besondere Rolle, sie liegt in der Größenordnung Sekunden bis Minuten, dafür kann man alle wesentlichen Parameter aus der räumlich registrierten Bahn entnehmen. Etwa seit 1960 wird als weiterer Bahndetektor die Funkenkammer eingesetzt, die neben einer guten räumlichen Auflösung auch eine bessere Zeitauflösung hat.

Der Vorgang des Strahlungsmessens beruht auf dem Ionisationsverlust beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie oder auf fotoelektrischen, Compton- oder Paarproduktionsprozessen bei den γ -Strahlen. Der Energieverlust pro cm Weglänge, $\frac{dE}{dx}$, ist für eine gegebene Ladung nur eine Funktion der Teilchengeschwindigkeit. Aus der Messung von $\frac{dF}{dx}$ und des Pulses p ergibt sich die Masse der Teilchen. Ist die Identität des Teilchens aus anderen Messungen bekannt, kann durch Messung von $\frac{dF}{dx}$ auch E bestimmt werden.

Elektronen verlieren beim Durchgang durch Materie, wie alle geladenen Teilchen, Energie durch Ionisation. Hochenergetische Elektronen produzieren oberhalb einer gewissen Schwellenenergie (z.B. 7 MeV für Pb) Bremsstrahlung. Dieser Prozeß wird bei höheren Energien der wichtigste Abbremsvorgang für Elektronen. Die γ -Quanten aus der Bremsstrahlung erzeugen wieder Elektron-Positronpaare, die ihrerseits wieder γ -Quanten hervorrufen. Die entstehenden Kaskaden können in Nebel- oder Blaskammern gut beobachtet werden.

Im Niederenergiebereich fällt $\frac{dE}{dx}$ mit $\frac{1}{v}$, wo v die Teilchengeschwindigkeit ist, denn mit zunehmender Geschwindigkeit sinkt die mögliche Stoßzeit. Im relativistischen Bereich, wo $v \rightarrow c$ geht, bleibt $\frac{dE}{dx}$ daher annähernd konstant. Praktisch steigt es jedoch bei hohen Energien mit $\frac{1}{1-(v/c)^2}$, zwischendurch geht der Wert $\frac{dE}{dx}$ durch ein Minimum, das bei etwa 2-3 Ruhmassen der Teilchen liegt, wie es in Bild 9.1 gezeigt wird.

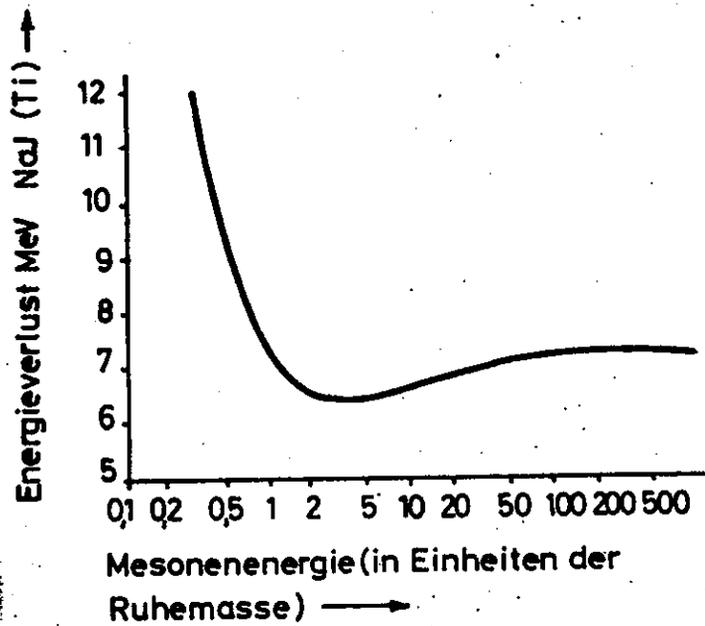


Bild 9.1

Minimalionisierung als Funktion der Teilchenmasse

Wenn der Ionisationsverlust im Szintillator etwa konstant ist, gilt das auch für die erzeugte Lichtmenge, d.h. minimal ionisierende Teilchen erzeugen Signale in Szintillationszählern, die keine Energieaussage mehr gestatten.

Während man im Hochenergiebereich zwar mit den Bahndetektoren im wesentlichen alle Teilchendaten direkt erhält, gibt es bei den reinen Teilchendetektoren nur digitale Signale, d.h. Ja-Nein Aussagen. Ein Szintillationszähler, der hochenergetische Teilchen registriert, kann allein keine Aussage z.B. über den Impuls der Teilchen machen, man muß den

Zähler mit energie- oder impulsdefinierenden elektrostatischen oder -magnetischen Spektrometern zusammenschalten, um die wesentlichen Eigenschaften der Teilchen zu messen. Diese relativ komplizierten Anordnungen sind für die Anwendung in modernen Hochenergie-Beschleunigern trotzdem gut geeignet wegen der guten Zeitauflösung der Szintillations- oder auch Cerenkov-Zähler. Aus der Vielfalt der gleichzeitig nebeneinander verlaufenden Kernreaktionen muß man durch mehrere, zum Teil hintereinander geschaltete Koinzidenzeinheiten die wenigen interessanten Ereignisse herausheben, dies erfordert Zeitauflösungen um 10^{-10} sec. Hinzu kommt, daß moderne Beschleuniger sehr hohe Teilchenzahlen (10^9 bis 10^{14} pro sec) liefern; die Detektoren müssen daher geeignet sein, wenigstens Zählraten bis zu einigen 10^8 pro sec zu verarbeiten. Der Zug zu den hohen Teilchenzahlen rührt von der Tatsache her, daß mit zunehmender Energie die Wirkungsquerschnitte der Reaktion immer kleiner werden; um trotzdem mit genügender Genauigkeit messen zu können, braucht man entsprechende Zählraten.

Die Niederenergiephysik befaßt sich vorwiegend mit der Messung der Strahlungsenergie und -art, die von Kernen, in denen Übergänge stattfinden, emittiert wird. Die Genauigkeit dieser Messung hängt wesentlich von der Präzision und Stabilität der Meßinstrumente ab. Besondere Ionisationskammern und Szintillationszähler sind in den vergangenen Jahren in großem Umfang für diese Aufgaben eingesetzt worden. Ihre Energieauflösung lag bei etwa 1 %. Durch die Einführung der Halbleiterdetektoren in die Teilchen- und Quantenspektroskopie wurde die Genauigkeit um etwa eine Größenordnung gesteigert. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für γ -Strahlen wird durch besondere Herstellungsmethoden für gedriftete großvolumige Zähler ständig gesteigert, so daß bei den Energiemessungen im Bereich zwischen 1 und 100 MeV der Halbleiterdetektor den Szintillationszähler schon weitgehend verdrängt hat.

9.2 Ionisationskammer und Zählrohr

Legt man eine Spannung U_0 an die Elektroden eines Plattenkondensators, dessen Dielektrikum aus einer Gasfüllung (Luft, Edelgase oder Gasgemische) besteht, so entsteht zwischen den Platten mit dem Abstand d ein elektrostatisches Feld $E = U_0/d$. Wird durch einen Primärstrahl am Orte x_0 ein Ionenpaar gebildet, so entstehen gleichmäßige positive und negative Ladungen:

$$Q_+ = Q_- = e \left(1 - \frac{x_0}{d}\right),$$

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Asec ist die Elementarladung. Im Feld beginnen diese zu den Elektroden zu wandern, die Elektronen mit der Driftgeschwindigkeit v_- , die Ionen mit der etwa tausendmal langsameren Geschwindigkeit v_+ . Der am Arbeitswiderstand R_a (Bild 9.2) entstehende Spannungsabfall setzt sich aus der Gesamtinfluenz durch die bewegten Ladungen zusammen:

$$U(t) = \frac{e}{C} \cdot \frac{v_+ \cdot t}{d}$$

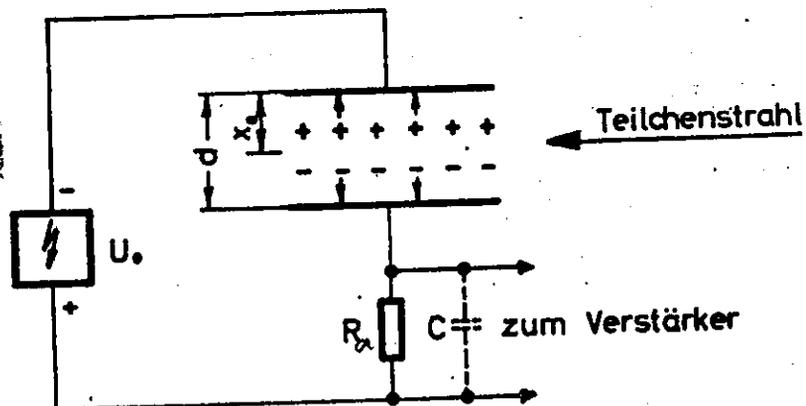


Bild 9.2

Ionisationskammer mit Arbeitswiderstand

Hierin ist C die Kapazität des Plattenkondensators. Der Puls steigt bis zur Zeit $t_- = x_0/v_-$ linear an (meist 10^{-6} bis 10^{-8} sec), dann sind alle Elektronen auf der Anode gesammelt. Anschließend steigt die Spannung langsamer bis zur Ionen-

$$t_+ = \frac{d-x_0}{v_+}$$

weiter (meist 10^{-3} bis 10^{-5} sec). Für jede Ionisation verbraucht der Primärstrahl eine Energie von etwa 30 eV, hieraus ergibt sich die Anzahl der gebildeten Ionenpaare. Die Energieauflösung, die dem Verhältnis der gemessenen Halbwertsbreite einer monoenergetischen Linie zur Energie der Linie entspricht, beträgt bei sehr guten Kammern bis zu 1 %.

Die Spannungspulse aus der Ionisationskammer sind im allgemeinen sehr klein, etwa 10 bis 100 μ V. Um sie linear weiter zu verarbeiten, sind rauscharme Verstärker mit hoher Verstärkung nötig.

Baut man statt der ebenen Elektrodenform eine zylindrische Ausführung (Bild 9.3), so erhält man ein elektrisches Feld von der Form

$$E(r) = \frac{U_0}{r \ln \frac{b}{a}}$$

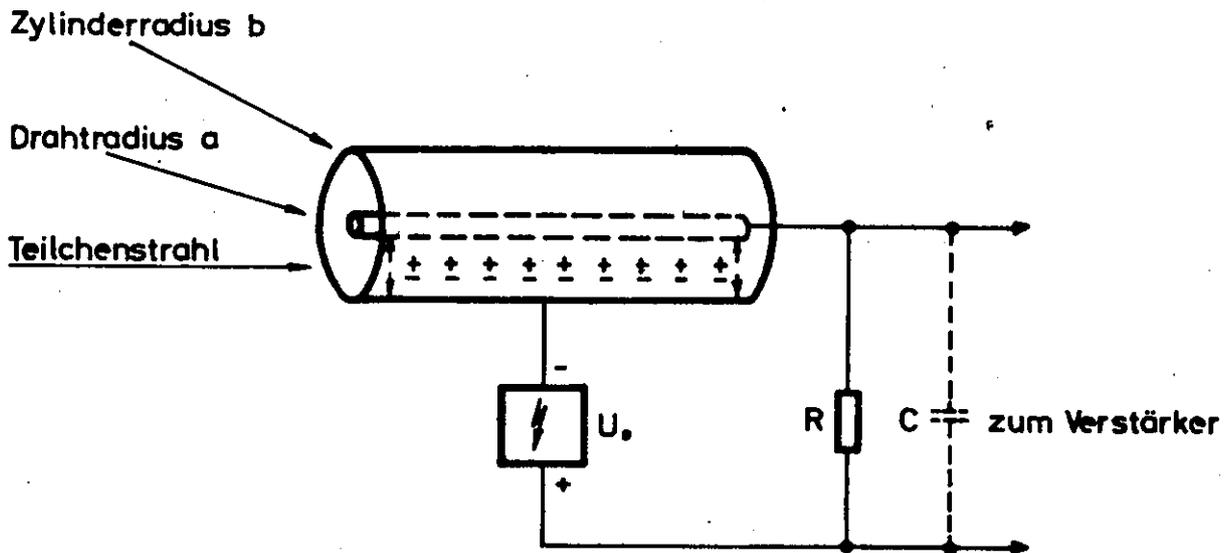


Bild 9.3

Proportional- bzw. Auslösezählrohr mit Arbeitswiderstand

wenn U_0 die angelegte Spannung, a der Radius eines dünnen Drahtes als innere, b der Radius des Zylinders als äußere Elektrode ist. Der jeweilige Radius r , an dem die Feldstärke betrachtet wird, sei von der Zählrohrachse aus gemessen. Die logarithmische Feldverteilung erzeugt am Außenzylinder Felder von etwa 10^2 V/cm, am Draht jedoch bis zu einigen 10^4 V/cm.

Der Primärteilchenstrahl erzeugt im Gasvolumen Ionenpaare, deren Elektronen mit steigender Geschwindigkeit zum Draht hin wandern. Dabei nehmen sie soviel Energie aus dem Feld auf, daß sie selbst ionisieren können. Mit zunehmender Annäherung an den Draht können auch die neu gebildeten Elektronen wieder ionisieren, so daß ganze Lawinen entstehen. Diesen Vorgang nennt man Gasverstärkung. Jedes primär gebildete Elektron kann dabei eine Lawine erzeugen, die Gesamtladung bleibt proportional zur Primärionisation. Der Zähler arbeitet im Proportionalbereich. Dieses gilt, solange sich die Lawinen nicht durch Raumladung gegenseitig behindern und abschirmen. Außerdem entstehen mit steigender Spannung am Zählrohr bei Gasverstärkungen von 10^4 bis 10^6 in stark zunehmendem Maße Lichtquanten in den Lawinen. Dadurch breitet sich die Entladung sehr schnell entlang des Drahtes über das ganze Zählrohrvolumen aus. Die nun gebildete Gesamtladung ist der Primärenergie der Teilchen nicht mehr proportional. Der Spannungsbereich, in dem diese Verhältnisse herrschen, wird als Auslöse- oder auch Geiger-Müller-Bereich bezeichnet. Die am Arbeitswiderstand R_a gemessenen Pulse sind bei Konstanthaltung der angelegten Spannung praktisch gleich groß. Dies gilt sowohl für Teilchen als auch für γ -Strahlung.

Zur Löschung der selbständigen Entladung setzt man dem Edelgas (meist Argon oder Neon) organische Dämpfe (vorwiegend Alkohol oder Methylal) oder Halogene zu. Diese absorbieren die kurzwelligen Lichtquanten in der Entladung sehr stark. Dabei werden die Dampfmoleküle angeregt, sie

dissoziieren anschließend. Die Lebensdauer liegt bei organisch gelöschten Gasen bei 10^8 Zählungen, bei Halogen-gelöschten bei 10^9 bis 10^{10} . Die Einsatzspannung für den Auslösebereich beträgt bei der Füllung mit organischen Dämpfen meist zwischen 1000 und 2000 V, bei Halogenzu-sätzen jedoch nur 300 bis 500 V.

Wenn die Entladung sich schlauchartig entlang des Drahtes über das ganze Zählrohr ausbreitet, wird durch die hohe Raumladung die Feldstärke in Drahtnähe so stark reduziert, daß die Einsatzspannung für den Auslösebereich unter-schritten wird. Die nachfolgenden Primärteilchen finden dann ein zu geringes Feld vor, so daß keine Entladung zu-stande kommt. Erst wenn die Ionen aus dem Entladungsschlauch nach außen abwandern, beginnt das Potential zu steigen, bis die Einsatzspannung wieder erreicht wird. Die Zeit, die vom Beginn der Entladung bis dahin verstreicht, heißt die Totzeit des Zählrohrs. Wenn die Ionen an der Katode ein-treffen, sind die ursprünglichen Verhältnisse wieder her-gestellt.

Im Auslösebereich ist die Zahl der Pulse in einem Spannungsbereich von einigen hundert Volt fast konstant, es gibt ein Zählplateau.

Im Proportionalbereich sind die Signalamplituden je nach Gasverstärkung zwischen 1 mV und etwa 1 V, im Auslösebereich meist einige Volt bis 100 V. Die Anstiegszeiten der Signale betragen je nach der angelegten Spannung zwischen 10^{-8} und 10^{-6} sec. Die Energieauflösung im Proportionalbereich ist ähnlich der Ionisationskammer, also herunter bis etwa 1 %.

9.3 Szintillationszähler

Das Arbeitsprinzip eines Szintillationszählers unterscheidet sich wesentlich von dem eines Gaszählers, der ja sein hi-storischer Vorgänger ist. Während im Gaszähler die Primär-ionisation durch nachfolgende Gasverstärkung vergrößert wird,

benutzt der Szintillationszähler die Lumineszenzerscheinungen in durchsichtigen Festkörpern, Flüssigkeiten und auch Gasen beim Durchgang der ionisierenden Strahlung.

Ein geladenes Teilchen, welches den Szintillator durchläuft, verliert Energie durch Ionisation, Anregung und auch Dissoziation der Moleküle in dem Gebiet entlang der Bahn. Der Energieverlust hängt von der Geschwindigkeit der Teilchen ab. Die Anregung kann auch auf andere Moleküle übertragen oder in nichtstrahlenden Vorgängen abgebaut werden. Die Übergänge von den höher angeregten Zuständen auf den Grundzustand dauern etwa 10^{-12} sec, daher sind manche Vorgänge im Szintillationsprozeß praktisch unabhängig vom Anregungsmechanismus.

Über die Lumineszenzprozesse in organischen Szintillatoren gab es eine Vielfalt von Untersuchungen, besonders in flüssigen und festen Lösungen. Jedoch konnte der Mechanismus der Energieübertragung von den anfangs angeregten Molekülen bis zu den Molekülen, die nachher wirklich strahlen, noch nicht ganz verstanden werden; in der Hauptsache handelt es sich um Stoßprozesse.

In anorganischen Kristallen, besonders den Alkalihalogeniden mit Thallium-Verunreinigungen, können die geladenen Teilchen Elektronen in die Leitfähigkeits- oder Anregungsniveaus heben. Die Elektronen und die Löcher wandern durch den Kristall, bis sie von einer Verunreinigungsstelle eingefangen werden. Letztere wird dann angeregt und strahlt, wobei die Alkalihalogenide eine große Durchlässigkeit für ihre eigene Strahlung besitzen.

Die Lebensdauer in anorganischen Szintillatoren ist im allgemeinen wesentlich länger als die in organischen; experimentell wird eine exponentielle Abklingzeit aus den verschiedenen Leuchtzentren beobachtet. Im Niederenergie-

bereich wird vorwiegend NaJ für γ -Spektroskopie, Koinzidenzmessungen, Winkelkorrelationsmessungen oder auch reine Intensitätsmessungen der hohen Ausbeute wegen verwendet. In Bild 9.4 sind die wichtigsten drei Prozesse

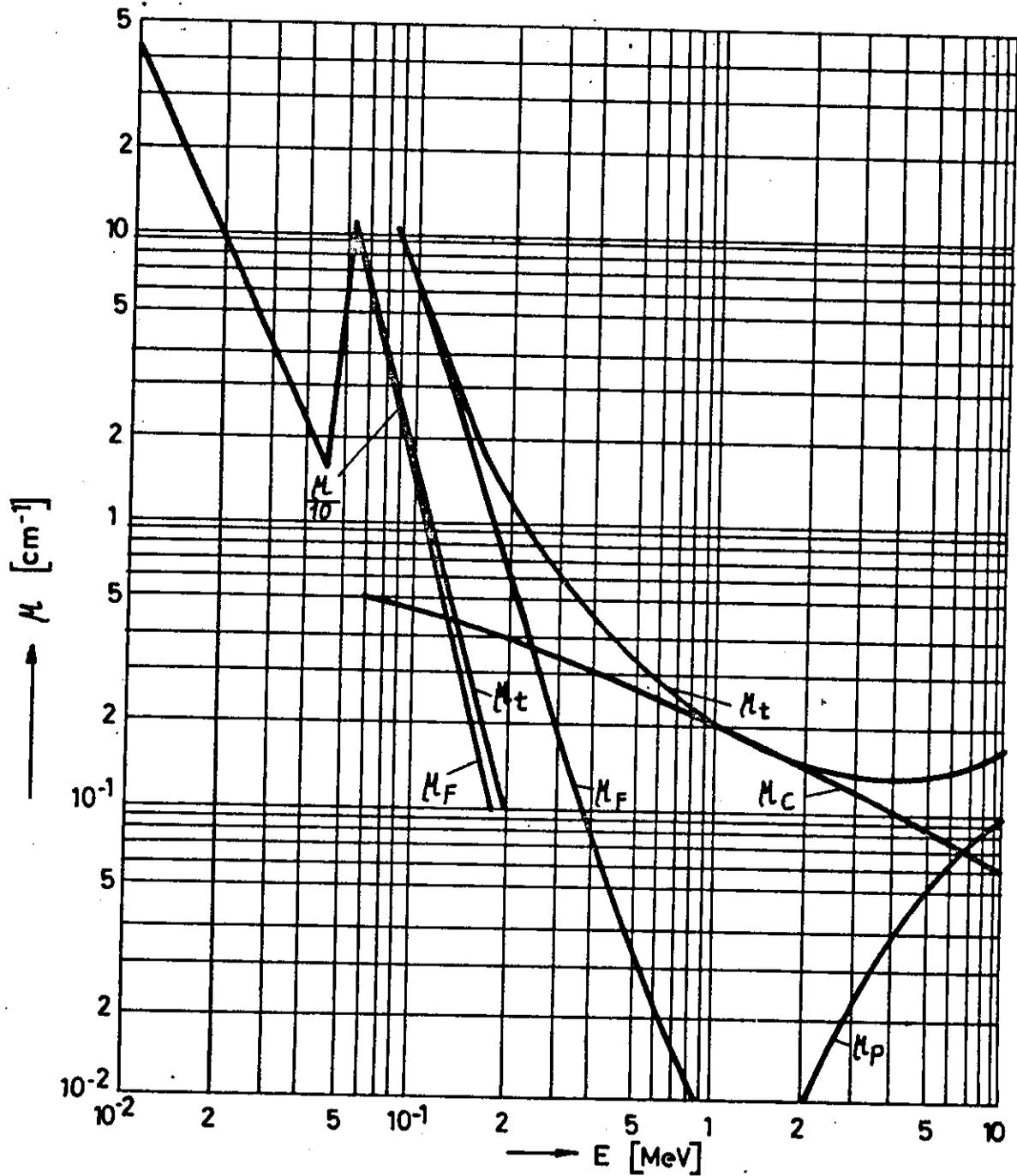


Bild 9.4

Absorptionskoeffizienten eines Natrium-Jodid Szintillators (mit Thallium aktiviert) [NaJ (Tl)] bei γ -Strahlung als Funktion der Energie

dargestellt, die beim Durchgang von γ -Strahlung im Szintillator auftreten. Die Energie kann auf ein Elektron übertragen werden, daß dann mit dieser Energie, vermindert um die Ablösearbeit, durch den Szintillator läuft. Dieser Effekt wird Fotoeffekt genannt; der Absorptionskoeffizient dafür in NaJ (Th) ist in Bild 9.4 als μ_F bezeichnet. Die Energie kann auch teilweise auf ein Elektron übertragen werden, die restliche Energie übernimmt ein sekundäres Quant. Der Absorptionskoeffizient für diesen Compton-Prozeß ist als μ_C eingetragen. Der dritte auftretende Effekt beginnt oberhalb ca. 1 MeV wirksam zu werden, es ist die Paarbildung, d.h. es entstehen Elektron-Positron-Paare aus der γ -Energie. Bild 9.4 enthält neben den drei Einzelkoeffizienten μ_F , μ_C und μ_p auch die Kurve des Gesamt-Absorptionskoeffizienten μ_T .

Die Hochenergiephysik setzt praktisch nur organische und hiervon wiederum am häufigsten die Plastik-Szintillatoren ein, die etwa um 1950 entwickelt wurden. Es sind gelöstes Terphenyl in Polystyrol oder auch in Polyvinyl-Toluol; das Emissionsmaximum liegt bei 4300 Å, die exponentielle Abklingzeit bei 2 bis 4 nsec.

Nur ein kleiner Teil des im Szintillator umgewandelten Lichts gelangt auf die Fotokatode eines Sekundäremissionsvervielfachers (allgemein Fotomultiplier genannt). Die Energie der Lichtquanten wird ganz oder teilweise auf die Elektronen im Katodenmaterial übertragen, so daß diese die Potentialschwelle überschreiten und emittiert werden können. Die spektrale Empfindlichkeit der Katode ist von der Wellenlänge des einfallenden Lichts abhängig. Bild 9.5 (s. folgende Seite) zeigt für einige typische Fotokathoden diese Abhängigkeit. Die Bezeichnungen S-11 oder ähnliche Werte sind in den Datenblättern der Fotomultiplier angegeben, sie beschreiben die chemische Zusammensetzung der Katode.

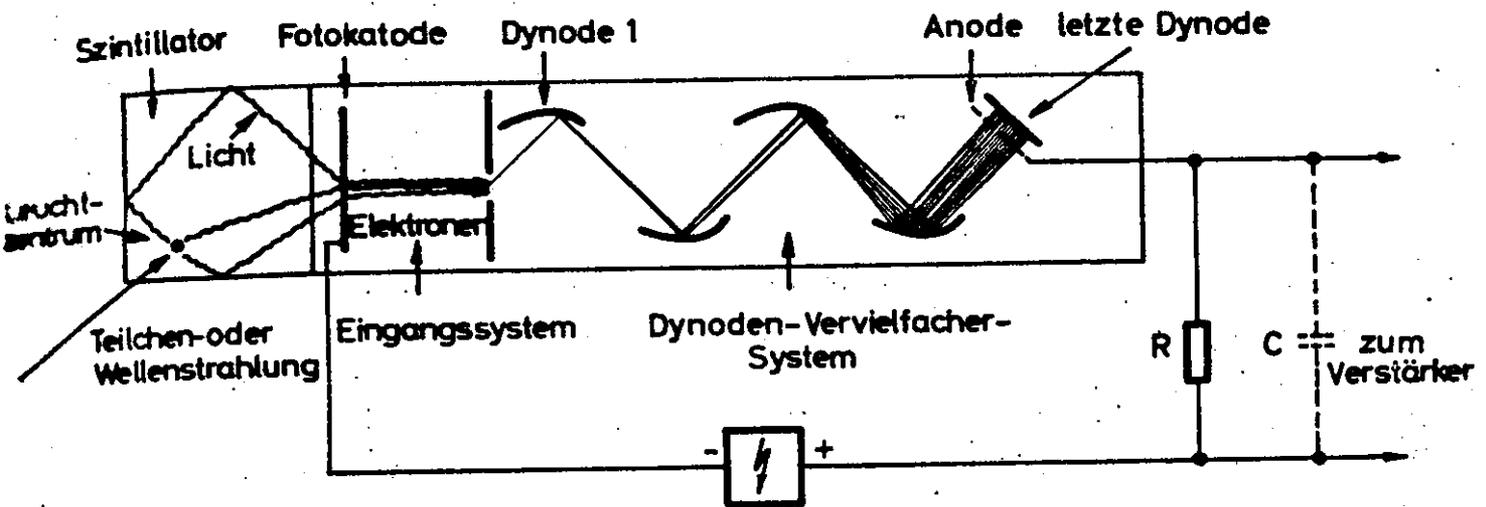


Bild 96
Szintillationszähler mit Arbeitswiderstand

relativ hoher Strom zur Verfügung steht, der dann elektronisch weiterverarbeitet werden kann.

Da die Prozesse von der Teilcheneinstrahlung in den Szintillator bis zur Sekundäremission auf den Dynoden statistischer Natur sind, ergibt sich für den Ausgangsstrom eine gewisse Schwankung der Amplitude. Dies gilt auch für eine monoenergetische Teilchen- oder Quanteneinstrahlung in den Szintillator. Die Energieauflösung erreicht im Niederenergiebereich bei guter Anpassung zwischen Kristall und Fotomultiplier etwa 7 bis 8 %, gemessen z.B. an der Cs^{137} -Linie von 661 keV.

Das zeitliche Auflösungsvermögen des Szintillatorzählers ist sehr gut. So ist neben der Gesamtlaufzeit im Vervielfachersystem eine möglichst geringe Laufzeitschwankung des Ausgangssignals äußerst wichtig, da hierdurch die Zeitauflösung bestimmt wird. Im wesentlichen ist sie von der Detektorseite durch zwei Faktoren beeinflusst, durch die Laufzeiteigenschaften im Multiplier und durch den Lichtanteil, der wirklich vom gesamten zur Verfügung stehenden

Licht zur Zeitbestimmung ausgenutzt wird, multipliziert mit der optischen Abklingzeit. In der Niederenergiephysik ist der zweite Anteil der entscheidende, während wegen der kurzen Abklingzeiten der Plastiksintillatoren in der Hochenergiephysik der erste Anteil wichtiger ist. Die minimal erreichbare Auflösungszeit ist in Abschnitt 16 genauer diskutiert.

Bei guten Fotomultipliern ist die minimale Anstiegszeit des Ausgangssignals etwa 0,5 bis 2 nsec, sie hängt von den Induktivitäten und Kapazitäten der Zuleitungen und Elektroden ab. Die Laufzeitschwankung, hervorgerufen durch die Beleuchtung der gesamten Katodenfläche und die damit verbundenen Laufwegunterschiede im Raum zwischen Katode und erster Dynode, erreicht bestenfalls Werte um 10^{-10} sec.

9.4 Halbleiterdetektoren

Der Halbleiterdetektor ist in den letzten Jahren zu einem sehr wichtigen Strahlungsdetektor geworden, besonders in der Teilchenspektroskopie. Seine Wirkungsweise ist ähnlich der einer Ionisationskammer. Es wird dotiertes p-leitendes Si-Material (Überschuß an Löchern) mit entsprechend n-leitendem Si (Überschuß an Elektronen) zusammengebracht. Dabei entsteht ein pn-Überschuß ähnlich wie bei einer gewöhnlichen Si-Diode. Es fließen Diffusionsströme, und zwar Löcher zum n-Si, Elektronen zum p-Si, bis die überschüssigen Ladungen abgebaut sind. So bildet sich eine Sperrschicht, deren potentielle Schwelle durch Vorspannung der Diode abgebaut werden kann. Tritt ein ionisierendes Teilchen in diese Zone ein, so entstehen Löcher und Elektronen, die im starken Feld der Sperrschicht getrennt werden und zu den Elektroden wandern, die Elektronen zur positiven, die Löcher zur negativen. Während ihrer Wanderung induzieren sie Ladungen in den Elektroden, es entsteht eine potentielle Ladung, die einen elektrischen Strompuls am Arbeitswiderstand hervorruft.

Zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares werden etwa 3 eV benötigt, in entsprechenden Gaszählern jedoch ca. 30 eV, so daß im Halbleiterdetektor etwa 10 mal so viel Ladungen gebildet werden wie beim gleichen Vorgang im Gaszähler. Da die Energieauflösung direkt proportional dem Signal- zu Rauschverhältnis ist und das Rauschen bei den genannten Detektoren vergleichbar ist, muß ein Halbleiterdetektor also eine wesentlich bessere Energieauflösung haben als seine Konkurrenten. Beim Halbleiterdetektor erreicht man weniger als 0,5 %.

Halbleiterdetektoren werden daher besonders für die Teilchenspektroskopie in der Niederenergiephysik eingesetzt. Für hochenergetische Teilchen ist die Eindringtiefe im Si zu gering. Als dE/dx -Zähler können sie aber auch hier eingesetzt werden. Der Energieverlust ist für verschiedene Teilchentypen in Si und auch in Ge gemessen. Z.B. verlieren minimalionisierende Teilchen etwa 2 MeV pro g/cm^2 Absorbermaterial. Auch Gammawechselwirkungen wurden untersucht. Es treten wie im Szintillationskristall die drei wesentlichen Prozesse auf (Foto-, Comptoneffekte und Paarbildung). Allerdings sind wegen des Fehlens hoher Ordnungszahlen und der geringen Zählerdicke die Wechselwirkungen wesentlich kleiner. Die drei Prozesse sind in Bild 9.7 (s. folgende Seite) dargestellt.

Halbleiterdetektoren werden in verschiedenen Typen hergestellt:

- a) Si-Detektoren mit dem pn-Übergang an der Oberfläche (Surface-Barrier-Typen).

Die pn-Schicht wird erzeugt durch eine aufgedampfte Goldschicht auf hochohmiges n-Si. Das Gold ist etwa 100 Å dick. Zur Ausbildung einer Raumladungszone wird an das n-Si eine positive Vorspannung gelegt. Die wichtigsten Eigenschaften des Detektors sind der Sperrstrom und die Kapazität. Der Sperrstrom bestimmt das

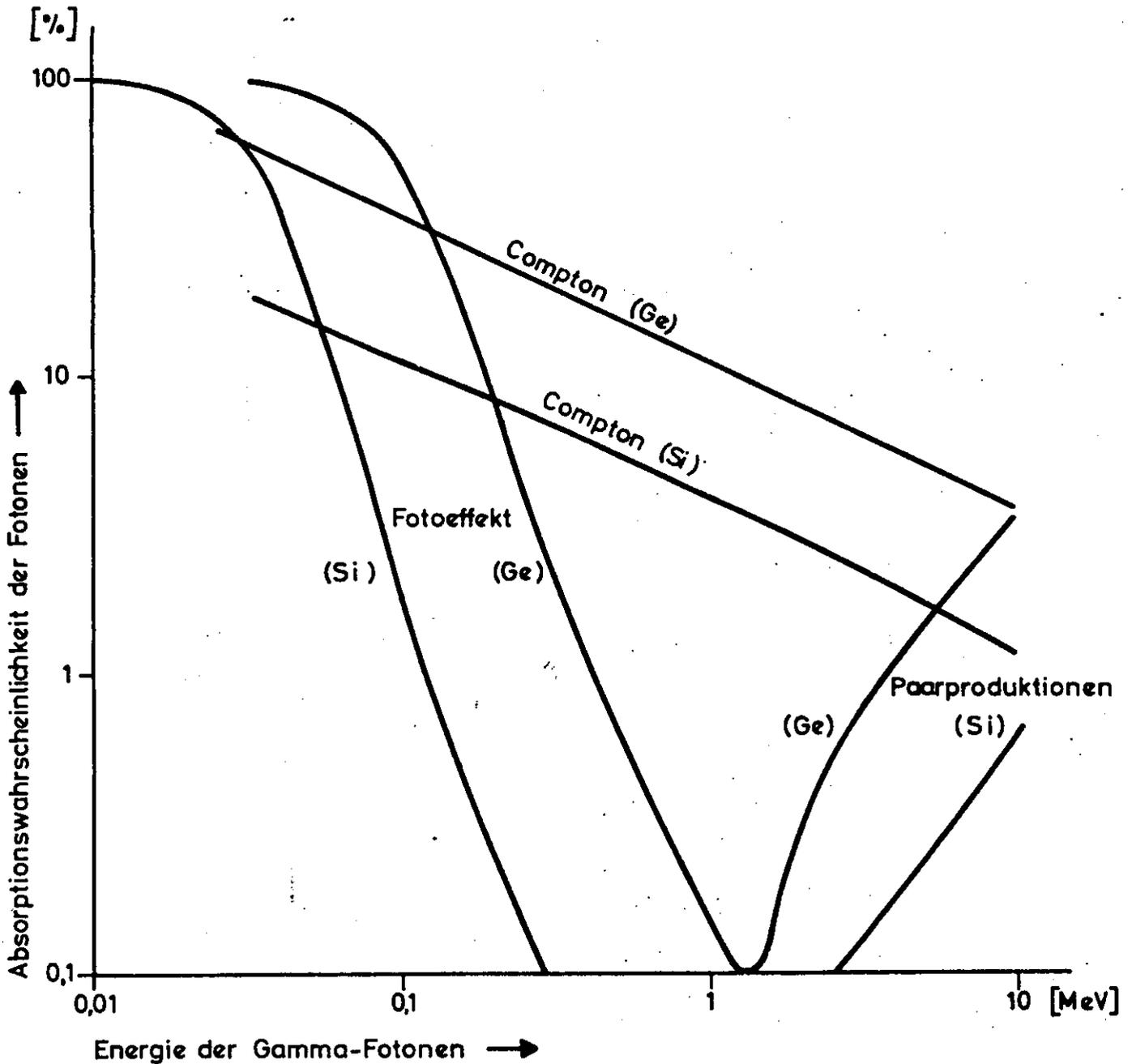


Bild 9.7

Fotoeffekte in Halbleitern

Rauschen und damit die Energieauflösung, die Kapazität sollte möglichst gering sein, um ein gutes Signal-zu Rauschverhältnis zu erhalten.

b) Si Detektoren mit diffundiertem pn-Übergang

Es wird hier eine schmale Schicht von n-Material in hochohmiges p-Si eindiffundiert. Man benutzt meist Phosphor zum Diffundieren und 100 bis 10 000 Ohm · cm. Die Schichtdicke des diffundierten Materials ist meist kleiner

als 1000 Å. Es wird wieder eine positive Spannung in das n-Material gelegt, so daß sich eine Sperrschicht formiert. Diese Detektortypen werden zur Messung von Spaltprodukten, von Alphateilchen bis zu 40 MeV, Betateilchen bis zu einigen MeV und Protonen bis 30 MeV und schwereren Ionen eingesetzt. Die Reichweite der Teilchen in Si ist in Bild 9.8 dargestellt.

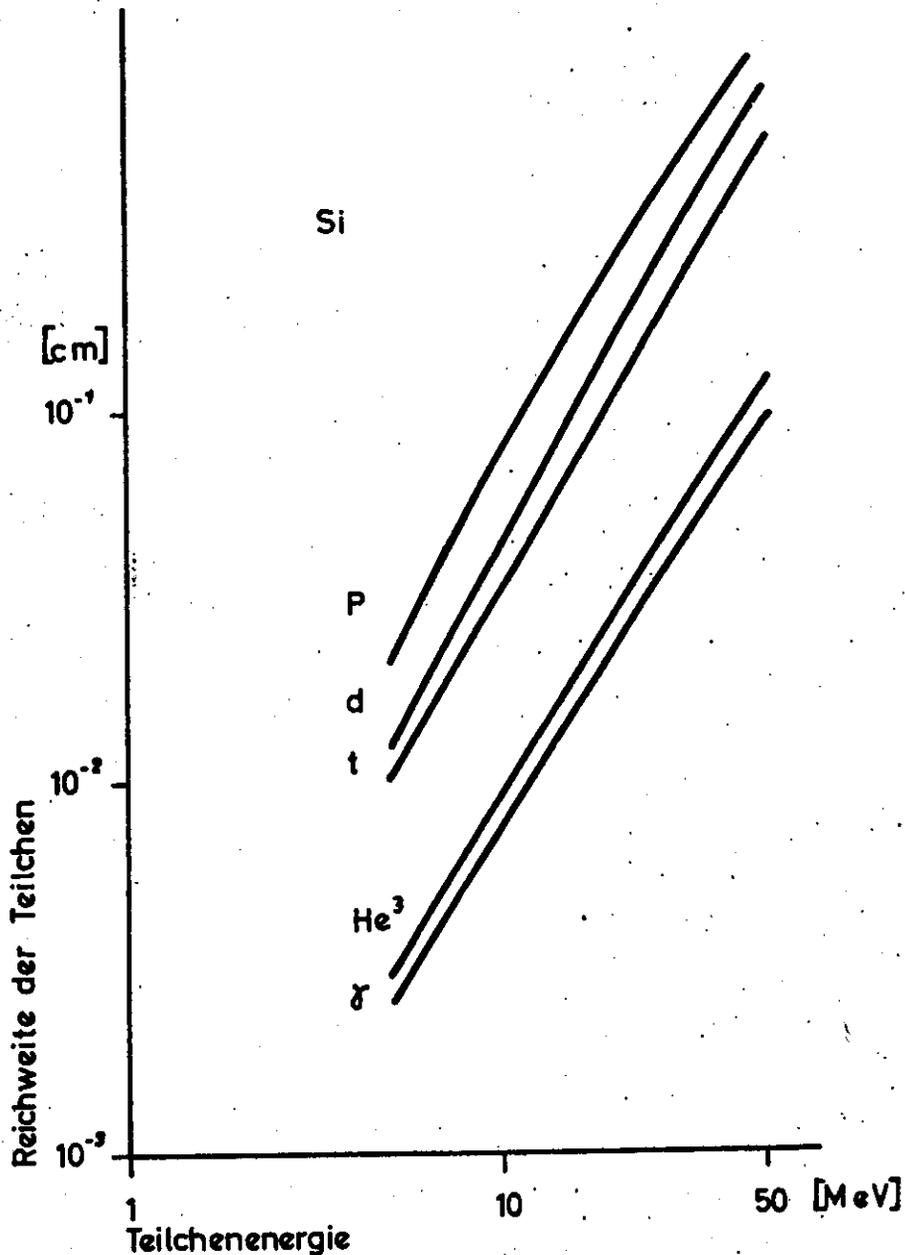


Bild 9.8

Reichweiten-Energiebeziehung in Si

c) Li-gedriftete Si-Detektoren

Die Eindringtiefe für ionisierende Teilchen in den bisher genannten Detektoren ist durch die Herstellungsart auf maximal 1000 \AA beschränkt. Um größere Energien abbremsen bzw. höhere Wechselwirkungen zu erzielen, muß man Tiefen von einigen mm fordern. Hierzu ist ein sehr hochohmiges Material erforderlich. Man kann unter bestimmten Bedingungen Li als n-Material in p-Si diffundieren, wobei das Li die Löcher im p-Si exakt kompensiert, so daß eine hochohmige Schicht entsteht. Die Tiefe ist abhängig von der Driftzeit, man braucht 12 Stunden für 1 mm. Mit zunehmender Schichttiefe steigt die Sammelzeit für die Ladungsträger rapide an. Bei 3 mm werden etwa $0,5 \text{ \mu sec}$ benötigt. Li-gedriftete Si-Detektoren werden sowohl bei Raum- als auch bei tiefen Temperaturen für Teilchen und Gamma-Messungen eingesetzt.

d) Li-gedriftete Ge-Detektoren

Sie werden praktisch nach dem gleichen Verfahren wie die Si-Typen hergestellt, können allerdings nur bei tiefen Temperaturen (77° K) eingesetzt werden. Die Gründe hierfür sind Oberflächenprobleme durch Verunreinigungen und Einwanderung des Li in Leerstellen des Ge, wodurch es elektrisch inaktiv wird. Li-gedriftete Ge-Detektoren werden vorwiegend für die Gamma-Spektroskopie eingesetzt.

9.5 Cerenkov-Zähler

Ein gleichförmiges, im Vakuum bewegtes, geladenes Teilchen führt sein Feld mit sich, das Feld selbst erhält man aus der Lorentz-Transformation. Bewegt sich ein Teilchen aber in einem Medium, in dem die Phasengeschwindigkeit des Lichtes kleiner ist als die Teilchengeschwindigkeit, trennt sich, anschaulich gesprochen, das Teilchen von seinem eigenen Feld. Dieses wird in den Raum ausgestrahlt. Die ausgesandte Strahlung wurde zunächst von Cerenkov beobachtet. Im Vakuum ist

die Aussendung nicht möglich, wohl aber in einer Materie, wo $n \cdot \beta > 1$, wobei n der Brechungsindex, $\beta = v/c$ die relativistische Geschwindigkeit des Teilchens ist. Die Richtung der Cerenkov-Strahlung kann man aus der Konstruktion der Huygensschen Partialwellen erhalten. Aus dieser Konstruktion erkennt man auch die Eigentümlichkeit der Strahlung:

- a) Die Cerenkov-Strahlung ist gerichtet;
- b) sie geht unter einem bestimmten Winkel zum einfallenden Teilchen aus, $\theta = \cos^{-1} \frac{1}{\beta n(v)}$.

Die in einen Spektralbereich gestrahlte Energie ist proportional zur Frequenz ν , d.h. die Anzahl der Photonen ist konstant (konstantes n vorausgesetzt). Die Hauptenergie der Cerenkov-Strahlung geht in das sichtbare Gebiet, dabei ist blau bevorzugt, einmal wegen des Energieanstiegs mit ν , zum anderen, weil n im allgemeinen von rot zu violett ansteigt. Für ein Teilchen mit der Ladung $Z = 1$, das durch ein Medium mit konstantem Brechungsindex n läuft, erhält man etwa $500 \sin^2 \theta$ Photonen pro cm Weg im sichtbaren Spektrum. Wird das Cerenkov-Licht mit einem Fotomultiplier beobachtet, so ergeben sich etwa $25 \sin^2 \theta$ Fotoelektronen pro cm Weg.

Mit einem Szintillationszähler, der ebenfalls hochenergetische Teilchen registriert, erhält man jedoch, wenn das ganze Licht gesammelt wird, etwa 30 bis 50 mal mehr Fotoelektronen pro cm. Den Cerenkov-Zähler wird man also nur dort einsetzen, wo seine spezifischen Eigenschaften benötigt werden.

Die Hauptanwendung findet der Cerenkov-Zähler in der Messung der Geschwindigkeit von Teilchen, denn bei der Cerenkov-Strahlung ist die Geschwindigkeit eine entscheidende Größe. Man erkennt dies z.B. daran, daß beim Grenzübergang $v \rightarrow c$ sowohl der Cerenkov-Winkel als auch die Intensität der

Strahlung einem endlichen Grenzwert zustreben, während die Energie und der Impuls des geladenen Teilchens gegen Unendlich gehen.

Nun interessiert bei relativistischen Teilchen nicht direkt die Geschwindigkeit, sondern bei unbekanntem Teilchen entweder die Ruhmasse (bei bekanntem Impuls) oder die Energie (bei bekannter Ruhmasse). Die Messung eines Geschwindigkeitsbereiches von Teilchen kann folgendermaßen vor sich gehen:

- a) Man mißt das Cerenkov-Licht, das nur für $\beta > \frac{1}{n}$ ausgestrahlt wird, es wird dadurch eine Schwelle für β festgelegt (Schwellenzähler). Die zugehörige Energieschwelle ist je nach Teilchensorte ganz verschieden; für destilliertes Wasser mit einem $\beta > \frac{3}{4}$ ist sie für Protonen 480 MeV, für Elektronen jedoch nur 260 keV.

- b) Man mißt einen Winkelbereich des Cerenkov-Kegels, der durch die erzeugende Teilchengeschwindigkeit festgelegt wird zwischen zwei, durch das Meßsystem fest bestimmten Winkeln θ_1 und θ_2 , wobei $\theta_1 < \theta < \theta_2$ ist. Diese Zähler heißen differentielle Zähler. Die minimale Geschwindigkeit, auf die die Apparatur gerade noch anspricht, ist durch die Grenzbedingung $\beta_{\min} = \frac{1}{n}$ bestimmt. Steigt die Geschwindigkeit der Teilchen, so wächst der Winkel θ , unter dem das Cerenkov-Licht ausgestrahlt wird. Schließlich wird der Grenzwinkel der Totalreflexion im Radiator erreicht, die Cerenkov-Strahlung gelangt nicht mehr zum Fotomultiplier.

Für hochrelativistische Teilchen kommen nur Gaszähler in Frage, denn für $\beta \rightarrow 1$ muß auch $n \rightarrow 1$ gehen. Der Brechungsindex des Gases ist mit dem Druck kontinuierlich regelbar, der maximale Cerenkov-Winkel stellt sich für $\beta = 1$ ein.

Gaszähler baut man sowohl nach dem Schwellen- als auch dem Differentialprinzip. Das Beispiel eines Gas-Differential-Zählers, wie er am CERN entwickelt wurde, ist in Bild 9.9 gezeigt. Die Strahlung tritt von rechts durch

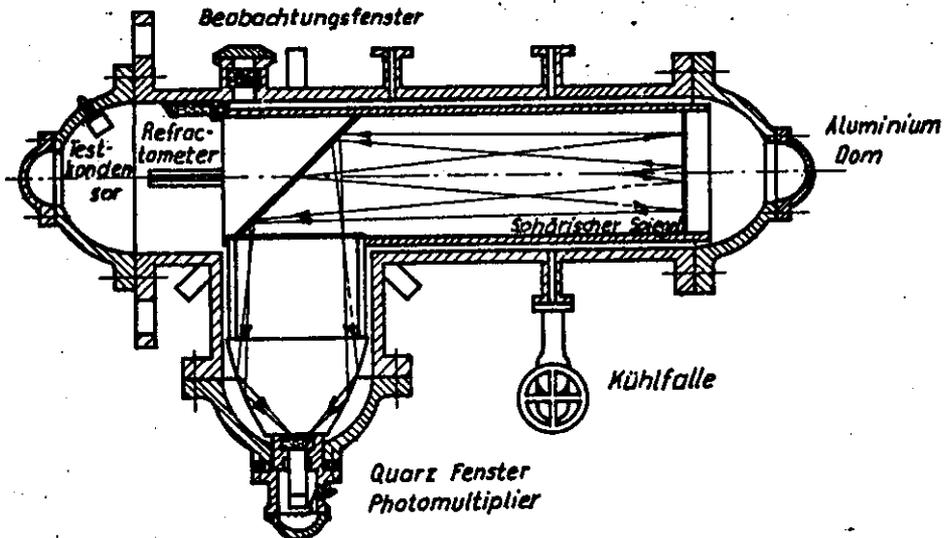


Bild 9.9
Gas-Cerenkov-Zähler (Cern)

den Aluminium-Dom ein, durch ein Spiegel-Lichtleitersystem wird das Licht des entsprechenden β -Bereichs auf den Multiplier gebracht. Die Gasfüllung ist Äthylen C_2H_4 , der Druck kann bis zu 70 At betragen. Bei einer Variation des Brechungsindex von 1 bis 1.1 ist es möglich, Antiprotonen von k - und π -Mesonen im Pulsbereich bis zu 16 GeV/c zu trennen.

Eine weitere wichtige Anwendung findet der totalabsorbierende Cerenkov-Zähler. Kantz und Hofstadter hatten zuerst die Idee, einen Totalabsorptionszähler zu benutzen, um die Energie eines Photons oder Elektrons für Energien größer als 100 MeV zu messen. Ein Block eines relativ klaren optischen Mediums von kurzer Strahlungslänge, z.B. Pb-haltigem Glas, mit Dimensionen von vielen Strahlungslängen wird als Schauer erzeugendes Medium für das Photon bzw. Elektron benutzt. Das Teilchen tritt etwa in der Mitte des Blockes ein. Ist dieser groß genug, so ist die

mittlere gesamte Weglänge der Elektronen oder Photonen etwa linear mit der Energie des einfallenden Teilchens verknüpft. Da für Elektronen von einigen MeV die mittlere Zahl der Cerenkov-Photonen pro cm praktisch unabhängig von der Energie ist, ist also auch die mittlere Zahl der Photonen, die dann im Zähler emittiert werden, eine lineare Funktion der Einfallenergie. Wenn die Seitenwände des Blocks die Schauerphotonen reflektieren und die Rückwand direkt auf einen oder mehrere Fotomultiplier optisch gekoppelt ist, ist der Wirkungsgrad sehr gut.

9.6 Funkenkammer

1949 beobachtete Keuffel eine funkenähnliche Entladung zwischen den Parallelplatten eines Zählers an dem Ort, durch den ein ionisierendes Teilchen hindurchgegangen war.

In Hamburg wurde Anfang der 50iger Jahre der erste praktische Aufbau eines Vielfachplattenzählers unternommen, um die Bahn von hochenergetischen Teilchen aus der Höhenstrahlung mit Stereofotos zu messen. 1959 entdeckten Fukui und Miyamoto die gleichzeitige Registrierung mehrerer hochenergetischer Teilchen in einem mit Edelgas gefüllten Parallelplattenzähler. Damit begann das allgemeine Interesse an der Funkenkammer als Kernstrahlungsdetektor.

Die Funkenkammer besteht aus einem Paket von mehreren parallelen Platten, die elektrisch leitend sind. Alle Platten sind isoliert voneinander aufgebaut; die Kammer ist mit einem geeigneten Gas gefüllt. Die Plattenfläche reicht von einigen cm^2 bis zu m^2 . Die Platten können sehr dünn sein, etwa bis zu 20μ , aber auch sehr stark, bis zu $2,5 \text{ cm}$, wie z.B. am Brookhaven Neutrino-Experiment. Das Plattenmaterial ist meistens Aluminium, aber auch Eisen, Kupfer und Kunststoff mit aufgedampften leitenden Bahnen werden verwendet.

Die Elektronik besteht aus zwei Schaltungskreisen. Der erste Kreis schaltet einen Hochspannungspuls sofort nach Durchgang des Teilchens an die Platten, der zweite legt an die Elektroden ein Gleichspannungs- und Säuberungsfeld. Die Prinzipschaltung ist in Bild 9.10 gezeigt.

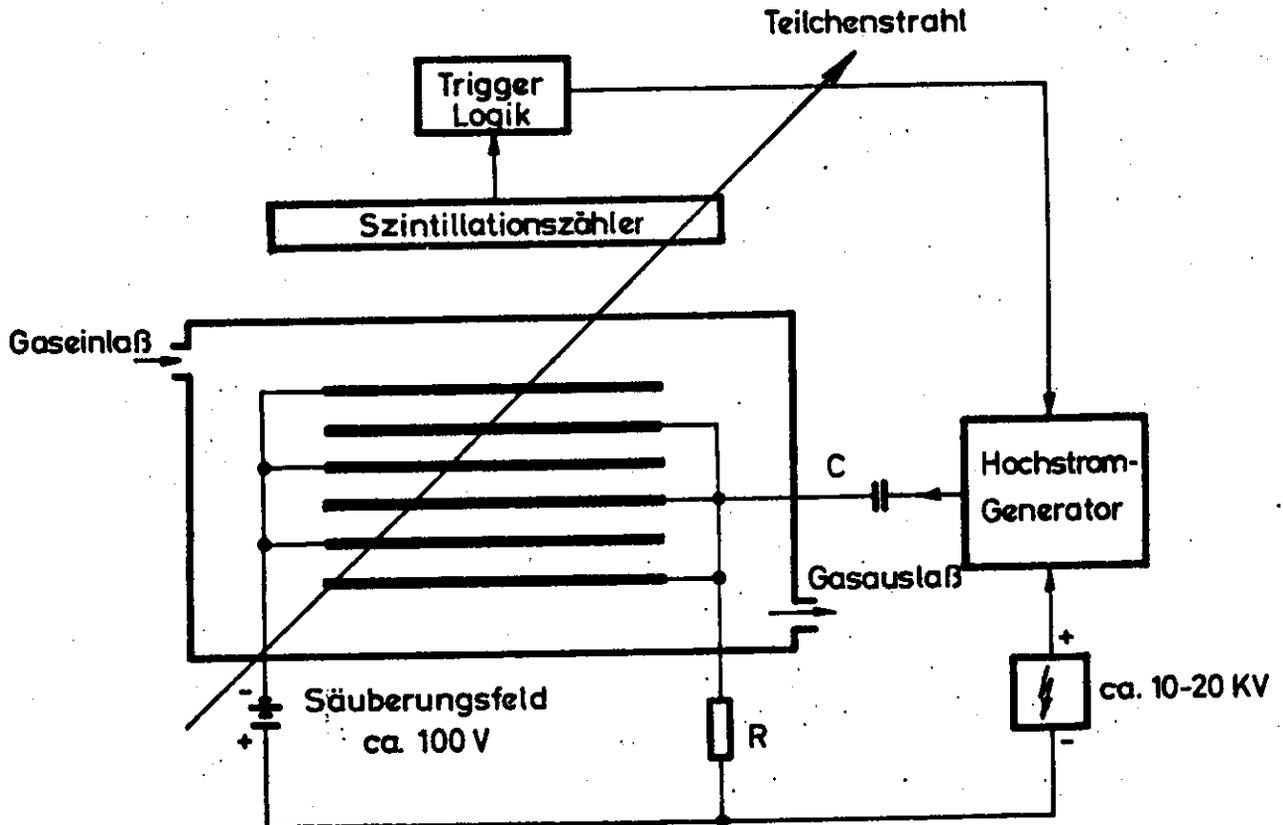


Bild 9.10
Funkenkammer mit Triggerzähler

Die Pulselektronik, von Szintillationszählern, die im Strahl stehen, getriggert, schaltet Pulse von 10 bis 20 kV Amplituden und etwa 100 nsec Dauer innerhalb von 200 bis 500 nsec nach Durchgang des Teilchens an die Platten. Die Feldstärke des Säuberungsfeldes ist etwa 100 V/cm. Sie hängt vom Gas und der Zeitauflösung der Kammer ab. Als Gase werden meistens Ar, Ne, He oder Mischungen untereinander benutzt.

Wenn ein hochenergetisches Teilchen durch die Kammer fliegt, wird das Gas entlang des Weges ionisiert. Wird dann der Hochspannungspuls an die Platten geschaltet, so wird ein Funke dort erzeugt, wo die Ionen konzentriert waren. Die Entladung wird elektronisch in weniger als 1 μ sec wieder gelöscht. Die Ionen und Elektronen wandern später unter dem Einfluß des Säuberungsfeldes zu den Elektroden ab. Die Zeit hierfür, die Totzeit der Kammer genannt, beträgt mindestens einige msec. Diejenige Zeit, die für die Funkenentladung nach Durchgang der Teilchen benötigt wird, ist die Auflösungszeit der Kammer. Sie ist einige 100 nsec lang. Anschließend fällt die Empfindlichkeit der Kammer schnell ab. Die Ortsauflösung hängt von der Funkendicke, dem Plattenabstand und dem Teilchenwinkel gegen die Platten ab. Die besten Werte sind etwa 0,2 mm, typisch aber 0,5 bis 0,8 mm.

Die Ortsbestimmung wird bei den beschriebenen Funkenkammern durch räumliches Fotografieren der Bahn und Auswertung des Films ausgeführt. Da dieses umständlich und zeitraubend ist, wurden in den letzten Jahren Funkenkammern gebaut, die die Erdelektroden als Drahtebene entweder mit Kernspeicher oder mit magnetostriktiven Eigenschaften ausrüsteten. Aus diesen Kammern kann die Information über die Bahn der Teilchen digital ausgelesen werden. Ihre Wirkungsweise sowie die Ausleselogik wird in Band 2 beschrieben.

Literatur

- H. Neuert, Kernphysikalische Meßverfahren zum Nachweis von Teilchen und Quanten, Karlsruhe, 1966
- J. Sharpe, Nuclear radiation detectors, London, 1955
- B. Rossi, H. Staub, Ionisation chambers and counters, New York, 1949
- D.H. Wilkinson, Ionisation chambers and counters, London, 1950
- J. Birks, The theory and practice of scintillation counting, Oxford, 1964
- W. Hartmann, F. Bernhard, Fotovervielfacher und ihre Anwendungen in der Kernphysik, Berlin, 1957
- Fotovervielfacher und ihre Anwendungen, Valvo, GmbH, Hamburg, 1960
- Solid State Radiation Detectors, IRE Trans. Nucl. Sci. NS 8, 1 (1961)
- W. Czulius, H.D. Engler, H. Kuckuck, Halbleitersperrschicht-Zähler, Ergebn. d. exakt. Naturw. 34, 236 (1962)
- J.W. Mayer, N.A. Bailey, H.L. Dunlap, Characteristics of ion drifted p-i-n-junction particle detectors, Nuclear Electronics, Proc. of the Conf. on Nuclear Electronics, Belgrad, 1961
- K. Vollrad, G. Thomer, Kurzzeitphysik, Wien, 1967
- L.C.L. Yuan, C.S. Wu, Methods of experimental physics, Vol. 5, part A, New York, 1961
- J. Rathje, Untersuchungen an Photomultipliern mit optischen Impulsen, DESY-Notiz A 2.99, Hamburg, 1963
- G. Dearnaley, Semiconductor counters for nuclear radiations, London, 1966

10. Anschluß der Detektoren und Wahl der Zeitkonstanten

10.1 Spannungsversorgung von Detektoren

Um die statischen Bedingungen der Detektoren festzulegen, muß eine geeignete Gleichspannungsversorgung die vorgeschriebenen Potentiale an die richtigen Elektroden bringen. Welche Seite der Spannungsquelle dabei auf Erdpotential liegt, hängt vom Detektor und seiner Betriebsart ab.

Gaszähler haben meist nur zwei Elektroden, eine Anode und eine Katode. Da in ihnen nur kleine Ströme (≤ 1 mA, häufig nur wenige μ A) fließen, führt man die Gleichspannung über einen relativ hochohmigen Widerstand zu, der oft gleich als Arbeitswiderstand ausgelegt wird. Da bei der Energiemessung (in Ionisationskammern und Proportionalzählern) wegen der langen Sammelzeiten der Ionen diese Widerstände etwa 1 MOhm und mehr haben, die nachfolgende Elektronik aber einen kleineren Eingangswiderstand hat, der dem Arbeitswiderstand des Detektors parallel liegt, koppelt man die Gaszähler über einen oder mehrere Emitterverstärker (Darlingtonschaltung) an die Meßelektronik an. Bild 10.1 zeigt den typischen Anschluß für Proportional- und Auslösezähler.

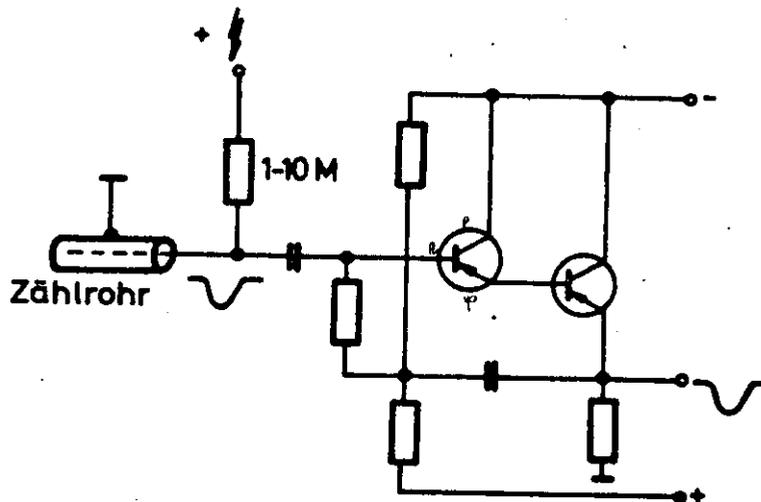


Bild 10.1

Zählrohrankopplung mit positiver Hochspannung
beim Darlington-Emitterfolger mit C-Gegen-
kopplung

Die positive Hochspannung wird an den Draht, der Außenmantel auf Erdpotential gelegt. Diese Art erfordert einen hochspannungsfesten Kopplungskondensator, über den das Signal an die Basis des Emittterverstärkers gelangt. Man kann ihn weglassen, wenn man die Katode des Zählers auf negative Hochspannung legt, die Anode über den Arbeitswiderstand an Erdpotential. Dieses Beispiel zeigt Bild 10.2.

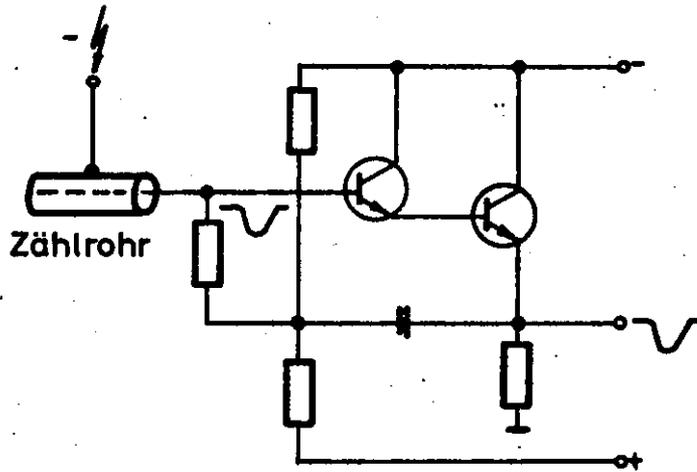


Bild 10.2

Zählrohranschluß mit negativer Hochspannung an Darlington-Emitterfolger

Manchmal schaltet man auch in Serie mit dem Signal einen Strombegrenzungswiderstand (vgl. Bild 10.3), der kapazitiv überbrückt ist, um die Anstiegszeit nicht zu verschlechtern.

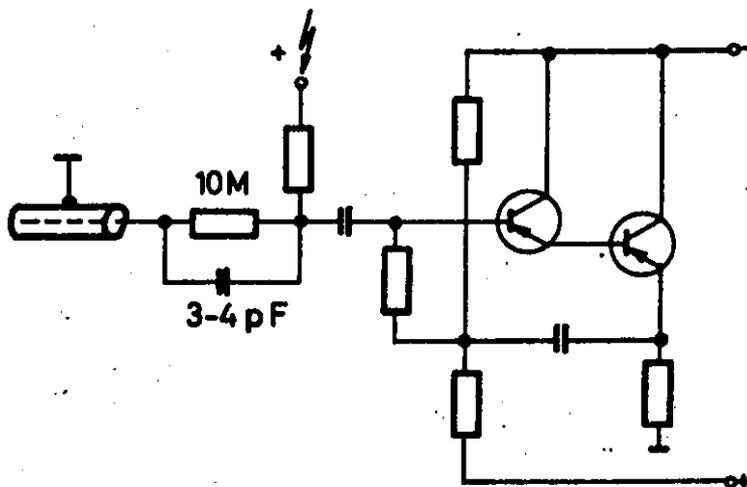


Bild 10.3

Strombegrenzung bei Halogen-Zählrohren

Die Stabilität der Spannungsversorgungsgeräte für Gaszähler richtet sich nach der Gasverstärkung und den daraus resultierenden Signalamplituden. Die Gasverstärkung ist in weitem Bereich exponentiell mit der Spannung verknüpft, der Exponent ist vorwiegend abhängig vom Gasdruck.

Für Szintillationszähler ist die Spannungsversorgung wesentlich komplizierter, da die Verstärkung in mehreren Stufen (bis zu $n = 14$) erreicht wird. Diese Verstärkung ergibt sich zu $G = \text{const. } U_B^n$, wo U_B die Speisespannung ist. Die Verstärkungsänderung als Funktion der Spannungsänderung ist also $\frac{dG}{G} = n \frac{dU_B}{U_B}$. Sollen z.B. die Verstärkungsschwankungen bei einem 14-stufigen Fotomultiplier $\leq 1\%$ sein, muß die Instabilität der Speisespannung $\leq 0,07\%$ sein. Die Dynoden arbeiten, um den Verstärkungsfaktor von ca. 3 zu erreichen, mit Potentialen zwischen 80 und 200 V, bezogen auf die vorige Stufe. Diese Potentiale werden (vgl. Bild 10.4) durch einen Spannungsteiler den verschiedenen Dynoden zugeführt, dessen

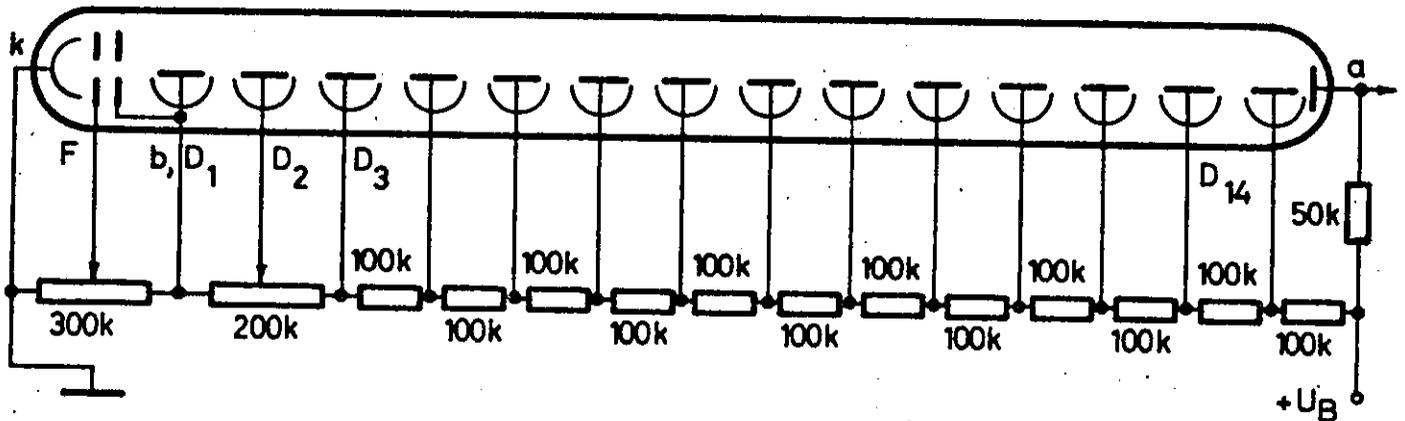


Bild 10.4

Spannungsversorgung für Multiplier (z.B. 56AVP) statisch

Querstrom groß gegen den fließenden mittleren Dynodenstrom ist. Sind die Signalströme nicht mehr klein gegen den statischen Teilerstrom, schwanken die Dynodenpotentiale während des Signaldurchgangs. Um dieses weitgehend zu verhindern, schaltet man parallel zu den letzten Dynoden, in denen der

Signalstrom besonders groß ist, Kondensatoren als Ladungspuffer. Dies ist in Bild 10.5 gezeigt. Bei 14-stufigen

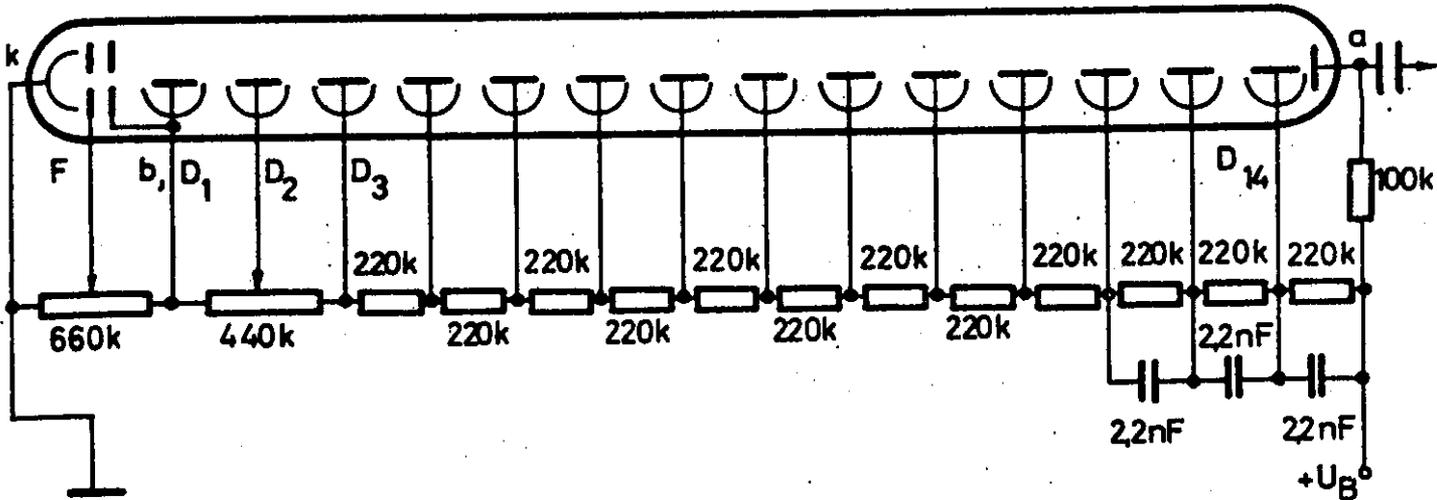


Bild 10.5

Spannungsversorgung für Multiplier (z.B. 56AVP) dynamisch

Fotomultipliern kann der Signalstrom der letzten Dynode einige Hundert Milliampere erreichen, so daß bei hoher Folgefrequenz der zu messenden Teilchen der mittlere Strom einige Milliampere beträgt. Dann werden auch Kondensatoren vernünftiger räumlicher Größe (einige μF für ca. 300 V Spannungsfestigkeit müssen im Detektorgehäuse untergebracht werden) zu stark entladen, sie können über die Widerstandskette nicht schnell genug nachgeladen werden. Ein Ausweg hieraus ist die Speisung der letzten drei oder vier Dynoden mit getrennten Netzteilen, die so niederohmig sind, daß sie Ströme bis zu 100 mA statisch liefern können. Jetzt werden die Kondensatoren genügend schnell wieder nachgeladen, der Spannungsabfall an ihnen kann $\leq 1\%$ sein. Bild 10.6 (s. folgende Seite) zeigt diese Anschaltung.

Zur Bemessung der Widerstände des Spannungsteilers sowie der Parallelkondensatoren gelten Überlegungen, die in zwei nachfolgenden Beispielen dargestellt werden sollen.

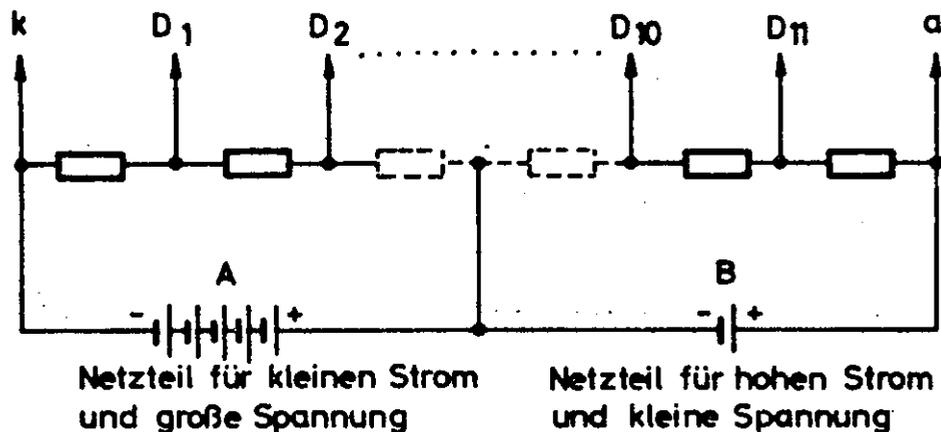


Bild 106

Spannungsversorgung für Multiplier bei sehr hohen Zählraten

Fall 1: Ein NaJ(Tl)-Szintillationszähler soll eine mittlere Zählrate von 10^4 Teilchen pro sec messen. Dann müssen für die Zeitkonstante RC zwischen der letzten Dynode und der Anode folgende Ungleichungen gelten:

$RC \gg T_{\text{puls}}, RC \ll \frac{1}{n}$, wo n die mittlere Zählrate pro sec und T_{puls} die mittlere Pulsdauer ist.

Nehmen wir an, die mittlere Pulsdauer des Szintillationspulses sei 10 μsec , dann gilt: $RC \gg 10 \mu\text{sec}$, $RC \ll 100 \mu\text{sec}$. Die Ladung, die pro Puls an der Anode auftritt, sei $Q_A = C_{A-D14} \cdot U_{\text{Puls}} = 2,5 \cdot 10^{-4} \cdot 10 = 2,5 \cdot 10^{-10}$ Asec. Hierbei wurde die Signalamplitude zu 10 V, die Kapazität zwischen der Anode und Dynode 14 zu 25 pF angesetzt.

Lassen wir an dem Kondensator einen Spannungsabfall von 1 % zu, muß seine statische Ladung etwa 100 mal so groß sein wie die Pulsladung, d.h.

$$Q_{\text{stat}} = 100 Q_A = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ Asec}$$

Die Spannung zwischen zwei Dynoden oder auch zwischen der Anode und der letzten Dynode sei 150 V. Dann ist

$$Q_{\text{stat}} = C \cdot 1,5 \cdot 10^2 + C \approx 200 \text{ pF}$$

Aus $RC \gg 10^{-5}$ sec folgt $R \gg \frac{10^{-5}}{2 \cdot 10^{-10}} = 50 \text{ kOhm}$,

aus $RC \ll 10^{-4}$ sec folgt $R \ll \frac{10^{-4}}{2 \cdot 10^{-10}} = 500 \text{ kOhm}$,

man wählt z.B. $R = 150 \text{ K}$. Dies ergibt einen statischen Querstrom von etwa 1 mA.

Fall 2: Ein Plastik-Szintillationszähler soll an einem gepulsten Beschleuniger mit einer Strahldauer von 1 msec und einer Strahlwiederholungsfrequenz von 50 Hz eine Zählrate von 10^8 Teilchen pro sec messen.

Dann gelten die Ungleichungen:

$$RC \gg 10^{-3} \text{ sec}, \quad RC \ll 2 \cdot 10^{-2} \text{ sec}$$

Nehmen wir eine Signalamplitude an der Anode von 4 Volt, ergibt sich

$$Q_{\text{Ages}} = 10^5 \cdot 10^{-10} = 10^{-5} \text{ Asec.}$$

Lassen wir wiederum einen Spannungsabfall von 1 % an dem Kondensator zu, so muß

$$Q_{\text{stat}} = 100 Q_A = 10^{-3} \text{ Asec sein.}$$

Die statische Spannung am Kondensator sei wie im vorigen Beispiel 150 V, dies ergibt einen Kondensator von:

$$C = \frac{Q_{\text{stat}}}{150 \text{ V}} = 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ F} \approx 1 \mu\text{F}$$

Der Kondensator muß also wesentlich größer sein als im vorigen Beispiel.

Wenn wir jetzt R bestimmen wollen, ergeben sich folgende Werte:

$$\text{Aus } RC \gg 10^{-3} \text{ sec folgt } R \gg \frac{10^{-3}}{10^{-6}} = 1 \text{ kOhm,}$$

$$\text{aus } RC \ll 2 \cdot 10^{-2} \text{ sec folgt } R \ll \frac{2 \cdot 10^{-2}}{10^{-6}} = 20 \text{ kOhm,}$$

Wählt man nun $R = 5 \text{ kOhm}$, wird der statische Querstrom durch den Spannungsteiler 30 mA. Dieser Wert ist unsinnig, der Strom wird nur in der letzten Dynode benötigt, er heizt nur das Detektorgehäuse auf. Statt dessen wählt man für solche Fälle eine getrennte Spannungsversorgung der letzten drei bis vier Dynoden mit hohem Strom und speist alle übrigen mit einem Spannungsteiler-Querstrom von ca. 1 mA.

Beträgt die Teilchenrate nicht 10^8 , sondern nur $2 \cdot 10^7$ Pulse pro sec, wird $R = 25 \text{ k}\Omega$, dieser Wert ist einigermaßen annehmbar, der Strom ist dann 6 mA , die Leistungsaufnahme pro Widerstand etwa 1 Watt ; wird außerdem die Verstärkung etwas herabgesetzt, so daß die Pulsamplituden an der Anode nicht 4 , sondern nur 1 V betragen, erhält man $R = 100 \text{ k}\Omega$, der Querstrom ist dann $1,5 \text{ mA}$, die Leistungsaufnahme nur noch knapp $\frac{1}{4}$ Watt pro Widerstand.

Bei Halbleiterdetektoren wird die Spannung über einen relativ hochohmigen Widerstand (etwa 1 bis $100 \text{ M}\Omega$) zugeführt, Bild 10.7 zeigt eine typische Anordnung.

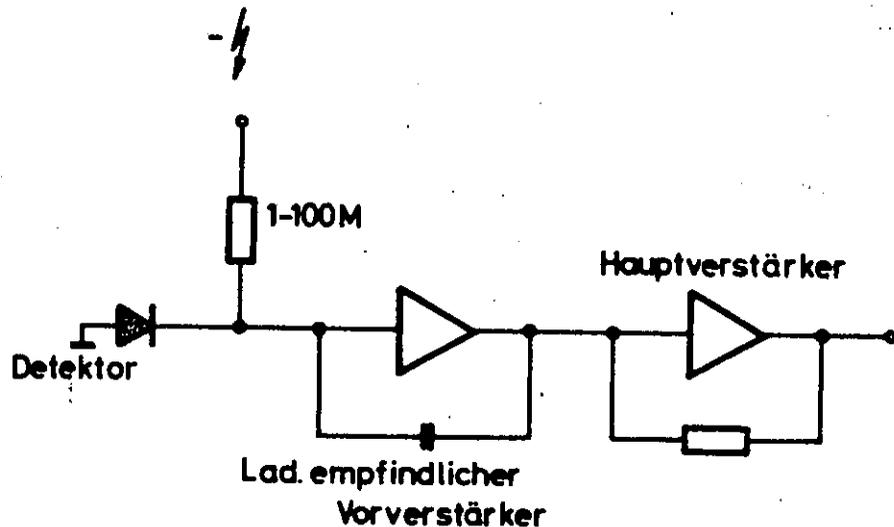


Bild 10.7

Anschluß eines Halbleiter-Detektors

Die Höhe der Spannung richtet sich nach der Art des Zählers und der Dicke der Sperrschicht. Die Zuführung muß besonders gut gegen Störungen von außen abgeschirmt werden, da schon kleine eingestreute Rauschspannungen die Energieauflösung empfindlich stören können. Die Signalamplituden betragen meist nur einige Millivolt, bei Energieauflösungen von einigen Promille darf die zulässige Störspannung am Detektorausgang einige Mikrovolt nicht überschreiten. Die Spannungsquellen für Halbleiterdetektoren müssen bei Energiemessungen auf etwa 10^{-4} konstant gehalten werden.

10.2 Bemessung des Detektor-Arbeitskreises

Die Wahl des Arbeitswiderstandes eines Detektors richtet sich nach dem Zeitverhalten der durch die Primärstrahlung hervorgerufenen Ionisation, Anregung, Dissoziation oder den Fotoeffekten in der Materie.

Grundsätzlich kann man den Detektor als Signalgenerator betrachten, sein Ersatzschaltbild mit dem Arbeitswiderstand R_p und der Detektor-, Schalt- und Meßkapazität C_p ist in Bild 10.8 angegeben.

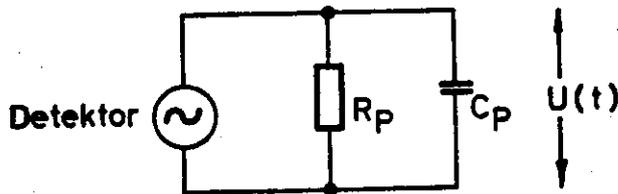


Bild 10.8

Detektor mit Arbeitskreis-Zeitkonstante

Da die angelegte Gleichspannung $U_p \gg U(t)$ ist, wo $U(t)$ die erzeugte Signalspannung ist, gilt

$$U(t) + R_p C_p \frac{dU(t)}{dt} = R_p J(t)$$

Aus dieser Gleichung können wir zwei besondere Fälle ableiten. Denken wir zunächst an die Gaszähler. Ist die Zeitkonstante $R_p C_p$ klein gegen die Sammelzeit der Ionen, erhält man praktisch nur den Elektronenanteil der Entladung, in diesem Fall gilt:

$$U(t) = R_p J(t) \text{ für } R_p C_p \ll T_+$$

Ist jedoch die Sammelzeit der Ionen klein gegen die Zeitkonstante $R_p C_p$, können wir das erste Glied der obigen Gleichung vernachlässigen, es ergibt sich

$$U(t) = \frac{Q_{\text{ges}}(t)}{C_p} \text{ für } T_+ \ll R_p C_p,$$

dabei ist $Q_{\text{ges}}(t) = Q_+ + Q_-$ die gesamte gebildete Ladung. Für Gaszähler können wir die Sammelzeiten angeben, wenn die Ionen- bzw. Elektronenbeweglichkeiten als Funktion von $\frac{E}{p}$ bekannt sind; E ist hier die Feldstärke im Zähler, p der Gasdruck. Während die Elektronensammelzeiten in üblichen Zählern etwa 10^{-8} bis 10^{-6} sec betragen, ergeben sich die Ionensammelzeiten zu 10^{-5} bis 10^{-3} sec. Die Kapazitätswerte C_p von normalen Gaszählern bewegen sich zwischen 1 pF und etwa 30 pF, daraus kann man die Widerstandswerte R_p angeben, die man braucht, um entweder den Elektronenanteil (meist einige kOhm) oder die Gesamtladung (meist einige MOhm) zu messen. Während man mit genügend großen Zeitkonstanten, also etwa $R_p C_p \geq 10 T_+$ die Energie einer einstrahlten Linie sehr genau messen kann, erhält man bei kleinen Zeitkonstanten, also $R_p C_p \ll T_+$ bei Einstrahlung der gleichen Linie stark schwankende Amplituden. Da die Ionen nicht sehr gleichmäßig abwandern, wird der Kondensator C_p ständig wieder ein wenig entladen. Dieser Effekt tritt auch bei den anderen Detektoren auf, die eine endliche Energieauflösung wegen der Verbreiterung der Linien durch fluktuierende Sammelprozesse zeigen.

Auch bei Szintillationszählern verläuft die Signalspannung nach den gleichen Funktionen, es treten jedoch einige besondere Zeitkonstanten auf. Das Licht verläßt den Szintillator in zeitlich abnehmender Intensität $N(t)$, als grobe Näherung kann man setzen: $N(t) = N_0 e^{-t/\tau_{\text{abk}}}$. Hierin ist τ_{abk} die Zeitkonstante der Lichtintensitätsabnahme, sie ist für NaJ(Tl) - Kristalle etwa 200 nsec, für gekühlte NaJ-Kristalle etwa 10 nsec und für Plastik-Kristalle etwa 3 nsec.

Der aus der Katode austretende Elektronenstrom gelangt, entsprechend vervielfacht, zur Anode und erzeugt dort ein negatives Signal $U(t)$. Die Form dieses Signals ist abhängig von der Laufzeitschwankung, die durch verschiedene Laufwege

der Elektronen im Fotomultiplier entsteht. Diese Schwankung ergibt eine zeitliche Verschmierung des Strompulses $J(t)$ im Multiplier. Ihr Einfluß ist in Bild 10.9 dargestellt,

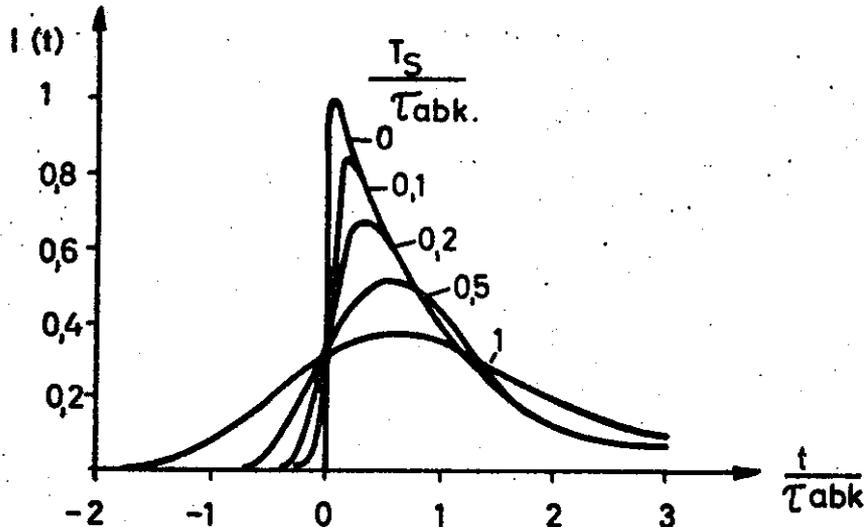


Bild 10.9

Die Form des Anodenstromimpulses als Funktion der Laufzeitstreuungen

es ist $J(t) = f\left(\frac{t}{\tau_{abk}}\right)$ aufgetragen, Parameter ist T_s/τ_{abk} .

Die Laufzeitschwankung T_s wird "Spread of Transit-Time" genannte.

Ist $T_s \ll \tau_{abk}$, ergibt sich ein steiler Stromanstieg, der exponentiell als $J(t) = J_0 e^{-t/\tau_{abk}}$ mit der Abklingzeit des Szintillators abfällt. Mit zunehmenden T_s/τ_{abk} verbreitert sich der Strompuls immer mehr, dabei flacht die Amplitude ab. Die zeitliche Schwankung des Strompulses beeinflusst die Zeitauflösung des Szintillationszählers. Der Spannungspuls verläuft, wenn man die Zeit T_s nicht berücksichtigt, nach Einsetzen von $J(t)$ und nachfolgende Integration:

$$U(t) = \frac{Q_{ges}}{C} \frac{R_p C_p}{R_p C_p - \tau_{abk}} \left(e^{-t/\tau_{abk}} - e^{-t/R_p C_p} \right)$$

Hierin ist Q_{ges} die gesamte Ladung, die die Anode trifft:

$$Q_{\text{ges}} = \int_0^{\infty} J(t) dt = J_0 \tau_{\text{abk}}$$

Die Spannung steigt mit der Abklingzeit an, nach Erreichen des Maximums fällt sie mit RC exponentiell ab.

Will man nicht die Energie messen, sondern nur das zeitliche Eintreffen eines Signals, wird man die Zeitkonstante $R_p C_p \ll \tau_{\text{abk}}$ wählen können. Dann benutzen die Multiplier Anodenwiderstände von 50 Ohm, um direkt an ein HF-Kabel anschließen zu können. Die Zeitkonstante $R_p C_p$ ist dann also $50 \times 20 \cdot 10^{-12} = 1 \text{ ns}$; hier wurde die Kapazität des Detektors und die der Verdrahtung zu dem typischen Wert von 20 pF angenommen. Es entsteht also nur ein kurzes Signal von einigen nsec Halbwertsbreite.

Jedoch schwankt in dieser Dimensionierung, wie oben erwähnt, die Amplitude bei Einstrahlung einer monoenergetischen Linie, da zwischen dem Eintreffen der Elektronen an der Anode der Kondensator C_p ständig entladen wird. Will man Energiemessungen durchführen mit Auflösungen von einigen Prozent oder besser, muß man $R_p C_p \gg \tau_{\text{abk}}$ machen.

Beim Halbleiterdetektor ist die Sammelzeit der Ladungsträger durch die Geschwindigkeit

$$v_{\pm} = \mu_{\pm} E$$

bestimmt, wo μ_{\pm} die Beweglichkeit der Löcher bzw. Elektronen ist. Diese Geschwindigkeiten liegen zwischen 10^5 und 10^6 cm/sec, so daß für 1 mm Laufweg einige Hundert Nanosekunden benötigt werden. Typische $R_p C_p$ - Zeitkonstanten für die Energiemessung liegen daher auch zwischen 0,3 und 10 μsec . Die schnellen Zeitsignale können durch Differentiation des Anstiegs gewonnen werden. Dies wird in Abschnitt 10.5 beschrieben.

10.3 Übertragung von Pulsen auf RC-Glieder

Die Übertragung von Pulsen zwischen aktiven Bauelementen geschieht meistens über zwei charakteristische Widerstands-Kondensator-Anordnungen, über Hoch- und Tiefpässe.

Der Hochpaß ist eine RC-Kombination, wie sie im Bild 10.10

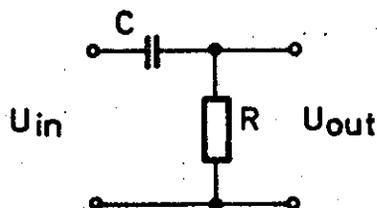


Bild 10.10
Differenzierglied (Hochpaß)

gezeigt ist. Hochfrequente Signale gelangen dann ohne wesentliche Abschwächung über den Paß, wenn der Kondensator für die Übertragungsfrequenz praktisch Kurzschluß darstellt; tieffrequente Signale werden jedoch stark abgeschwächt. Zur Übertragung von Pulsen nehmen wir an, daß vor Beginn des ersten Pulses alle Potentiale ausgeglichen sind, d.h. die Spannung über dem Widerstand ist Null Volt, der Kondensator ist ungeladen. Geben wir einen Spannungssprung der Amplitude U_{in} auf das RC-Glied, kann der Kondensator nicht beliebig schnell geladen werden, die gesamte Eingangsspannung U_{in} erscheint zunächst am Widerstand R . Nun beginnt der Kondensator über R zu laden, dabei fließt der Strom

$$J_C = J_R C \frac{dU_{in}}{dt}$$

Während die Spannung am Kondensator nach

$$U_C = \frac{1}{C} \int i_C dt \quad \text{steigt,}$$

nimmt die Spannung am Widerstand R ab. Dadurch wird der Ladestrom immer geringer, die Spannung nimmt exponentiell mit der Zeitkonstanten RC (sec) ab. Besteht das Eingangssignal nicht nur aus einem Spannungssprung und einem nachfolgenden konstanten Level, sondern geht er nach einer endlichen Zeit T wieder auf seinen ursprünglichen Wert zurück,

bestimmt das Verhältnis $\frac{T}{RC}$, wie weit die Spannung am Widerstand R abgesunken ist. Für $T \gg RC$ geht die Spannung nach einigen Zeitkonstanten auf Null (nach $5 RC$ auf 1 %), für $T \ll RC$ sinkt die Spannung jedoch nur um einige Prozent, es gilt dann

$$\frac{\Delta U_R}{U_R} \approx \frac{T}{RC}$$

Der Tiefpaß ist eine RC-Kombination, wie sie Bild 10.11

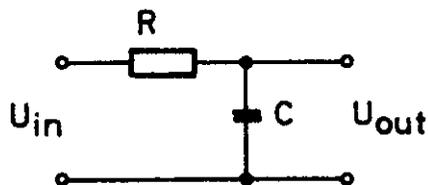


Bild 10.11
Integrierglied (Tiefpaß)

zeigt. Über diese Schaltung gehen tiefe Frequenzen praktisch ungeschwächt, hohe jedoch werden von dem Kondensator stark abgeschwächt. Zur Pulsübertragung nehmen wir wieder an, daß vor Erscheinen des Pulses alle Spannungen ausgeglichen sind, d.h. der Kondensator ist ungeladen. Geben wir jetzt einen Spannungssprung auf das RC-Glied, erscheint die ganze Eingangsspannung zunächst über dem Widerstand R, da der Kondensator nicht sofort geladen werden kann. Mit zunehmender Zeit steigt die Spannung am Kondensator, dabei nimmt der Ladestrom, der durch

$$\frac{U_{in} - U_C}{R}$$

gegeben ist, ab, bis nach einigen Zeitkonstanten RC der Kondensator auf die Eingangsspannung U_{in} geladen ist. Auch dieser Vorgang verläuft exponentiell.

Muß ein Signal beide RC-Glieder nacheinander durchlaufen, werden durch den Hoch- und Tiefpaß die übertragenen Frequenzbereiche definiert. Als Bandbreite B eines Übertragungssystems mit RC-Gliedern bezeichnet man die Differenz der beiden Frequenzen, bei denen sowohl die untere (Hochpaß) als auch die obere (Tiefpaß) Zeitkonstante die Übertragungsfunktion auf das $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -fache abgeschwächt. Die beiden Frequenzen sind daher folgendermaßen definiert:

$$f_{\text{tief}} = \frac{1}{2\pi R_1 C_1}, \quad f_{\text{hoch}} = \frac{1}{2\pi R_2 C_2}$$

wenn $R_1 C_1$ den Hochpaß, $R_2 C_2$ den Tiefpaß darstellt. Da meist breite Bänder übertragen werden, gilt etwa

$$B = f_{\text{hoch}} - f_{\text{tief}} \approx \frac{1}{2\pi R_2 C_2}$$

Durch die obere Frequenzgrenze, also durch die Bandbreite, ist die Anstiegszeit des Signals bestimmt, das den Tiefpaß verläßt.

Die Spannung am Kondensator C_2 steigt nach $U_C = U_{\text{in}}(1 - e^{-t/R_2 C_2})$. Nach der Definition der Anstiegszeit gilt, daß diese zwischen 10 und 90 % der Signalamplitude zu messen ist. Aus $U_C' = 0,1 U_{\text{in}}$ und $U_C'' = 0,9 U_{\text{in}}$ folgt $T' = 0,1 R_2 C_2$, $T'' = 2,3 R_2 C_2$, d.h. die Anstiegszeit

$$T_R = 2,2 R_2 C_2.$$

Da andererseits die Bandbreite $B \approx \frac{1}{2\pi R_2 C_2}$ ist, ergibt sich

$$B \cdot T_R \approx 0,35,$$

das Produkt aus Bandbreite und Anstiegszeit ist konstant.

Nun können wir die Übertragung der Detektorsignale innerhalb einer, durch zwei Zeitkonstanten T_1 und T_2 , bestimmten Anordnung mit dem Verstärkungsfaktor G berechnen.

Bild 10.12 zeigt die Gesamtanordnung. Die Arbeitszeitkonstante

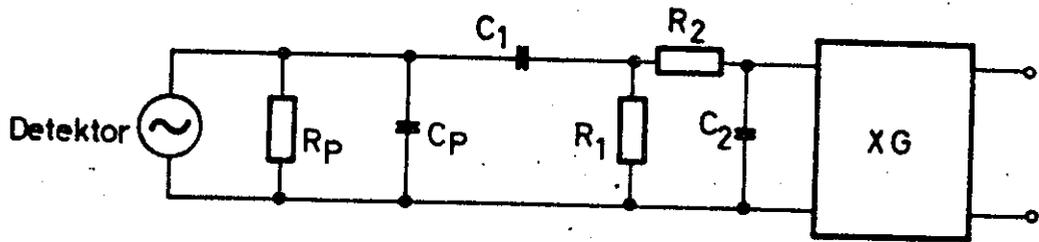


Bild 10.12

Blockbild des Detektor-Verstärkersystems

$R_p C_p$ bestimmt die Signalanstiegszeit, die das Detektorsystem verläßt. Anschließend erfolgt die Übertragung über den Hoch- und Tiefpaß sowie über einen frequenzunabhängigen Verstärker, dessen Zeitverhalten in die beiden RC-Glieder eingeschlossen wurde. Der Verstärker verändert nur die Amplitude. Das Detektorsignal (vgl. Bild 10.13) habe die Amplitude $U_{out} = \frac{Q}{C_p}$

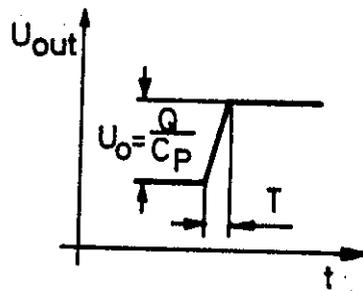


Bild 10.13

Ausgangssignal eines Energiedetektors

und die Anstiegszeit T . Die Berechnung erfolgt in zwei Schritten in den Zeitintervallen $0 \rightarrow T$ und $T \rightarrow \infty$.

1. Übertragung durch $R_1 C_1 = T_1$

$$U_{R_1} = U_{in} - \frac{1}{R_1 C_1} \int U_{R_1} dt ;$$

dieses differenziert, beide Seiten mit e^{t/T_1} multipliziert und für $t = 0$ dann $U_{R_1} = 0$ gesetzt

a) $U_{R_1} = \frac{U_{out} T_1}{T} (1 - e^{-t/T_1})$ für $0 \rightarrow T$

Für die Berechnung während der Zeit von $t = T$ bis ∞ gilt die gleiche Differentialgleichung wie vor, aber U_{in} ist jetzt konstant; diese mit e^{t/T_1} multipliziert und für $t = T$ eingesetzt:

$$U_{R_1} = \frac{U_{out} T_1}{T} (1 - e^{-T/T_1}), \quad \text{damit ergibt sich}$$

$$b) U_{R_1} = \frac{U_{out} T_1}{T} (e^{T/T_1} - 1) e^{-t/T_1} \quad \text{für } T \rightarrow \infty$$

2. Übertragung durch $R_2 C_2 = T_2$ in den beiden Zeitbereichen

$$U_{C_2} = U_{in} - R_2 C_2 \frac{dU_{C_2}}{dt}, \quad U_{in} \text{ ist durch 1 a) gegeben.}$$

$$a) U_{C_2} = \frac{U_{out} T_1}{T} (1 - e^{-t/T_2}) - \frac{U_{out} T_1^2}{T(T_1 - T_2)} (e^{-t/T_1} - e^{-t/T_2}) \quad \text{für } 0 \rightarrow T$$

$$b) U_{C_2} = \frac{U_{out} T_1^2}{T(T_1 - T_2)} (e^{T/T_1} - 1) e^{-t/T_1} - \frac{U_{out} T_1 T_2}{T(T_1 - T_2)} (e^{T/T_2} - 1) e^{-t/T_2} \quad \text{für } T \rightarrow \infty$$

Das Maximum der Signalamplitude fällt in die Zeit $T \rightarrow \infty$, d.h. um es zu berechnen, muß man die Gleichung 2 b) differenzieren und Null setzen. Es ergibt

$$T_{max} = \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{e^{T/T_2} - 1}{e^{T/T_1} - 1}$$

Den Wert der Maximalamplitude am Ausgang der Zeitkonstanten erhält man, wenn man T_{max} wieder in 2b) einsetzt:

$$U_{max} = \frac{U_{out} T_1}{T} \frac{(e^{T/T_1} - 1) T_1 / (T_1 - T_2)}{(e^{T/T_2} - 1) T_2 / (T_1 - T_2)}$$

In Bild 10.14 ist die Funktion $\frac{U_{\max}}{U_{\text{out}}}$ in Abhängigkeit von dem

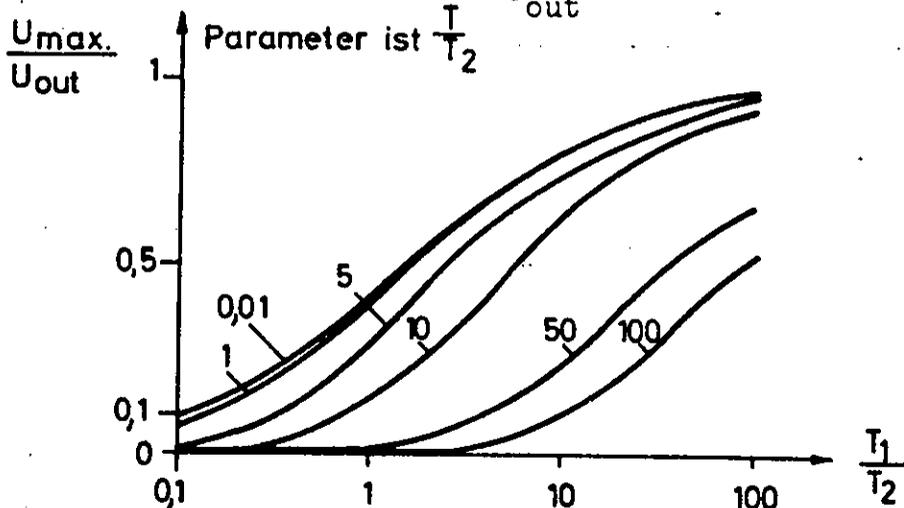


Bild 10.14

Ausgangsspannung als Funktion der Zeitkonstanten

Verhältnis $\frac{T_1}{T_2}$ aufgetragen, als Parameter wurde $\frac{T_1}{T_2}$ gewählt.

Man erkennt, daß man die aus dem Detektor kommende Signalamplitude praktisch ungeschwächt nur erhält, wenn $T_1 \gg T_2$ ist. Durch geeignete Wahl der Zeitkonstanten kann man eine gewünschte Pulsform erzielen.

10.4 Passive Pulsformung mit RC-Gliedern und HF-Kabeln

Wenn wir annehmen, daß bei einem Hochpaß die Ausgangsspannung $U_{\text{out}} \ll U_{\text{in}}$ ist, so bedeutet das, daß praktisch die ganze Spannung U_{in} sich auf dem Kondensator befindet. Der Ladestrom im Kondensator ist

$$J = C \frac{dU_{\text{in}}}{dt} ;$$

da aber die Spannung am Widerstand R $U_{\text{out}} = RJ$ ist, folgt daraus:

$$U_{\text{out}} = RC \frac{dU_{\text{in}}}{dt} ,$$

d.h. die Ausgangsspannung stellt den Differentialquotienten der Eingangsspannung dar. Dieses Ergebnis ist nur eine Näherungslösung, sie gilt um so besser, je kleiner die Zeitkonstante RC im Verhältnis zur Zeitfunktion des Pulses ist.

Praktisch kann man die Pulsspitzen beobachten, die bei schnellen Zeitfunktionen der Pulse (Anstiegs- oder Abfallzeit) nach Durchlaufen eines Hochpasses auftreten. Bild 10.15

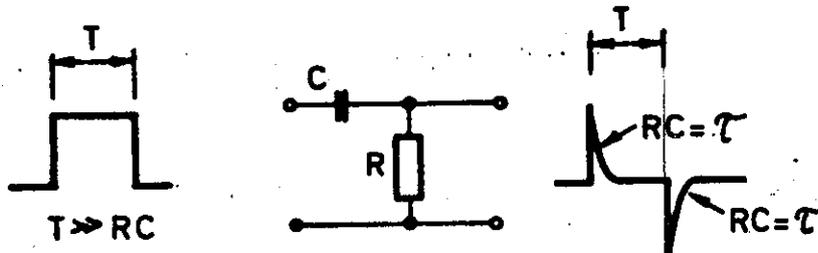


Bild 10.15

Pulsübertragung über einen Hochpaß

zeigt diese Wirkung. Ändert sich die Pulsamplitude in positiver Richtung, entsteht eine positive Spitze, bei Änderung in negativer Richtung eine negative Spitze.

Ähnlich kann ein Tiefpaß als Integrator wirken, wenn die Zeitkonstante RC groß ist gegen die Zeitfunktionen des Pulses. Auch hier gilt die Bedingung, daß $U_{out} \ll U_{in}$ sein muß, dann liegt die ganze Eingangsspannung über dem Widerstand R , es fließt der Strom $J = \frac{U_{in}}{R}$. Die Spannung am Kondensator ändert sich nach $U_{out} = \frac{1}{C} \int J dt$, d.h. $U_{out} = \frac{1}{RC} \int U_{in} dt$. Die Ausgangsspannung folgt dem Integral der Eingangsspannung, Bild 10.16 zeigt diese Wirkung.

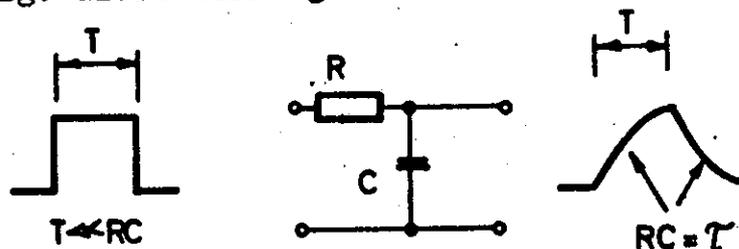


Bild 10.16

Pulsübertragung über einen Tiefpaß

Durch Hoch- und Tiefpaß als Differentiator und Integrator können Pulse in ihrer Dauer, Anstiegs- und Abfallzeit geformt werden, wobei die neuen Pulsparameter direkt proportional zu den Zeitkonstanten RC sind.

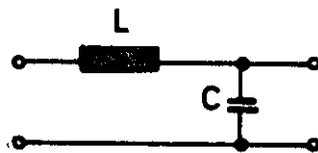
Eine Pulsformung, kurz Shapen genannt, kann auch mit Hochfrequenzkabeln vorgenommen werden. HF-Kabel, wir denken hier an Koaxialkabel, haben einen zylindrischen Innenleiter aus Volldraht oder Litze sowie konzentrisch dazu einen Außenleiter, z.B. aus Kupfergeflecht, der als Erdelektrode und Abschirmung wirkt. Zwischen beiden befindet sich ein Dielektrikum. Auf Grund dieser Anordnung haben Koaxialkabel sowohl eine Kapazität als auch eine Induktivität. Die Kapazität ergibt sich zu

$$C = \frac{0,24 \cdot 10^{-12} \cdot \epsilon \cdot l}{\log \frac{b}{a}} \text{ (F) ,}$$

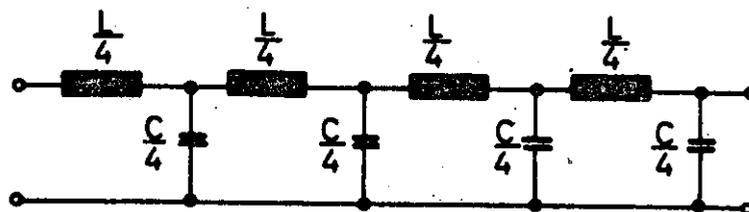
die Induktivität zu

$$L = 4,6 \cdot 10^{-9} \cdot \log \frac{b}{a} \text{ (H).}$$

Hierin bedeutet ϵ die Dielektrizitätskonstante des Zwischenmaterials, l die Länge des Kabels in cm, b der Radius des Außenmantels, a der Radius des Innenleiters. Da beide Größen die Länge enthalten, bleibt für jede Länge das Verhältnis von L und C konstant. Man könnte nun das Kabel durch eine LC-Kombination (Bild 10.17a) ersetzen, dieser einfache Reihenschwingkreis träge jedoch nicht das wirkliche Verhalten des Kabels, man muß das Kabel durch eine Kette von vielen LC-Gliedern ersetzen, wie es in Bild 10.17b für vier Glieder gezeichnet ist.



a.)



b.)

Bild 10.17

Aufteilung eines Kabels in L und C

Die Gesamtkapazität und Induktivität muß die gleiche bleiben, sie werden auf die Gesamtlänge des Kabels verteilt.

Wenn ein Spannungssprung durch das Kabel geschickt wird, läuft eine Wellenfront in die LC-Kette hinein, wobei zu beachten ist, daß der Strom in Induktivitäten erst voll fließen kann, nachdem deren Magnetfeld aufgebaut ist; ebenso können Kondensatoren ihre Spannung nicht plötzlich ändern, sie werden entsprechend ihrem Ladestrom geladen. Nachdem also die erste Spule einen Strom durchläßt, beginnt der erste Kondensator zu laden. Mit der sich nun aufbauenden Spannung beginnt durch die zweite Spule ein Strom zu fließen, mit dem der zweite Kondensator aufgeladen werden kann. So pflanzt sich die Wellenfront mit einer Geschwindigkeit, die durch L und C bestimmt ist, fort, die Geschwindigkeit ist $T_D = \sqrt{L \cdot C}$. Je weiter die Welle ins Kabel hineinläuft, desto ruhiger werden an den Eingangsklemmen der hineinfließende Strom und die Spannungen der ersten Kondensatoren. Wäre das Kabel unendlich lang, würde schließlich ein konstanter Strom fließen und eine konstante Spannung vorhanden sein. Das Kabel nimmt dann das Verhalten eines ohmschen Widerstandes an, der als Wellenwiderstand oder Impedanz des Kabels bezeichnet wird und durch

$$Z_0 = \sqrt{L/C}$$

definiert ist.

Nun sind die Kabel aber nicht unendlich lang, irgendwann kommt die Wellenfront ans Ende und lädt den letzten Kondensator auf. Seine Spannung steigt nun auf den doppelten Wert seiner Vorgänger, da der Strom in der letzten Spule nicht so schnell abgeschaltet werden kann. Erst wenn dies erreicht ist, beginnt auch der zweitletzte Kondensator sich auf den doppelten Wert zu laden und so geht es fort, die Wellenfront läuft rückwärts durch das Kabel, bis sie am Eingang wieder

angekommen ist. Bild 10.18 zeigt Strom und Spannung am Eingang eines offenen Kabels.

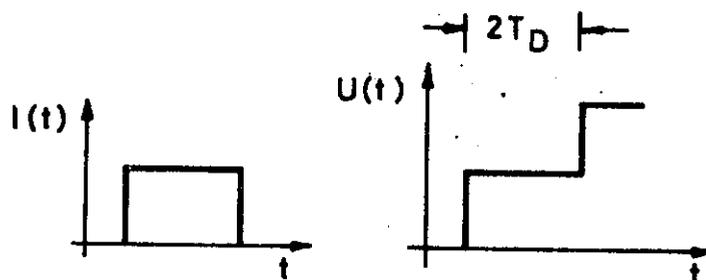


Bild 10.18

Strom und Spannung am Eingang eines offenen Kabels

Ist das Kabel an seinem Ende kurzgeschlossen, kann am letzten Kondensator keine Spannung entstehen, dafür steigt der Strom. Diesen muß nun der zweitletzte Kondensator liefern, wodurch er entladen wird. Die Wellenfront läuft jetzt mit umgekehrten Vorzeichen zum Eingang zurück, wobei alle Kondensatoren entladen werden. Bild 10.19 zeigt wieder Spannung und Strom am Eingang des kurzgeschlossenen Kabels. Schließlich kann das Kabel auch mit einem ohmschen

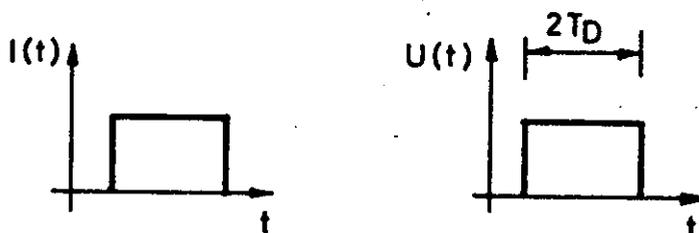


Bild 10.19

Strom und Spannung am Eingang eines kurzgeschlossenen Kabels

Widerstand abgeschlossen werden, der seinem Wellenwiderstand entspricht. Dann fließt nach dem Durchlauf der Welle im Kabel der gleiche Strom, der auch die vorangehenden Kondensatoren lädt, an ihm entsteht auch die gleiche Spannung.

Die unendlich lange Fortsetzung eines Kabels kann durch den ohmschen Widerstand mit dem Wert Z_0 ersetzt werden, das Kabel ist nun reflektionsfrei angeschlossen.

Ist der Abschlußwiderstand $R_a > Z_0$, erhält man ähnliche Reflexionen wie beim offenen, ist $R_a < Z_0$, ergeben sich Verhältnisse ähnlich wie beim kurzgeschlossenen Kabel.

Der Reflexionsfaktor r ist daher wie folgt definiert:

$$r = \frac{R_a - Z_0}{R_a + Z_0}$$

Für $R_a = Z_0$ ist $r = 0$ (Abschluß), d.h. es wird nicht reflektiert,

für $R_a = 0$ ist $r = -1$ (Kurzschluß), d.h. alles wird reflektiert, die Spannung wird abgezogen.

Für $R_a = \infty$ ist $r = +1$ (offenes Kabel), d.h. alles wird reflektiert, die Spannung wird verdoppelt.

Dazwischen ergeben sich positive oder negative Reflexionswerte, je nach dem Verhältnis $\frac{R_a}{Z_0}$.

Die Bilder 10.20 und 10.21 (s. folgende Seite) zeigen die Zusammenstellung einiger Reflexionswerte und die sich daraus ergebenden Pulsformen und -zeiten.

Die Pulsformung durch kurzgeschlossenes Kabel bezeichnet man auch in Analogie zum RC-Differentiator als einfache Kabeldifferentiation.

Durch Anwendung von zwei Differentiationsgliedern hintereinander (gleichgültig ob mit RC-Gliedern oder Kabeln), wird die Eingangsspannung zweimal differenziert. Dadurch ergibt sich ein Amplituden-Nulldurchgang, der bei Signalen verschiedener Amplitude, aber konstanter Anstiegszeit zeitlich

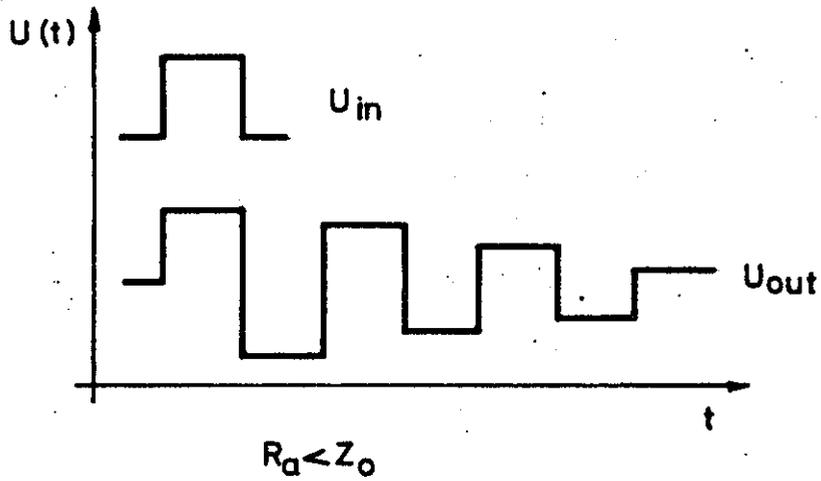


Bild 10.20

Pulsformen für Kabelabschluß $R_a < Z_0$

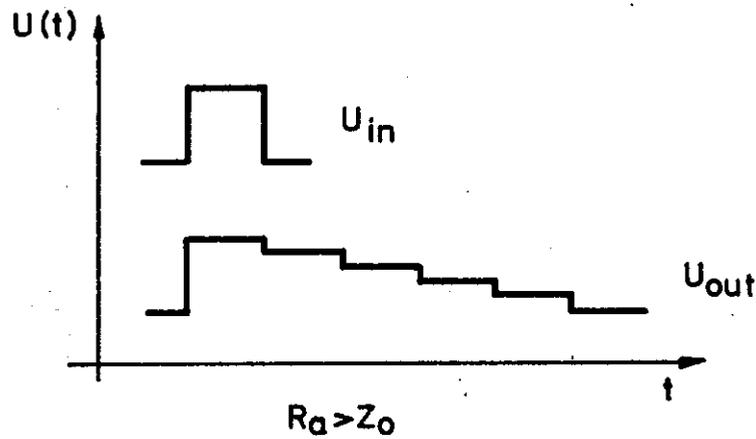


Bild 10.21

Pulsformen für Kabelabschluß $R_a > Z_0$

invariant ist und daher oft als Zeitsignal für Koinzidenz-zwecke benutzt wird. Bild 10.22 zeigt dieses Verfahren mit zwei in Serie geschalteten Kabelstufen.

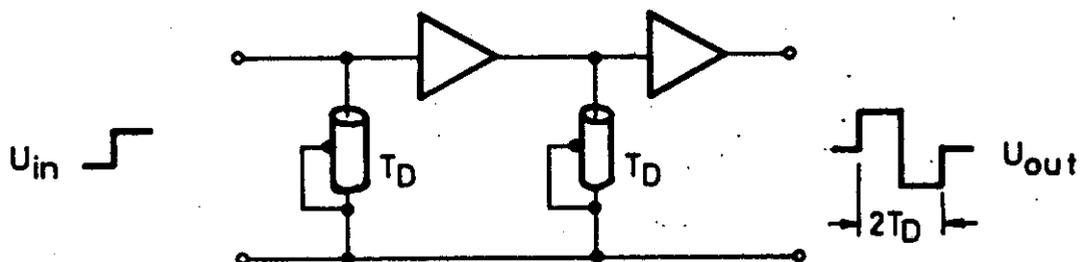


Bild 10.22

Bipolare Pulsformung durch zweifaches Kabel-Shapen

Sowohl die einmalige als auch die zweimalige Differentiation der Pulse ergibt Pulsformen, die auch auf andere Weise hergestellt werden können. Man kann die Signalwege auftrennen, das eine Signal direkt, das zweite invertiert und verzögert (mit abgeschlossenem Kabel) auf eine Addierstufe geben. An deren Ausgang ergeben sich dann Pulse mit der Dauer der Verzögerungszeit. Bild 10.23 zeigt diesen Vorgang.

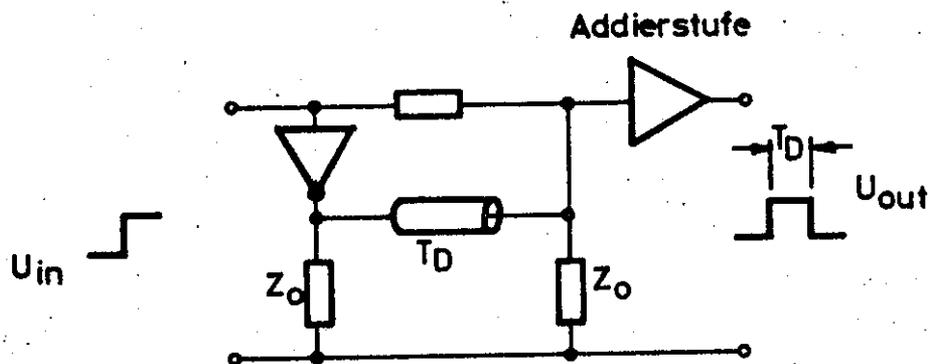


Bild 10.23

Unipolare Pulsformung durch Addition

Für die zweimalige Differentiation kann man auch das Signal auftrennen, das eine direkt, das andere verzögert (mit offenem Kabel) auf eine Differenzstufe geben. Am Ausgang dieser Stufe erhält man das bipolare Signal mit dem Nulldurchgang. Bild 10.24 zeigt diese Art der Pulsformung.

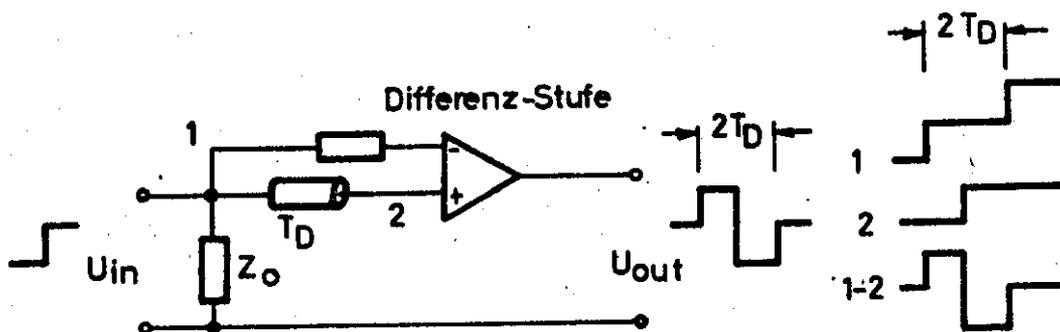


Bild 10.24

Bipolare Pulsformung durch Differenzbildung

Die eingesetzten Koaxialkabel haben in der nuklearen Elektronik fast immer einen Wellenwiderstand von 50 Ohm. Die Kapazitäten betragen etwa 80 bis 100 pF/m, die Induktivitäten 0,2 bis 0,25 μ H/m; die daraus resultierenden Laufzeiten sind 5 nsec/m Kabellänge.

10.5 Spannungs- und Ladungsempfindliche Verstärker

Lineare Pulsverstärker sind in der kernphysikalischen Meßtechnik eingesetzt, seitdem man erkannte, daß in gewissen Bereichen die Energie der einfallenden Teilchenstrahlung proportional zur Größe der Spannung ist, die man vom Strahlungsdetektor erhält. Um diese Energiebeziehung zu messen, forderte man von dem Verstärker, daß er die Signale möglichst linear übertragen sollte; die Stabilität der Verstärkereigenschaften muß dabei während der Dauer der Meßzeit so hoch wie möglich sein. Diese Eigenschaften sind nur durch gegengekoppelte Schaltungen zu erreichen. Da die Energieauflösung der Gas- und Szintillationsdetektoren bis zu 8 % beträgt, genügt es, Verstärker mit Nichtlinearitäten von höchstens 1 % zu haben. Mit Halbleiterdetektoren erreicht man Energieauflösungen von 0,2 bis 0,5 %, d.h. die nichtlinearen Verzerrungen sollten unter 0,05 % bleiben, um die hohe Energieauflösung auszunutzen. Damit diese Linearitäts- und auch Stabilitätsanforderungen erfüllt werden können, muß man die Einflüsse der Temperatur, der Signalamplituden usw. genau studieren. Hinzu kommt, da auch das Ausgangssignal der Verstärker zum Ansteuern von koinzidenten Schaltungen benutzt wird, daß der Timejitter, d.h. die zeitliche Schwankung der Anstiegsflanke unter 1 % bleiben sollte. Die Anstiegszeit, und damit auch die Bandbreite, ergibt sich aus den Signalen, die den Detektor verlassen. Für Proportionalzählermessungen mit besonderer Berücksichtigung des Elektronenanstiegs wählt man etwa 5 - 10 MHz Bandbreite, zur Messung der Ionenpulse genügt dagegen etwa 1 MHz. Bei Szintillationszählern ist die Art des Kristalls entscheidend, da dieser die Abklingzeit der Lichtemission bestimmt. Für Fotomultiplier mit

NaJ(Tl)-Kristallen sind Bandbreiten von 2 - 3 MHz üblich, ebenso für Halbleiterdetektoren; organische Detektoren verlangen wegen der kurzen Abklingzeiten von wenigen Nanosekunden Bandbreiten bis zu 300 MHz. Allerdings sind die Energiereaktionen in organischen Szintillatoren nur mäßig linear; so daß sie für spektroskopische Zwecke praktisch nicht eingesetzt werden.

Die Signale, die in den Detektoren erzeugt werden, haben Ladungen zwischen 10^{-15} und 10^{-10} Coulomb, es sind Stromstöße von μA bis mA mit Pulszeiten zwischen nsec und usec . Jedoch ist nicht die Stromamplitude direkt proportional zum Energieverlust im Detektor, sondern die Ladung, d.h. das Zeitintegral des Stromes. Entweder im Detektor oder später im Verstärker muß also an irgendeiner Stelle eine Integration stattfinden. Ist die Zeitkonstante des Arbeitskreises am Detektor kurz gegen die Dauer des Strompulses, so bleibt dessen Form im wesentlichen auch erhalten, ist sie jedoch lang gegen die Dauer des Stromes, so wird der Strom integriert, man erhält einen Spannungspuls mit der Amplitude $\frac{Q_{\text{ges}}}{C_p}$ wo Q_{ges} die Gesamtladung und C_p die Kapazität des Arbeitskreises am Detektor und Verstärkereingang ist. Die Anstiegszeit des Signals ist praktisch gleich der Dauer des Strompulses, die Abklingzeit gleich der Zeitkonstanten des Arbeitskreises.

Wir wollen nun das Prinzip der Gegenkopplung auf einem allgemeinen Verstärkertyp anwenden, es ist in Bild 10.25 gezeigt.

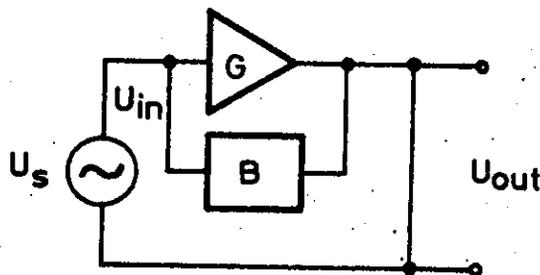


Bild 10.25

Gegengekoppelter Verstärker

Die Verstärkung selbst geschieht in einer oder mehreren Transistorstufen. Nehmen wir an, der Verstärker habe ohne Gegenkopplung den Verstärkungsfaktor G_o und auf das Eingangssignal U_s wird durch die Gegenkopplung ein Bruchteil B der Ausgangsspannung U_{out} in entgegengesetzter Phase zurückgekoppelt; dann ist die effektive Eingangsspannung

$$U_{in} = U_s - BU_{out}$$

Da $U_{out} = G_o U_{in}$ ist, folgt $\frac{U_{out}}{G_o} = U_s - BU_{out}$ oder

$$G_o U_s = U_{out} (1 + BG_o)$$

Die Verstärkung mit Gegenkopplung ist also

$$G = \frac{U_{out}}{U_s} = \frac{G_o}{1 + BG_o}$$

Wählt man $BG_o \gg 1$, dann gilt in guter Näherung $G \approx \frac{1}{B}$.

Obwohl G_o von den Steilheiten der Transistoren abhängig ist, ist die effektive Verstärkung praktisch nur durch die passiven linearen Elemente, die B bestimmen, gegeben.

Eine weitere Überlegung ergibt nun zwei Arten der Gegenkopplung. In Bild 10.26 erzeugt das Signal auf dem Eingangskondensator C_{in} die Spannung $\frac{C_{in}}{C_{in}} = U_s$. Nachdem sie in einem Verstärker mit dem Wert G_o multipliziert wurde, gelangt der Teil $B = \frac{R_K}{R_K + R_F} \approx \frac{R_K}{R_F}$ wieder zurück an den Eingang.

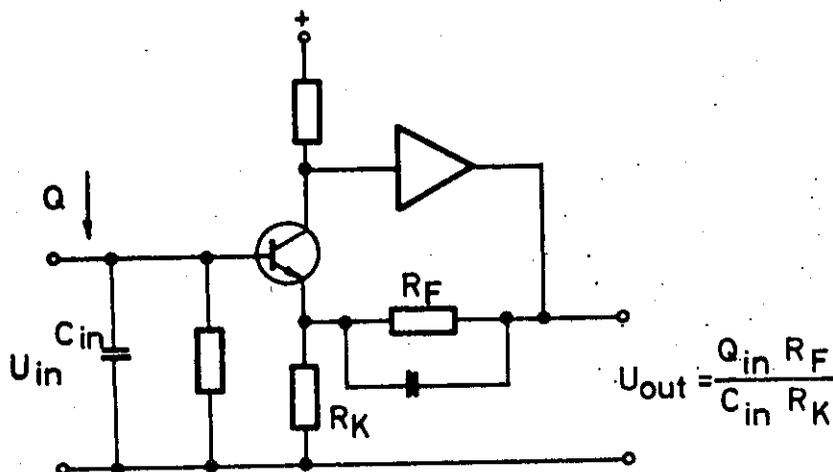


Bild 10.26

Prinzip des spannungsempfindlichen Verstärkers

Die effektive Verstärkung ist aber nicht G_0 , sondern durch die Gegenkopplung bestimmt:

$$G = \frac{U_{\text{out}}}{U_s} = \frac{1}{B} \quad \text{für } BG_0 \gg 1, \quad \text{es folgt für}$$

$$\text{die Ausgangsspannung } U_{\text{out}} = U_s \frac{R_F}{R_K} = \frac{Q_{\text{in}}}{C_{\text{in}}} \frac{R_F}{R_K}$$

Das Ausgangssignal ist proportional zur Eingangsspannung, der Verstärker wird spannungsempfindlich genannt. Der spannungsempfindliche Verstärker wird dort benutzt, wo die Kapazität des Detektors praktisch konstant ist, die Spannungsamplituden jedoch sehr unterschiedlich sind, z.B. bei Szintillationszählern, Proportionalzählrohren und Ionisationskammern.

Bild 10.27 zeigt die andere Konfiguration der Gegenkopplung.

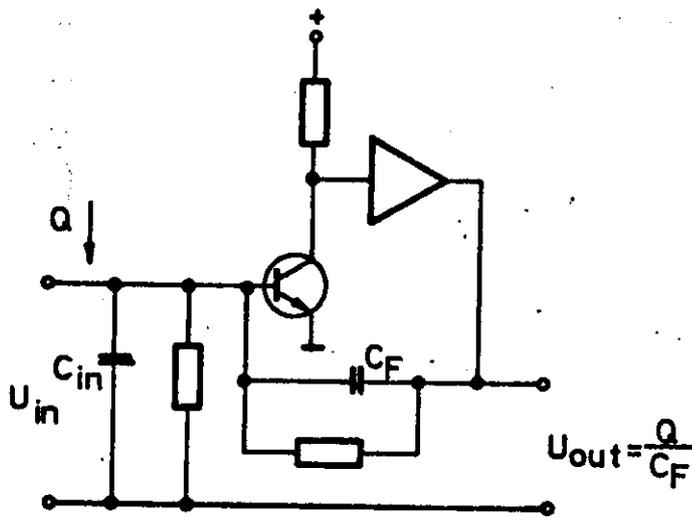


Bild 10.27

Prinzip des ladungsempfindlichen Verstärkers

Hier teilt sich die Eingangsladung in zwei Teile $Q = Q_{in} + Q_F$. Q_{in} bleibt auf der Eingangskapazität, Q_F geht auf den Gegenkopplungskondensator C_F . Die Spannung über C_F ist $U_{CF} = U_{in} - U_{out} = U_{in}(1+G)$, also ist die Ladung auf C_F :

$Q_F = C_F U_{CF} = C_F U_{in} (1+G)$. Da $Q_{in} = C_{in} U_{in}$ ist, folgt:

$$\frac{Q_F}{Q_{in}} = \frac{C_F}{C_{in}} (1+G)$$

sind C_F und C_{in} vergleichbar und ist $G \gg 1$, ergibt sich:

$Q_F \gg Q_{in}$, nahezu alle Ladung ist auf C_F .

Die Ausgangsspannung U_{out} ist dann praktisch gleich U_{CF} , d.h.

$$U_{out} \approx \frac{Q_F}{C_F} \approx \frac{C}{C_F}$$

Einen Verstärker dieses Typs nennt man ladungsempfindlich. Er wird vorwiegend dort eingesetzt, wo große Kapazitätsunterschiede der Detektoren zu erwarten sind, d.h. bei Halbleiterdetektoren.

Diese im Gegensatz zu den relativ konstanten Kapazitäten der Fotomultiplier oder der Zählrohre sehr unterschiedliche Kapazitäten bei Halbleiterdetektoren sind durch $C = 1.1 \text{ KA}/4\pi W$ gegeben.

Hierin ist K die Dielektrizitätskonstante des Detektormaterials, A die Detektorfläche in cm^2 und W die empfindliche Tiefe des Detektors.

Da Flächen zwischen einigen mm^2 und vielen cm^2 sowie Tiefen zwischen 10 μ und 5 mm vorkommen, ergeben sich Kapazitäten zwischen wenigen pF und mehr als 1000 pF. Je nach Anwendung müssen Kompromisse bei der Auswahl des Typs gemacht werden, hohe Eindringtiefen geben zwar lange Sammelzeiten an kleinen Kapazitäten, d.h. schlechte Zeitauflösung, dehnen aber den meßbaren Energiebereich wesentlich aus.

Die Sammelzeit der Ladungsträger in Halbleiterdetektoren ist durch $T = \frac{W^2}{\mu \cdot U}$ bestimmt, wo μ die Trägerbeweglichkeit und U die angelegte Spannung ist.

Die Wahl des besten Verstärkers für eine bestimmte Messung ist abhängig von der Art und den Eigenschaften des Detektors. Für höchste Energieauflösung bei kleinen Detektorkapazitäten werden möglichst rauscharme Feldeffekt-Transistoren mit kleinstem Gatestrom bei höchster Steilheit in der Eingangsstufe verwendet. Die zu messenden Spektrallinien werden durch das Rauschen im Detektor-Verstärker-System verbreitert. Für einen Si-Detektor (für Ge mit 0,75 multiplizieren) rechnet man für die Rauschbreite einer monoenergetischen Spektrallinie (volle Breite bei halber Maximalenergie der Linie)

$$(E_r)^2 = 2 \cdot 10^{-5} \frac{C^2 T}{S \tau} + 0,16 \tau \cdot i + 8 \frac{i}{R} \text{ (keV}^2\text{)}$$

Hierin ist C die Kapazität von Detektor und FET-Eingang (pF)
 τ die Integrations- und Diff.-Zeitkonstante in (μsec)
 i der gesamte Eingangsleckstrom (nA)
 R die Parallelschaltung des Detektorarbeitswiderstandes und des Gateswiderstandes (M Ω)
 S die Steilheit des Eingangstransistors in (mA/V)
 T die Temperatur ($^{\circ}\text{K}$)

Das erste Glied ist das theoretische Rauschen im FET-Kanal, das zweite das Detektor- und Gaterauschen, der dritte Term stellt das thermische Rauschen des Eingangswiderstandes dar.

Bild 10.28 zeigt einen ladungsempfindlichen Vorverstärker für Teilchenspektroskopie mit hoher Energieauflösung (s. folgende Seite). Das Eingangssignal wird kapazitiv an den FET gegeben und dort verstärkt. Von der Senke des FET's gelangt es über eine Basisstufe an die Gegenkopplungsleitung. Der Gegenkopplungskondensator (2×10 pF in Serie mit Trimmerkondensator) wird hochohmig (10 M Ω) geschuntet. Die Gegenkopplungsleitung ist vollständig gleichspannungsgekoppelt.

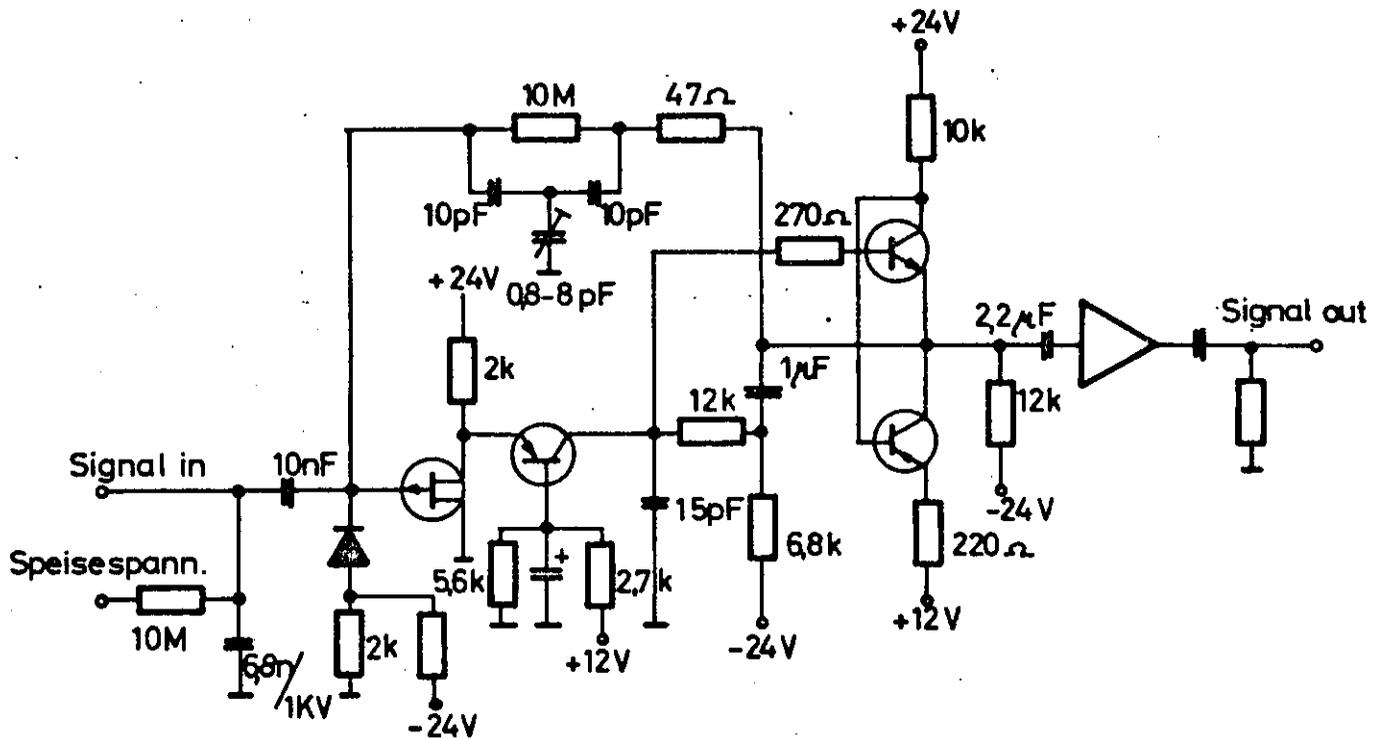


Bild 10.28

Eingangsstufe eines ladungsempfindlichen FET-Vorverstärkers

Da die Steilheit des FET's nicht sehr hoch ist, wurde ein White-Emitterfolger in den Gegenkopplungskanal einbezogen (T3 und T4), um die Verstärkung und die Anstiegszeit zu verbessern. Das Signal des ladungsempfindlichen Kreises geht über die gegengekoppelte Gruppe, bestehend aus T5 und T6, an die Ausgangsbuchse.

Bild 10.29 zeigt die Rauschbreite dieses Verstärkers als Funktion der Pulsformungs-Zeitkonstanten RC (s. folgende Seite). Rechts ist die Rauschbreite in keV, links die Zahl der dadurch minimal zu detektierenden Ionenpaare aufgetragen.

Die ausgezogenen Kurven gelten für verschiedene Eingangskapazitäten bei +25° C, die gestrichelten bei -170° C. Man entnimmt diesen Kurven, daß für diesen Verstärkertyp bei einer Detektorkapazität von z.B. 15 pF (10 pF sei die

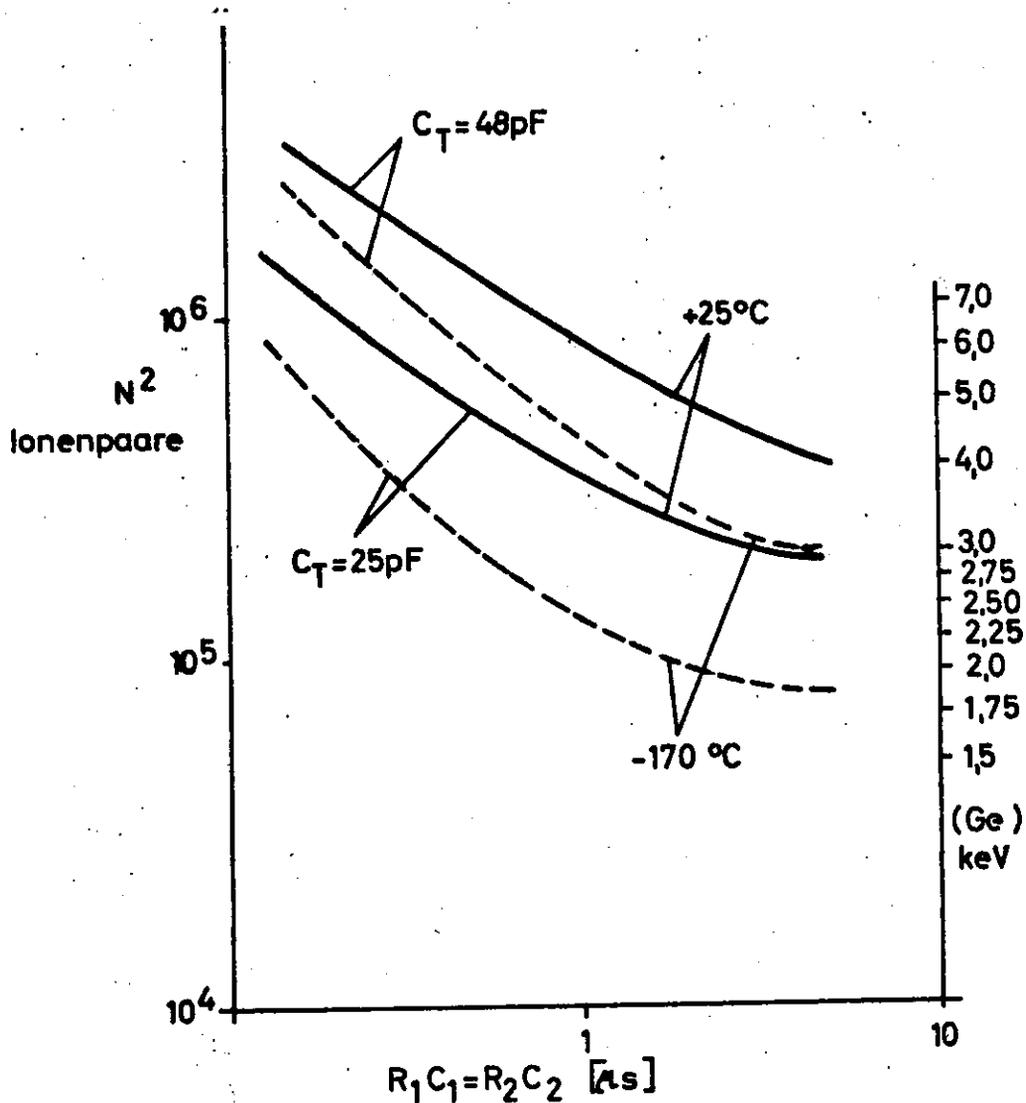


Bild 10.29

Energieauflösung eines FET-Vorverstärkers für Germanium Halbleiter-Detektoren

Eingangskapazität des FET's) die günstigste Zeitkonstante bei etwa 4-5 μsec liegt. Hierbei ist die Rauschbreite am Verstärkerausgang (gekühlt) etwa 1,9 keV, d.h. bei einer 1000 keV-Spektrallinie wäre die mögliche Energieauflösung 0,19 %.

Um einen Überblick über die verschiedenen Verstärker und ihre Eigenschaften zu erhalten, gibt die Tabelle in Bild 10.30 (s. folgende Seite) die Rauschbreiten für Si- und Ge-Detektoren in Abhängigkeit der Detektorkapazität an. Die RC-Zeitkonstante wurde in dieser Tabelle zu 1 μsec angesetzt. Die besten Auflösungswerte erhält man danach

Typische Rauscheigenschaften für RC-Konstante - 1 μ s Parameter ist Eingangskapazität										
Modell Nr.	Typ	0pF			50pF			500pF		
		keV HWB Si	keV HWB Ge	min. Ionen paare	keV HWB Si	keV HWB Ge	min. Ionen paare	keV HWB Si	keV HWB Ge	min. Ionen paare
108	Standard Transistor	19	15	2240	21	16	2480	65	51	7650
109	FET	2,6	20	307	7,5	5,8	885			
105	Standard Röhre	47	37	560	66	5,1	780	31	24	3650
105XL	Rausch- arme Röhre	22	17	260	60	4,7	560			

HWB = Halbwertsbreite

Bild 10.30

Auflösung einiger ORTEC-Verstärker

beim Einsatz ausgesuchter Röhren, ein normaler Transistorenverstärker ist ihnen weit unterlegen. Moderne FET-Verstärker erreichen jedoch gleich gute Werte wie Spezialröhrenverstärker. Diese Tabelle bezieht sich auf Ortec-Verstärker.

Um mit Halbleiterdetektoren auch Koinzidenz-Experimente zu machen, muß man ihnen auch ein schnelles Signal entnehmen. Dieses kann man z.B. durch scharfe Differentiation des Detektoranstiegs erhalten. Bild 10.31 zeigt das Prinzip.

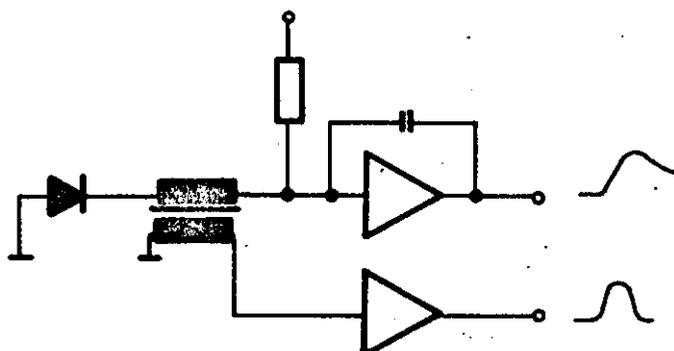


Bild 10.31

Erzeugung eines schnellen Zeitsignals aus Halbleiter-Detektoren

In Serie mit der Signalleitung schaltet man einen kleinen Ferrit-Transformator mit wenigen Windungen. Der schmale Puls, der durch $U = L \frac{dJ}{dt}$ bestimmt wird, koppelt über einen Emitterfolger in einen schnellen Verstärker, in dem er verstärkt und so geformt wird, daß er eine Koinzidenzstufe ansteuern kann. Da der erste Teil des Anstiegs eines Halbleiterdetektor-Signals sehr schnell sein kann, werden Koinzidenz-Auflösungszeiten von etwa 1 nsec erreicht.

Literatur

- W.C. Johnson, Transmission lines and networks, New York, 1950
- F. Kirsten, Physical characteristics of coaxial cables, LRL Counting Note CC2-2A, 1961
- L. Strauss, Wave generation and shaping, New York, 1960
- J.B. Trevor, Artificial delay-line design, Electronics, 18, 135, Juni, 1945
- W. Gruhle, Elektronische Hilfsmittel des Physikers, Berlin, 1960
- G. Bellettini, C. Bemporad, C. Cerri, L. Foa, Determination of the optimum working conditions of photomultipliers, Nucl. Instr., 21, 106, (1963)
- J. Fathje, Untersuchungen an Photomultipliern mit optischen Impulsen, DESY-Notiz A2.99, Hamburg, 1963
- J.V. Kane, High-voltage low-impedance divider for regulating photomultiplier tubes, Rev.Sci. Instr. 28, 582, (1957)
- A. Darna, A transistorized photomultiplier dynode voltage regulator, Nucl. Instr. 24, 247, (1963)
- H. Wahl, A fast coincidence preamplifier for solid radiation detectors, Nucl. Instr. 25, 247 (1964)
- C. Bellettini, C. Bemporad, C. Cerri, L. Foa, On the voltage distribution for Philips 56 and 58 AVP photomultipliers, Nucl. Instr. 27, 38, (1964)
- R.B. Schwartz, A.C.E. Richardson, Behaviour of coaxial cable connectors for pulses with nanosecond risetimes, Nucl. Instr. 29, 83 (1964)
- E. Gatti, V. Svelto, Synthesis of an optimum filter for timing scintillation pulses, Nucl. Instr. 36, 309 (1966)
- H.R. Bilger, Optimum energy resolution of semiconductor radiation detectors with preamplifiers using tubes, fieleffect transistors and bipolar transistors, Nucl. Instr. 40, 54 (1966)

Literatur

E. Elad, M. Nakamura, Germanium FET - a novel element for low-noise preamplifiers, Nucl. Instr. 54, 308, (1967)

W.J. Mc Donald, D.A. Gedcke, Time resolution studies on large photomultipliers, Nucl. Instr. 55, 1 (1967)

L.G. Hyman, R.M. Schwarcz, R.A. Schluter, Study of high speed photomultiplier systems, Rev.Sci. Instr. 35, 393 (1964)

11. Statistik bei nuklearen Messungen

11.1 Poisson-Verteilung, statistischer Fehler

Der radioaktive Zerfall richtet sich nach rein statistischen Gesetzen. Sind zur Zeit t noch N radioaktive Kerne eines bestimmten Isotops vorhanden, dann zerfallen $-dN$ während der Zeit dt . Es gilt

$$-dN = \lambda N dt$$

wo $\lambda = \frac{1}{\tau}$ die Zerfallskonstante, τ die mittlere Lebensdauer ist. Sind zur Zeit $t = 0$ insgesamt N_0 vorhanden gewesen, sind es zur Zeit t noch

$$N = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-\lambda t}$$

Die Zeit, die vergeht, bis die Zahl der ursprünglichen Atome auf die Hälfte zerfallen ist, nennt man die Halbwertszeit

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Wir wollen nun die Wahrscheinlichkeiten für das Messen der Zerfälle angeben. Wir nennen p die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls eines Kerns während des Meßintervalls, dann ist $1 - p$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß dieser Kern nicht in dieser Zeit zerfällt. p selbst ist eigentlich das Produkt aus der Wahrscheinlichkeit, daß der Kern überhaupt zerfällt und derjenigen, daß die Zerfallsprodukte auch im Detektor gemessen werden.

Wir definieren nun P_n als die Wahrscheinlichkeit dafür, daß von den vorhandenen N Atomkernen n Zerfälle während des Zählratenintervalls gemessen werden und fragen nach der Abhängigkeit dieser Wahrscheinlichkeit von n, N und p .

Wir benötigen zunächst n verschiedene Möglichkeiten, um die Wahrscheinlichkeit p des Zerfalls darzustellen und $(N - n)$ Möglichkeiten, die keinen Zerfall ergeben. Das

bedeutet, daß P_n das Produkt der Faktoren $p^n(1-p)^{N-n}$ enthalten muß. Zusätzlich müssen wir aus den Zahlen 1 bis N, die ja die Anzahl der vorhandenen Atomkerne darstellt, die möglichen verschiedenen Folgen der n verschiedenen Zahlen bilden. Diese Folgen müssen mindestens eine ihrer Zahlen unterschiedlich haben, gleiche Zahlen, nur in verschiedener Reihenfolge, sollen keine verschiedenen Folgen sein.

Die erste Zahl ist aus jeder der N vorhandenen frei wählbar, wir haben also N Möglichkeiten, für die zweite Zahl noch (N-1) Möglichkeiten usw. Insgesamt ergeben sich $N(N-1)(N-2) \dots (N-n+1) = \frac{N!}{(N-n)!}$ Möglichkeiten.

Dieser Wert enthält jedoch alle n! möglichen Anordnungen der Reihenfolge der Zahlen. Da wir dies, wie oben besprochen, ausschließen, müssen wir noch durch n! dividieren, um die Wahrscheinlichkeit für das Messen von n verschiedenen Kernen aus der vorhandenen Zahl N zu erhalten. Wir schreiben also für P_n den Ausdruck

$$P_n = p^n(1-p)^{N-n} \frac{N!}{n!(N-n)!}$$

Ist also r die mittlere Zählrate pro Zeiteinheit, ist die in einem beliebigen Zeitintervall t gemessene Pulszahl n nicht genau gleich $r \cdot t$, denn $r \cdot t$ wäre der wahre Wert, den man nach unendlich langer Meßdauer registrieren würde. n wird also von diesem Wert ein bißchen abweichen, da die Meßzeit endlich ist. Der auftretende Fehler ist dann $n - \bar{n}$.

Da nach der Definition $\sum_0^N P_n = 1$ ist, ist der mittlere Erwartungswert $\bar{n} = \sum_0^N n P_n$. Für die Abweichung vom mittleren

Wert kann man das mittlere Fehlerquadrat bestimmen. Dieses wird als σ^2 bezeichnet,

$$\sigma^2 = \sum_0^N (n - \bar{n})^2 P_n = \bar{n}(1-p)$$

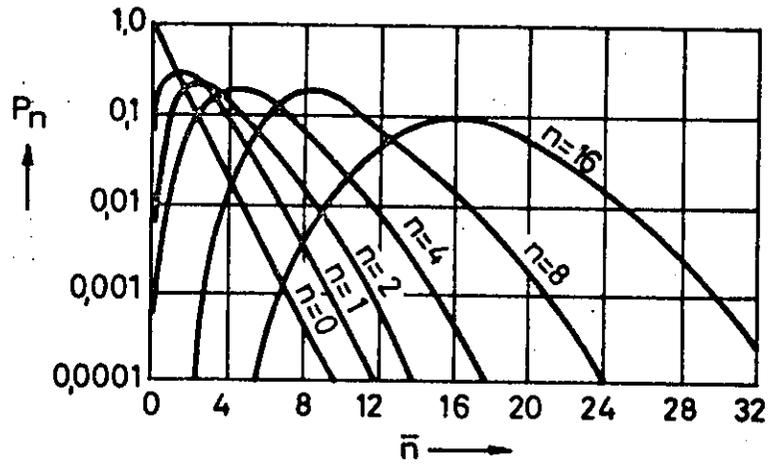


Bild 11.1

Poissonverteilung $P_n = f(\bar{n})$, Parameter n

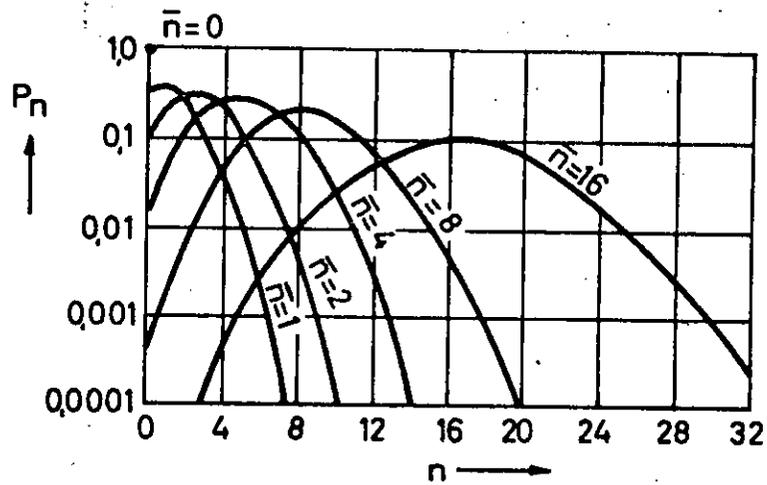


Bild 11.2

Poissonverteilung $P_n = f(n)$, Parameter \bar{n}

11.2 Zählverluste, statistische Totzeit

Jedes Gerät, mit dem Teilchen detektiert und gemessen werden, hat eine endliche Auflösungszeit, so daß Teilchen, die zeitlich zu schnell aufeinanderfolgen, keine getrennten Signale erzeugen. Die unempfindliche Periode ist sowohl durch den Mechanismus des Detektors als auch der elektronischen Meßapparatur bestimmt, sie wird Totzeit genannt. Die Zählverluste, die durch sie entstehen, müssen berechnet werden können, um die gemessenen Zählraten zu korrigieren. Die Totzeit in den Detektoren beträgt je nach Typ zwischen 10 nsec und etwa 1 msec, wobei die langen Zeiten von den Gaszählern herrühren. In diesem Abschnitt soll die Totzeit der elektronischen Registriergeräte behandelt werden.

Die Totzeit entsteht durch nichtlineare Ladungseffekte. Nach Eintreffen eines Signals oberhalb einer Schwelle müssen entweder gespeicherte Ladungen abgebaut werden oder, in Schaltungen mit Rückkopplungsverhalten nach Ablauf eines Zyklus die elektrischen Anfangsbedingungen wiederhergestellt werden. Das bedeutet Lade- bzw. Entladezeiten von Kondensatoren; während dieser Zeiten kann durch ein von außen kommendes Signal kein weiterer Triggervorgang ausgelöst werden, die Schaltung ist unempfindlich. Erst wenn die Gleichspannungsbedingungen restauriert sind, ist die Totzeit abgelaufen, ein neues Signal kann registriert werden.

Da die Eingangssignale, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, einer zeitlichen Statistik unterliegen, ist es wichtig zu wissen, welche Zählratenverluste durch die Totzeit eintreten. Wir wollen annehmen, daß ein Puls, der innerhalb der Totzeit ankommt, keine zusätzliche Verlängerung dieses Effekts verursacht.

Setzen wir voraus, n sei die Zahl der Pulse pro Sekunde, die der Zähler registriert hat. Dann war der Zähler n mal pro Sekunde nicht in der Lage, zu zählen, d.h. wenn τ die Totzeit des Zählers ist, war dieser während $n\tau$ sec nicht aufnahmebereit. Dann war also die Anzahl der pro Sekunde in den Zähler wirklich hineingehenden Pulse $N = \frac{n}{1-n\tau}$.
Daraus kann man die Zahl der registrierten Pulse zu $n = \frac{1}{\tau} \frac{N-n}{N}$ bestimmen. $\frac{N-n}{N}$ gibt den relativen Verlust an, die Zahl der gemessenen Pulse ist proportional zum Verlust. Soll z.B. eine Zählrate von 10^4 Pulsen pro sec mit nur 1 % Verlust registriert werden, so ist dazu eine Totzeit von weniger als 10^{-6} sec erforderlich.

Sind nur geringe Zählverluste zulässig, kann man als Näherung angeben: $\frac{N}{n} = \frac{1}{1-n\tau} \approx 1 + n\tau$ oder anders geschrieben

$$N \approx n (1+n\tau)$$

Unter dieser Voraussetzung kann man mit einer relativ einfachen Messung die Zählverluste durch Vergleich mit der Strahlung von zwei etwa gleichen Quellen bestimmen. Es seien N_A und N_B die beiden wirklichen Zählraten der Quellen A und B, die den Detektor treffen, 0 sei der Nulleffekt, wenn kein Präparat zugegen ist. Dann macht man vier verschiedene Messungen nacheinander, und zwar mißt man den Nulleffekt, Präparat A allein, dann A und B gemeinsam und schließlich B allein.

Dann ist

$$N_A + 0 = n_A (1 + n_A \tau) \quad (1)$$

$$N_B + 0 = n_B (1 + n_B \tau) \quad (2)$$

$$N_A + N_B + 0 = n_S (1 + n_S \tau) \quad (3)$$

Durch Subtraktion von (3) von der Summe aus (1) und (2) und Auflösung nach τ ergibt sich

$$\tau = \frac{n_A + n_B - n_S - 0}{n_S^2 - n_A^2 - n_B^2}$$

Die Totzeit folgt also aus einer Gleichung, in der nur gemessene Zählraten enthalten sind. Voraussetzung für die Messung ist, daß $n_T \ll 1$ ist. Außerdem sollen die beiden Präparate räumlich so angeordnet sein, daß durch gegenseitige Streuung bzw. Absorption keine Zählratenänderung zustande kommt. Ferner sollte die Summe der Einzelzählraten der Präparate A und B nicht wesentlich größer als die Summe der gemeinsamen Zählrate A+B sein. Der auftretende Meßfehler ergibt sich zu

$$\sigma \approx \frac{1}{n_A n_B} \sqrt{\frac{n_S}{2T}}$$

wo T die Meßzeit in Sekunden, n_A , n_B und n_S ebenfalls pro Sekunde gemeint ist.

11.3 Zeitintervall-Ausgleich bei Untersetzern

Untersetzer zählen die Zählrate von gemessenen Ereignissen. Für sie ist charakteristisch, daß die mittlere Ausgangsrate um den Untersetzungsfaktor kleiner ist als die Eingangszählrate. Sie haben aber auch die Eigenschaft, die Ausgangszählfrequenz zu regulieren. Wenn statistisch verteilte Pulse durch einen Untersetzer mit mehreren Flip-Flops geschickt werden, erscheinen die Ausgangspulse sehr gleichmäßig verteilt mit nur geringer Schwankung der Pulsabstände.

Nehmen wir an, der Untersetzungsfaktor sei m, die statistisch verteilte Eingangsrate sei $N \cdot m$ pro sec, d.h. die Ausgangsrate N pro sec. Ferner sei die Totzeit des Untersetzers so gering, daß die dadurch entstehenden Zählverluste vernachlässigbar seien. Gefragt ist nach der Wahrscheinlichkeit $q_m(x)$, daß der gemessene zeitliche Abstand zwischen den Ausgangspulsen zwischen x und $(x+dx)$ liegt, wobei $x = n \cdot t$ das Zeitmaß in Einheiten des mittleren Abstands zweier Ausgangspulse ist. Außerdem interessiert die Wahrscheinlichkeit $Q_m(x)$ dafür, daß der nächste Pulse nach $t = \frac{x}{N}$ sec eintrifft.

Zur Zeit $t = \frac{x}{N}$ gehen n Pulse in den Eingang des Untersetzers, wo $n = 1, 2, 3 \dots \infty$ ist. Die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Zahl n liefert die Poisson-Verteilung. Die mittlere Zahl der im Intervall $t = \frac{x}{N}$ eintreffenden Pulse ist $\bar{n} = Nmt = mx$. Die Wahrscheinlichkeit $Q_m(x)$, daß der nächste Ausgangspuls erscheint für $n \geq m$, ist

$$Q_m(x) = \sum_m^{\infty} P_n(mx)$$

mit
$$P_n(mx) = \frac{(mx)^n}{n!} e^{-mx}$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß der nächste Ausgangspuls zwischen x und $(x+dx)$ eintrifft, ist nach der Definition $q_m(x)dx$.

Wenn wir aber die Häufigkeitsverteilung der Pulsintervalle um einen mittleren Pulsabstand am Untersetzerausgang wissen wollen, müssen wir die Änderung von $Q_m(x)$ während des Zeitintervalls dx betrachten. Also setzen wir

$$q_m(x) = \frac{d}{dx} Q_m(x) = \sum_m^{\infty} (mP_{n-1}(mx) - mP_n(mx))$$

Daraus folgt:

$$q_m(x)dx = mP_{m-1}(mx)dx = m \frac{(mx)^{m-1} e^{-mx}}{(m-1)!} dx$$

Die Kurve $q_m(x)$ als Funktion von $x = Nt$ ist in Bild 11.3 (s. folgende Seite) aufgetragen. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß nach m -facher Untersetzung der Zeitabstand zweier aufeinanderfolgender Pulse gerade gleich $x = Nt$ ist. $m = 1$ bedeutet keine Untersetzung, für $m = 2, 4, 8, 16$ erkennt man, wie sich mit zunehmender Untersetzung die auftretenden Zeitintervalle um den Mittelwert $Nt = 1$ häufen. Hieraus kann man den Gewinn für die Auflösungszeit der nachfolgenden Geräte ablesen, den man bereits durch kleine Untersetzungs-faktoren erhält.

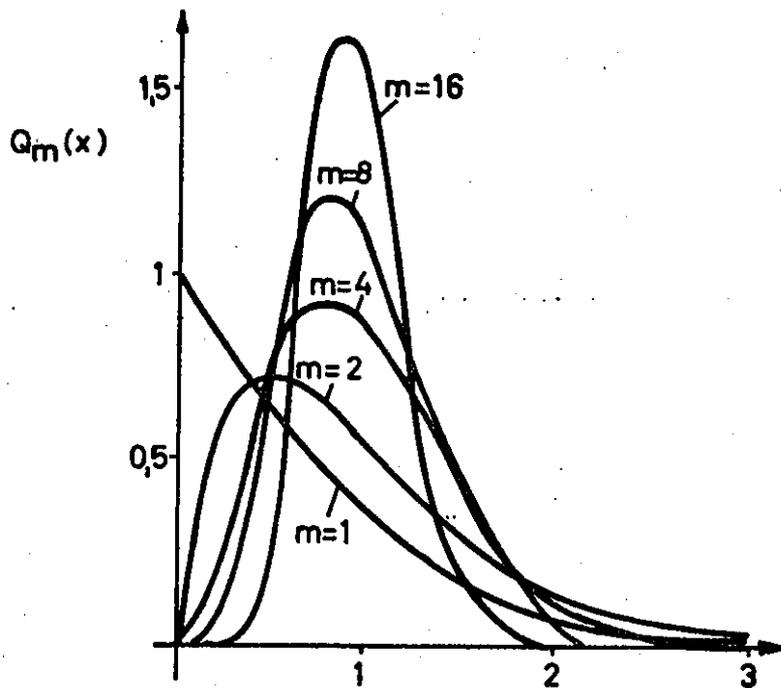


Bild 11.3
Regularisierungsfunktion der Untersetzer

11.4 Wahre und zufällige Koinzidenzen

Treten zwei oder mehrere Pulse in verschiedenen Detektoren gleichzeitig auf, ergeben sich Koinzidenzsignale, die in einer elektronischen UND-Schaltung gemessen werden können. Von wahren Koinzidenzen spricht man, wenn z.B. bei einem einzelnen Kernprozeß meßtechnisch gleichzeitig (innerhalb der Auflösungszeit) mehrere Teilchen oder Quanten wegfliegen, die in den Detektoren registriert werden. Koinzidenzen können aber auch dadurch vorgetäuscht werden, daß jeder der Detektorpulse eine endliche Zeitdauer besitzt, so daß zwei Pulse, die durchaus unabhängig sind, aber noch innerhalb dieser Zeitdauer auftreten, als Zweifachkoinzidenz in Erscheinung treten, obwohl sie keine wahre Koinzidenz darstellen. Die Zahl solcher zufälligen Koinzidenzen hängt von der Zählrate, die die Detektoren registrieren und von der Pulsdauer der Signale ab.

Messen wir z.B. im Detektor 1 Pulse der Zeitdauer T_1 , im Detektor 2 Pulse der Dauer T_2 , so wird ein Puls im Detektor 1, der frühestens T_1 Sekunden vor einem Puls im Detektor 2 oder spätestens am Ende von T_2 eintrifft, also während der Zeitdauer $T_1 + T_2$ einsetzt, eine zufällige Koinzidenz zwischen den beiden Detektoren erzeugen. Beträgt die Zählrate pro sec der registrierten Pulse in den Detektoren r_1 bzw. r_2 , treten die zufälligen Koinzidenzen mit der Häufigkeit:

$$N_{\text{zuf}_{1,2}} = r_1 r_2 (T_1 + T_2) \quad \text{auf.}$$

Da die Koinzidenzauflösungszeit 2τ praktisch immer durch die Pulsdauer T_1 und T_2 bestimmt ist, können wir $T_1 + T_2 = 2\tau$ setzen; die Zahl der zufälligen Koinzidenzen beträgt also

$$N_{\text{zuf}_{1,2}} = 2r_1 r_2 \tau$$

Allgemein gilt

$$N_{\text{zuf}_{1,2,3}} = 3r_1 r_2 r_3 \tau^2$$

$$N_{\text{zuf}_{1,2 \dots k}} = k r_1 r_2 \dots r_k \tau^{k-1}$$

Durch Messung der Zählrate der zufälligen Koinzidenzen (z.B. durch ein langes Kabel vor einem Koinzidenz-Eingang, außerhalb der Auflösungskurve der Koinzidenzschaltung) und durch Bestimmung der Einzelzählraten kann man die Auflösungszeit der Koinzidenz bestimmen.

Literatur

J. Painwater, C.S. Wu, Application of probability theory to nuclear particle detection, Nucleonics, 1, 60 (1947)

W.C. Elmore, Statistics of counting, Nucleonics, 6, 26 (1950)

J. Weber, Zählverluste in elektronischer Logik durch Statistik und Totzeit, DESY-Notiz A2-102, Hamburg, 1963

3. Pulsformer für Nanosekunden-Signale

3.1 Anforderungen an Pulsformer

Die Aufgabe eines Pulsformers ist es, digitale oder analoge Eingangssignale in Pulse definierter Amplitude und Zeitdauer umzuwandeln. Dabei müssen einige Bedingungen erfüllt werden, die je nach Einsatz des Pulsformers etwas verschieden sein können. Wir wollen hier die Pulsformer besprochen, die, auch als Diskriminatoren bezeichnet, unmittelbar hinter dem Fotomultiplier eingesetzt werden und an die nachfolgende schnelle logische Elektronik Standardsignale geben. Die genannten Bedingungen sind die folgenden:

1. Die Ausgangssignale dürfen sich weder in der Amplitude noch in der Zeitdauer wesentlich verändern, wenn
 - a) die Amplitude der Eingangssignale zwischen etwa 0,1 V und 10 V sich ändert,
 - b) die Pulsdauer am Eingang zwischen etwa 2 nsec und einigen Mikrosekunden variiert. Diese Forderung wird nicht von allen Pulsformern erfüllt, oft sind nur Zeitvariationen zwischen 2 und 20 nsec zugelassen, sonst erscheinen am Ausgang durch wiederholtes Antriggern des eingebauten Univibrators Mehrfachsignale.
2. Der Timejitter sollte für das oben angegebene Eingangss-Amplitudenspektrum weniger als 2 nsec, möglichst 1 nsec betragen. Unter Timejitter versteht man die zeitliche Schwankung des Triggereinsatzpunktes der Pulsformer-Schaltung. Er kommt dadurch zustande, daß wegen der konstanten Anstiegszeit der Signale der Triggerpunkt bei konstanter Schwelle zu verschiedenen Zeiten erreicht wird (vgl. Bild 12.1 auf der nächsten Seite).

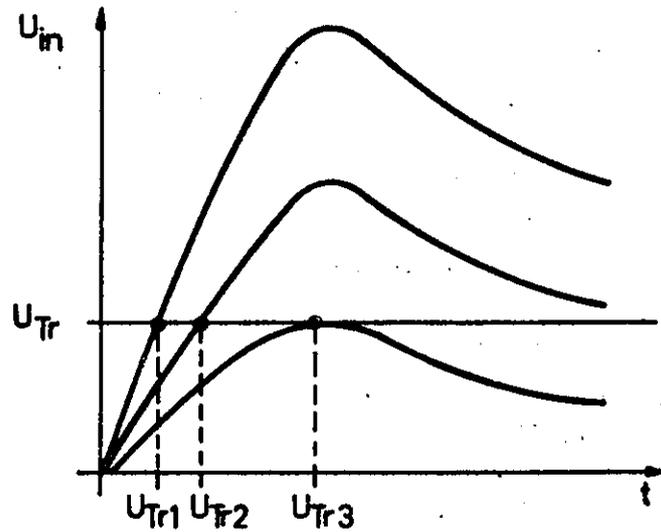
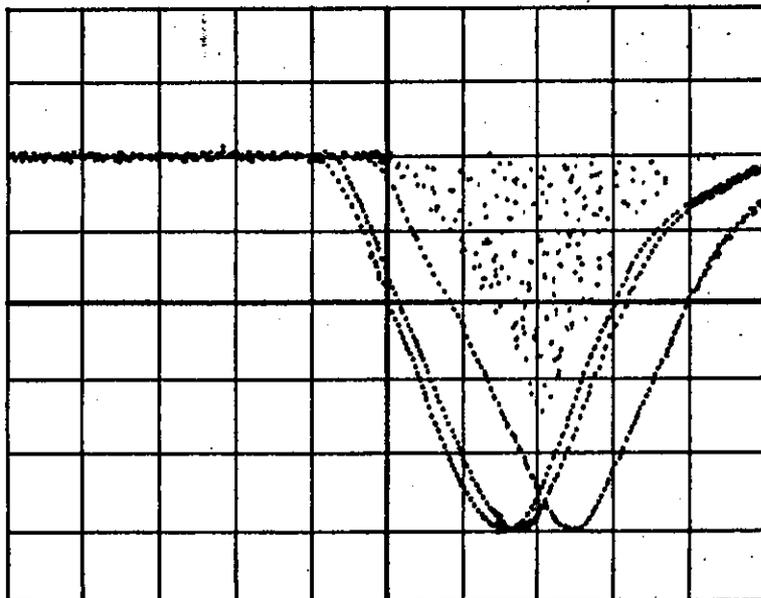


Bild 12.1
Triggervorgang mit Timejitter

Der Timejitter ist, wenn keine besondere Pulsformung vorausgeht, von der Größenordnung der Anstiegszeit. Im Bild 12.2 ist die Ausgangsspannung eines Pulsformers für verschiedene Eingangsamplituden zu sehen. Die stark statistisch



Horizontal 1ns/cm
Vertikal 200mV/cm

Bild 12.2
Ausgangssignale eines Pulsformers mit Timejitter

schwankende Kurve stammt von einem Signal, das gerade die Triggerschwelle erreicht hat, die nächste Kurve von einem, das die Schwelle um 50 % überschreitet, die dritte Kurve von einem Signal mit 3facher und die letzte Kurve von einem mit 20facher Schwellenüberschreitung. Da die Zeitachse 1 nsec/cm ist, kann man hier den Timejitter zu etwa 1,2 nsec angeben.

12.2 Aufbau von Pulsformern

Damit die Pulsformer die im vorigen Abschnitt 12.1 aufgestellten Forderungen erfüllen können, müssen sie bestimmte Bausteine enthalten (vgl. Bild 12.3). Am Eingang sollte

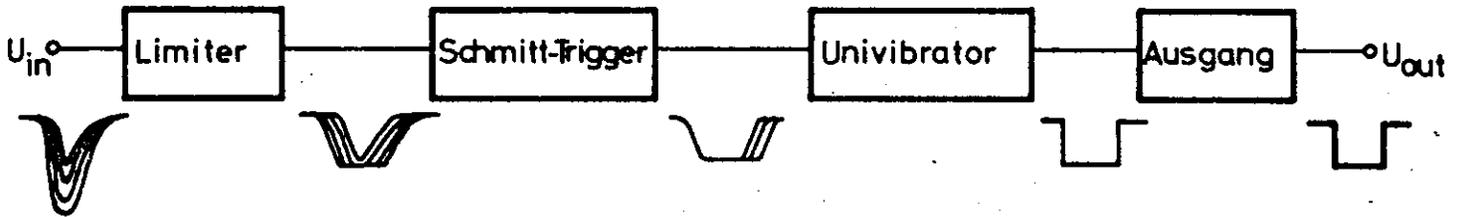


Bild 12.3

Blockbild eines Pulsformers

grundsätzlich ein Limiter vorhanden sein, der die Dynamik des Amplitudenspektrums begrenzt, dann folgt ein Schmitt-Trigger, der Signale konstanter Amplitude erzeugt, deren Zeitdauer durch die Dauer der Schwellenüberschreitung der Eingangssignale gegeben ist. Um zeitlich definierte Ausgangssignale zu schaffen, wird ein Univibrator nachgeschaltet, dessen Pulsdauer regelbar sein sollte. Die Ausgangssignale werden schließlich in Verstärkern auf die vorgesehenen Amplituden und Impedanzen gebracht.

Der Timejitter bestimmt die minimale Auflösungszeit der hinter den Pulsformern beschriebenen Koinzidenzstufen. Da die Anstiegszeit der Fotomultipliersignale etwa 1 - 3 nsec ist, der Timejitter etwa gleich ist (vgl. Bild 12.1), sind Auflösungszeiten unter 3 nsec kaum zu erreichen. Durch spezielle Pulsformmethoden, die als Nulldurchgangsbildung bezeichnet werden, kann man noch etwa eine Größen-

ordnung gewinnen. Diese Methoden basieren auf folgender Idee:

Die Signale haben alle gleiche Pulsformen, d.h. die Anstiegszeit und Abfallzeit sind gleich; die Dynamik der Amplitude reicht jedoch von etwa 1 : 15 in der Hochenergiephysik bis zu 1 : 1000 in der Niederenergiephysik. Differenziert man diese Signale zweimal, erreicht man, daß die dabei entstehenden Signale unabhängig von der Amplitude einen zeitlich invarianten Nulldurchgang haben, wie es in Bild 12.4 schematisch gezeichnet ist. Wenn man nun

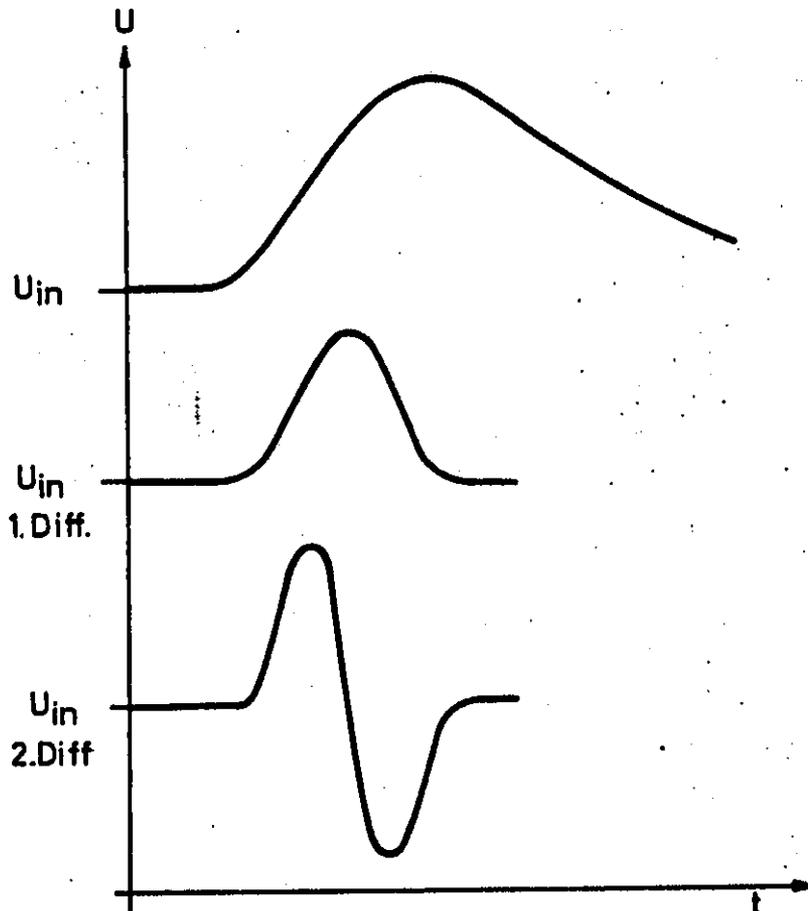


Bild 12.4

Einfach-/Zweifachdifferenzieren eines exponentiellen Signals

Pulsformer konstruiert, die auf den Nulldurchgang antriggern, enthalten deren Ausgangssignale nur noch sehr geringe Zeitschwankungen, so daß die nachgeschalteten Koinzidenzgeräte Auflösungszeiten von weniger als 1 nsec erreichen können.

Die Erzeugung des Nulldurchgangs kann auf verschiedene Arten erreicht werden, wir wollen hier einige Beispiele anführen.

In einem stark gedämpften Schwingkreis, dessen Resonanzfrequenz etwa 80 MHz beträgt, fließt der Strompuls des Fotomultipliers. Die Abklingzeit des benutzten Plastikszintillators und die Anstiegszeit des Multipliers bestimmen zusammen mit der LC-Frequenz die Nulldurchgangszeit. Bild 12.5 zeigt das Schaltbild der Anordnung. Als

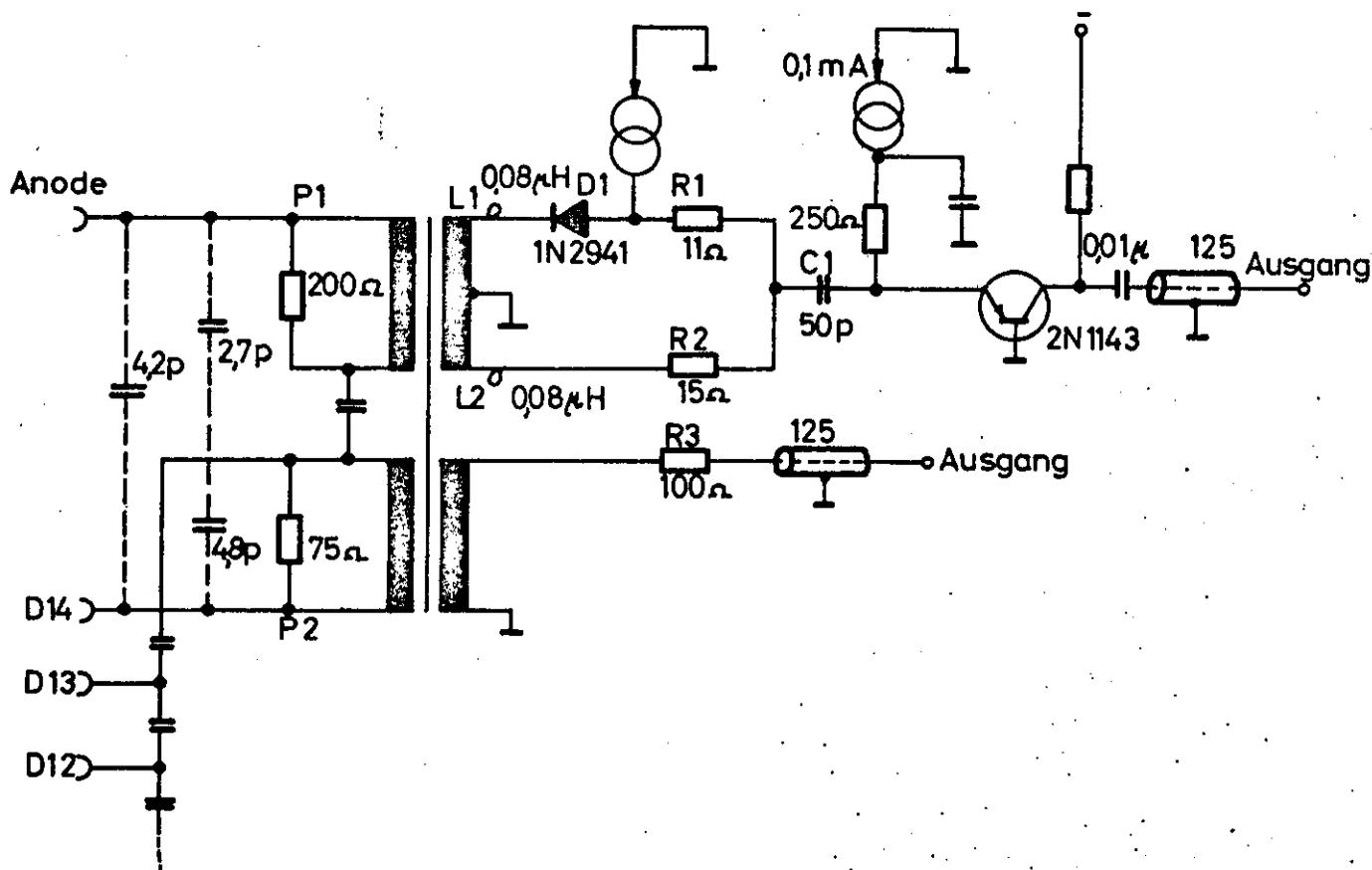


Bild 12.5

Nulldurchgangsmethode mit Schwingkreis

Detektor für den Nulldurchgang dient eine Brückenschaltung mit einem Tunnel-Dioden-Univibrator, der einen Standardpuls von 100 mV Amplitude mit einer Halbwertsbreite $T_{1/2} = 4$ nsec liefert. Der Timejitter des Ausgangspulses ist $< 0,5$ nsec für eine Amplitudendynamik von 1 : 20.

Eine zweite Methode benutzt zur Erzeugung des Nulldurchgangs kurzgeschlossene Kabelstücke (Bild 12.6). Den Zeit-

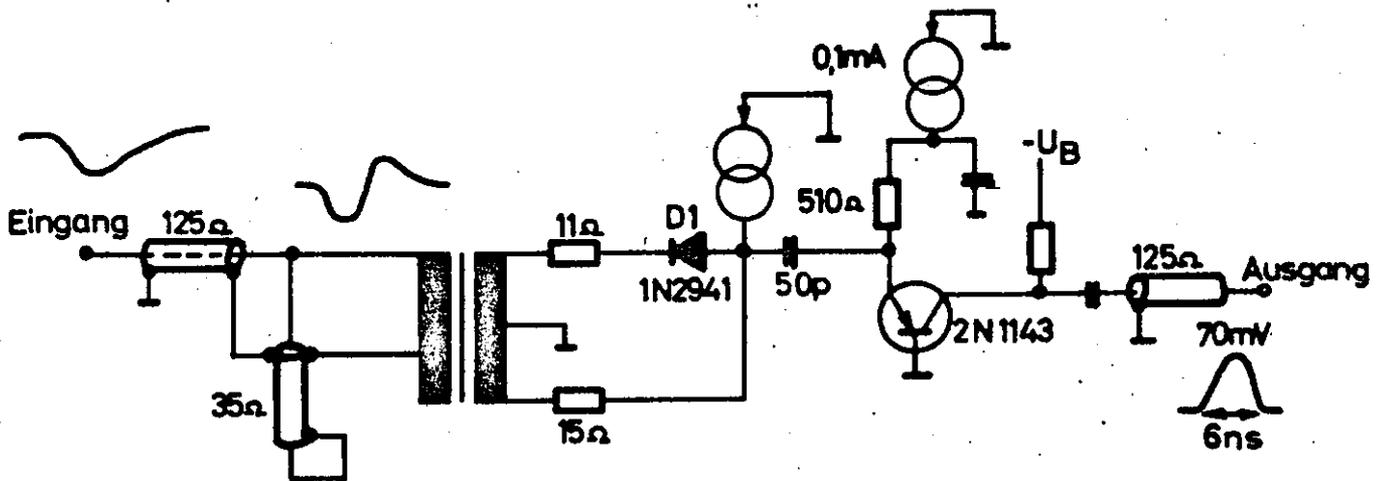


Bild 12.6
Nulldurchgangsmethode mit Shape-Kabel

punkt des Nulldurchgangs kann man durch die Länge und die Impedanz des Kabels variieren. Der benutzte Diskriminator ist identisch mit dem im vorigen Bild.

Ein typisches Foto des Nulldurchgangs für verschiedene Amplituden ist Bild 12.7 (s. folgende Seite). Die Zeitachse hat 1 nsec/cm. Man erkennt, daß die zeitliche Schwankung des Nulldurchgangs je nach der Dynamik der Signale etwa 0,2 bis 0,5 nsec beträgt.

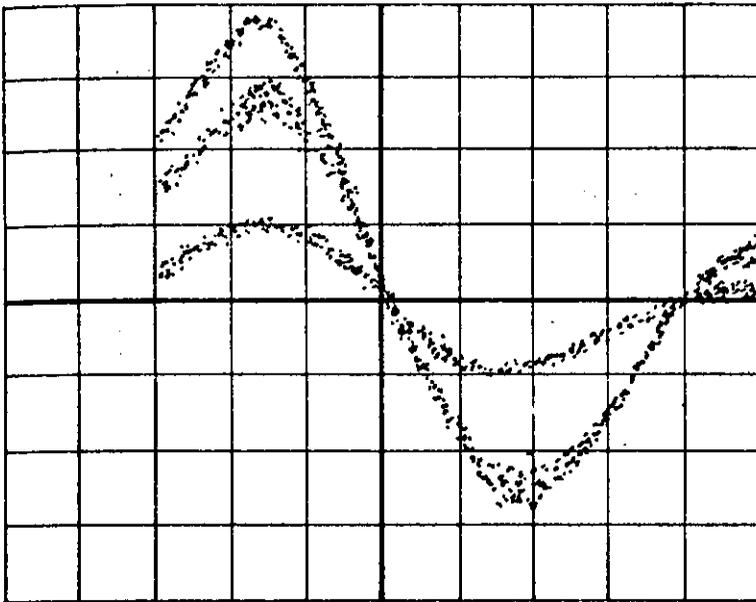


Bild 12.7

Nulldurchgangsaufnahme für 3 Amplituden Zeitachse 1ns/cm

Zwei weitere Methoden, die vorwiegend für langsamere Schaltungen benutzt werden, sind die folgenden:

Das Eingangssignal durchläuft eine Verzögerungsstrecke und wird dann mit einem amplitudenproportionalen Pedestal, das aus dem Eingangssignal gewonnen wurde, so gemischt, daß es einen gemeinsamen Kreuzpunkt für verschiedene Amplituden an irgendeiner definierten Triggerschwelle gibt, die etwas von Null verschieden ist. Bild 12.8 (s. folgende Seite) zeigt die auftretenden Pulsformen. Dieses Verfahren hat den Vorteil, den nachfolgenden Diskriminator nicht auf Rauschpulse ansprechen zu lassen. Das Rauschen ist auch der Grund, warum der Timejitter nie zu Null werden kann. Die meisten Nulldurchgangs-Diskriminatoren werden in ihrer Schwelle so eingestellt, daß sie eben über den möglichen Rauschsignalen liegen.

Die letzte Methode erzeugt durch Doppeldifferentiation mit zwei kurzgeschlossenen Kabeln den Nulldurchgang. Der nachfolgende Diskriminator triggert jedoch nicht zum Zeit-

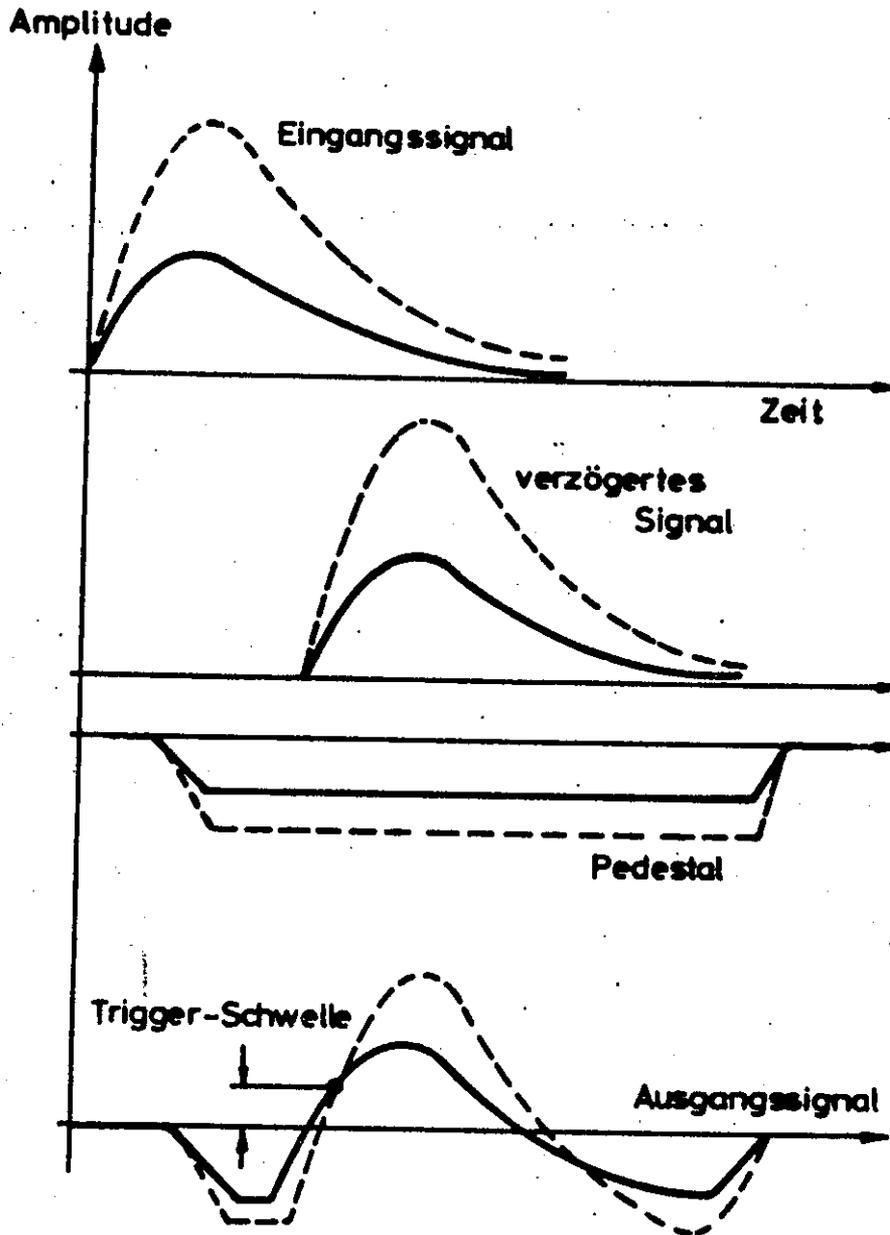


Bild 12.8
Zeitdefinition der Triggerschwelle nach Weinzierl

punkt des Nulldurchgangs an. Vielmehr wird das Rücktriggern eines normalen Schmitt-Triggers durch Variation der Hysterese so eingestellt, daß es gerade beim Nulldurchgang stattfindet. Bild 12.9 (s. folgende Seite) zeigt die zugehörigen Pulsformen als Funktion der Zeit.

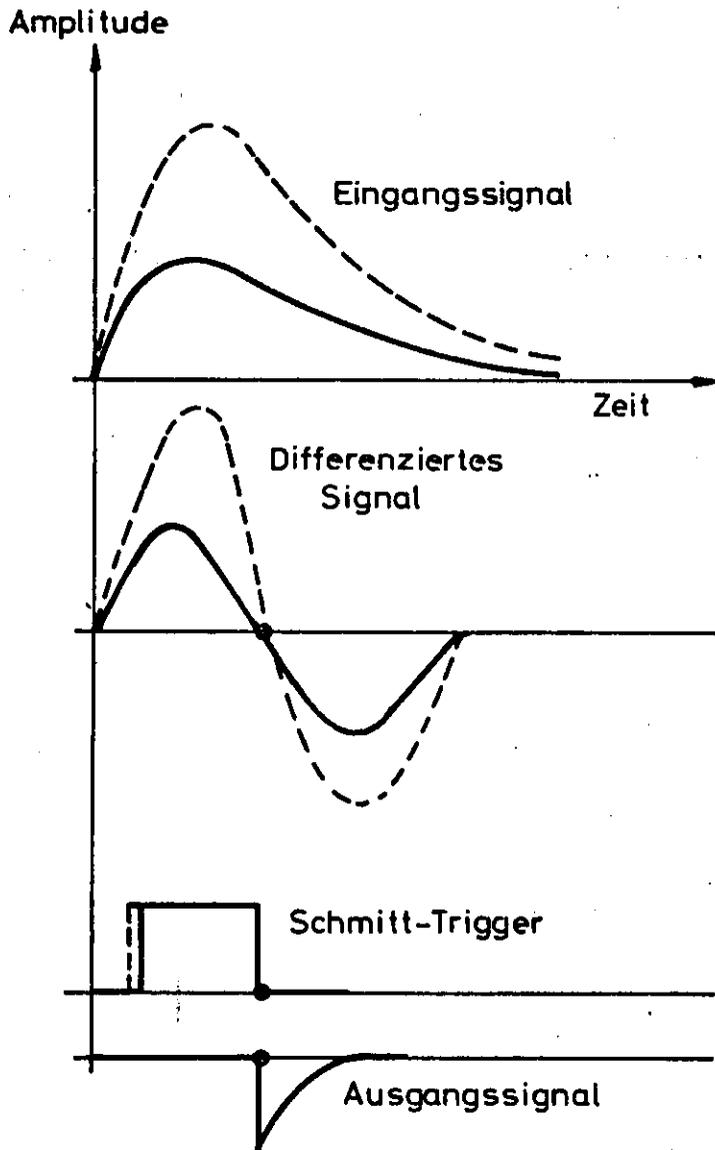


Bild 12.9

Zeitdefinition der Triggerrückstellung nach Gruhle

Diese Methoden zur Erzeugung eines nulldurchgangs werden im allgemeinen unmittelbar am Strahlungsdetektor, also z.B. Fotomultiplier angebaut, so daß nachfolgende elektronische Geräte einen zeitlich nur gering variierenden (z.B. 0,2 bis 0,5 nsec) Standardpuls erhalten. Detektoren, die diese Pulsformung nicht enthalten, liefern ihre üblichen Signale an die Limiterstufen der Pulsformer. Bei

der Begrenzung der Signale entsteht dann die weiter oben besprochene Zeitverschiebung durch Veränderung der Anstiegszeit (vgl. Bild 12.10). Die Anstiegsfunktion eines

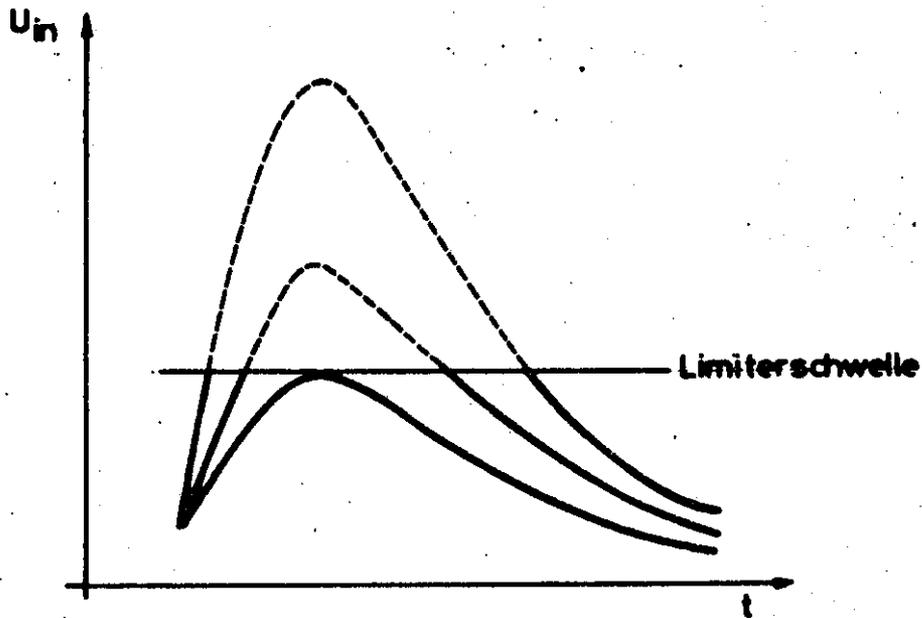


Bild 12.10

Limitersignal mit Zeitverschiebung der Anstiegsflanke

typischen Multipliers 56 ÄVP (Valvo) wurde empirisch zu $A = A_0 e^{t/0,7}$ ermittelt. Daraus folgt eine Zeitverschiebung von etwa 0,5 nsec bei einer Verdopplung der Ausgangsamplitude. Dieser Wert ist über einen Amplitudenbereich von mindestens 1 : 16 gültig. Durch diese Verschiebung wird die Koinzidenzauflösungszeit ebenfalls beeinträchtigt. Aus der Anstiegszeit des Fotomultipliers von ca. 1,5 bis 2 nsec ergibt sich, daß die Limiter mindestens in 1,5 nsec oder besser begrenzen müssen.

Emittergekoppelte Schaltungen werden mit gutem Erfolg als Limiter eingesetzt. Da der Strom konstant bleibt, erzeugt er in einer konstanten Last dann ein maximales Spannungssignal, wenn der gesamte Strom zwischen Leitern und Sperrern geschaltet wird.

Im Bild 12.11 wird ein solcher Limiter für sehr schnelle Signale mit einer Anstiegszeit bis herunter zu 1,6 nsec eingesetzt. Am Eingang befindet sich ein Transistor in

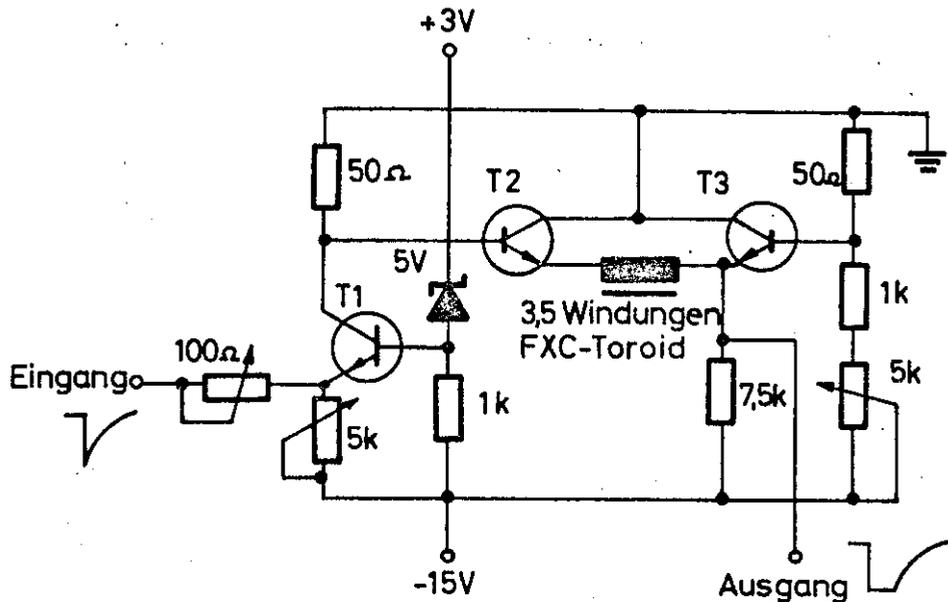


Bild 12.11

Schneller Limiter mit emittergekoppeltem Paar (T2-T3)

Basisschaltung, der niederohmig an das Kabel (Impedanz z.B. 50 Ohm) mit dem Potentiometer R_1 angepaßt werden kann. Diese Stufe steuert den emittergekoppelten Verstärker. Das Signal wird am gemeinsamen Emitterwiderstand ausgekoppelt. Unterhalb einer festen Schwelle arbeitet die Schaltung als Linearverstärker, oberhalb begrenzt sie scharf. Zur Vermeidung von Störschwingungen ist im Emitterkreis eine kleine HF-Drossel angeordnet.

Bild 12.12 (s. folgende Seite) zeigt eine andere Limiter-schaltung mit zwei in Serie geschalteten Basisstufen. Eine solche Doppelschaltung liefert eine sehr gute Begrenzung. Die Transistoren ziehen statisch Strom (ca. 10 mA), dieser wird durch das Signal ausgeschaltet.

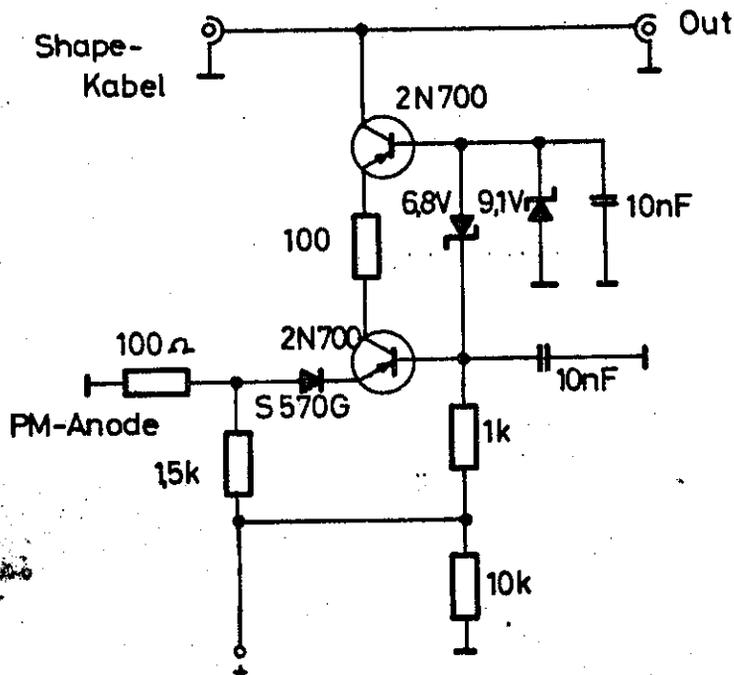


Bild 12.12

Limitier mit zwei Basisstufen

Da sehr große Signale auftreten können, die Basis-Emitter-Sperrschaltung aber meist nur einige Volt beträgt, wurde zum Schutz der Transistoren noch eine schnell schaltende Diode mit höherer Sperrspannung ($> 10\text{ V}$) in Serie geschaltet, die ebenfalls sperrt, wenn die Transistoren sperren. Im Bild 12.13 sind die Anstiegszeiten und die Begrenzerwirkung gut zu sehen (s. folgende Seite). Die Anstiegszeit ergibt sich hier zu $1,8\text{ nsec}$. Die Übersteuerung über den linearen Bereich hinaus ist im ersten Bild (links oben) einfach, im zweiten Bild (rechts oben) zweifach, im dritten (links unten) sechsfach, im vierten Bild zehnfach. Es sei daran erinnert, daß die in Abschnitt 2.6 beschriebene Backward-Diode ebenfalls als guter Begrenzer arbeiten kann.

Die nachfolgenden Schmitt-Trigger sind meist mit Tunnel-dioden aufgebaut, sie entsprechen denen in Abschnitt 7.3 beschriebenen Schaltungen.

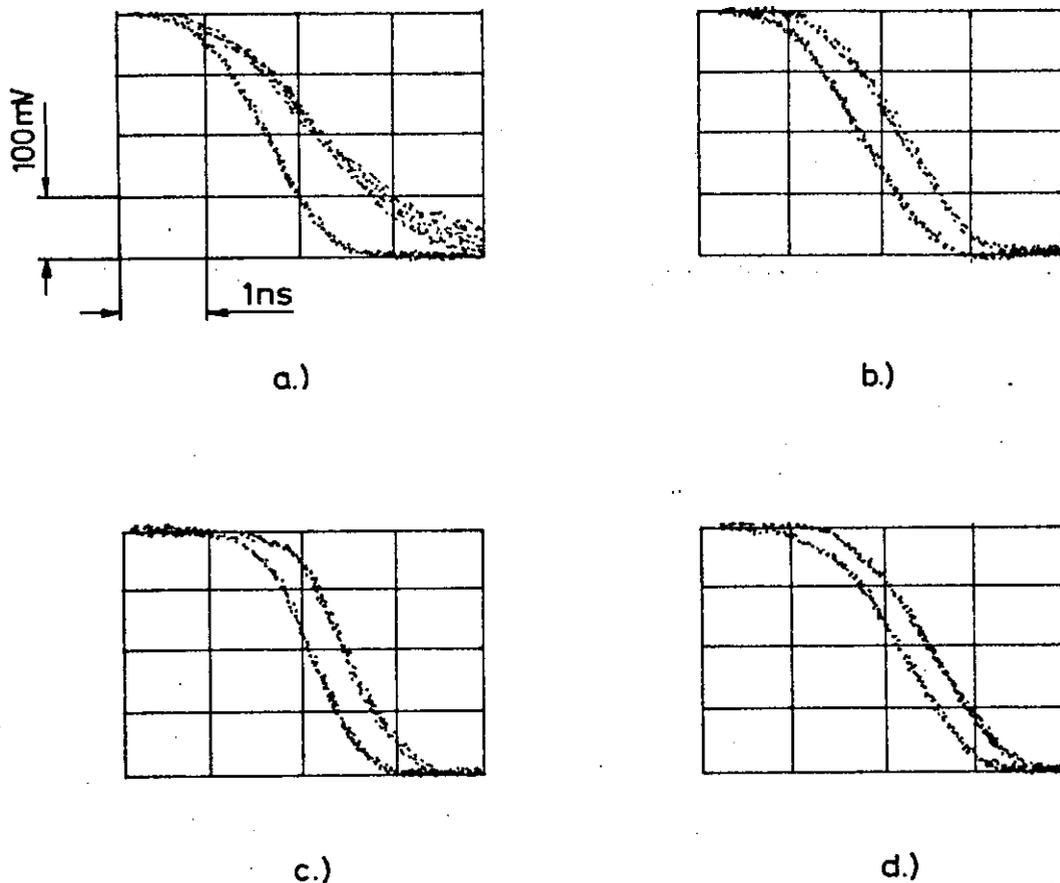


Bild 12.13

Übersteuerungseigenschaften des Limiters aus Bild 12.12

Die Univibratoren sind ebenfalls häufig Tunnel-Dioden-schaltungen, die entweder mit Induktivitäten als Speicher arbeiten oder durch einen verzögerten Puls wieder zurückgestellt werden. Der letztgenannte Schaltungstyp ist in Bild 12.14 dargestellt. (s. folgende Seite). Der Eingangspuls triggert die Tunnel-Diode, die statisch unterhalb des Peakstroms betrieben wird, so daß sie über den Peak springt. Das entstehende Spannungssignal wird in einem Verstärker invertiert und mit einer durch entsprechende Kabellänge einstellbaren Verzögerung wieder auf die Tunnel-Diode gegeben. Dadurch wird diese zurückgestellt. Bei sehr schnellen Dioden und Invertern kann die Rückstellung schon nach 5 nsec erfolgen, wodurch diese Diskriminator-schaltung für sehr hohe Zählraten (100 - 200 MHz) geeignet

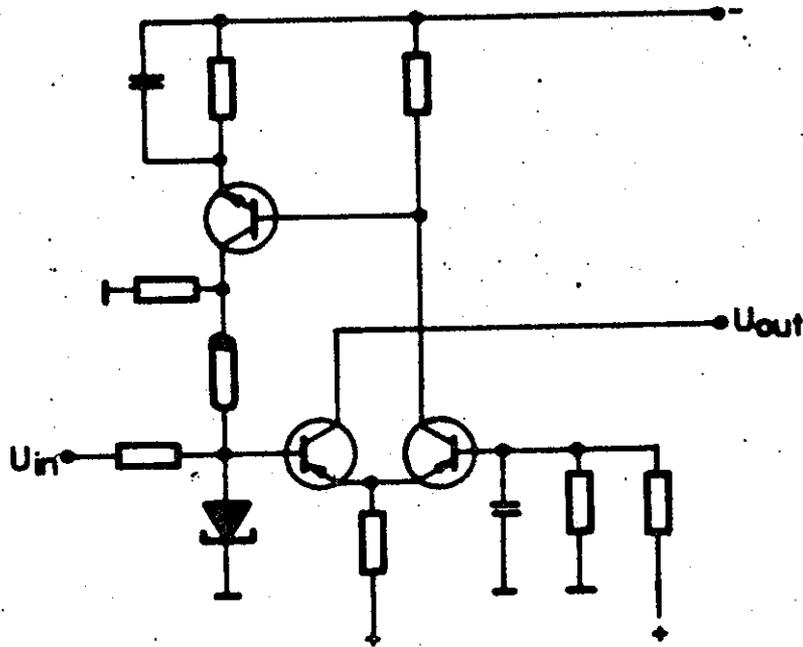


Bild 12.14
Tunneldioden-Trigger mit internem Reset

wird. Dieser Univibrator-Typ hat den Charakter eines Flip-Flops, die Totzeit wird in dieser Schaltung wesentlich verringert.

Die Ausgangsverstärker haben die Aufgabe, die Pegel und Polaritäten auf die vorgeschriebenen Werte zu bringen. Für schnelle digitale Signale besteht eine internationale Norm. In eine Impedanz von 50 Ohm müssen die Ausgänge liefern:

- beim logischen Signal "1" $-16 \pm 2 \text{ mA}$
- beim logischen Signal "0" $0 \pm 2 \text{ mA}$

Die den Pulsformern nachfolgenden Eingangsschaltungen müssen folgende Ströme erkennen:

- als logisches Signal "1" $-12 \text{ bis } -36 \text{ mA}$
- als logisches Signal "0" $-4 \text{ bis } +20 \text{ mA}$

Die Ausgangsverstärker können z.B. aus emittergekoppelten Schaltungen bestehen, wie es Bild 12.15 zeigt.

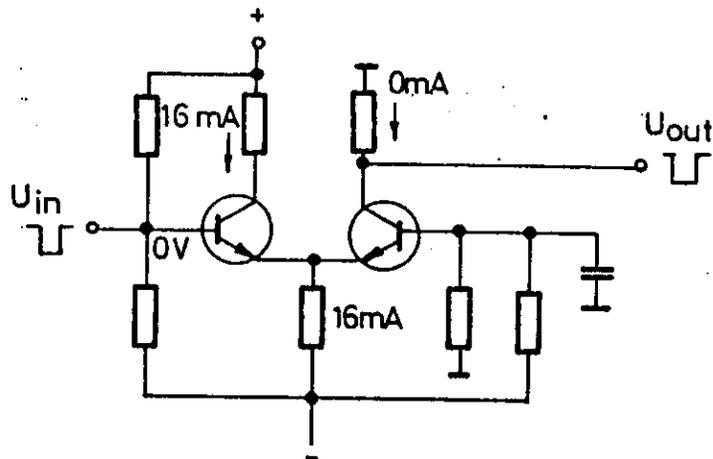


Bild 12.15

Ausgangsschaltung mit emittergekoppeltem Paar

Statisch führt der linke Transistor 16 mA, der rechte Transistor ist gesperrt. Durch das Signal wird der linke gesperrt, über die Emitterkopplung wird der Strom in den Ausgangstransistor geschaltet. Diese Schaltungsart hat den Vorteil, daß der Ausgang gleichspannungsmäßig auf Nullpotential liegt.

12.3 Pulsformer-Schaltungen

Ein einfacher Pulsformer, der Tunnel- und Backwarddioden benutzt, ist in Bild 12.16 (s. folgende Seite) gezeigt. Die im Längszweig liegende Si-Diode D1 vom Typ HD 5001 arbeitet in dieser Schaltung als Limiterdiode und zeigt wegen ihrer geringen Parallelkapazität gute Begrenzeigenschaften. Im Ruhezustand ist D1 leitend, sobald sie durch ein negatives Eingangssignal gesperrt wird, bringt ihr Strom J über D2 die 1 mA Tunnel diode TD 1, deren Arbeitspunkt im Ruhezustand unterhalb der Peak-Spannung liegt, zum Springen. TD1 arbeitet als Schmitt-Trigger und verharrt für die Zeit, während der die Diode D1 gesperrt bleibt, oberhalb der Talspannung. Wird die An-

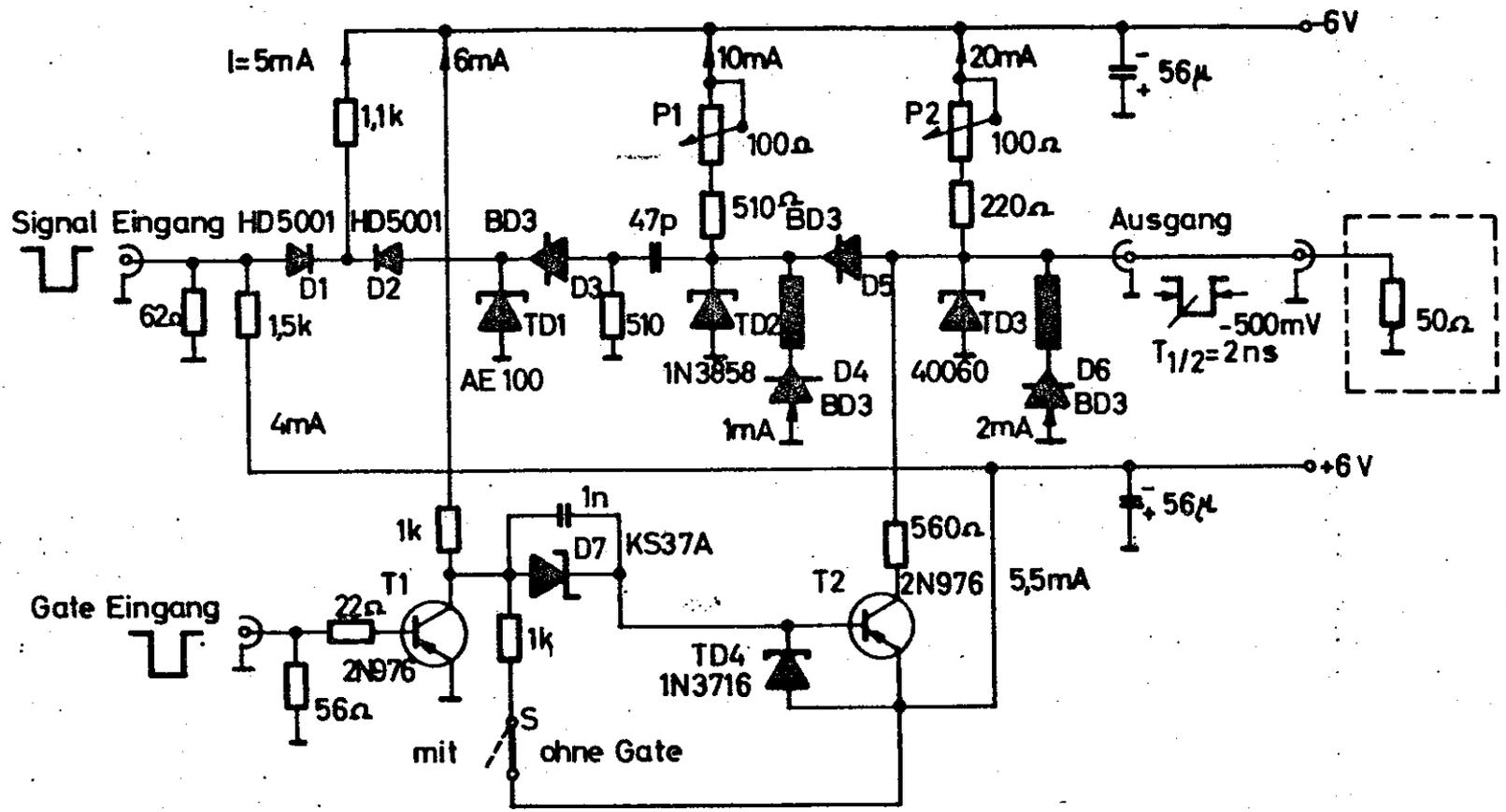
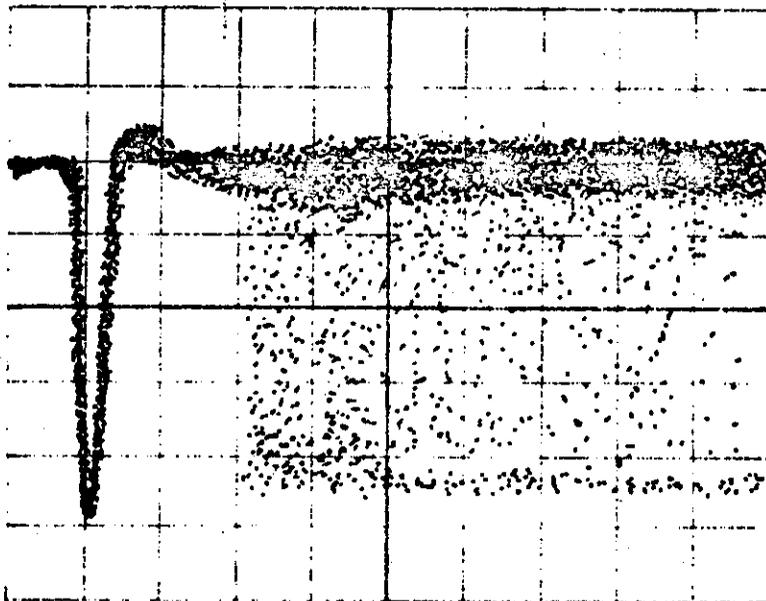


Bild 12.16
Pulsformer mit Tunnelioden

sprechschwelle am Eingang wieder unterschritten, kippt TD1 in den Ruhezustand zurück. Das an ihr entstehende Rechtecksignal wird über die Backwarddiode D3 (Typ BD3) einem Differenzierglied zugeführt; die entstehenden negativen Spitzen triggern einen Tunneldioden-Univibrator (TD2) mit einer 10 mA-Ge-Tunneldiode vom Typ 1N 3858. Ein weiterer Tunneldioden-Univibrator mit einer 20 mA-Ga-As-Tunneldiode (TD3, Typ 40060) sorgt für eine Leistungsverstärkung und stellt ein Normsignal von -500 mV an 50 Ohm mit einer Halbwertsbreite $T_{1/2} = 2$ nsec zur Verfügung. Mit Hilfe der Potentiometer P1 und P2 wird die Ansprechschwelle des Pulsformers eingestellt. Dieser Pulsformer ist von der Anstiegszeit und der Dauer des Eingangssignals unabhängig und kann Amplituden bis über 30 V verarbeiten. Bei sorgfältigem Aufbau wurden Folgefrequenzen bis zu 200 MHz erreicht. Da die statistisch ankommende Eingangszählrate unmittelbar aus dem Detektor stammt, ist es wichtig zu wissen, welche Totzeit der Pulsformer für statistische Signale liefert. Sie ist aus dem nächsten Bild 12.17 ablesbar, man sieht den ersten Ausgangspuls,



Horizontal 5ns/cm
Vertikal 100mV/cm

Bild 12.17

Statistische Totzeit des Pulsformers aus Bild 12.16

der den Oszillografen triggert, gefolgt von einer unempfindlichen Zeit, der Totzeit von etwa 10 nsec, dann das Wiedereinsetzen der Signale in statistischer Folge.

Ein häufig verwendeter industriell gefertigter Pulsformer ist der Typ Chronetics, Model 101, sein Blockbild ist im nächsten Bild 12.18 enthalten. Der Pulsformer

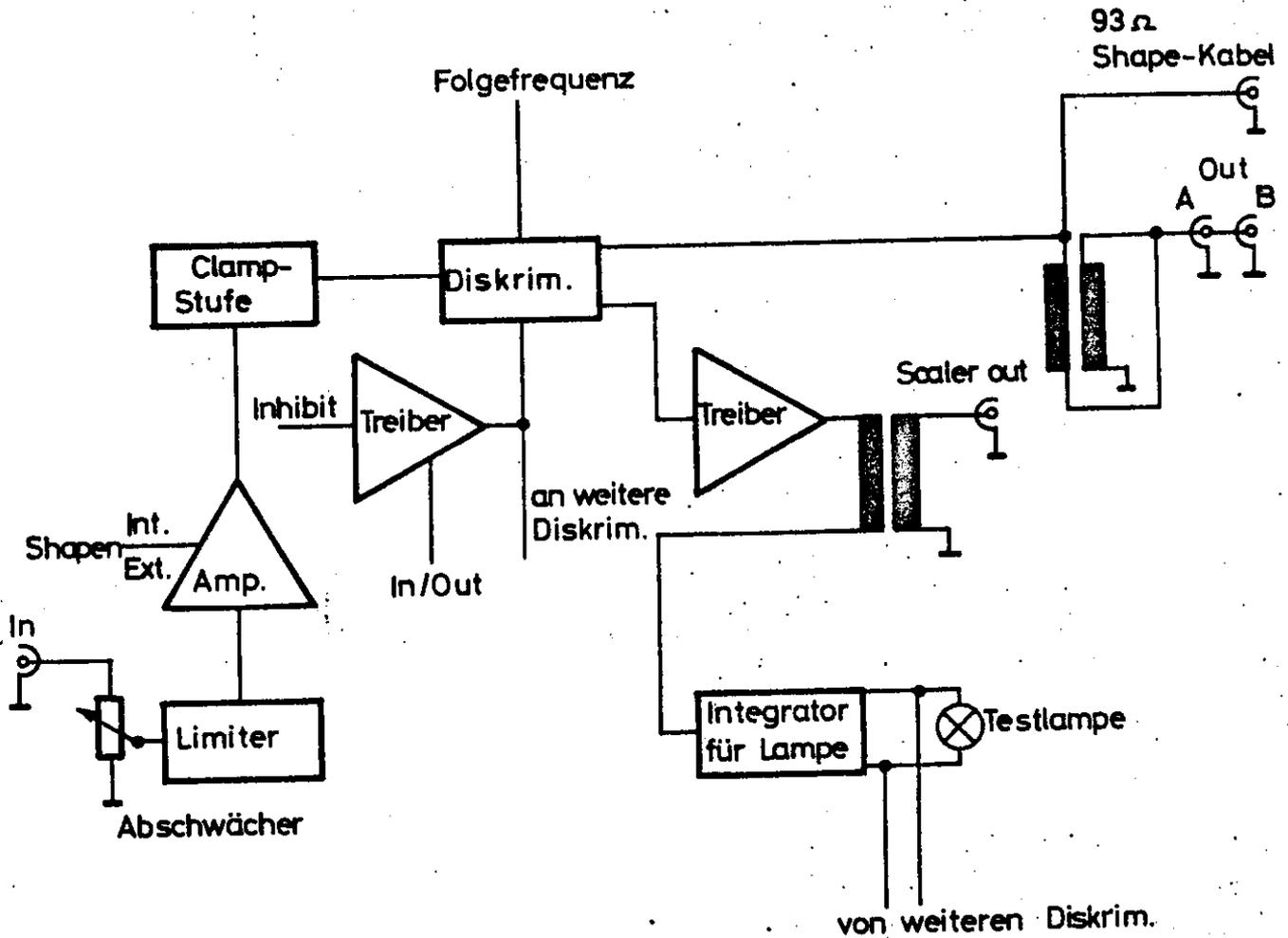


Bild 12.18

Blockbild des Chronetics Modells 101-Pulsformer

nimmt Eingangspulse mit Zählraten bis zu 100 MHz auf und erzeugt am Ausgang zwei schnelle Standardsignale und ein langsames Signal mit größerer Amplitude zum Steuern eines Scalers. Der Eingang ist kapazitiv ge-

koppelt und mit 50 Ohm, dem Wellenwiderstand des Signalkabels abgeschlossen. Eine Verstärker-Begrenzer-Kombination begrenzt die Eingangspulse in Amplitude und Zeitdauer. Diese kapazitive Eingangspulsformung kann abgeschaltet werden, wenn am Fotomultiplier bereits ein Shape-Kabel zur Pulsformung angebracht ist. Der Pulsformer arbeitet mit der Anstiegsflanke des Eingangssignals. Der Timejitter ist gering, für Signalamplituden zwischen ein- und dreifachem Überschreiten der Schwelle beträgt er 1 nsec. Im Bild 12.19 ist die komplette Schaltung zu sehen. An den Eingangsbuchsen werden Signale zwischen -100 mV bis -5 V an 50 Ohm mit weniger als +12 % Reflektionsfaktor verarbeitet. Die thermische Stabilität der Schwelle ist 0,15 %/°C. Der Eingangs-Abschwächer hat die Stellung 0-2-4-6 db, in Stellung 0 db ist die Empfindlichkeit 100 mV. Ein Schalter im Emitterkreis des ersten Transistors erlaubt es, die oben erwähnte kapazitive Formung durch eine kleine Differentiationszeitkonstante von einigen Nanosekunden auch intern zu machen, wenn kein externes Shape-Kabel benutzt wird.

Das Signal gelangt dann an einen Tunnelioden-Univibrator, der mit verschiedenen Induktivitäten, also verschiedenen Zeitkonstanten, versehen ist. Er liefert Signale von etwa 5 nsec in der 100 MHz-Stellung bis zu 160 nsec in der 1 MHz-Stellung. Die Frequenz-Bezeichnungen geben die zulässigen maximalen Zählraten mit weniger als 20 % Zählverlust an.

Über die Transistoren T3, T5 und T6 gelangen die Signale an die Ausgangsbuchsen, wovon zwei, wie bereits erwähnt, die Standardsignale abgeben. Ein dritter Ausgang ist vorhanden, um ein externes Shape-Kabel anzubringen und damit die Standardsignale nochmals zeitlich zu shapen. Ein vierter Ausgang schließlich geht über den Verstärker-Transistor T4, er liefert entweder -2,5 V an 50 Ohm oder -8 V an 100 Ohm, letzteres nur in den Stellungen 1, 10 und 20 MHz, in der Stellung 100 MHz ist die Pulsladung zu gering. Damit die Ausgangstransistoren unter konstanten Lastbedingungen ar-

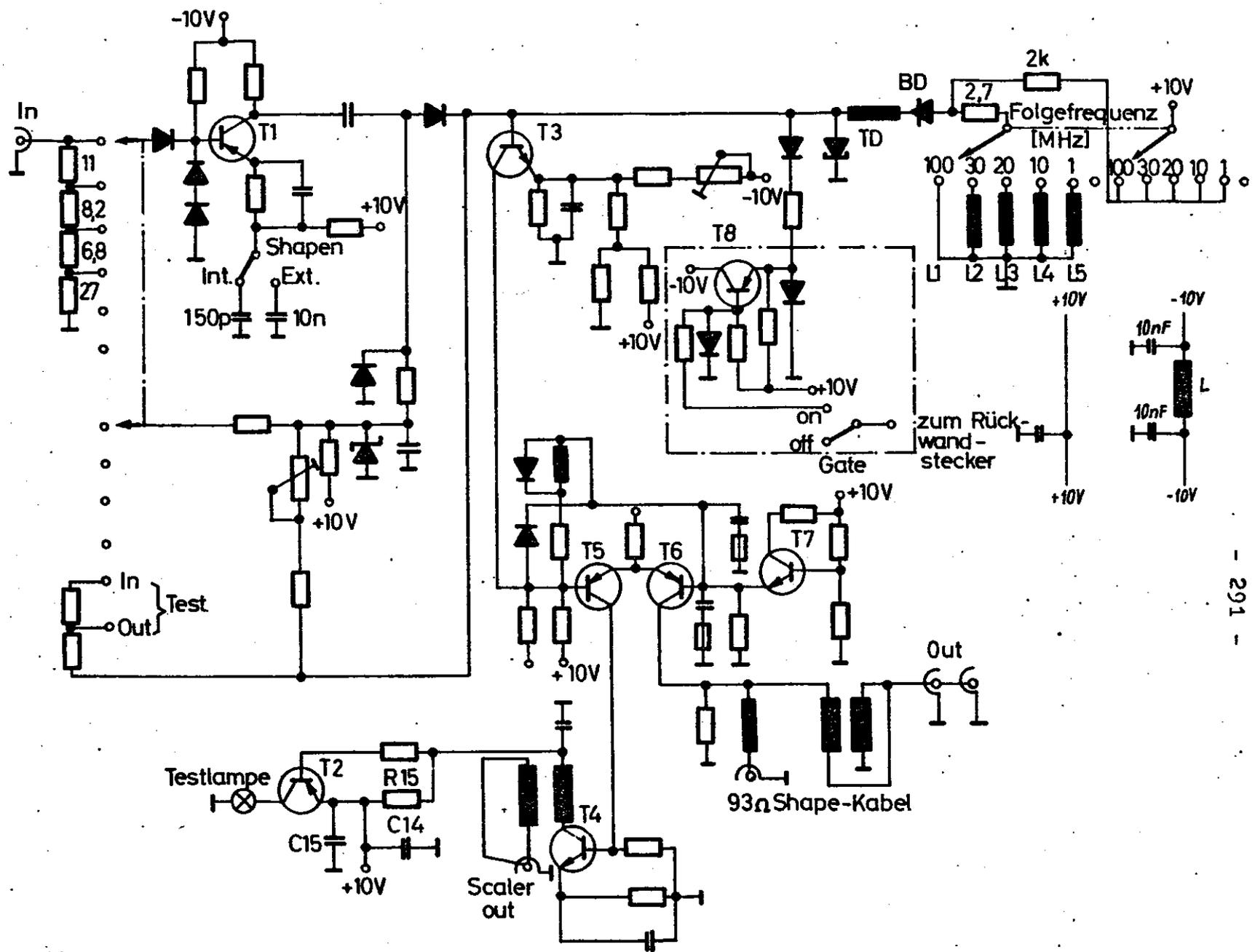


Bild 12.19
 Schaltung des Chronetics Modells 101-Pulsformer

beiten, sollten alle Ausgänge, auch die nichtbenutzten, mit 50 Ohm abgeschlossen werden. Über T2 ist eine Lampe angeschlossen, die aufleuchtet, wenn die Zählrate für die benutzte Schalterstellung zu hoch wird, man muß dann in die nächst höhere Stellung umschalten. Die Lampenkontrolle wird über ein Integrationsglied $R_{15} (C_{14} + C_{15})$ betrieben, so daß der mittlere Signalstrom gemessen wird.

Literatur

- W.F. Chow, Principles of tunnel diode circuits, London, 1964
- P.S. Gentile, Basis theory and application of tunnel diodes, New York, 1962
- E. Schmitt, Elektronische Schalter und Kippstufen mit Transistoren, München, 1967
- W. Gruhle, Elektronische Hilfsmittel des Physikers, Berlin, 1960
- A.E. Bjerke, Q.A. Kerns, T.A. Nunamaker, Pulse shaping and standardization of photomultiplier signals for optimum timing information using tunnel diodes, Nucl. Instr., 15, 249, (1962)
- J.A.D. Lewis, F.H. Wells, Millimicrosecond pulse techniques, New York, 1959
- C.B. Ward, C.M. York, A nanosecond pulse height discriminator, Nucl. Instr. 23, 213, (1963)
- F. Pandarese, F. Villa, Tunnel diode fast discriminator circuits, Nucl. Instr. 20, 319, (1963)
- H. Verweij, A photomultiplier pulse shaper with minimal time slewing, incorporating a tunnel cascade trigger circuit, Nucl. Instr. 41, 181, (1966)
- N. Abbattista, V.L. Plantamura, M. Coli, Fast timing circuit Performances with tunnel diodes, Nucl. Instr. 49, 155 (1967)
- O.A. Bernaola, A. Filevich, P. Thieberger, A tunnel diode zero crossing variable discriminator, Nucl. Instr. 50, 299, (1967)
- P. Weinzierl, New timing method for scintillation events in fast coincidence experiments, Rev. Sci. Instr. 27, 226, (1956)
- W. Gruhle, A new method of pulse timing applied to fast coincidence work, Nuclear Electronics, Wien, 1959
- E. Baldinger, Tunnel-diodes in fast circuits, Nucl. Instr. 20, 309, (1963)

- G. Iones, P.H.R. Orth, Time resolution and pulse shapes, in zero crossover timing, Nucl. Instr. 59, 302 (1968)
- A. Barna, B. Richter, Fast timing circuit for use with Cerenkov counters, Nucl. Instr. 59, 141 (1968)
- S. Gorni, G. Hochner, E. Nadar, H. Zunora, Timing circuit for Ge(Li) detectors, Nucl. Instr. 53, 349 (1967)

13. Mischschaltungen für Nanosekunden-Signale

Eine Mixer- (Fanin-)Schaltung mischt die Signale, die an mehreren Eingängen auftreffen, zeitlich miteinander und sammelt sie in einem Signalausgang. Hierbei können zwei Fälle auftreten:

1. die Mischung kann amplitudenlinear erfolgen
2. die Mischung kann digital erfolgen, es erscheint dann solange ein Standardsignal, wie ein oder mehrere Eingangssignale vorhanden sind. Dies entspricht der typischen ODER-Schaltung, die in ihrer allgemeinen Funktion schon besprochen wurde.

13.1 Analoge Schaltungen

Betrachten wir zunächst die lineare Mischung von Pulssignalen. In Bild 13.1 ist das Blockschaltbild eines linearen

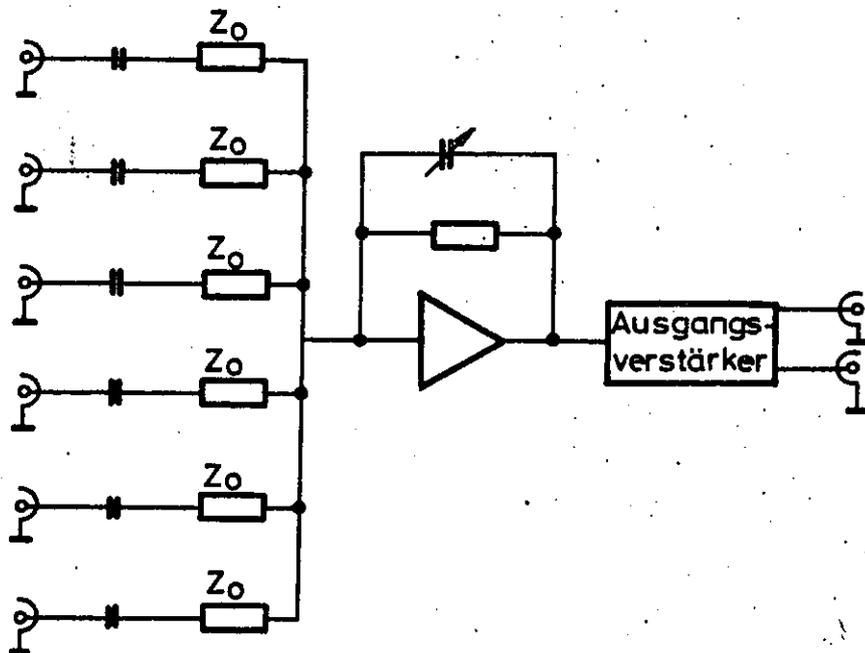


Bild 13.1
Schaltung des linearen EGG Modells AN 100-Mixer

Mixers gezeigt, es stellt den Typ AN 100 von Edgerton, Germeshausen und Grier dar. Dieser Mixer addiert linear bis zu sechs negative Eingangsspannungen innerhalb des Amplitudenbereichs von +50 mV bis -800 mV. Oberhalb 1200 mV beginnt ein Begrenzereffekt wirksam zu werden. Nach dem Mischen der Signale gelangen diese auf einen gegengekoppelten Verstärker, der eine Transitfrequenz von 800 MHz hat. Ein emittergekoppeltes Paar liefert dann das gemischte Signal in beiden Polaritäten an die Ausgangsbuchsen. Im Bild 13.2 ist die Arbeitsweise des Mischens deutlich gezeigt.

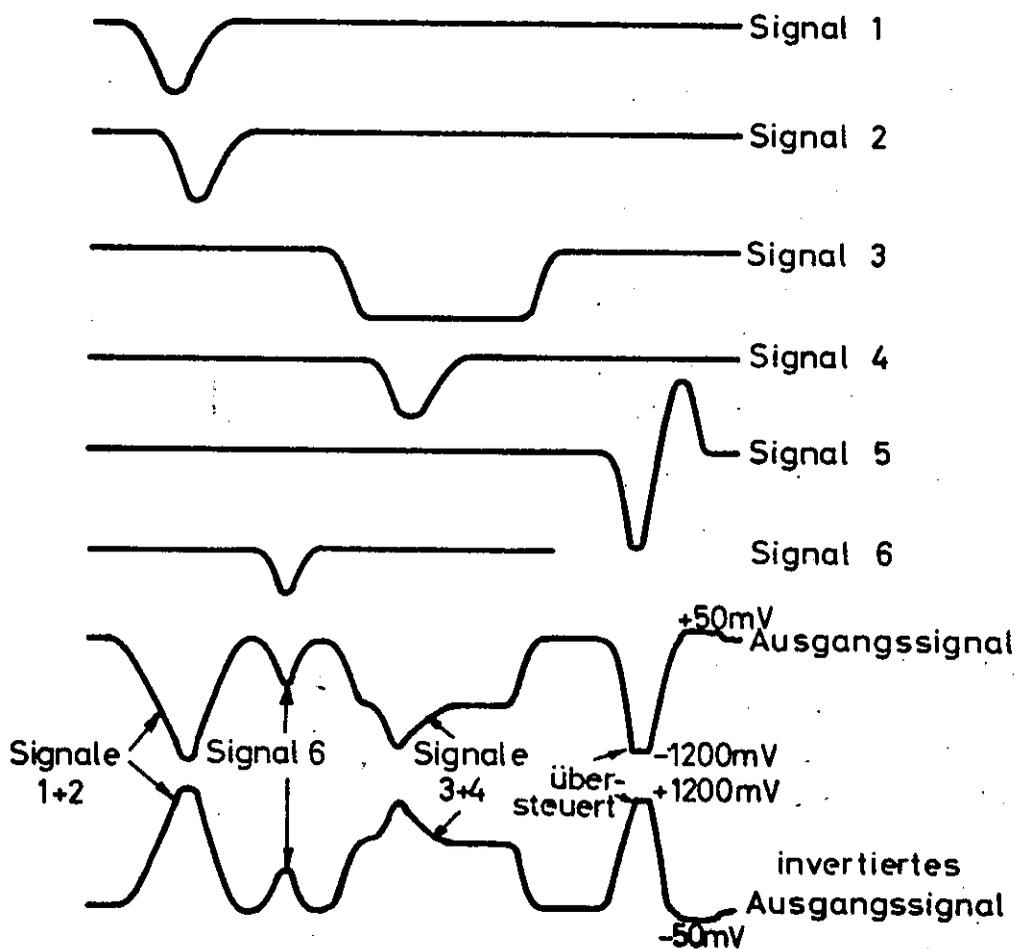


Bild 13.2

Arbeitsweise des linearen EGG Modells AN-100-Mixer

Auf allen sechs Eingangskanälen sind Signale verschiedener Amplitude und Form vorhanden. Die Eingänge 1 und 2 werden, da sie koinzident sind, zu einem Puls gemischt, das gleiche gilt für Signale 3 und 4. Das Signal 6 wird, da es zeitlich nicht mit anderen Signalen zusammenfällt, einzeln übertragen; Signal 5 wird beidseitig begrenzt, da beide Polaritäten die Linearitätsgrenze überschreiten. Solche linearen Mischer werden z.B. zur Summierung der Signale aus den Fotomultipliern im Cerenkov-Zähler benutzt.

13.2 Digitale Mischschaltungen

Die nichtlinearen, also digitalen Fanin-Schaltungen haben meist ähnliche Eingangsschaltungen und Begrenzerstufen, dann jedoch folgt statt eines Linearverstärkers ein Pulsformer, meist ein Univibrator, der Ausgangssignale konstanter Amplitude und Dauer erzeugt. Im Bild 13.3 (s. folgende Seite) ist die Schaltung des Chronetics-Fanin Model 112 gezeigt. Eingangs- und Ausgangszählraten sind, wie übrigens auch beim linearen Edgerton-Mixer, bis zu 100 MHz möglich. Alle vier Eingänge sind an die zugehörigen Kabel angepaßt. Die Signale werden nach der ersten Verstärkerstufe durch Dioden begrenzt und dann in der Tunneldiode TD1 gemischt. Diese ist als Univibrator mit verschiedenen Induktivitäten geschaltet, die erzeugten Pulsbreiten entsprechen denen des in Abschnitt 12.3 besprochenen Pulsformers Typ 101. Auch die Ausgangsstufen mit den Transistoren T2 - T4 sind praktisch den schon besprochenen gleich. Es gibt wieder drei Ausgangsbuchsen, zwei liefern die genormten Pulsbreiten aus, die dritte kann mit einem Shape-Kabel versehen werden, wodurch entsprechend kurze Pulsbreiten erzeugt werden können.

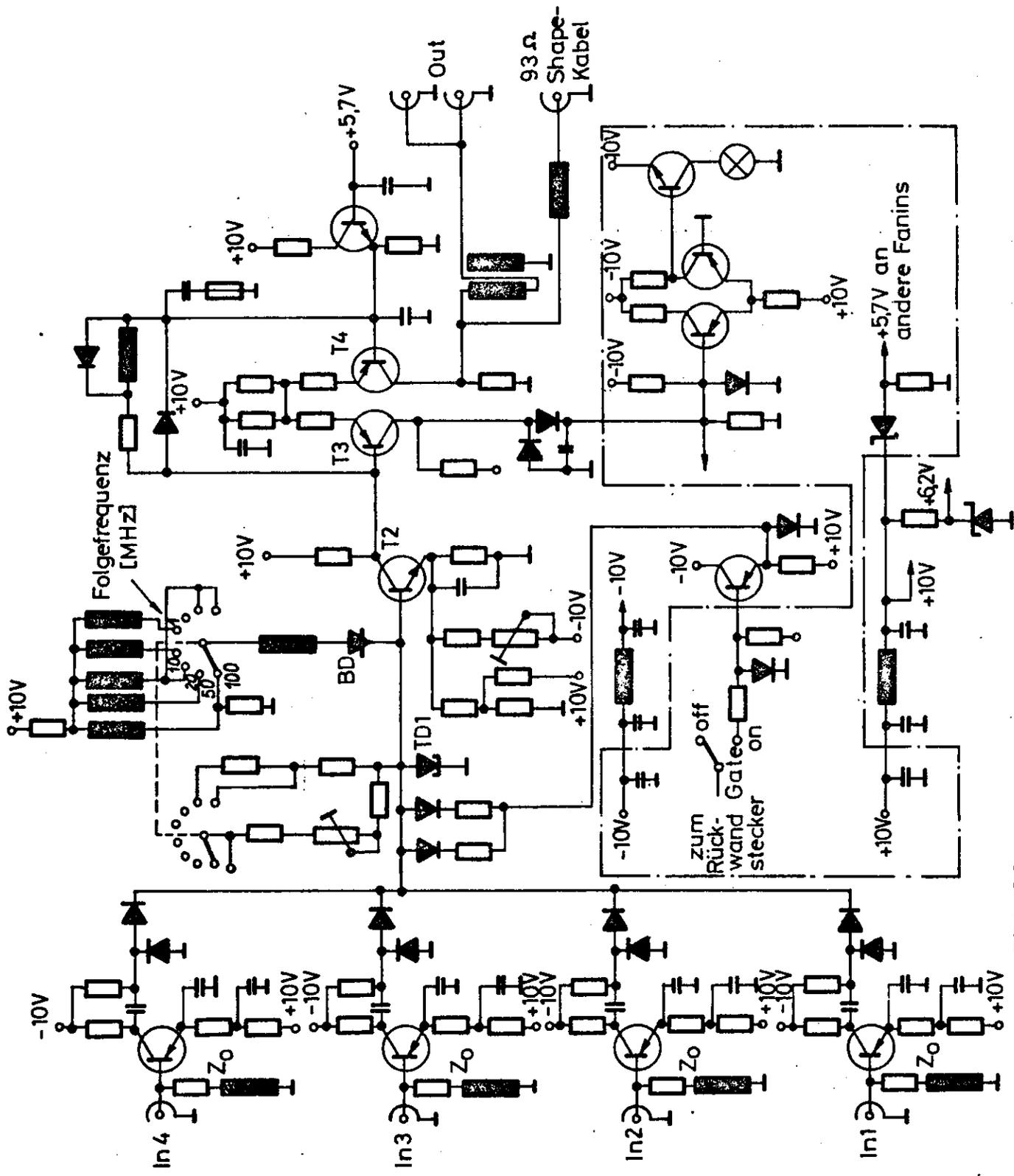


Bild 13.3
Schaltung des Chronetics Modells 112-Dual Fanin

Literatur

AN 100 Mixer module, Edgerton, Germeshausen und Grier,
Salem/Mass., 1966

AN 102/N DC Mixer, Edgerton, Germeshausen und Grier,
Salem/Mass. 1968

Model 168/118 D Dual 6-fold linear adder, Chronetics
Inc., Mt. Vernon, New York, 1967

14. Signalverteiler für Nanosekunden-Signale

Eine Signalverteiler- oder Fanout-Schaltung verteilt die Signale, die im Eingang erscheinen, auf mehrere unabhängige Ausgänge. Die Ausgangssignale sind konstant in der Amplitude, die Pulsbreite folgt der der Eingangssignale. Eine typische Schaltung ist im Bild 14.1 gezeigt (s. folgende Seite). Ein mit 50 Ohm abgeschlossener Eingang gibt das Signal über eine Verstärkerstufe mit Gleichstrom-Kopplung an die vier gleichen Ausgangskanäle. Hier wird das Signal erneut invertiert, so daß die gleiche Polarität wie am Eingang erscheint. An den Ausgangsbuchsen können die Signale über kleine Kabelstücke, die für gleiche Laufzeiten in allen Kanälen sorgen, direkt ausgegeben werden oder durch extern angebrachte Shape-Kabel auf einen zeitlichen Standardwert gebracht werden. Die Kopplung an den Ausgängen ist kapazitiv, da aber der zugehörige Widerstand 50 Ohm ist, ist die Zeitkonstante nicht so groß, daß sie bei hoher Zählrate während stetiger Ladung des Kondensators (pile-up-effekt) durch Potentialänderungen stört. Die Potentiometer in der Schaltung definieren die Ströme, die am Ausgang zur Verfügung stehen. Die Ausgangstransistoren ziehen statisch Strom, sie werden durch das Signal gesperrt, der vorher fließende Strom wird in den Ausgang geschaltet. Dadurch findet gleichzeitig eine Amplitudenbegrenzung statt.

Die Ausgangsstufen können auch als emittergekoppeltes Paar geschaltet werden, ihre Funktionsweise ist dann die gleiche, wie sie in Abschnitt 12.2 beschrieben wurde.

Auch die Signalverteiler müssen Zählraten von 100 - 200 MHz verarbeiten können.

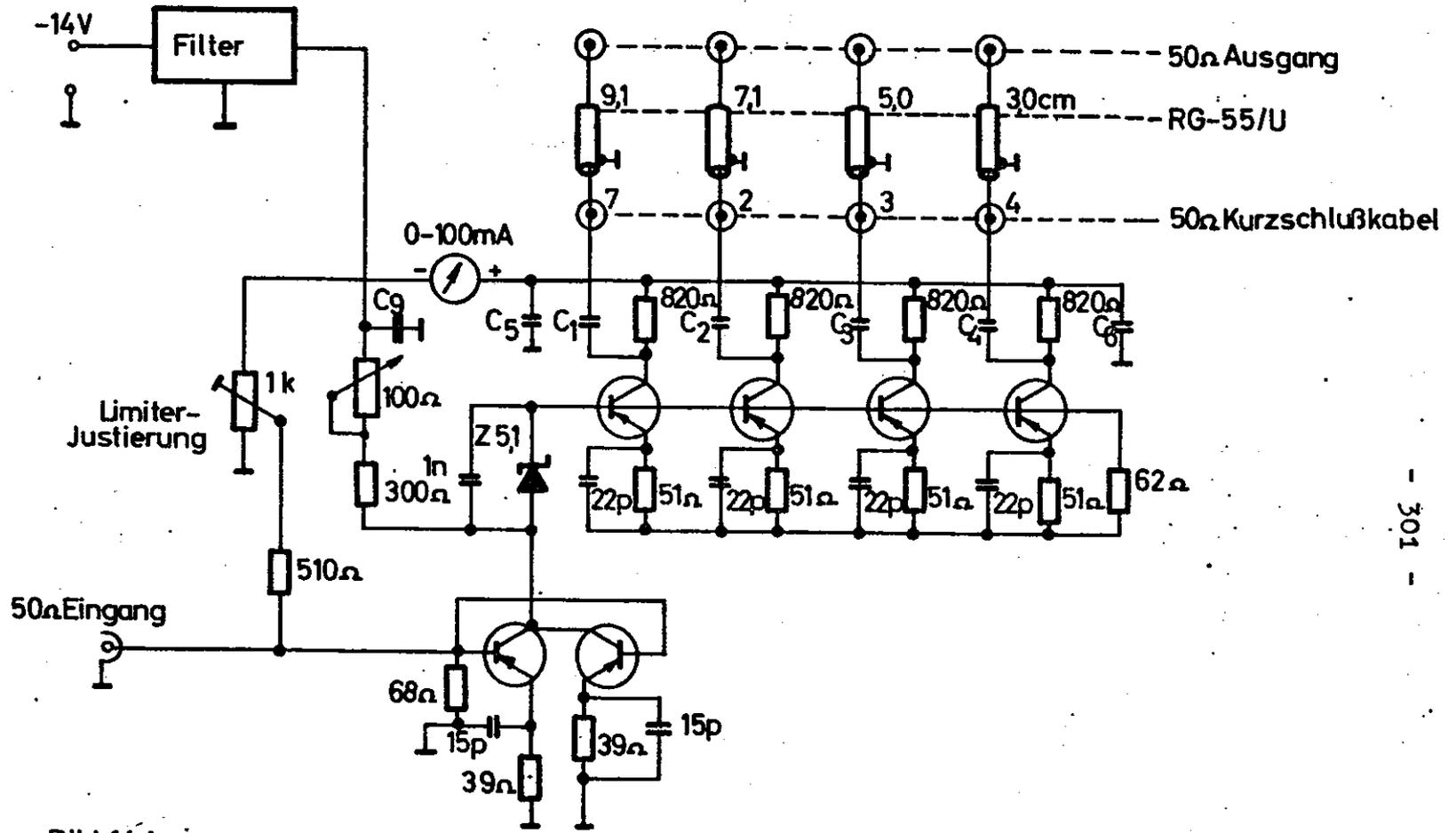


Bild 14.1
Signaltrennstufe nach Sugarman

Literatur

F 108/N Dual fanout module, Edgerton, Germeshausen und
Grier, Salem/Mass., 1968

Model 158/208 Dual logic fanout/inverter,
Chronetics Inc., Mt. Vernon, New York, 1967

15. Delay-Boxen

15.1 Kabel-Verzögerung

Praktisch alle elektronischen Geräte, in denen Signale behandelt werden, die auf ihre Amplituden- und Zeitbeziehung untersucht werden, sind untereinander mit Koaxialkabeln verbunden, durch die die Pulssignale übertragen werden. Eine Zeitbeziehung, z.B. Koinzidenz kann nur dann richtig gemessen werden, wenn die unterschiedlichen Kabellängen in den Eingangskanälen ausgeglichen werden. Dies geschieht in den Delay-Boxen, in denen Kabel-Laufzeiten von meist 1 bis etwa 100 nsec zusätzlich in den Signalweg geschaltet werden können. Das Schalten kann z.B. mit einfachen Kipp- oder Schiebeschaltern ausgeführt werden, oft haben diese jedoch zu große Kapazitäten zwischen den Kontakten, so daß koaxial aufgebaute Schalter oder auch Koaxrelais benutzt werden. In Bild 15.1 (s. folgende Seite) ist die Schaltung eines solchen Gerätes dargestellt. Die Relais schalten entweder eine konstante Länge (K3, K5, K7, K9, K11) oder eine ständig wachsende Länge (K2, K4, K6, K8, K10, K12) Kabel hinzu. Durch geeignete Abstufung kann man erreichen, daß jede Nanosekunde einstellbar ist. Die Relais sind hier 24 V/20mA -Gleichstrom-Typen, sie werden mit codierten Drehschaltern auf der Frontplatte geschaltet.

15.2 Kabel-Verzögerung mit Fernbedienung

Manchmal stehen die Delay-Boxen an einem strahlungsgefährdeten Ort, so daß sie extern bedient werden müssen. Im Bild 15.2 (s. Seite 305) erkennt man das Fernbedienungskästchen, in dem zusätzlich codierte Drehschalter parallel betrieben werden; je nach der Schalterstellung "Intern" oder "Extern" sind sie ein- oder ausgeschaltet.

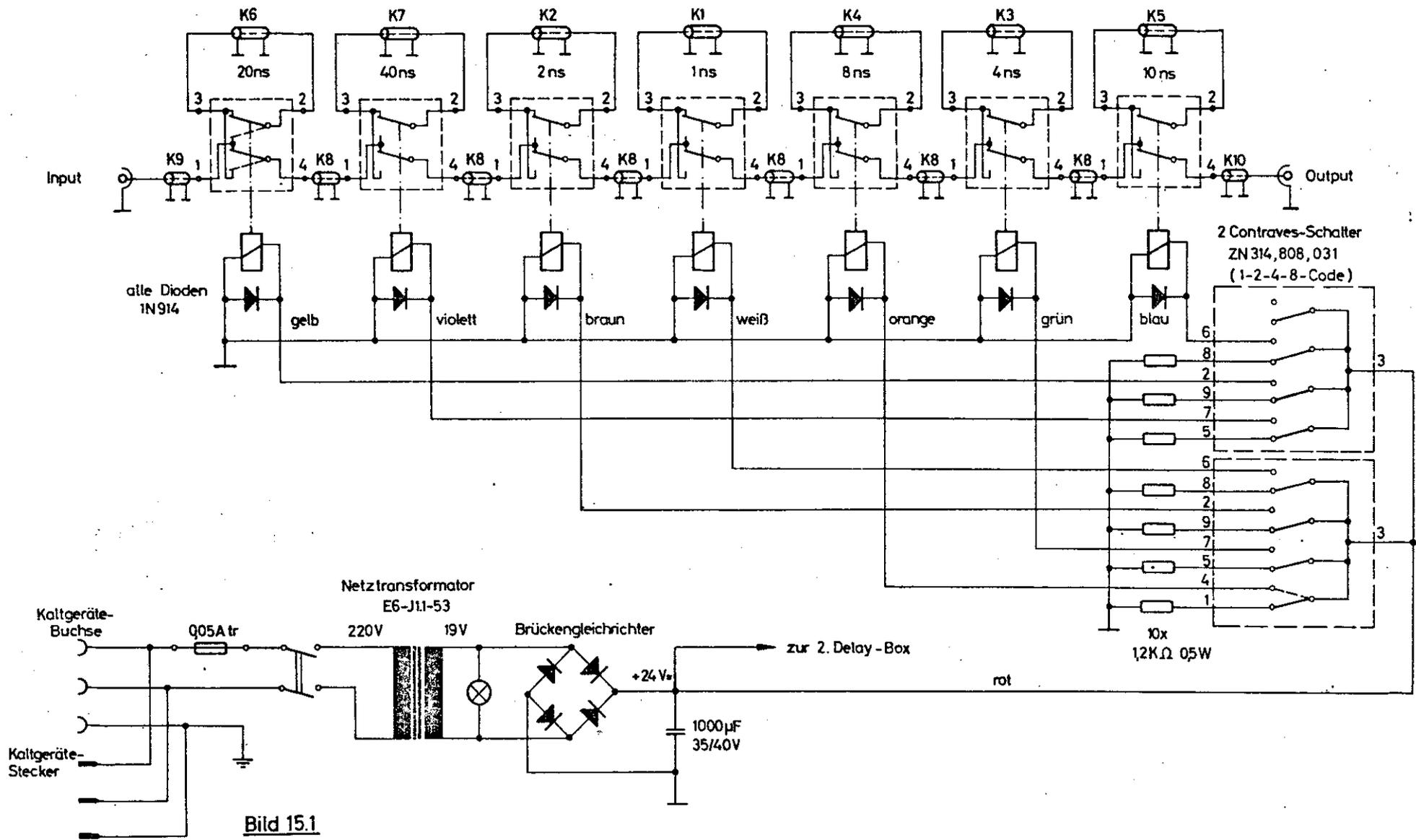


Bild 15.1
Delay-Box

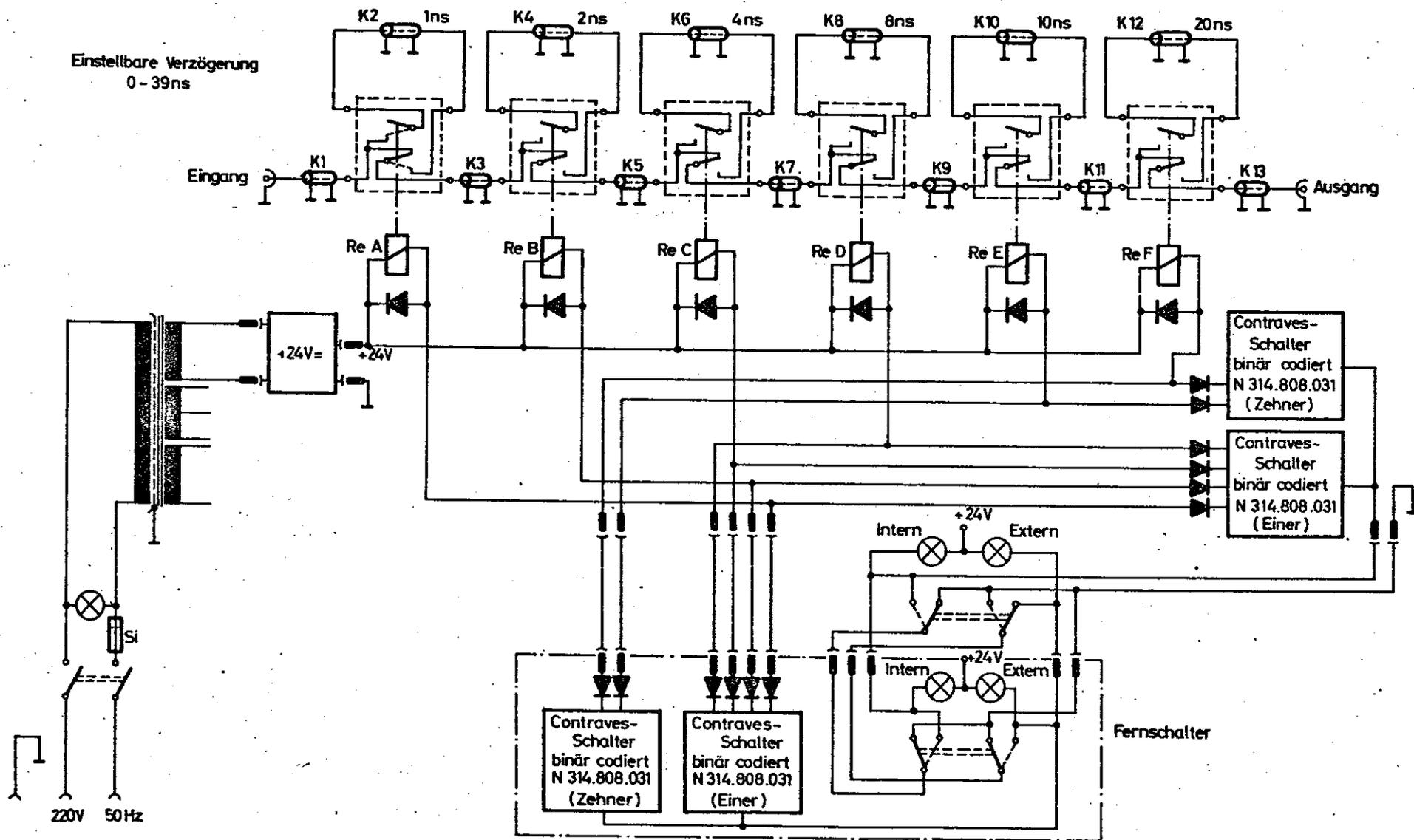


Bild 15.2
Fernschaltbare Delay-Box

15.3 Kabel-Verzögerung mit Rechnerkontrolle

Für ein rechnergeführtes Experiment sollte es möglich sein, auch vom Computer her die Relais zu betätigen. Bild 15.3 (s. folgende Seite) zeigt ein hierfür geeignetes Schaltbild der Delay-Box. Durch Pulse vom Befehlsdecoder des Rechners gesetzte Flip-Flops steuern über Verstärker die Relais. Die jeweiligen Stellungen können zur optischen Kontrolle mit Nixie-Röhren angezeigt werden. Auch dieser Typ ist über codierte Drehschalter manuell zu bedienen.

Mit den verwendeten Koaxialrelais kann man Pulse mit Anstiegszeiten unter 1 nsec mit Reflexionen von weniger als 2 % übertragen. Die Grunddämpfung der Delay-Box ist praktisch nur vom Kabeltyp abhängig, die Grundverzögerung vom Aufbau, sie liegt meist zwischen 6 und 15 nsec.

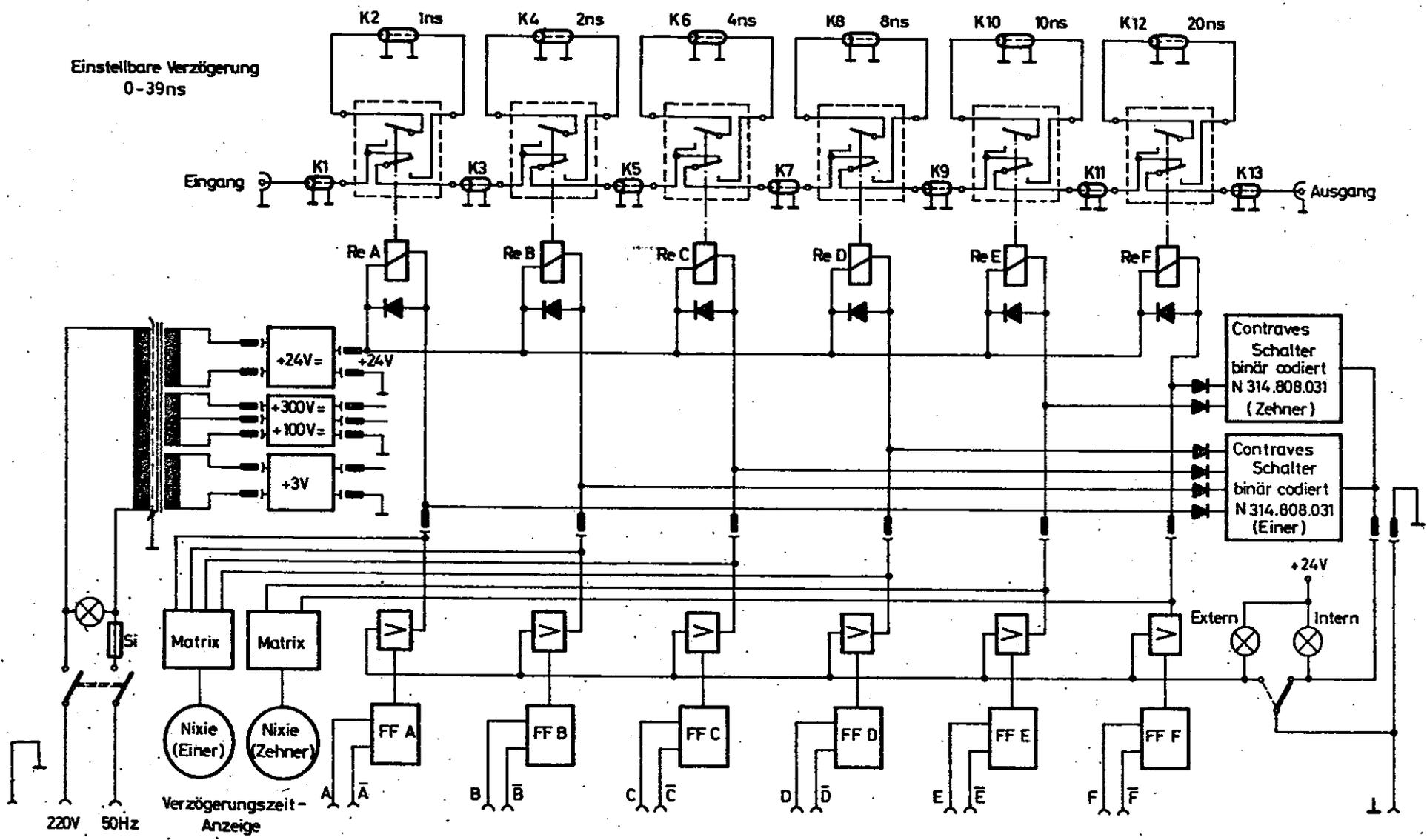


Bild 15.3
Fernsteuerbare Delay-Box

Literatur

R. Kiesler, B. Righini, Accurate measurements of coaxial cable delay lines, Nucl. Instr. 56, 357 (1967)

16. Koinzidenz- und Antikoinzidenzmessungen

Eine Koinzidenz bedeutet das Eintreffen der Gleichzeitigkeit zweier oder mehrerer Ereignisse innerhalb eines definierten Zeitintervalls. Ihre Messung ist das Kernproblem der Bestimmung der Zeitbeziehungen kernphysikalischer Ereignisse. Der Vorgang kann an einem typischen Beispiel dargestellt werden. Nehmen wir an, zwei Szintillationszähler liefern zwei Pulsfolgen, die als Eingangssignale für ein Koinzidenz-Meßgerät dienen. Dieses Gerät liefert nur dann ein Ausgangssignal, wenn ein Puls des einen Detektors innerhalb eines kurzen Zeitintervalls mit einem Puls des anderen Detektors zusammentrifft. Dieses Zeitintervall wird als Auflösungszeit der Koinzidenzanordnung bezeichnet.

Denken wir uns eine radioaktive Quelle, die zwei γ 's innerhalb einer Zeit aussendet, die kurz ist gegen die minimale Auflösungszeit elektronischer Meßgeräte, also kürzer als etwa 10^{-11} sec, z.B. Co^{60} . Es soll die Zerfallsrate der γ 's unter bestimmten Winkeln gemessen werden. Hierzu stellen wir zwei Szintillationszähler A und B auf, den einen unter festem, den anderen unter variablem Winkel zur Strahlung, (vgl. Bild 16.1). Jeder Detektor hat eine An-

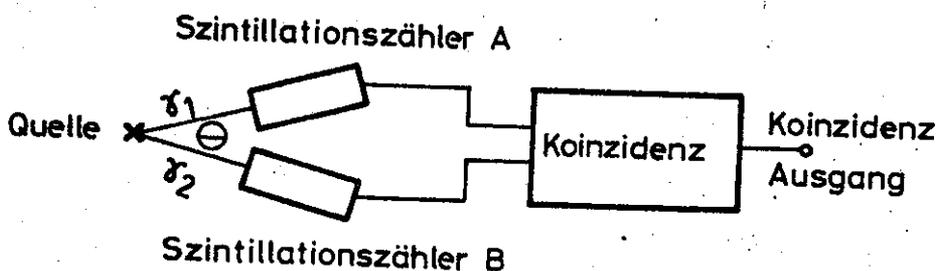


Bild 16.1

Koinzidenzanordnung mit zwei γ Strahlen

sprechwahrscheinlichkeit p für die genannte Strahlungsart und Energie. Ist r die mittlere Zerfallsrate pro sec und sind γ_1 und γ_2 die beiden gemessenen Quanten, dann ist die

Zählrate aus Detektor A für die γ_1 -Quanten rp_1 , die Rate aus Detektor B für die γ_2 -Quanten rp_2 , so daß die Koinzidenzrate $rp_1p_2 W(\theta)$ ist, wo $W(\theta)$ eine Funktion des Winkels zwischen beiden Zählern ist. $W(\theta)$ ist gleich Eins, falls keine Winkelverteilung vorliegt. Da Detektor B auch γ_1 -Quanten, Detektor A auch γ_2 -Quanten messen können, ist die gesamte Koinzidenzzählrate:

$$N_K = 2 rp_1p_2 W(\theta)$$

In Abschnitt 11.4 hatten wir die zufälligen Koinzidenzen zu

$$N_{\text{zuf}} = 2 r_A r_B \tau$$

berechnet. Da $r_A = 2 rp_1$ (für γ_1 - und γ_2 -Quanten)

und $r_B = 2 rp_2$ (für γ_1 - und γ_2 -Quanten)

ist, gilt $N_{\text{zuf}} = 8 r^2 p_1 p_2 \tau$

Dann ist also das wichtige Verhältnis der wahren zu den zufälligen Koinzidenzen durch

$$\frac{N_K}{N_{\text{zuf}}} = \frac{W(\theta)}{4 r \tau}$$

bestimmt. Um dieses Verhältnis möglichst groß zu halten, sollte die Auflösungszeit τ möglichst kurz sein. Da außerdem die Zahl der zufälligen Koinzidenzen proportional zur Auflösungszeit ist, sollte diese Zeit während des Experiments stabil gehalten werden, da sonst keine einwandfreie Korrektur der gemessenen Koinzidenz-Zählrate möglich ist.

16.1 Auflösungszeit der Koinzidenz

Der wichtigste Parameter einer Koinzidenz-Schaltung ist die Auflösungszeit, sie ist in Bild 16.2 (s. folgende Seite) als Funktion der Koinzidenz-Zählrate gezeigt. Als Auflösungszeit, meist 2τ genannt, ist die Zeit definiert, die die zeitliche Breite dieser Kurve bei 50 % Koinzidenz-Zählrate hat.

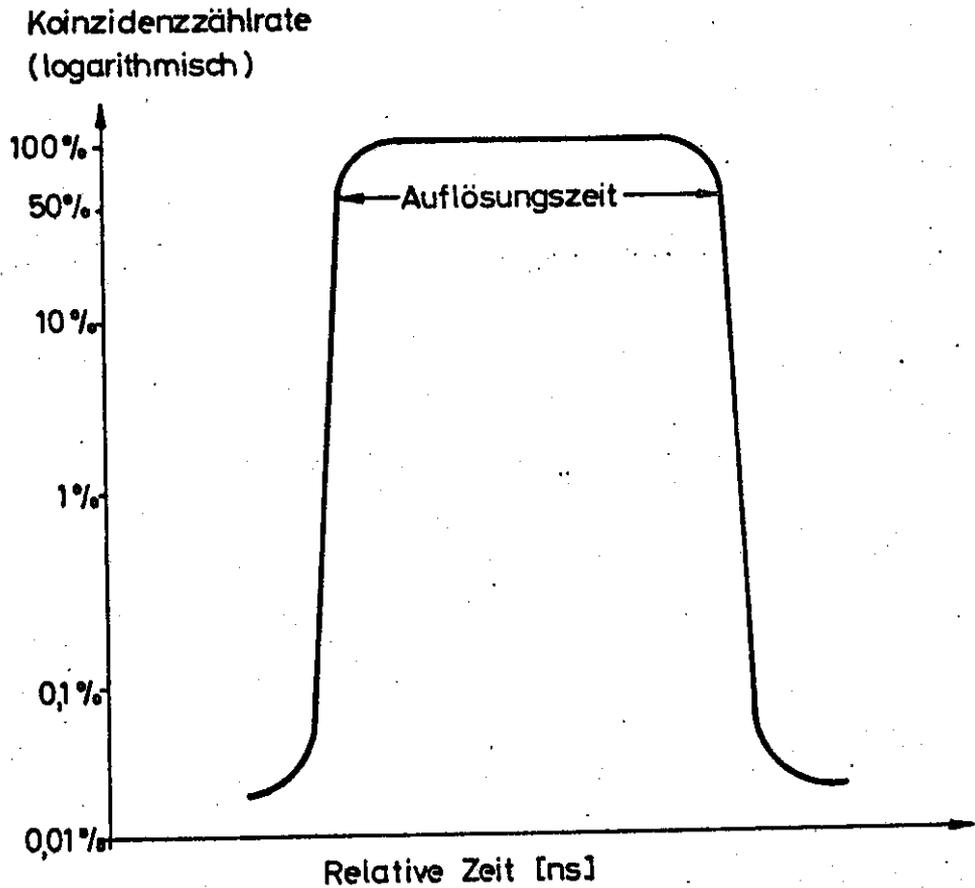


Bild 16.2
Auflösungskurve einer Koinzidenzschaltung

Ein guter Koinzidenzkreis, gesteuert von guten Pulsformern, hat folgende Eigenschaften:

- a) Maximale Steilheit der Flanken der Koinzidenzkurve
- b) minimale Abrundungen in der Nähe der 0 %- und 100 %- Zählratenwerte
- c) symmetrische Verteilung um einen relativen Nullzeitpunkt.

Um die Kurve etwas genauer zu diskutieren, teilt man sie in Zählratenabschnitte, etwa von 0,1 - 1 %, von 1 - 10 % und von 10 - 100 % ein und untersucht das Zeitverhalten dieser Abschnitte.

Man mißt die Auflösungskurve, indem man in den einen Koinzidenz-Eingang das zu untersuchende Signal direkt, in den zweiten über eine Verzögerungsleitung (Kabel) hineinführt; man variiert nun die Verzögerungszeit und bestimmt jeweils die Koinzidenz-Zählrate. Durch Vertauschen der beiden Kanäle ergibt sich die vollständige Kurve.

In Bild 16.3 ist ein geeigneter Meßaufbau zu sehen.

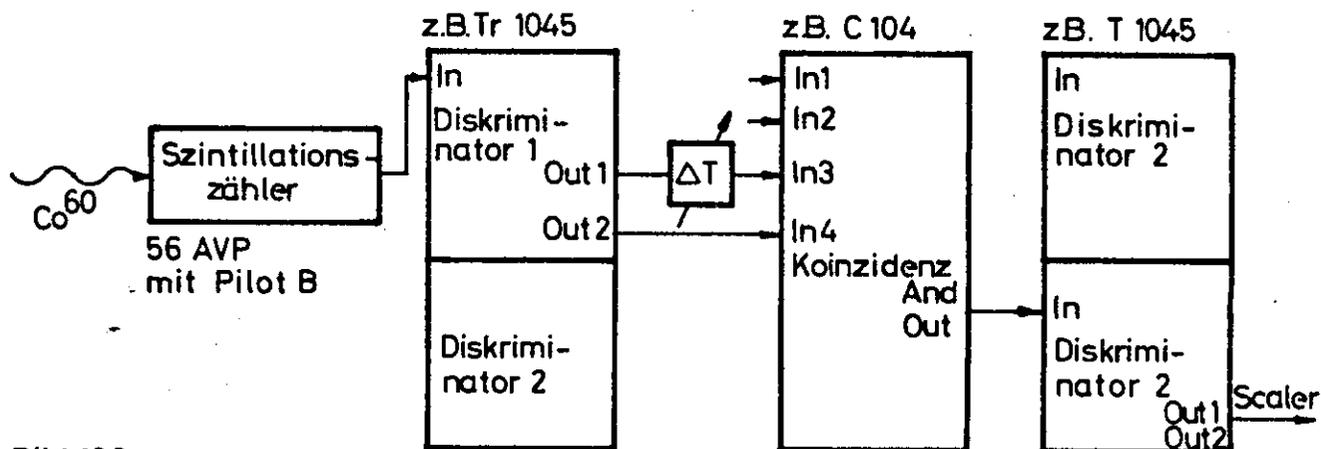


Bild 16.3

Koinzidenz-Meßanordnung mit einem Szintillationszähler und einem Diskriminator (nach Edgerton, Germeshausen und Grier)

Als statistische Signalquelle dient z.B. ein Szintillationszähler, der die $\gamma\gamma$ -Kaskade von Co^{60} registriert.

Das Fotomultipliersignal gelangt in einen Diskriminator, aus dessen zwei Ausgängen man direkt bzw. verzögert die Signale in die Koinzidenz-Kanäle gibt. Die Koinzidenz-Zählrate wird über einen Pulsformer mit Untersetzern gemessen. Ein typisches Meßergebnis für eine Koinzidenz-Schaltung (Typ C 104 von EGG) ist:

Die Flankensteilheit im Zählratenintervall

0,1 - 1 %	beträgt	40 psec
1 - 10 %	"	40 psec
10 - 90 %	"	50 psec
zusammen also		130 psec

Eine Variation der Schwelle des Ausgangsdiskriminators brachte Änderungen von nur 10 psec.

Eine etwas realistischere Messung ist die in Bild 16.4.

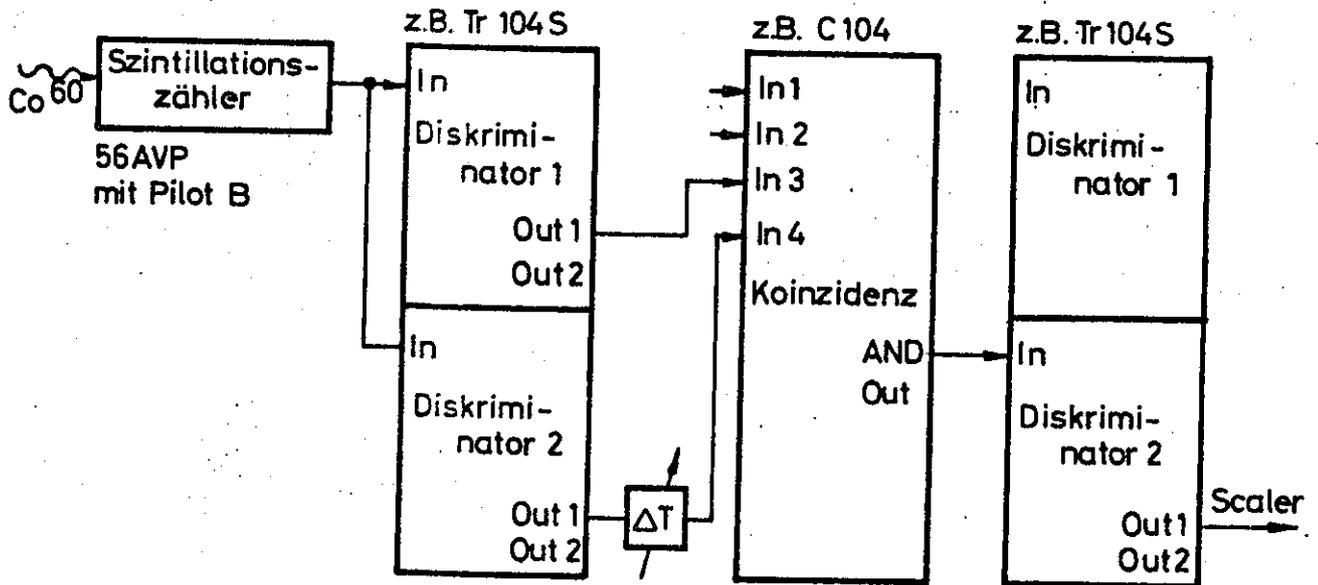


Bild 16.4

Koinzidenz-Anordnung mit einem Szintillationszähler und zwei Diskriminatoren (nach Edgerton, Germeshausen und Grier).

Hier wird zwar noch 1 Fotomultiplier als Signalquelle benutzt, jedoch zwei verschiedene Diskriminatoren für die Koinzidenz-Kanäle. Jetzt gehen die zeitlichen Triggerschwankungen (also der Time-Jitter) der beiden Diskriminatoren in die Auflösung ein. Das Ergebnis dieser Messung ist in Bild 16.5 gezeigt. Die Flanke ist jetzt weniger steil, nämlich in dem Zählratenintervall von

0,1 - 1 %	war sie	130 psec
1 - 10 %	" "	50 psec
10 - 90 %	" "	250 psec
zusammen also		430 psec

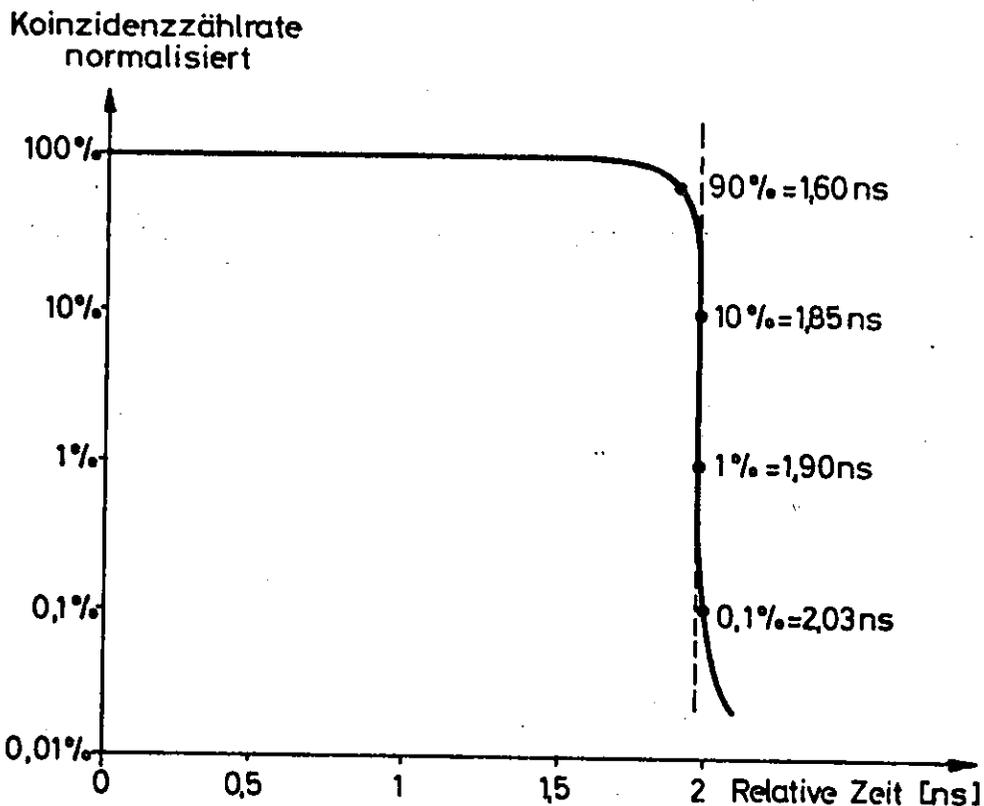


Bild 16.5

Auflösungskurve für Anordnung nach Bild 16.4

Diese Flanken sind aber immer noch steiler als die mit zwei getrennten Szintillationszählern, denn hier bestimmt vorwiegend die Zeitdispersion der beiden Detektoren die Auflösungszeit. Die beste Kurve erhält man mit Pulsen aus einem elektronischen Pulsgenerator mit periodischer Folge und konstanter Amplitude. Bild 16.6 (s. folgende Seite) zeigt zum Vergleich drei Kurven mit typischen Auflösungszeiten für eine gute Zweifachkoinzidenz. Gibt man sehr schnelle Generatorsignale direkt in die Koinzidenz, erreicht man z.B. 50 psec Auflösungszeit, mit einem Szintillationszähler (also die Koinzidenz-Signale parallel geschaltet) 110 psec und schließlich mit 2 Szintillationszählern und echter Koinzidenz der Gamma-Strahlen aus der Co^{60} -Quelle 800 psec.

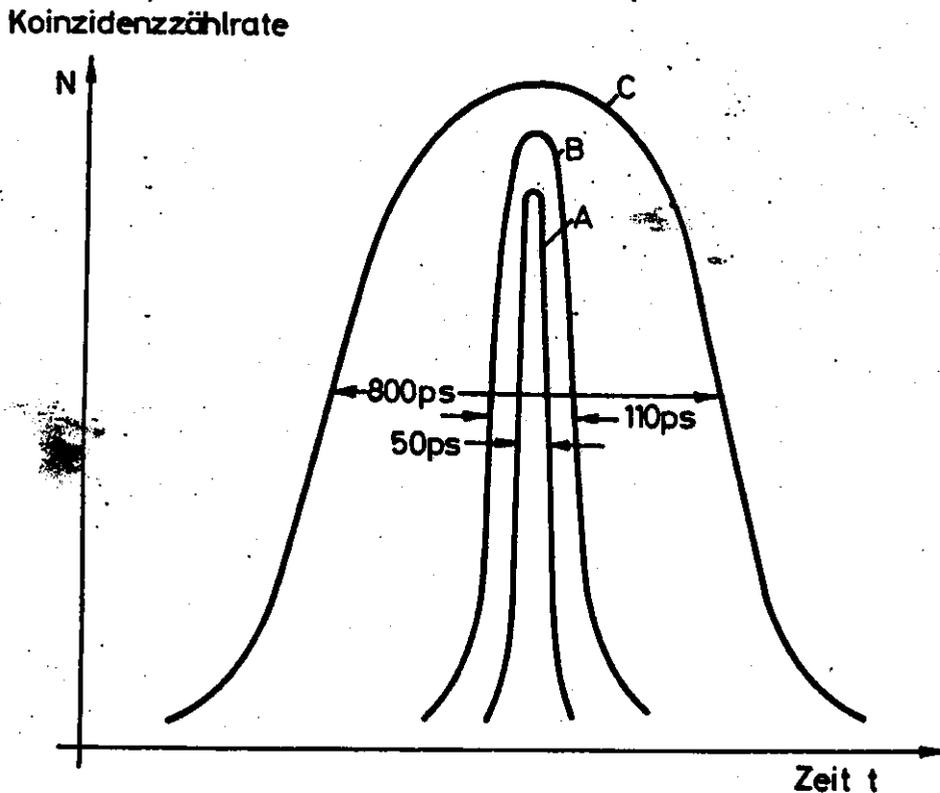


Bild 16.6

Auflösungszeiten für elektronische Pulse (Kurve A), einen Szintillationszähler (Kurve B), und zwei Szintillationszähler mit echter Koinzidenz (Kurve C)

16.2 Minimum der Auflösungszeit

Die minimale Auflösungszeit kann man aus der Theorie der Fotomultiplierstatistik abschätzen, für das mittlere Fehlerquadrat ergibt sich dort:

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_{Tr}^2}{\bar{n}} + \frac{\bar{n}}{N^2} \tau_{abk}^2$$

Hier ist σ_{Tr} die Laufzeitschwankung im Fotomultiplier (vgl. Abschnitt 9.23), \bar{N} die mittlere Zahl der Lichtquanten, die aus dem Szintillator kommend die Katode erreichen, \bar{n} die mittlere Zahl der Lichtquanten, die die Triggerschwelle der Koinzidenz überschreiten, also zur Koinzidenz zugelassen werden, τ_{abk} die optische Abklingzeit des

Szintillators. \bar{n} , \bar{N} und τ_{abk} sind miteinander verknüpft:
 $\bar{n} = \bar{N}(1 - e^{-t/\tau_{abk}})$.

Trägt man nun σ als Funktion von \bar{n} auf, so ergibt sich die in Bild 16.7 (s. folgende Seite) dargestellte Kurve. Durch Differentiation von σ nach \bar{n} erhält man die minimal mögliche Auflösungszeit, die die Koinzidenz erreichen kann. Hierbei ist die Auflösungszeit mit σ korreliert zu

$$2\tau_{\min} \approx 2.34 \sqrt{2} \sigma \approx 3.3 \sigma$$

Auch die zugehörige Flankensteilheit kann man angeben, es sei τ_h die Zeitänderung an der Flanke der Koinzidenzkurve für eine Verdopplung der Zählrate (vgl. Bild 16.8),

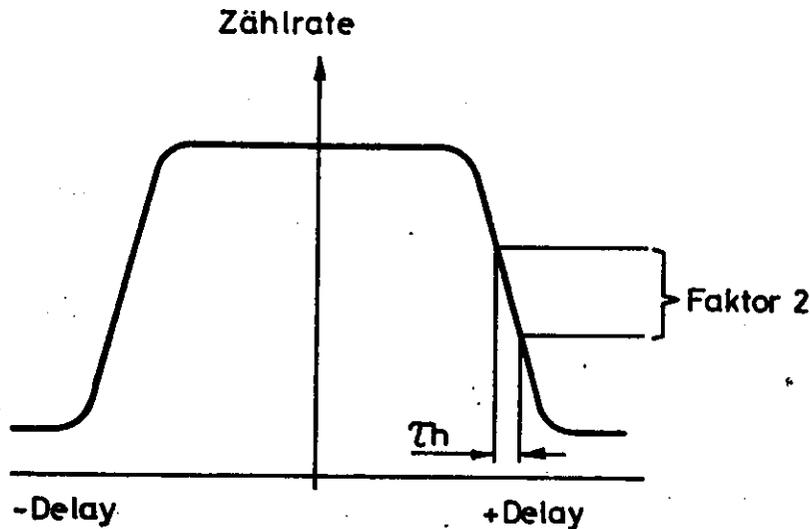


Bild 16.8
Flankensteilheit bei Koinzidenz-Kurven

dann gilt:

$$2\tau_{\min} \approx 7 \tau_h$$

Als Zahlenbeispiel sei angenommen, daß niederenergetische Elektronen im Plastikszintillator ($\tau_{abk} \approx 4$ nsec) 60 Lichtquanten erzeugen. Die Koinzidenz sei so empfindlich, daß $\bar{n} = 2$ Lichtquanten zum Triggern genügen.

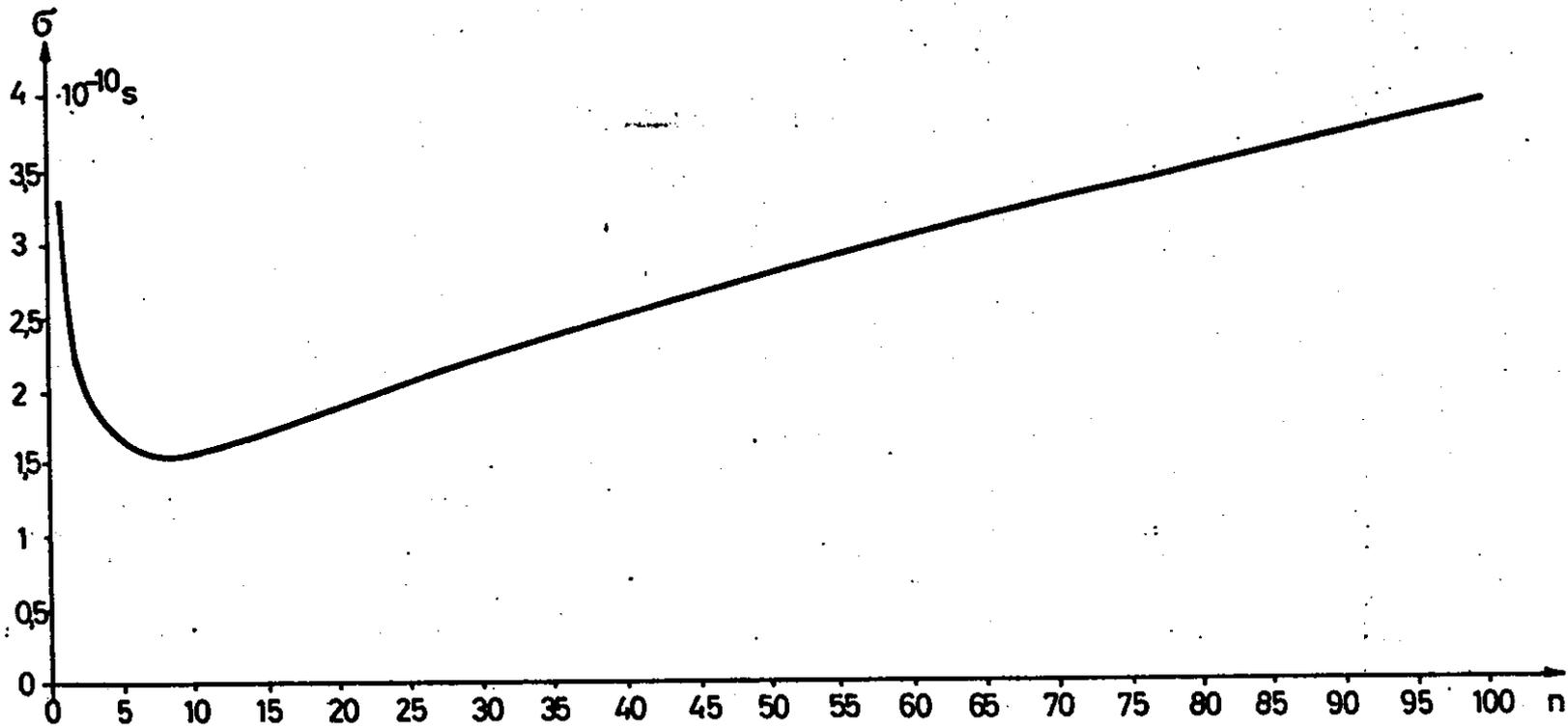


Bild 167

Minimale Zeitschwankung als Funktion der zur Koinzidenz benutzten Lichtquanten

$\delta_{Tr} = 0,3 \text{ ns}$, $\tau_{abk} = 4 \text{ ns}$, $N = 100$ Lichtquanten

Dann folgt

$$\bar{N} = 60, \bar{n} = 2, \tau_{\text{abk}} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ sec}, \sigma_{\text{Tr}} = 0,3 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$$

$$\sigma = 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ sec} +$$

$$2\tau_{\text{min}} \approx 3,3 \cdot 2,4 \cdot 10^{-10} \approx 800 \text{ psec}$$

$$\tau_h = 120 \text{ psec}$$

16.3 Fast-Slow-Verfahren

Graham, Bell und Petch entwickelten ein besonderes Koinzidenz-Verfahren, das allgemein als Fast-Slow-Verfahren bekannt geworden ist. Bild 16.9 (s. folgende Seite) zeigt das Prinzip. Aus den Szintillationszählern wird nicht nur das digitale Signal für die schnelle Koinzidenz (Nanosekunden), also für die Zeitbestimmung, entnommen, sondern auch ein langsames analoges Signal. Dieses gelangt über Linearverstärker an ein energiedefinierendes Gerät, z.B. an einen Einkanal-Pulshöhenanalysator. Dieser wird nur innerhalb des einstellbaren Amplitudenbereichs zwischen E und $E + \Delta E$, also innerhalb eines Energiebereichs ΔE getriggert (vgl. Abschnitt 19.2). Er gibt seine Ausgangssignale in eine langsamere Koinzidenz (Mikrosekunden) zusammen mit dem Koinzidenzgangssignal der schnellen Koinzidenz. Die auf diese Art registrierten Signale haben sowohl die richtige Zeit- als auch Energiebeziehung. Dieses Verfahren erweist sich bei Mehrfachzerfällen als sehr nützlich zur eindeutigen Bestimmung des Ereignisses.

16.4 Koinzidenzschaltungen

In den Abschnitten 3.7 und 5.2 haben wir gesehen, daß eine UND-Schaltung nur dann ein Signal durchläßt, wenn an allen Eingangsbuchsen gleichzeitig Signale erscheinen. Diese Bedingung sollen gerade die Koinzidenzschaltungen erfüllen, daher enthalten praktisch alle eingesetzten Zeitmeßschaltungen als Kernstück eine UND-Schaltung.

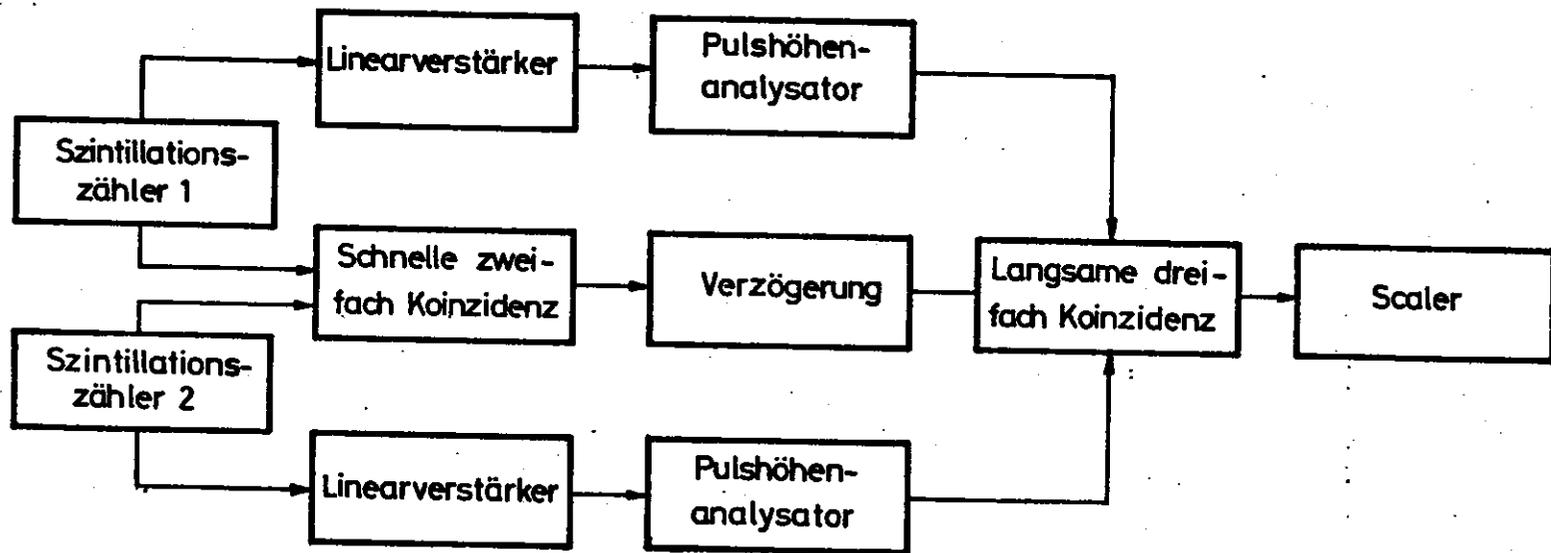


Bild 16.9
Prinzip des Fast-slow-Verfahrens

In Bild 3.8 ist als Grundlage für die Gleichzeitigkeit eine Serienschaltung aus mehreren Schaltern gezeigt, die alle während eines gemeinsamen Zeitintervalls geschlossen sein müssen, damit ein Strom fließt, der die logische "1" anzeigt. Da die Serienschaltung von mehreren Transistoren aus verschiedenen Gründen nicht ganz einfach ist, werden meist Parallelschaltungen angewandt. Grundsätzlich geschieht dies wie bei der ODER-Logik in Bild 3.6, jedoch mit umgekehrter Logik. In Abschnitt 3.11 ist erklärt, wie durch Inversion der Logik aus einer ODER-Schaltung eine UND-Schaltung wird. In diesem Fall werden die Schalter also nicht geschlossen, sondern geöffnet. Das Koinzidenzsignal erscheint dann, wenn kein Strom durch die Schalter fließt. Die Parallelschaltung von Schaltern ist besonders vorteilhaft, wenn mehr als zwei Koinzidenzeingänge benutzt werden, sie wird als Rossi-Schaltung bezeichnet.

Bild 16.10 zeigt den grundsätzlichen Aufbau einer Zweifach-Koinzidenz vom Rossi-Typ mit Dioden.

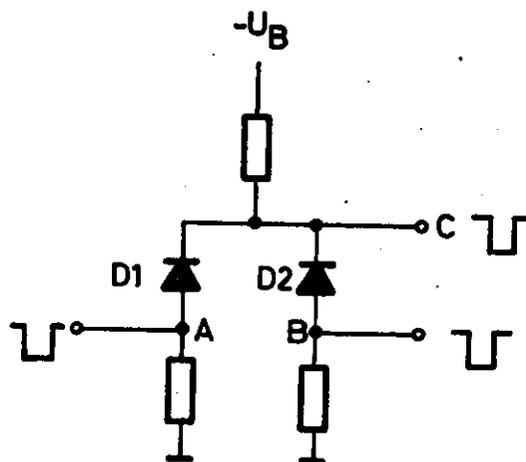


Bild 16.10
Zweifach Koinzidenz mit Dioden
nach Rossi

Statisch fließt durch beide Dioden Strom. Durch ein negatives Signal auf die Anode der Diode D1, also in den Eingang A, wird diese gesperrt. Diode D2 übernimmt den Strom

aus D1 mit, so daß die Spannung am Punkt C sich nur wenig ändert (vgl. Abschnitt 16.5). Erst wenn beide Dioden gleichzeitig gesperrt werden, geht die Spannung an C bis zur Batteriespannung hoch, es entsteht dann ein wesentlich größeres Ausgangssignal, das Koinzidenzsignal.

Dieser Vorgang ist in seiner logischen Konzeption bereits in Abschnitt 5.2 beschrieben. Für die Nanosekunden-Logik muß man jedoch besonders schnell schaltende Dioden einsetzen, außerdem müssen die Widerstände so bemessen sein, daß sie zusammen mit der Schaltkapazität Anstiegszeiten von einer Nanosekunde oder weniger übertragen können.

Mit Transistoren kann man entsprechende Schaltungen aufbauen, das Prinzip ist in Bild 16.11 dargestellt.

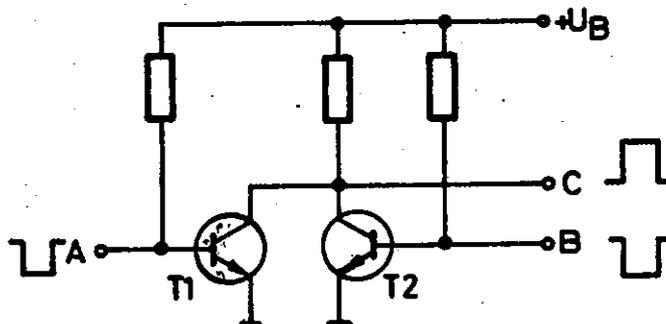


Bild 16.11

Zweifach Koinzidenz mit Transistoren
nach Rossi

Auch hier sollen beide Transistoren statisch Strom ziehen, durch negative Pulse (bei npn-Typen) an den Basen werden sie gesperrt. Nur wenn dies bei beiden Transistoren gleichzeitig geschieht, kann ein Koinzidenzsignal an C entstehen. Mit guten Dioden bzw. Transistoren sind bei sorgfältiger Schaltungsauslegung elektronische Auflösungszeiten bis herunter zu 10^{-11} sec gemessen worden.

In Bild 5.7 ist eine einfache Form des NOR-Gates gezeigt, die ODER-Funktion wird durch Mischung der Eingangssignale über den Widerständen ausgeführt. Wenn nun das nachfolgende Halbleiter-Bauelement eine Schwelle besitzt, die erst durch die Amplitudenaddition aller gleichzeitig eintreffender Eingangssignale überschritten wird, kann die Schaltung als Koinzidenz-Detektor eingesetzt werden. Im allgemeinen wird dazu eine Tunneldiode benutzt, die ähnlich wie ein Schmitt-Trigger, jedoch mit mehreren Eingängen arbeitet (vgl. Bild 16.12). Im Beispiel einer Dreifach-Koinzidenz ist keiner

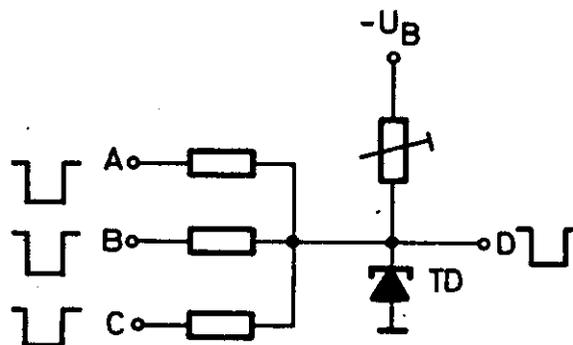


Bild 16.12

Dreifach Koinzidenz mit Tunneldiode

der drei Einzelströme oder auch die Summe zweier gleichzeitig anliegender Ströme groß genug, den Peakstrom J_p der Tunneldiode zu überwinden. Die Summe der drei Ströme ist jedoch in der Lage, die Diode zu triggern, so daß das Ausgangssignal die Dreifach-Koinzidenz anzeigt. Diese Tunneldioden-Summenkoinzidenz wird heute in den meisten industriell gefertigten Koinzidenzgeräten eingesetzt.

Häufig ist es erforderlich, zu der UND-Funktion die logische UND-NICHT-Funktion einzuführen, die in Abschnitt 5.8 beschrieben ist. Diese Funktion hebt eine eventuell gleichzeitig bestehende Koinzidenz auf, daher wird sie Antikoinzidenz genannt. Um wirksam zu werden, muß das Antikoinzidenz-Signal vor den auslösenden Koinzidenzsignalen einsetzen und auch eine bestimmte Zeit länger dauern.

Gewöhnlich wird das Signal innerhalb des Koinzidenzgerätes durch Inversion eines der Eingangssignale erzeugt. Es gelangt dann auf die gemeinsame Sammelschiene, auf der alle Signale gemischt werden und verhindert durch Stromfluß das Entstehen eines Koinzidenzsignals.

16.5 Ausgangssignale der Koinzidenz

Die Funktion der Koinzidenz wird durch eine UND-Schaltung beschrieben, statisch leiten die Dioden oder Transistoren, durch die Eingangssignale werden die Halbleiter gesperrt. Um die Ausgangsamplituden als Funktion der Zeit für Koinzidenz- bzw. Nichtkoinzidenzsignale anzugeben, muß man die Zeitkonstanten der Schaltung betrachten. Wird nur eine Diode (oder Transistor) gesperrt, so ist deren Innenwiderstand sehr groß, parallel dazu liegt aber der sehr niedrige Innenwiderstand R_1 der leitenden Diode (oder des Transistors). Das Ausgangssignal entsteht an einem RC-Glied, das aus dem Widerstand R_p und der Kapazität C_p gebildet wird (vgl. Bild 16.13). Während C_p auch beim Ausschalten nur eines Halbleiters praktisch konstant bleibt, ändert sich R_p wesentlich.

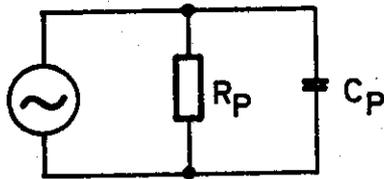


Bild 16.13
Ersatzschaltbild des Koinzidenzausgangs

Für den Fall der Zweifachkoinzidenz gilt z.B.

bei Koinzidenz die Zeitkonstante $T_K = C_p R_a$

bei Nichtkoinzidenz die " $T_N = C_p \frac{R_1 R_a}{R_1 + R_a}$

wo C_p die Summe der Ein- und Ausgangskapazität sowie der schädlichen Streukapazität ist, R_a ist der gemeinsame Arbeitswiderstand.

Daraus folgen die Spannungsänderungen, die sich am gemeinsamen Kollektor nach unendlich langer Zeit einstellen:

für die Nichtkoinzidenz: $(\Delta U_K)_{t=\infty} = \frac{J}{2} \frac{R_1 R_a}{R_1 + R_a}$

für die Koinzidenz: $(\Delta U_N)_{t=\infty} = J R_a$

J ist hierin der Strom, der durch beide Halbleiter statisch hindurchfließt. Beide Werte als Funktion der Überlappungsdauer Δt sind im folgenden Bild 16.14 gezeigt.

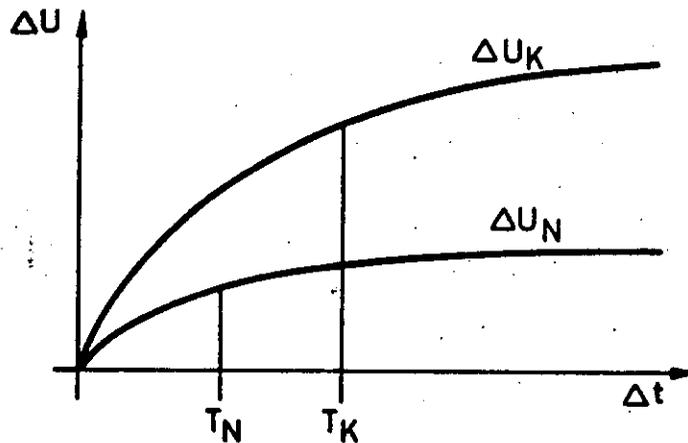


Bild 16.14

Ausgangsspannung der Koinzidenz als Funktion der Überlappungsdauer

Am gemeinsamen Arbeitswiderstand entsteht im Falle der Koinzidenz die Addition der Einzelströme. Das Amplitudenverhältnis der Koinzidenz zu den Nichtkoinzidenzsignalen ist bei Überlappungsdauern, die einige Zeitkonstanten lang sind, gleich

$$2 \frac{R_1 + R_a}{R_1} .$$

Bei Überlappungsdauern, die kurz gegen die Zeitkonstanten sind, nähert sich dieses Verhältnis immer mehr dem konstanten Wert 2. Zur besseren Trennung der Koinzidenz- von den Nichtkoinzidenz-Signalen kann man nichtlineare Bauelemente in den Signalweg schalten.

16.6 Unterdrückung der Nichtkoinzidenz-Signale

Im vorigen Abschnitt wurde berechnet, welche Amplituden die Koinzidenz- bzw. Nichtkoinzidenz-Signale als Funktion der Überlappungsdauer erreichen. Da bei kurzen Pulszeiten das Amplitudenverhältnis zwischen den beiden Signalen gegen den Wert 2 geht, kann es nützlich sein, dieses Verhältnis zu verbessern, um eine sichere Trennung der beiden Pulstypen zu erreichen.

Koinzidenzschaltungen vom Rossi-Typ enthalten daher meist nach der Koinzidenzbildung ein nichtlineares Element im Signalweg, z.B. eine vorgespannte Diode, die die Koinzidenz-Signale durchläßt und die Nichtkoinzidenz-Signale sperrt. Bild 16.15 zeigt eine solche Anordnung. Die Katode

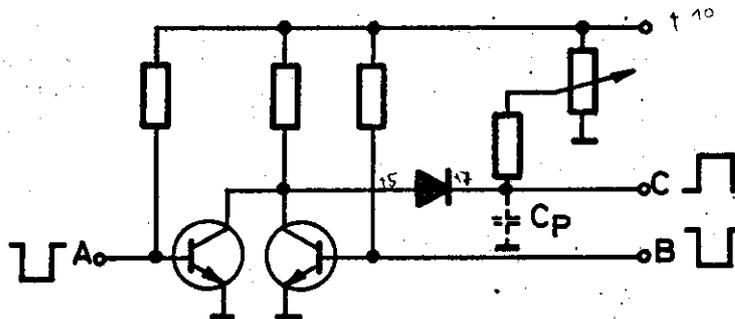


Bild 16.15

Unterdrückung der Nicht-Koinzidenzsignale mit vorgespannter Diode

der Diode liegt an einer positiven Sperrspannung, die nach der Höhe der Nichtkoinzidenzimpulse einzustellen ist. Die Koinzidenzsignale, die die Schwelle überwinden, werden durch den Innenwiderstand der Diode und die Schaltkapa-

zität C_p leicht integriert, so daß, wie Bild 16.16 zeigt, am Ausgang die Koinzidenzsignale mit einer Amplitude, die proportional zur Überlappungsdauer ist, erscheinen.

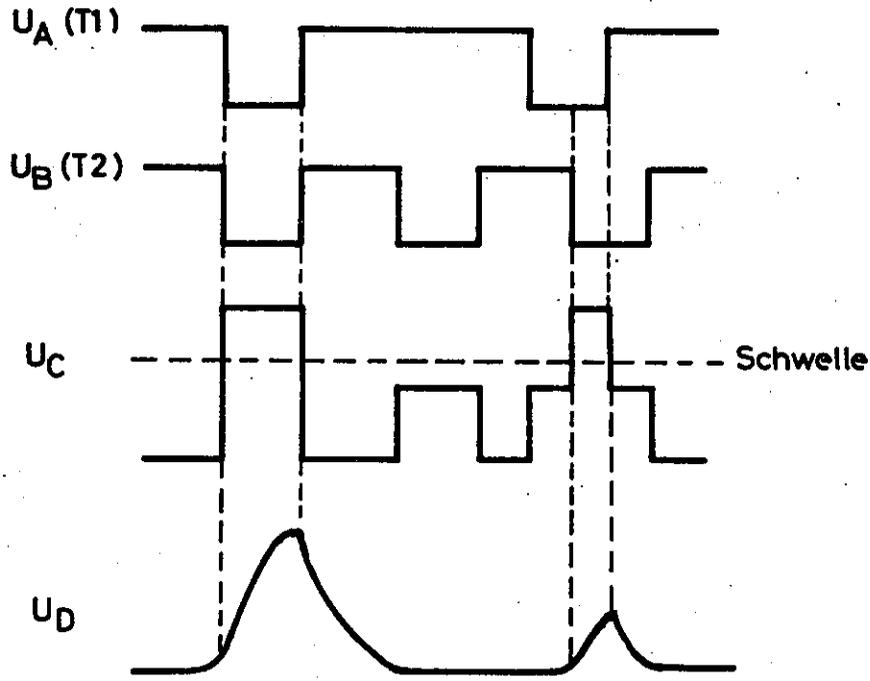


Bild 16.16
Pulsformen zu Bild 16.15

16.7 Garwin-Schaltung

Eine besondere Version der Rossi-Schaltung wurde von Garwin entwickelt. Ihr Prinzip ist in Bild 16.17 zu sehen.

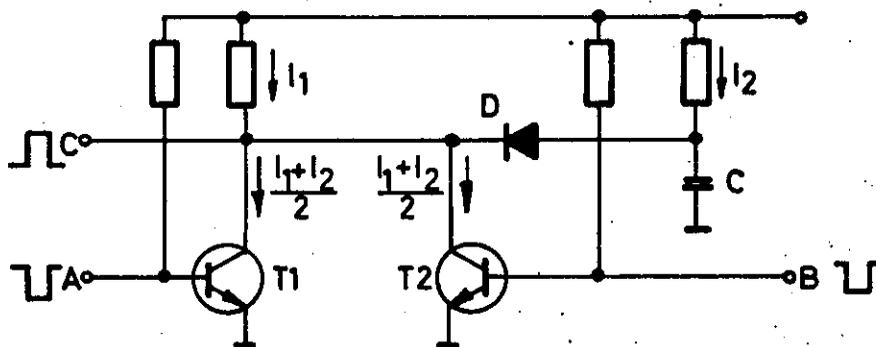


Bild 16.17
Rossi-Schaltung mit Garwin-Diode

Durch jeden Transistor fließt der Strom $\frac{J_1+J_2}{2}$, wobei J_1 durch den Widerstand R_1 , J_2 durch den Widerstand R_2 und die Diode D fließt. Der Kondensator C soll so groß sein, daß er während eines Pulses die Spannung praktisch unändert läßt. Wird jetzt ein Transistor, z.B. T_1 gesperrt, so kann unter der Voraussetzung, daß $\frac{J_1+J_2}{2} \cdot R_1 > J_1 \cdot R_1$ ist, das Potential der beiden Kollektoren nicht steigen. Transistor T_2 zieht weiterhin den Strom $\frac{J_1+J_2}{2}$, und zwar, falls das Potential der Kollektoren steigen und damit die Diode gesperrt würde, über den Widerstand R_1 . Die Voraussetzung besagt aber, daß die Kollektorspannung dann wieder fällt. Diese Garwin'sche Methode wird im Nanosekundenbereich öfters angewandt.

16.8 Ausgeführte Koinzidenz-Schaltung

Das Beispiel einer industriell gefertigten Koinzidenz-Schaltung soll zunächst an einem Blockschaltbild erläutert werden, es handelt sich um das Chronetics Model 102. Die Schaltung (vgl. Bild 16.18, s. folgende Seite) zeigt vier Eingänge, wovon drei Koinzidenzen, einer Antikoinzidenz registriert. Alle vier Eingänge arbeiten auf eine logische Dioden-Addition mit nachfolgendem Tunneldioden-Diskriminator-Univibrator. An diesem kann durch Veränderung einer Induktivität eine variable Pulsbreite für das Ausgangssignal hergestellt werden. Es stehen drei schnelle Ausgänge (einer für Kabelshapen) und ein langsamer für Scaleranschluß zur Verfügung. Bild 16.19 (s. Seite 329) zeigt die Detail-Schaltung. Die Transistoren T_1 bis T_4 sind als Eingangsverstärker geschaltet, T_5 als Inverter für den INHIBIT-Eingang (Antikoinzidenz). Die Addition erfolgt durch die drei Dioden D_1 , D_3 und D_5 , als Tunneldioden-Univibrator arbeitet TD_1 . Jeder einzelne Eingang kann ein- bzw. ausgeschaltet werden, so daß auch Zweifach-Koinzidenzen und Einzelzählraten registriert werden können. Durch Ändern des Vorstromes der Tunneldiode kann

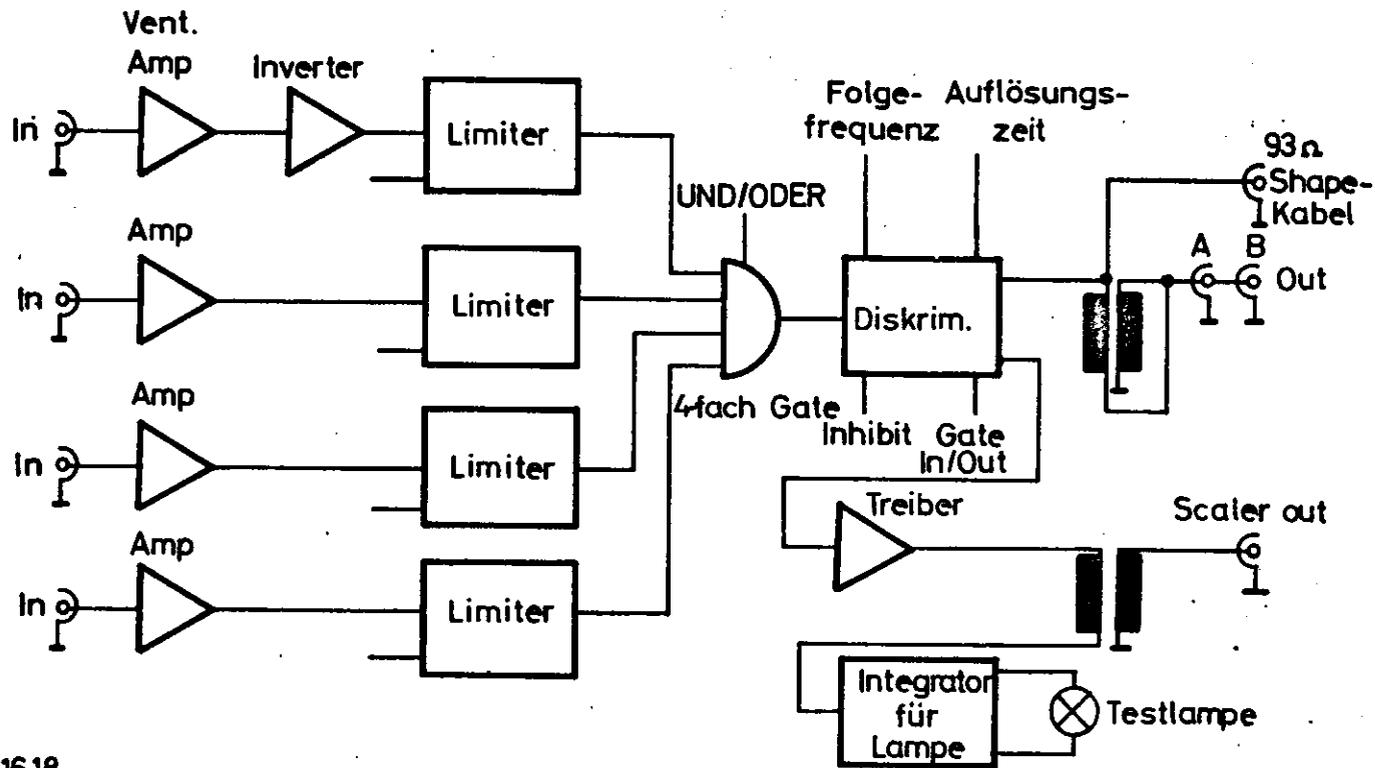


Bild 16.18
Blockbild des Chronetics Modells 102-AND/OR

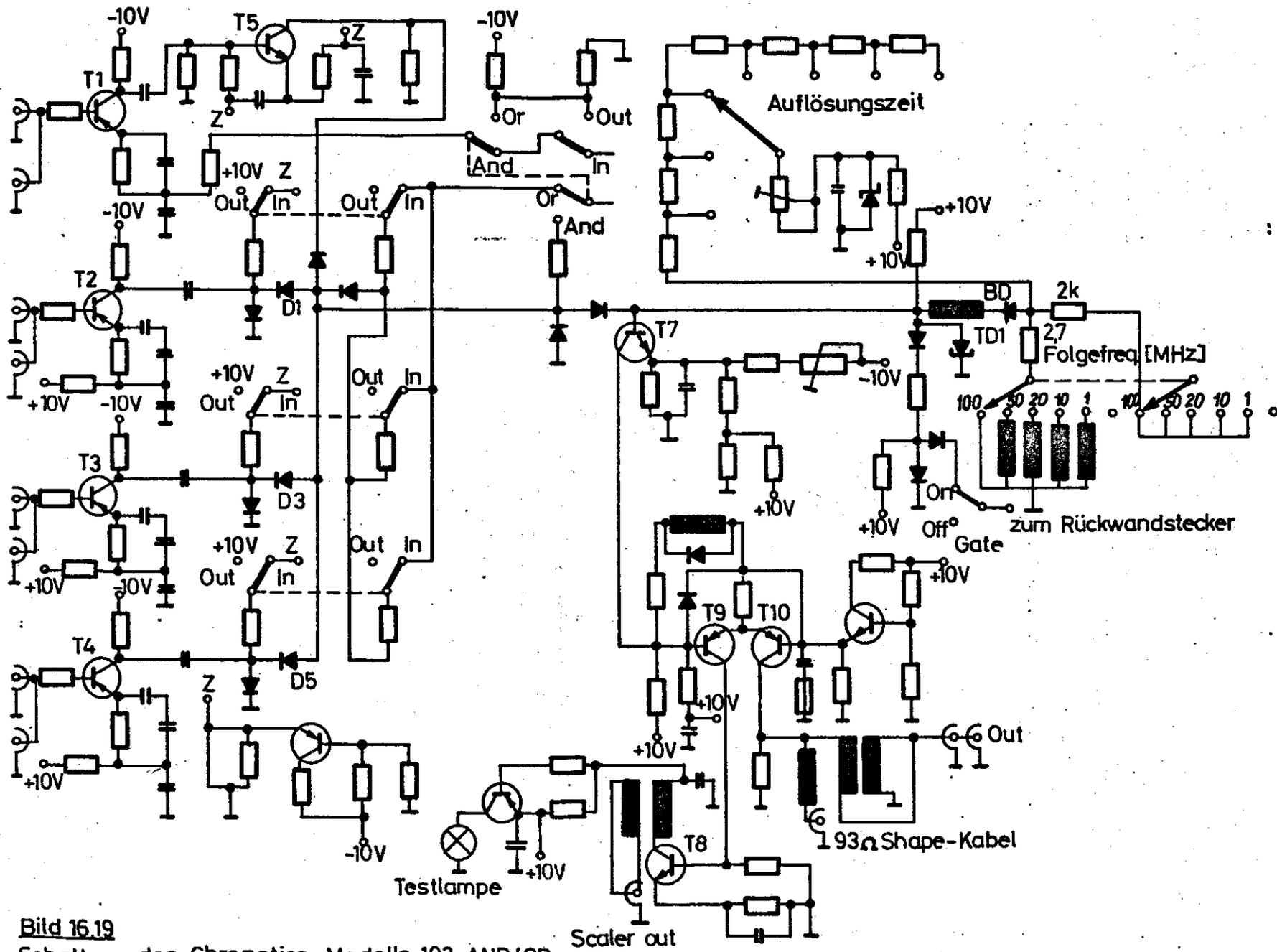


Bild 16.19
Schaltung des Chronetics Modells 102-AND/OR

die Auflösungszeit in kleinen Grenzen (durch Änderung der Triggerschwelle) variiert werden. Die minimale Auflösungszeit beträgt 1,5 nsec. Über die Transistoren T7, T9 und T10 gelangt das Signal an die schnellen Ausgänge, über T8 auch an den Scalerausgang.

Durch eine einfache Umschaltung des Arbeitspunktes der Tunneldiode sowie einer Sperrung des INHIBIT-Eingangs kann die Schaltung auch als dreifach-ODER benutzt werden, d.h. jeder Puls an einem der eingeschalteten Eingänge erzeugt ein Ausgangssignal.

Die prinzipielle Wirkungsweise der Koinzidenz-Funktion mit und ohne INHIBIT oder VETO zeigt Bild 16.20. Die

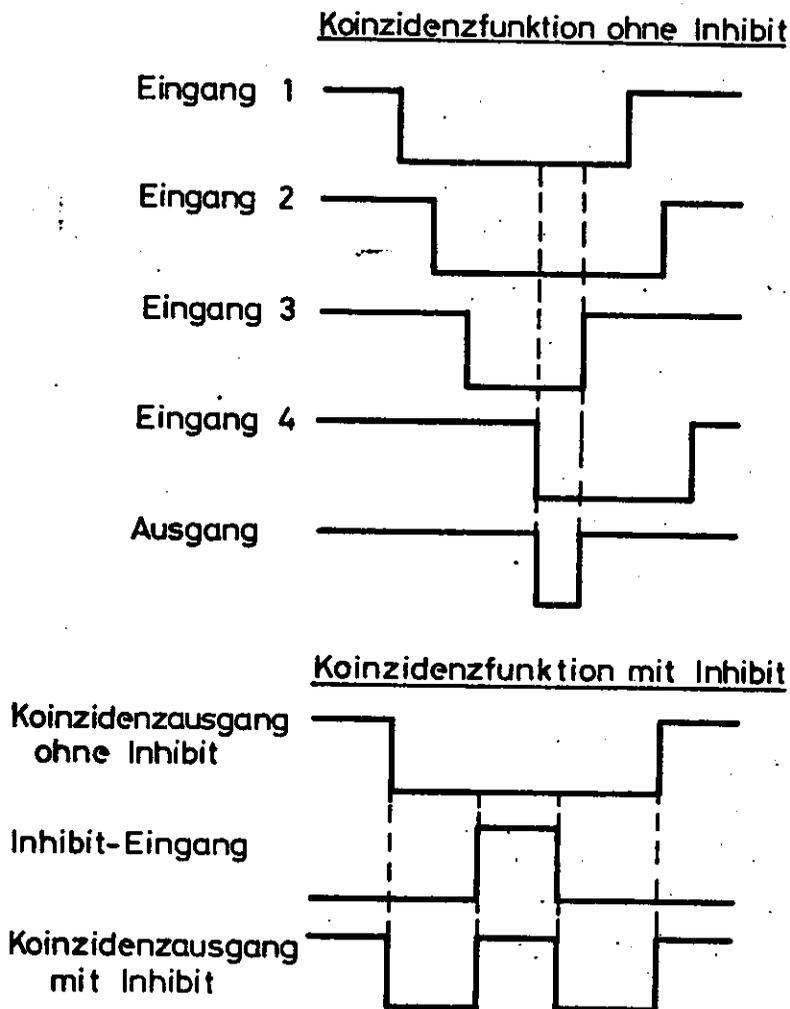


Bild 16.20

Koinzidenzfunktionen mit und ohne Inhibit

obere Signalzusammenstellung gibt eine einfache Vierfach-Koinzidenz, der UND-Ausgang gibt nur die gemeinsame Überlappung wieder, der NAND-Ausgang die Inversion hiervon.

Trifft jedoch ein VETO-Signal während des Koinzidenz-Signals ein, wird in dieser Zeit das Ausgangssignal verhindert.

16.9 Zeit-Pulshöhen-Wandler (Time to pulse height converter)

Um den zeitlichen Abstand zweier Pulse messen zu können, bedient man sich verschiedener Methoden. Die in den vorigen Abschnitten diskutierten Koinzidenzschaltungen bieten eine Lösung dieses Problems durch die Feststellung an, ob zwei Pulse innerhalb eines definierten Zeitintervalls eintreffen oder nicht. In Abschnitt 16.6 haben wir die Pulsform diskutiert, die an einer im Signalweg liegenden vorgespannten Diode entsteht. Die Amplituden der dort auftretenden Koinzidenz-Signale sind proportional zur Überlappungsdauer der Eingangspulse, so daß bereits eine Umwandlung der Zeitdifferenz in eine entsprechende Amplitude vorliegt. Das Amplitudenspektrum kann verstärkt und in einem Pulshöhenanalysator untersucht werden, um das gemessene Zeitspektrum zu analysieren. Die Schaltungen gliedern sich in zwei verschiedene Gruppen.

16.10 Messung der Überlappungszeit

Die erste Gruppe mißt die Überlappungsdauer zweier Detektorsignale, wobei zunächst nicht festgelegt ist, welches Signal als erstes und welches als zweites eintrifft. Erst durch eine Zusatzschaltung wird die Reihenfolge definiert, so daß negative Zeiten ausgeschlossen werden. Diese Art der Zeit-Amplituden-Wandlung ist somit in der Eingangsschaltung und in dem Prinzip der Zeitmessung einer Koinzidenzschaltung völlig analog. Die Ausgangsschaltung ist jedoch anders aufgebaut. Das entstandene Amplitudenspektrum

wird integriert und, falls nötig, verstärkt, so daß es mit einem Pulshöhenanalysator untersucht und angezeigt werden kann. Eine charakteristische Schaltung wurde von Simms angegeben, sie ist in Bild 16.21 gezeigt. Sie be-

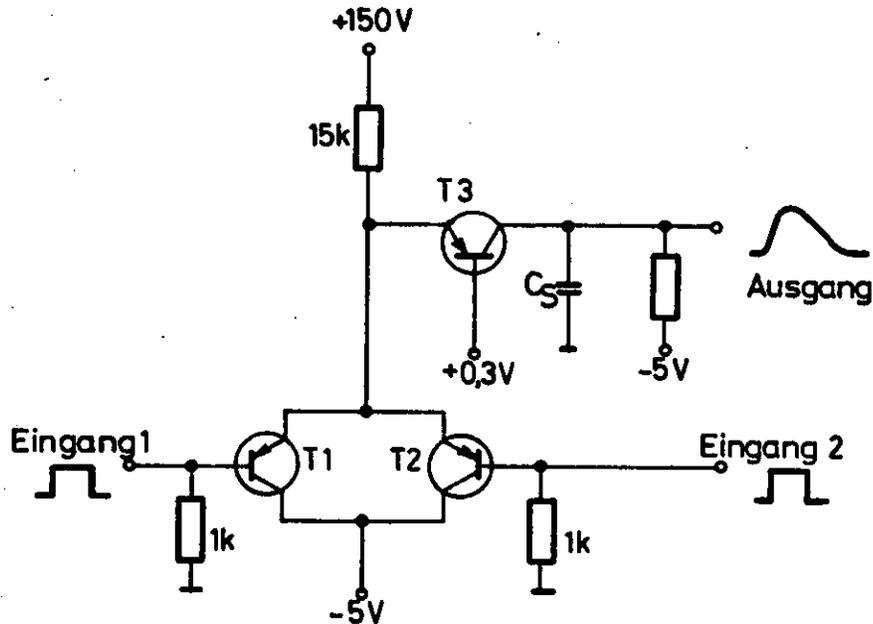


Bild 16.21
Zeit-Pulshöhenwandler nach Simms

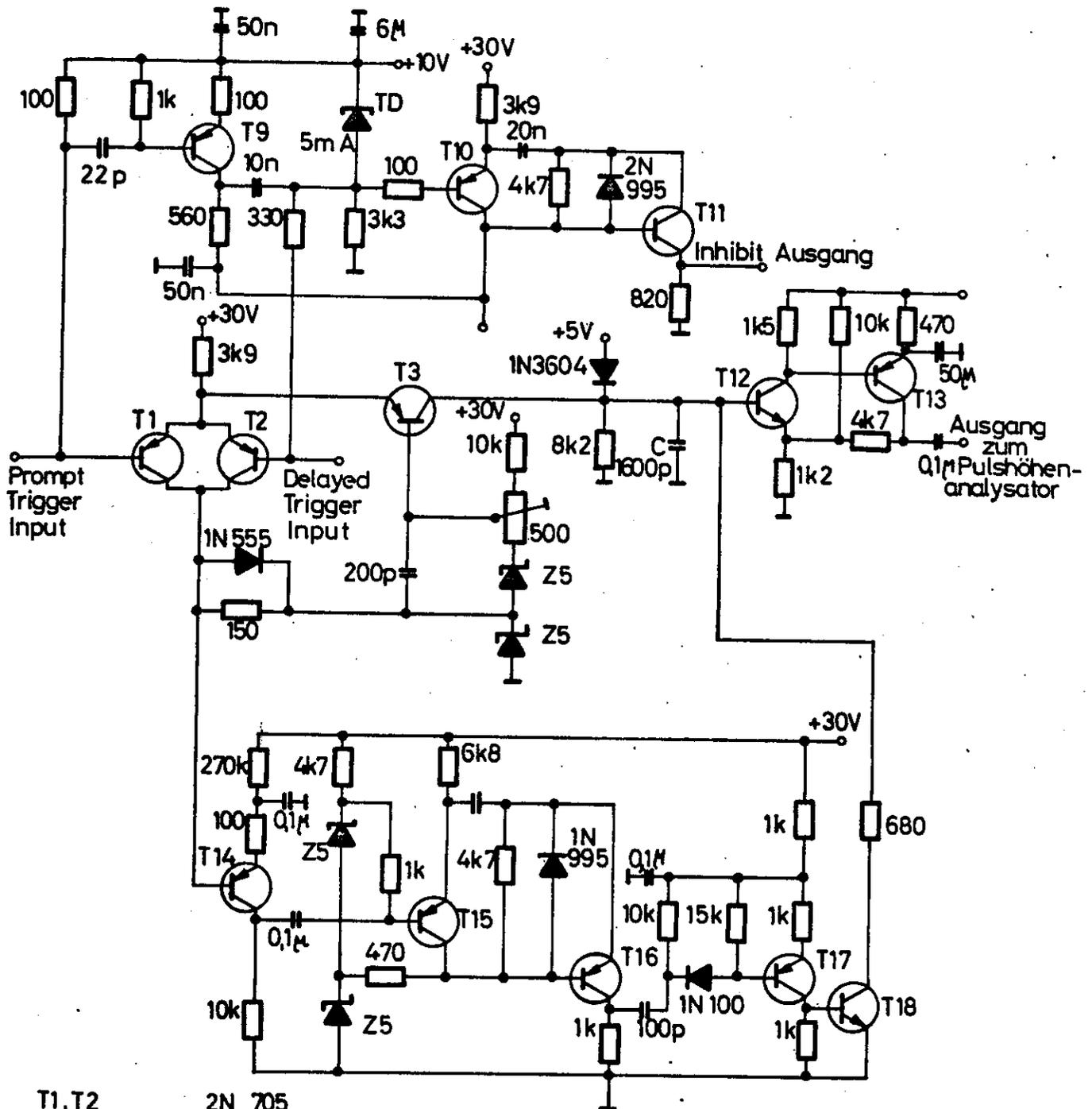
nutzt zwei Transistoren T1 und T2, die statisch leiten, in Rossi-Schaltung. Ihr Strom J wird durch den Widerstand R_1 bestimmt. Der Transistor T3 ist statisch gesperrt. Wird einer der beiden Transistoren T1 oder T2 durch ein positives Signal an der Basis gesperrt, übernimmt der andere den Strom, T3 bleibt gesperrt. Werden jedoch beide Transistoren durch entsprechende Eingangssignale gesperrt, wird der gesamte Strom J , der durch R_1 fließt, in den Transistor T3 geschaltet. An dessen Kollektor findet die Integration am Kondensator C_s statt. Der entstehende Spannungspuls hat eine Amplitude von $U = \frac{J}{C} \Delta t$, wo Δt die Zeit ist, während der die Transistoren T1 und T2 gesperrt bleiben, also die Überlappungsdauer der Eingangssignale. Sind J und C_s konstant, erhält man ein Amplituden-

spektrum, das proportional zu Δt ist.

Im Bild 16.22 ist eine ausgeführte Schaltung nach dem Simms-Prinzip zu sehen (s. folgende Seite).

Der Time to pulse height converter besteht aus den Transistoren T1, T2 und T3. Die Signale für die beiden Basen kommen aus zwei Univibratoren, dem prompten und dem verzögerten. Die Bezeichnungsweise stammt aus der Technik der Lebensdauerermessung mit verzögerten Koinzidenzen. Diese Univibratoren werden von den zugehörigen Szintillationszählern über Limiter angesteuert, sie liefern am Ausgang positive Signale von etwa 0,8 μ sec Dauer mit Anstiegs- und Abfallzeiten von einigen Nanosekunden. Da der Überlappungsbereich durch die Rückflanke des prompten und die Vorderflanke des verzögerten Signals bestimmt ist, muß auf die Pulsbreitenstabilität größter Wert gelegt werden. Beide Trigger enthalten Tunnelioden-Univibratoren mit definierter Rückstellung. Findet eine Überlappung statt, so werden beide Transistoren T1 und T2 gesperrt, der konstante Strom J geht über T3 in den Integrationskondensator C_s . Das Amplitudenspektrum wird über den Ausgangsverstärker T12 und T13 an die Ausgangsbuchse gegeben, von dort aus wird es im Pulshöhenanalysator registriert. Es gelangen nun, besonders bei hohen Zählraten, neben den wahren Ereignissen, bei denen der prompte Puls vor dem verzögerten kommt, auch falsche Ereignisse in die Apparatur, bei denen der verzögerte innerhalb des Überlappungsbereichs vor dem prompten kommt. Diese nicht korrelierten Ereignisse entsprechen den zufälligen Koinzidenzen, die im Abschnitt 11.4 beschrieben wurden.

Um die Registrierung solcher Pulse zu verhindern, wird ein Eliminator für negative Zeiten eingeführt, dessen Wirkungsweise folgendermaßen ist: der prompte positive Triggerpuls wird an der Basis des gesperrten pnp-Transistors T9 scharf



- | | |
|------------------------|---------|
| T1, T2 | 2N 705 |
| T3 | 2N 2411 |
| T9, T10, T11, T15, T16 | 2N 711A |
| T12 | 2N 2219 |
| T13 | 2N 2207 |
| T14 | 2N 705 |
| T17 | 2N 384 |
| T18 | 2N 2218 |

Bild 16.22
Zeit-Pulshöhenwandler mit Eliminator für negative Zeiten

differenziert. Die positive Vorderflanke bringt keinen Effekt, erst die negative Rückflanke steuert T9 ins Leiten. Dieser Strom fließt in die Tunneldiode TD1, die so vorgespannt ist, daß eine Koinzidenz zwischen diesem Puls und dem verzögerten Triggerpuls vorhanden sein muß, damit sie über den Peak springt. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, erzeugt der nachfolgende emittergekoppelte Triggerkreis ein 3 μ sec langes Ausgangssignal, das zum Gaten eines Pulshöhenanalysators benutzt werden kann. Wenn der Puls des verzögerten Triggers vor der Rückflanke des prompten Triggers eintrifft, kann kein Ausgangssignal erzeugt werden.

Da die Integrationszeitkonstante am Kollektor von T3 relativ lang ist, muß der Kondensator C_s nach dem Amplitudenmaximum wieder entladen werden. Dies geschieht durch den Recovery-Kreis, der durch den negativen Kollektorpuls von T1 und T2 immer dann getriggert wird, wenn beide Transistoren gesperrt werden. d.h. wenn ein echtes Ereignis gemessen wurde. T14 verstärkt dieses Signal und gibt es über einen Univibrator mit einer Pulslänge von 6 μ sec an den gesperrten Transistor T18, der parallel zum Integrationskondensator C_s liegt. Durch die positive Rückflanke des Triggerpulses (dieser wird differenziert durch 100 p und 10 k) wird T18 geöffnet, über seinen niedrigen Innenwiderstand entlädt sich der Kondensator C_s , so daß nach etwa 8 μ sec vom Beginn des Ereignisses an der Time to pulse height converter wieder einsatzbereit ist. Der Meßbereich des Konverters liegt zwischen 1 und 600 nsec, er kann aber auch auf Mikrosekunden erweitert werden.

Ein mit dieser Schaltung aufgenommenes Zeitspektrum für die Co^{60} - $\gamma\gamma$ -Kaskade ist in Bild 16.23 (s. folgende Seite) gezeigt. Die Halbwertsbreite $T_{1/2}$ mit Plastiksintillatoren und Fotomultipliern vom Typ 56 AVP ergibt sich zu 470 psec.

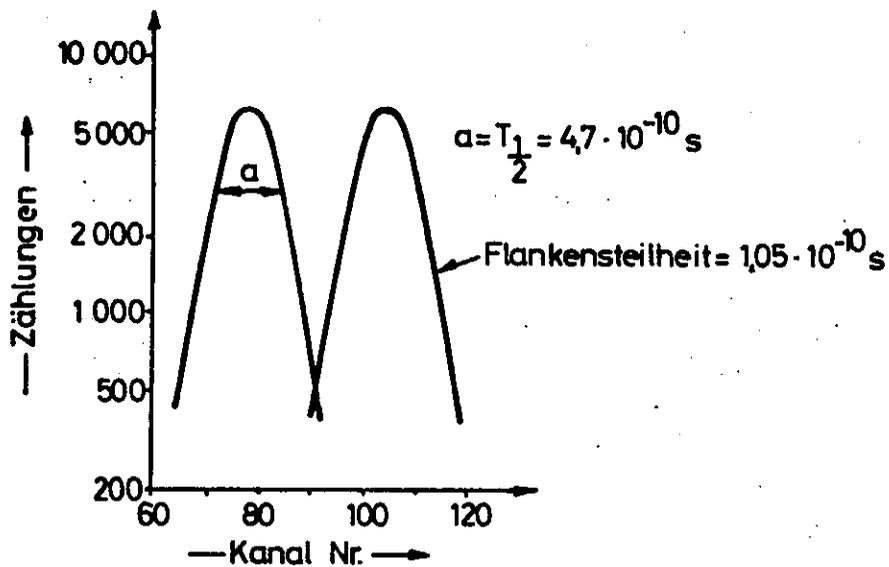


Bild 16.23
Auflösung des Wandlers aus Bild 16.22 mit Co^{60} -Gammastrahlen

Auch einfache Diodenkombinationen in Rossi-Schaltung, wie in Bild 16.24, werden häufig für die Zeit-Pulshöhen-

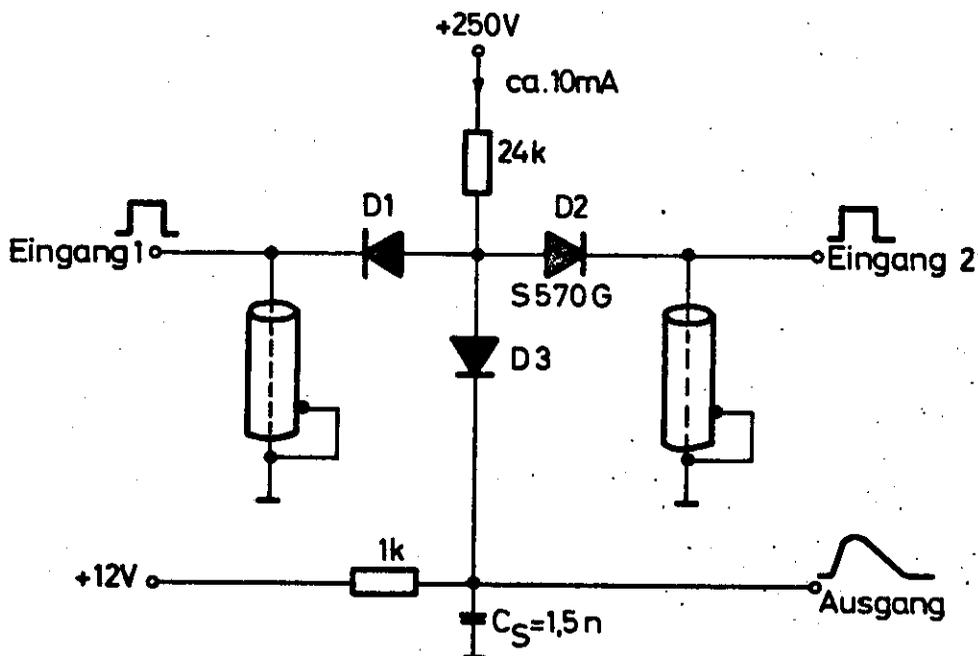


Bild 16.24
Zeitpulshöhenwandler mit 3 Dioden

Wandlung benutzt. Die beiden Dioden D1 und D2 ziehen über den gemeinsamen Widerstand zusammen 10 mA Strom. Durch ein positives Signal auf die Katode wird die jeweilige Diode gesperrt; kommen die Signale gleichzeitig, steigt die Spannung am gemeinsamen Punkt so weit an, daß während der Überlappungsdauer der Strom über die vorgespannte Diskriminator-Diode D3 in den Kondensator C_s fließt. Das sich dort einstellende Potential ist proportional zur Überlappungsdauer Δt . Die Eingangspulse werden im allgemeinen durch Limiter in ihrer Amplitude sowie durch Shape-Kabel in der Zeit geformt und stabilisiert, damit konstante Signalverhältnisse an den Dioden herrschen. Eine nach diesem Prinzip aufgebaute Schaltung ist im Bild 16.25 (s. folgende Seite) zu sehen. Die Anodenpulse der Fotomultiplier gehen auf die Eingänge A und B, wo sie durch die Diode D1 und den Transistor T1 begrenzt werden. Nach Inversion durch den Transformator und weiterem Begrenzen durch Diode D3 triggert jeder Puls einen Univibrator an, der aus der Tunnelodiode TD1 besteht. Das Signal gelangt dann über die Backward-Diode BD1 und den Transistor T2 an den Ausgang des Pulsformers.

Um eindeutige Unterscheidung zwischen dem ersten und dem zweiten Signal zu erreichen, werden drei Signale erzeugt, der Startpuls, der Primepuls und der Stoppuls. Die beiden letzteren entstammen dem Pulsformer B, in dem ein zusätzlicher Transistor T3 den positiven Prime- und den negativen Stoppuls herstellt. Durch entsprechende Kabellängen wird anschließend erreicht, daß in den Dioden D6 und D7 eine Koinzidenz zwischen Start- und Primepuls erzeugt wird. Das hieraus resultierende Signal gelangt über die dritte Diode D8 an die Tunnelodiode TD3, die unterhalb des Peaks vorgespannt ist. Durch das ankommende Signal schaltet TD2 den Strom aus BD2 in den Ausgangstransistor T5, an dessen Kollektor der Integrationskondensator liegt. Der sich anschließende Stoppuls stellt die Tunnelodiode wieder zurück. Der Startpuls ist etwa 5 nsec, Prime- und Stoppulse

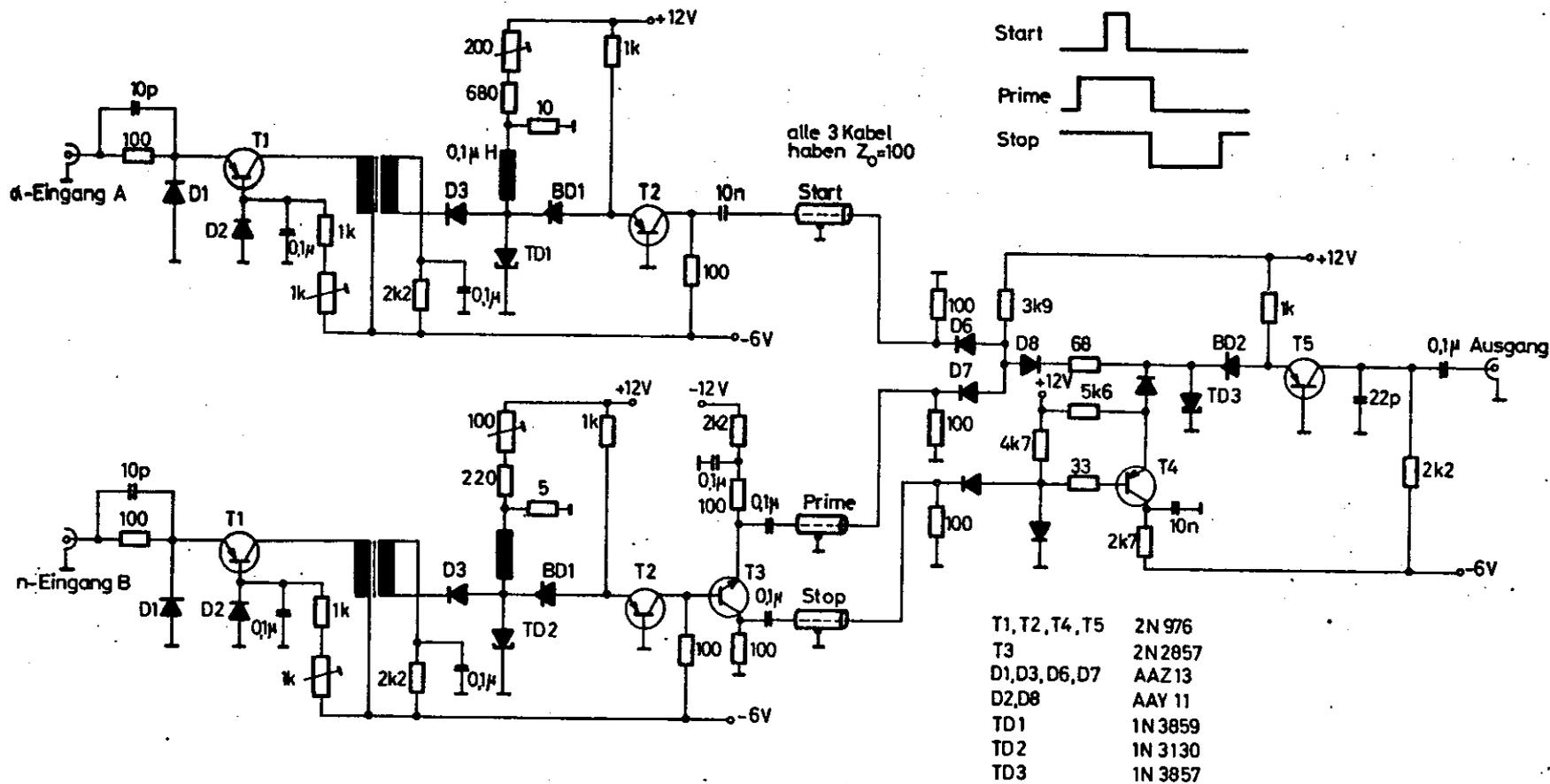


Bild 16.25

Zeit- Pulshöhenwandler nach dem 3-Dioden-Prinzip

sind je 40 nsec breit. Diese Schaltung sichert, daß nur dann ein Ausgangssignal erzeugt wird, wenn eine Koinzidenz zwischen Start- und Primepuls vorhanden ist.

Dieser Time to pulse height converter wurde in der Niederenergiephysik für Reaktionen vom Typ $T(d, n)He^4$ benutzt; gemessen wurde dabei die Zeitbeziehung zwischen den α -Teilchen und Neutronen. Bis zu Zählraten von $2 \cdot 10^5$ α -Teilchen/sec konnte eine Auflösungszeit von weniger als 1 nsec erreicht werden.

16.11 Start-Stop-Prinzip

Die oben beschriebene Schaltung leitet bereits zu den Zeit-Pulshöhen-Wandlern über, die direkt nach dem Start-Stop-Prinzip arbeiten. Die Funktion der Eingangsbuchsen ist in ihrer Reihenfolge festgelegt, ein Eingangssignal bestimmt den Start der Messung, das nächste den Stop oder es gibt den Integrator frei. Meist wird die Reihenfolge der Signale durch den Beschleuniger bestimmt, mit dem die Flugzeitmessungen, die ja der ursprüngliche Anlaß für diesen Schaltungstyp waren, gemacht werden.

Das Beispiel eines industriellen Time to pulse height converters (TH 200A von EGG) zeigt, mit welchem Aufwand gearbeitet wird, um eindeutige Zuordnungen zwischen den Signalen zu schaffen. Bild 16.26 zeigt zunächst das Wandler-Prinzip.

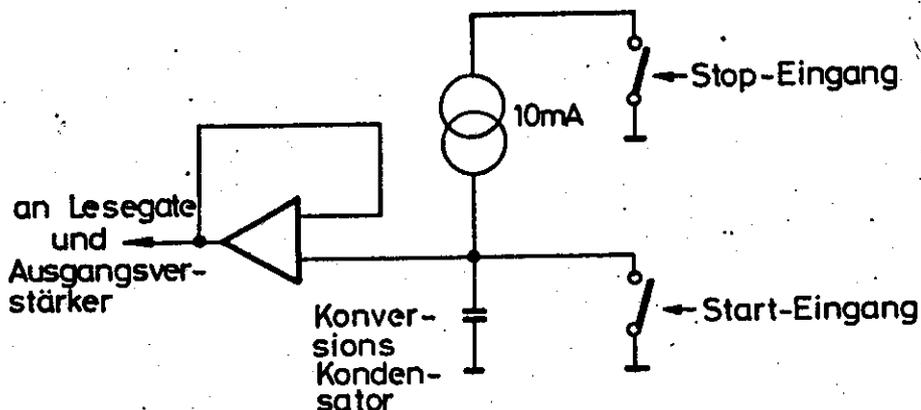


Bild 16.26
Blockbild des Zeit-Pulshöhenwandlers von Edgerton

Der Konverter besteht aus einer hochkonstanten Stromquelle, die einen Integrationskondensator speist. Dieser wird an einen Operationsverstärker angeschlossen und auf Nullpotential festgehalten. Der Startpuls öffnet die Haltestellung, das anschließende Stoppsignal trennt die konstante Stromquelle vom Kondensator. Die Spannung auf dem Kondensator nach Erscheinen der Start-Stop-Folge ist auch hier proportional zur Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppuls sowie umgekehrt proportional zur Kapazität. Durch Einschalten verschiedener Kondensatoren kann man mehrere Zeitbereiche einstellen, bei diesem Gerät von 100 nsec bis 30 μ sec bei maximaler Amplitude. Die Spannung am Kondensator wird durch einen sehr hochohmigen Operationsverstärker ausgelesen.

Bild 16.27 (s. folgende Seite) zeigt das Blockbild des gesamten Wandlers. Der Startpuls gelangt über Limiter und Diskriminator an den Konverter, die Spannung am Kondensator steigt. Ein Stoppuls beendet den Prozeß, er wird nur angenommen, wenn er innerhalb 120 % des eingestellten Zeitbereichs nach dem Startpuls kommt. Ist dies nicht der Fall, startet der Overrun-Detektor über die Reset-Logik eine Resetfolge, verhindert durch Sperren des Readout-Gates die Auslese des Konvertersignals und steuert über die Eingangsdiskriminatoren die Spannung am Integrationskondensator auf ihren Anfangswert zurück. Die Messung von Überbereichssignalen, die eine lange Auslesezeit benötigen würden, wird dadurch verhindert. Nach dem Konversionsintervall wird eine Pause von 500 nsec eingeführt; sie dient dazu, dem Experimentator die Möglichkeit zu geben, durch weitere externe logische Entscheidungen die Gültigkeit des Signals zu bestimmen. Nach dieser Pause erfolgt die Auslese. Dazu wird vom Stoppuls über eine 500 nsec-Verzögerung ein Auslese-Gategenerator angetriggert, der während einer zwischen 0,5 und 5,5 μ sec einstellbaren Zeit das Auslesegate öffnet, damit die Spannung am Integrations-Kondensator an den Ausgangsverstärker gegeben werden kann.

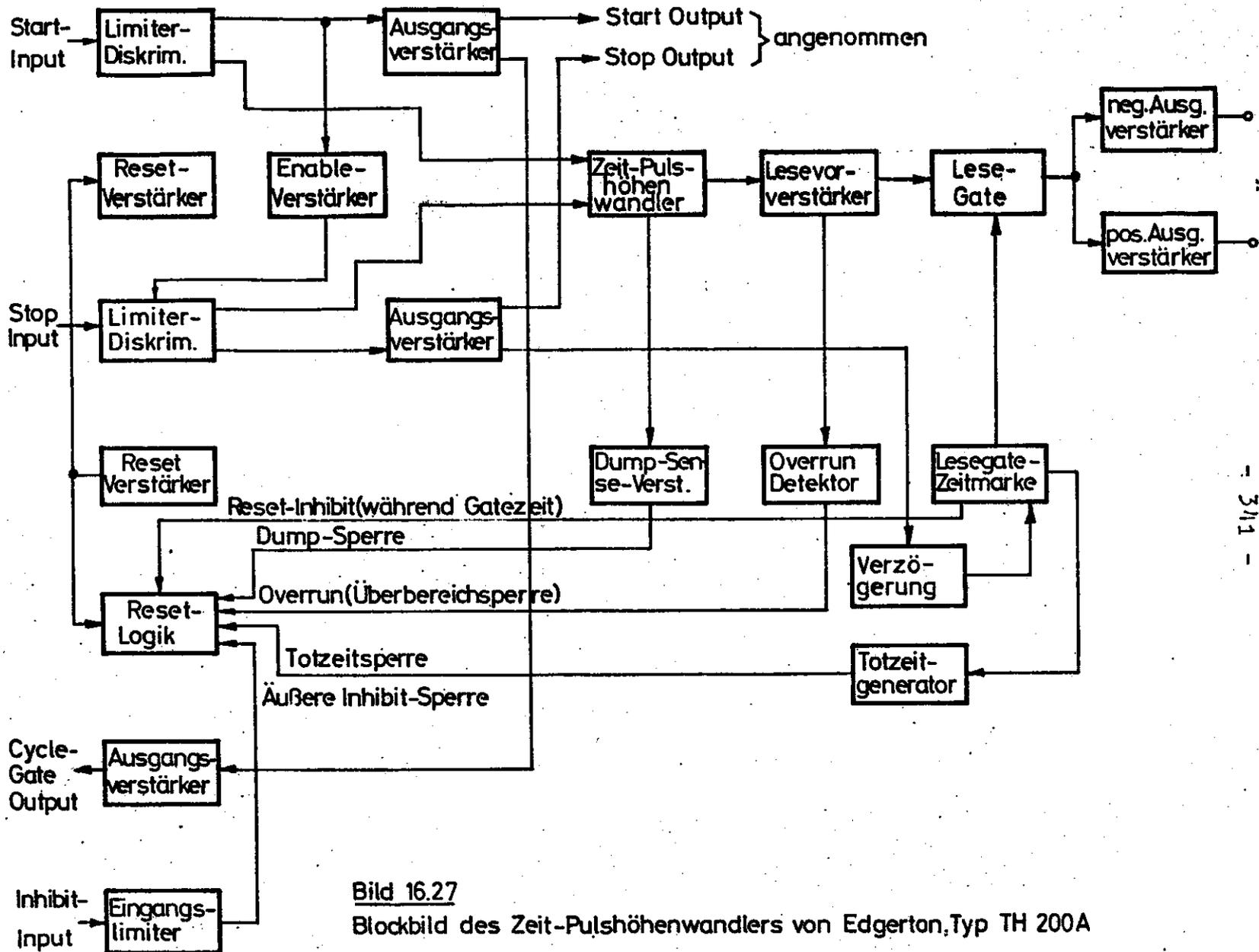


Bild 16.27
 Blockbild des Zeit-Pulshöhenwandlers von Edgerton, Typ TH 200A

Dieser Auslese folgt eine ebenfalls zwischen 0,5 und 5,5 μ sec einstellbaren Totzeit nach deren Ablauf der Time to pulse height converter wieder bereit ist, ein neues Startsignal zu empfangen.

Um sich den Puls- und Totzeiten des nachfolgenden Pulshöhenanalysators anzupassen, sind zwei weitere Signalebuchsen vorhanden. Der INHIBIT-Reset-Eingang ist für externes Gaten vorgesehen, er kann z.B. vom Pulshöhenanalysator getriggert werden, solange dieser mit der Registrierung eines Ereignisses beschäftigt ist und dadurch ein Busy-Signal ausgibt. Wenn das Start- vom INHIBIT-Signal überlappt wird, wird das Neustarten verhindert. Dies gilt jedoch nicht während des Readout-Intervalls. Die zweite Buchse heißt "cycle-gate-output", an ihr beginnt ein eigenes Busy-Signal, nachdem der Eingang ein Startsignal hat; es endet nach dem Totzeitintervall, wenn der Konverter wieder startbereit ist.

Eine zusätzliche Vorrichtung, der Dump-sense-amplifier, verhindert den Beginn der Konverteroperation, solange die Spannung am Integrations-Kondensator noch nicht wieder auf Null Volt zurückgesetzt ist.

In Bild 16.28 (s. folgende Seite) sind die beschriebenen Operationen in einem Pulszeitplan dargestellt. Die elektronische Zeitauflösung beträgt etwa 50 psec. Allgemein wird 0,1 % vom Endwert für alle Bereiche als Zeitauflösung angegeben.

16.12 Konverter mit gedämpftem Schwingkreis

Als letzter Zeit-Pulshöhen-Wandler soll eine CERN-Entwicklung besprochen werden, deren Prinzipschaltung in Bild 16.29 (s. Seite 344) zu sehen ist. Der Startpuls schließt den Schalter S_1 , dabei wird eine Spannung

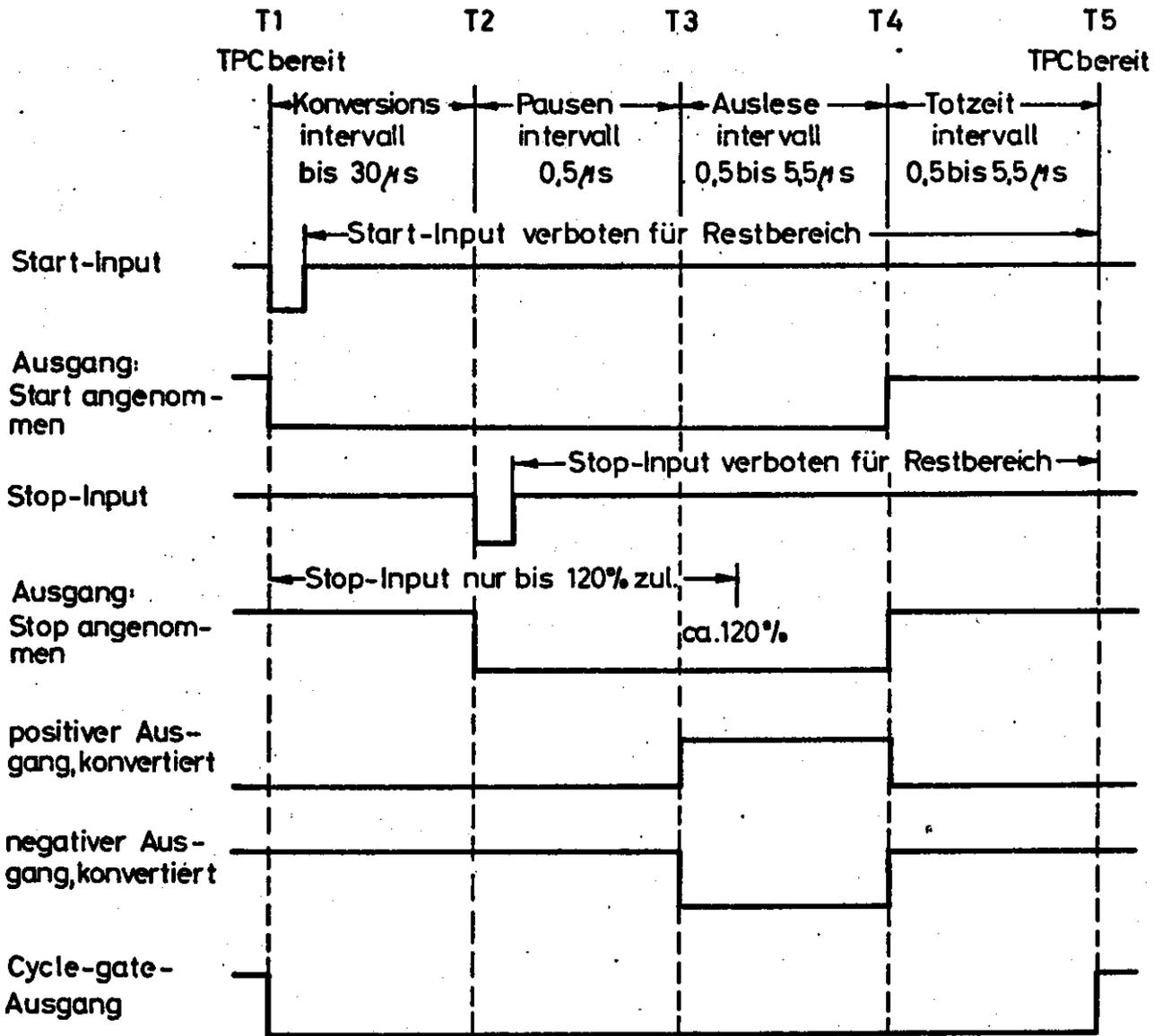


Bild 16.28
Zeitdiagramm für Zeit-Pulshöhenwandler nach Bild 16.27

von 6 V an die Spule L_1 gelegt. Der Strom in L_1 steigt linear ($\frac{dI}{dt} = \frac{U_1}{L_1}$), bis der Stoppuls eintrifft. Dieser öffnet S_2 und trennt L_1 von der Spannungsquelle. Der Endstrom in L_1 ist also

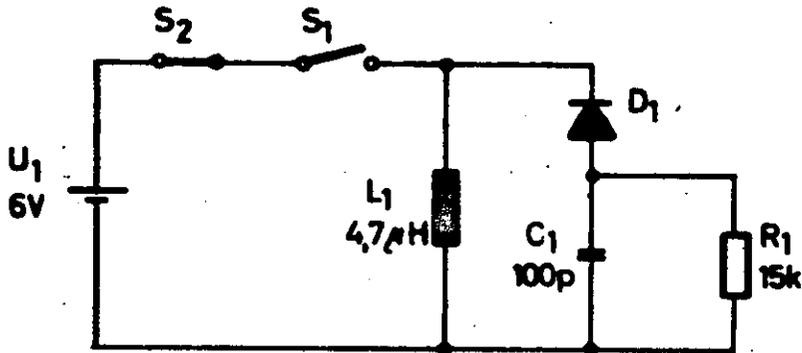


Bild 16.29
Zeit-Pulshöhenwandler mit Schwingkreis (Cern)

$$J_{\text{end}} = \frac{U_1}{L_1} \Delta t,$$

Δt ist die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopppuls.

Da S_2 offen ist, fließt dieser Strom in die Streukapazität, es beginnt eine gedämpfte Schwingung. Das Potential an L_1 fällt ins Negative, bis D_1 leitet. Dann fließt der Strom durch C_1 , bis L_1 seine ganze Energie an C_1 übertragen hat.

Dann gilt

$$\frac{1}{2} C_1 U_C^2(\text{max}) = \frac{1}{2} L_1 J_{\text{end}}^2 = \frac{1}{2} L_1 \left(\frac{U_1}{L_1} \Delta t \right)^2$$

$$\rightarrow U_C(\text{max}) = \frac{U_1 \Delta t}{\sqrt{L_1 C_1}}$$

Während die Oszillation weiterläuft, geht die Spannung über L_1 wieder durch Null und D_1 sperrt, C_1 bleibt auf seinem Potential $U_C(\text{max})$. L_1 oszilliert weiter mit der Streukapazität, während C_1 sich über R_1 entlädt, denn D_1 bleibt wegen der Abnahme der Schwingungsamplitude gesperrt. Die Spannung $U_C(\text{max})$ ist proportional zu Δt ,

also zur Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal. Die Schalter S_1 und S_2 werden im praktischen Beispiel durch schnelle Schalttransistoren ersetzt.

Der Schalter S_2 ist normalerweise geschlossen, er wird durch den Stoppuls geöffnet. Wegen der Speicherzeit im Transistor, die bei den Typen stark streut, ist es jedoch ratsamer, auf das Ausschalten von Transistoren zu verzichten und beide, sowohl den Schalttransistor S_1 als auch S_2 in den Strom zu steuern, d.h. den Schalter zu schließen.

Bild 16.30 zeigt eine solche Schaltung. Bevor ein Eingangs-

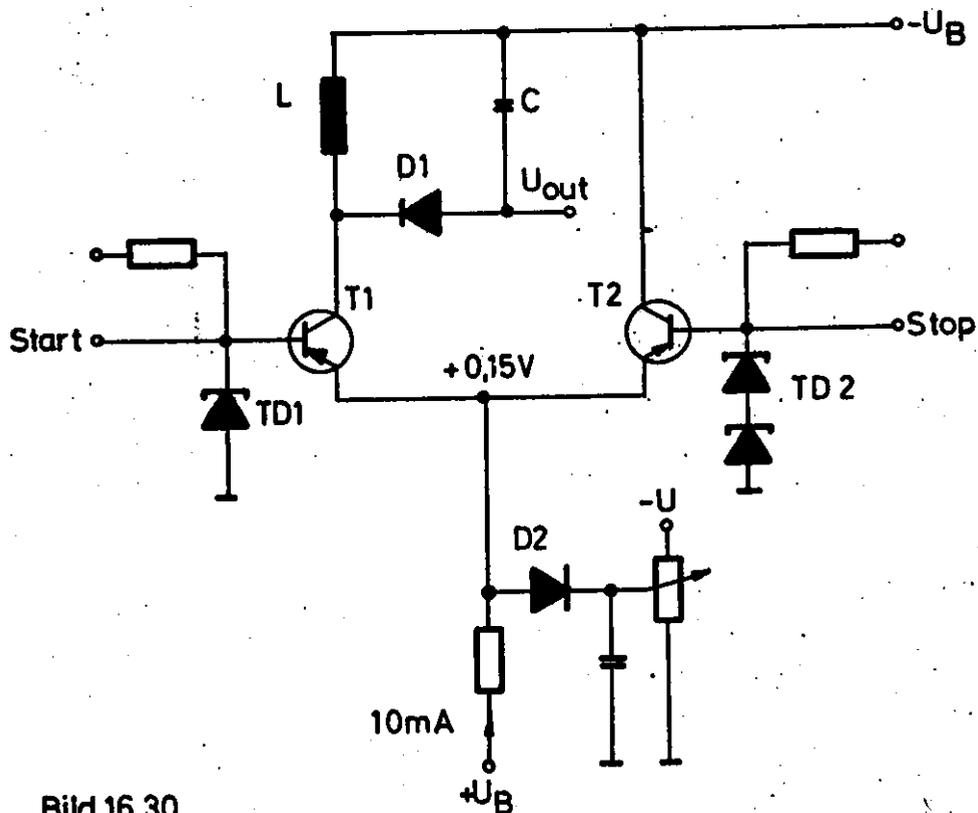


Bild 16.30
Zeit-Amplituden-Konverter nach dem Cern-Prinzip

signal kommt, sind die Tunneldioden unterhalb ihres Peaks vorgespannt; durch die Transistoren fließt nur der Reststrom. Trifft ein Startsignal ein, das genügend

groß ist, die Tunneldiode über ihren Peakstrom zu schalten, so fließt ein Teil des Stromes in die Basis von T1. Dieser Transistor geht in die Sättigung und der Strom in der Spule L beginnt linear zu steigen bis zu einem Maximalwert von 10 mA, der durch den Strom durch D2 gegeben ist. Trifft nun der Stoppuls ein, fängt auch Transistor T2 an zu leiten. Dieser hat keinen Kollektorwiderstand, dadurch steigt der Strom sehr schnell bis zum Maximalwert von 10 mA. Jetzt fließt der ganze verfügbare Strom durch T2, T1 wird gesperrt. Da außerdem an der Basis von T2 zwei Tunneldioden in Serie vorhanden sind, wird eine Sperrspannung an der Basis-Emitterstrecke von T1 erzeugt. Nachdem T1 gesperrt ist, fällt das Potential über L, bis Diode D1 zu leiten beginnt. Dann läuft der Vorgang wie beschrieben ab, die Spannung am Kondensator C ist proportional zur Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppuls. Bild 16.31 zeigt eine

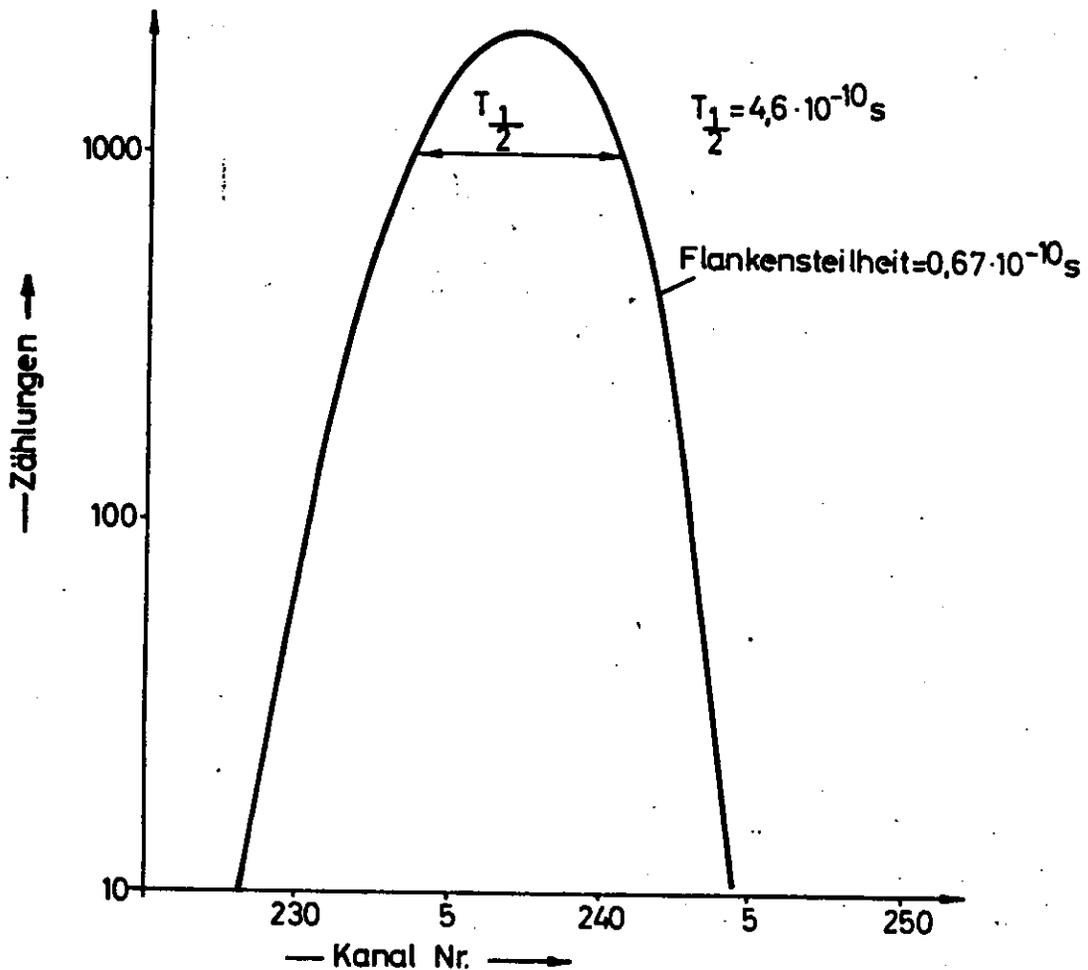


Bild 16.31
Spontanes ^{60}Co Spektrum

Auflösungskurve, die mit dieser Schaltung gemessen wurde.
Mit Plastikszintillatoren und Fotomultipliern vom Typ
56 AVP erhält man eine Auflösungszeit von etwa 0,5 nsec.

Literatur

- W. Brunner, Die natürliche Grenze der Kurzzeitmessung mit verzögerten Koinzidenzen, Nucl. Instr. 30, 109 (1964)
- H. Brafman, A fast wide range time to pulse converter, Nucl. Instr. 34, 239 (1965)
- E. Gatti, V. Svelto, Review of theories and experiments of resolving time with scintillation counters, Nucl. Instr. 43, 248 (1966)
- R.L. Garwin, A useful fast coincidence circuit, Rev. Sci. Instr. 21, 569 (1950)
- B. Sigfridsson, Theoretical analysis of time resolution in scintillation detectors, Nucl. Instr. 54, 13 (1967)
- M.A. El-Wahab, M. Sakka, M.A. El-Salam, Minimum time resolution in scintillation counters, Nucl. Instr. 59, 344 (1968)
- A. Ogata, S.J. Tao, J.H. Green, Recent developments in measurements short time intervals by time to amplitude converters, Nucl. Instr. 60, 141 (1968)
- E. Nadav, M. Palmai, D. Salzmann, Alignment and calibration of fast multi-coincidence systems, Nucl. Instr. 59, 173 (1968)
- C.A. Baker, C.J. Batty, L.E. Williams, Calibration of time to amplitude converters, Nucl. Instr. 59, 125 (1968)
- W. Michaelis, Timing units for semiconductor spectrometers, Nucl. Instr. 61, 109 (1968)
- D.A. Gedcke, W.J. Mc Donald, A fast zero-crossing discriminator for time pickoff with pulsed beams, Nucl. Instr. 56, 148 (1967)
- Coincidence circuit resolution, part I and II, Nanonotes, 1, No 10, (1966); No 11, (1967), Edgerton, Germeshausen und Grier, Salem, Mass.
- R. Bell, R. Graham, H. Petch, Design and use of a coincidence circuit of short resolving time, Can.J.Phys., 30, 35 (1952)
- A. Whetstone, S. Kounosu, Nanosecond coincidence circuit using tunnel diodes, Rev.Sci. Instr. 33, 423 (1962)

- W. Gruhle, Elektronische Hilfsmittel des Physikers, Berlin, 1960
- K. Vollrath, G. Thomer, Kurzzeitphysik, Wien, 1967
- R.F. Post, L.J. Schiff, Statistical Limitations on the resolving time of a scintillation counter, Phys.Rev. 80, 1113, (1950)
- E. Gatti, V. Svelto, Theory of time resolution in scintillation counters, Nucl. Instr. 4, 189, (1959)
- A. Schwarzschild, A survey of the latest developments in delayed coincidence measurement, Nucl. Instr. 21, 1, (1963)
- W. Meiling, J. Schintlmeister, F. Stary, A nanosecond time-to-pulse-height converter of high stability for mV-pulses, Nucl. Instr. 21, 275, (1963)
- D. Ophir, Fast transistorized time to amplitude converter, Nucl. Instr. 28, 237, (1964)

17. Linearverstärker

17.1 Breitbandverstärker mit RC-Kopplung

In Abschnitt 10.5 sind die wesentlichen Anforderungen für den Einsatz der Linearverstärker in der Kernphysik geschildert. Gemeint sind damit Breitband-Pulsverstärker im linearen Übertragungsbereich. Die allgemeine Schaltung eines RC-Verstärkers zeigt Bild 17.1. Der Transistor wird in

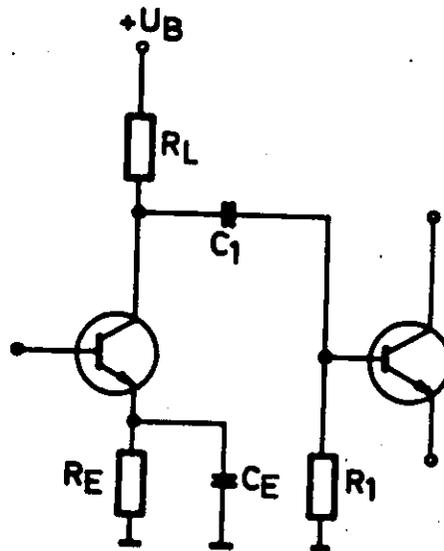


Bild 17.1

Allgemeine Schaltung des RC-Verstärkers mit Transistoren

Emitterschaltung betrieben, wir nehmen an, daß die Zeitkonstante $R_E C_E$ groß gegen die Periodendauer der tiefsten zu übertragenden Frequenz ist. R_L ist der Arbeitswiderstand des Transistors, R_1 der Eingangswiderstand der folgenden Stufe. Dieser ändert sich in der Nähe der Grenzfrequenz des Transistors wesentlich, er geht auf etwa 50 - 200 Ohm herunter. C_1 ist die Koppelkapazität zwischen den beiden Stufen, C_p stellt die Parallelkapazität dar.

Die Schaltung kann man reduzieren auf die Zeitkonstante $R_p C_p$ des Bildes 17.2. Hierin bedeutet R_p die Parallel-

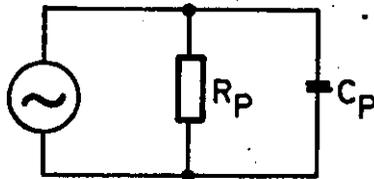


Bild 17.2
Ersatzschaltbild des RC-Verstärkers

schaltung aus dem Arbeitswiderstand R_L , dem Transistorinnenwiderstand R_i sowie dem Eingangswiderstand der nächsten Stufe R_1 . C_p ist die Summe aller auftretenden Störkapazitäten, also der Ausgangskapazität C_{out} des Transistors, der Eingangskapazität C_{in} der folgenden Stufe, sowie der Schaltkapazität C_s . Es gilt also:

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1} \quad \text{und} \quad C_p = C_{out} + C_{in} + C_s$$

Setzen wird die frequenzunabhängige Verstärkung des Transistors mit $S R_p$ an, wo S die Steilheit

$\left(\frac{dJ_c}{dU_{BE}}\right) U_{CE} = \text{const}$ ist, so folgt für die frequenzabhängige Verstärkung

$$G(j\omega) = \frac{U_{out}}{U_{in}} = S \frac{R_p}{1 + j\omega R_p C_p}$$

der Betrag ist:

$$|G| = \frac{U_{out}}{U_{in}} = \frac{S R_p}{\sqrt{\left(\frac{1}{R_p}\right)^2 + \omega^2 C_p^2}} = \frac{S R_p}{\sqrt{1 + \omega^2 R_p^2 C_p^2}}$$

Als Bandbreite hatten wir in Abschnitt 10.3 die Differenz der Frequenzwerte, bei denen die Verstärkung, bezogen auf den mittleren Frequenzbereich, auf $\frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707 = -3 \text{ dB}$ abgesunken ist, definiert. Die obere Frequenzgrenze folgt dann aus $\sqrt{1 + \omega^2 R_p^2 C_p^2} = \sqrt{2}$ zu

$$f_{\text{oben}} = \frac{1}{2\pi R_p C_p}$$

Die Verstärkung kann $G = \frac{SR_p}{\sqrt{1 - (f/f_{\text{oben}})^2}}$ geschrieben

werden, die Funktion $\frac{1}{\sqrt{1 - (f/f_{\text{oben}})^2}}$ ist in Bild 17.3

gezeigt, aus der man den Verstärkungsabfall mit zunehmender

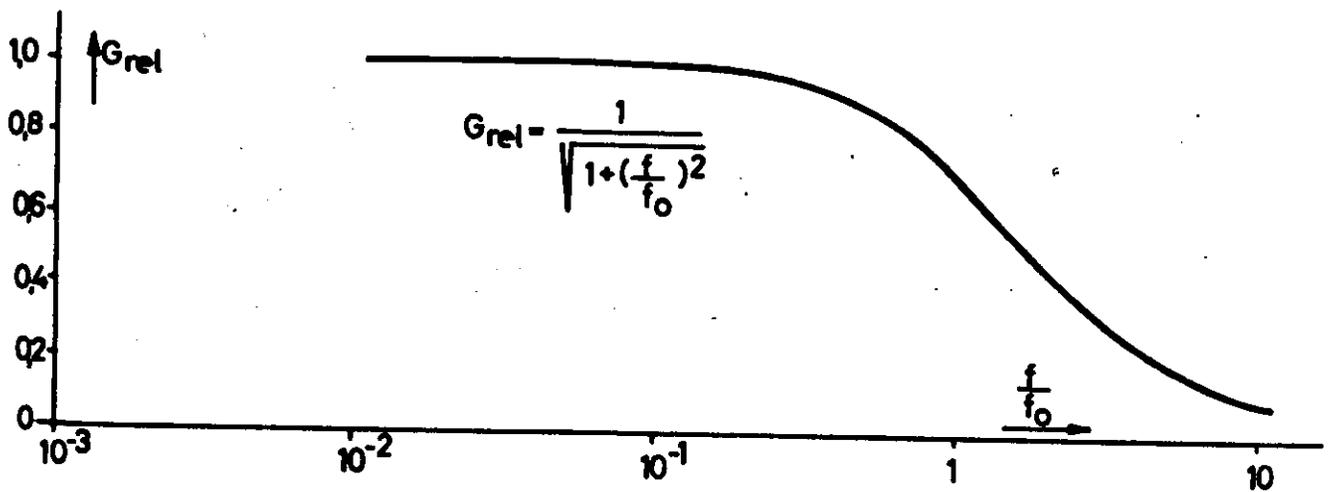


Bild 17.3

Übertragungsfunktion an der oberen Bandgrenze

Frequenz erkennt. Mit der oberen Grenzfrequenz f_{oben} bzw. der Bandbreite $B = f_{\text{oben}} - f_{\text{unten}} \approx f_{\text{oben}}$ hängt auch die Anstiegszeit des Verstärkers zusammen, es ist $B \cdot T_R \approx 0,35$, wie in Abschnitt 10.3 berechnet.

Für die Übertragung der tiefen Frequenzen ist der Spannungsteiler

$$K(j\omega) = \frac{R_1}{R_1 + \frac{1}{j\omega C_1}}$$

wirksam, der Betrag ist

$$|K| = \frac{R_1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\omega C_1}\right)^2 + R_1^2}} = \frac{\omega R_1 C_1}{\sqrt{1 + \omega^2 R_1^2 C_1^2}}$$

so daß für die Verstärkung bei tiefen Frequenzen gilt:

$G = S R_p K$. Mit $K = \frac{1}{\sqrt{2}}$ folgt die untere

Grenzfrequenz $f_{\text{unten}} = \frac{1}{2\pi R_1 C_1}$.

In Bild 17.4 ist die Funktion $K = \frac{1}{\sqrt{1 + (f_{\text{unten}}/f)^2}}$ gezeigt.

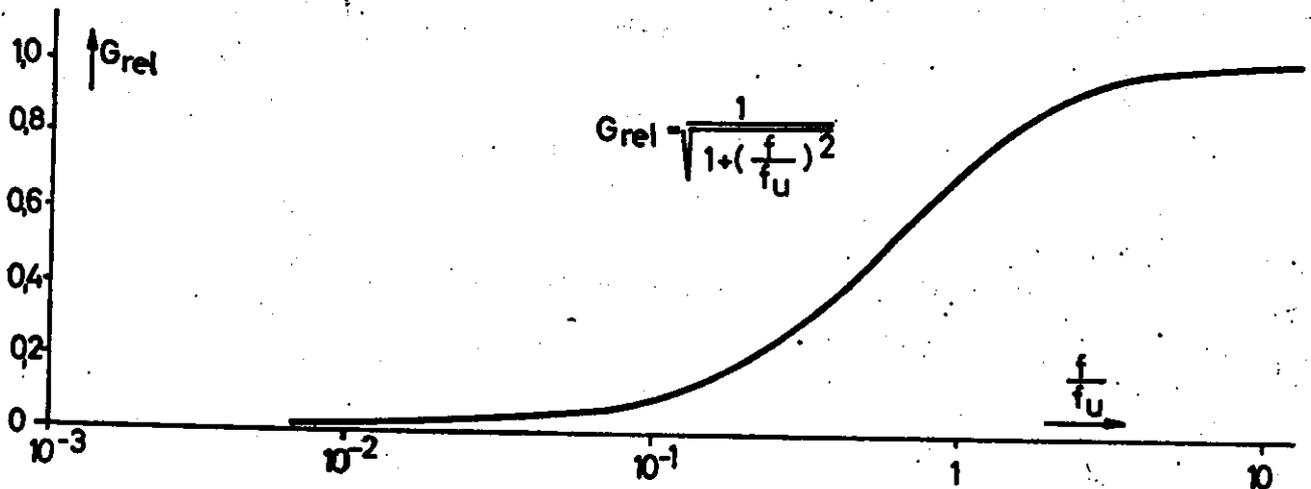


Bild 17.4

Übertragungsfunktion an der unteren Bandgrenze

17.2 Gegengekoppelte Breitbandverstärker

Die Linearverstärker werden gegengekoppelt, um die nicht-linearen Verzerrungen klein zu halten und die Stabilität der Verstärkung zu erhöhen. In Abschnitt 10.5 ist das Prinzip eines gegengekoppelten spannungsempfindlichen Verstärkers beschrieben. Wir wollen jetzt die Übertragung von Pulssignalen in diesem Verstärkertyp behandeln. Bild 17.5 zeigt die Schaltung. Der Bruchteil der Ausgangs-

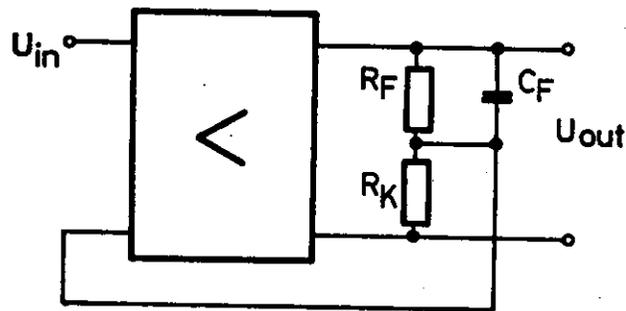


Bild 17.5

Gegengekoppelter Breitbandverstärker

spannung, der zurückgekoppelt wird, ist

$$B(j\omega) = \frac{R_K}{R_K + \frac{R_F}{1+j\omega R_F C_F}} = B_0 \frac{1+j\omega R_F C_F}{1+B_0 j\omega R_F C_F} \quad \text{mit } B_0 = \frac{R_K}{R_K+R_F}$$

Wenn $B_0 \ll 1$ ist, was praktisch immer der Fall ist, kann $B_0 j\omega R_F C_F$ gegen 1 vernachlässigt werden, so daß $B(j\omega) = B_0(1+j\omega R_F C_F)$ geschrieben werden kann. Die Verstärkung mit Gegenkopplung ist, wie im Abschnitt 10.5 berechnet:

$$A(j\omega) = \frac{G(j\omega)}{1+B(j\omega)G(j\omega)}$$

Ein in dieser Art gegengekoppelter Verstärker muß der Phasenlage wegen mindestens zweistufig sein. Die Verstärkung ohne Gegenkopplung ist dann:

$$G(j\omega) = \frac{S^2 R_p^2}{(1+j\omega R_p C_p)^2} = \frac{G_o^2}{(1+j\omega R_p C_p)^2}$$

Durch Einsetzen folgt:

$$A(j\omega) = \frac{G}{1 + \left(\frac{2R_p C_p + B_o G_o R_F C_F}{1+B_o G_o} \right) j\omega - \frac{R_p^2 C_p^2 \omega^2}{1+B_o G_o}} \quad \text{mit } G = \frac{G_o}{1+B_o G_o}$$

Die zwei reellen Wurzeln des Nenners ergeben sich aus:

$$\left(\frac{2R_p C_p + B_o G_o R_F C_F}{1+B_o G_o} \right)^2 = \frac{4R_p^2 C_p^2}{1+B_o G_o}$$

Die Zeitkonstante $R_F C_F$ muß so gewählt werden, daß

$$R_F C_F = \frac{2R_p C_p}{B_o G_o} (\sqrt{1+B_o G_o} - 1) \approx \frac{2R_p C_p}{\sqrt{B_o G_o}}$$

Die Anstiegszeit dieses Verstärkers errechnet sich dann zu:

$$T_R = 2 \sqrt{\pi} \frac{R_p C_p}{\sqrt{1+B_o G_o}}$$

Wenn n Verstärker gleichen Typs in Serie geschaltet mit der Gesamtübertragungsfunktion $\left(\frac{G_o}{1+j\omega R_p C_p} \right)^n$, erhöht sich

die Anstiegszeit auf

$$T_{R_{\text{gesamt}}} = \sqrt{T_{R_1}^2 + T_{R_1}^2 + \dots + T_{R_N}^2} = T_R \sqrt{n}$$

Die Gegenkopplung kann auch in der in Bild 17.6 gezeigten Weise angeschlossen werden.

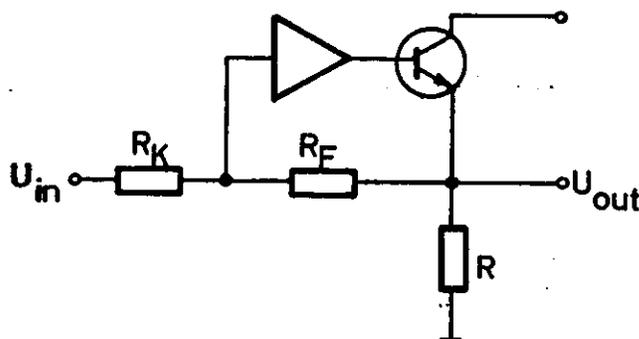


Bild 17.6
Strom-/Spannungskonverter mit Gegenkopplung

Das Eingangssignal geht auf den Verstärker, das gegengekoppelte Signal über die Widerstände R_F und R_K zurück. Kommt das Eingangssignal aus einem Stromgenerator, so ist $U_{in} = J_{in} R_K$, wenn J_{in} der Eingangsstrom, R_K der Eingangswiderstand ist. Handelt es sich um ein Signal aus einem Spannungsgenerator, ist der Strom durch R_K :

$$J_{in} = U_{in} / R_K.$$

Für Stromverstärker wählt man R_K klein, z.B. gleich dem Wellenwiderstand des Kabels, für Spannungsverstärker jedoch größer, z.B. 1 - 2 kOhm.

Das am Emitter des Ausgangswiderstandes entstehende Signal ist

$$U_{out} = U_{in} \frac{R_F}{R_K} = \frac{U_{in}}{R_K} R_F = J_{in} R_F.$$

Die Verstärkung ist durch R_F/R_K bestimmt.

Der Strom am Kollektor des Ausgangstransistors ist etwas geringer als der im Emitter, da die Basis entsprechend der Stromverstärkung β Strom verbraucht. Die Abhängigkeit von β , das selbst eine Funktion der Temperatur ist, ist der Nachteil der Stromentnahme aus dem Kollektor. Da dieser Effekt nicht innerhalb der Gegenkopplungsschleife beseitigt werden kann, beeinflusst er die Linearität des Verstärkers. Der Temperaturkoeffizient der Stromverstärkung eines Transistors schwankt zwischen 0,5 und 2 %/°C, daraus resultieren thermische Verstärkungsschwankungen zwischen 10^{-4} und $10^{-3}/^{\circ}\text{C}$. Es ist also günstiger, den Emitter als Ausgang zu benutzen.

Die elektronische Verstärkungsschwankung, die die Linearität in der Energieskala wesentlich beeinflusst, rührt von der Stromvariation beim Durchsteuern der Transistoren her. Da die Ausgangsstufen die größeren Signalströme zu liefern haben, werden die nichtlinearen Verzerrungen dort am größten sein. Die Steilheit eines Transistors ist direkt proportional zum fließenden Strom, sie ist außerdem proportional zur Verstärkung des Transistors. Nehmen wir als Beispiel eine Stufe in Bild 17.7 a, dann ist es mit den

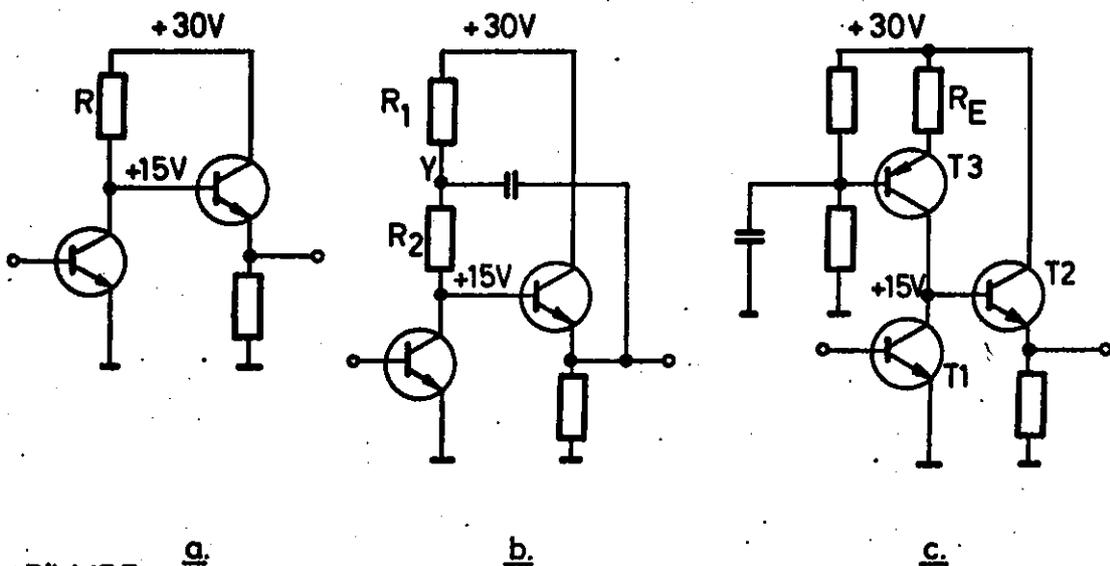


Bild 17.7
Verstärkungsschwankung bei verschiedenen Ausgangsstufen

angegebenen Spannungswerten möglich, den Kollektor des ersten Transistors um ± 10 V hin- und herzusteuern. Das bedeutet aber z.B. beim Steuern von $+15$ V auf $+25$ V eine Veränderung des Spannungsabfalls am Widerstand R zwischen 15 V und 5 V, d.h. die Stromänderung und damit die Verstärkungsänderung ist $3 : 1$. Dies verhindert die Bootstrap-Technik, die in Bild 17.7b gezeigt ist. Der Spannungsabfall am Widerstand R_2 wird konstant gehalten durch Rückführen der Ausgangsspannung des Emitterverstärkers (Spannungsverstärkung ≈ 1) auf den Punkt Y. Die große Stromschwankung wird durch den Emitterverstärker aufgenommen; hierdurch wird eine nur geringe Schwankung der Spannungsverstärkung hervorgerufen.

Bild 17.7c zeigt eine weitere Verbesserung. Der Transistor T3 arbeitet als konstante Stromlast für T1, der Strom wird durch den Widerstand R_E und die Basisspannung von T3 festgelegt. Der Kollektor von T1 kann über einen weiten Amplitudenbereich mit annähernd konstantem Strom geschaltet werden, d.h. die nichtlinearen Verzerrungen werden klein gehalten.

17.3 Pile-up-Effekt

Bei zeitlich statistisch eintreffenden Pulsen ist der Pile-up-Effekt, d.h. das zeitliche Überlappen von Pulsen, nicht zu vermeiden. Es ist eine der Ursachen für die Verbreiterung der Linien im Spektrum. Der Mechanismus, durch den die Verbreiterung geschieht, ist im Vor- und Hauptverstärker etwas verschieden. Im Vorverstärker, wo im allgemeinen keine Pulsformung vorgenommen wird, kann, wie Bild 17.8 (s. folgende Seite) zeigt, der Pile-up-Effekt in der Ausgangsstufe eine beträchtliche Amplitudenschwankung erzeugen, im Hauptverstärker, nach mindestens einer Differentiation, gibt es den Pile-up durch das Unterschwingen, d.h. die Teile des Pulses, die nach dem ersten Puls in anderer Polarität erscheinen. Da die meisten Pulshöhenanalytoren

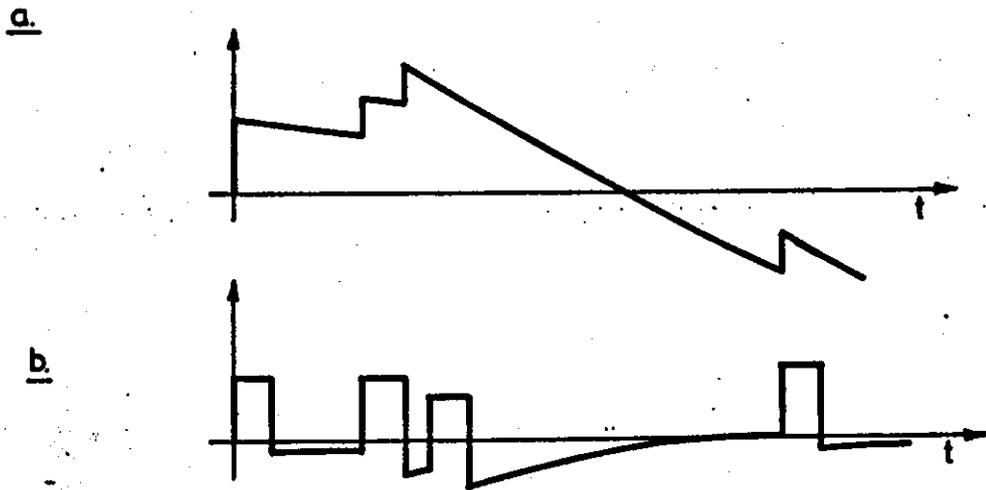


Bild 17.8
Pile-up-Effekt im Vor- und Hauptverstärker

die Pulsamplitude auf Null Volt beziehen, erscheinen diejenigen Pulse, die zeitlich in das Unterschwingen eines vorangehenden Pulses fallen, mit zu geringer Amplitude. Die statistischen Schwankungen der Grundlinie (Null-Linie) verursachen eine Dispersion der gemessenen Pulshöhe. Mit zweimaliger Differentiation werden die langdauernden Unterschwinger vermieden und nur der Pile-up durch Koinzidenzsignale stört noch. Die typische Eingangsschaltung eines ladungsempfindlichen Verstärkers für schwache Signale ist in Bild 17.9 gezeigt. Für ein Eingangssignal

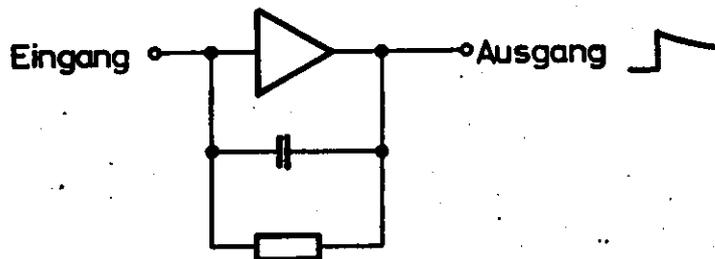


Bild 17.9
Eingangsschaltung eines ladungsempfindlichen Verstärkers

der Ladung Q erhält man ein Ausgangssignal der Form

$$U_{\text{out}} = \frac{Q}{C} e^{-t/RC}$$

Diese Form ist durch einen steilen Anstieg und einen langsamen exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstanten RC , hier also 1 msec, gegeben. Schon bei einer mittleren Zählrate von 1000/sec überlappen sich einige solcher Signale. Der Grad der Linienverbreiterung hängt also von der Form, Dauer und Amplitude der Pulse sowie dem Linearitätsbereich des Vorverstärkers ab.

Wie stark die Schwankung sein kann, soll in Bild 17.10 am

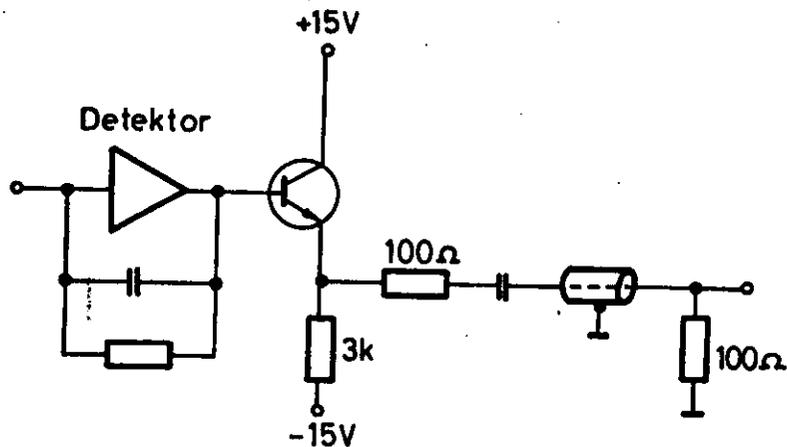


Bild 17.10
Pulse am Ausgang des Vorverstärkers

Beispiel eines Emittterverstärkers gezeigt werden, der den Ausgang des Vorverstärkers bildet. Der Ausgangswiderstand der Schaltung ist etwa gleich $\frac{1}{S}$, wo S die Steilheit des Transistors ist; S ist wiederum proportional zum Strom J . Der gezeigte Emittterfolger habe eine Ausgangsimpedanz von 5 Ohm bei 5 mA. Die Basislinienverschiebung betrage $\pm 0,5$ V an 200 Ohm Emittterlast, d.h. der Strom im Emittterfolger schwankt zwischen 2,5 und 7,5 mA, das entspricht einer Aus-

gangswiderstandsschwankung von 10 bis 3,3 Ohm. Die Änderung von 6,7 Ohm an der 200 Ohm-Last ergibt eine Schwankung der Pulshöhe von etwa 3,3 %, die bereits am Eingang des Hauptverstärkers erscheint.

Im Hauptverstärker entsteht der Pile-up-Effekt entweder durch den Hauptpuls oder den Unterschwinger. Wird nur einmal differenziert, hängt die Dispersion von dem mittleren Pulsabstand ab, bezogen auf die Zeitkonstante des Unterschwingens. In Bild 17.11 ist der mittlere Abstand zwischen



Bild 17.11

Amplitudenschwankung und Unterschwingen als Funktion der Zählrate und der Verstärker-Zeitkonstanten

den Pulsen b und c groß gegen die Zeitkonstante T_S des Unterschwingens. In diesem Fall zeigen viele Pulse ein Spektrum, das nicht verzerrt ist. Die obere Pulshöhergrenze ist scharf, nach unten ist die Grenze etwas verschmiert, da immer einige Pulse in den Unterschwinger des vorigen Pulses fallen. Bei hohen Zählraten werden fast alle Pulse durch die vorangehenden beeinflusst, so daß jetzt auch die obere Grenze unscharf wird. Dieser Effekt wird auch duty-cycle-Effekt genannt, als duty-cycle wird das Verhältnis von Pulsdauer zu mittlerer Pausendauer bezeichnet.

Durch doppelte Differentiation kann die Schwankung der Pulsamplituden weitgehend reduziert werden. Nach der ersten Differentiation (vgl. Bild 17.12) gibt es Unter-

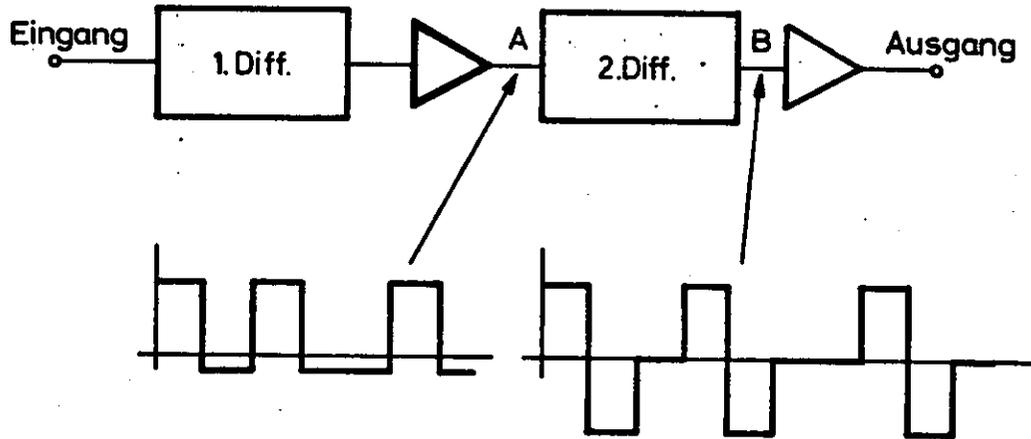


Bild 17.12
Reduktion des Unterschwingens durch doppelte Differentiation

schwinger, diese gelangen in den zweiten Differentiator. Es hängt von der Linearität im Punkt A ab, wie weit die Pulsamplituden in ihrem Mittelwert schwanken, mit dieser Schwankung werden sie dann weiter geformt. Durch geschickte Wahl des Ortes der ersten und zweiten Differenzierung innerhalb des Verstärkers kann auch dieses Problem fast beseitigt werden.

Unabhängig von der Pulsformung durch Differenzieren im Verstärker werden sogenannte Pile-up-Unterdrücker gebaut. Diese produzieren immer dann ein Ausgangssignal, wenn zwei Pulse aus derselben Signalquelle innerhalb eines festen Zeitbereiches gekommen sind. Dieser Ausgangspuls geht zu einem Antikoinzidenz-Kreis, der verhindert, daß der Pulshöhenanalysator diese Ereignisse analysiert.

Bild 17.13 zeigt hierfür ein Beispiel. Das wesentliche der

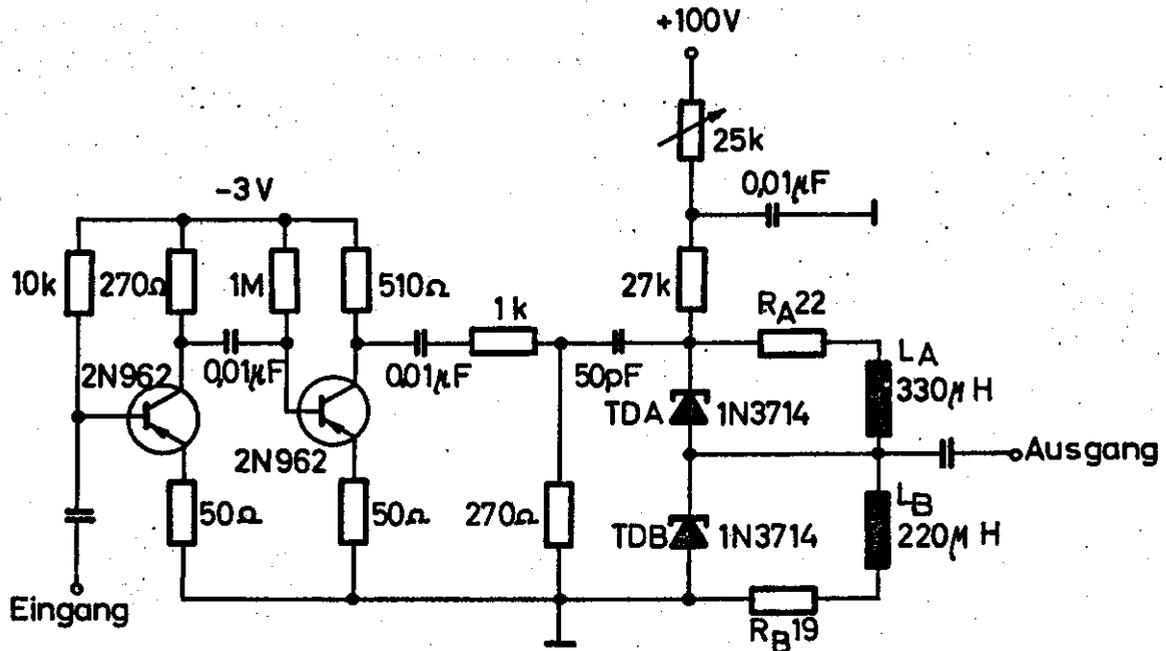


Bild 17.13
Beispiel einer Pile-up Unterdrückung

Schaltung bilden zwei Tunnelioden, TD-A und TD-B. Ein konstanter Strom von 3 mA fließt durch die Tunnelioden und die Spulen L_A und L_B . Die Widerstände R_A und R_B sind so gewählt, daß beide Tunnelioden unterhalb des Peaks vorgespannt sind, TD-A ist jedoch näher am Peak als TD-B.

Am Kollektor von T2 erscheinen Standardsignale, da dieser in die Sättigung gesteuert wird. Der erste Puls triggert TD-A, die als Univibrator mit einer Pulsdauer von einigen Zehntel Mikrosekunden geschaltet ist. Nach Ablauf des Univibratorpulses kehrt TD-A wieder in seinen Anfangszustand zurück. Kommt innerhalb des Pulses von TD-A ein zweiter Eingangspuls, springt TD-B. Dieses zweite Univibratorsignal geht dann an die Antikoinzidenz und erreicht, daß dieses Ereignis nicht registriert wird.

17.4 Overload

Der Szintillationszähler mit seinem ausgedehnten Amplitudenspektrum bringt auch den störenden Effekt der Übersteuerung des Verstärkers. In älteren, röhrenbestückten Verstärkern sahen die Pulsformen so aus, wie es Bild 17.14 zeigt.

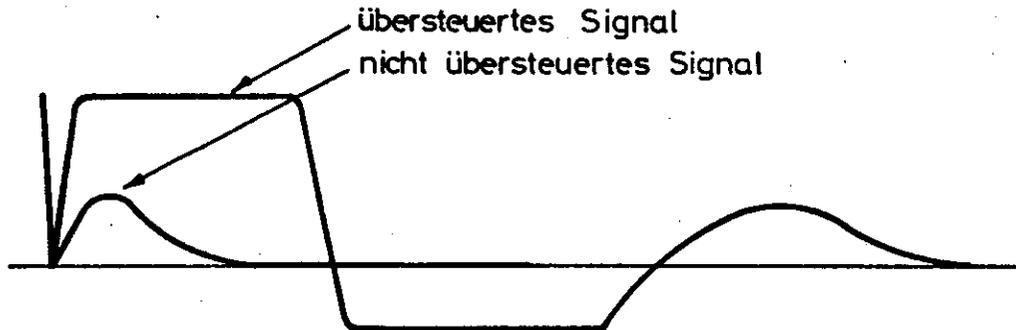


Bild 17.14

Übersteuerungspulse in Röhrenverstärkern

Bei Übersteuerung durch sehr große Signale wurde der exponentielle Abfall des normalerweise nicht übersteuerten Pulses so stark vergrößert, daß er auch sehr viel breiter wurde. Die kleinen Unterschwinger des nicht übersteuerten Signals wurden ebenfalls stark vergrößert, meist nicht-linear, da irgendwo im Verstärker eine positiv gesteuerte Röhre Gitterstrom zog und damit den Puls in der Amplitude begrenzte. Dieser Gitterstrom lud den Kopplungskondensator auf, der sich erst wieder langsam über die hochohmigen Gitterwiderstände entlud, wenn der Gitterstrom abgeklungen war. Der Verstärker war für einige Hundert folgende Pulse völlig tot, für einige Tausend Pulse war die Grundlinie so verschoben, daß die Amplituden falsch gemessen wurden. Die erste Verbesserung war ein Verstärker, in dem die Arbeitspunkte der Röhren so ausgelegt waren, daß sie nicht in den Gitterstrom gesteuert werden konnten. Den nächsten Schritt bildet die Einführung der Doppeldifferentiation

mit RC-Gliedern und Kabeln. Die Pulsformen beim Übersteuern nach dem ersten und dem zweiten Differenzieren zeigt Bild 17.15. Das Doppel-Differentiations-Shapen ergibt eine nur

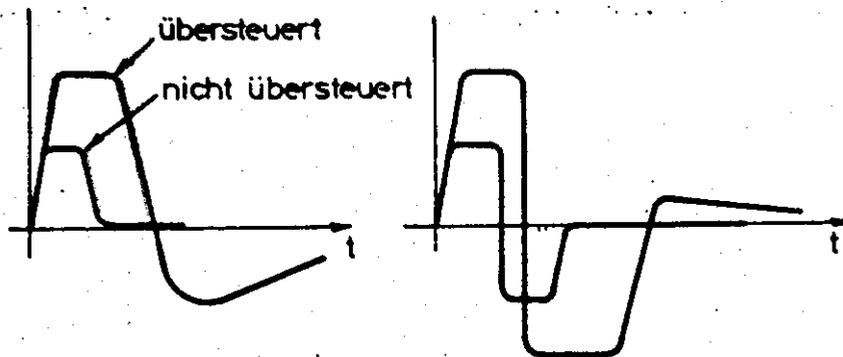


Bild 17.15
Übersteuerungspulse nach einfacher und doppelter
Differentiation

geringe Verbreiterung des Hauptpulses, der zweite Differentiator bringt den großen Unterschwinger, der dem einfach differenzierten Signal folgt, schnell wieder auf die Grundlinie zurück.

17.5 Puls-Shapen

Alle Linearverstärker, die Detektor-Signale verstärken, um sie von amplitudenbewertenden Geräten, wie Diskriminatoren, Ein- und Vielkanäle, untersuchen zu lassen, verändern, wie bereits erwähnt, die Pulsform der Eingangssignale durch besondere Methoden. Dies geschieht vor allem aus zwei Gründen:

1. Der Pile-up-Effekt erfordert mindestens eine Differentiation des Signals, da sonst durch Überlappung mehrerer Pulse, gekoppelt mit einer Basislinienverschiebung, falsche Amplituden gemessen werden.
2. Durch das Differenzieren werden die ganzen Rauschanteile, die sowohl Röhren als auch Halbleiter im niederfrequenten Bereich abgeben, unterdrückt. Dadurch steigt das S/N-Verhältnis (Signal/Noise); die Signale heben sich besser aus dem Rauschen heraus.

Der Pile-up-Effekt tritt besonders gewichtig bei hohen Zählraten auf, wogegen ein möglichst hohes S/N-Verhältnis für Spektroskopie mit höchster Energieauflösung das Entscheidende ist.

Zur Verhinderung des Pile-up-Effekts sollten die Pulse möglichst scharf differenziert werden, die Übertragung der entstehenden kurzen und steilen Pulse erfordert jedoch große Bandbreiten.

Die für die Spektroskopie eingesetzten Pulshöhenanalysatoren benötigen für präzise Pulshöhenbewertung langsame Anstiegszeiten und breitere Pulse, um möglichst viel Ladung für die Diskriminatoren zu haben. Ein allgemein verwendbarer Linearverstärker muß also zwischen diesen beiden Forderungen einen Kompromiß darstellen. Die Basislinienverschiebung ist eine direkte Folge des Pile-up-Effekts. Wenn ein unipolarer Puls durch ein Differenzier-RC-Netzwerk geht, verursacht die Umladung des Kondensators während des Pulses ein Zurückkehren der Pulsspannung nicht auf Null Volt, sondern über Null Volt hinaus in die entgegengesetzte Richtung. Die Fläche dieses Unterschwingers ist die gleiche wie die des Pulses selbst. Ein Pulshöhenanalysator mißt also eine zu niedrige Amplitude, so daß insgesamt eine Verbreiterung der Spektrallinie erfolgt. Dieser Effekt wird wesentlich verringert durch zweimaliges Differenzieren, wobei sowohl gleiche Flächen für den bipolaren Puls entstehen als auch fast gleiche Amplituden und Pulsformen, d.h. die Pulsdauer des Unterschwingens ist gleich der des Hauptpulses. Damit ist eine wesentlich höhere Zählrate für die gleiche Verzerrung bei nur einer Differentiation möglich. Die Doppeldifferenzierung ist also besonders geeignet zur Verhinderung des Pile-up-Effekts, sie bringt allerdings mehr Rauschen als die einfache Differenzierung. Letztere ist durch ihr besseres S/N-Verhältnis für höhere Energieauflösung überlegen, jedoch besser bei niedrigeren Zählraten einzusetzen, um den Duty-cycle klein zu halten.

Die Methoden der Pulsformung sind in Abschnitt 10.3 beschrieben. Es werden RC-Kombinationen mit Kabel eingesetzt.

Wenn am Detektor kein Integrationsglied eingebaut ist, muß innerhalb des Verstärkers einmal integriert werden, um aus dem Strompuls einen Spannungspuls zu machen. Durch dessen langsames Abklingen wird allerdings der Einfluß des Pile-up-Effekts gesteigert. Durch eine oder mehrere Differentiationen muß dieser wieder reduziert werden. Im allgemeinen folgt dann noch eine Integration, um eine geeignete Pulsform für die nachfolgenden amplitudenmessenden Geräte herzustellen. Bild 17.16 zeigt eine zweifache RC-Differentiation mit nach-

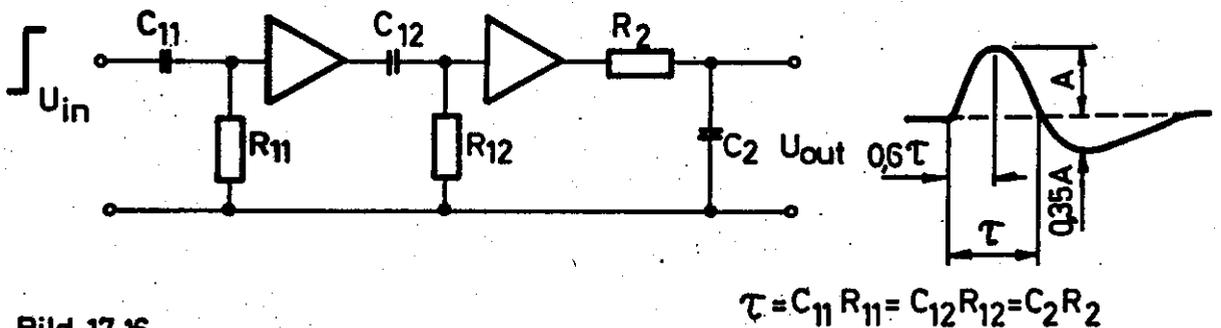


Bild 17.16

Zweifache RC-Differentiation mit nachfolgender RC-Integration

geschalteter Integration, Bild 17.17 eine einfache Kabel-

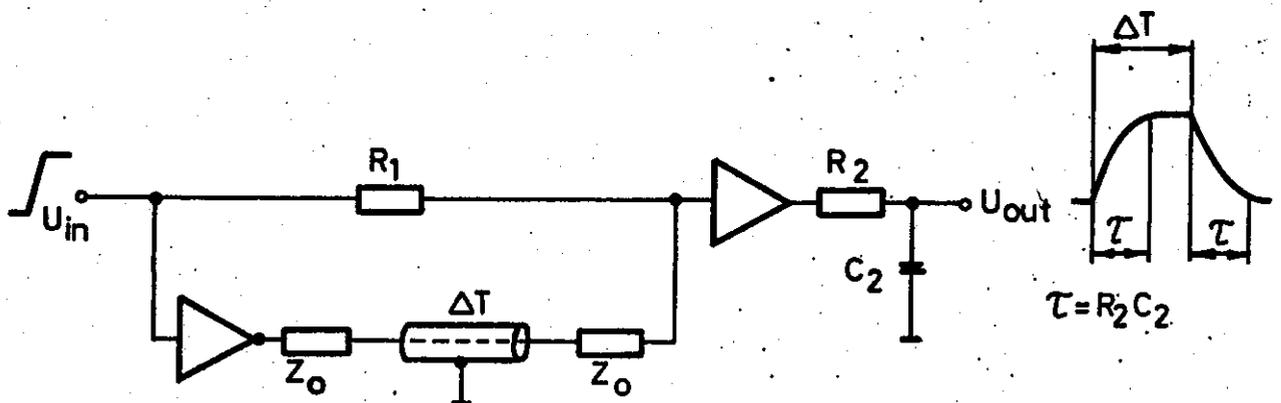


Bild 17.17

Einfache Kabeldifferentiation und RC-Integration

Differentiation mit anschließender Integration. Die Anstiegs- und Abfallzeit ist durch die Integrationszeitkonstante bestimmt. Anstelle der einfachen Differentiation ist diese Pulsformung natürlich auch mit zweifacher Differenzierstufe möglich.

Einige typische Vorschläge für die Wahl der Zeitkonstanten sollen angeführt werden:

- a) Für Teilchenspektroskopie mit Halbleiterdetektoren und höchster Energieauflösung soll die Zählrate klein gehalten werden. Am besten ist einfache RC-Differentiation und RC-Integration mit gleichen Zeitkonstanten. Normalerweise ist $RC \approx 1 \mu\text{sec}$, für gedriftete Zähler mit längerer Sammelzeit werden längere Zeitkonstanten benötigt. Für Detektoren mit hohem Sperrstrom muß die Zeitkonstante wegen des höheren Rauschens kürzer gewählt werden.
- b) Für mittlere Energieauflösung mit Halbleiterdetektoren und mittleren Zählraten werden meist Doppel-RC-Differentiation und einfache Integration mit Zeitkonstanten zwischen 0,5 und 2 μsec eingesetzt.
- c) Für mittlere Energieauflösung mit Halbleiterdetektoren und hohen Zählraten werden Doppel-RC-Differentiation und einfache Integration mit Zeitkonstanten bis herunter zu 0,2 μsec benötigt.
- d) Für Szintillationsspektroskopie mit NaJ(Tl)-Zählern sollte man Doppel-Kabel-Shapen mit einer Kabellänge von je 0,7 μsec und anschließender RC-Integration mit 0,1 μsec RC-Zeitkonstante benutzen.

Zur Messung der Pulshöhe dienen im allgemeinen zwei verschiedene Vorrichtungen, der Einkanal-Diskriminator und der Vielkanal-Pulshöhenanalysator. Im ersten Fall sind regenerative Diskriminatoren, also Schmitt-Trigger eingesetzt, im zweiten

Fall Analog-Digital-Konverter. Beide erfordern verschiedene Pulsformen, wie sie Bild 17.18 zeigt.

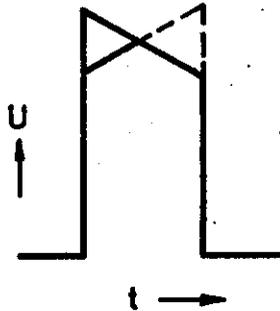


Bild 17.18

Idealisierte Pulsformen für Schmitt-Trigger
(Vollinie) und Analog-Digital-Konverter
(gestrichelte Linie)

Der Schmitt-Trigger schaltet bei Überschreiten einer bestimmten Schwelle ein, der Spannungswert beim Ausschalten liegt tiefer; die Differenz beider Spannungen ist die Hysterese. Die Genauigkeit, mit der die Signalamplituden gemessen werden, hängt stark davon ab, wieviel Ladung nach Erreichen der Triggerschwelle vorhanden ist, um den quasistabilen Zustand zu halten. Daher sollte nach dem Peak die Amplitude des Pulses zunächst langsamer abfallen, als der normalen Abfallzeit entspricht. Die ideale Pulsform ist die mit der ausgezogenen Linie.

Im Analog-Digital-Konverter soll ein Kondensator auf den Spitzenwert des Signals geladen werden, wobei der Strom begrenzt ist. Damit in der Nähe des Peaks die Spannung am Kondensator präzise der Signalspannung folgen kann, sollte die Eingangsspannung dort langsamer steigen. Die ideale Pulsform ist also durch die gestrichelte Linie beschrieben.

Praktisch sehen die Pulsformen jedoch etwas anders aus. Bild 17.19 (s. folgende Seite) zeigt typische Formen für Analog-Digital-Konverter (Bild 17.19b) und Diskriminatoren (Bild 17.19c) die aus dem idealen Eingangssignal durch Integration entstehen.

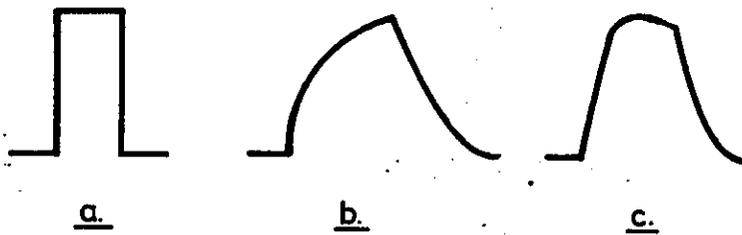


Bild 17.19

Eingangspuls a.) und praktische Pulsformen für Analog-Digital-Konverter b.) und Schmitt-Trigger c.) nach Integration

Mit den Differenzier- und Integriergliedern sieht der Gesamtaufbau eines Linearverstärkers wie in Bild 17.20 aus. Die Integration wird meist nach der ersten Differentiation ausgeführt, die zweite Differentiation, bei der die bipolaren Signale entstehen, wird am besten in der Nähe des Verstärkerausgangs durchgeführt, damit die Vorstufen nicht auch für die Übertragung solcher Signale angelegt werden müssen. Auch der Pile-up-Effekt macht sich vorwiegend am Ende des Verstärkers bemerkbar, da dort große Amplituden vorhanden sind.

17.6 Temperatureinfluß der Bauelemente

Um den Verstärker für möglichst gute Energieauflösung auszuliegen, muß man nicht nur die Schaltung geeignet dimensionieren, sondern vor allem auch die Bauelemente sorgfältig aussuchen. Der Temperaturgang der Verstärkung bestimmt ebenfalls die Linienbreite. Durch genügende Gegenkopplung kann man die Verstärkung praktisch unabhängig von den Schwankungen der Transistoreigenschaften machen. Die verbleibenden Schwankungen sind durch die Temperaturabhängigkeit der Widerstände und Kondensatoren bedingt, die die Gegenkopplungen, die Ein- und Ausgangsimpedanzen bestimmen sowie die des Kabels, das die Pulsform definiert. Früher verwendete man an allen kritischen Stellen einfache Kohleschichtwiderstände, bei den heute geforderten Genauigkeiten sind sie praktisch unbrauchbar, man setzt Metallschicht- oder Drahtwiderstände ein.

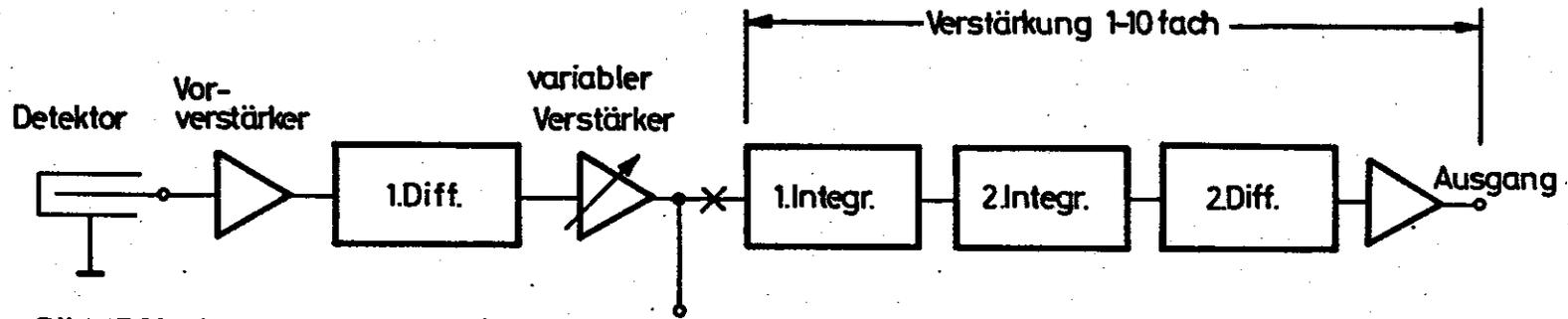


Bild 17.20
Gesamtaufbau eines Linearverstärkers

Oft kommt es zur Bestimmung der Verstärkung auch nur auf das Verhältnis von Widerständen an, durch geschickte Kombination der Temperatur-Koeffizienten kann man erreichen, daß eine Kompensation stattfindet. Bild 17.21 zeigt den Temperatur-Koeffizienten der wichtigsten passiven Bauelemente.

Bauelement	Tk in $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$
Kohleschicht -Widerstände	-200bis-400
Metallschicht- "	± 25 bis ± 150
Drahtwiderstände, Konstantan	+30
" ,Manganin	+10
Cermet-Potentiometer	-200bis-400
Glimmerkondensatoren >100pF	0bis +70
Polyesterkondensatoren	+100bis +400
Polycarbonatkondensatoren	- 25 bis +140
Polystyrolkondensatoren	-125
Keramikkondensatoren P 100	+ 70 bis +130
" P 33	0 bis +60
" NPO	± 30
" N33bis N 1500	0 bis -1750
Koaxkabel als Delay-line, Delay	250bis 400
" ,DC-Widerstand	+4000
Miniatur Delay-line, gekapselt, Delay	10 bis 1000
" ,DC-Widerstand	+4000

Bild 17.21

Temperatur-Koeffizient passiver Bauelemente

17.7 Schaltungen von Linearverstärkern

Unter Beachtung aller genannten Effekte und deren Beseitigung sind einige Linearverstärker konstruiert worden, die für Kernspektroskopie mit NaJ(Tl)-Szintillationszählern oder auch Halbleiterdetektoren gut geeignet sind.

Einer der bekannten Typen für Szintillationszählermessungen ist der von Chase und Svelto aus Brookhaven. Der Verstärker liefert symmetrische Doppel-Delay-Line-differenzierte Aus-

gangssignale bis zu ± 10 V, mit Nichtlinearitäten von etwa ± 1 %. Es nimmt Eingangssignale noch mit 400-facher Übersteuerung an, ohne falsche Zusatzsignale am Ausgang zu erzeugen. Die Verzögerungskabel sind an beiden Seiten mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen. Das Shapen wird also erreicht, indem man das verzögerte Signal vom unverzögerten subtrahiert. Bild 17.22 zeigt die zugehörige Schaltung.

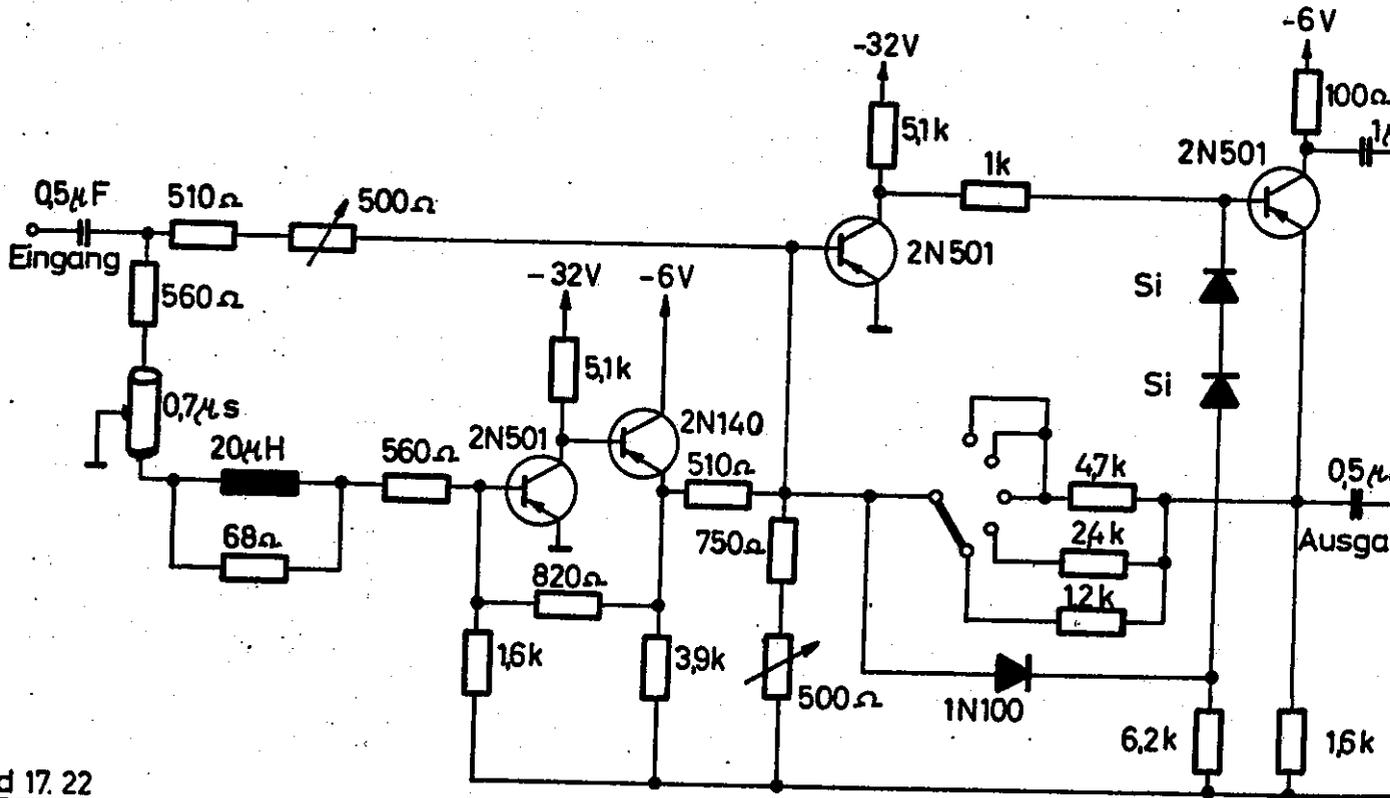


Bild 17.22

Shape-Stufe des Linearverstärkers nach Chase und Svelto

Sie enthält einen zweistufigen Transistorverstärker, der das verzögerte Signal invertiert und es mit den unverzögerten mischt. Daran schließt sich ein zweistufiger gegengekoppelter Verstärker mit Spannungsverstärkung an. Durch Umschalten der Gegenkopplungswiderstände kann die Verstärkung verändert werden. Durch die Gleichspannungskopplung wird die Basislinienverschiebung durch Übersteuerung und Pile-up-Effekte weitgehend vermieden.

Beim Abgleich des 500 Ohm-Kontroll-Potentiometers kann erreicht werden, daß die Gleichspannung über dem Gegenkopplungswiderstand gleich Null wird. Dadurch werden die Gleichspannungs-Bedingungen beim Umschalten der Verstärkungsregelung nicht geändert.

Obgleich die Stufen intern gleichspannungsgekoppelt sind, ist zwischen zwei Stufen Wechselspannungskopplung. Damit der Übersteuerungseffekt klein bleibt, muß der Eingangswiderstand der folgenden Stufen konstant bleiben. Da pnp-Transistoren verwendet werden, ist dies für negative Übersteuerungssignale sowieso der Fall, da der erste Transistor weiter in den Strom gefahren wird, bei positiven Signalen würde er jedoch gesperrt. Durch die Diode, die den Gegenkopplungswiderstand überbrückt, wird die Stufenverstärkung reduziert, die Diode beginnt bei positiver Übersteuerung zu leiten. Bild 17.23 zeigt den gesamten Verstärker. Zwei der eben beschriebenen Stufen mit Kabel-Shapen sind in Serie geschaltet, so daß Doppel-Differentiation erreicht wird. Es folgt dann eine Stufe, in die die Polarität geändert werden kann, sowie eine Spannungsverstärkerstufe und die Ausgangsstufe des Verstärkers.

Wenn im nachfolgenden Pulshöhenanalysator ein Gatevorgang ausgelöst werden soll, so muß das lineare Signal etwas verzögert werden, bis der Gatepuls am Pulshöhenanalysator zur Wirkung kommt. Diese Verzögerungsstufe ist im Verstärker direkt eingebaut, das Kabel ist für 2 μ sec ausgelegt, das Gatesignal steuert einen getrennten Ausgang. Die Ausgangsstufen selbst sind spezielle Emitterverstärker (sogenannte White-Stufen), die relativ große Ströme in beiden Polaritäten auf die Ausgangsbuchse geben können.

Die Gesamtverstärkung ist 600-fach, die Anstiegszeit kann zwischen 0,15 und 0,7 μ sec eingestellt werden.

Bild 17.24 zeigt die Ausgangssignale des Verstärkers mit Generatorsignalen am Eingang. Die Übersteuerung geht von

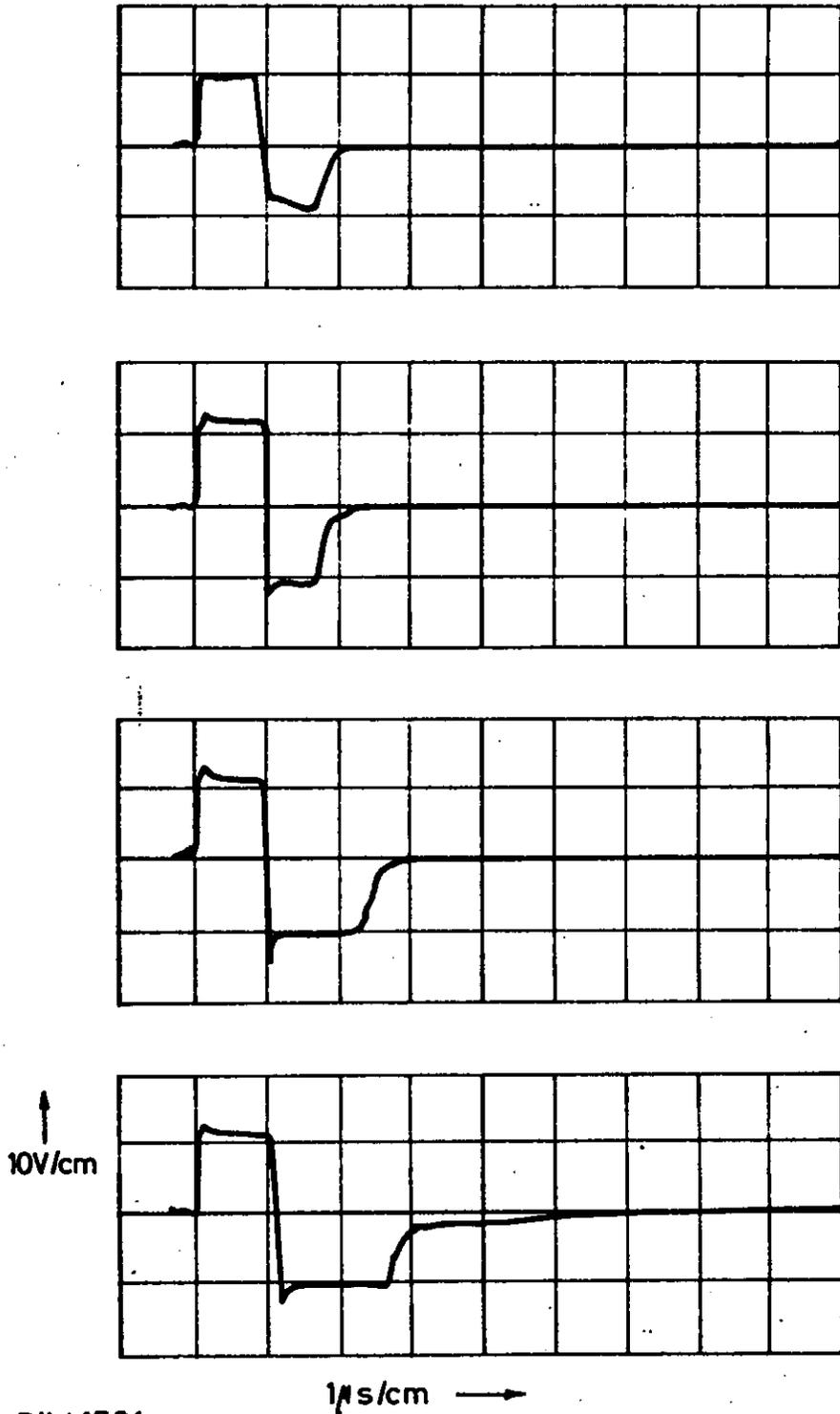


Bild 17.24
Ausgangssignale des Verstärkers nach Bild 17.23

einfach (keine Übersteuerung) im oberen Bild bis zu 400-fach im unteren. Man erkennt, daß die Erholungszeit des Verstärkers etwa 6 μsec bei 400-facher Übersteuerung ist, Die Zeitachse ist 1 $\mu\text{sec}/\text{cm}$, die Amplitudenachse 10 V/cm. Bei starker Übersteuerung entsteht durch die nicht ganz gleichen Flächen für positive und negative Signale eine geringe Basislinienverschiebung. Im Bild 17.25 ist ein Vergleich zwischen verschiedenen Verstärkern für Szintillationszählersignale gezeigt. Es sind drei Verstärkertypen

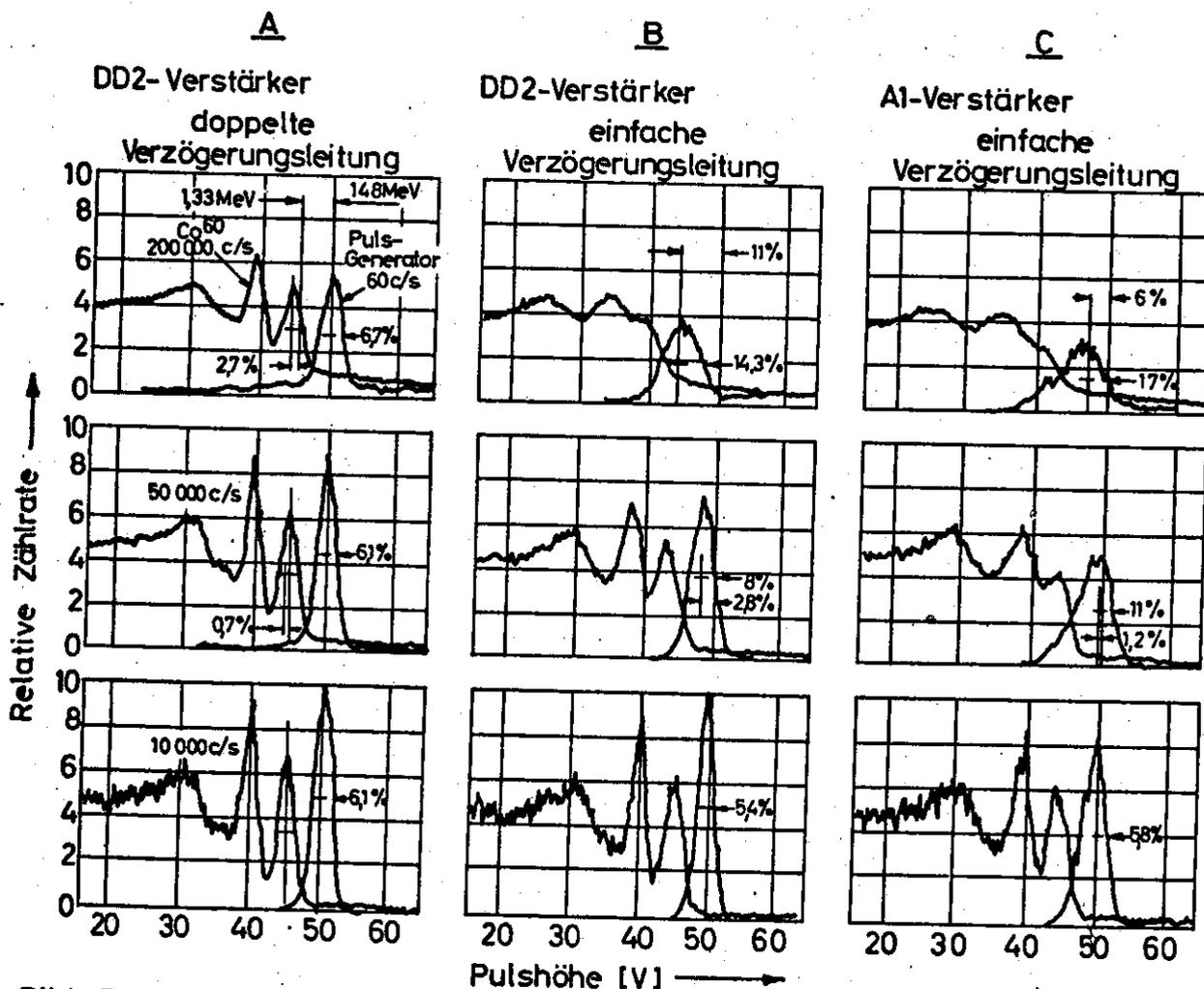


Bild 17.25

Vergleich der beiden Verstärker DD2 und A1 bei hohen Zählraten.

Die Co^{60} Zählrate wurde gemessen bei 15 keV.

gemessen worden, der erste hat doppeltes, der zweite nur einfaches Delay-Line-Shapen; beide sind jedoch gleichspannungsgekoppelt in ihren Stufen. Der dritte ist ein wechsellspannungsgekoppelter Verstärker vom Typ A1, der in den fünfziger Jahren zur Standardausrüstung gehörte, er hat einfaches Kabel-Shapen. Alle drei Verstärker messen Co^{60} - γ -Strahlung, und zwar einmal mit einer Zählrate von $2 \cdot 10^5/\text{sec}$, das zweite Mal mit $5 \cdot 10^4/\text{sec}$, das dritte Mal mit $10^4/\text{sec}$. Zusätzlich ist ein Pulsgeneratorsignal niedriger Folgefrequenz mit über den Verstärker geschleift und aufgezeichnet worden.

Während bei 10^4 Pulsen/sec noch keine wesentlichen Unterschiede zu sehen sind, beginnt der A1-Verstärker bereits bei $5 \cdot 10^4$ Pulsen/sec zu sättigen, der gleichspannungsgekoppelte Verstärker mit einer Delay-Line erst bei $2 \cdot 10^5$ Pulsen/sec, wogegen der Doppel-Delay-Line-Verstärker auch bei dieser Rate noch die beiden Co^{60} - γ -Peaks eindeutig auflöst. In allen drei Fällen war die elektrische Länge des Kabels 1 μsec . Zu beachten ist auch die starke Verbreiterung des Pulsgeneratorsignals durch die Dispersion im Verstärker, die durch die Basislinienverschiebung hervorgerufen wird.

17.8 Schnelle Linearverstärker

Da in der Hochenergiephysik nur selten analoge Signale erzeugt werden, ist das Interesse für schnelle Linear-Verstärker nur gering. Trotzdem werden solche Geräte in Cerenkov-Zählern eingesetzt, wenn es gilt, die schwachen mV-Signale aus den Fotomultipliern zu verstärken. Nach den Verstärkern folgen dann meist einfache Pulshöhen-Diskriminatoren, die die Signale gegen den Störuntergrund diskriminieren, so daß auch hier keine allzu großen Forderungen an die Linearität und Stabilität gestellt werden. Entsprechend einfach sind dann auch die Schaltungen. Bild 17.26

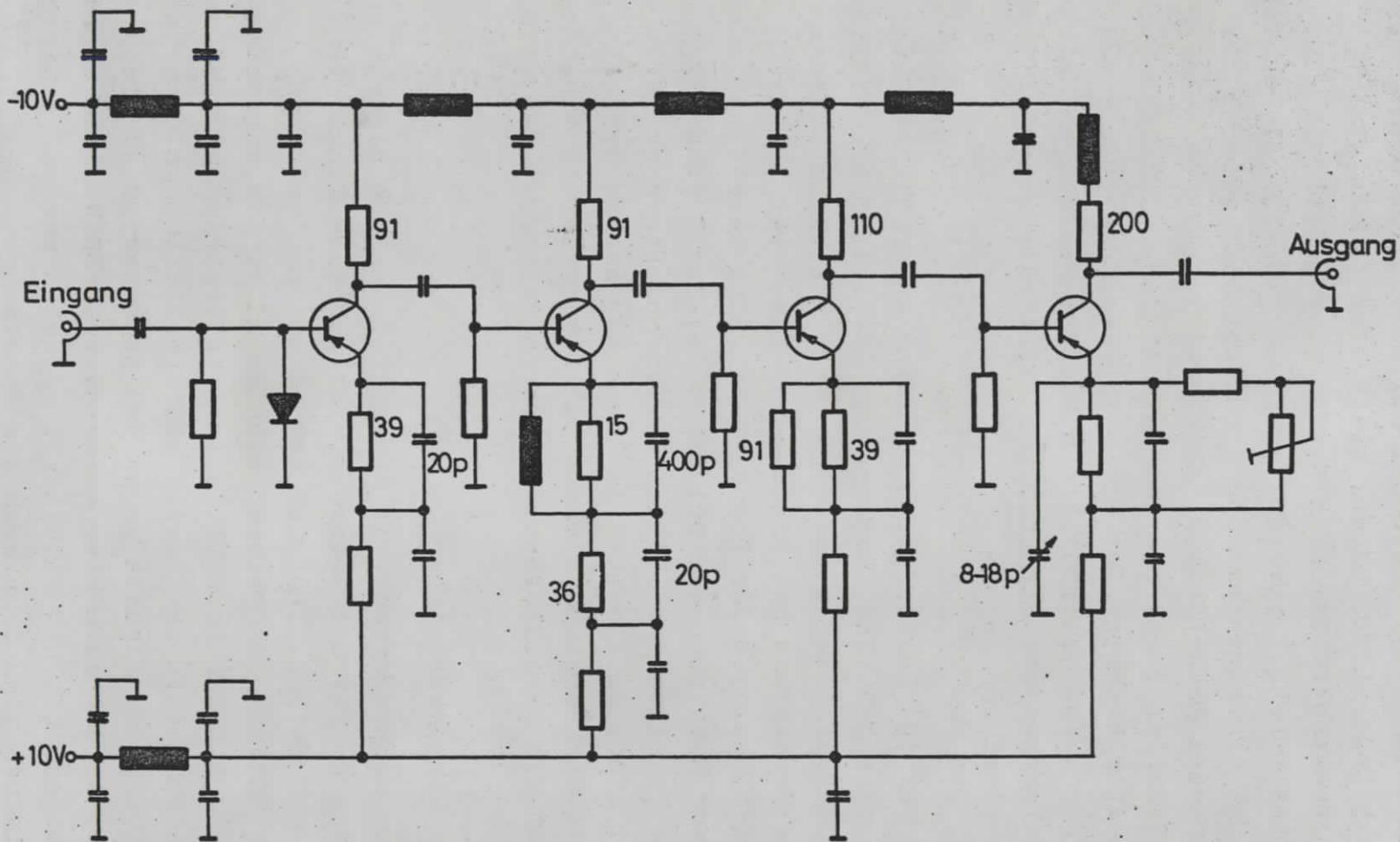


Bild 17.26

Schaltbild des Chronetics Modells-106 Linear-Verstärker

zeigt den Verstärker Chronetics 106, dessen Verstärkung 10-fach bei einer Anstiegszeit von etwa 2 nsec ist. Für einen Eingangsspannungsbereich von 1 - 40 mV ist die Linearität etwa $\pm 1\%$, die Eingangsimpedanz 50 Ohm, als Folgefrequenz der Signale sind 100 MHz zugelassen.

Die vier Stufen sind wechsellspannungsgekoppelt, im Emitterkreis ist eine Stromgegenkopplung eingesetzt. Die kleinen Widerstände sind mit sehr kleinen Kapazitäten überbrückt. Dadurch wird erreicht, daß die Stromgegenkopplung bei tiefen Frequenzen voll wirksam ist, bei hohen jedoch abnimmt, so steigt in diesem Bereich die Verstärkung wieder an. Dies entspricht einer Vergrößerung der Bandbreite, die Anstiegszeit wird also kürzer, und zwar um den Betrag $1+SR_E$, wo S die Steilheit des Transistors, R_E der nicht voll überbrückte Emitterwiderstand ist.

Mit zunehmender Stufenzahl wird, wie in Abschnitt 17.2 beschrieben, die Anstiegszeit wieder schlechter. Die einzelne Stufe eines vierstufigen Verstärkers mit der Gesamtanstiegszeit 2 nsec darf eine Anstiegszeit höchstens von 1 nsec haben.

Das Schaltbild des Chronetics-Verstärkers zeigt noch die sorgfältige Gleichspannungskopplung zwischen den Stufen mit HF-Spulen und Kondensatoren. Die maximale Ausgangsspannung des Verstärkers ist 650 mV, die Polarität ist die gleiche wie die des Eingangssignals. Es können zwei Verstärker in Kaskade geschaltet werden, um 100-fache Verstärkung zu erreichen; die Anstiegszeit geht dann auf etwa 4 nsec herauf.

Literatur

- A.B. Gillespie, Signal, noise and resolution in nuclear counter amplifiers, New York, 1953
- R.L. Chase, Nuclear pulse spectroscopy, New York, 1961
- E. Fairstein, J. Hahn, Nuclear pulse amplifiers, fundamentals and design practice,
Nucleonics 23, No 7, 56 (1965)
" 23, No 9, 81 (1965)
" 23, No 11, 50 (1965)
" 24, No 1, 54 (1966)
" 24, No 3, 68 (1966)
- W. Gruhle, Elektronische Hilfsmittel des Physikers, Berlin, 1960
- R.L. Chase, V. Svelto, A double-delay-line-clipped amplifier, JRE Trans. Nucl. Sci. NS 8, No 3, S. 45 (1961)
- T.E. Emmer, Nuclear instrumentation for scintillation and semiconductor spectroscopy, JRE Trans. Nucl. Sci. NS 9, No 3., S. 305 (1962)
- R.J. Epstein, A high speed transistor amplifier, Nucl. Instr. 24, 333 (1963)
- H.W. Bode, Network analysis and feedback amplifier design, Princeton/N.J., 1945
- H. Verweij, A nanosecond pulse amplifier, Nucl. Instr. 24, 39 (1963)
- J.D. Mc Gervey, V.F. Walters, Detection of pulse pile-ups with tunnel diodes, Nucl. Instr. 25, 219 (1964)
- M. Bertolaccine, C. Bussolati, E. Gatti, Signal to noise ratio in nuclear pulse amplifiers with high repetition rates, Nucl. Instr. 42, 286 (1966)
- K. Weise, Das Signal-Rausch-Verhältnis eines zeitabhängigen Filters zur Verbesserung des Energieauflösungsvermögens bei der Kernstrahlungs-Spektroskopie mit Halbleiterdetektoren, Nucl. Instr. 61, 241 (1968)

W. Goldsworthy, Time-sampling amplifier, Nucl. Instr.
62, 93 (1968)

AN 101 Dual Amplifier Module, Edgerton, Germeshausen und
Grier, Salem/Mass., 1966

AN 100 Dual DC Amplifier Module, Edgerton, Germeshausen
und Grier, Salem/Mass., 1967

18. Lineare Gateschaltungen

18.1 Eigenschaften linearer Gates

Lineare Gates gehören zu den Mischschaltungen. Während bei den digitalen Gates die Eingangsbuchsen gleichwertig sind, enthalten lineare Gates einen besonders konstruierten Übertragungskanal für analoge Signale sowie einen zweiten Kanal für digitale Steuerpulse.

Der Signaleingang S und der Gatepulseingang G werden auf den gemeinsamen Ausgang A gemischt. Das Gate wird durch den Gatepuls geöffnet, während dieser Zeit soll das lineare Signal ungehindert passieren, d.h. das Gate soll jetzt den Innenwiderstand Null haben. Nach Schließen des Gates sollte dieser Widerstand ∞ sein. Das Gleichungssystem für die Ausgangsfunktion lautet also:

$$A(S,G) = KS$$

$$A(S,0) = 0$$

$$A(0,G) = 0$$

wo K ein Proportionalitätsfaktor ist.

Da die Widerstände Null und Unendlich jedoch mit Halbleitern nicht zu erreichen sind, lauten die letzten zwei Gleichungen:

$$A(S,0) \neq 0$$

dieser Effekt wird als Signaldurchgriff (Feedthrough) bezeichnet;

$$A(0,G) \neq 0$$

bedeutet, daß während der Anwesenheit des Gatesignals ein Gatedurchgriff (Pedestal) erzeugt wird.

Der Signaldurchgriff entsteht durch das endliche Verhältnis zwischen den Innenwiderständen des Gateschalters (z.B. des Transistors) beim Ein- bzw. Ausschalten.

Der Gatedurchgriff verursacht kapazitive Spitzen (Spikes) und einen Gleichspannungspegel während der Dauer des Gate-Öffnungspulses, der sich zum linearen Signal addiert, falls beide gleichzeitig vorhanden sind.

Ein lineares Gate muß außerdem die Amplituden der Eingangssignale während des gesamten Öffnungsbereichs ohne Verzerrungen übertragen, d.h. der Faktor K muß konstant bleiben. Nichtlinearitäten, die beim Steuern des Widerstands des aktiven Elements (Transistor) durch das Signal auftreten, verursachen eine Verzerrung des Spektrums.

Diese drei Schwierigkeiten können auf verschiedene Art überwunden werden.

Zur Kompensation des Pedestals schaltet man z.B. zwei identische Gates parallel, dann erleiden beide den gleichen Gatedurchgriff. Den des einen Gates kann man invertieren und mit dem des anderen mischen, so daß sie sich aufheben. Ähnlich kann man das Problem des Signaldurchgriffs lösen. Die Nichtlinearitäten beim Steuern des Schalters mit dem linearen Signal versucht man durch Strombegrenzung klein zu halten.

Lineare Gates werden eingesetzt, um den Signaleingang von amplitudenmessenden Geräten, z.B. von Pulshöhenanalytoren, zu öffnen oder zu schließen. Als Kriterium zum Öffnen kann z.B. die Abwesenheit von Pile-up-Signalen gelten oder auch das Vorliegen einer gewünschten Koinzidenz mit anderen Ereignissen. Lineare Gates filtern also die zur Analyse vorliegende Information.

18.2 Parallelgates

Der Schalter, der das Gate öffnet oder schließt, kann parallel oder in Serie zum Signal liegen. Bild 18.1 (s. folgende Seite) zeigt das Prinzip der Parallelschaltung. Ist der

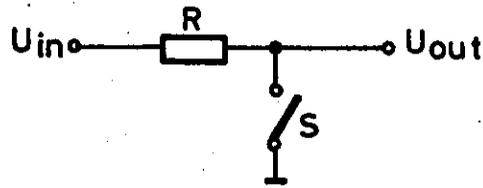


Bild 18.1
Prinzip des Parallelgates

Schalter geöffnet, kann das Signal passieren, ist er geschlossen, fließt der Signalstrom zur Erde ab.

Da der Schalter meist ein Transistor ist, der, an seiner Basis vom Gatepuls gesteuert, geöffnet oder geschlossen wird, verbleibt in beiden Schaltstellungen ein endlicher Widerstand. Zieht der Transistor Strom, ist es der geringe Sättigungswiderstand $R_1(1)$, ist er gesperrt, fließt ein geringer Reststrom J_{c_0} , der den Sperrwiderstand $R_1(0)$ verursacht. Mit der Schaltung nach Bild 18.2 gilt also für

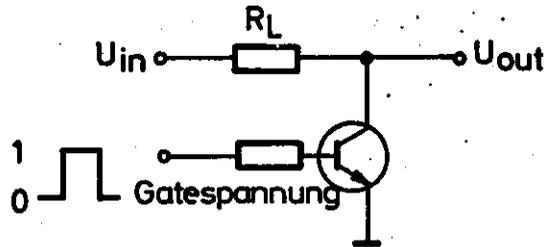


Bild 18.2
Parallelgate mit Transistorschalter

die stationäre Ausgangsspannung des Gates, wenn es geschlossen ist:

$$U_{out} = \frac{R_1(1) U_{in}}{R_L + R_1(1)}$$

wenn es jedoch geöffnet ist:

$$U_{out} = U_{in} - J_{c_0} R_L$$

Das dynamische Verhalten des Gates während des Öffnens und Schließens wird durch die Transistorkapazitäten bestimmt, die Bild 18.3 zeigt.

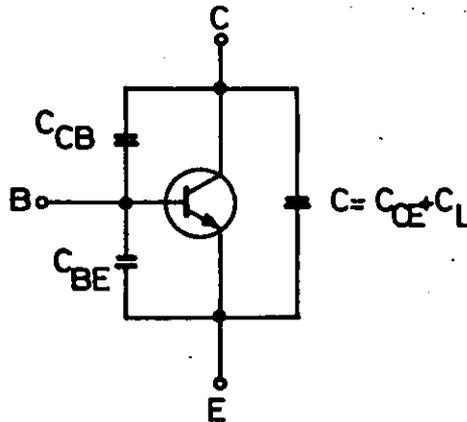


Bild 18.3
Parasitäre Kapazitäten des Transistors

Die drei entscheidenden Kapazitäten sind:
Die Kollektor-Basis-Kapazität C_{CB} ,
die Emitter-Basis-Kapazität C_{EB} sowie
die Ausgangs- und Lastkapazität $C_{out} = C_{CE} + C_L$

Das Äquivalentbild der Parallelschaltung ist in Bild 18.4 dargestellt. Die Spikes, die beim Schalten auftreten, werden durch C_{CB} auf den Ausgang übertragen.

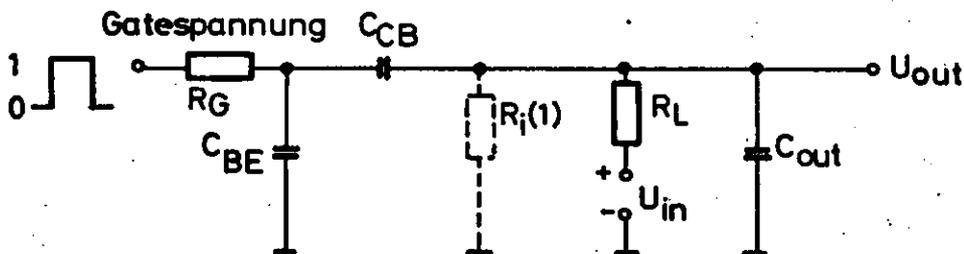


Bild 18.4
Wechselstrom-Ersatzbild des Parallelgates

Dieses einfache Parallelgate, dessen maximale zu übertragende Signalamplitude durch die maximale Kollektor-Emitter-Sperrspannung bestimmt ist, ist die Grundlage der meisten praktischen Gateschaltungen. Ein ausgeführtes Beispiel ist in Bild 18.5 als Blockschaltung gezeigt. Der

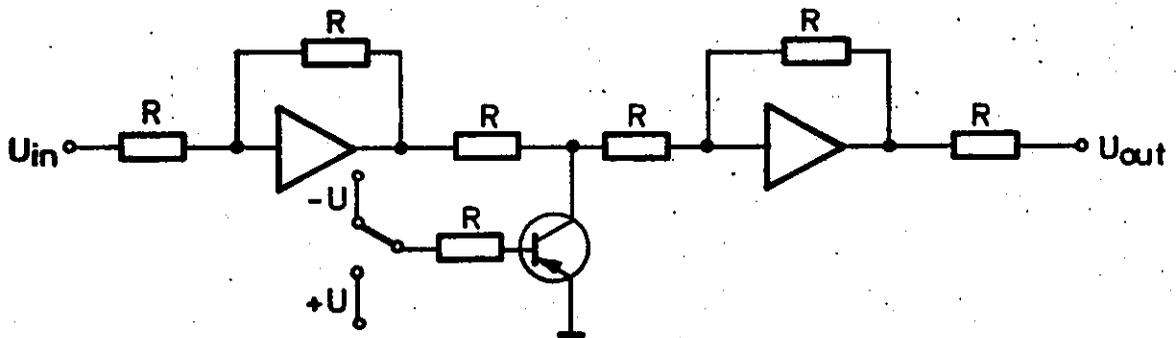


Bild 18.5

Blockbild eines Parallelgates mit Operationsverstärkern

Eingangs- und Ausgangskanal wird durch einen gegengekoppelten Verstärker gebildet, dessen effektive Verstärkung 1 ist. Die Größe des Widerstandes R ist ein Kompromiß zwischen einem großen Wert, der geringen Signaldurchgriff gibt, und einem möglichst kleinen, der den Gatedurchgriff gering hält. Der Gategenerator wird durch ein geeignetes Signal an der Basis leitend oder sperrend geschaltet.

Um die störenden Durchgriffe so gut wie möglich zu kompensieren, wird die Grundschaltung so erweitert, wie es Bild 18.6 (s. folgende Seite) zeigt. Der Transistor T_1 dient als Gatetransistor, wie oben beschrieben. Transistor T_2 , der die gleichen elektrischen Eigenschaften wie T_1 hat, erzeugt, gesteuert vom Gategenerator, das gleiche Pedestal wie T_1 . Es wird über A_2 invertiert und vom Ausgangssignal abgezogen. Der Widerstand R_2 eliminiert dabei den Gleichspannungsanteil. Der Transistor T_3 wird an der Basis von einer regelbaren Gleichspannung gesteuert, er kann, ebenfalls über den Verstärker A_2 , den Signaldurchgriff kompensieren.

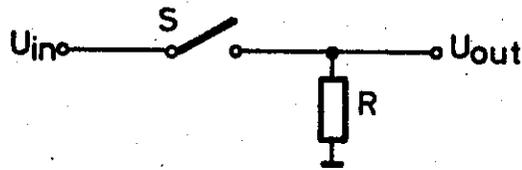


Bild 18.7
Prinzip des Seriengates

fluß wird gesperrt. Bild 18.8 zeigt als praktisches

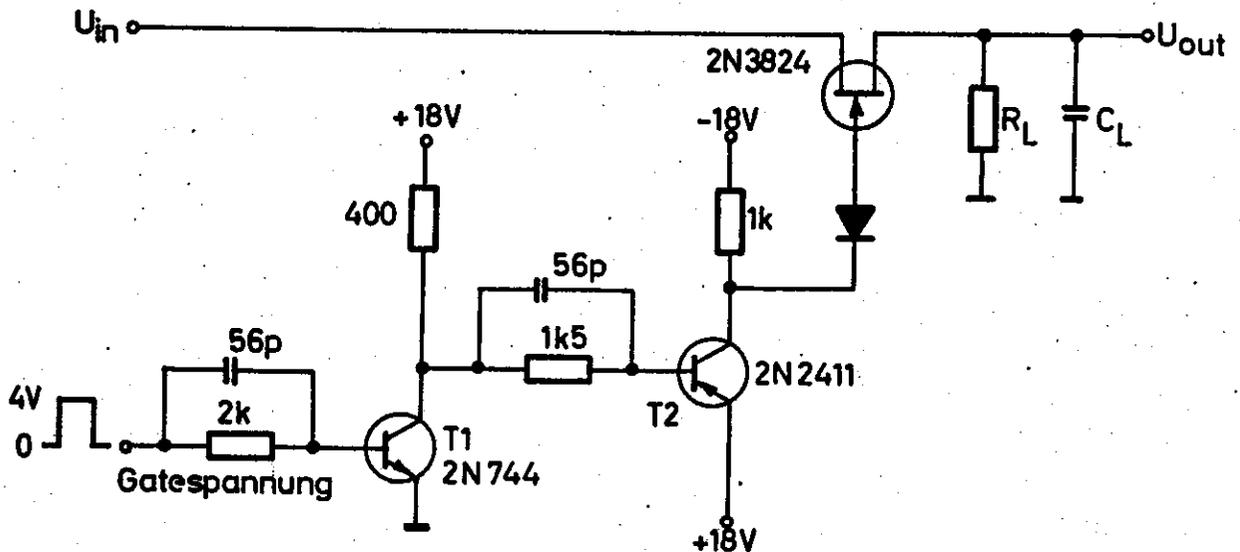


Bild 18.8
Seriengate mit FET und Steuerkreis

Beispiel ein lineares Gate mit einem FET-Serientransistor sowie den zugehörigen Steuerkreis. Erhält der Transistor T1 ein positives Gatesignal, wird er ebenso wie T2 leitend, denn T2 ist ein pnp-Transistor. Dadurch wird die negative Sperrspannung am Gate des FET's aufgeschoben, er beginnt zu leiten. Wenn wieder $R_1(1)$ der Sättigungswiderstand ist, wird die Ausgangsspannung während der Öffnungszeit des Gates:

$$U_{out} = \pm U_{in} \frac{R_L}{R_L + R_1(1)}$$

Während des Schließens fließt nur der Sperrstrom $J_{GS}(0)$, so daß dann die Ausgangsspannung den Wert:

$$U_{out} = J_{GS}(0)R_L$$

annimmt. Das dynamische Äquivalentschaltbild ist in Bild 18.9 gezeigt.

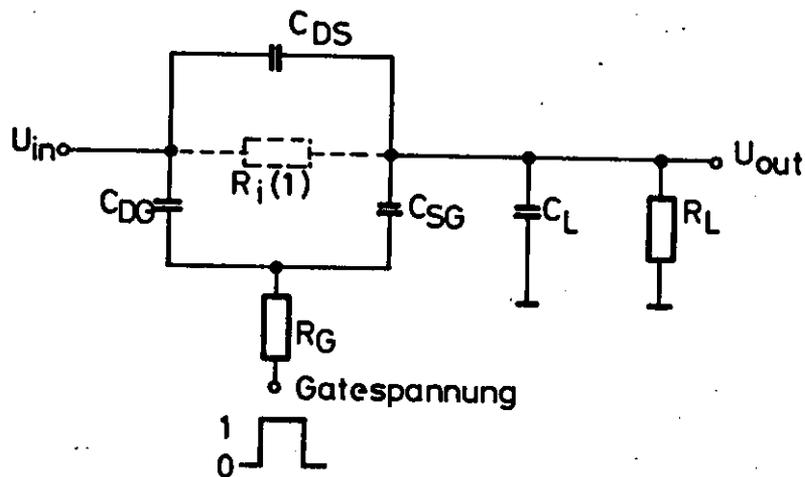


Bild 18.9

Wechselstrom-Ersatzbild des Seriengates

Die drei Kapazitäten sind:

- die Senken-Gate Kapazität C_{DG} ,
- die Quellen-Gate-Kapazität C_{SG} ,
- die Lastkapazität C_L

Wird das Seriengate geöffnet, ist der Eingang mit dem Ausgang über einen sehr niederohmigen Widerstand $R_i(1)$ von etwa 15 bis 100 Ohm (je nach Typ des FET's) verbunden. Dadurch kann die Anstiegszeit des Einschaltens sehr kurz sein, da die Zeitkonstante $R_i(1) \cdot C_L$ klein ist. Das Ausschalten geht wesentlich langsamer, da die Lastkapazität C_L sich durch den relativ großen Widerstand entlädt. Um diese Zeit zu verkürzen, kann man, wie in Bild 18.10 (s. folgende Seite) gezeigt, einen zusätzlichen FET parallel zum Lastwiderstand einbauen, der von entgegengesetzter Polarität

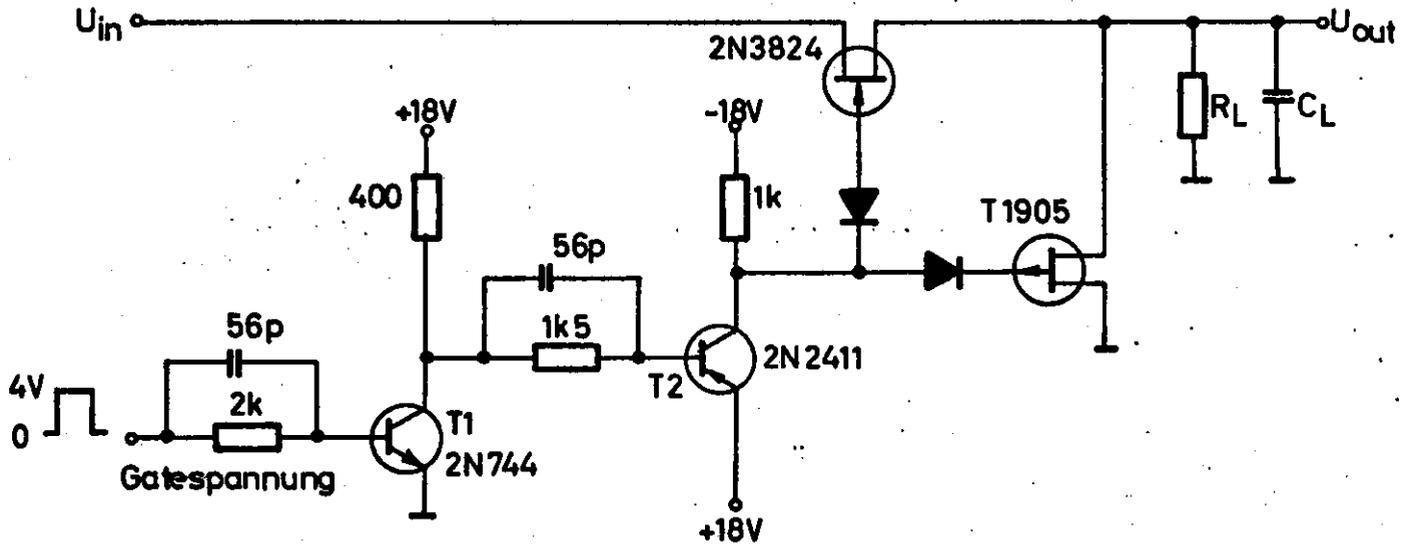


Bild 18.10

Seriengate mit Gate-FET und Entlade-FET

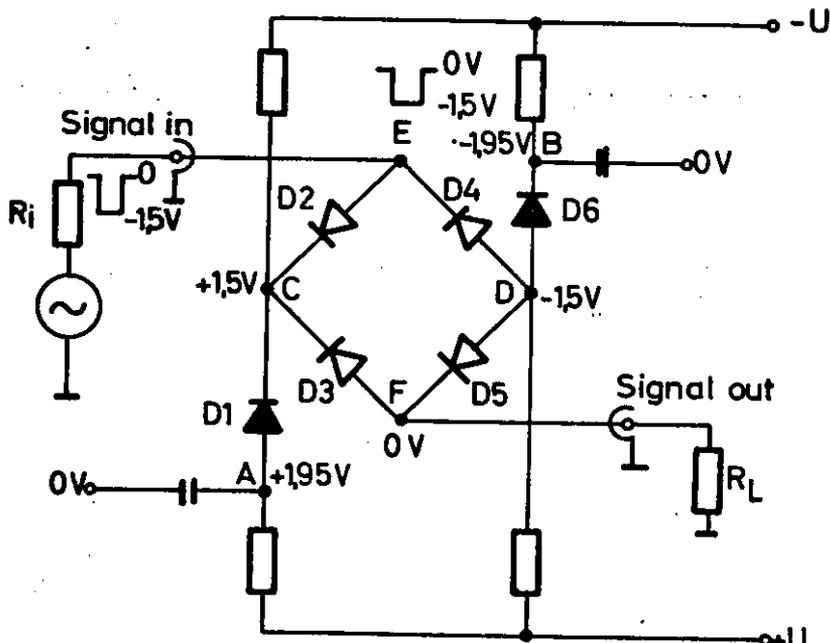
wie der Serientransistor ist. Er wird während der Gate-
öffnungszeit gesperrt, öffnet jedoch nach Ablauf dieser
Zeit, so daß sich C_L über seinen niedrigen Innenwider-
stand entladen kann.

Die lineare Eingangsspannung bei FET-Gates muß, der Kenn-
linie entsprechend, kleiner als die Sättigungsspannung
bleiben.

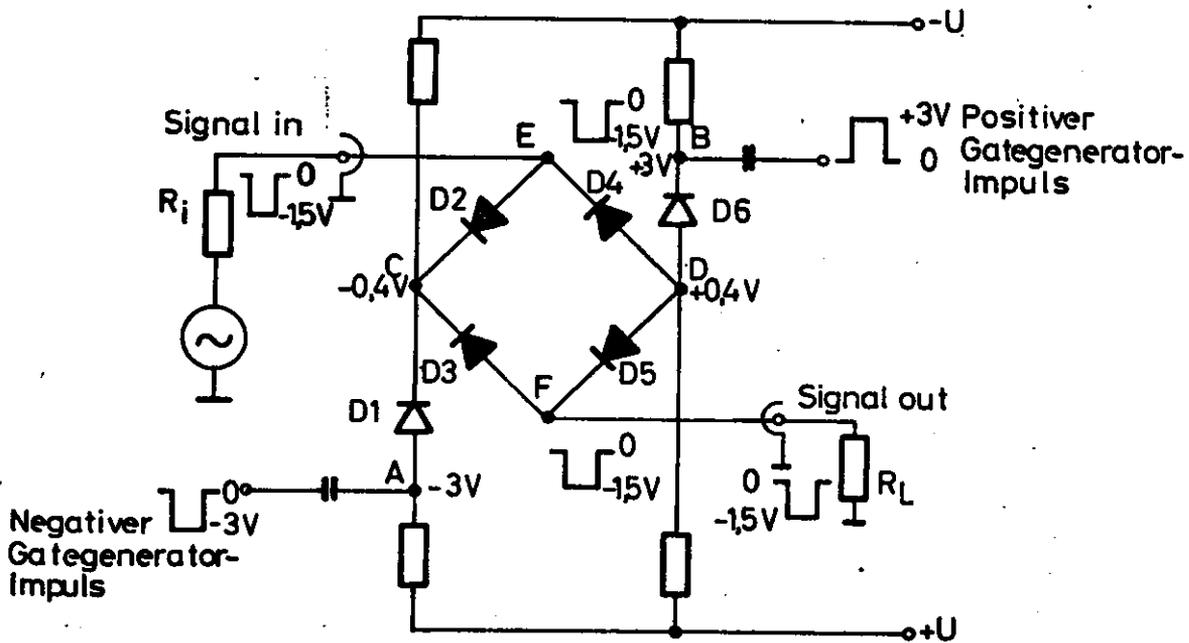
18.4 Brückengates

Nahezu ideale Schalter sind Dioden in Brückenschaltungen.
Alle individuellen Abweichungen der Bauelemente unterein-
ander können daher ausbalanciert werden. Als typisches
Beispiel soll ein schnelles Sechs-Dioden-Gate beschrieben
werden, das eine gute Linearität im Bereich von -100 mV
bis -1,5 V und geringe Störeinflüsse bei entsprechend
symmetrischem Aufbau aufweist. Die maximale Folgefrequenz
für Signalimpulse beträgt mindestens 100 MHz, die Gate-
einschalt- und Ausschaltzeit ca. 2 ns.

Bild 18.11 zeigt das Prinzip:



a.) Gate gesperrt (ohne Gategenerator-Impulse)



b.) Gate geöffnet (mit Gategenerator-Impulsen)

Bild 18.11

Sechs-Dioden-Gate

-  Diode leitend
-  Diode nicht leitend

Die Schaltung ist symmetrisch aufgebaut, wobei die Dioden D2, D3, D4 und D5 die Signalbrücke und die Dioden D1 und D6 die Ansteuerdioden für die Gategenerator-Pulse bilden. Die Schaltung ist so dimensioniert, daß in Abwesenheit von Gategenerator-Pulsen (Bild 18.11a) die Dioden D1 und D6 leiten, die Signalbrücke jedoch gesperrt ist. Dieser statische Zustand wird durch die Potentiale $\pm 1,95$ V an den Punkten A und B sowie $\pm 1,5$ V an den Brückenpunkten C und D erreicht; die Punkte E und F liegen auf Nullpotential.

Werden an die Punkte A und B die Spannungen -3 V und $+3$ V gelegt, dann stellen sich die Brückenpunkte C und D auf $-0,4$ V bzw. $+0,4$ V ein. Die Dioden D1 und D6 werden gesperrt, die Signalbrücke ist dann leitend (Bild 18.11 b)

Sind also die Ansteuerdioden D1 und D6 leitend, so ist das Gate gesperrt; sind umgekehrt die Ansteuerdioden nichtleitend, so ist das Gate offen. Das offene Gate können Pulse beider Polarität gleichermaßen passieren. Der Brückenpunkt F (Signalausgang) folgt dann linear der am Brückenpunkt E (Signaleingang) auftretenden Potentialänderung. Die vorliegende Schaltung beschränkt sich infolge der im Eingang und Ausgang verwendeten pnp-Transistoren auf negative Pulse.

Am Beispiel des Vierdioden-Gates sollen die fließenden Ströme beschrieben werden. Bild 18.12 zeigt die Brücke mit Gleich-

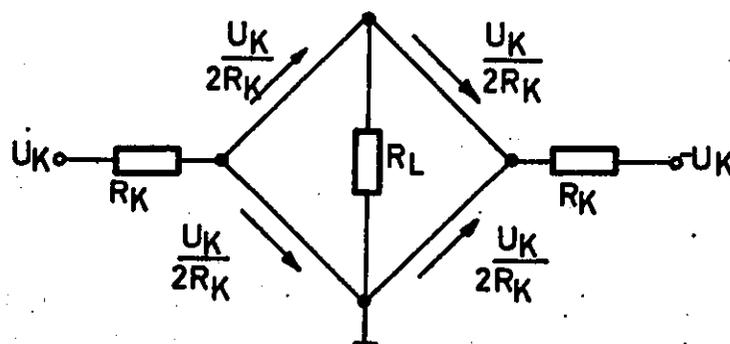


Bild 18.12

4 Diodengate DC

spannungsbedingungen, Bild 18.13 mit Signalbedingungen.

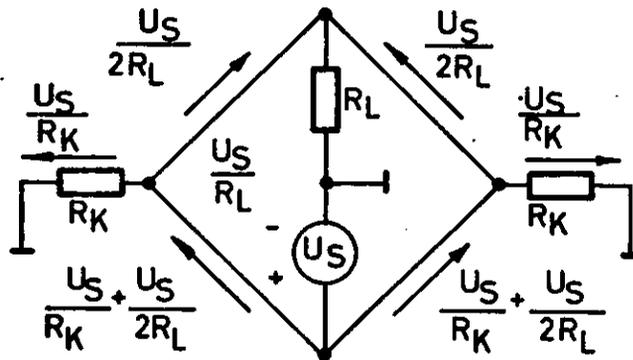


Bild 18.13
4 Diodengate AC

Alle vier Dioden leiten, wenn das Gate geöffnet ist, der fließende Strom setzt sich aus dem Gleichstrom $\frac{U_K}{2R_K}$ und dem Signalstrom $\frac{U_S}{2R_L}$ zusammen. Da der Signalstrom mit der angegebenen Polarität in den beiden Dioden D2 und D3 gegen den Gleichstrom fließt, muß, damit die Dioden im Leiten bleiben und linear übertragen können, die Summe der Ströme

$$\frac{U_S}{R_K} + \frac{U_S}{2R_L}$$

kleiner als der Gleichstrom $\frac{U_K}{2R_K}$ sein. Daraus folgt die minimale Gatekontrollspannung für die Öffnung:

$$(U_K)_{\min} = U_S \left(2 + \frac{R_K}{R_L} \right)$$

Die Minimalspannung, die zum Sperren des Gates benötigt wird, ist im Betrag gleich der maximalen Signalspannung.

Beim Sechsdioden-Gate sind die beiden Dioden D1 und D6 während der Gateöffnungszeit gesperrt, d.h. die Kontrollspannung U_K muß minimal gleich der maximalen Signalamplitude sein, es gilt also

$$(U_K)_{\min} = (U_S)_{\max}$$

Sind die Innenwiderstände der leitenden Dioden klein gegen den Lastwiderstand R_L und den Vorwiderstand R_K , ist die lineare Verstärkung des Gatekreises etwa gleich 1.

Die Öffnungspulse müssen flächengleiche Rechteckpulse entgegengesetzter Polarität sein, die an A und B gleichzeitig erscheinen. Für ein sicheres Sperren der Brücke sind die Punkte C und D auf +1,5 V bzw. -1,5 V zu halten.

Weitere Details sind aus dem Gesamtschaltbild (Bild 18.14, s. folgende Seite) des linearen Gates zu ersehen. Die 6 Dioden sind schnelle Dioden vom Typ ID3-050T (Intern. Diode Corp.) mit einer Sperrzeit von 0,1 ns bei einer maximalen Sperrspannung von 3 V. Für eine gute Linearität des Gates ist ein sorgfältiger symmetrischer Aufbau der Diodenbrücke notwendig. Verwendung finden ausgesuchte Dioden mit gleicher statischer Strom-Spannungskennlinie, um Vorwärtsströme gleicher Größe in den Dioden garantieren zu können. Der Abgleich der Brücke wird mit den Potentiometern P1 und P2 erreicht. Die Ankopplung des Gates an den Signaleingang und beide Signalausgänge erfolgt über Emitterfolger mit den BSX 29-Transistoren.

Der Kippschalter S1 bietet die Möglichkeit, in der Stellung "Gate Mode OFF" die Gates unabhängig von einem Gategenerator-signal dauernd offen zu halten. Die Punkte A und B werden in dieser Stellung statisch an +3 V gelegt, so daß Signalpulse die Brücke passieren können. In dieser Schalterstellung läßt sich sofort der Abschwächungsfaktor des Gates bestimmen. In der Stellung Gate Mode "ON" ist das Gate nur für die Dauer der Gategenerator-Pulse geöffnet; diese Stellung ist der Normalfall der Gateoperation.

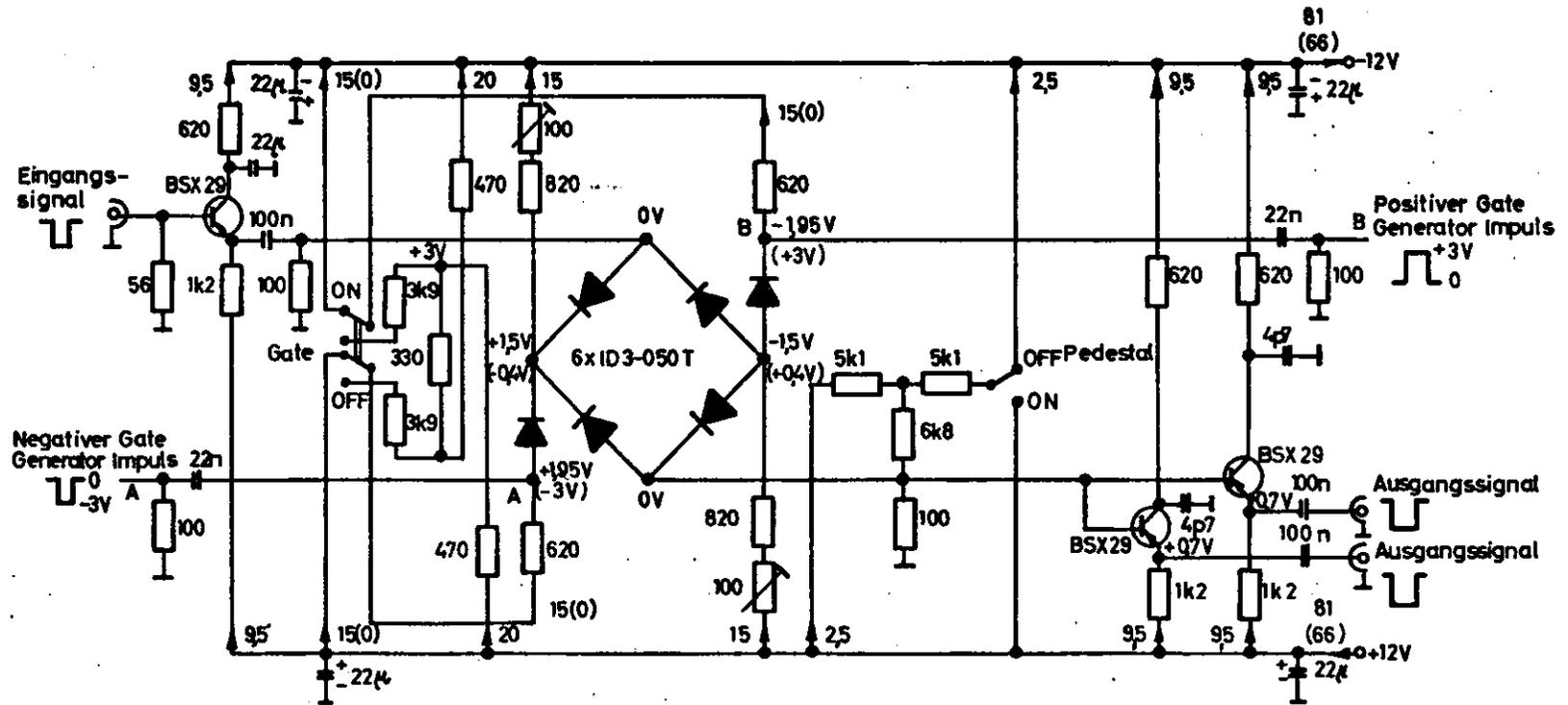


Bild 18.14
Detail des 6Dioden Gates

Mit dem Kippschalter S2 kann in der Stellung "Pedestal Timing ON" im Signalausgang das Gategenerator-Signal durch ein gewolltes Gleichspannungspedestal von -200 mV sichtbar gemacht werden, so daß mit Hilfe entsprechender Verzögerungsglieder interessante Signalpulse ohne Schwierigkeiten in die Gateöffnungszeit gelegt werden können. Die andere Schalterstellung "Pedestal Timing OFF" ist hier der Normalfall der Gate-Operation.

Gate- und Signaldurchgriff sind bei diesem Sechs-Dioden-Gate außerordentlich klein. Bild 18.15 zeigt das Gleich-

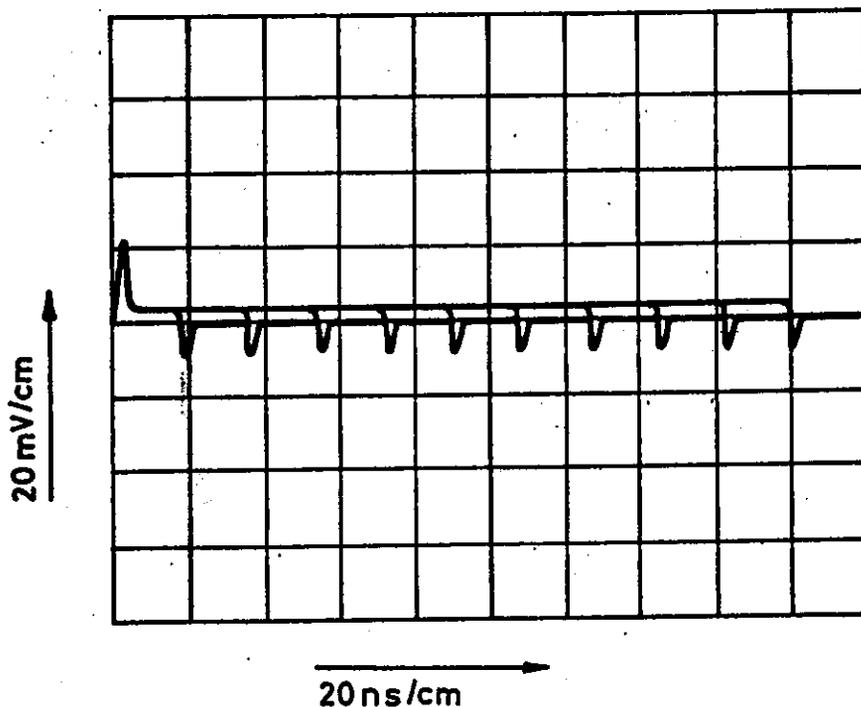


Bild 18.15

Gleichspannungspedestal und kapazitive Spitzen bei verschiedenen Gate-Öffnungszeiten

spannungspedestal sowie die kapazitiven Spitzen bei Gategenerator-Pulsen mit Werten von $T_{1/2}$ zwischen 10 ns und 100 ns bei fehlenden Signaleingangspulsen. Der Gatedurchgriff ist < 10 mV, die kapazitiven Spitzen sind < 30 mV,

bezogen auf die maximale Signal-Pulshöhe von $-1,5\text{ V}$ somit $< 0,7\%$ bzw. $< 2\%$. Der Signaldurchgriff (Bild 18.16) hat bei maximaler Signal-Pulshöhe von $-1,5\text{ V}$ einen Wert $< 15\text{ mV}$ und ist damit $< 1\%$ der maximalen Signal-Pulshöhe.

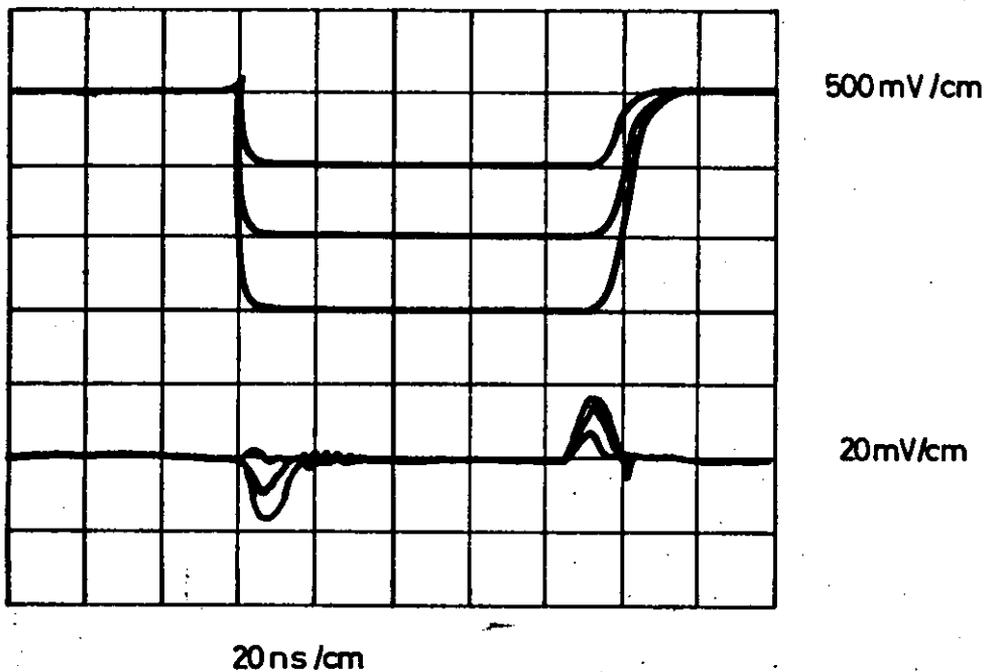


Bild 18.16

Signaldurchgriff und kapazitive Spitzen

Literatur

- M. Coli, S. Lupini, A new fast bilateral fast linear gate circuit, Nucl. Instr. 34, 235 (1965)
- E. Elad, S. Rozen, A transistorized linear gate, Nucl. Instr. 37, 58 (1965)
- J.B. Lindsay, A fast linear gate, Nucl. Instr. 20, 345 (1963)
- F.F. Liu, F.J. Loeffler, Transistorized linear gate for photomultiplier pulses, Nucl. Instr. 12, 124 (1961)
- H. Guillon, Review of basic instruments and trends, Nucl. Instr. 43, 230 (1966)
- G. White, A linear gate and integrator, Nucl. Instr. 45, 270 (1966)
- A.P. Mills, A transistorized linear gate, Nucl. Instr. 50, 132, (1967)
- H.J. Schuster, Eine lineare Torschaltung, Nucl. Instr. 58, 179 (1968)
- B. Smith, A linear gate with high precision, Nucl. Instr. 55, 138 (1967)

19. Integral- und Differential-Diskriminatoren

Während die in Abschnitt 17 beschriebenen Linear-Verstärker die lineare Übertragung sowie die Pulsformung der Detektorsignale vornehmen, wird der physikalische Inhalt der Signale, also die Energie der Teilchen durch die amplitudenbewertenden Schaltungen analysiert.

19.1 Integraldiskriminatoren

Ein Integraldiskriminator ist eine Schaltung, die alle Pulse, die eine einstellbare Schwelle überschreiten, hindurchläßt und dann in Form eines digitalen Signals an die elektronischen Zähleinrichtungen weitergibt. Die integrale Pulshöhenverteilung kann daher so gemessen werden, daß für verschiedene Schwellenwerteeinstellungen die Zählrate gemessen und aufgetragen wird. Die differentielle Diskriminatorekurve kann man entweder durch punktweise Differentiation der integralen Kurve oder durch Bildung der Differenz aufeinanderfolgender Zählraten und Division durch das zugehörige Vorspannungsintervall erhalten. Bild 19.1

(s. folgende Seite) zeigt die beiden Darstellungen. Trägt man die Zählrate gegen die Vorspannung des Diskriminators auf, erhält man die Integralkurve (Bild 19.1a) differenziert man diese Kurve, ergibt sich die untere Kurve (Bild 19.1b). Praktisch trägt man die Differenz zweier Zählraten im Einheitsintervall auf.

Integral-Diskriminatoren werden in vielen Schaltungsvarianten gebaut. Der einfachste Typ ist eine in Sperrichtung vorgespannte Diode, die dann Strom ziehen kann, wenn die Eingangsamplitude die Vorspannung überschreitet. Da die Kennlinie jedoch nicht scharf abknickt, sondern exponentiell verläuft, ist die Genauigkeit des Triggersatzes nicht besonders hoch. Daher wird dieser Schaltungstyp nur selten eingesetzt.

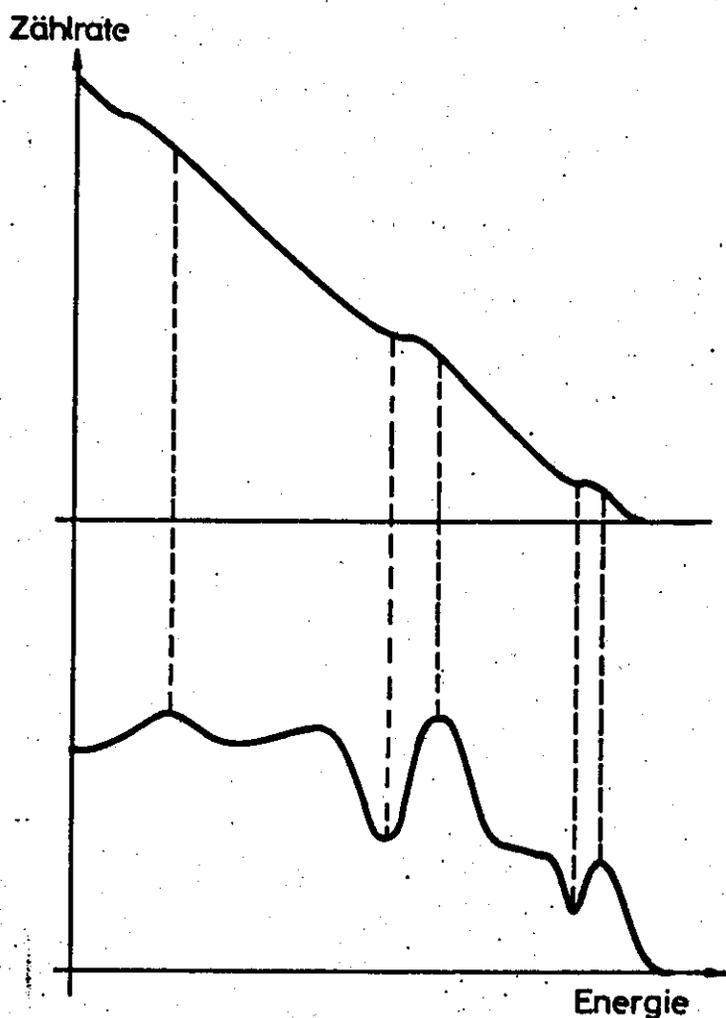


Bild 19.1
Integrale und differentielle Spektralverteilung

Am häufigsten wird der Schmitt-Trigger benutzt. Dieser Schaltkreis ändert seinen Zustand sprunghaft, wenn die Eingangsamplitude eine eingestellte Spannungsschwelle überschreitet. Die Wirkungsweise ist in Abschnitt 7.3 beschrieben. Neuere Diskriminatoren nutzen vorwiegend die Triggereigenschaft der Tunnelodiode aus.

Bild 19.2 zeigt als Beispiel eine Kombination aus emitter-

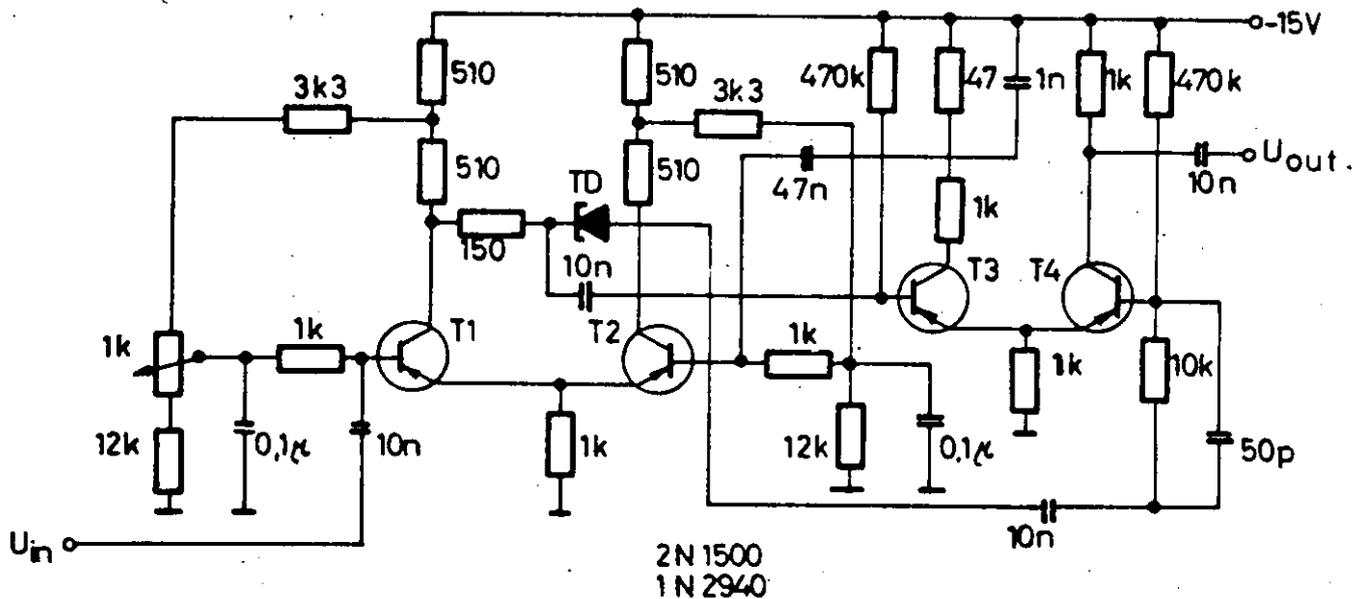


Bild 19.2
Integral-Diskriminator mit Tunnel-Dioden-Schmitt-Trigger

gekoppelten Transistoren und einer Tunnel-Diode, die zwischen den Kollektoren eines Transistorpaares liegt. Die mit dem 1 kOhm-Potentiometer einstellbare Schwelle bestimmt die Differenz der Ströme in T1 und T2, dadurch liegt der statische Strom durch die Tunnel-Diode fest. Die Spannungsänderungen an beiden Polen der Diode werden auf die Basen des zweiten emittergekoppelten Paares T3 und T4 geführt.

Überschreitet die positive Eingangsamplitude nicht die Schwelle, sind die Änderungen an der Diode an beiden Polen gleichgerichtet, jedoch verschieden in der Amplitude. Das größere Signal wird entsprechend abgeschwächt an die Basis von T4 gegeben, so daß das Transistorpaar symmetrisch gesteuert wird und kein Kollektorsignal abgibt.

Überschreitet das Eingangssignal die Schwelle, springt die Tunnel-Diode über den Peak, es entsteht eine große Potentialdifferenz, so daß der Ausgangsverstärker T4 gesperrt wird.

an seinem Kollektor wird ein negatives Signal erzeugt. Da die Tunneldiode in dieser Schaltung bistabilen Charakter hat, muß sie zurückgestellt werden, dies geschieht durch ein positives Signal aus dem Kollektorkreis von T3. Dort befindet sich eine Integrationszeitkonstante (ca. 50 ns) so daß das Resetsignal verzögert auf die Basis von T2 gekoppelt wird. Durch die Integrationszeit ist auch gleichzeitig die Dauer des Ausgangspulses bestimmt. Mit einer 1 mA-Tunneldiode erreicht man eine Schwellenstabilität von $0,2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ im Temperaturbereich zwischen 20 und $50 \text{ }^\circ\text{C}$, während 48 h änderte sich die Schwelle nur um weniger als $0,1 \text{ mV}$. Die Schwelle ist variabel zwischen 3 und 80 mV , sie ist konstant für Pulsdauern größer als 100 ns .

Da in vielen Linearverstärkern die Pulse bipolar geformt werden, müssen die Diskriminatoren geeignet sein, diese Signale anzunehmen. In Abschnitt 12.2 sind einige Methoden beschrieben, bei Signal-Nulldurchgängen entweder an- oder auszutriggern. Die in Bild 19.3 dargestellte Schaltung.

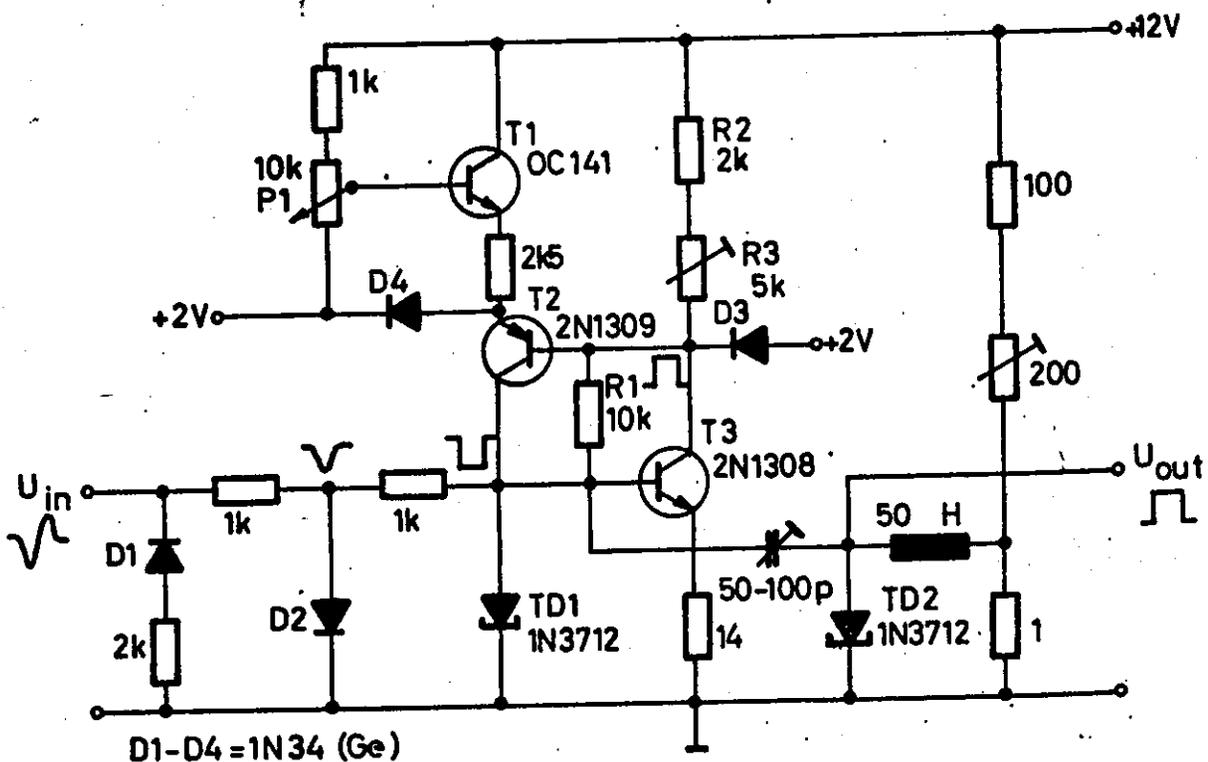


Bild 19.3

Diskriminator für Nulldurchgangsimpulse

enthält eine Tunneldiode als Diskriminator. Statisch ist sie durch die Ströme durch R_1 , R_2 und R_3 sowie durch die Transistoren T1 und T2 so vorgespannt, daß ihr Arbeitspunkt auf dem Diffusionsast der Kennlinie liegt. Dadurch leitet auch Transistor T3. Der Strom kann durch Variation am Potentiometer P1 geändert werden. Trifft ein bipolares Signal ein, wird der negative Teil davon ausgenutzt, die Tunneldiode über das Tal auf den stabilen Tunnelast der Kennlinie springen zu lassen, wenn der Eingangsstrom genügend groß ist. Dann wird T3 und durch das positive Kollektorsignal auch T2 gesperrt. Der jetzt fließende Tunnelstrom ist durch den Signalstrom und dann durch R_1 , R_2 und R_3 bestimmt. R_3 wird so justiert, daß, wenn der Signalstrom durch Null geht, der zweite Stromanteil gleich dem Peakstrom J_p ist. Dann triggert die Tunneldiode beim Nulldurchgang zurück, der Arbeitspunkt geht wieder auf den Diffusionsast. Der Ausgangskreis enthält eine weitere Tunneldiode in Univibratorschaltung, sie liefert ein positives Standardsignal an den Ausgang.

Die Schwelle ist in dem Temperaturbereich von 25 bis 55 °C innerhalb 30 mV konstant, der Regelbereich geht von 0,45 V bis 10 V. Durch richtige Einstellung von R_3 ist der Time-jitter des Ausgangssignals kleiner als 1 nsec.

19.2 Differentialdiskriminatoren

Während die im vorigen Abschnitt behandelten Integraldiskriminatoren dann ein Ausgangssignal geben, wenn der Eingangspuls eine bestimmte Schwelle überschreitet, kann man mit zwei Diskriminatoren, die verschiedene Schwellenwerte besitzen, eine Schaltung konstruieren, die nur dann einen Ausgangspuls liefert, wenn die Amplitude des Eingangspulses zwischen diesen beiden Schwellenwerten liegt. Die Gesamtschaltung muß also so erweitert werden, daß eine Antikoinzidenzvorrichtung anspricht, wenn der Eingangspuls beide Diskriminatorschwellen überschritten hat. Da

wegen der endlichen Anstiegs- und Abfallzeit des Pulses das Überschreiten der beiden Schwellen zu verschiedenen Zeiten geschieht, muß eine Gedächtnisschaltung diese geschehenen Ereignisse aufbewahren, bis beide Diskriminatoren die richtige Amplitudeninformation des Eingangspulses herausgefunden haben.

Die Antikoinzidenzschaltung braucht nicht auf den ersten Teil des Signals aus dem unteren Diskriminator anzusprechen, da zu dem Zeitpunkt noch nicht feststeht, ob der obere Diskriminator überhaupt getriggert wird. Das Eingangssignal für die Antikoinzidenzschaltung wird daher von den Rückflanken der beiden Diskriminatorpulse erzeugt. Wenn das Signal die obere Triggerschwelle überschreitet, spricht dieser Diskriminator später an und geht auch früher wieder in seinen Ruhezustand zurück, wie es in Bild 19.4 gezeigt wird.

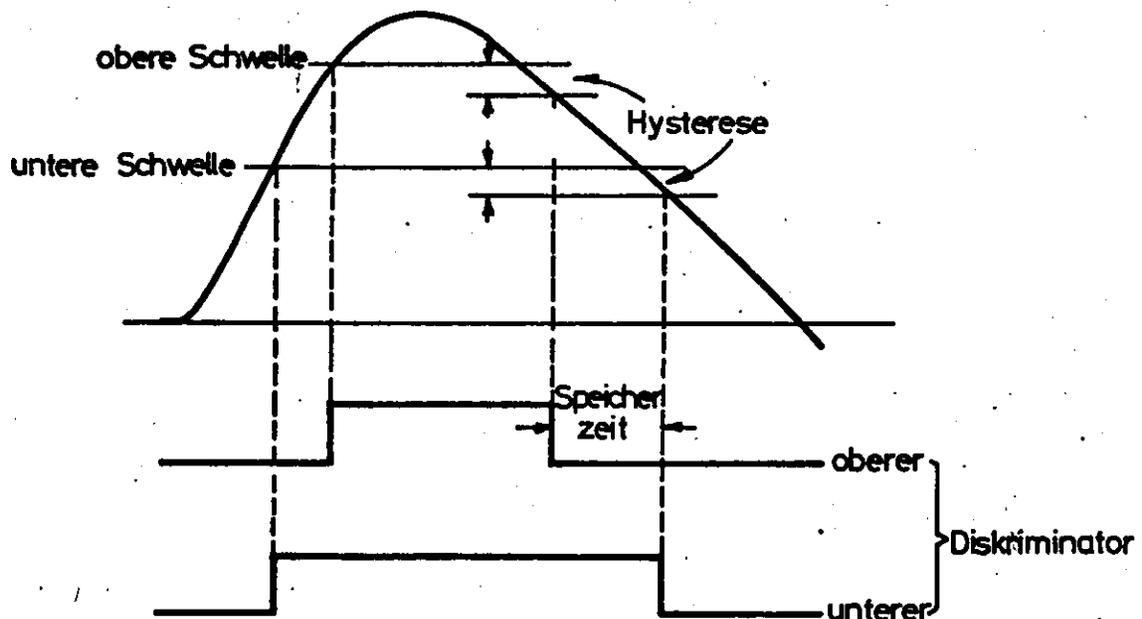


Bild 19.4

Antriggern des oberen und unteren Diskriminators auf Pulse mit empfindlichen Anstiegs- und Abfallzeiten

Der Antikoinzidenzkreis muß also ein Gedächtnis haben, damit die Information des oberen Diskriminators noch zu der Zeit vorhanden ist, wenn der untere Diskriminator zurückgestellt wird. Als Gedächtnis dienen meist Kondensatoren, die mit entsprechenden Zeitkonstanten geladen oder entladen werden.

Die Differenz der beiden Schwellenwerte (Fenster oder Kanal, genannt) kann bei fein unterteilter Pulshöhenanalyse sehr klein werden, z.B. 0,1 V. Damit die Sortierung der Eingangspulse dann auf 1 % genau ist, darf in diesem Fall die Fensterbreite höchstens um 1 mV schwanken, eine Forderung, die nur sehr schwer realisierbar ist. Daher schaltet man vor die beiden Diskriminatoren oft einen stark gegengekoppelten Verstärker (Fensterverstärker oder Expander) mit variabler Vorspannung, durch die dann die Eingangsschwelle bestimmt ist. Die Oberteile aller Pulse, die diese Schwelle überschreiten, werden verstärkt und dann durch die beiden Diskriminatoren untersucht. Ist die Fensterbreite des Eingangs 0,1 V und die Verstärkung des Expanders zehnfach, so liegen die Schwellen der beiden Diskriminatoren jetzt effektiv um 1 V auseinander, so daß für 1 % Genauigkeit die Unsicherheit der Schwellen bei 10 mV liegt.

Das Blockschaltbild eines solchen Pulshöhenanalysators ist in Bild 19.5 gezeigt;

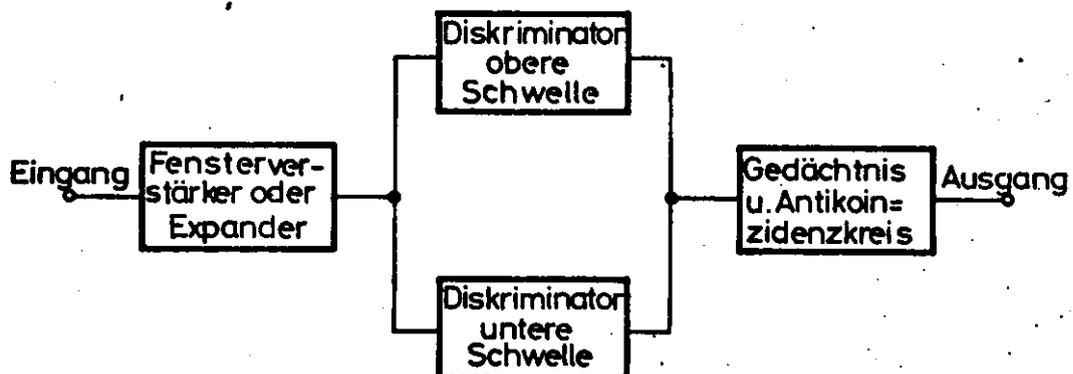


Bild 19.5

Blockbild eines Einkanalimpulshöhenanalysators

In Bild 19.6 ist die geforderte Verstärkungscharakteristik

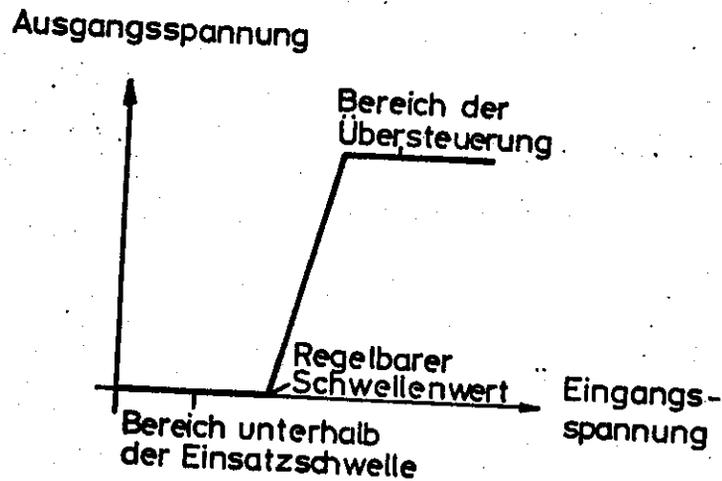


Bild 19.6
Verstärkungskennlinie eines Fensterverstärkers (Expander)

des Expanderverstärkers angegeben. Der Expanderverstärker muß oberhalb der Schwelle eine sehr stabile Verstärkung haben, da sonst die Kanalbreite schwankt. Außerdem ist, im Gegensatz zu normalen Linearverstärkern, die Pulsform der zu verstärkenden Signal sehr verschieden. Bild 19.7 (s. folgende Seite) beschreibt diesen Vorgang. Die Signale a und b überschreiten die Schwelle U_1 mit verschiedenen Amplituden, der Fensterverstärker muß die Signale a' und b' weiterverarbeiten, die aber völlig verschiedene Pulsformen haben. Ein anderes Beispiel ist das Signal c, das eine andere mögliche Schwelle U_2 um den gleichen Betrag in der Amplitude übersteigt wie a die Schwelle U_1 . Das entstehende Signal c' ist viel länger als a'. Wegen der verschiedenen möglichen Pulsformen muß die Bandbreite des Verstärkers sehr hoch sein, um alle Signale linear weiter zu verstärken. Dies erfordert oft aufwendige Konstruktionen.

Die Messung geschieht in den meisten Fällen so, daß man ein Fenster bestimmter Breite, z.B. 0,1 V, nacheinander die Reihe aller Pulsamplituden durchlaufen läßt und dabei in jedem Kanal die während einer bestimmten Zeit hineinfallenden Pulse zählt. Ein derartiges Gerät bezeichnet man

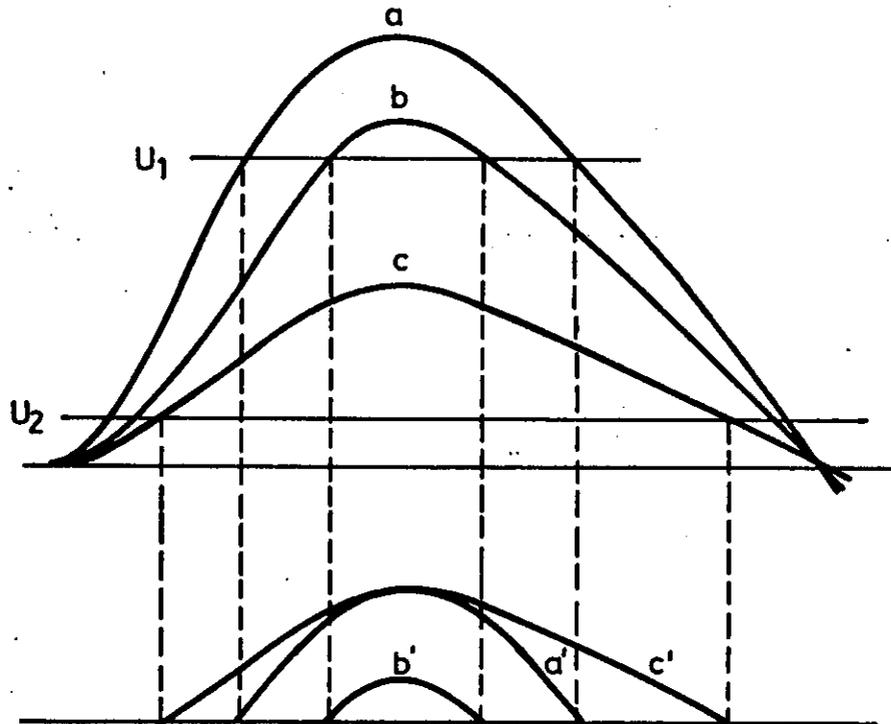


Bild 19.7
Pulsformen im Expanderverstärker

als Einkanal-Pulshöhenanalysator.

Ein Analysator dieser Art mit Tunneldioden-Diskriminatoren soll im folgenden beschrieben werden. Auch hier wird der Triggermechanismus der Diode beim Überschreiten des Peakstroms ausgenutzt. Bild 19.8 zeigt die statische Strom-

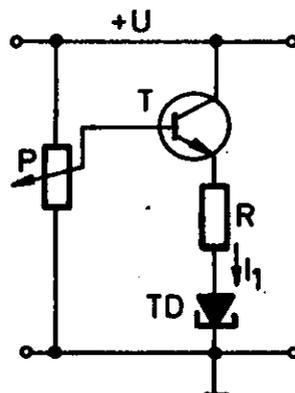


Bild 19.8
Positive Stromzuführung des Tunnel-
dioden-Schmitt-Triggers

zuführung des Tunnelknoten-Schmitt-Triggers, über den Emitterverstärker wird der variable Strom eingespeist. Da die Änderung des Stromes auf der Kennlinie zwischen $J = 0$ und $J = J_p$ nur gering ist, kann der Zenerast der Diode in Sperrichtung mit ausgenutzt werden. Dann müssen positive und negative Stromanteile in die Diode gebracht werden, Bild 19.9 zeigt eine Möglichkeit dafür. Dadurch

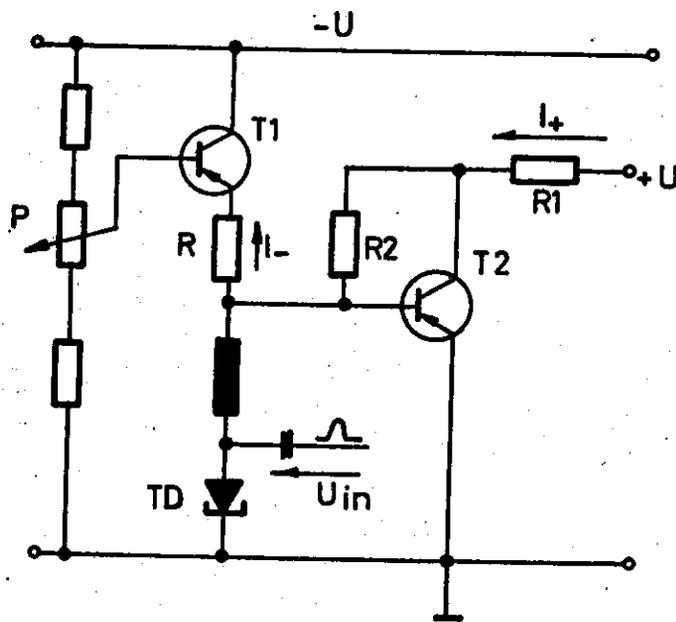


Bild 19.9
Positiver und negativer Strom

wird der Amplitudenbereich der zu diskriminierenden Signale von etwa 1 : 10 auf 1 : 100 erweitert, zu beachten ist allerdings die maximale Verlustleistung der Diode in Sperrichtung.

Bild 19.10 enthält die Schaltung des Diskriminatorteils für die obere und die untere Schwelle (s. folgende Seite). Die Transistoren T1 bis T3 stabilisieren mit den beiden Zenerdioden den Strom durch die beiden Potentiometer, die Schwelle und Kanalbreite bestimmen. Transistor T5 versorgt die beiden Tunnelknoten mit negativem Strom, T8 mit positivem Strom. Die Transistoren T6 und T7 stellen die

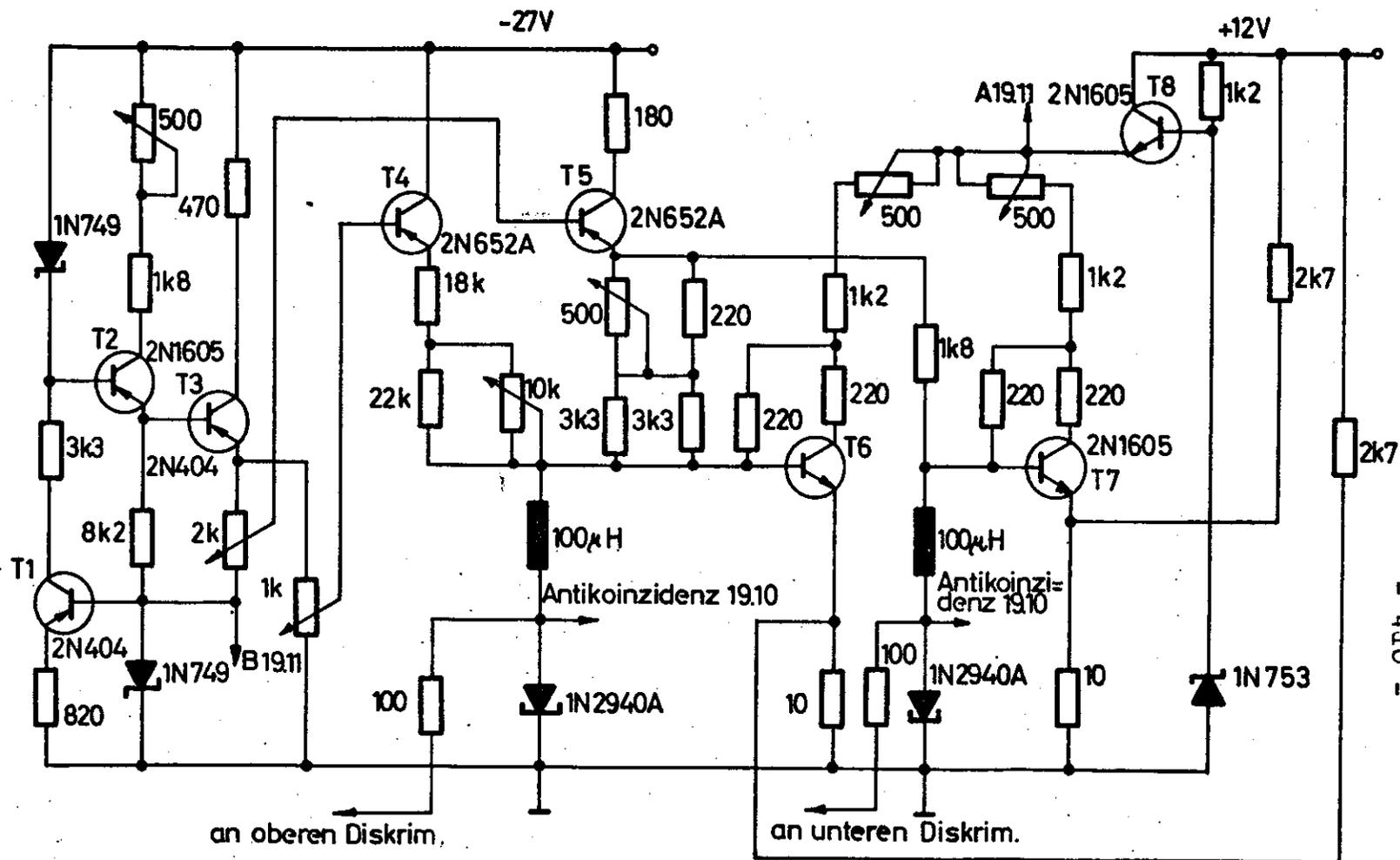


Bild 19.10

Schaltung des oberen und unteren Diskriminators

Dioden wieder zurück. Sie sind gesperrt, solange die Dioden unterhalb des Peak vorgespannt sind, sie leiten, wenn die Dioden gesprungen sind. Dadurch nehmen sie den Dioden soviel Strom weg, daß diese über das Tal auf den Tunnelast zurückspringen.

Die beiden Diskriminatoren werden von je einem gegengekoppelten Stromverstärker angesteuert, dessen Schaltung hier nicht näher erläutert wird.

Die Antikoinzidenzstufe ist in Bild 19.11 (s. folgende Seite) gezeigt. Sie enthält drei Tunneldioden-Univibratoren TD1 bis TD3. Der untere Diskriminator triggert, wenn er angesprochen hat, TD1, der einen positiven 0,5 μ sec-Puls erzeugt, der differenziert wird. Die negative Rückflanke steuert TD2, dessen Arbeitspunkt auf dem Diffusionsast liegt. Dadurch springt TD2 auf den Tunnelast und gibt dabei ein negatives Signal an den Ausgangsverstärker, der aus T1 und T2 besteht. Hat auch der obere Diskriminator angesprochen, wird TD3 getriggert, der einen positiven 0,8 μ sec-Puls auf TD2 gibt und dadurch dessen Springen verhindert (Antikoinzidenz). Die genannten Pulslängen bestimmen die Auflösungszeit, sie können verändert werden.

Der Einkanal-Pulshöhenanalysator nimmt positive Pulse zwischen 10 mV und 1 V mit Anstiegszeiten zwischen 10 und 250 nsec und Abfallzeiten kürzer als 1,5 μ sec an. Die Kanalbreite ist zwischen 0 und 100 mV regelbar, die Drift der Schwelle und Kanalbreite ist etwa 5 mV oder 5 μ A pro 10° C.

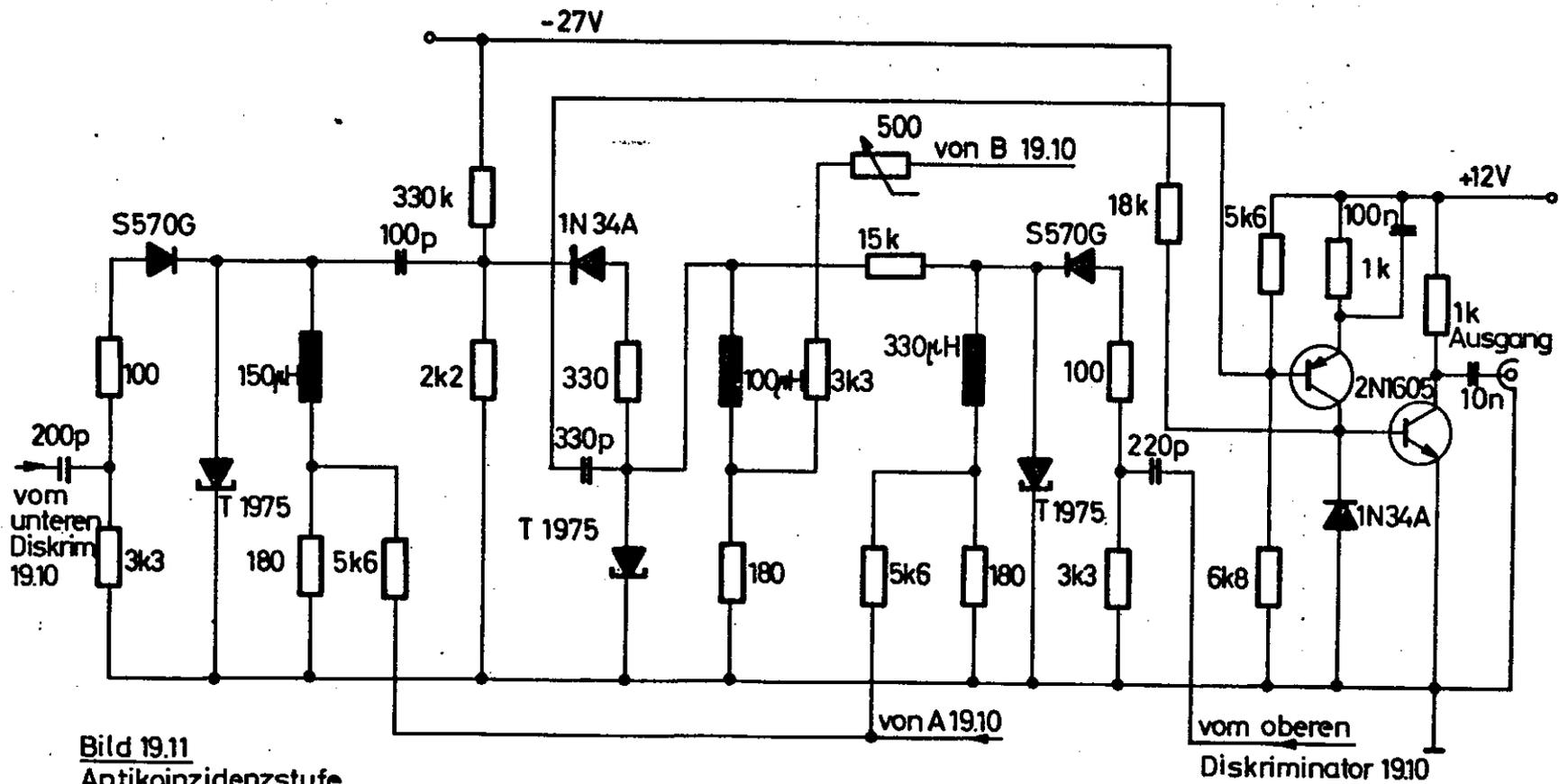


Bild 19.11
Antikoinzidenzstufe

vom oberen
Diskriminator 19.10

Literatur

- T. Hvam, M. Smedsdal, A voltage-sensitive tunnel diode discriminator, 24, 55 (1963)
- U. Sold, S. Brojdo, A tunnel diode single channel pulse height analyzer, Nucl. Instr. 26, 147 (1964).
- H. Brafman, A fast wide range single channel pulse height analyzer, Nucl. Instr. 31, 321 (1965)
- R.L. Chase, Nuclear pulse spectroscopy, New York, 1961.
- B. Soucek, R.L. Chase, Tunnel diode pulse shape discriminator, Nucl. Instr. 50, 71 (1967)
- O.A. Bernaola, A Filevich, P. Thieberger, A tunnel diode zero crossing variable discriminator, Nucl. Instr. 50, 299 (1967)
- P.K.F. Grieder, Fast gated pulse height discriminator with small time slewing, Nucl. Instr. 56, 229 (1967)