

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

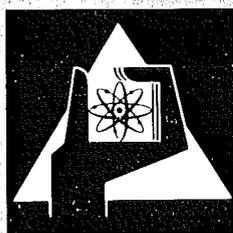
Februar 1975

KFK 2094

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Phasensynchronisierung supraleitender Beschleunigungsresonatoren**

G. Hochschild



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2094

Institut für Experimentelle Kernphysik

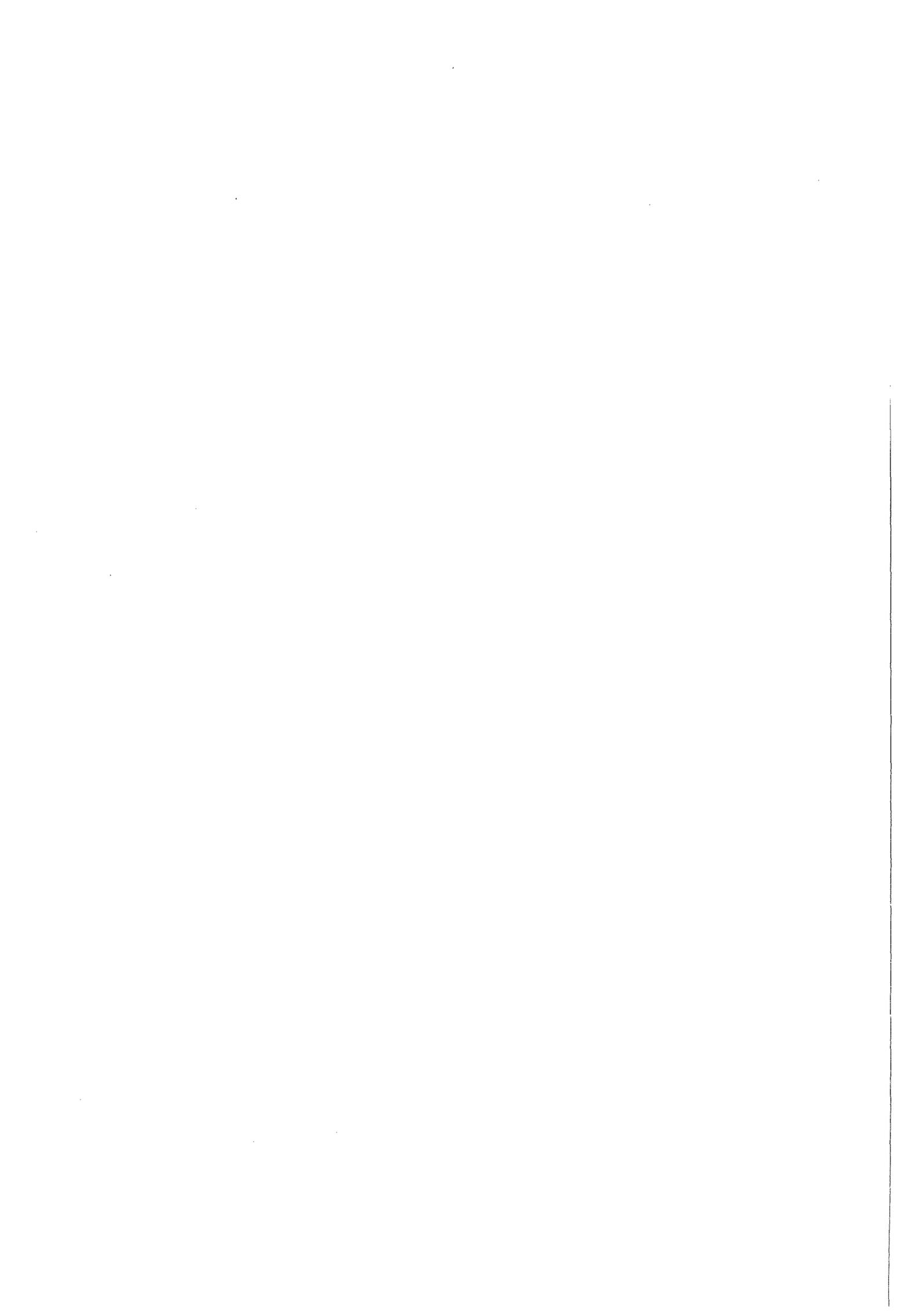
PHASENSYNCHRONISIERUNG SUPRALEITENDER BESCHLEUNIGUNGSRESONATOREN\*

G. Hochschild

Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität  
und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

\* von der Universität (TH) Karlsruhe genehmigte Dissertation



## Abstract

### Phase Synchronization of Superconducting Accelerator Resonators

For the development of the superconducting proton linear accelerator the phase synchronization of the individual helix resonators was an essential problem because of the small bandwidth and the eigenfrequency instability. The synchronization described in this paper uses a triplecontrol loop. This synchronization method required the solution of the following problems:

1. A frequency tuner using electronically switched reactances has been developed, which is able to work at high speed and to withstand high reactive power.
2. The tuning characteristic of the frequency tuner is nonlinear due to switching. Theoretical considerations concerning the synthesis of the absolute phase control loop belonging to the tuner shows, that a quasilinear tuning characteristic can be achieved by means of smoothing methods.

## Zusammenfassung

Bei der Entwicklung eines supraleitenden Protonenlinearbeschleunigers erwies sich die Phasensynchronisierung der einzelnen Wendelbeschleunigungsresonatoren infolge ihrer geringen Bandbreite und ihrer Frequenzinstabilität als problematisch. Die in dieser Arbeit aufgezeigte Synchronisierung mit Hilfe einer Dreifachregelung basiert auf Lösungen beider folgender Teilprobleme:

1. Ein Frequenzstellglied mit elektronisch schaltbaren Reaktanzen wurde entwickelt, das hohe Stellgeschwindigkeit und hohe Blindleistungsbelastung zuläßt.
2. Infolge der diskontinuierlichen Wirkungsweise des Frequenzstellgliedes ist die Stellkennlinie nichtlinear. Theoretische Betrachtungen zur Synthese der zugehörigen Absolutphasenregelschleife zeigen, daß durch geeignete Glättungsmaßnahmen dennoch eine quasilineare Ersatzkennlinie des Frequenzstellgliedes erreicht werden kann.

eingereicht am: 20. Dezember 1974

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie gefördert.

# INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
<u>1. EINLEITUNG</u>	1
<u>2. REGELUNGSSYSTEME</u>	2
2.1 Ausgangsbedingungen	2
2.2 Regelmöglichkeiten	4
2.3 Regelungsmethoden	5
2.3.1 Resonatorfrequenzbetrieb	5
2.3.2 Festfrequenzbetrieb	6
2.3.3 Beschleunigungsbetrieb	8
<u>3. FREQUENZSTELLEINRICHTUNGEN</u>	11
3.1 Kopplung externer Frequenzstelleinrichtungen	12
3.2 Elektronische Abstimmrichtungen	16
<u>4. PIN-DIODEN-SCHALTER</u>	20
4.1 PIN-Dioden	20
4.1.1 Struktur	20
4.1.2 Ladungsspeicherverhalten	22
4.1.3 Hochfrequenz-Eigenschaften	24
4.1.4 Verluste in PIN-Dioden	29
4.1.5 Betrieb bei tiefen Temperaturen	32
4.2 Reaktanzschalter	33
4.3 Schaltverstärker	35
<u>5. FREQUENZSTELLGLIED</u>	38
5.1 Zweipositionsstellglied	38
5.1.1 Verluste im Stellglied	42
5.1.2 Position des Schalters	44
5.2 Mehrpositionsstellglied	45
5.2.1 Mehrfach schaltbare Leitungslänge	46

	Seite	
5.2.2	Parallelschaltung von Reaktanzleitungen	47
5.2.3	Dual gestaffelte Verstimmungsbeiträge	49
5.2.4	Gleiche Verstimmungsbeiträge	51
5.2.5	Dimensionierung	56
5.3	Technische Realisierung	62
<u>6.</u>	<u>ABSOLUTPHASENREGELUNG</u>	67
6.1	Lineares Regelverhalten	67
6.1.1	Beschreibung des Regelkreises	67
6.1.2	Linearisierung der Kennlinienglieder	72
6.1.3	Synthese des linearisierten Regelkreises	74
6.2	Glättung der Quantisierungskennlinie	78
6.2.1	Beschreibungsfunktion der Quantisierungskennlinie	79
6.2.2	Glättung durch Selbstschwingungen	89
6.2.3	Glättung durch erzwungene Schwingungen	102
6.3	Einfangverhalten	110
6.4	Steuerung des Mehrpunktstellgliedes	118
<u>7.</u>	<u>EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE</u>	129
7.1	Hochfrequenzverhalten des Frequenzstellgliedes	129
7.2	Eigenschaften der Absolutphasenregelung	131
7.3	Dreifachregelung bei hohem Resonatorpegel	133

## 1. EINLEITUNG

In Karlsruhe wird an der Entwicklung eines supraleitenden 60 MeV-Protonenlinearbeschleunigers gearbeitet, dessen niederenergetischer Teil (0,75 bis ca. 6 MeV) mit supraleitenden Wendelresonatoren bestückt werden soll. Ein Überblick über das Gesamtprojekt und dessen Fortschritte ist in <sup>1-4</sup> gegeben.

Die Eigenschaften derartiger Resonatoren führen bei ihrer Anwendung als Beschleunigungsresonatoren zu hohen Anforderungen an die Hochfrequenz-Regelungssysteme, die zum Betrieb der Resonatoren und zum Erfüllen der Beschleunigungsbedingungen erforderlich sind. Bisher war ein Regelungssystem entwickelt<sup>5</sup>, das lediglich den stabilen Betrieb von Einzelresonatoren ermöglichte.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Problematik der Phasensynchronisation der Beschleunigungsresonatoren, die den wesentlichen Schritt vom Betrieb eines Einzelresonators zum Betrieb einer Kette von Resonatoren als Linearbeschleuniger darstellt. Dabei mußten Lösungen zweier Problemkreise gefunden werden, die erstmals in diesem Zusammenhang auftraten:

1. Ein Frequenzstellglied mußte entwickelt werden, dessen wesentlichsten Eigenschaften sich in einer hohen Stellgeschwindigkeit und in einer hohen Blindleistungsbelastbarkeit ausdrücken. Eine Analyse verschiedener Frequenzstellmethoden läßt die Vorteile eines Frequenzstellgliedes mit umschaltbaren Reaktanzen erkennen. Weitere Untersuchungen sind halbleiterbestückten Hochfrequenzschaltern (mit PIN-Dioden) und dem Aufbau des Stellgliedes aus Reaktanzleitungen gewidmet.
2. Die regelungstechnischen Eigenschaften des schaltbaren Frequenzstellgliedes, das zusammen mit einer geeigneten Ansteuerungselektronik durch eine nichtlineare Stellcharakteristik in Form einer Mehrpunktkennlinie repräsentiert wird, machen besondere Maßnahmen erforderlich, um den Phasenregelfehler klein zu halten. Deswegen wurden Überlegungen angestellt, die zu einer quasilinearen Ersatzkennlinie, d. h. zu einer Glättung der Mehrpunktkennlinien führen.

## 2. REGELUNGSSYSTEME

### 2.1 Ausgangsbedingungen

Die Funktionsweise eines Hochfrequenzlinearbeschleunigers kann vereinfacht dadurch beschrieben werden, daß man den gebunchten - d. h. im Takte der Hochfrequenz zu Paketen schmaler Phasenbreite gebündelten - Teilchenstrahl durch eine Kette von Hochfrequenzresonatoren laufen läßt. Die Beschleunigung der Teilchenpakete in jedem Resonator gelingt dann, wenn die Teilchen jeden Resonator in dem Teil der Hochfrequenzperiode durchlaufen, währenddessen die elektrische Feldkomponente in die Bewegungsrichtung der Teilchen zeigt. Um gleichzeitig eine möglichst starke Beschleunigung und teilchendynamische Stabilität zu erreichen, müssen die Teilchenpakete bei einer Phasenlage von 25 bis 30 Grad vor dem Erreichen der maximalen Feldstärke in jeden Resonator eingeschossen werden.<sup>6</sup> Um diese Einschußbedingung an jedem Resonator innerhalb der Beschleunigungskette gewährleisten zu können, ist es erforderlich, die Feldamplituden ebenso wie die Phasenlage der Felder in den einzelnen Resonatoren relativ zueinander innerhalb eines schmalen Bereiches um die Sollwerte zu halten. Die Anforderungen an die Genauigkeit der Amplituden und Phasen sind durch die geforderte Energieauflösung bestimmt. Bei dem Karlsruher Prototyp-Protonenlinearbeschleuniger wird von einer Amplitudengenauigkeit von 1% und von einer Phasengenauigkeit von  $\pm 1$  Grad ausgegangen.

Zum Einhalten dieser Toleranzen sind sowohl bei normalleitenden wie auch bei supraleitenden Linearbeschleunigern Hochfrequenzregelsysteme erforderlich.<sup>7</sup> Bei supraleitenden Wendelbeschleunigungsresonatoren werden die Betriebsbedingungen zusätzlich durch folgende Resonatoreigenschaften erschwert, die bereits die Erregung des Resonators insbesondere bei hoher Feldstärke ohne Stabilisierungsmaßnahmen unmöglich machen:

1. Die hohe Güte supraleitender Wendelresonatoren - in Laborversuchen wurden Güten von 3 bis  $4 \times 10^9$  erreicht<sup>8,9,10</sup> - setzen eine hohe Einstellgenauigkeit und Frequenzkonstanz des Generators voraus. Bei den supraleitenden Beschleunigungsresonatoren des Protonenlinearbeschleunigers ist die Betriebsgüte durch die

Wirklast des zu beschleunigenden Strahls und die zur Leistungseinspeisung erforderliche Kopplung bestimmt (typische Betriebsgüte  $2 \times 10^5$ ).

2. Die ponderomotorische Kopplung (Strahlungsdruck)<sup>11,12</sup> verursacht eine Verschiebung der Eigenfrequenz proportional der im Resonator gespeicherten Energie. Bei supraleitenden Wendelresonatoren ist wegen der schmalen Bandbreite und der geringen Steifigkeit der Wendel die ponderomotorische Kopplung besonders stark ausgeprägt. Die zu betreibenden Wendelbeschleunigungsresonatoren erreichen bei Sollfeldstärke eine Frequenzverschiebung von  $\sim 250$  kHz.
3. Mechanische Einwirkungen von außen durch Vibration des Bodens, die durch benachbarte Vakuumpumpen und Heliumkühlanlagen verursacht werden, bewirken bei den Beschleunigungsresonatoren erfahrungsgemäß trotz vorhandener Schwingungsisolation Eigenfrequenzstörungen mit einem Frequenzhub im Bereich von 1 - 30 kHz<sup>13</sup>. Da der supraleitende Wendelresonator neben einer hohen elektrischen auch eine hohe mechanische Güte ( $\sim 20\,000$  bei Niob) besitzt, führen bei Anregung bei einer der zahlreichen mechanischen Resonanzfrequenzen kleinste Vibrationsamplituden zu großen Frequenzstörungen<sup>14,15,16</sup>.

Verschiedene Maßnahmen zur Reduzierung der Frequenzstörungen wurden in der Vergangenheit vorgeschlagen und teilweise erprobt, die sich auf Verbesserungen der mechanischen Isolation<sup>17</sup>, Verminderung der Deformierbarkeit der Wendel durch Veränderungen der Wendelgeometrie<sup>18</sup> oder durch dielektrische Abstützung der Wendel mittels Saphirstäben<sup>19</sup> oder Saphirkugeln<sup>20</sup> sowie auf eine Verstimmung der mechanischen Schwingfrequenzen der Wendel von den kritischen Anregungsfrequenzen in der Nähe der Netzfrequenz und deren Subharmonischen weg<sup>14</sup> beziehen. Bei den Betriebsbedingungen des Beschleunigungsresonators sind nach Anwendung einiger der obigen Verbesserungen noch immer Frequenzstörungen von 3 - 4 kHz zu erwarten.

Maßnahmen zur Überwindung dieser für den supraleitenden Wendelresonator spezifischen Schwierigkeiten stellen eine wesentliche Er-

weiterung der bei normalleitenden Linearbeschleunigern erforderlichen Regelsysteme dar. Die wesentlichen Aufgaben für die Regelung eines supraleitenden Wendelbeschleunigungsresonators kann daher in folgenden drei Punkten zusammengefaßt werden:

1. Stabile Erregung des Resonators
2. Amplitudenkonstanthaltung
3. Phasenkonstanthaltung

## 2.2 Regelmöglichkeiten

Die Möglichkeiten der Regelung sind vorgegeben durch die Beobachtungs- und Eingriffsmöglichkeiten beim Betrieb eines Beschleunigungsresonators, die schließlich als Meß- und Stellgrößen Anschlußstellen der zusätzlichen Regelkreise bilden<sup>21</sup>.

Als einzige Meßgröße des Resonators steht dessen komplexe Amplitude zur Verfügung, die folgende Informationen liefert:

- a. die Resonatoramplitude (Betrag)
- b. die Relativphase (gemessen gegen Generator)
- c. die Absolutphase (gemessen gegen Referenzoszillator)

Resonatoramplitude und Absolutphase stellen die Meßgrößen der Beschleunigungsbedingungen dar, während die Relativphase über die Resonanzkurve die Information über die Verstimmung zwischen Resonator und Generator liefert und zur stabilen Erregung des Resonators herangezogen werden kann.

Folgende Stellmöglichkeiten existieren:

- |                           |   |                             |
|---------------------------|---|-----------------------------|
| a. die Generatoramplitude | } | komplexe Generatoramplitude |
| b. die Generatorphase     |   |                             |
| c. die Generatorfrequenz  |   |                             |
| d. die Resonatorfrequenz  |   |                             |

Meßtechnisch ist anstelle der Zerlegung des Resonator- und Generatorvektors in Betrag und Phase auch eine Zerlegung in Real- und Imaginärteil

möglich, jedoch ist zur Vermeidung einer prinzipiellen Kopplung auf die gleiche Vektordarstellung bei Meß- und Stellgröße zu achten. Gegenüber der Zerlegung in Betrag und Phase ist jedoch mit höherem technischen Aufwand zu rechnen, weswegen diese Alternative nicht weiter berücksichtigt wird.

Eine Regelung ohne Komponentenzerlegung der Vektoren ist dann möglich, wenn die Regelschleife im unmittelbaren Hochfrequenzbereich geschlossen wird<sup>19</sup>.

Aus der Vielzahl von Kombinationen von Meß- und Stellgrößen sollen im Folgenden nur diejenigen herausgegriffen werden, die sich für die jeweiligen Regelaufgaben am besten eignen, wobei jedoch noch verschiedene Vektordarstellungsweisen zur Auswahl stehen.

### 2.3 Regelungsmethoden

Die Aufgaben der Regelung sollen zur Diskussion der verschiedenen Regelmethoden zunächst in den zur stabilen Erregung erforderlichen Betriebsfall mit Konstanthaltung der Relativphase und in den Betriebsfall mit zur Wahrung der Beschleunigungsphasensynchronisation konstant gehaltener Absolutphase getrennt werden, wobei zur Verdeutlichung des Vektorcharakters der komplexen Resonatoramplitude die Regelschleife zur Amplitudenkonstanthaltung jeweils einbezogen sein soll. Das für den Beschleunigungsresonator erforderliche Regelsystem geht aus einer Kombination beider Regelmethoden hervor.

#### 2.3.1 Resonatorfrequenzbetrieb

In Anbetracht des ausgeprägten Strahlungsdruckeffektes bei supraleitenden Wendelresonatoren kann eine Erregung des Resonators unter Vermeidung einer extremen Fehlanpassung des Generators nur dadurch erfolgen, daß entweder die Frequenzverschiebung infolge des Strahlungsdruckes durch eine Einwirkung auf die Resonatorfrequenz kompensiert wird oder die Generatorfrequenz der Resonatorfrequenz folgt. Da kein Stellglied zur Verfügung steht, das einen Stellbe-

reich in der Größenordnung der bei Sollfeldstärke auftretenden statischen Frequenzverschiebung (einige 100 kHz) aufweist, kommt nur die technisch weniger aufwendige Regelmethode in Betracht, bei der die Generatorfrequenz als Stellgröße dient. Als Meßgröße für die Verstimmung zwischen Resonator und Generator dient die Relativphase zwischen der Leistungseinspeisung in den Generator und einer Feldsonde. Die Eigenschaften eines derartigen Regelkreises sind in<sup>21</sup> ausführlich erläutert. Abb. 2.1a zeigt das Prinzipschaltbild.

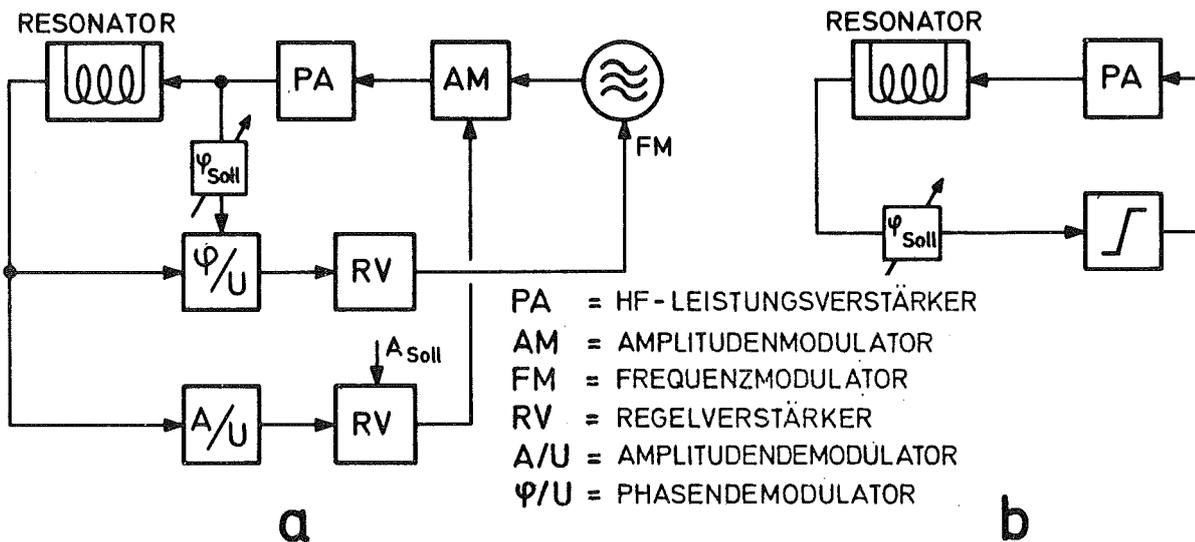


Abb. 2.1: Resonatorfrequenzbetrieb

Eine weitere Möglichkeit des Resonatorfrequenzbetriebes stellt eine selbstschwingende Hochfrequenzrückführungsschleife<sup>16</sup> nach Abb. 2.1b dar, die den Charakter einer unmittelbaren Vektorregelung hat. Die Rückkoppelbedingungen legen unmittelbar Relativphase und Resonatoramplitude fest, wobei die Amplitudenregeleigenschaften, die von der Wirksamkeit des Hochfrequenzbegrenzers abhängen, durch eine zusätzliche Amplitudenregelschleife verbessert werden können.

### 2.3.2 Festfrequenzbetrieb

Der Betrieb des Wendelresonators, dessen Eigenfrequenz schwankt, mit Festfrequenz ist möglich bei Konstanthaltung der Absolutphase zwischen dem Resonatorfeld und der festfrequenten Referenz. Als Stellgrößen kommen Generatorphase und Eigenfrequenz des Resonators

in Betracht. Bei Benutzung der Generatorphase als Stellgröße treten bei Verstimmungen außerhalb der Resonatorbandbreite (typisch 500 Hz) starke Fehlanpassungen am Resonatoreingang auf, die zu einer unvertretbaren Sendergröße führen. Hingegen sind Frequenzstellglieder, wie sie in Kap. 3 betrachtet werden, durchaus in der Lage, Eigenfrequenzschwankungen von einigen kHz, also auch die durch mechanische Störungen hervorgerufenen Eigenfrequenzschwankungen auszugleichen. Ein Festfrequenzregelsystem mit Eigenfrequenzstellglied ist in Abb. 2.2 dargestellt.

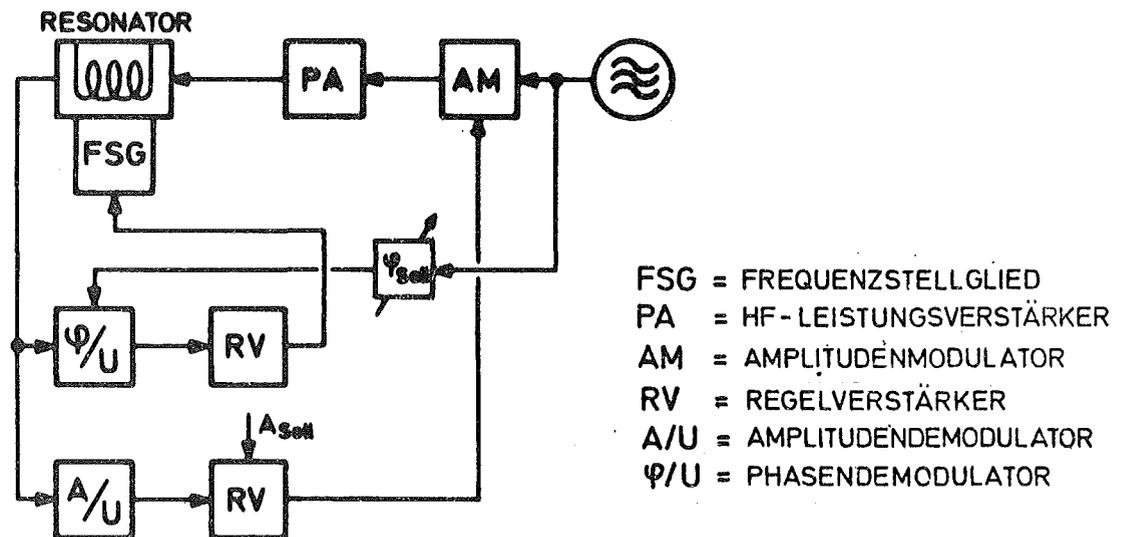


Abb. 2.2: Festfrequenzbetrieb

Der Festfrequenzbetrieb wurde an Prototypresonatoren bei kleinen Feldstärken erprobt. Die erreichbare Feldstärke ist dadurch begrenzt, daß die ponderomotorische Frequenzverschiebung den Stellbereich eines technisch realisierbaren Frequenzstellgliedes überschreitet. Größere Feldstärken können trotz beschränktem Stellbereich dadurch erreicht werden, daß nicht nur der Amplitudensollwert sondern gleichzeitig bzw. sukzessive die Referenzfrequenz verändert wird. Sollte dann jedoch die Regelung durch einmaliges Überschreiten des Stellbereiches unterbrochen werden, muß der Einfang- und Hochfahrvorgang gänzlich wiederholt werden. Darüber hinaus ist es möglich, einen gemeinsamen Generator als Referenz und zum Speisen

mehrerer Resonatoren, somit auch einer Kette von Beschleunigungsresonatoren zu verwenden, so daß durch Einstellung entsprechender Phasenlagen zwischen den einzelnen Resonatoren die Betriebsbedingungen für Beschleunigungsresonatoren prinzipiell erfüllt werden können. Als Festfrequenz ist dann die nach dem Hochfahren aller Resonatoren zu Sollfeld erreichte Endfrequenz des Referenzoszillators zu betrachten.

Nachteilig auf die Betriebssicherheit und die Bedienbarkeit eines solchen Beschleunigers wirkt sich die Tatsache aus, daß ein Einfang- und Hochfahrvorgang nur für alle Resonatoren gemeinsam erfolgen kann und nach jedem Ausschlagen einer Regelschleife erneut erforderlich wird, und daß dabei nicht nur die gemeinsame Referenzfrequenz sondern auch die individuellen - wegen unterschiedlicher Resonatorfeldamplitudeneigenfrequenzabhängigkeit verschieden einzustellenden - Amplitudensollwerte gleichzeitig zwischen den zum Einfangen erforderlichen kleinen Pegel und dem Sollpegel verändert werden müssen.

### 2.3.3 Beschleunigungsbetrieb

Durch Zusammenfassung der für Resonatorfrequenz- und Festfrequenzbetrieb erforderlichen Regelkreise zu einem Dreifachregelsystem mit Relativphasen-, Absolutphasen- und Amplitudenregelung<sup>1,2,22</sup> (Abb. 2.3) können nicht nur die Anforderungen an das Regelsystem nach Kap. 2.1 erfüllt werden, sondern im Gegensatz zum Festfrequenzbetrieb sind Betriebssicherheit und Bedienbarkeit des Gesamtsystems gewährleistet. Das drückt sich besonders in folgenden drei Punkten aus:

- a.) Ein echter Festfrequenzgenerator hoher Stabilität kann als gemeinsame Referenz Verwendung finden.
- b.) Jeder einzelne Resonator kann unabhängig von der restlichen Kette bei kleinem Pegel durch Inbetriebnahme der Relativphasen- und der Amplitudenregelung eingefangen und unter Veränderung lediglich der Amplitudenreferenz zur Sollamplitude hochgefahren und mittels der Absolutphasenregelschleife dann auf die gemeinsame Referenz phasensynchronisiert werden.

c.) Jeder Resonator wird auch nach Überschreitung des Frequenzstellbereiches weiterhin bei seiner momentanen Eigenfrequenz unter Aufrechterhaltung des Sollfeldes mit Energie versorgt. Nach Abklingen der Störung findet lediglich erneute Absolutphasensynchronisierung statt.

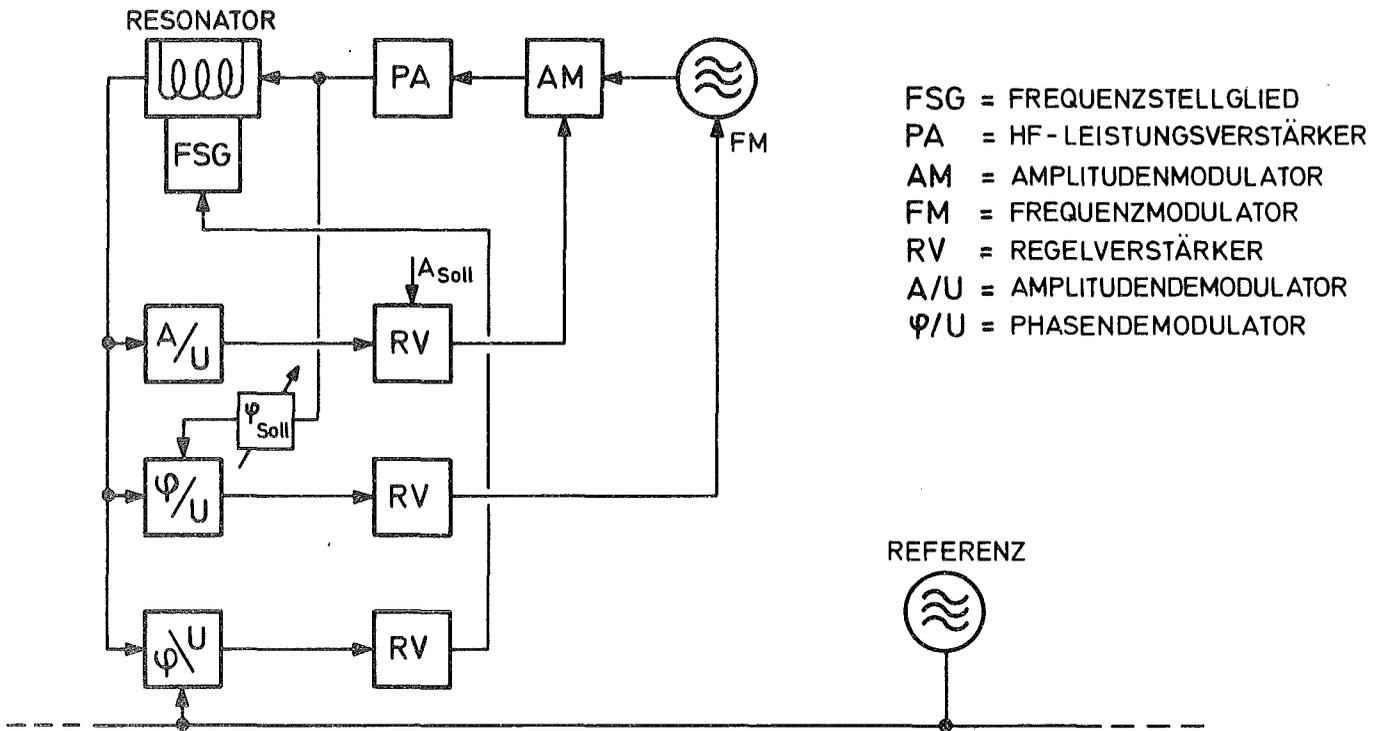


Abb. 2.3: Dreifachregelungssystem

Der wesentliche Vorteil dieses Dreifachregelungssystems liegt daher in der Ergänzung der Absolutphasenregelung mit beschränktem Frequenzstellbereich (wenige kHz) durch die Relativphasenregelung mit grossem Haltebereich ( $\sim 2$  MHz), wodurch mit einem Minimum an technischem Aufwand die Betriebsbedingungen für die supraleitenden Wendelbeschleunigungsresonatoren eingehalten werden können.

Im Rahmen der technischen Realisierung dieses Dreifachregelungssystems konnte bei der Relativphasen- und der Amplitudenregelschleife auf bereits bekannte Lösungen zurückgegriffen werden, während bislang

keine unter vergleichbaren Arbeitsbedingungen funktionierende Absolutphasenregelschleife bekannt war. Es war zu erwarten, daß der Erfolg einer solchen Dreifachregelung von dem Gelingen einer geeigneten technischen Lösung des für die Absolutphasenregelung erforderlichen Eigenfrequenzstellgliedes abhängen würde. Im folgenden Kapitel sollen daher zunächst die technischen Realisierungsmöglichkeiten eines Eigenfrequenzstellgliedes diskutiert werden.

### 3. FREQUENZSTELLEINRICHTUNGEN

Von der Vielzahl der für Wendelresonatoren möglichen Frequenzstell-  
einrichtungen soll im folgenden eine Auswahl derjenigen getroffen  
werden, die für das im vorausgegangenen Kapitel diskutierte  
Absolutphasen-Regelsystem geeignet sind. Die wesentlichen Auswahl-  
kriterien sind von der regelungstechnischen Seite Stellgeschwindigkeit  
von der hochfrequenztechnischen Seite die Blindleistungsbelastbarkeit.  
Alle mechanischen Frequenzstelleinrichtungen sind wegen ihrer  
unzureichenden Stellgeschwindigkeit für das betrachtete Absolutphasen-  
Regelsystem ungeeignet. Stelleinrichtungen, die selbst resonant sind,  
können nämlich aus Stabilitätsgründen nur bei Frequenzen unterhalb ihrer  
Resonanz betrieben werden. Daher sind Stellmöglichkeiten, die über  
eine Deformation der mechanisch resonanten Wendel wirksam sind, insbe-  
sondere mechanisch durch Verbiegen der Wendelbeine<sup>2 3</sup> oder auf  
elektrischem Wege über die Hochfrequenzamplitude im Resonator  
(Strahlungsdruckeffekt)<sup>2 1</sup> oder über einen zusätzlichen Gleichstrom  
durch die Wendel<sup>2 4</sup> prinzipiell nicht zur Regelung der überwiegend  
durch resonante mechanische Anregung der Wendel verursachten  
Frequenzstörungen einzusetzen. Hingegen ist die Deformation der  
Wendel zur langsamen Feineinstellung der Resonanzfrequenz als Ausgleich  
von Fertigungstoleranzen und bei langsam schwankenden Betriebs-  
parametern sinnvoll. Frequenzstelleinrichtungen mit Eingriff an der  
Resonatoraußenwand können teilweise wesentlich höhere mechanische  
Eigenresonanzfrequenzen erreichen als bei Eingriff an der Wendel  
selbst, jedoch bleibt die mögliche Regelverstärkung bei den auftretenden  
Störfrequenzen zu gering in Anbetracht des zulässigen Regelfehlers.

Eine hohe Regelverstärkung kann nur bei hoher Stellgeschwindigkeit  
und deswegen nur mit elektronischen Abstimmeinrichtungen erreicht wer-  
den. Als einzige ausreichend wirksame elektronische Maßnahme innerhalb des Resonators  
wurde die Verstimmung durch einen Elektronenstrahl in<sup>2 5</sup> untersucht,  
wozu jedoch bei supraleitenden Resonatoren der Aufwand unverhältnis-  
mäßig hoch erscheint. Alle anderen elektronischen Abstimmeinrichtungen  
sind nicht zum Einsatz unmittelbar im supraleitenden Resonator  
geeignet und müssen außerhalb betrieben werden. Daher sind einer  
Diskussion externer Abstimmeinrichtungen Überlegungen zur Ankopplung  
und zu dem für die Abstimmung erforderlichen Blindleistungsbedarf  
vorauszuschicken.

### 3.1 Kopplung externer Frequenzstelleinrichtungen

Zur Ankopplung eines außerhalb des Resonators befindlichen Frequenzstellgliedes muß der Resonator zusätzlich zu der zur Leistungseinspeisung erforderlichen mit einer weiteren Kopplung versehen sein. Abb. 3.1 zeigt das Ersatzschaltbild eines solchen Zweitor- oder Transmissionsresonators, wobei Blindanteile der Kopplungen vernachlässigt wurden. Von einem aufwendigeren Ersatzschaltbild wird in<sup>26</sup> ausgegangen.

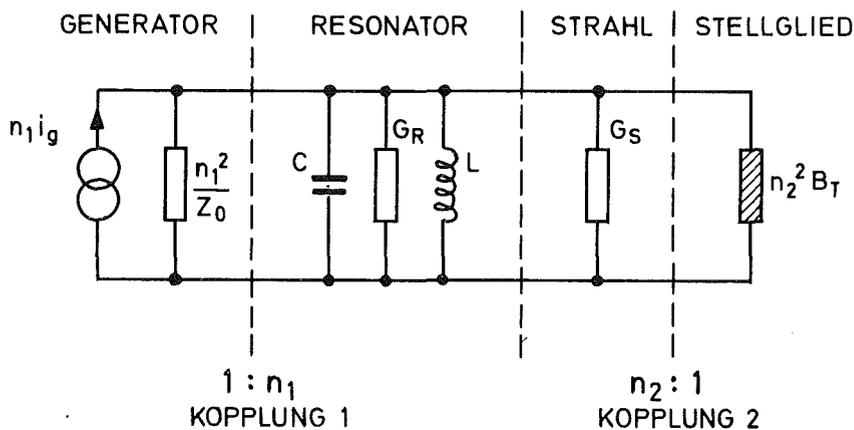


Abb. 3.1: Ersatzschaltbild des Resonators

Zur Beschreibung der Kopplung sei anstelle des üblichen Koppelfaktors die externe Güte benutzt, wobei für die Kopplung des Stellgliedes gilt:

$$Q_2 = \frac{n_2^2 Z_0}{\omega L} \quad (3.1)$$

Das Ersatzschaltbild soll nun zur näherungsweise Beschreibung der externen Abstimmung herangezogen werden. Für die Suszeptanzen folgt aus dem Ersatzschaltbild unter Vernachlässigung des Strahlblindanteils

$$\omega C - \frac{1}{\omega L} + n_2^2 B_T = 0 \quad (3.2)$$

Mit  $\omega_0^2 = (LC)^{-1}$  und 3.1 folgt

$$\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = - \frac{Z_0}{Q_2} B_T$$

Für kleine Frequenzabweichungen  $\Delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$  gilt

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = - \frac{Z_0}{2Q_2} B_T. \quad (3.3)$$

Am Wendelresonator des Linearbeschleunigers ist zur Ankopplung des Frequenzstellgliedes eine Kopplung vorhanden<sup>27</sup>, die als galvanische Kopplung ausgebildet ist und wegen des erforderlichen hohen Kopplungsfaktors unmittelbar an einem Wendelbein angreift (Abb. 3.2).

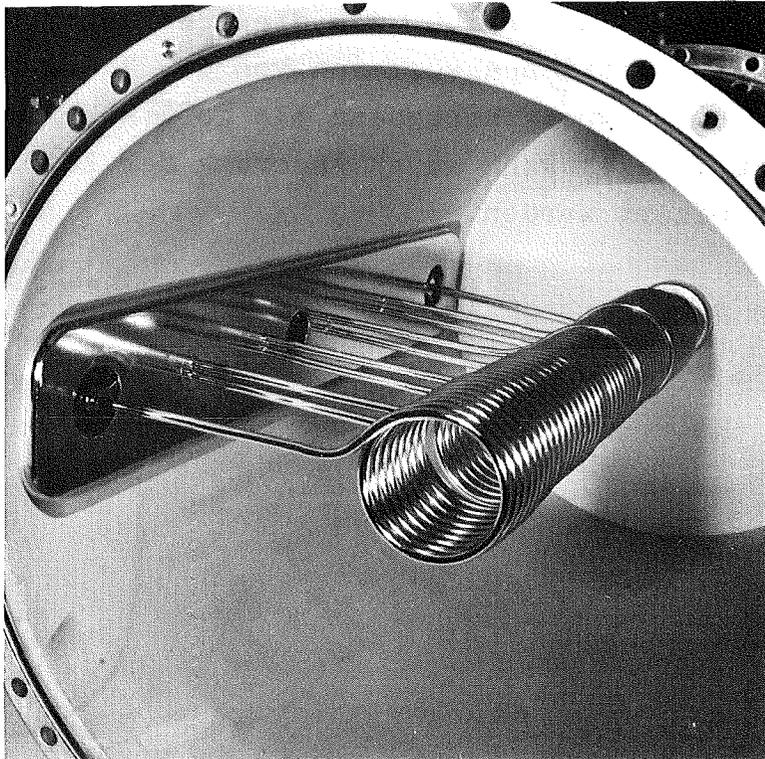


Abb. 3.2: Wendelresonator mit Kopplung

Zum Zwecke der Überprüfung der Beschreibung der Kopplung, bei der keine Streuparameter berücksichtigt wurden, sowie als Modellfall der externen Frequenzabstimmung wurde die an die Kopplung anschließende Koaxialleitung mit einem verschiebbaren Kurzschluß versehen. Die Suszeptanz der kurzgeschlossenen Koaxialleitung der Impedanz  $Z_L$  bei eingestellter Länge  $l$

$$B_K = \frac{-1}{Z_L} \cot \beta l \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ Phasenkonstante} \quad (3.4)$$

bewirkt nach 3.3 die Frequenzabweichung (mit  $Z_0 = Z_L$ )

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = +\frac{1}{2Q_2} \operatorname{ctan}\beta l . \quad (3.5)$$

Mit der Normierung  $v = 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$  kann umgekehrt die zur Einstellung einer Verstimmung  $v$  erforderliche Leitungslänge angeschrieben werden:

$$l = \frac{1}{\beta} \operatorname{arc} \operatorname{ctan} v Q_2 \quad (3.6)$$

Ein Vergleich der gemessenen Verstimmungscharakteristik der Originalkopplung des Prototypresonators (Abb. 3.3) mit der berechneten des Ersatzschaltbildes (3.5) ergibt, daß die idealisierte Beschreibungsweise im Verstimmungsbereich von ca. 7 kHz beidseitig um die ungestörte Resonatoreigenfrequenz als gute Näherung angesehen werden kann. Dieser Bereich kann durch Änderung der Koppelgeometrie noch wesentlich erweitert werden.

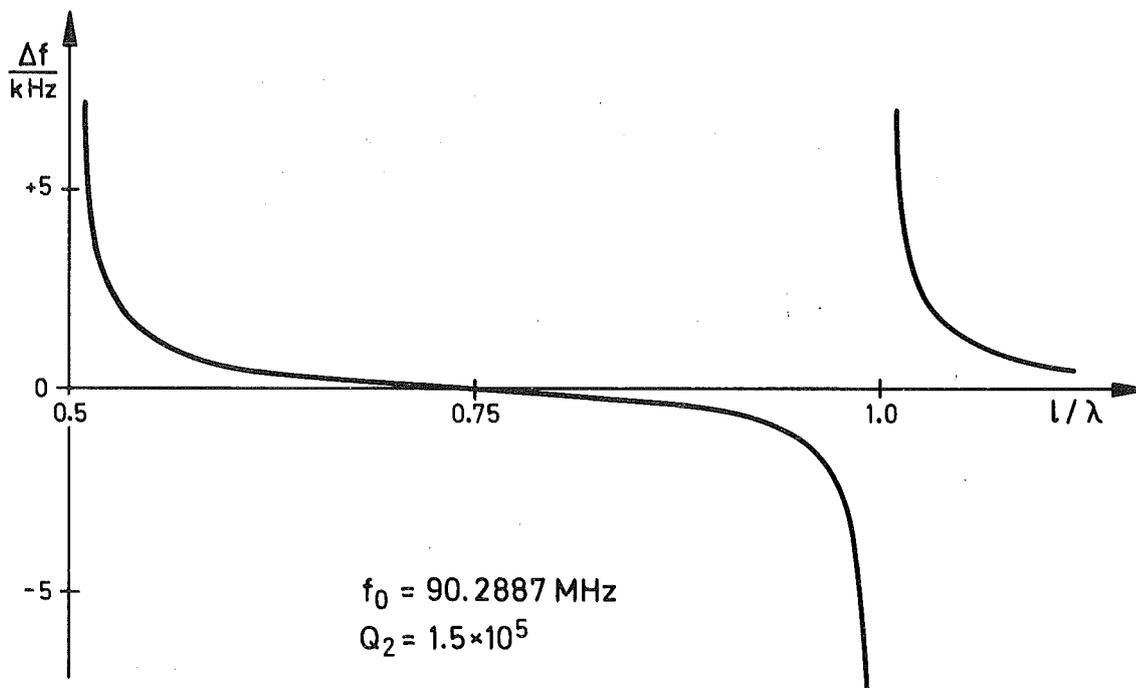


Abb. 3.3: Gemessene Verstimmungscharakteristik

Außerhalb dieses Bereiches machen sich Streuparameter der Kopplung zunehmend stark bemerkbar, so daß der überhaupt von außen erreichbare Stellhub auf max. 120 kHz begrenzt ist. Gleichzeitig befindet sich die Reaktanzleitung selbst in unmittelbarer Nachbarschaft ihrer Resonanz, so daß dieses Verhalten dem eines verstimmtten Zweikreisbandfilters entspricht. Da der geforderte wie auch der mit einer derartigen Kopplung überhaupt mögliche Stellbereich sich auf die unmittelbare Nachbarschaft ( $|v| < 3 \cdot 10^{-3}$ ) der ungestörten Resonanzfrequenz beschränkt, ist beim Abstimmen ein Springen zu einem bei der Wendel als periodische Struktur möglichen anderen Schwingungs-mode nicht zu befürchten, zumal da die Wendel mit ihrem Grundmode betrieben wird und dadurch den größtmöglichen relativen Modeabstand hat (typisch einige MHz). Wegen des kleinen Stellbereiches und bei nicht zu großer Leitungslänge  $l \ll \lambda/v$  kann auch die Frequenzabhängigkeit der Leitungsreaktanz vernachlässigt werden, die ansonsten zu Mehrdeutigkeiten und Verflachungen der Stellcharakteristik führen<sup>28, 29</sup>.

Die Blindleistungsbelastung des Stellgliedes entspricht der bei einer extern verursachten Verstimmung über die Kopplung zwischen Resonator und Stellglied ausgetauschten Blindleistung, die allgemein als Imaginärteil des Integrals über den Poyntingvektor über die Koppelfläche hinweg berechnet werden kann<sup>30, 31</sup>. Da das Resonatormodell (Abb. 3.1) die Abstimmkennlinie im interessierenden Bereich gut beschreibt, kann das gleiche auch für den Blindleistungsaustausch angenommen werden.

Um den Resonator bei der Frequenz  $\omega$  mit der Spannungsamplitude  $U$  zu erregen, muß ihm von außen die komplexe Leistung

$$P = \frac{1}{2} UI^* = \frac{1}{2} UU^* \left( G + j\omega C - \frac{j}{\omega L} \right) \quad (3.7)$$

zugeführt werden. Im stationären Zustand ist im Resonator die Energie

$$W = \frac{P_{res}}{\omega} = W_e + W_m \quad (3.8)$$

gespeichert, wobei  $W_e$  und  $W_m$  die in den elektrischen und magnetischen Wechselfeldern gespeicherten effektiven Energien sind

$$W_e = \frac{1}{4} C UU^* ; \quad W_m = \frac{1}{4} \frac{UU^*}{\omega^2 L} \quad (3.9)$$

Damit kann 3.7 geschrieben werden:

$$P = P_v + 2j\omega (W_e - W_m) \quad (3.10)$$

Während die Verlustleistung  $P_v$  durch den Generator nachgeliefert wird, erfolgt die Abstimmung, d.h. die Erfüllung der Resonanzbedingung  $\text{Im } P = P_b = 0$  für das Gesamtsystem durch das Stellglied. Mit 3.9 und 3.10 gilt für die Blindleistung

$$P_b = 2 \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega} W_e \quad (3.11)$$

Bei kleinen Verstimmungen um die Eigenfrequenz des Resonators  $\Delta\omega \ll \omega_0$  sind elektrische und magnetische Energien annähernd gleich und es gilt

$$P_b = 2 \Delta\omega \cdot W$$

oder

$$P_b = v \cdot P_{\text{res}}$$

(3.12)

### 3.2 Elektronische Abstimmeinrichtungen

Wegen des Blindleistungsbedarfs nach 3.12 in der Größenordnung von  $\pm 10$  kVA (bei  $\pm 3$  kHz Stellbereich und  $P_{\text{res}} = 1.5 \times 10^6$  VA) erwiesen sich unter einer Vielzahl von elektronischen Abstimmeinrichtungen lediglich die drei folgenden als technisch realisierbar:

#### a) Reaktanzröhre

Als Reaktanzen wirken Verstärkerausgänge, wenn die Ausgangsspannung über einen Spannungsteiler um  $\pm 90^\circ$  phasenverschoben auf den Eingang zurückgeführt wird<sup>32</sup>. Solche Reaktanzschaltungen wurden bislang nur bei kleiner Blindleistung zum Abstimmen von Oszillatoren eingesetzt. In<sup>33</sup> wurden Betriebsmöglichkeiten von Röhren als Leistungsreaktanzen untersucht. Dabei wurde nachgewiesen, daß durch Übergang von dem sonst üblichen A-Betrieb auf C-Betrieb und durch den Einsatz von Leistungstetroden, die zur Abstimmung des Wendelresonators erforderliche Blindleistung durchaus erreicht werden kann. Als Nachteil der Reaktanzröhre erscheint die Tatsache, daß sowohl die abzugebende Blindleistung wie auch die Verlustleistung der Röhre einer geeigneten Stromversorgung entnommen werden müssen, insgesamt

also ein Aufwand erforderlich ist, der dem einer Leistungssenderendstufe entsprechender Wirkleistung nicht nachsteht.

#### b) Ferrite

Die Verwendung einer mit Ferrit-Ringen gefüllten kurzgeschlossenen Koaxialleitung als Frequenzstellglied wurde in<sup>34</sup> vorgeschlagen. Der Stelleffekt wird durch Änderung des zusätzlich zu dem HF-Magnetfeld im Innern der Leitung von außen auf das Ferrit einwirkende Magnetfeld bewirkt. Im Ferrit ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen kleiner als im freien Raum. Die Wellenlänge im Ferrit und somit in der ferritgefüllten Koaxialleitung ist

$$\lambda_F = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} .$$

Mit der Änderung der äußeren Vormagnetisierung und der daraus resultierenden Änderung der Permeabilität wird die wirksame Reaktanzleitungslänge gesteuert.

Die Eigenschaften eines solchen Stellgliedes hängen wesentlich von den verwendeten Ferrit-Materialien ab. Wesentliche Permeabilitätsänderungen ergeben sich in der Nähe der ferromagnetischen Resonanz, wo jedoch gleichzeitig der Wirkanteil der Permeabilität ein Maximum erreicht. Große Stelleffekte bei Ferriten sind daher prinzipiell mit einer deutlichen Güteänderung verknüpft<sup>35</sup>. Eine wesentliche Begrenzung stellt die im Ferritvolumen absorbierte Hochfrequenzenergie dar, die an keiner Stelle zu einer Überschreitung der Curietemperatur und somit zu einem Verlust der ferromagnetischen Eigenschaften führen darf. Die Kühlprobleme wurden bei verschiedenen Hochleistungsanwendungen<sup>36</sup> durch Aufteilen des Ferritmaterials in dünne Scheiben und Durchströmen von Kühlflüssigkeit gelöst.

In<sup>37</sup> sind Untersuchungsergebnisse aller verfügbaren Hochfrequenzferrite bei einer Meßfrequenz von 90 MHz gesammelt. Alle untersuchten Ferritmaterialien zeigten unzureichende Güten und eine relativ geringe Stellempfindlichkeit. Eine Verbesserung ist in naher Zukunft durch die Weiterentwicklung der Ferrite zu erwarten.

#### c) Schaltbare Reaktanzen

Als neuartige Frequenzstelleinrichtungen wurden verschiedene elektro-

nisch schaltbare Reaktanzen vorgeschlagen<sup>19, 22, 38</sup>. Derartige Stellglieder erlauben keine kontinuierliche Abstimmung, sondern lediglich das Einstellen diskreter Verstimmungen. Zum Umschalten der Reaktanzen sind elektronische Hochfrequenzschalter mit PIN-Dioden geeignet, die in Kap.4 behandelt werden.

Die Wirkung der Absolutphasenregelung bei diskontinuierlicher Abstimmung kann anhand eines durch eine Relativphasenregelung oder durch Hochfrequenzrückkopplung bei seiner Resonanzfrequenz mit Leistung versorgten Resonators erläutert werden, dessen Resonanzfrequenz durch die angekoppelte umschaltbare Reaktanz zwischen  $\Omega_1$  und  $\Omega_2$  verändert werden kann. Schaltet man zwischen den beiden Resonanzfrequenzen mit der Schaltfrequenz  $f_S$  und dem Tastverhältnis  $m = (t_1 - t_0) \cdot f_S$  um, erhält man wie in Abb. 3.4 gezeigt gegenüber einem Referenzgenerator mit der Frequenz  $\Omega_{ref}$  die Phasenrampen

$$\begin{aligned} \phi_A &= \phi_0 + (\Omega_2 - \Omega_{ref}) \cdot t \\ \phi_B &= \phi_1 + (\Omega_1 - \Omega_{ref}) \cdot t \end{aligned} \quad (3.13)$$

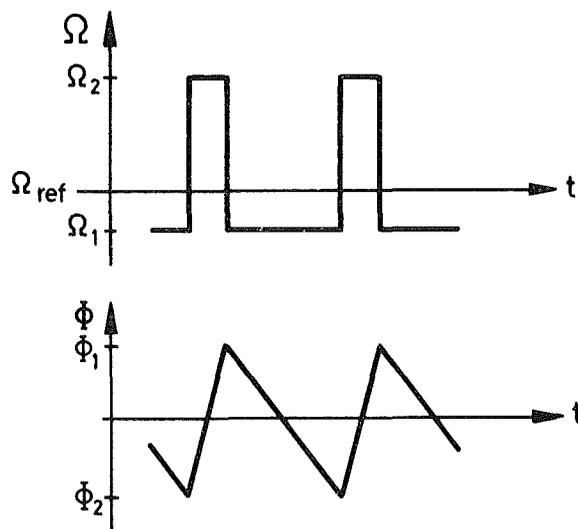


Abb. 3.4: Frequenz- und Phasenverlauf bei Frequenzumschaltung

Ein stationäres Phasenverhalten ist gegeben, wenn  $\phi_A|_{t=t_1} = \phi_1$  und  $\phi_B|_{t=t_2} = \phi_0$  gilt. Aus 3.13 folgt:

$$\phi_1 = \phi_0 + \frac{m}{f_S} (\Omega_2 - \Omega_{\text{ref}}) \quad (3.14)$$

$$\phi_0 = \phi_1 + \frac{1-m}{f_S} (\Omega_1 - \Omega_{\text{ref}}).$$

Das stationäre Phasenverhalten entspricht dem Synchronismus, d. h. Gleichheit von Resonanzfrequenz und Referenzfrequenz bis auf einen periodischen Phasenfehler.

Der stationäre Zustand wird mit dem Tastverhältnis

$$m = \frac{\Omega_{\text{ref}} - \Omega_1}{\Omega_2 - \Omega_1} ; \quad 0 \leq m \leq 1 \quad (3.15)$$

erreicht. Das Tastverhältnis dient als Stellgröße bei der Phasenregelung mit umschaltbaren Stellgliedern. Mit 3.14 und 3.15 gilt für den Phasenhub (Spitze-Spitze)  $\Delta\phi_{SS}$ :

$$\Delta\phi_{SS} = m(1-m) \frac{\Delta\Omega}{f_S}; \quad \Delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1 . \quad (3.16)$$

In einer Phasenregelschleife wirkt sich der von der Frequenzumschaltung herrührende Phasenhub als Phasenfehler zusätzlich zu dem Regelfehler der Schleife aus. Wegen  $m-m^2 \leq 0.25$  gilt für den zusätzlichen stationären Phasenfehler

$$\Delta\phi_{SS} \leq \frac{1}{4} \frac{\Delta\Omega}{f_S} \quad (3.17)$$

Ein kleiner Phasenfehler wird bei kleiner Frequenzschrittweite  $\Delta\Omega$  und hoher Schaltfrequenz  $f_S$  erreicht. Unter der Voraussetzung, daß Hochfrequenzschalter zur Verfügung stehen, die hinreichend verlustarm sind und bei hoher Leistungsbelastung mit hinreichend hoher Schaltfrequenz betätigt werden können, ist das Stellglied mit schaltbaren Reaktanzen bezüglich des technischen Aufwandes den beiden anderen Stellmöglichkeiten überlegen. Da die technische Realisierbarkeit und die Stellgliedeigenschaften von den Hochfrequenzschaltern abhängen, sollen diese zunächst betrachtet werden. Überlegungen zum Hf-Konzept von Frequenzstellgliedern unter Verwendung dieser Schalter folgen im anschließenden Kapitel 5.

## 4. PIN-DIODEN-SCHALTER

### 4.1 PIN-Dioden

Als einzige Halbleiterbauelemente sind PIN-Dioden zum Schalten von großen Hochfrequenzleistungen im Frequenzbereich von wenigen MHz bis zu Mikrowellen einsetzbar. Während im kontinuierlichen Anwendungsfall Hf-Leistungen bis zu einigen Watt möglich sind, können Leistungen bis zu einigen hundert Kilowatt geschaltet werden<sup>39</sup>. Derartig hohe Leistungen sind jedoch nur bei Pulsbetrieb möglich, wenn die Umschaltvorgänge in den Pausen stattfinden können (z. B. Radaranwendungen). Hingegen lagen keinerlei Informationen über die Grenzen der PIN-Dioden in der Anwendung als Schalter für hohe kontinuierlich anliegende Hf-Leistungen vor. Diese Grenzen sollen im folgenden ermittelt werden. Bezüglich allgemeiner Zusammenhänge sei auf die Literatur<sup>40,41,42,43</sup> verwiesen.

#### 4.1.1 Struktur

Die PIN-Diode ist ein Dreischicht-Halbleiterbauelement, dessen stark p- bzw. n-dotierte Schichten von einer dritten Schicht getrennt werden, deren Ladungsträgerkonzentration dem Intrinsicfall ( $n=p=n_i$ ) nahekommt (Abb. 4.1). Da der exakte Intrinsicfall technisch nicht reproduzierbar ist, wird eine leichte p- oder n-Dotierung angestrebt; entsprechend bezeichnet man die schwach dotierte Schicht dann genauer  $\pi$ - oder  $\nu$ , ohne Festlegung der Art der Dotierung auch mit s.

In den hochdotierten Randgebieten der Diode ( $p^+$  bzw.  $n^+$ ) stehen in ausreichendem Maße Ladungsträger zur Verfügung, die beim Einspeisen eines Flußstromes den ladungsträgerarmen Intrinsicbereich überfluten, dort gespeichert werden und entsprechend ihrer Lebensdauer miteinander rekombinieren. Durch die große Anzahl der zum Ladungstransport zur Verfügung stehenden Ladungsträger verhält sich die Diode in Flußrichtung besonders niederohmig (typisch ist ein differentieller Gleichstromwiderstand von  $0.2 \Omega$ ). Während bei hochdotierten p-n-Übergängen die niederohmige Flußcharakteristik

auf Kosten einer - bedingt durch den starken Dotierungsgradienten - niedrigen Sperrspannung geht, zeichnet sich die PIN-Diode im Sperrbereich durch einen weitgehend (im Intrinsicfall exakt) konstanten Feldstärkenverlauf über die I-Schicht aus (Abb. 4.1 c). Dadurch können sehr hohe Sperrspannungen (bis 2000 V) erreicht werden; im gesamten Sperrbereich verhält sich die Diode besonders hochohmig.

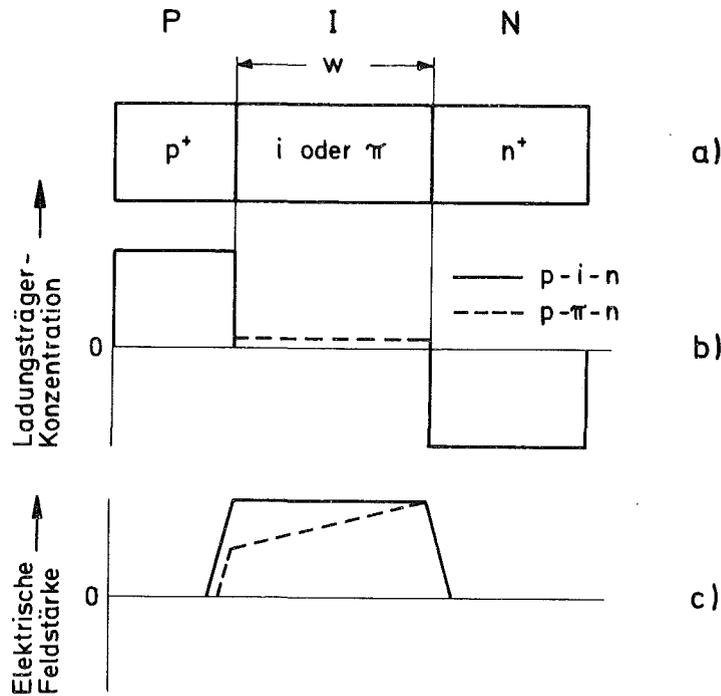


Abb. 4.1: Dotierungsprofil und Feldverlauf

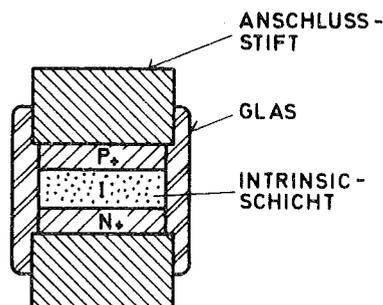


Abb. 4.2: Schnitt durch PIN-Diode

PIN-Dioden werden in verschiedensten, auch sonst bei Hf- und Mikrowellen-Dioden üblichen Gehäuseformen eingebaut. Besonders geeignet für Hochleistungsanwendungen ist eine Gehäuseform, bei der beide hochdotierten Oberflächen unmittelbar metallurgisch mit massiven Anschlußstiften verbunden sind (Abb. 4.2). Gegenüber anderen Gehäuseformen hat man eine drastisch verbesserte Wärmeabfuhr und kleinere parasitäre Induktivitäten und Kapazitäten. Mittels angebaute Schraube kann das Diodengehäuse zur Wärmeableitung an einen geeigneten Kühlkörper festgeschraubt werden.

#### 4.1.2 Ladungsspeicherverhalten

Wird an die PIN-Diode eine Spannung in Flußrichtung angelegt, werden von beiden hochdotierten Zonen Ladungsträger in die I-Zone injiziert, dort gespeichert, bis sie durch Rekombination zu einem Leitungsstrom führen. Die ohne Ladungsträgerinjektion aus den Randzonen in der I-Zone vorhandene Ladungsträgerkonzentration kann wegen der schwachen Dotierung vernachlässigt werden. Die Ladungsträger dringen kaum durch die I-Zone in die gegenüberliegende Randzone vor, sondern rekombinieren fast vollständig in der I-Zone. Da zudem die Dicke  $w$  der I-Zone als klein gegenüber den Diffusionslängen beider Ladungsträgerarten angenommen werden kann, ist auch die Konzentration der Ladungsträger innerhalb der I-Zone konstant und gleich

$$p = n = \text{const} (x) \quad (4.1)$$

Weil Elektronen und Löcher nur miteinander rekombinieren, haben sie die gleiche Lebensdauer

$$\tau_p = \tau_n = \tau_s \quad (4.2)$$

Die Gesamtladung der in die I-Schicht injizierten Löcher und Elektronen mit der Elementarladung  $q_0$  geteilt durch ihre Lebensdauer ergibt den aus der jeweiligen Randschicht in die I-Zone mit der Fläche  $A$  fließenden und dort rekombinierenden Strom

$$I_D = \frac{Q_p}{\tau_p} = \frac{q_0 p A w}{\tau_p} = \frac{Q_n}{\tau_n} = \frac{q_0 n A w}{\tau_n} = \frac{Q}{\tau_s} \quad (4.3)$$

Dynamisch setzt sich der Diodenstrom aus dem Rekombinationsstrom  $i_D$  und dem Verschiebungsstrom  $i_V$  zusammen:

$$i = i_D + i_V = \frac{q}{\tau_s} + \frac{dq}{dt} \quad (4.4)$$

Mit Laplacetransformation ergibt sich die Ladungs-Frequenzabhängigkeit

$$q = \frac{\tau_s}{1+s\tau_s} i \quad (4.5)$$

Wurde einer Diode hinreichend lange bis zum Zeitpunkt  $t=0$  ein Flußstrom  $I_F$  eingeprägt, und schaltet man zum Zeitpunkt  $t=0$  einen Rückstrom  $I_R$  ein, so erhält man den Ladungsverlauf

$$q(t) = \tau_s |(I_R + I_F) e^{-t/\tau_s} - I_R| \quad \text{für } q \geq 0 \quad (4.6)$$

beim Übergang vom Durchlaß in den Sperrzustand (Abb. 4.3). Der Sperrzustand ist erreicht, wenn alle Ladungsträger aus der I-Zone ausgeräumt sind. Dazu braucht man die Speicherzeit

$$t_s = \tau_s \ln \left( 1 + \frac{I_F}{I_R} \right) \quad (4.7)$$

Für schnelle Umschaltvorgänge muß die Speicherzeit klein gehalten werden; durch ein hohes Verhältnis  $I_R/I_F$  kann die Speicherzeit klein gegenüber der Ladungsträgerlebensdauer sein.

Gleichung (4.7) kann zur meßtechnischen Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer herangezogen werden.

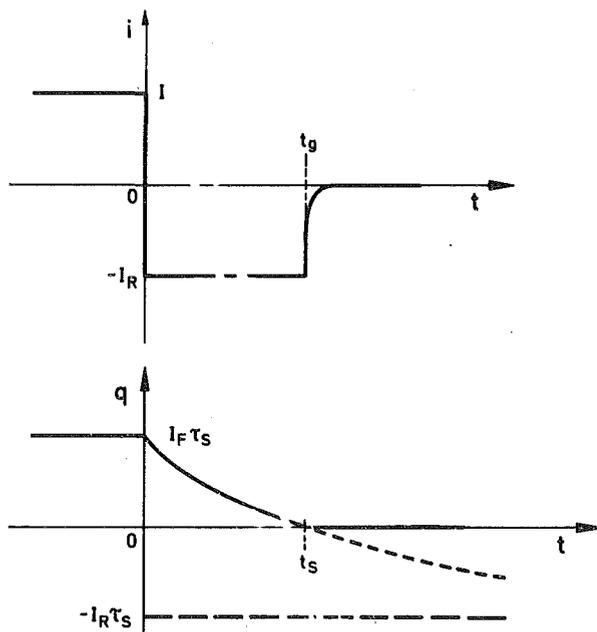


Abb. 4.3: Ladungsspeicher-  
verhalten

### 4.1.3 Hochfrequenz-Eigenschaften

#### a) Kleinsignalverhalten

Da, wie früher bereits vorausgesetzt, im Durchlaßzustand die Ladungsträger gleichmäßig über die I-Zone verteilt sind, hat man auch überall gleiche Leitfähigkeit

$$\kappa = q_0 (\mu_p p + \mu_n n) = 2 q_0 \mu n \quad (4.8)$$

wobei  $\mu = \frac{\mu_p + \mu_n}{2}$  die mittlere Beweglichkeit von Elektronen und Löchern ist.

Der Widerstand der I-Zone

$$R_i = \frac{w}{\kappa A} = \frac{w}{2q_0 \mu n A} \quad (4.9)$$

hängt gemäß Gl. 4.3 von dem Gleichanteil des fließenden Diodenstroms ab.

$$R_i = \frac{w^2}{2\mu I_D \tau_s} \quad (4.10)$$

Der Wirkwiderstand der I-Zone hängt also von der Konzentration der in die I-Zone injizierten Ladungsträger, somit von der gespeicherten Ladung ab. Da diese Ladung nach Gl. (4.5) sich bei hinreichend hohen Frequenzen  $\Omega \gg 1/\tau$  nicht mit der Hochfrequenz ändert, steht also ein steuerbarer linearer Hf-Widerstand zur Verfügung, dessen Wert in weitem Bereich durch einen eingepprägten Gleichstrom geändert werden kann. Bei PIN-Dioden werden Widerstände gemessen, deren Stromabhängigkeit etwas von Gl. 4.10 abweichen ( $R_i = K/I_D^x$  mit  $x \approx 0.7-0.9$ ), da in praktischen Dioden das Dotierungsprofil von den hier vorausgesetzten abrupten Übergängen abweicht. Den Widerstandsverlauf bei den hier verwendeten Dioden zeigt Abb. 4.4.

Im Sperrzustand stellt die ladungsträgerfreie I-Zone eine verlustarme Kapazität dar, die im Gegensatz zur Sperrschichtkapazität von P-N-Übergängen mit wachsender Frequenz unabhängig von der Sperrspannung wird.

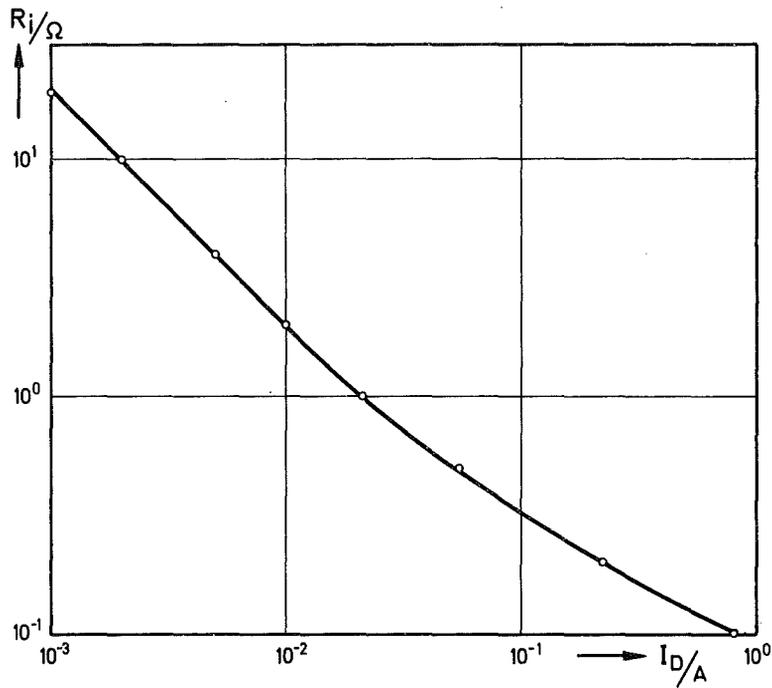


Abb. 4.4: Widerstand der I-Zone

In das Hf-Kleinsignalersatzschaltbild (Abb. 4.5) gehen zu den Größen der I-Zone noch der Serienwiderstand  $R_b$ , in dem die Widerstandsbeiträge von P- und N-Zone sowie der Zuleitungen zusammengefaßt sind, und die Gehäusereaktanzen  $C_G$  und  $L_G$  ein.

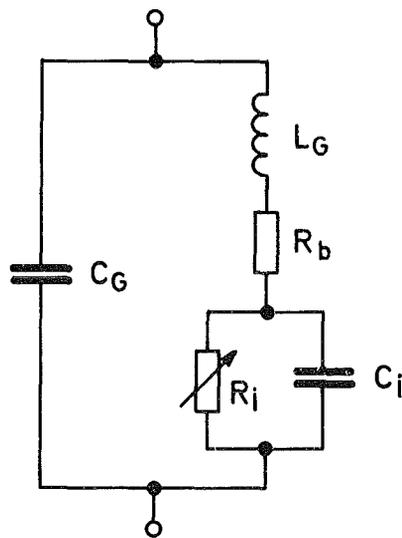


Abb. 4.5:

Kleinsignalersatzschaltbild

In Abb. 4.6 ist die Änderung der Dioden-Impedanz beim Durchfahren des Fluß- und des Sperrbereiches bezogen auf einen Wellenwiderstand von 50 Ohm im Smith-Diagramm dargestellt. Bei der Meßfrequenz von 90 MHz weicht die Diodenimpedanz nicht wesentlich von der idealen Widerstandsgerade ab. Die Meßanordnung entsprach dem im Stellglied benutzten Koaxialleitungsschalter (Abb. 4.9 d bzw. 5.11) bis auf die Weiterführung des Innenleiters.

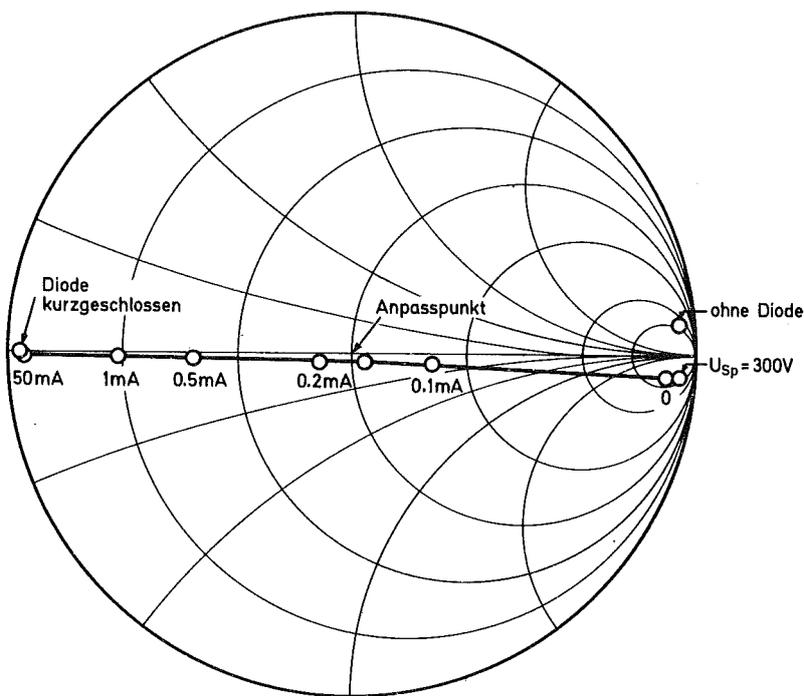


Abb. 4.6: Diodenwiderstand im Smith-Diagramm

b) Großsignalverhalten

Der Widerstand der I-Zone im Durchlaßzustand, der bei kleinen Hf-Amplituden als konstant angesehen werden kann, wird bei größeren Amplituden von der Hf moduliert. Das ist dadurch zu verstehen, daß ein wesentlicher Anteil der in der I-Zone gespeicherten Ladung in jeder halben Hf-Periode abwechselnd der I-Zone entzogen und wieder zurückgespeichert wird. Innerhalb einer halben Periode verschiebt der Hf-Strom jeweils die Ladung  $q_R$

$$q = \hat{I}_{Hf} \int_0^{\pi/\Omega} \sin \Omega t \, dt = 2 \frac{\hat{I}_{Hf}}{\Omega} \quad (4.11)$$

Die Modulation des Widerstandes verschwindet, wenn der Wechselanteil der Ladung gegenüber dem Gleichanteil hinreichend klein wird:

$$2 \frac{\hat{I}_{Hf}}{\Omega} \ll I_F \cdot \tau \quad (4.12)$$

Einen näheren Anhaltspunkt für die Abschätzung liefert die Messung des Reflexionsfaktors an einer PIN-Diode bei hohem Hf-Strom (Abb. 4.7). Erst bei einem Faktor von 30 zwischen Ladungsgleich- und -Wechselanteil erreicht der Reflexionsfaktor eine Sättigung.

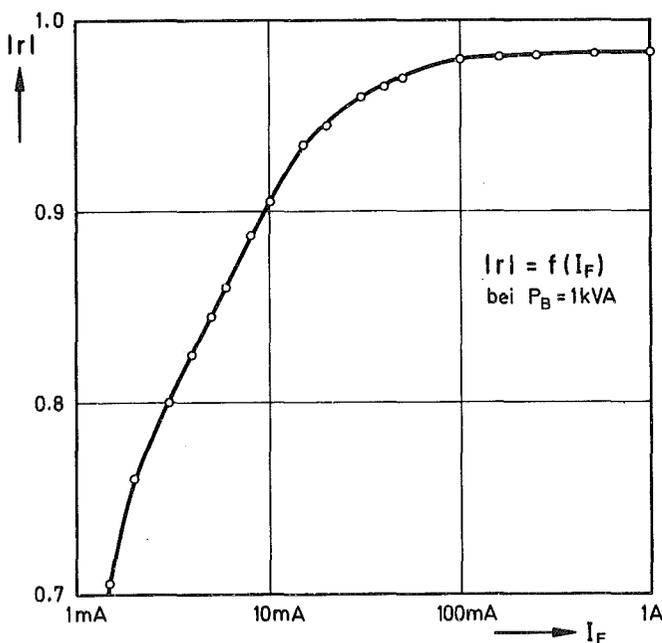


Abb. 4.7:

Stromabhängigkeit des Reflexionsfaktors; Meßanordnung wie Abb. 4.6

Betrachtet man den für große Amplituden zulässigen Widerstandsbereich, so geht aus 4.10 und 4.12 hervor, daß nur der Bereich kleinster Widerstände übrigbleibt. Im Sperrbereich verhält sich die PIN-Diode auch bei großen Amplituden wie eine weitgehend ideale Diode. Die Sperrschichtkapazität bleibt bis zu niedrigen Spannungen herunter konstant. Polen Hf-Spitzenamplituden innerhalb schmaler Periodenbereiche die PIN-Diode in Durchlaßrichtung um, werden zwar kurzzeitig Ladungsträger in die Randgebiete der I-Zone injiziert, die aber überwiegend wieder ausgeräumt werden, ehe Rekombination möglich ist. Wenngleich kein merklicher Diodenstrom resultiert, tritt die Hf-Nichtlinearität störend in Erscheinung. Daher ist bei hohen Hf-Spannungsamplituden im Sperrbereich die Linearitätsbedingung

$$\hat{U}_{Hf} < U_s \quad (4.13)$$

zu berücksichtigen. Die beiden Linearitätsbedingungen 4.12 und 4.13 lassen im Kennlinienfeld der Diode nur zwei enge Arbeitspunkt-bereiche zu. Deswegen ist im linearen Einsatz der PIN-Diode bei hohen Leistungen prinzipiell nur der Betrieb als Schalter möglich.

Außer durch die Linearitätsbedingungen sind die Arbeitspunkte der PIN-Diode auch durch Grenzdaten eingeschränkt. Im Sperrzustand darf die Summe aus Hf-Spitzenspannung und Sperrspannung die Durchbruchspannung der Diode nicht überschreiten. Die maximale Hf-Spannung ist daher

$$\hat{U}_{Hfm} = \frac{1}{2} U_{Br} = U_{so} \quad (4.14)$$

Sie ist nur zulässig, wenn die Sperrspannung ebenfalls gleich der halben Durchbruchspannung entspricht.

Der im Durchlassbereich zulässige Hf-Strom ergibt sich aus der im Hf-Widerstand  $R_F = R_b + R_i$  umgesetzten Leistung, deren Grenzen im folgenden Abschnitt betrachtet werden.

Um die Belastung des Schalters zu beschreiben, kann man die Schaltleistung definieren, die das Produkt der im offenen Schalterzustand anliegenden Hf-Spannung und des über den geschlossenen Schalter fließenden Hf-Stromes darstellt

$$P_s = U_0 \cdot I_K \quad (4.15)$$

Die optimale Schaltleistung<sup>44</sup>

$$P_{so} = \frac{1}{2} \hat{U}_{Hfm} \cdot \hat{I}_{Hfm} \quad (4.16)$$

kann nur ausgenutzt werden, wenn Strom und Spannung in dem richtigen Verhältnis zueinander auftreten. Man definiert zweckmäßigerweise die Schaltimpedanz

$$Z_s = \frac{U_0}{I_K} \quad (4.17)$$

Die optimale Schaltleistung wird bei der optimalen Schaltimpedanz

$$Z_{so} = \frac{\hat{U}_{Hfm}}{I_{Hfm}} \quad (4.18)$$

erreicht, die bei der verwendeten Diode bei 30 Ohm liegt.

Die maximale Schaltleistung hängt von der Schaltimpedanz ab:

$$P_{sm} = P_{so} \cdot \frac{Z_{so}}{Z_s} \quad \text{für } Z_s \geq Z_{so} \quad (4.19)$$

$$P_{sm} = P_{so} \cdot \frac{Z_s}{Z_{so}} \quad \text{für } Z_s \leq Z_{so} \quad (4.20)$$

#### 4.1.4 Verluste in PIN-Dioden

Die stationären Verlustanteile in einer typischen PIN-Diode im Einsatz als Hochfrequenzschalter sind in Tabelle 4.1 angegeben. Die Verlustleistungsangaben gelten für die Type UM 4006 mit den Arbeitspunkten  $I_F=0.3$  A und  $U_s=300$  V und den Hochfrequenzbelastungen  $I_{Hf}=10$  A bzw.  $U_{Hf}=200$  V.

	DC-Verluste	Hf-Verluste
Diode im Durchlaßzustand	$I_F \cdot U_F$ (0.5 W)	$I_{Hf}^2 \cdot R_F$ (20 W)
Diode im Sperrzustand	$I_s \cdot U_s$ (< 3 mW)	$U_{Hf}^2 / R_s$ (< 1 W)

TABELLE 4.1

Soll die PIN-Diode große Hf-Leistungen schalten, dominieren die Hf-Verluste im Kurzschlußfall, während alle anderen stationären Verlustanteile keine wesentliche Bedeutung haben.

Zusätzliche Hf-Verluste, die in den stationären Betriebszuständen infolge nichtlinearer Eigenschaften der PIN-Diode auftreten, können bei geeigneter Wahl der Arbeitspunkte innerhalb des zulässigen Betriebsbereiches nach Gl.4.12 und 4.13 vernachlässigt werden.

Für den Einsatz der PIN-Diode als Schalter bei großen Hf-Leistungen ist die Leistung von ausschlaggebender Bedeutung, die aus der anliegenden Hf-Leistung während der Umschaltvorgänge in der Diode absorbiert wird. Die Diode verhält sich beim Umschalten wie ein variabler Widerstand, dessen Größe aber nicht nur von dem Steuersignal bestimmt ist, sondern auch noch von den anliegenden Hf-Amplituden moduliert wird, solange weder die Durchlaßbedingung noch die Sperrbedingung erfüllt sind. Eine Berechnung der Verlustleistung in der PIN-Diode während des Umschaltvorganges muß außer dem Verlauf des Steuersignals und den Hf-Amplituden in beiden Schaltzuständen die nichtlinearen Diodeneigenschaften berücksichtigen.

Die Diode nimmt bei einem bestimmten Widerstandswert die maximale Leistung  $P_m$  aus dem Hf-Netzwerk auf, die auch bei Modulation des Widerstandswertes nicht überschritten werden kann. Diese maximale Verlustleistung ist ausschließlich durch das Hf-Netzwerk und die Hf-Amplituden bestimmt. Ohne näher auf nichtlineare Diodeneigenschaften und den Steuersignalverlauf einzugehen, kann für die in der Diode während der Umschaltdauer  $t_s$  freiwerdende Energie folgende Abschätzung angegeben werden:

$$W = \int_{t_1}^{t_1+t_s} P_V dt < P_m \cdot t_s \quad 4.22$$

Da die maximale Verlustleistung bei hohen Hf-Leistungen beachtliche Werte - im Grenzfall bis zur verfügbaren Hf-Leistung - erreichen kann, die um ein Vielfaches über der maximalen stationären Verlustleistung liegen können, muß das dynamische Temperaturverhalten der PIN-Diode beachtet werden.

In einem eindimensionalen Modell des thermischen Verhaltens der Diode treten die Wärmekapazität des Halbleiters und der Wärmewiderstand des Gehäuses ähnlich einem elektrischen RC-Glied auf und bewirken eine thermische Zeitkonstante  $\tau_T$ . Einem Leistungssprung

folgt daher die Temperatur verzögert:

$$T(t) = T_a + \Theta \cdot P_V (1 - e^{-t/\tau_T}) \quad 4.23$$

Die mit einem Leistungspuls der Dauer  $t_d$  erreichte Spitztemperatur  $T_2$  kann dem Diagramm 4.8 entnommen werden, in dem der dynamische Wärmewiderstand

$$\Theta_{\text{dyn}}(t_p) = \Theta(1 - e^{-t_p/\tau_T}) \quad 4.24$$

wiedergegeben ist. Die Abweichung des tatsächlich gemessenen Verhaltens<sup>45</sup> können durch Anwendung eines zweidimensionalen Modells<sup>46</sup> Erklärung finden. Im Bereich der Umschaltdauer ( $t_s = 400 \text{ nsec}$ ) reicht das eindimensionale Modell aus.

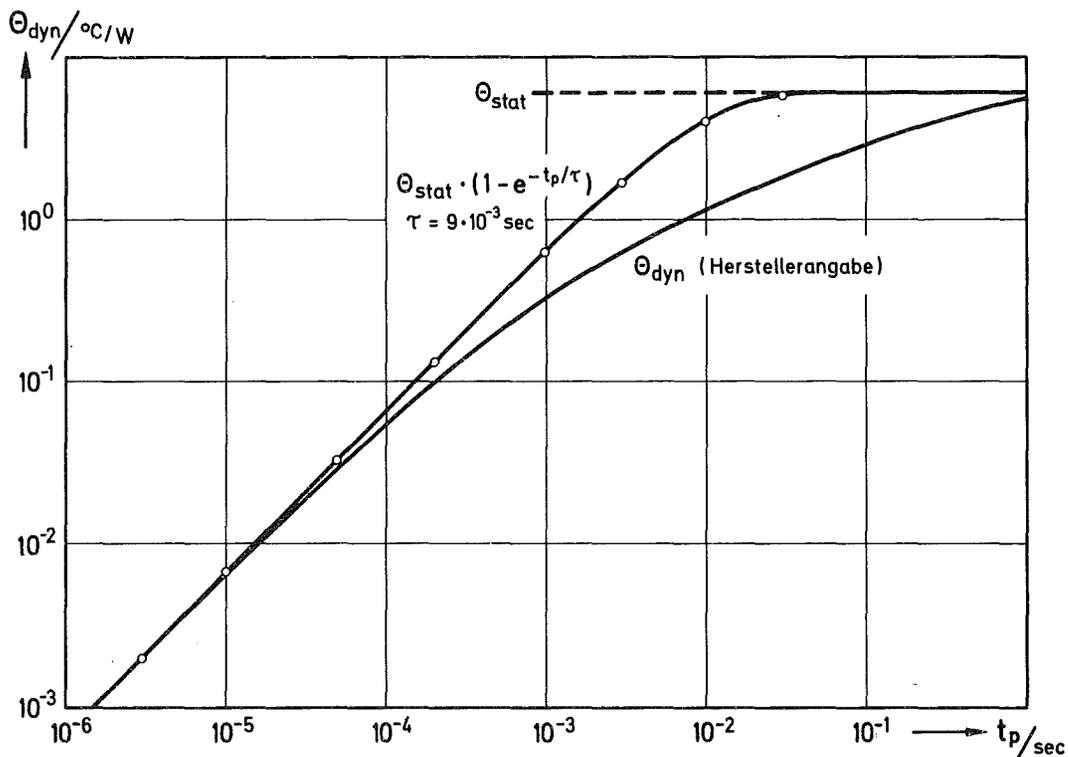


Abb. 4.8: Dynamischer Wärmewiderstand

Für die Anwendung der PIN-Diode im Frequenzstellglied als Hf-Schalter mit vorgegebener Schaltfrequenz  $f_s$  und variablem Tastverhältnis soll noch eine Abschätzung der Verluste bei ungünstigem

Tastverhältnis angegeben werden. Geht die Zeitdauer des Sperrzustandes gegen Null, wird die Diode mit der höheren Verlustleistung im Durchlaßzustand und zwei unmittelbar aufeinander folgenden Umschaltleistungspulsen der Dauer  $t_s$  belastet. Daraus ergibt sich die Spitztemperatur  $T_2$  gegenüber der Umgebungstemperatur  $T_a$ :

$$T_2 = T_a + \theta(U_F \cdot I_F + I_{Hf}^2 \cdot R_F) + \theta P_m \frac{1 - e^{-2 t_s / \tau_T}}{1 - e^{-1 / (f_s \cdot \tau_T)}} \quad 4.25$$

Mit der maximal zulässigen Spitztemperatur  $T_m$  folgt als Grenzleistungsbilanz für die verfügbare Verlustleistung  $P_V$ :

$$P_V > I_{Hf}^2 R_F + P_m \frac{1 - e^{-2 t_s / \tau_T}}{1 - e^{-1 / (f_s \cdot \tau_T)}} = I_{Hf}^2 R_F + P_m \theta_s \{1 - e^{-1 / (f_s \tau_T)}\}^{-1} \quad 4.26$$

mit

$$P_V = \frac{T_m - T_a}{\theta} - U_F I_F$$

Ein weiterer Verlustanteil beim Umschalten wird durch den Steuervorgang selbst hervorgerufen. Die im Durchlaßzustand in der Diode gespeicherte Ladung wird beim Umschalten in den Sperrzustand mittels niederohmigem externem Netzwerk (Schaltverstärker) entladen. Die dabei freiwerdende Energie wird überwiegend in der Diode selbst absorbiert und führt gemittelt über die Umschaltdauer zu der zusätzlichen Umschaltverlustleistung  $P_z$

$$P_z = \frac{U_F I_F \cdot \tau_s}{t_s} \quad 4.27$$

die gegenüber der Hf-Umschaltverlustleistung  $P_m$  in Gl. 4.25 bzw. 4.26 bei niedrigen Schaltfrequenzen meistens vernachlässigbar bleibt.

#### 4.1.5 Betrieb bei tiefen Temperaturen

Da im Zusammenhang mit dem supraleitenden Resonator ohnehin Kryotemperaturen zur Verfügung standen, erschien die Klärung der Frage interessant, ob ein Betrieb der Diodenschalter bei niedriger Temperatur und unter Umständen im Innern des Kryostaten möglich ist. Vorteilhaft bezüglich Hf-Verluste wären die entsprechend kürzeren Leitungszüge und der temperaturbedingt niedrigere Längswiderstandsbelag der Leitungen.

Da eine entsprechend niedrige Temperaturdifferenz längs der Koppelleitung auftritt, nehmen auch die wesentlich in die Betriebsunkosten eingehenden Heliumverluste durch Wärmezufuhr längs der Leitung ab.

Folgende Diodeneigenschaften erfahren bei sinkender Temperatur eine wesentliche Änderung:

- die effektive Ladungsträgerlebensdauer wird deutlich kürzer (z. B.  $\tau_s = 0.35 \text{ } \mu\text{sec}$  bei 77 K gegenüber  $\tau_s = 9.5 \text{ } \mu\text{sec}$  bei 300 K).
- der wesentlich in die Gesamtverluste eingehende Serienwiderstand nimmt zu infolge der bei niedriger Temperatur kleineren Ladungsträgerinjektionsrate.
- der thermische Widerstand  $\theta$  nimmt mit sinkender Temperatur zu (z.B.  $\theta = 3^\circ/\text{W}$  bei 300 K  $\rightarrow 900^\circ/\text{W}$  bei 20 K <sup>47</sup>).

Die abnehmende Ladungsträgerlebensdauer macht bei gleichem Hf-Strom zur Aufrechterhaltung der Speicherladung einen größeren Diodensteuerstrom erforderlich. Die Steuerschaltung kann den höheren Diodenstrom nur unter Inkaufnahme größerer Schaltzeiten verkraften, was zu erhöhten Umschaltverlusten führt. Zusätzliche Verluste treten auch durch den vergrößerten Serienwiderstand der Diode auf. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der Betrieb einer als Hf-Leistungsschalters eingesetzten PIN-Diode bei tiefen Temperaturen überwiegend Nachteile mit sich bringt.

#### 4.2 Reaktanzschalter

Nachdem die wesentlichsten Eigenschaften der PIN-Diode erläutert wurden, kann nun auf die Einbeziehung der PIN-Diode als Schalter in einen reaktiven Koaxialleitungszug eingegangen werden. Zum Zweck des Schaltereinsatzes bedarf die PIN-Diode eines Netzwerkes, das dem Diodenzweipol gleichzeitig die Hochfrequenzamplituden und das Steuersignal zuführt, jedoch andererseits beide Zweige entkoppelt. Die Zuführung des Steuersignals muß als Hf-Sperre wirken, um das Austreten von Hf-Leistung längs der Zuführung und deren Abstrahlung oder Eindringen in den Schaltverstärker zu verhindern, darf hingegen

die bei schnellen Schaltvorgängen relativ hochfrequenten Spektral-  
komponenten des Steuersignals nicht zu stark dämpfen. Die Berechnung  
der Sprungantwort eines Tiefpasses als Zuführungsnetz wird dadurch  
wesentlich erschwert, daß sich der Widerstand der Diode mit dem  
anliegenden Steuersignal ändert. Bei der Einfügung der Diode in den  
Leitungszug ist darauf zu achten, daß gegenüber dem Verhalten der  
Diode das Kurzschluß- und Leerlaufverhalten des Schalters nicht  
durch parasitäre Reaktanzen eine wesentliche Beeinträchtigung erfährt.

Für koaxiale Reaktanzleitungen kommen Schalter in Betracht, die bei  
Betätigung einen Leerlauf oder Kurzschluß zusätzlich zu dem Leerlauf  
oder Kurzschluß am Leitungsende bewirken. Die vier möglichen Reaktanz-  
schalter mit den jeweils einfachsten Steuertiefpässen und die dabei  
wirksamen Steuernetzwerke sind in Abb.4.9 zusammengestellt. Dabei wurde  
davon ausgegangen, daß die dem Fehlabschluß gegenüberliegende Fort-  
setzung entsprechend der Koppelleitung mit dem Koppelsteg für das  
Steuersignal einen Kurzschluß darstellt (siehe Kap. 3.1).

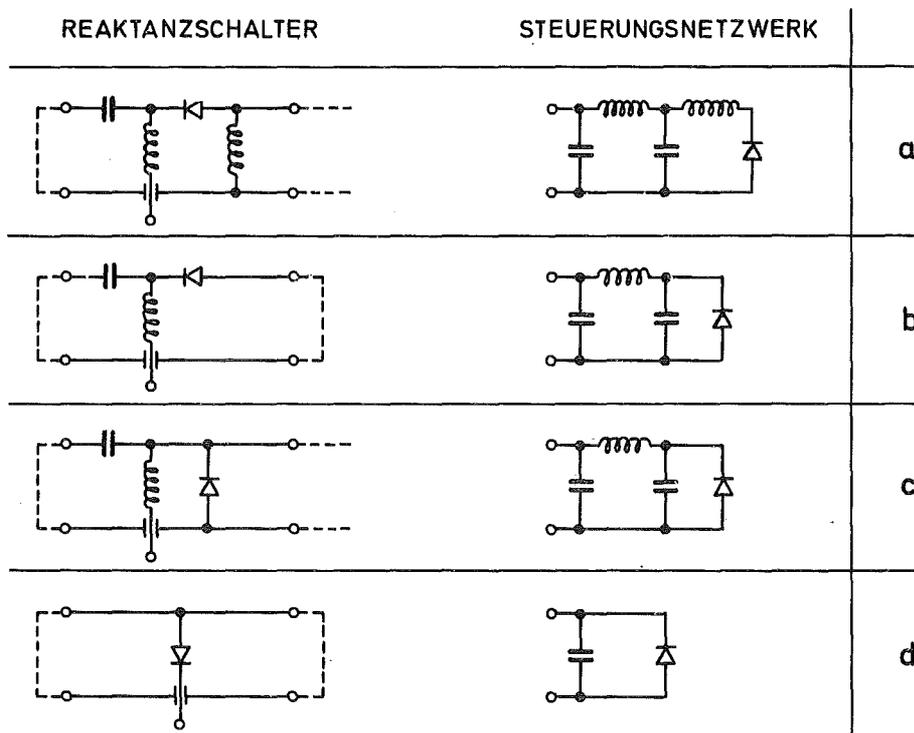


Abb. 4.9: Reaktanzschalter und deren wirksame Steuerungsnetzwerke

- a Serienschalter mit offener Reaktanzleitung
- b Serienschalter mit kurzgeschlossener Reaktanzleitung
- c Parallelschalter mit offener Reaktanzleitung
- d Parallelschalter mit kurzgeschlossener Reaktanzleitung

Die das Steuerungsnetzwerk bildenden Reaktanzen bedürfen einer Dimensionierung, die eine Verfälschung der durch Umschalten einzustellenden Leitungsreaktanzen vermeidet. Daraus resultierten in den Steuerungsnetzwerken nach Abb.4.9a-c Zeitkonstanten, die weit über der erforderlichen Umschaltdauer liegen; hingegen kann die in Abb. 4.9 d wirksame Zeitkonstante durch Benützung eines hinreichend niederohmigen Steuerverstärkers entschieden kleiner gehalten werden. Sollten sich bei dem noch zu betrachtenden Reaktanzleitungsaufbau nicht wesentliche Vorteile für die Verwendung eines anderen Schalters sprechen, muß stets von Reaktanzschaltern nach Abb. 4.9 d ausgegangen werden.

### 4.3 Schaltverstärker

Zur Steuerung des Diodenschalter ist ein Schaltverstärker erforderlich, der den Arbeitspunkt der Diode schnell zwischen dem Durchlaßzustand ( $I_F = 300 \text{ mA}$ ) und dem Sperrzustand ( $U_S = 330 \text{ V}$ ) umschaltet. Um das dabei erforderliche Ein- bzw. Ausspeichern der Diodenladung zu beschleunigen, sind hohe pulsformige Stromspitzen im Umschaltzeitpunkt erwünscht<sup>4 8</sup> (siehe Kap. 4.1.2).

Der Schaltverstärker besteht aus getrennten Zweigen zum Verladen in Flußrichtung und Einprägen des Flußstromes einerseits und zum Umladen in Sperrichtung und zum Einprägen der Sperrspannung andererseits (Abb. 4.10). Der gemeinsame Eingang ist für digitale Ansteuerung mit TTL-Pegel ausgelegt.

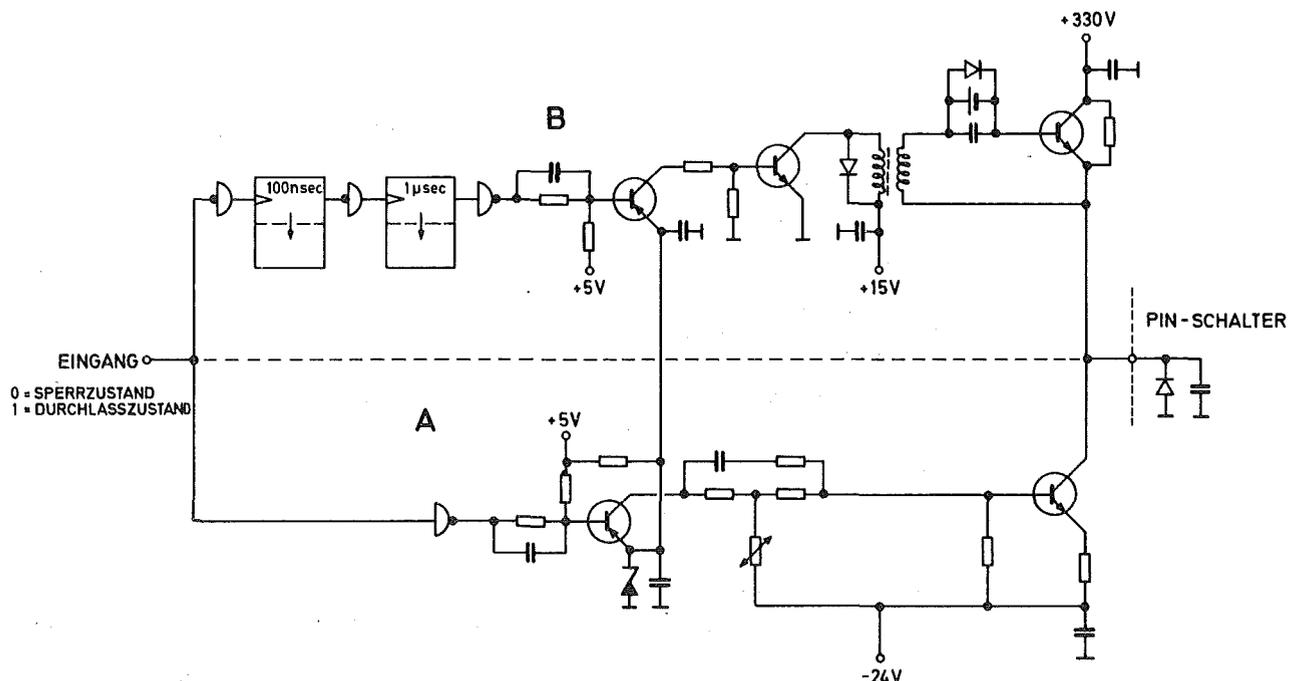


Abb. 4.10: Schaltverstärker

Der Zweig A besteht aus einem TTL-Inverter, Treiberstufe, RC-Verzerrungsnetzwerk zur Stromüberhöhung beim Umschalten und der Endstufe.

Die Auslegung des Zweiges B ist durch das Fehlen eines hinreichend schnell schaltenden Hochspannungs- PNP-Transistors geprägt. Da für einen NPN-Transistor kein festes Bezugspotential zur Verfügung steht, wurde die Endstufe als eingangsseitig transformatorisch gekoppelter Emitterfolger ausgelegt. Die negative Basisvorspannung mittels Ni-Cd-Knopfzelle, die in dieser Schaltung automatisch nachgeladen wird, verbessert das Schalt- und Sperrverhalten. Da bei transformatorischer Aussteuerung kein Gleichanteil übertragen wird, ist die Kollektor-Emitter-Strecke des Endstufentransistors mit einem Widerstand überbrückt, der nach dem Abklingen des Steuerimpulses die Sperrspannung aufrecht erhält.

Um Überschneidungen der Stromflußzeiten beider Endstufentransistoren mit Sicherheit zu verhindern, wird beim Übergang vom Durchlaßzustand in den Sperrzustand der Endstufentransistor des Zweiges B verzögert gegenüber dem Zweig A und zudem nur während einer Pulsbreite von 1  $\mu\text{sec}$  leitend. Die gleiche Überlegung beim Übergang vom Sperrzustand in den Flußzustand macht einen in der digitalen Steuerung sicherzustellenden Mindestabstand zweier Umschaltvorgänge ( $> 2 \mu\text{sec}$ ) erforderlich.

Die mit dem Schaltverstärker erreichte Schaltgeschwindigkeit ist in dem Oszillogramm in Abb. 4.11 ersichtlich.

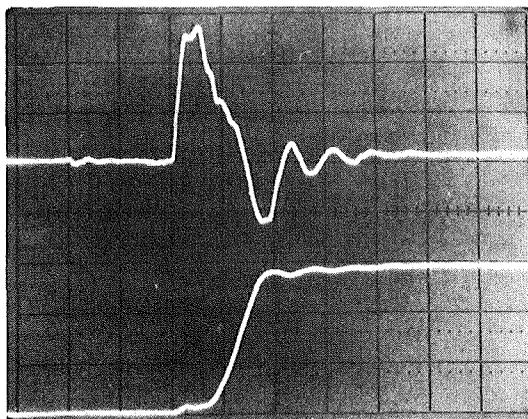


Abb. 4.11: Umschaltvorgang: oben: Diodenstrom (5 A pro Teilung)  
unten: Diodenspannung (100 V pro Teilung)  
Zeitmaßstab: 100 nsec pro Teilung

Die mit dem Schaltverstärker und dem Diodenschalter nach Abb. 4.9 d erwarteten Eigenschaften bei großer Hf-Leistung wurden anhand der Testschaltung Abb. 4.12 überprüft.

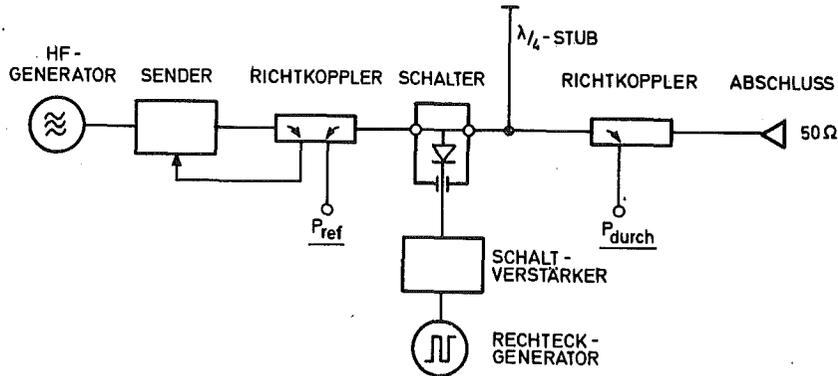


Abb. 4.12: Testaufbau für Hf-Umschaltverhalten

Der auf eine konstante Vorlaufleistung von 1 kW geregelte Sender erzeugt an der PIN-Diode eine Hf-Spitzenspannung von 316 V und einen Kurzschlußspitzenstrom von 12.65 A. Mit dem beschriebenen Schaltverstärker konnte im Dauerbetrieb eine Schaltfrequenz von 20 kHz benutzt werden. Das Hf-Schaltverhalten konnte mittels der vom Schalter reflektierten und der durchgelassenen Hf-Leistung beobachtet werden (Abb. 4.13 ). Die maximale Schaltfrequenz des Schaltverstärkers liegt bei 50 kHz.

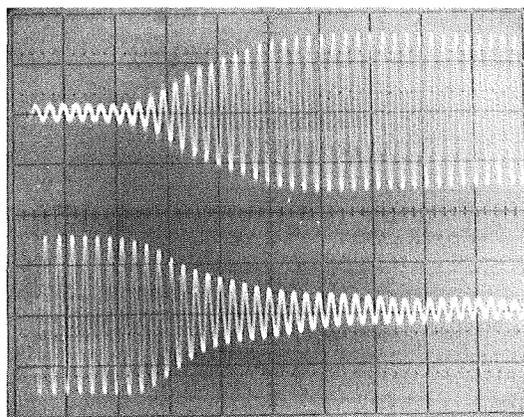


Abb. 4.13: Hf-Umschaltverhalten: Durchgelassenes (oben) und reflektiertes (unten) Hf-Signal. Zeitmaßstab: 50 nsec pro Teilung.

## 5. FREQUENZSTELLGLIED

Nachdem im Kap. 4 die Eigenschaften der PIN-Diode in der Anwendung als Hochfrequenzschalter zusammengefaßt wurden, kann nun nach einem Hochfrequenzaufbau für das Stellglied gesucht werden, der in der Lage ist, die begrenzte Schaltleistung des Diodenschalters möglichst effektiv zur Änderung des aus dem Resonator in das Stellglied ausgekoppelten Blindleistungsanteils und somit zur Frequenzabstimmung einzusetzen. Wegen der hohen zu erwartenden Blindleistung ( $\sim 10$  kVA) und ihrer guten Reproduzierbarkeit bei der Betriebsfrequenz (90 MHz) wird hier ausschließlich von aus fehlabgeschlossenen Koaxialleitungen gebildeten Reaktanzen ausgegangen<sup>49, 50, 31</sup>.

### 5.1 Zweipositionsstellglied

Als einfachstes Frequenzstellglied sowie auch als Teil zusammengesetzter Frequenzstellglieder soll zunächst eine Reaktanzleitung betrachtet werden, deren Reaktanz durch einen im Leitungszug befindlichen Diodenschalter umgeschaltet werden kann. Da die Reaktanzumschaltung nicht nur durch Umschaltung zwischen Kurzschluß und Leerlauf am Leitungsende, sondern auch durch Umschaltung der wirksamen Leitungslängen kurzgeschlossener oder leerlaufender Leitungen sowie durch Umschaltung zwischen unterschiedlich langen kurzgeschlossenen und leerlaufenden Leitungen bewirkt werden kann, stehen die fünf in Abb. 5.1 gezeigten Anordnungen des Schalters in der Reaktanzleitung zur Auswahl.

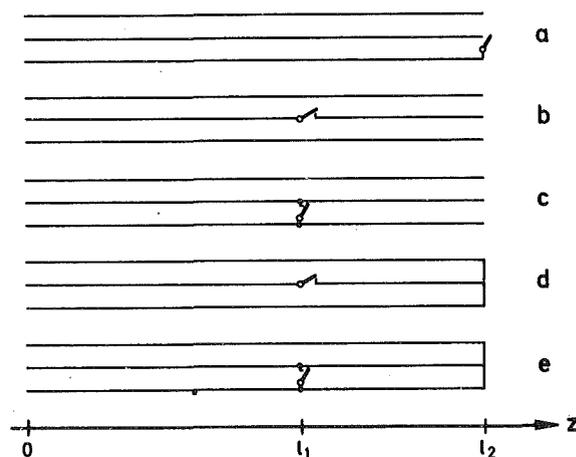


Abb. 5.1: Schalteranordnungen in der Reaktanzleitung

Im Falle eines Kurzschlusses an der Stelle  $z = l_K$  ist die Verstimmung der Resonanzfrequenz  $v_K$  durch die an der Stelle  $z = 0$  an den Resonator gekoppelten Reaktanzleitung nach 3.6:

$$v_K = \frac{1}{Q_2} \operatorname{ctan} \beta l_K$$

und die Strom- und Spannungsverteilung längs der Reaktanzleitung bei einer eingepprägten Spannung  $U_0$  in der Koppelenebene ( $z = 0$ ):

$$I_K(z) = \frac{U_0}{Z_L} \left| \frac{\cos \beta (l_K - z)}{\sin \beta l_K} \right| \quad (5.1)$$

$$U_K(z) = U_0 \left| \frac{\sin \beta (l_K - z)}{\sin \beta l_K} \right| \quad (5.2)$$

Im Falle eines Leerlaufes an der Stelle  $z = l_L$  ist entsprechend die Verstimmung

$$v_L = -\frac{1}{Q_2} \tan \beta l_L$$

und die Strom- und Spannungsverteilung

$$I_L(z) = \frac{U_0}{Z_L} \left| \frac{\sin \beta (l_L - z)}{\cos \beta l_L} \right| \quad (5.3)$$

$$U_L(z) = U_0 \left| \frac{\cos \beta (l_L - z)}{\cos \beta l_L} \right| \quad (5.4)$$

Bei Reaktanzumschaltung gemäß Abb. 5.1 a liegen Kurzschluß und Leerlauf an der gleichen Stelle ( $l_K = l_L$ ), man erhält für die Schaltleistung

$$\begin{aligned} P_s &= |U_L(l_L) \cdot I_K(l_K)| \\ &= \frac{U_0^2}{Z_L} \left| \frac{1}{\sin \beta l_K \cdot \cos \beta l_L} \right| \\ &= P_{\text{res}} |v_K - v_L| = P_{\text{res}} v_r \end{aligned} \quad (5.5)$$

Entsprechende Ergebnisse erhält man auch für die anderen Schalteranordnungen (Abb. 5.1 b-c). Da die Schaltleistung von der Anordnung des Schalters unabhängig ist, können sich die weiteren Überlegungen auf die Anordnung mit den günstigsten Arbeitsbedingungen für

den PIN-Schalter beschränken. Wie bereits in Kap. 4.2 gezeigt, bietet ein in eine kurzgeschlossene Reaktanzleitung eingefügter Kurzschlußschalter (Anordnung e) die besten Steuermöglichkeiten. Stellglieder nach Abb. 5.1a werden in USA benutzt<sup>19, 38</sup>.

Bei der gegebenen Resonatorblindleistung und dem gegebenen Stellbereich kann die erforderliche Schaltleistung nicht von einer einzigen PIN-Diode gedeckt werden. Ohne Nachteile für die Ansteuerung kann die Schaltleistung nur durch Parallelschaltung mehrerer Diodenschalter erhöht werden, die mittels getrennter Schaltverstärker gesteuert werden. Die Anzahl  $k$  der parallelgeschalteten Diodenschalter ist dabei lediglich durch die geometrischen Möglichkeiten begrenzt. Eine Erhöhung der Spannungsfestigkeit und gleichzeitig der Schaltleistung durch Serienschaltung von Diodenschaltern ist mit Rücksicht auf die Schaltgeschwindigkeit auszuschließen. Die für den stationären Betrieb erforderliche Mindestanzahl von parallelen Diodenschaltern mit der optimalen Schaltleistung  $P_{so}$  ist (siehe Kap. 4.1.3).

$$k_{\min} = \frac{P_s}{P_{so}} \quad (5.6)$$

Die Schaltimpedanz ergibt sich aus der Leerlaufspannung am Schalter

$$U_{Hf} = \sqrt{\frac{P_{res} \cdot Z_L \cdot Q_2}{1 + v_1^2 Q_2^2}} |v_1 - v_2| \quad (5.7)$$

und dem Kurzschlußstrom

$$I_{Hf} = \sqrt{\frac{P_{res}}{Z_L Q_2} (1 + v_1^2 Q_2^2)} \quad (5.8)$$

zu

$$Z_s = Z_L Q_2 \frac{|v_1 - v_2|}{1 + v_1^2 Q_2^2} \quad (5.9)$$

Die Mindestanzahl von Diodenschaltern reicht nur dann aus, wenn die einzelnen Diodenschalter mit ihrer optimalen Schaltimpedanz betrieben werden, d. h. wenn

$$Z_s = \frac{Z_{so}}{k_{\min}}$$

Andernfalls ist gemäß Gl. 4.20 eine höhere Anzahl von Diodenschaltern erforderlich, um den stationären Schaltleistungsbedarf zu decken.

Da zum Einstellen einer zwischen beiden Schaltpositionen liegenden Frequenz mit geringem Phasenfehler eine Schaltfrequenz nach (3.17) erforderlich ist, muß das dynamische Verhalten der Diodenschalter berücksichtigt werden. Zunächst sollen die Verluste betrachtet werden, die in der Diode während des Umschaltvorganges bedingt durch die gleichzeitig vorhandenen Hf-Amplituden entstehen. Dazu wird der Schalter in Abb. 5.1 e durch den variablen Leitwert G ersetzt. Die im Leitwert absorbierte Hf-Leistung

$$P = P_{\text{res}} \cdot \frac{Z_L}{Q_2} (1+v_1^2 Q_2^2) \frac{G}{\left(\frac{v_1 Q_2^2 + 1}{|v_1 - v_2| Q_2}\right)^2 + Z_L^2 G^2} \quad (5.10)$$

erreicht ein Maximum, wenn für den Leitwert gilt:

$$G = \frac{v_1^2 Q_2^2 + 1}{Z_L |v_1 - v_2| Q_2}$$

$$P_m = \frac{1}{2} P_{\text{res}} \cdot |v_1 - v_2| = \frac{1}{2} P_s \quad (5.11)$$

Die unter Berücksichtigung des dynamischen Verhaltens erforderliche Mindestanzahl von parallelen Schaltern folgt aus der Leistungsbilanz (4.26) unter Berücksichtigung der zusätzlichen Umschaltverluste (4.27), der Linearitätsbedingung (4.13), der Leerlaufspannung (5.7) und der durch den zulässigen Phasenfehler bestimmten Schaltfrequenz (3.17):

$$P_V > \frac{2 R_F P_{\text{res}}^2 v_r^2}{U_s^2 \cdot k^2} + \theta_s P_{\text{res}} \frac{v_r}{2K} \left(1 - e^{-\frac{8\Delta\phi}{v_r \Omega \tau T}}\right)^{-1} \quad (5.12)$$

Während die Verlustleistungsgrenze der einzelnen PIN-Dioden durch Parallelschaltung einer hinreichenden Anzahl von Diodenschaltern stets eingehalten werden kann, sind die Anwendungsmöglichkeiten des Zweipositionsstellgliedes durch die für das Einhalten des zulässigen Phasenfehlers nach (3.17) erforderliche Schaltfrequenz eingeschränkt. Beispielsweise ist bei einem Stellbereich von 6 kHz und einem Phasenfehler von  $0.5^\circ$  eine Schaltfrequenz von 1.08 MHz erforderlich. Ein Schaltendverstärker für eine derartig hohe Schaltfrequenz ist mit derzeit erhältlichen Bauelementen nicht realisierbar. Bei dem in Kap. 4.3 beschriebenen Schaltverstärker ist eine maximale Schaltfrequenz von 50 kHz möglich. Mit dem zur Verfügung stehenden Diodenschalter ist daher ein Zweipositionsstellglied für diesen Anwendungsfall nicht realisierbar. Dennoch soll die Betrachtung des Zwei-

positionsstellgliedes im Hinblick auf seine Verwendung als Teil des Mehrpositionsstellgliedes (Kap. 5.2) fortgesetzt werden.

### 5.1.1 Verluste im Stellglied

Da die im Stellglied absorbierte Hf-Leistung zusammen mit der zur Beschleunigung des Protonenstrahles erforderlichen Hf-Leistung die Baugröße des Hf-Leistungsverstärkers bestimmt, sollen die Verluste im Stellglied untersucht werden. Beim Zweipositionsstellglied setzen sie sich in der einen Stellung aus den Leitungsverlusten und den Verlusten im kurzgeschlossenen Schalter, in der anderen Stellung aus den Leitungsverlusten, den Verlusten im offenen Schalter und den Verlusten im festen Leitungskurzschluß zusammen.

Auf einer zu einer Verstimmung  $v$  erforderlichen Leitungslänge  $l$  findet man die Stromverteilung mit 5.1

$$I(z) = \frac{U_0}{Z_L} |vQ_2 \cos\beta z + \sin\beta z| \quad (5.13)$$

Daraus erhält man die durch den Widerstandsbelag  $R'$  hervorgerufenen Leitungsverluste:

$$P_L = \int_{z=0}^l R' I^2(z) dz$$

$$P_L = \frac{P_{res} R'}{2Z_L Q_2} \left| 1(v^2 Q_2^2 + 1) + \frac{vQ_2}{\beta} \right| \quad (5.14)$$

Da mit Leitungslängen  $0 < l < \frac{\lambda}{2}$  jede beliebige Verstimmung erreicht werden kann, sind zusätzliche Verluste durch größere Leitungslängen vermeidbar.

Die Verluste in dem jeweiligen nichtidealen Leitungskurzschluß mit dem Widerstand  $R_K \ll Z_L$  ergeben sich aus dem Kurzschlußstrom

$$P_K = I_{max}^2 \cdot R_K = \frac{P_{res} \cdot R_K}{Z_L Q_2} (1 + v^2 Q_2^2) \quad 5.15$$

Während die Verluste im Restwiderstand des geschlossenen Schalters einen wesentlichen Beitrag liefern, können die Verluste in der festen

Kurzschlußplatte mit dem Widerstand

$$R_K = \frac{1}{\kappa\delta} \frac{1}{2\pi} \int_{r_i}^{r_a} \frac{1}{r} dr = \frac{1}{\kappa\delta} \cdot \frac{1}{2\pi} \ln \frac{r_a}{r_i} \quad 5.16$$

$$R_K = \rho_f \cdot \frac{Z_L}{Z_F}$$

( $R_K = 0.32 \text{ m}\Omega$  bei  $Z_L = 50 \text{ }\Omega$ ,  $f = 90 \text{ MHz}$ , versilberte Oberfläche) stets vernachlässigt werden.

In dem Sperrwiderstand des offenen Schalters tritt infolge der anliegenden Leerlaufspannung (5.7) die Verlustleistung

$$P_{LD} = \frac{U_{Hf}^2}{R_s} = \frac{P_{res} Z_L Q_2^2 v_s^2}{R_s (v_1^2 Q_2^2 + 1)} \quad 5.17$$

auf. Bei einer Leerlaufspannung an der Grenze des Sperrvermögens der Diode (4.14) tritt nach Tab. 4.1 eine Sperrverlustleistung von ca. 0.8 W auf. Dieser Verlustanteil kann in den meisten Fällen gegenüber den Verlusten in der Leitung und im Durchlaßwiderstand der Diode vernachlässigt werden.

In den beiden Schaltzuständen des Zweipositionsstellgliedes ergeben sich die Gesamtverlustleistungen

$$P_{G1} = P_{L1} + P_{KD} \quad \text{bei geschlossenem Schalter} \quad (5.18)$$

$$P_{G2} = P_{L2} + P_{LD} \quad \text{bei offenem Schalter}$$

Bei symmetrischer Verstimmung um die ungestörte Eigenfrequenz des Resonators und somit bei gleicher Blindleistung in beiden Positionen des Stellgliedes sind im allgemeinen die Verlustleistungen (5.18) verschieden. Will man aus regeltechnischen Gründen die Verlustleistung jedoch konstant halten, muß die Verstimmung so gewählt werden, daß in beiden Schaltstellungen gleiche Verluste auftreten. Die dazu einzustellenden Verstimmungen können aus 5.18 ermittelt werden.

### 5.1.2 Position des Schalters

Beim Einfügen des Diodenschalters in den Leitungszug ist zu berücksichtigen, daß der idealisierte Kurzschluß nicht mit der geometrischen Position des Schalters übereinstimmt. Wie in Kap. 4.2 bereits erwähnt, ist anstatt eines idealen Kurzschlusses ein durch das Anstuenetzwerk gegebener kapazitiver Shunt ( $C_x = 500 \text{ pF}$ ) wirksam. Bei der Bestimmung des Ortes des realen Schalters muß neben dem Shunt die restliche Leitungslänge bis zum wirksamen Leitungskurschluß bei  $z=l_2$  berücksichtigt werden.

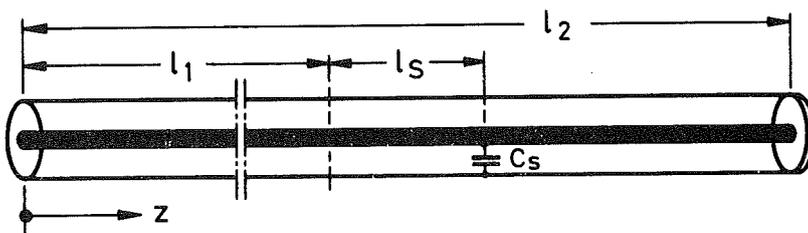


Abb. 5.2: Korrektur der Leitungslängen

Man findet an der Stelle  $z = l_1$  einen Spannungsknoten wie bei idealem Kurzschluß, wenn die Reaktanz des restlichen Leitungsstückes zu Null wird:

$$X_1 = \frac{1 - B_s Z_L \tan \beta l_s}{B_s + \frac{1}{Z_L} \tan \beta l_s} = 0 \quad 5.19$$

Dabei ist  $B_s$  die Suszeptanz in der Schalterebene ( $z = l_1 + l_s$ ):

$$B_s = \omega C_s - \frac{1}{Z_L} \cot \beta (l_2 - l_1 - l_s) \quad 5.20$$

Aus den beiden Gleichungen kann die Position des Schalters in Abhängigkeit von den Verstimmungen ( $v_1, v_2$ ) berechnet werden:

$$l_s = \frac{1}{\beta} \arctan \frac{\omega C_s Z_L \pm \sqrt{\omega^2 C_s^2 Z_L^2 - 4}}{2 \sqrt{1 + \omega C_s Z_L \frac{v_1 v_2 Q_2^2 + 1}{(v_1 - v_2) Q_2}}} \quad 5.21$$

Wegen des Gültigkeitsbereiches der Gl. 5.20 können nur Lösungen  $0 \leq l_s \leq l_2 - l_1$  berücksichtigt werden.

## 5.2 Mehrpositionsstellglied

Bei dem zuvor erörterten Frequenzstellglied mit zwei einstellbaren Verstimmungen war die erforderliche Schaltleistung nur durch Parallelschaltung einer größeren Anzahl von Diodenschaltern zu erreichen. Der geforderte Phasenfehler machte nach 3.17 eine unrealistisch hohe Schaltfrequenz erforderlich. Für ein technisch realisierbares Stellglied muß von einer technisch möglichen Schaltfrequenz ausgegangen und nach einem anderen Weg der Verringerung des Phasenfehlers gesucht werden.

Ein kleiner Phasenfehler kann nach 3.17 auch bei einer technisch möglichen Schaltfrequenz mit einer entsprechend verringerten Frequenzschrittweite erreicht werden. Bei vorgegebenem Stellbereich sind daher - am vorteilhaftesten äquidistante - Zwischenpositionen erforderlich. Sofern durch eine geeignete Verteilung der im Zweipositionsstellglied parallelgeschalteten und gemeinsam betätigten Diodenschalter die gleiche Blindleistungsbelastbarkeit erreicht werden kann, ist das Mehrpositionsstellglied dem Zweipositionsstellglied durch den bei gleicher Schaltfrequenz und gleichem Aufwand an Diodenschaltern um die Anzahl der Schalter verringerten Phasenfehler deutlich überlegen.

Ausgehend von den hierzu anzustellenden Betrachtungen bei verschiedenen möglichen Reaktanzleitungsanordnungen, wurde darüberhinaus eine Anordnung gefunden, die bei gleicher installierter Schaltleistung einen um das Quadrat der Schalteranzahl kleineren Phasenfehler verursacht. Dadurch wurde überhaupt erst für die hier vorliegenden Anforderungen eine mit vertretbarem Aufwand durchführbare technische Realisierung des Stellgliedes möglich. Diese Tatsache verdeutlicht die Bedeutung des Überganges vom Zweipositions- zum Mehrpositionsstellglied.

### 5.2.1 Mehrfach schaltbare Leitungslänge

Beschränkt man sich bei der kontinuierlich einstellbaren Kurzschlußleitung (Kap. 1) auf das Einstellen einer endlichen Anzahl  $k$  bestimmter Längen, kann man diese durch eine Leitung nach Abb. 5.3 mit festem Kurzschluß am Ende und  $k-1$  eingebauten Kurzschlußschaltern ersetzen.

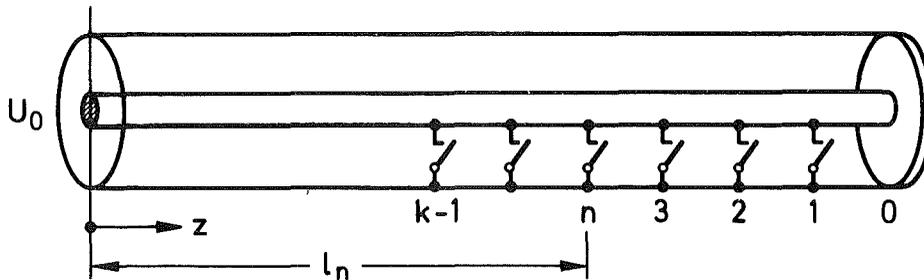


Abb. 5.3: Stellglied mit mehrfach schaltbarer Leitungslänge

Fordert man den gleichen Stellbereich wie beim Zweipositionsstellglied, sind auch die beiden äußersten Leitungslängen ( $l_0, l_{k-1}$ ) mit denen des Zweipositionsstellgliedes identisch. Entsprechend erfährt der Schalter an der Stelle  $z = l_{k-1}$  die gleiche stationäre Belastung wie der des Zweipositionsstellgliedes. Allgemein liegt am Schalter  $n$ , sofern der Schalter  $m$  ( $m > n$ ) geschlossen ist, die Leerlaufspannung

$$U_m = \sqrt{P_{\text{res}} Z_L Q_2 \frac{1}{1+v_m^2 Q_2^2}} (v_m - v_n) \quad 5.22$$

Mit der Bedingung  $v_{i+1} > v_i$  erhält man die maximale Leerlaufspannung am Schalter  $m$ , wenn  $n = 0$  wird. Im Schalter  $m$  fließt der Kurzschlußstrom (5.8)

$$I_m = \sqrt{\frac{P_{\text{res}}}{Z_L Q_2} (1+v_m^2 Q_2^2)} \quad 5.23$$

Damit ergibt sich die Schaltleistung

$$P_{\text{sm}} = P_{\text{res}} (v_m - v_0) \quad 5.24$$

Teilt man den Verstimmungsbereich  $v_s$  in  $k$  gleichgroße Frequenzschritte

auf, ist die beim Schließen des Schalters  $n$  bewirkte Verstimmung

$$v_n = v_o + n \cdot \frac{v_s}{k} \quad 5.25$$

Für die Lage der einzelnen Schalter gilt dann

$$l_n = \frac{1}{\beta} \arctan \left( v_o + n \cdot \frac{v_s}{k} \right) Q_2 \quad 5.26$$

Der wesentliche Vorteil eines solchen Mehrpositionsstellgliedes ist darin zu sehen, daß die erforderliche Schaltfrequenz durch die Aufteilung des Stellbereiches in  $k$  Frequenzschritte gegenüber dem Zweipositionsstellglied (3.17) auf

$$f_s = \frac{v_s \cdot \Omega}{8k\Delta\phi_{ss}} \quad 5.27$$

reduziert wird. Bei Benutzung einer hinreichend hohen Anzahl von Schaltern kann die Schaltfrequenz durchaus in einen technisch realisierbaren Bereich verschoben werden. Hingegen bleibt im Grenzfall  $n = k$  die Schalterbelastung wie beim Zweipositionsstellglied erhalten. Die insgesamt erforderliche Schaltleistung

$$\sum_{i=1}^k P_{si} = P_{res} \frac{v_s}{k} \sum_{i=1}^k i = P_{res} v_s \frac{k+1}{2} \quad 5.28$$

ist wesentlich größer als beim Zweipositionsstellglied. Allein auf Grund der stationären Belastung der Schalter ist bereits eine größere Anzahl von Diodenschaltern erforderlich. Die technische Realisierung dieses Konzeptes scheidet in der gegebenen Anwendung wegen zu hohem Aufwand aus.

### 5.2.2 Parallelschaltung von Reaktanzleitungen

Eine andere Realisierungsmöglichkeit einer in mehreren Stufen veränderbaren Reaktanz besteht darin, eine entsprechende Anzahl von einfach umschaltbaren Reaktanzleitungen wie das Zweipositionsstellglied

parallel zu schalten.<sup>51</sup> Die Gesamtsuszeptanz der Parallelschaltung von k schaltbaren Reaktanzleitungen mit den Suszeptanzen  $B_i$  ist

$$B_p = \sum_{i=1}^k B_i \quad 5.29$$

Verbindet man die parallelgeschalteten Reaktanzleitungen über eine Leitungslänge d des Wellenwiderstandes  $Z_d$  mit der Ankopplung an den Resonator, wird in der Koppelene die Suszeptanz

$$B_k = \frac{B_p + \frac{1}{Z_d} \tan \beta d}{1 - B_p Z_d \cdot \tan \beta d} \quad 5.30$$

wirksam. Nach ( 3.3) ist die resultierende Verstimmung proportional der Suszeptanz in der Koppelene. Ein linearer Zusammenhang zwischen der Verstimmung und der Suszeptanz der Parallelschaltung besteht nur dann, wenn

$$\tan \beta d = 0 \quad \text{d. h. } d = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad n = 0, 1, 2 \dots \quad 5.31$$

ist. Unter dieser Linearitätsbedingung sind nicht nur die Suszeptanzen, sondern auch die Spannungen im Verzweigungspunkt der Parallelschaltung ( $U_p$ ) und in der Koppelene gleich. Da zudem die Spannung in der Koppelene unabhängig von der Verstimmung konstant ist, hängt die Strom- und Spannungsverteilung in jeder der parallelgeschalteten Reaktanzleitungen nur von der Stellung des Schalters in der jeweiligen Leitung, nicht jedoch von den Schaltzuständen in den anderen Leitungen ab. Entsprechend sind dann auch die Verstimmungsanteile der einzelnen Reaktanzleitungen von den restlichen vollkommen unabhängig. Für die Gesamtverstimmung gilt:

$$v = \sum_{i=1}^k v_i \quad 5.32$$

Die einzelnen Reaktanzleitungen wirken wie getrennt an den Resonator gekoppelte Zweipositionsstellglieder, so daß die Ergebnisse aus Kap. 5.1 unmittelbar angewandt werden können.

Gleiche Verstimmungsschrittweiten  $v_w$  erreicht man, wenn für alle verwendeten Kombinationen der Schaltzustände der einzelnen Reaktanzleitungen gilt:

$$\sum v_i = v_a + n \cdot v_w \quad 5.33$$

wobei  $n$  jede ganze Zahl zwischen 0 und  $v_s/v_w$  durchläuft. Die eventuell erforderliche Unterdrückung von Kombinationen, die diese Bedingung nicht erfüllen, kann der Steuereinrichtung überlassen bleiben, die das hochfrequente Mehrpositionsstellglied zu einem regelungstechnischen Mehrpunktstellglied ergänzt.

Die Erzeugung gleicher Schrittweiten durch Kombinationen der jeweils zwei Schaltzustände der Reaktanzleitungen entspricht einer binären Darstellung der Zahl  $n$ . Für die binäre Darstellung aller erforderlichen Zahlen  $n$  bieten sich unter anderem zwei Methoden an:

a. Darstellung als Dualzahlen:

$$n = a \cdot 2^0 + b \cdot 2^1 + c \cdot 2^2 + d \cdot 2^3 + \dots \quad \text{mit } a, b, c, d \dots = 0 \text{ oder } 1$$

b. Darstellung als Summe gleicher Elemente

$$n = a + b + c + d + \dots \quad \text{mit } a, b, c, d \dots = 0 \text{ oder } 1$$

Die auf diesen beiden binären Darstellungsmethoden basierenden Mehrpositionsstellglieder sollen im folgenden untersucht werden.

### 5.2.3 Dual gestaffelte Verstimmungsbeiträge

Zur Erzeugung gleicher Verstimmungsschrittweiten nach der Dualmethode sind die relativen Verstimmungsanteile  $v_i$  der  $k$  Reaktanzleitungen dual gestaffelt

$$v_i = v_{i1} - v_{i2}$$

5.34

$$v_i = 2^i \cdot v_0$$

Tabelle 5.1 zeigt alle  $2^k$  Kombinationen von Schaltzuständen der Reaktanzleitungen und die resultierenden relativen Verstimmungen für  $k = 4$ .

Tabelle 5.1

$v_i$	$v_3$	$v_2$	$v_1$	$v_0$	$\Sigma v_i$
$v_i/v_0$	8	4	2	1	$v_0$
0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	1	1
0	0	1	0	0	2
0	0	1	1	1	3
0	1	0	0	0	4
0	1	0	1	1	5
0	1	1	0	0	6
0	1	1	1	1	7
1	0	0	0	0	8
1	0	0	1	1	9
1	0	1	0	0	10
1	0	1	1	1	11
1	1	0	0	0	12
1	1	0	1	1	13
1	1	1	0	0	14
1	1	1	1	1	15

Bei  $k$  Reaktanzleitungen hat man den Stellbereich

$$v_s = (2^k - 1)v_0 \tag{5.35}$$

und die Verstimmungsanteile der einzelnen Reaktanzleitungen

$$v_i = \frac{2^i}{2^k - 1} \cdot v_s \tag{5.36}$$

Entsprechend dem Zweipositionsstellglied erhält man für die Schaltleistungen der einzelnen Reaktanzleitungsschalter mit (5.5)

$$P_{si} = \frac{2^i}{2^{k-1}} \cdot P_{res} \cdot v_s \quad 5.37$$

Die größte Schaltleistung tritt in dem Schalter auf, der die größte Verstimmung  $v_{k-1}$  bewirkt:

$$P_{sk-1} = \frac{2^{k-1}}{2^{k-1}} P_{res} v_s > \frac{1}{2} P_{res} v_s \quad 5.38$$

Verteilt auf die verschiedenen Schalter, tritt insgesamt die Schaltleistung auf:

$$\Sigma P_{si} = \frac{\Sigma 2^i}{2^{k-1}} P_{res} v_s = P_{res} \cdot v_s \quad 5.39$$

Im Gegensatz zu dem oben beschriebenen Mehrpositionsstellglied kann hier nicht nur die maximal erforderliche Schaltleistung nahezu auf die Hälfte reduziert werden, sondern auch die gesamte Schaltleistung ist unabhängig von der Anzahl der Frequenzschritte gleich der des Zweipositionsstellgliedes. Die Erniedrigung der Schaltfrequenz gegenüber letzterem kann hier nach

$$f_s = \frac{v_s \cdot \Omega}{8(2^{k-1})\Delta\phi_{ss}} \quad 5.40$$

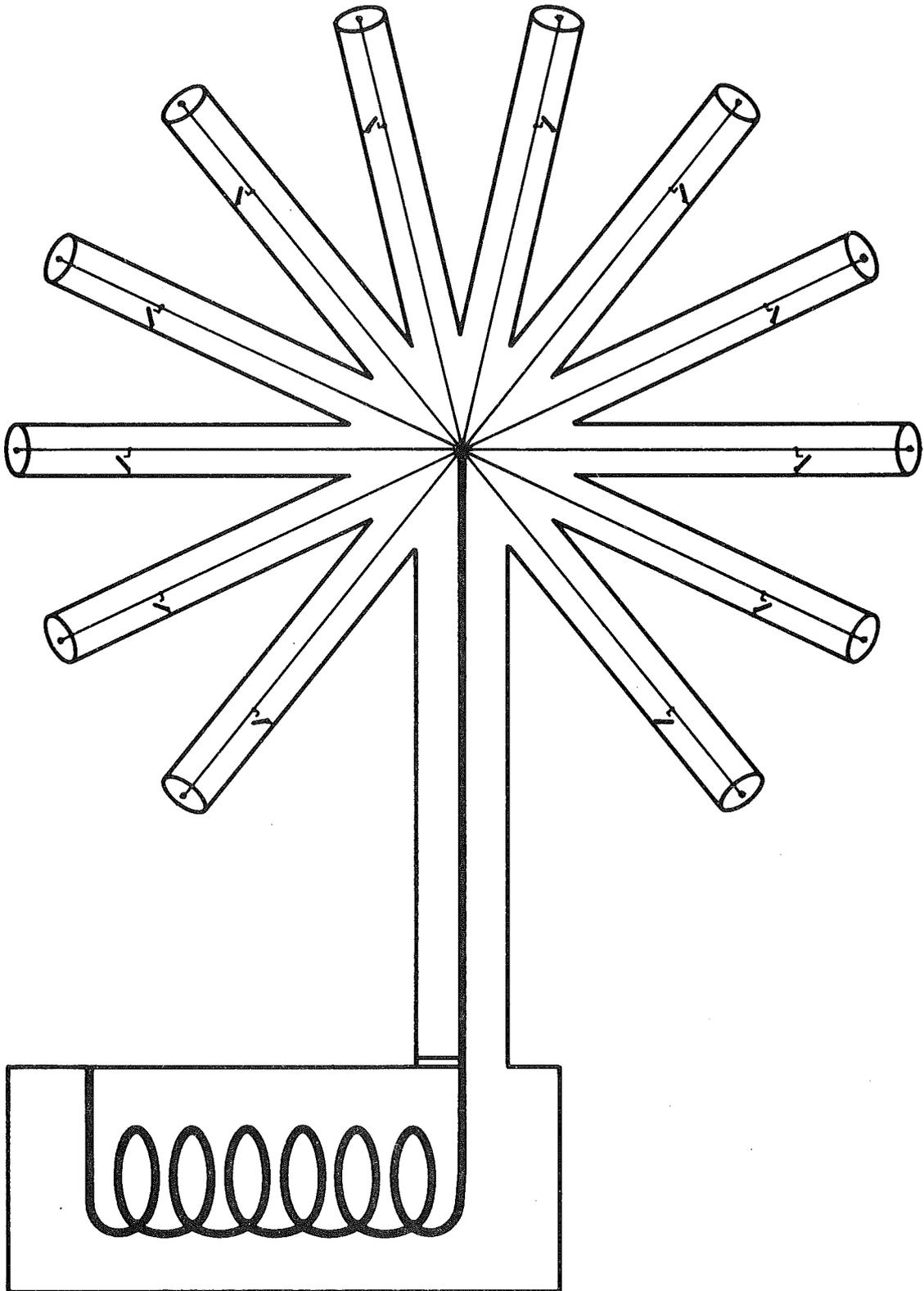
mit wesentlich verringertem Aufwand an Schaltern erreicht werden.

Von einer bestimmten Verteilung der Schaltheufigkeit der verschiedenen Reaktanzleitungen kann bei beliebiger Aussteuerung im Stellbereich nicht ausgegangen werden, was am Beispiel einer kleinen Auslenkung um die Mitte des Stellbereiches anhand von Tabelle 5.1 deutlich wird.

#### 5.2.4 Gleiche Verstimmungsbeiträge

Soll das Mehrpositionsstellglied mit gleichen relativen Verstimmungsbeiträgen der einzelnen umschaltbaren Reaktanzleitungen arbeiten, kann zweckmäßigerweise von gleichen absoluten Verstimmungen  $v_1$  und  $v_2$  der  $k$  Reaktanzleitungen und somit von einer Parallelschaltung von identischen Reaktanzleitungen ausgegangen werden (Abb. 5.4). Man hat den Verstimmungsbereich

$$v_s = k(v_1 - v_2) \quad 5.41$$



WENDELRESONATOR

Abb. 5.4: Stellglied mit Parallelschaltung gleicher Reaktanzleitungen

Hält man die Schalter in n der k Reaktanzleitungen offen und in den restlichen geschlossen, resultiert die Verstimmung

$$v_n = (k-n)v_1 + nv_2; \quad n = 0, 1, 2 \dots k \quad 5.42$$

Im Gegensatz zu den bisher betrachteten Mehrpositionsstellgliedern ist die Verstimmung ausschließlich von der Anzahl der Reaktanzleitungen gleichen Schaltzustandes abhängig.

Die Schaltleistung der einzelnen Schalter ist nach 5.5

$$P_s = P_{res} \cdot \frac{v_s}{k} \quad 5.43$$

Durch Parallelschaltung einer hinreichenden Anzahl von Reaktanzleitungen kann bei jeder Resonatorblindleistung und jeder Verstimmung die Schaltleistung auf ein für einen einfachen Diodenschalter noch zuträgliches Maß reduziert werden. Sowohl die Leerlaufspannung

$$U_{Hf} = \sqrt{\frac{P_{res} \cdot Z_L Q_2^2}{1 + v_1^2 Q_2^2}} \cdot \frac{v_s}{k} \quad 5.44$$

wie auch der Kurzschlußstrom

$$I_{Hf} = \sqrt{\frac{P_{res}}{Z_L Q_2^2} (1 + v_1^2 Q_2^2)} \quad 5.45$$

können in jedem Anwendungsfall bei einer hinreichenden Reaktanzleitungsanzahl innerhalb der Grenzen des einzelnen Diodenschalters nach 4.14, 4.15 und 4.26 liegen. Die insgesamt zu installierende Schaltleistung  $k \cdot P_s$

$$\Sigma P_{si} = P_{res} \cdot v_s \quad 5.46$$

ist mit der des Zweipositionsstellgliedes identisch.

Die Frequenz der Schaltvorgänge zwischen zwei benachbarten Verstimmungen bei vorgegebenem Phasenfehler ist nach (3.17) wie beim Mehrpositionsstellglied mit seriell angeordneten Schaltern

$$f_s = \frac{v_s \Omega}{8k \Delta\phi_{ss}} \quad 5.27$$

Da hier jedoch die Wirkung der einzelnen Schalter gleich ist, können Umschaltvorgänge zwischen benachbarten Verstimmungsstufen abwechselnd von den einzelnen Diodenschaltern übernommen werden, so daß die Schaltfrequenz der einzelnen Schalter  $f_{si}$  um den Faktor  $k$  kleiner wird:

$$f_{si} = \frac{v_s \cdot \Omega}{8k^2 \Delta\phi_{SS}} \quad 5.47$$

Hiermit ist eine gegenüber anderen Mehrpositionsstellgliedern wesentlich wirksamere Methode zur Verringerung der Schaltfrequenz der einzelnen Diodenschalter nachgewiesen. Die dazu erforderliche Gleichverteilung aller Schaltvorgänge auf die einzelnen Schalter wird in der in Kap. 6.3 zu beschreibenden Steuereinrichtung bewerkstelligt.

Da sich das Mehrpositionsstellglied mit Parallelschaltung gleicher umschaltbarer Reaktanzleitungen gegenüber allen anderen Stellgliedern nicht nur durch niedrigere Schaltleistung und niedrigere Schaltfrequenz, sondern auch durch eine wesentlich geringere erforderliche Anzahl von Diodenschaltern auszeichnet, wurde dessen Konzept der Konstruktion des Frequenzstellgliedes zugrunde gelegt. Alle folgenden Überlegungen zum Mehrpositionsstellglied beziehen sich ausschließlich auf dieses Konzept.

Im Mehrpositionsstellglied treten folgende Leistungsverluste auf:

a.) Die Verluste in den verzweigten Reaktanzleitungen entsprechen denen des Zweipunktgliedes (Gl. 5.18) und sind bei geschlossenem Schalter

$$P_{Z1} = \frac{P_{res}}{Z_L Q_2} \left[ \frac{R'_Z}{2\beta} \{ (v_1^2 Q_2^2 + 1) \operatorname{arcctan} v_1 Q_2 + v_1 Q_2 \} + R_F (v_1^2 Q_2^2 + 1) \right] \quad 5.48$$

und bei offenem Schalter

$$P_{Z2} = \frac{P_{res}}{Z_L Q_2} \left[ \frac{R'_Z}{2\beta} \{ (v_2^2 Q_2^2 + 1) \operatorname{arcctan} v_2 Q_2 + v_2 Q_2 \} + \frac{Z_L^2 v_s^2 Q_2^2}{R_S k^2 (v_1^2 Q_2^2 + 1)} \right] \quad 5.49$$

b.) Verluste in der Verbindungsleitung zwischen Koppellebene und Verzweigungspunkt sind am geringsten, wenn die Leitungslänge, die nach 5.31 ein Vielfaches der halben Wellenlänge sein muß,

möglichst kurz ist. Bedingt durch die Kryostatabmessungen ist eine Mindestlänge von  $d = \lambda$  vorgegeben. Bei einer Verstimmung  $v$  hat man auf der Leitung die gleiche Stromverteilung wie beim Zweipunktglied nach (5.13). Die Leitungsverluste durch den Widerstandsbelag  $R'_L$  sind

$$P_L = R'_L \int_{z=0}^d I^2(z) dz$$

$$P_L = \frac{P_{res}}{Z_L Q_2} R'_L \cdot m \cdot \frac{\lambda}{4} (v^2 Q_2^2 + 1) \quad \text{mit } m = \frac{2d}{\lambda}$$

Mit 5.42 können die Leitungsverluste durch die Anzahl der umgeschalteten Reaktanzleitungen ausgedrückt werden:

$$P_L = \frac{P_{res}}{Z_L Q_2} R'_L m \cdot \frac{\lambda}{4} [ \{kv_1 - n(v_1 - v_2)\}^2 Q_2^2 + 1 ] \quad 5.50$$

Da von den insgesamt  $k$  Leitungsschaltern jeweils  $n$  offen und die restlichen  $k-n$  geschlossen sind, folgt für die Gesamtverlustleistung des Mehrpositionsstellgliedes:

$$P_G(n) = P_L(n) + (k-n) \cdot P_{Z1} + n \cdot P_{Z2} \quad 5.51$$

Bei symmetrischem Verstimmungsbereich ( $v_1 = -v_2$ ) ist in Abb. 5.5 die Abhängigkeit der Gesamtverlustleistung von der Koppelstärke und innerhalb des Stellbereiches gezeigt

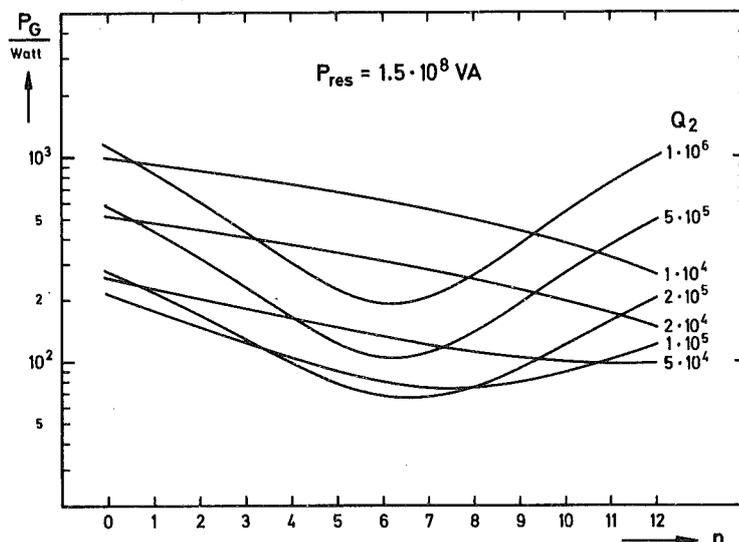


Abb. 5.5: Gesamtverlustleistung des Mehrpunktstellgliedes

Der Verlustanteil in dem Teilstück der Länge  $b$  der Verbindungsleitung, das sich innerhalb des Kryostaten befindet, muß besonders berücksichtigt werden. Die hier freiwerdende Wärmemenge wird fast vollständig zu dem auf Heliumtemperatur befindlichen kalten Leitungsende abgeführt und verursacht damit erhöhte Heliumverluste<sup>52</sup> die durch den Einsatz von Blasenbildung in flüssigem Helium aufwenige Watt begrenzt sind. Da die Wirtschaftlichkeit eines supraleitenden Beschleunigers von dem Heliumverbrauch der einzelnen Sektionen wesentlich beeinflußt wird, lohnen sich Maßnahmen, die möglichst kleine Leitungsverluste bewirken.

In der Verbindungsleitung innerhalb des Kryostaten tritt die Verlustleistung

$$P_K = \int_{z=0}^b I^2(z) \cdot R'(T) dz \quad 5.52$$

auf, wobei der Längswiderstandsbelag von der lokalen Temperatur abhängt. Die Temperatur hängt nicht nur vom Ort, sondern auch von der Verteilung der zusätzlich freiwerdenden Wärmemenge ab. Ohne näher auf diese Zusammenhänge einzugehen, kann ein gemittelter Widerstandsbelag  $R'_K$  angesetzt werden, der experimentell ermittelt wurde<sup>52</sup> und sich von dem Widerstandsbelag bei Normaltemperatur um den Verbesserungsfaktor  $c = \frac{1}{1.7}$  unterscheidet. Mit der Stromverteilung nach (5.13) folgt aus Gl. (5.52):

$$P_K = \frac{P_{res}}{Z_L Q_2} R'_{bK} \left[ (v^2 Q_2^2 - 1) \left( \frac{b}{2} + \frac{1}{4\beta} \sin 2\beta b \right) + (1 - \cos 2\beta b) \frac{v Q_2}{2\beta} + b \right] \quad 5.53$$

In Abb. 5.6 ist die Abhängigkeit der Verluste in der Koppelleitung von der Koppelstärke und der Verstimmung anhand von Kurven konstanter Verluste dargestellt.

### 5.2.5 Dimensionierung

Nach der Analyse der verschiedenen Reaktanzleitungskonzepte soll noch für den mit weitem Abstand vorteilhaftesten Aufbau mit Parallelschaltung gleicher geschalteter Reaktanzleitungen der zur Erarbeitung von Dimensionierungsvorschriften zu beschreitende Weg der Synthese

aufgezeigt werden. Man kann von einem Parametersatz ausgehen, der den maximalen durch das Schalten hervorgerufenen Phasenfehler, die vollständigen Diodenschalterdaten, an Resonatoreigenschaften die Resonatorblindleistung, die zum Ausgleich der Eigenfrequenzschwankungen erforderliche Verstimmung, die in der Koppelleitung absorbierbare Leistung und deren Widerstandsbelag sowie die Daten der für das Stellglied zu verwendenden Koaxialleitungen umfaßt. Zu ermitteln sind dann die Anzahl der parallelen Leitungen, die Schaltfrequenz, die externe Güte der Kopplung und die absolute Verstimmung.

Zunächst soll die Mindestanzahl paralleler Leitungen bestimmt werden, die auf Grund der Schalterdaten erforderlich sind, um den vorgegebenen Phasenfehler einzuhalten. Ausgehend von der Grenzleistungsbilanz (4.26) erhält man mit der Bedingung für den Phasenfehler (5.47), dem Kurzschlußstrom (5.45) und der Umschaltverlustleistung (5.11)

$$P_V > \frac{R_F P_{res}}{Z_L Q_2} \left(1 + \frac{v_1^2}{k^2} Q_2^2\right) + \theta_S \cdot P_{res} \cdot \frac{v}{2k} \left(1 - e^{-\frac{8k^2 \Delta\phi}{v\Omega\tau_T}}\right)^{-1} \quad 5.54$$

Aus der Linearitätsbedingung (4.15) und der Schalterleerlaufspannung (5.7) folgt

$$U_S > \sqrt{2 P_{res} Z_L Q_2 \left(1 + \frac{v_1^2}{k^2} Q_2^2\right)^{-1}} \cdot \frac{v}{k} \quad 5.55$$

Setzt man 5.55 in 5.54 ein, erhält man die Leistungsbilanz

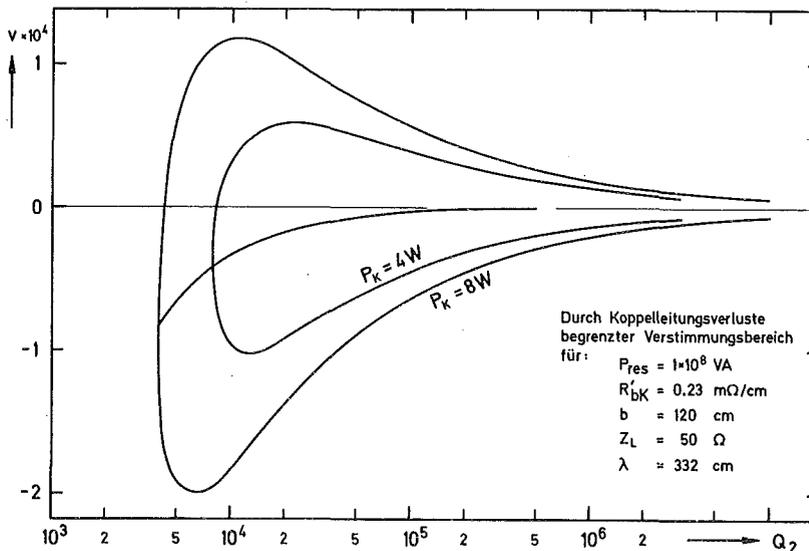


Abb. 5.6: Koppelleitungsverluste

$$P_V > \frac{2R_F P_{res}^2 v^2}{U_S^2 \cdot k^2} + \theta_S \cdot P_{res} \cdot \frac{v}{2k} \left(1 - e^{-\frac{8k^2 \Delta\phi}{v\Omega\tau_T}}\right)^{-1} \quad 5.56$$

die in impliziter Form eine Abschätzung für die Mindestanzahl von parallelen Reaktanzleitungen darstellt.

Für die Ausgangsparameter

$P_{res} = 10^8 \text{ VA}$	$P_V = 24,5 \text{ W}$
$\Omega = 2\pi \cdot 9 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$	$U_S = 300 \text{ V}$
$v = 6.67 \cdot 10^{-5}$	$R_F = 0.2 \Omega$
$\Delta\phi = 0.5^\circ$	$\theta_S = 10^{-5}$

folgt aus 5.56 die Mindestanzahl  $k_m = 4$ , während ein Zweipositionsstellglied nicht weniger als 16 parallele Diodenschalter benötigt. Die zur Einhaltung des Phasenfehlers erforderlichen Schaltfrequenzen der einzelnen Schalter liegen bei  $f_{Sm} > 67.5 \text{ kHz}$  für das Stellglied mit vier parallelen Leitungen und (unrealistisch) bei  $f_s > 1080 \text{ kHz}$  für das Zweipositionsstellglied. Im Gegensatz zu letzterem kann die Schaltfrequenz für das Stellglied mit parallelen Reaktanzleitungen durch Vergrößerung der Anzahl paralleler Leitungen entsprechend Gl. 5.47 weiter erniedrigt werden, bis sie in einem von der Ansteuer-elektronik bewältigbaren Bereich liegt. Für den Prototyp des Frequenzstellgliedes wurde eine Anordnung von zwölf Reaktanzleitungen mit einer Schaltfrequenz pro Schalter von  $8.33 \text{ kHz}$  gewählt. Gibt man die Leitungsanzahl ( $k > k_m$ ) und die Schaltfrequenz ( $f_s > f_{Sm}$ ) vor, beschreiben die Ungleichungen 5.54 und 5.55 den auf Grund der Schaltergrößen zulässigen Bereich der externen Koppelgüte und der absoluten Verstimmung, der in Abb. 5.7 dargestellt ist.

Dieser Bereich wird zusätzlich durch die Bedingung eingeschränkt, daß die in der Koppelleitung auftretende Verlustleistung eine kühlungsbedingte Grenze nicht überschreiten darf (5.53):

$$P_{Kmax} > \frac{P_{res} R'_b k}{Z_L Q_2} \left[ (v^2 Q_2^2 - 1) \left( \frac{b}{2} + \frac{1}{4\beta} \sin 2\beta b \right) + (1 - \cos 2\beta b) \frac{v Q_2}{2\beta} + b \right] \quad 5.57$$

Diese Bedingung muß jeweils im ganzen Verstimmungsbereich gelten:

$$kv_1 < v < kv_2$$

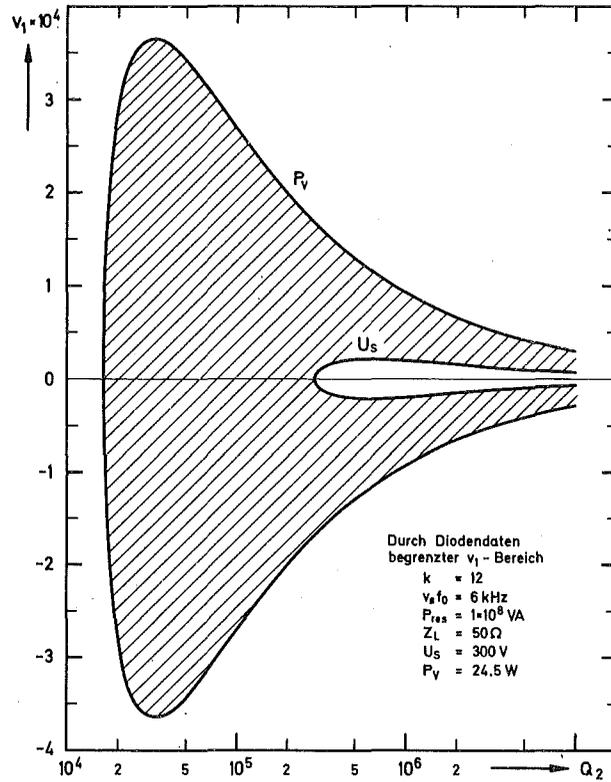


Abb. 5.7: Durch Schaltergrenzen gegebener Bereich der Koppelstärke und der Verstimmung

Den daraus resultierenden Bereich der Koppelstärke und der absoluten Verstimmung  $v_1$  der einzelnen Reaktanzleitungen zeigt Abb. 5.8.

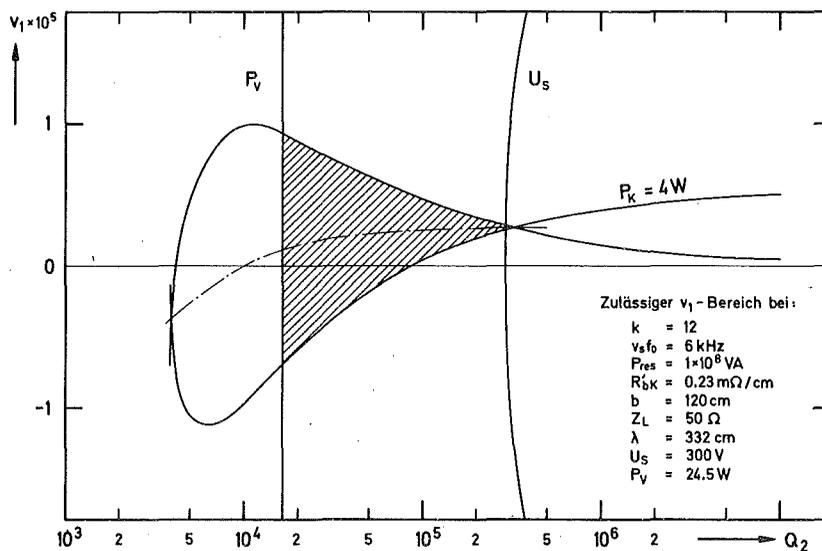


Abb. 5.8: Zulässiger Bereich der Koppelstärke und der Verstimmung

Geringste Spitzenverluste in der Koppelleitung treten dann auf, wenn der Stellbereich nicht symmetrisch zur ungestörten Frequenz liegt, sondern so gewählt wird, daß in beiden Randstellungen des Stellgliedes die gleiche Verlustleistung erreicht wird. Das ist nach 5.53 der Fall, wenn die Mitte des Stellbereiches  $v_m$  gemäß

$$v_m = \frac{1}{Q_2} \frac{1 - \cos 2\beta b}{2\beta b + \sin 2\beta b} \quad 5.58$$

gegenüber der symmetrischen Lage verschoben ist. Die Verluste ergeben sich dann aus Gl. 5.57

$$P_{Kopt} = \frac{P_{res} R'_K}{Z_L} \left[ \left( \frac{b}{2} + \frac{1}{4\beta} \sin 2\beta b \right) \frac{v_s^2}{4} Q_2 + \left( \frac{b}{2} - \frac{(1 - \cos 2\beta b)^2}{4\beta(2\beta b + \sin 2\beta b)} - \frac{1}{4\beta} \sin 2\beta b \right) \frac{1}{Q_2} \right] \quad 5.59$$

Die optimale Verlustleistung in der Koppelleitung als Funktion der Koppelgüte ist in Abb. 5.9 dargestellt. Das Minimum der optimalen Verluste liefert die optimale Koppelgüte

$$Q_2 \text{ opt} = \frac{1}{v_s} \frac{\sqrt{b^2 - \frac{1 - \cos 2\beta b}{2\beta^2}}}{\frac{b}{2} + \frac{1}{4\beta} \sin 2\beta b} \quad 5.60$$

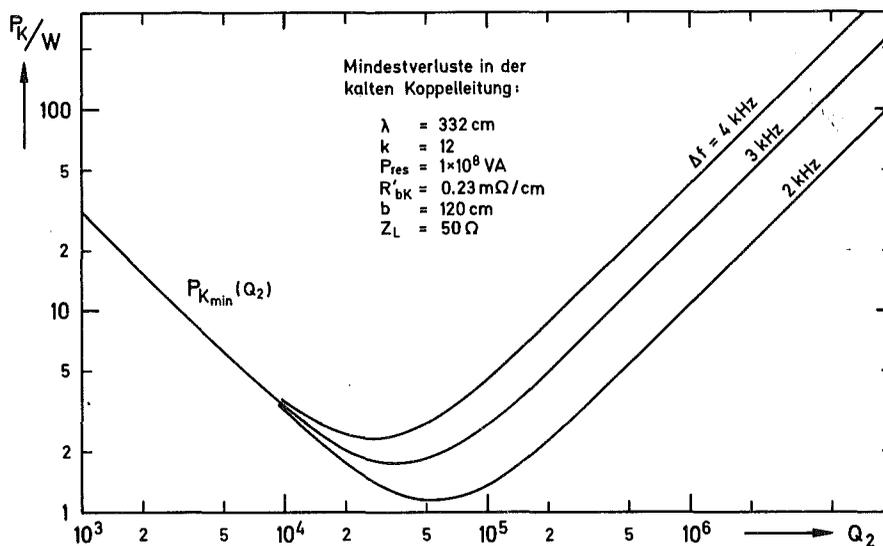


Abb. 5.9: Mindestverluste in der Koppelleitung

In dem durch die Bedingungen 5.54, 5.55 und 5.57 abgegrenzten Bereich (Abb. 5.8) können die Koppelstärke und die absolute Verstimmung nach folgenden Optimierungskriterien gewählt werden:

1. Minimale Verluste in der Koppelleitung
2. Minimale Gesamtverluste im Frequenzstellglied
3. Minimale Verlustleistungsänderung

Die Verluste in der innerhalb des Kryostaten befindlichen Koppelleitung tragen wesentlich zu dem Kühlmittelbedarf des Beschleunigers bei. Sie hängen nach Gl. 5.53 von der jeweils bewirkten Verstimmung ab. Da das zu erwartende Stellsignal im wesentlichen eine sinusoidale Größe beliebiger Amplitude darstellt, kann keineswegs die interessierende mittlere Verlustleistung aufgrund einer Gewichtung der Verlustleistungsabhängigkeit mit der Zustandshäufigkeit ermittelt werden. Statt dessen ist die oben beschriebene Minimierung der Spitzenverluste in den Randpositionen des Stellbereiches anzuwenden.

Die Gesamtverluste im Frequenzstellglied nach 5.51 sind gemeinsam mit der Strahlleistung, der vernachlässigbaren Resonatorwirkleistung und den Leitungsverlusten vom Leistungsverstärker aufzubringen und wirken sich daher auf dessen Baugröße aus. Um mit möglichst kleinen Leistungsverstärkern auszukommen, sind die in einer oder beiden Randstellungen auftretenden Spitzenverluste zu minimisieren.

Die Änderung der Gesamtverluste innerhalb des Stellbereiches wirkt sich besonders bei kleinem Strahlstrom auf die Betriebsgüte des Beschleunigungsresonators aus und steuert somit einen wesentlichen Parameter sowohl der Relativphasen- wie auch der Amplitudenregelung. Zudem verursacht die Güteänderung eine verzögerte Amplitudenstörung. Daher ist bei höheren Feldstärken ein stabiler Betrieb des Resonators nur mit Amplitudenregelung möglich. Eine Reduzierung der Güteänderung ermäßigt die Anforderungen an das Störverhalten der Amplitudenregelung.

Die drei angegebenen Optimierungskriterien führen im allgemeinen nicht zur gleichen Koppelstärke und absoluten Verstimmung. Lösungen des zweiten und dritten Kriteriums können außerhalb des zulässigen Bereiches liegen. Eine Abwägung der Bedeutung der drei Kriterien auf Grund des

unterschiedlichen technischen Aufwandes für die Heliumkälteanlage, den Hochfrequenzleistungsverstärker und die Amplitudenregelung ergibt, daß die beiden letzten Kriterien gegenüber dem ersten nahezu unberücksichtigt bleiben können. Die Dimensionierung der Kopplung und die absolute Verstimmung können somit unmittelbar den Gleichungen 5.58 und 5.60 entnommen werden.

### 5.3 Technische Realisierung

Als hochfrequenztechnische Lösung des Frequenzstellgliedes wurde ein Mehrpositionsstellglied mit 12 gleichen parallelgeschalteten umschaltbaren Reaktanzleitungen aufgebaut, dessen wesentliche Teile in Abb.5.10 zu sehen sind. Das am oberen Ende befindliche Leitungsstück der Dimension 29/66 stellt einen Teil der Verbindungsleitung zwischen dem Verzweigungspunkt und der Kopplung an dem Resonator dar. Die nicht abgebildeten Teile der Verbindungsleitung bestehen aus konventionellen festen oder elastischen Koaxialleitungsstücken und der im Kryostaten eingebauten koaxialen Koppelleitung. Das abgebildete Teilstück der Verbindungsleitung stellt eine motorgetriebene Posaune zur exakten Justierung des Abstandes des Verzweigungspunktes von der Koppellebene dar. Im Verzweigungspunkt sind 12 Koaxialleitungen der Dimension 7/16 sternförmig zu der koaxialen Verbindungsleitung zusammengefaßt. Die Ausbildung der Koaxialleitungsverzweigung, die zusammen mit der Posaune eine Baueinheit bildet, ist in Abb. 5.11 gezeigt. Diese Baueinheit wurde nach eigenen Angaben von einer Spezialfirma (Spinner bzw. WISI) gefertigt. Die anschließenden gleichen Reaktanzleitungen enthalten an jeweils gleicher Stelle Diodenkurzschlußschalter und sind am Ende mit festen Kurzschlüssen versehen. Die Konstruktion der Kurzschlußschalter ist in Abb. 5.12 wiedergegeben. Die Schalter sind mit den zugehörigen Schaltverstärkern zusammengefaßt und gemeinsam auf einem mit einer wasserdurchflossenen Kühlwendel versehenen Halterung montiert, die die Verlustwärme der PIN-Dioden und der Endstufentransistoren abführt.

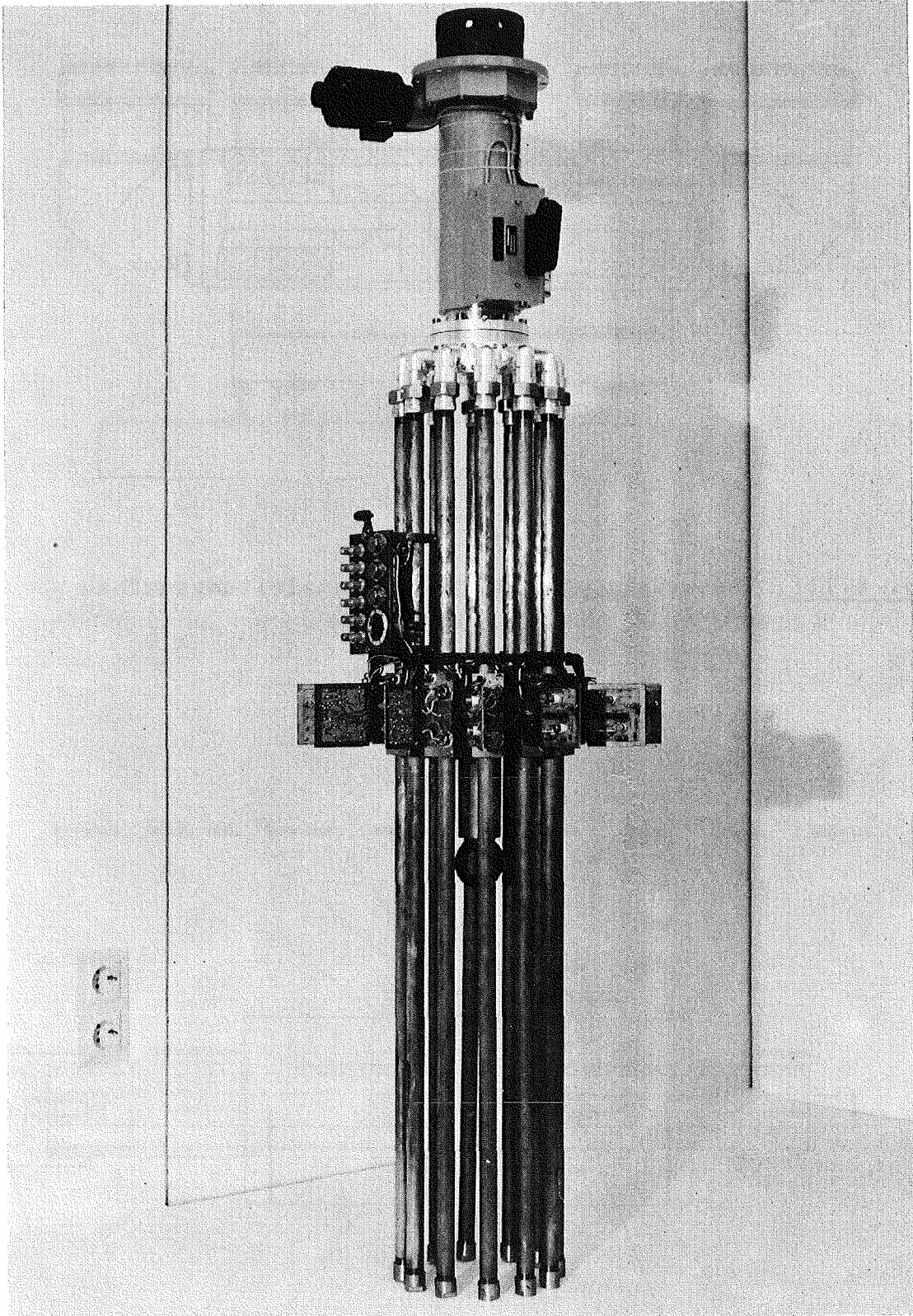


Abb. 5.10: Frequenzstellglied

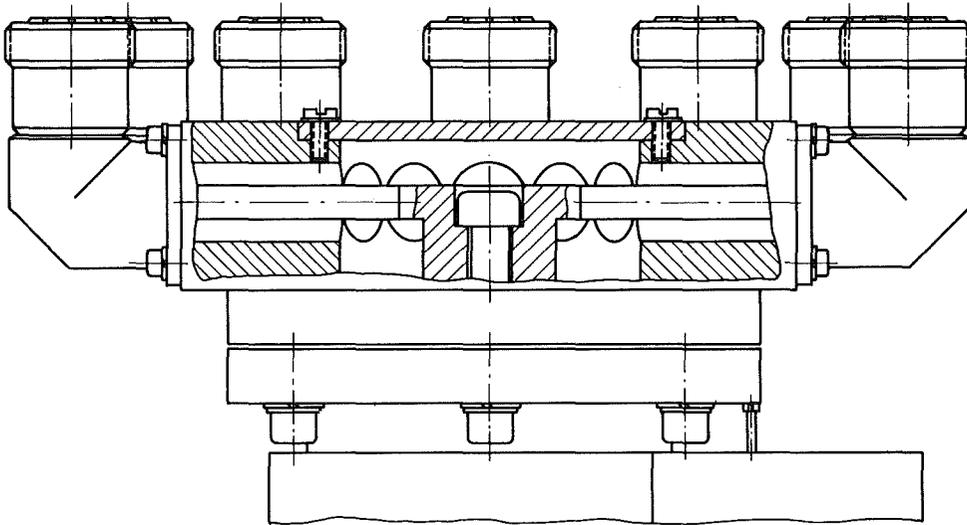


Abb. 5.11: Verzweigungspunkt im Reaktanzleitungsaufbau

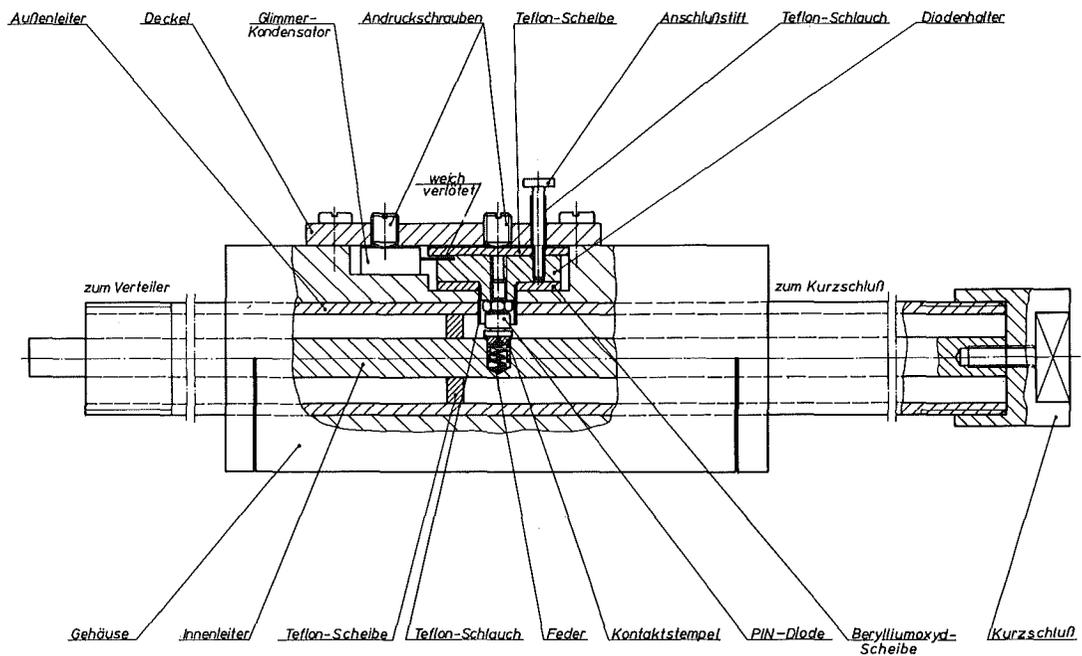


Abb. 5.12: Diodenschalter

Eine Bestätigung des Funktionierens des Frequenzstellgliedes ist durch Nachweis

- a. der Stellcharakteristik und
- b. der Belastbarkeit

erbracht.

Die Stellcharakteristik des Frequenzstellgliedes hängt vom Längenabgleich der Verbindungsleitung und den wirksamen Reaktanzleitungslängen ab. Bei Abgleich bestätigt eine äquidistante Stellcharakteristik die Beschreibung der Kopplung in Kap. 1 und das als ideal angenommene Verhalten der Koaxialleitungsverzweigung. Die Stellcharakteristik konnte sowohl an einem normalleitenden Modellresonator, einem supraleitenden Einzelwendelresonator wie auch der supraleitenden Originalbeschleunigerstruktur nachgewiesen werden, wobei sich bedingt durch verschiedene Kopplungsstärken unterschiedliche Stellbereiche ergaben. Die Äquidistanz der Stellcharakteristik konnte für die erprobten Stellbereiche von bis zu 15 kHz als ausreichend angesehen werden. Meßergebnisse mit verschiedenen Leitungslängen an der Beschleunigerstruktur sind in Abb. 5.13 wiedergegeben. Die eingezeichneten Geraden sollen nur die relative Lage der diskreten Verstimmungspunkte zueinander verdeutlichen. Abweichungen von gleichgroßen Verstimmungsschrittweiten sind in diesem Fall fast ausschließlich auf Ungleichheit der Reaktanzleitungslängen zurückzuführen.

Die Belastbarkeit des Frequenzstellgliedes wird zweckmäßigerweise unter Sollfeldbedingungen des Beschleunigungsresonators nachgewiesen. Experimentelle Ergebnisse sind in Kap. 7 zusammengefaßt.

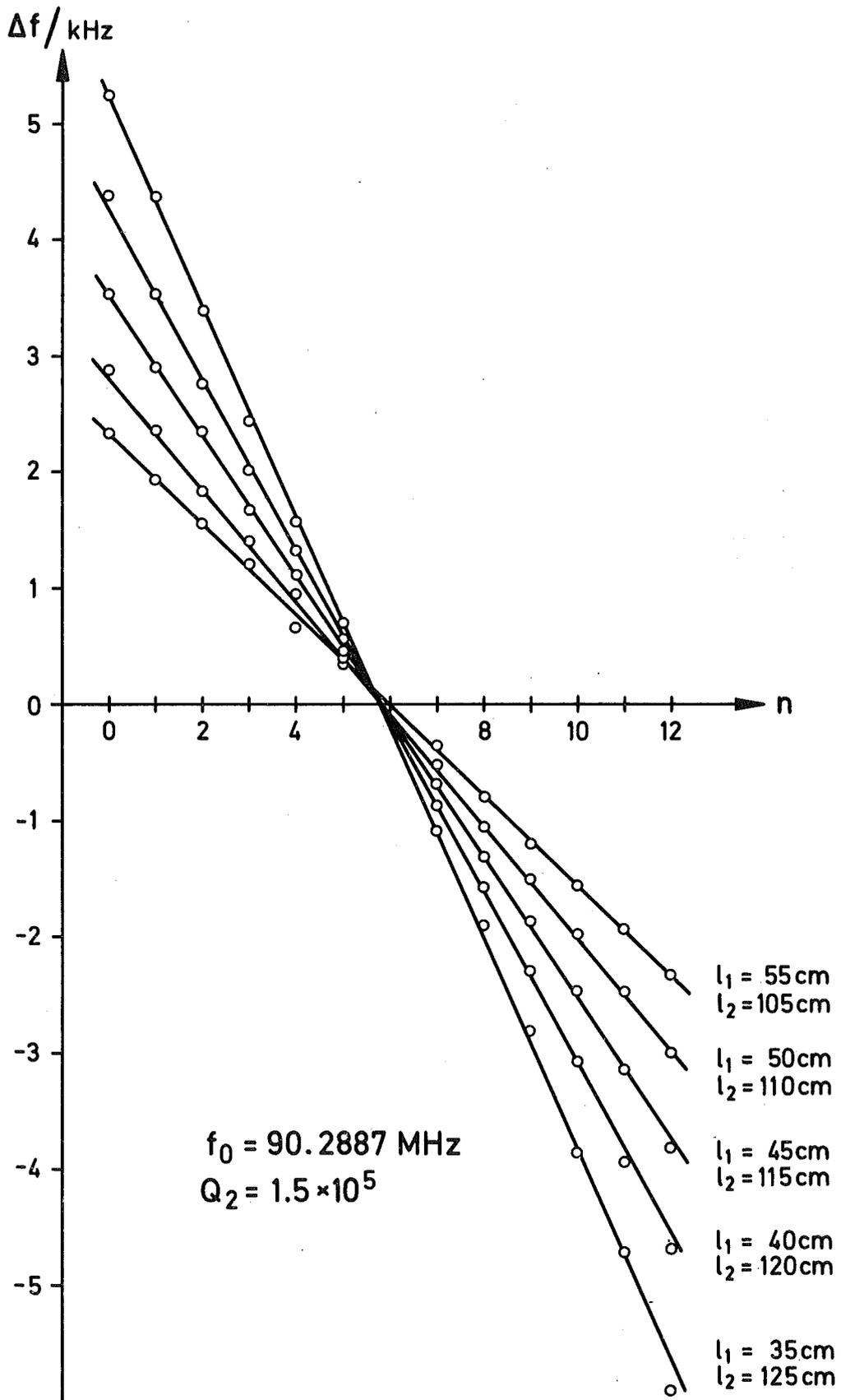


Abb. 5.13: Gemessene Verstimmungskennlinie

## 6. ABSOLUTPHASENREGELUNG

### 6.1 Lineares Regelverhalten

#### 6.1.1 Beschreibung des Regelkreises

Der Betrieb der Beschleunigungsresonatoren mit Hilfe des Dreifachregelungssystems wurde bereits in Kap. 2 beschrieben. Während die dazu erforderlichen Amplituden- und die Relativphasenregelschleife aus früheren Veröffentlichungen <sup>5,21</sup> bekannt bzw. im wesentlichen konventionell sind, beinhaltet die Absolutphasenregelung wesentliche Neuerungen, die infolge der diskontinuierlichen Wirkungsweise des im vorausgegangenen Kap. 5 beschriebenen Frequenzstellgliedes notwendig sind. Dieses Kapitel behandelt die isolierte Absolutphasenregelschleife unter Ausschluß aller Probleme, die aus Verkopplungen mit den beiden zusätzlich vorhandenen Regelschleifen resultieren <sup>53</sup>. Zunächst soll die Zulässigkeit der isolierten Betrachtung der Absolutphasenregelschleife überprüft werden.

Die Amplitudenregelschleife ist notwendig zur Aufrechterhaltung der Stabilität des Dreifachregelungssystems bei starken Verlustleistungsschwankungen im Frequenzstellglied (Kap. 5.2.4), die zu Güteänderungen des Gesamtresonators und ohne Gegenmaßnahmen zu Amplitudeneinbrüchen führen, welche über den für Beschleunigungsresonatoren typischen Strahlungsdruckeffekt auf die Resonanzfrequenz zurückwirkt. Dieser Koppelmechanismus ist bei hinreichend gut funktionierender Amplitudenregelung eliminiert. Die reale Dreifachregelung ist daher einer Zweifachphasenregelung mit idealem, d. h. ausschließlich auf die Frequenz wirksamen Stellglied äquivalent.

Bei Zweifachphasenregelung (Abb. 6.1a) dient die Relativphasenregelschleife der stabilen Erregung des Resonators unabhängig von der Absolutphasenregelschleife, indem der nachgesteuerte Generator (VCO) den Resonator stets bei seiner jeweiligen Resonanzfrequenz oder bei einer festen Phasenlage auf der Resonanzflanke mit Hf-Leistung versorgt. Ist das Führungsverhalten der

Relativphasenregelschleife bei Eigenfrequenzänderungen in dem für die Absolutphasenregelung wesentlichen Signalfrequenzbereich hinreichend gut - das trifft zu, wenn, wie hier praktisch realisiert, die Durchtrittsfrequenz der Relativphasenregelschleife ausreichend weit oberhalb derjenigen der Absolutphasenregelschleife liegt - verhält sich der mittels Relativphasenregelung erregte Resonator für die Absolutphasenregelschleife wie ein steuerbarer Generator. Demgemäß kann das Verhalten der isolierten Absolutphasenregelung (Abb. 6.1b) hier unabhängig von beiden zusätzlichen Regelschleifen untersucht werden.

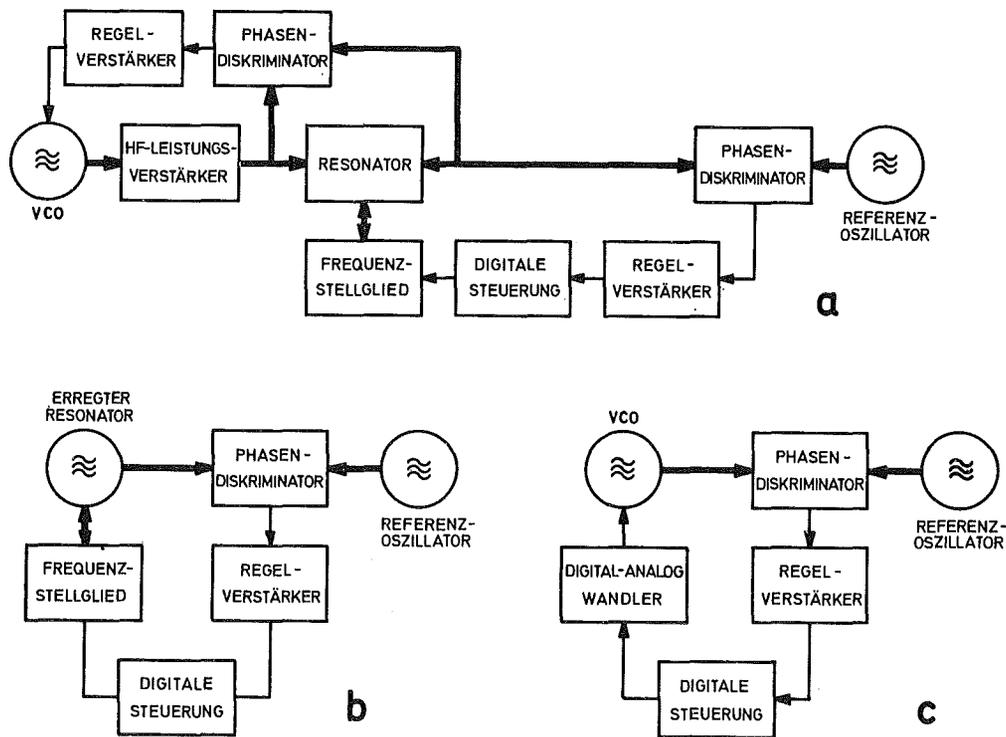


Abb. 6.1: Blockschaltbilder des Regelkreises

Zu einem handlichen Modell der isolierten Absolutphasenregelung unter Verzicht auf den Originalresonator mit dem Frequenzstellglied, aber unter Beibehaltung aller sonstigen Originalkomponenten, gelangt man, indem man den erregten Resonator mitsamt dem Frequenzstellglied durch einen spannungsgesteuerten Oszillator (VCO) und einen geeigneten Digital-Analog-Wandler ersetzt (Abb. 6.1c). Damit rückt auch die

Frequenzänderung durch das Stellglied, die im Modell durch die Spannung am Ausgang des Digital-Analog-Wandlers dargestellt wird, in den Bereich unmittelbar meßbarer Größen.

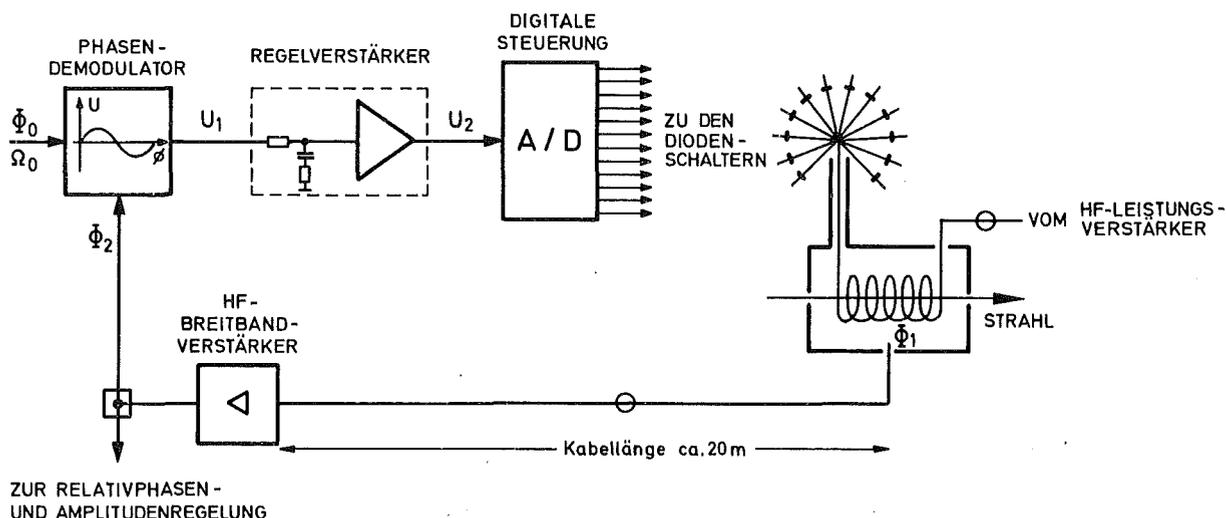


Abb. 6.2: Absolutphasenregelschleife

Die reale Absolutphasenregelschleife ist in Abb. 6.2 dargestellt. Hieraus soll nun eine regelungstechnische Beschreibung des separierten Absolutphasenregelkreises gewonnen werden. Dazu kann der Phasendemodulator als Summierstelle zur Bildung der Phasendifferenz  $\phi$  zwischen der Referenzphase  $\phi_0$  und der zurückgeführten Resonatorphase  $\phi_2$  mit nachfolgendem Kennlinienglied  $F_D$  zur Wiedergabe der nichtlinearen Demodulator Kennlinie beschrieben werden.  $V(s)$  ist die Übertragungsfunktion des Regelverstärkers. Die nichtlineare Verknüpfung zwischen der Steuerspannung  $u_2$  und dem Beitrag  $\sigma$  des Stellgliedes zur Resonatorfrequenz  $\Omega_1$  ist die Kennlinie  $F_s$ . Darin sind die nichtlinearen Eigenschaften des eigentlichen Frequenzstellgliedes und der zu dessen Ansteuerung erforderlichen digitalen Steuerung zusammengefaßt. Die digitale Signalverarbeitung verursacht eine Tötzeit  $T_2$ , die zusätzlich zur Kennlinie zu berücksichtigen ist.

Die Resonatorfrequenz ergibt sich als Summe aus der Referenzfrequenz  $\Omega_0$ , der Verstimmung  $\delta$  zwischen Resonatorfrequenz und Referenzfrequenz im unregulierten Fall und der Stellgröße  $\sigma$  des Frequenzstellgliedes. In der Verstimmung  $\delta$  ist sowohl die stationäre Grundverstimmung  $\Omega_{10} - \Omega_0$  wie auch der Beitrag der äußeren mechanischen Einwirkung  $\Delta\Omega_{\text{vibr}}$  enthalten. Der erregte Resonator wird also durch eine Summierstelle für die diversen Frequenzeinwirkungen beschrieben. Den Übergang von Frequenz auf Phase (nicht etwa eine Resonatoreigenschaft) gibt ein Integrierglied  $1/s$  wieder. Die Phase  $\Phi_1$  stellt die für die Beschleunigung wesentliche Hochfrequenzphase des Resonators dar. Für Messungen steht eine Koppelsonde an der Außenwandung des Resonators zur Verfügung, die unter Betriebsbedingungen nur über eine längere Kabelstrecke zugänglich ist. Infolge der geometrischen Ausdehnung der Hf-Kabel und durch Eigenschaften von Hf-Verstärkern kommt zwischen der Koppelsonde und der Phasenvergleichsstelle die Phasenlaufzeit  $T_1$  zustande. Die Phasenlaufzeit verursacht zwischen Resonator und Phasenvergleichsstelle die hochfrequenzproportionale Phasendrehung

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \Omega_1 T_1,$$

die bei der Einstellung der Phasenlage der einzelnen Resonatoren, d. h. bei der Vorgabe der jeweiligen Phasensollwerte  $\Phi_0$  berücksichtigt werden muß. Im folgenden wird stets von einer entsprechend korrigierten Sollphase ausgegangen. Zusätzlich wirkt sich die Phasenlaufzeit auch als Totzeit für das aufmodulierte Regelsignal aus.

Der Regelkreis wird durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\begin{aligned} \phi &= \Phi_2 - \Phi_0 \\ u_1 &= F_D(\phi) \\ u_2 &= V(s) \cdot u_1 \\ \sigma &= F_S(u_2 \cdot e^{-T_2 s}) \\ \Omega_1 &= \Omega_0 - \sigma + \delta \end{aligned} \tag{6.1}$$

$$\begin{aligned}
 \Phi_1 &= \frac{1}{s} \Omega_1 \\
 \Phi_2 &= \Phi_1 \cdot e^{-T_1 s} \\
 \Phi_0 &= \frac{1}{s} \Omega_0 \\
 \delta &= \Omega_{10} - \Omega_0 + \Delta\Omega_{\text{vibr.}}
 \end{aligned}
 \tag{6.1}$$

Das regelungstechnische Ersatzschaltbild wird anschaulicher, wenn man auf eine Wiedergabe der Trägerfrequenzen und der konstanten Phasenbeiträge verzichtet und nur die niederfrequenten Änderungen der Differenzphasen und der Differenzfrequenz erfaßt. Man setzt

$$\omega = \Omega_1 - \Omega_0
 \tag{6.2}$$

$$\psi = \Phi_1 - \Phi_0
 \tag{6.3}$$

Alle Konstanten im Bereich der Phasen sind bereits bei der Führungsphase berücksichtigt. Man erhält damit das regelungstechnische Ersatzschaltbild des Absolutphasenregelkreises Abb. 6.3:

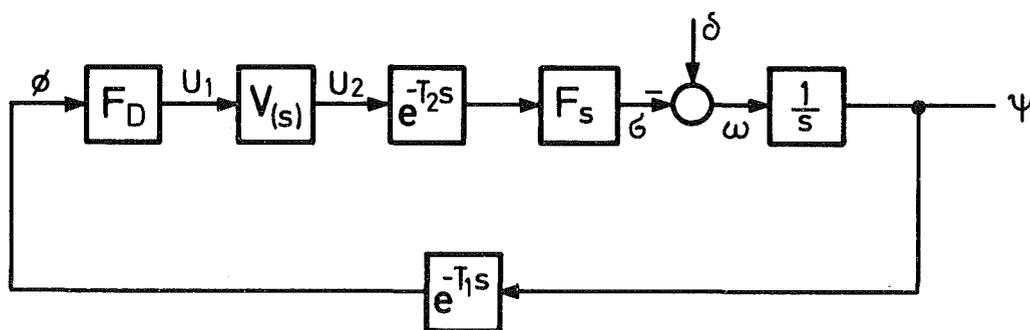


Abb. 6.3: Regelungstechnisches Ersatzschaltbild der Absolutphasenregelung

### 6.1.2 Linearisierung der Kennlinienglieder

Der Regelkreis (Abb. 6.3) enthält die drei Übertragungsfunktionen  $F_S$ ,  $V(s)$  und  $F_D$ , die zum Ermitteln seines Verhaltens bekannt sein müssen. Der lineare Regelverstärker wird durch die Übertragungsfunktion  $V$  beschrieben, die sich aus dem statischen Verstärkungsfaktor  $V_R$  und den Zeitkonstanten  $T_3$ ,  $T_4$  eines allgemeinen rationalen Regelgliedes 1. Ordnung (kurz:  $AR_1$ -Glieder) zusammensetzt.

$$V(s) = V_R \frac{1+T_3s}{1+T_4s} \quad (6.5)$$

Die Zeitkonstanten der dynamischen Korrektur und der Verstärkungsfaktor stehen als frei verfügbare Parameter zur Verfügung, um Stabilität und gewünschte Reglereigenschaften zu erreichen.

Der Phasendetektor läßt sich regeltechnisch durch eine Summierstelle zur Bildung der Phasendifferenz und eine nachfolgende sinusförmige Kennlinie darstellen:

$$U_1 = F_D(\phi) = K_D \sin\phi \quad (6.6)$$

Daran ändert sich nichts, wenn die Summierstelle aus dem Phasen- in den Frequenzbereich verlegt wird. Unter der Voraussetzung kleiner Auslenkungen kann die Sinuskennlinie in geeigneten stationären Betriebspunkten durch ihre Tangente angenähert werden. In geeigneten Betriebspunkten ( $\phi=0, \pi$ ) gilt die linearisierte Phasendetektorsteilheit

$$F_{DL} = (-)^+ K_D \phi$$

Das Frequenzstellglied ist in der Lage, eine endliche Anzahl diskreter Frequenzwerte mit gleichen Abständen einzustellen. Hier sei nun zunächst ohne weitere Erklärung angenommen, daß eine zugehörige Steuerschaltung eine analoge Steuerspannung dergestalt in Frequenzwerte umsetzt, daß eine treppenförmige Stellcharakteristik (Mehrpunkt- oder Quantisierungskennlinie) (Abb. 6.4 a) entsteht.

Bei einer solchen unstetigen nichtlinearen Kennlinie können von der oben angewandten Methode der Linearisierung für kleine Auslenkungen um einen stationären Betriebspunkt keine weiterhelfenden Ergebnisse erwartet werden. Eine geeignetere Methode der Erfassung einer solchen nichtlinearen Kennlinie und Methoden der Glättung werden später ausführlich erörtert. Nimmt man den Erfolg einer Glättung vorweg, kann die Treppenkennlinie durch eine Gerade ersetzt werden, die nur durch den Stellbereich begrenzt bleibt (Abb. 6.4 b).

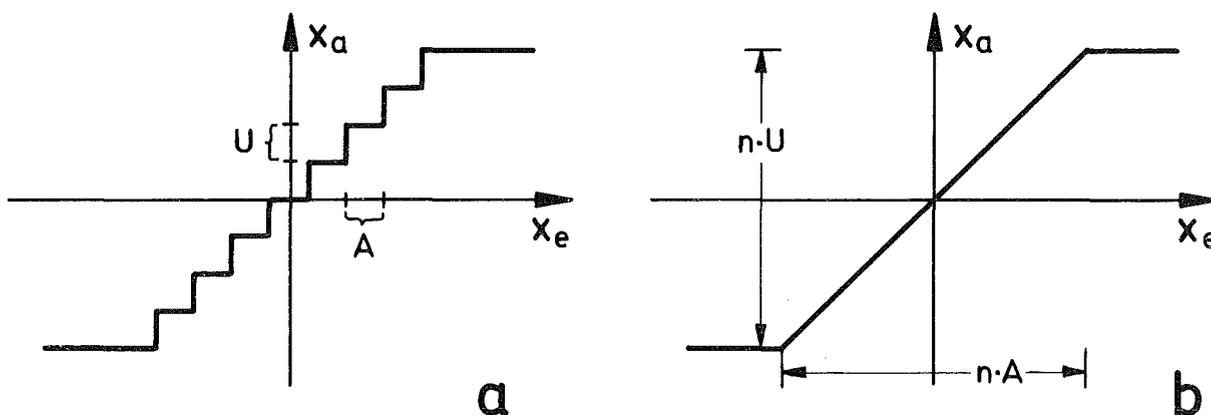


Abb. 6.4: Linearisierung der Quantisierungskennlinie

$$F_{SL} = \begin{cases} +\frac{n}{2} U & \text{für } \frac{n}{2} A < x_e \\ K_s x_e & -\frac{n}{2} A < x_e < +\frac{n}{2} A \\ -\frac{n}{2} U & x_e < -\frac{n}{2} A \end{cases} \quad (6.7)$$

Legt man auch hier hinreichend kleine Auslenkungen zugrunde, kann man die Begrenzung unberücksichtigt lassen.

Im Gegensatz zum Phasendetektor muß beim nichtlinearen Frequenzstellglied eine dynamische Komponente berücksichtigt werden, die durch endliche Arbeitsgeschwindigkeit der digitalen Steuerung, Laufzeiten in Kabeln und Schaltverzögerungen in den Diodenschaltern zustande kommt und sich als Totzeit  $T_2 \sim 800$  nsec bemerkbar macht. Diese Totzeit kann mit der des Hf-Zweiges ( $T_1 \sim 200$  nsec) zusammengefaßt werden ( $T_1 + T_2 = T_{12} \sim 1$  µsec).

Die Verstärkungsfaktoren der linearisierten Kennlinien können ebenfalls mit dem des Regelverstärkers zum statischen Verstärkungsfaktor  $V_S$  zusammengefaßt werden:

$$V_S = V_R \cdot K_S \cdot K_D \quad (6.8)$$

Man erhält damit das Blockschaltbild des linearisierten Regelkreises Abb. 6.5:

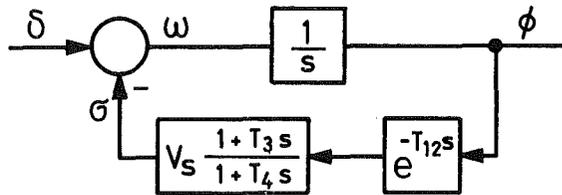


Abb. 6.5: Linearisiertes Blockschaltbild

### 6.1.3 Synthese des linearisierten Regelkreises

An den linearisierten Regelkreis sind folgende Forderungen zu stellen<sup>5 6</sup>:

- A.) Der Regelkreis muß stabil sein.
- B.) der Regelkreis muß hinreichend gedämpft sein.
- C.) Der Regelfehler muß sowohl stationär wie auch bei allen auftretenden Störfrequenzen hinreichend klein sein.

Da die Forderung C den Forderungen A und B entgegensteht, muß unter gleichzeitiger Abwägung aller Forderungen ein geeigneter Kompromiß gefunden werden.

Zur Untersuchung der Stabilität sei das Nyquist-Kriterium herangezogen. Die offene Kreisverstärkung

$$F_O(s) = \frac{V_S}{s} \frac{1+T_3s}{1+T_4s} e^{-T_{12}s} \quad (6.9)$$

erfüllt die Voraussetzungen, die die Anwendung des Nyquist-Kriteriums bei Frequenzkennliniendarstellung erlauben. Der geschlossene Kreis ist dann stabil, wenn die Phasenkennlinie bei der Durchtrittsfrequenz  $f_D$  oberhalb  $-180^\circ$  liegt, andernfalls ist er instabil.

Zunächst sei der Kreis ohne dynamische Korrektur betrachtet ( $T_3 = T_4$ ). Die Phasenkennlinie erreicht  $-180^\circ$  bei  $f = \frac{1}{4T_{12}} = 250 \text{ kHz}$ . Mit dieser maximalen Durchtrittsfrequenz liegt die maximale Kreisverstärkung im gesamten Frequenzbereich fest (Abb. 6.6 a).

Nimmt man das  $AR_1$ -Glied mit  $T_3 < T_4$  hinzu, wird zwar  $-180^\circ$  von der Phasenkennlinie bei geringfügig niedrigerer Frequenz erreicht, andererseits kann aber die Kreisverstärkung im gesamten unteren Frequenzbereich deutlich angehoben werden (Abb. 6.6 b). Bei gleichzeitiger proportionaler Vergrößerung von  $V_S$  und  $T_4$  wird die Stabilität nicht geändert, man stößt jedoch an Grenzen der praktischen Realisierbarkeit des Regelverstärkers.

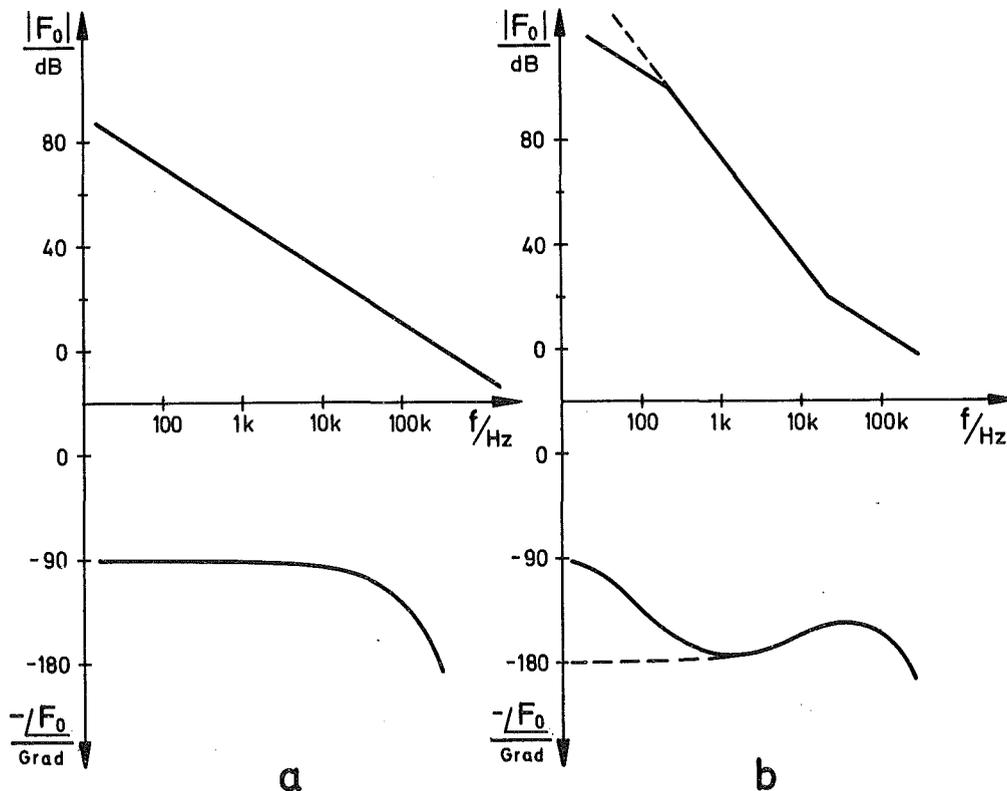


Abb. 6.6: Frequenzkennlinien des unkorrigierten (a) und korrigierten (b) offenen Regelkreises an der Stabilitätsgrenze

Wird nun der Regelkreis so dimensioniert, daß die Phasenkennlinie bei der Durchtrittsfrequenz knapp oberhalb von  $-180^\circ$  verläuft, ist der Kreis zwar stabil, aber die Antwort des geschlossenen Kreises auf einen Führungsgrößensprung tritt dann als nur langsam abklingender Einschwingvorgang in Erscheinung. Ein qualitatives Maß für die Dämpfung der Sprungantwort ist die Phasenreserve, das ist der Abstand der Phasenkennlinie von der Stabilitätsgrenze  $-180^\circ$  bei der Durchtrittsfrequenz. Dabei ist vorauszusetzen, daß die Betragskennlinie in einer nicht zu kleinen Umgebung der Durchtrittsfrequenz ein Gefälle von 20 dB pro Dekade hat. Da es hier fast ausschließlich auf das Störverhalten bei einem bekannten niederfrequenten Störspektrum ankommt, kann eine Phasenreserve von  $30^\circ$  bereits als ausreichend angesehen werden.

Bei der Berücksichtigung der Forderung nach kleinem Regelfehler muß von dem Frequenzspektrum der Störgröße ausgegangen werden<sup>14</sup>. Spitzenamplituden einzelner oder überlagerter Spektralkomponenten unterhalb von 100 Hz können den vollen Stellbereich (6 kHz) überstreichen, während Komponenten oberhalb 100 Hz wesentlich schwächer in Erscheinung treten und zudem mit wachsender Frequenz abnehmen. Dieses Verhalten der Störgröße kann angenähert durch eine Sinusschwingung ersetzt werden, die jede Frequenz im Störbereich einnehmen kann und deren Amplitude unterhalb 100 Hz konstant dem Stellbereich entspricht, oberhalb hingegen mit 20 dB pro Dekade abnimmt (Abb. 6.7):

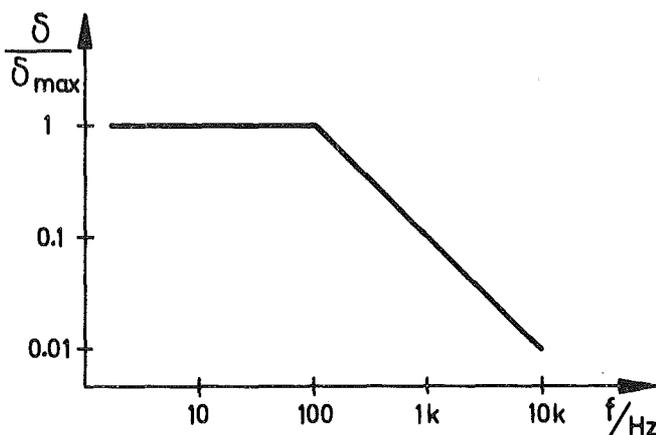


Abb. 6.7: Angenäherte Spektralverteilung

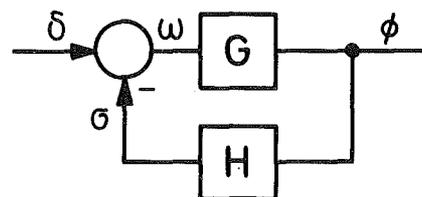


Abb. 6.8: Prinzipieller Regelkreis

Der Störfrequenzgang eines Regelkreises mit den Übertragungsfunktionen  $G$  der Regelstrecke und  $H$  der Rückführung (Abb. 6.8) ist

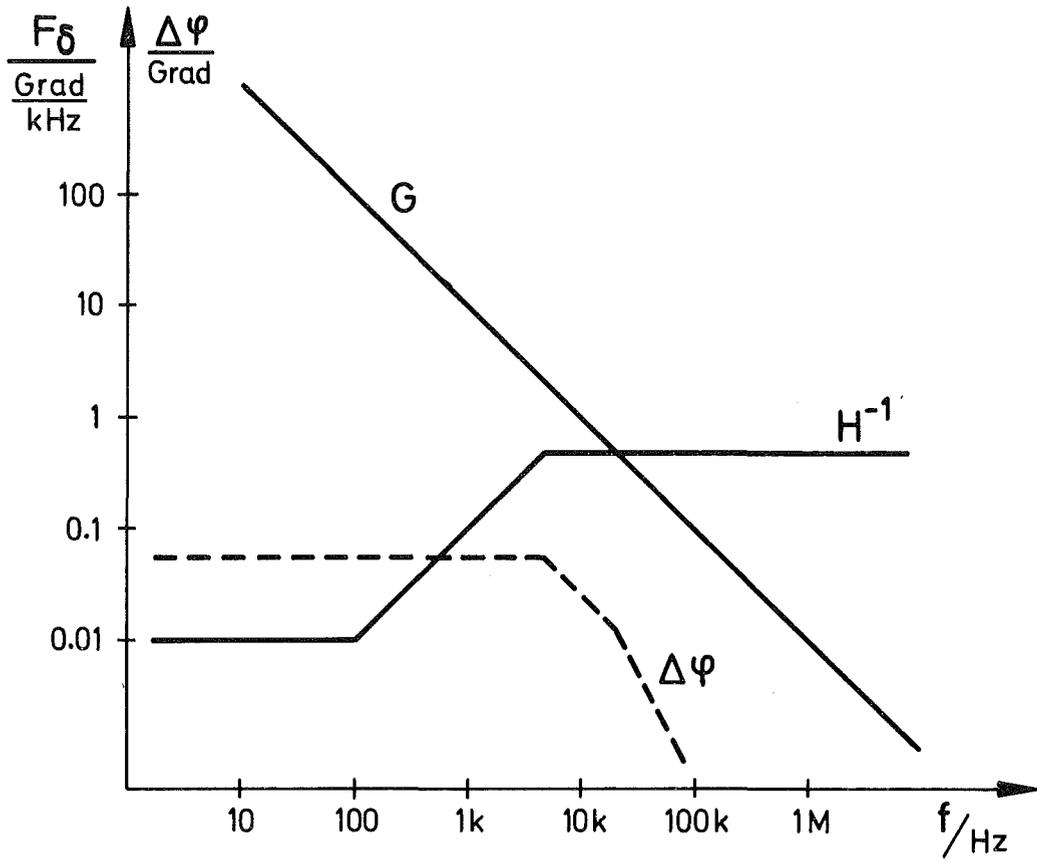


Abb. 6.9: Störfrequenzgang und Regelfehler

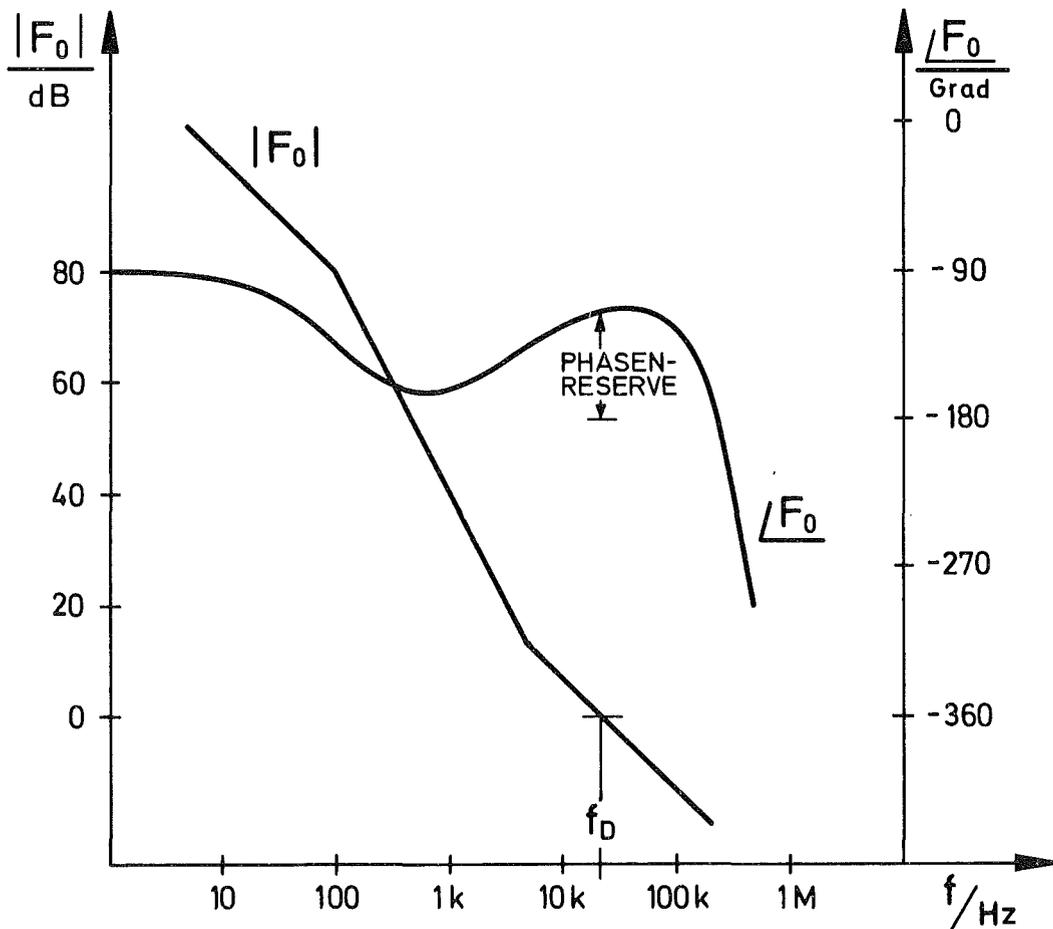


Abb. 6.10: Frequenzkennlinien des linearisierten Regelkreises

$$F_{\delta} = \frac{G}{1+GH} = \frac{G}{1+F_0} \quad (6.10)$$

Für sehr große und für sehr kleine offene Kreisverstärkung kann man den Ausdruck für den Störfrequenzgang vereinfachen

$$F_{\delta} \approx \begin{array}{ll} H^{-1} & \text{für } |F_0| \gg 1 \\ G & \text{für } |F_0| \ll 1 \end{array} \quad (6.11)$$

In dem Bereich der Störfrequenzen ist die Kreisverstärkung sicherlich sehr groß, man kann also von der Tatsache ausgehen, daß der Störfrequenzgang durch die inverse Übertragungsfunktion der Rückführung gegeben ist. Da der gesamte Phasenfehler bei beliebigen Störungen innerhalb des in Abb. 6.7 angegebenen Bereiches kleiner als  $1^{\circ}$  sein soll und da er sich aus dem Anteil des linearisierten Kreises und einem noch später zu behandelnden von der Glättung der nichtlinearen Stellgliedkennlinie herrührenden Anteil zusammensetzt, muß der Phasenfehler des linearisierten Kreises wesentlich unter  $1^{\circ}$  liegen. Einen konstanten maximalen Phasenfehler im gesamten Störfrequenzbereich erhält man, wenn man die Übertragungsfunktion der Rückführung der Spektralverteilung der Frequenzstörung nachbildet. Dazu ist lediglich die untere Knickfrequenz des  $AR_1$ -Gliedes mit der des Störspektrums in Übereinstimmung zu bringen (d. h.  $T_3 = 1/2\pi \cdot 100$  Hz) Unter dieser Berücksichtigung kann die Verstärkung der Rückführung so hoch gewählt werden, daß einerseits der maximale Phasenfehler im gesamten Störspektralbereich noch unterhalb  $0.1^{\circ}$  liegt, andererseits auch Stabilität und eine große Phasenreserve gewährleistet sind. Der angenäherte Störfrequenzgang und der maximale Phasenfehler (Spitze-Spitze) sind in Abb. 6.9 dargestellt, während Abb. 6.10 die Frequenzkennlinien des endgültigen linearisierten Regelkreises zeigt.

## 6.2 Glättung der Quantisierungskennlinie

Unter Glättung soll die Wirkung von Schwingungen mit Frequenzen oberhalb des für die Regelung wesentlichen Frequenzbereiches verstanden werden, die die nichtlineare Kennlinie innerhalb des Regelfrequenzbereiches in Richtung auf eine Gerade hin deformiert. Idealziel einer Glättung ist das Erreichen einer linearen Ersatzkennlinie über den gesamten Stellbereich hinweg.

Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Glättung ist ein geeignetes Tiefpaßverhalten der Strecke, wie es bei der gegebenen Anwendung in Form des Integralverhaltens beim Übergang von Frequenz zu Phase vorhanden ist, so daß sich die glättende Schwingung nicht wesentlich im Regelfehler niederschlägt (Gl. 3.17).

Zur Erzeugung der glättenden Schwingung bestehen zwei Möglichkeiten:

- a.) Erzeugung der glättenden Schwingung als Selbstschwingung des ganzen Regelkreises oder einer unterlagerten Schleife.
- b.) Aufschaltung einer außerhalb des Regelkreises (z. B. mittels Funktionsgenerator) erzeugten Schwingung zur Anregung einer erzwungenen Schwingung.

Die Möglichkeiten und Ergebnisse der Glättung werden im folgenden diskutiert.

Für die Frequenz der glättenden Schwingung können folgende Bedingungen angegeben werden:

- a.) Die Schwingfrequenz muß entsprechend dem Abtasttheorem<sup>57</sup> um wenigstens Faktor 2 oberhalb des zu übertragenden Frequenzbereiches liegen, damit das zu übertragende Signal überhaupt dem Spektrum am Ausgang der Nichtlinearität entnommen werden kann.
- b.) Die Schwingfrequenz muß hinreichend groß sein, damit entsprechend 3.17 der zulässige Regelfehler nicht bereits durch den Glättungsvorgang überschritten wird.
- c.) Die Schwingfrequenz darf die verlustleistungsbedingte Obergrenze der Schaltfrequenz der Diodenschalter nach Kap. 4.1.4 nicht überschreiten.

### 6.2.1 Beschreibungsfunktion der Quantisierungskennlinie

Die Quantisierungskennlinie des Frequenzstellgliedes gehört zu den unstetigen Relaiskennlinien, bei denen die bekannte Methode der har-

monischen Linearisierung<sup>58,59</sup> eine geeignete Näherungslösung darstellt. Die harmonische Linearisierung geht von einem sinusförmigen Steuersignal der Frequenz  $\omega_s$  aus, das einen zusätzlichen Gleichanteil enthält:

$$x_e = \bar{x}_e + \hat{x}_e \sin \omega_s t \quad (6.12)$$

Das Ausgangssignal ergibt sich mit der Relaiskennlinie, die als frequenzunabhängig vorausgesetzt werden soll:

$$x_a = F_R(x_e) \quad (6.13)$$

Die harmonische Linearisierung berücksichtigt in dem Fourierspektrum des Ausgangssignales außer dem Gleichanteil nur die Grundkomponente. Das ist gerechtfertigt, wenn z. B. nachfolgende lineare Übertragungsglieder die höherfrequenten Anteile im Fourierspektrum hinreichend stark unterdrücken, so daß sie z. B. keinen wesentlichen Einfluß auf die Regelgröße haben. Da hier die Beschreibungsfunktion nicht nur für den allgemein üblichen Fall von Selbstschwingungen, sondern auch für erzwungene Schwingungen angewendet werden soll, wird eine weitergehende Diskussion der Voraussetzungen für die Anwendung der Beschreibungsfunktion in beiden Fällen getrennt angeben.

Die harmonische Linearisierung liefert die Beschreibungsfunktion, die mit dem Frequenzgang bei linearen Übertragungsgliedern verglichen werden kann. Wegen der vorhandenen Gleichterme besteht die Beschreibungsfunktion aus zwei Komponenten, die sich aus der getrennten Erfassung des Gleichanteils

$$\bar{x}_a = N_0(\bar{x}_e, \hat{x}_e) \quad (6.14)$$

und der ersten Harmonischen

$$\hat{x}_a^{(1)} = N_1(\bar{x}_e, \hat{x}_e) \cdot \hat{x}_e \quad (6.15)$$

aus dem Fourierspektrum des Ausgangssignales ergeben.

Die harmonische Analyse des Ausgangssignals

$$x_a(t) = A_0 + \sum_{v=1}^{\infty} (A_v + jB_v) \sin v \omega t \quad (6.16)$$

liefert die Fourier-Koeffizienten

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_R (\bar{x}_e + \hat{x}_e \sin\omega_s t) dt$$

$$A_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F_R (\bar{x}_e + \hat{x}_e \sin\omega_s t) \sin\omega t dt \quad (6.17)$$

$$B_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F_R (\bar{x}_e + \hat{x}_e \sin\omega_s t) \cos\omega t dt$$

und führt zu der Beschreibungsfunktion mit dem Gleichanteil

$$N_0 = A_0 (\bar{x}_e, \hat{x}_e) \quad (6.18)$$

und dem Wechselanteil

$$N_1 = \frac{A_1(\bar{x}_e, \hat{x}_e) + jB_1(\bar{x}_e, \hat{x}_e)}{\hat{x}_e} \quad (6.19)$$

Im Falle einer eindeutigen Kennlinie wie die zu untersuchende Quantisierungskennlinie ist  $B_1=0$  und der Wechselanteil der Beschreibungsfunktion reell.

Bei der Herleitung der Beschreibungsfunktion der Quantisierungskennlinie kann von der Beschreibungsfunktion der Dreipunktkenlinie (Relaiskenlinie mit Totzone) ausgegangen werden. Man kann sich nämlich die Quantisierungskennlinie wie in Abb. 6.11 gezeigt aus Dreipunktkenlinien zusammengesetzt vorstellen .

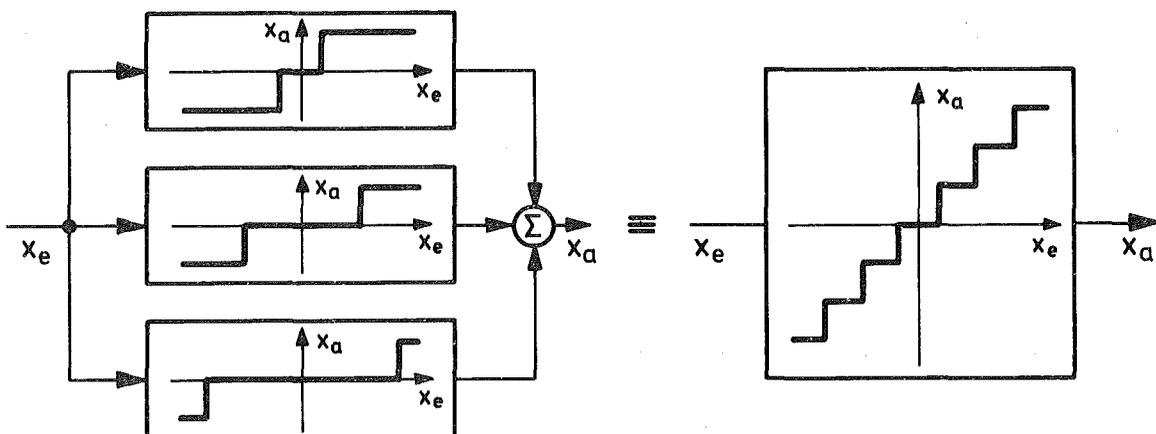


Abb. 6.11: Nachbildung der Quantisierungskennlinie durch Dreipunktkenlinien

Hat die Quantisierungskennlinie die ungerade Anzahl von  $k+1$  Ausgangszuständen, kann sie durch  $\frac{k}{2}$  Dreipunktkenlinien ersetzt werden, die die gleichen Ausgangsschritte  $c$  liefern und deren Schwellen bei  $x_e = \pm w$  liegen, wobei

$$w = (2i-1)a \quad i = 1, 2 \dots \frac{k}{2} \quad (6.20)$$

Das für die Kennlinie gültige Superpositionsprinzip gilt auch für die Beschreibungsfunktion, d. h. die Beschreibungsfunktion der Quantisierungskennlinie folgt aus den Dreipunktkenlinien gemäß

$$N_{oQ} = \sum_{i=1}^{k/2} N_{oi} \quad (6.21)$$

$$N_{1Q} = \sum_{i=1}^{k/2} N_{1i}$$

Im Falle der Quantisierungskennlinie des Frequenzstellgliedes ist  $k = 12$ .

Im Folgenden soll die Beschreibungsfunktion der Dreipunktkenlinie bei beliebigem Eingangsgleichanteil kurz hergeleitet werden. Eine sehr ausführliche Herleitung ist in<sup>60</sup> angegeben.

Typische Eingangs- und Ausgangssignale sind in Abb. 6.12 gezeigt.

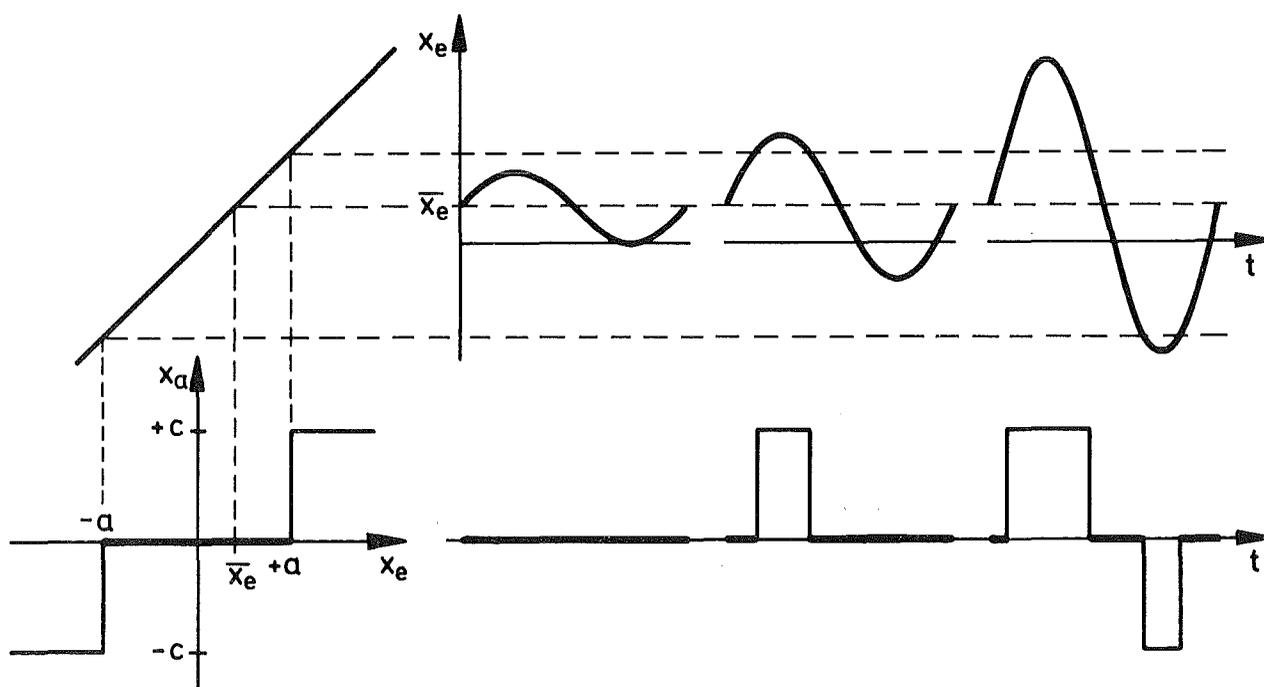


Abb. 6.12: Charakteristische Signalformen an der Dreipunktkenlinie

Entsprechend der Abbildung können drei Fälle unterschieden werden:

- a.) Eingangssignal verläuft innerhalb der Totzone.
- b.) Eingangssignal überstreicht eine Schaltschwelle (Zweipunkt-schwingung).
- c.) Eingangssignal überstreicht beide Schaltschwellen (Dreipunkt-schwingung).

In den drei Fällen liefert das Ausgangssignal der Dreipunktkennlinie folgende Fourierkomponenten:

a.) für  $|\bar{x}_e| \leq a - \hat{x}_e$  (6.22)

$$A_0 = 0$$

$$A_1 = 0$$

b.) für  $a - \hat{x}_e \leq |\bar{x}_e| \leq a + \hat{x}_e$  (6.23)

$$A_0 = c \left\{ \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arcsin\left(\frac{a - |\bar{x}_e|}{\hat{x}_e}\right) \right\} \text{sign } \bar{x}_e$$

$$A_1 = \frac{2c}{\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{a - |\bar{x}_e|}{\hat{x}_e}\right)^2}$$

c.) für  $a + \hat{x}_e \leq |\bar{x}_e|$  (6.24)

$$A_0 = \frac{c}{\pi} \left( \arcsin \frac{a + \bar{x}_e}{\hat{x}_e} - \arcsin \frac{a - \bar{x}_e}{\hat{x}_e} \right)$$

$$A_1 = \frac{2c}{\pi} \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{a + \bar{x}_e}{\hat{x}_e}\right)^2} + \sqrt{1 - \left(\frac{a - \bar{x}_e}{\hat{x}_e}\right)^2} \right\}$$

Zusammenfassend kann die Beschreibungsfunktion des Dreipunktgliedes in geschlossener Form<sup>61</sup> angegeben werden. Mit der Normierung

$$\alpha = \frac{\bar{x}_e}{a}$$

$$\beta = \frac{\hat{x}_e}{a} \tag{6.25}$$

$$\gamma = \frac{2c}{\pi a}$$

und  $p_D = \frac{N_0}{c}$

$$q_D = \frac{N_1}{\gamma}$$

erhält man die Beschreibungsfunktion

$$p_D = f\left(\frac{1+\alpha}{\beta}\right) - f\left(\frac{1-\alpha}{\beta}\right) \tag{6.26}$$

$$q_D = \frac{1}{\beta} \left\{ g\left(\frac{1+\alpha}{\beta}\right) + g\left(\frac{1-\alpha}{\beta}\right) \right\}$$

Darin ist

$$\begin{aligned} f(v) &= -\frac{1}{2} && \text{für } v < -1 \\ &= \frac{1}{\pi} \arcsin v && |v| \leq 1 \\ &= \frac{1}{2} && v > 1 \end{aligned} \tag{6.27}$$

und

$$\begin{aligned} g(v) &= \sqrt{1-v^2} && \text{für } |v| \leq 1 \\ &= 0 && |v| > 1 \end{aligned} \tag{6.28}$$

Entsprechend der Darstellung in Abb. 6.11 und Gl. 6.21 kann nun die Beschreibungsfunktion der Quantisierungskennlinie als Summe aus Beschreibungsfunktionen elementarer Dreipunktkennlinien gebildet werden:

$$p_Q = \sum_{i=1}^{\frac{k}{2}} \left\{ f\left(\frac{(2i-1)+\alpha}{\beta}\right) - f\left(\frac{(2i-1)-\alpha}{\beta}\right) \right\} \tag{6.29}$$

$$q_Q = \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^{\frac{k}{2}} \left\{ g\left(\frac{(2i-1)+\alpha}{\beta}\right) + g\left(\frac{(2i-1)-\alpha}{\beta}\right) \right\}$$

Gleich- und Wechselanteil der normierten Beschreibungsfunktion der Quantisierungskennlinie sind in Abb. 6.13 dreidimensional dargestellt

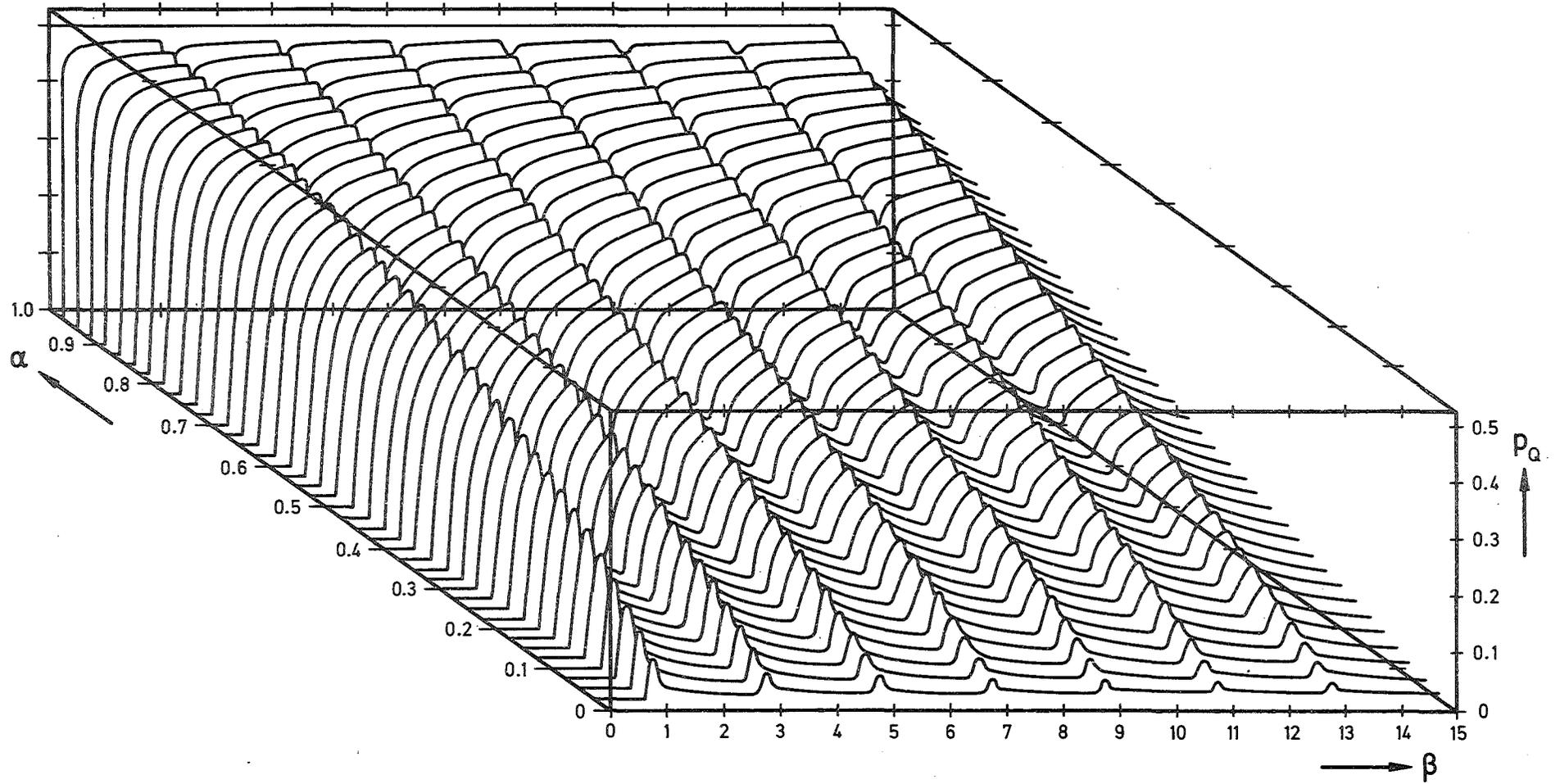


Abb. 6.13a: Gleichanteil der Beschreibungsfunktion

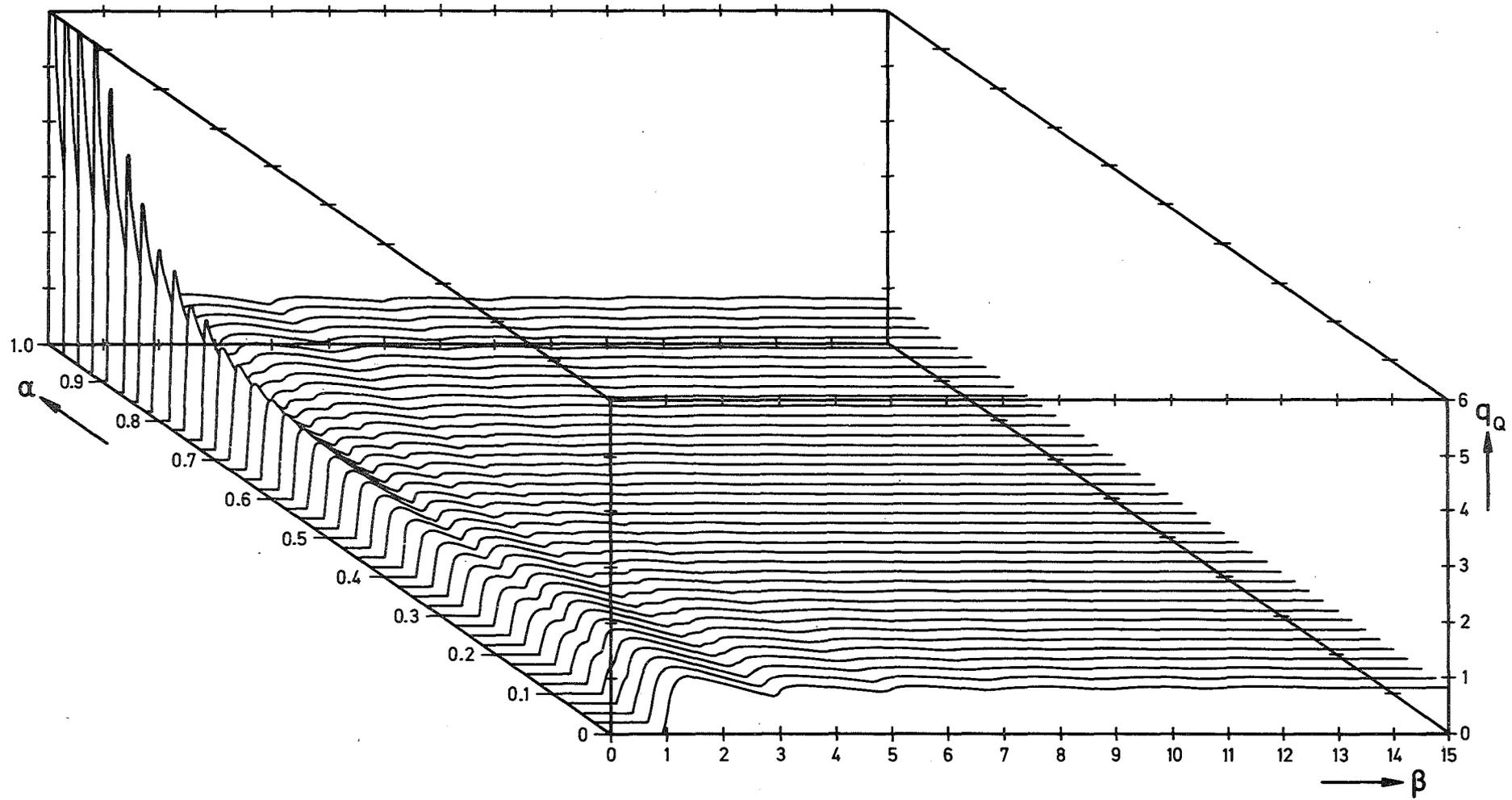


Abb. 6.13 b: Wechselanteil der Beschreibungsfunktion

Ähnlich wie oben im Falle der Dreipunktkenlinie kann auch für die Quantisierungskennlinie eine Unterscheidung der verschiedenen Ausgangsschwingungsformen getroffen werden entsprechend der Anzahl der überstrichenen Schwellen. Das Kriterium für den Übergang zwischen zwei Schwingungsformen ist die aus der Beschreibungsfunktion 6.29 entnehmbare Bedingung

$$v_i = 1$$

$$\begin{aligned} \text{d. h. } & |2i-1-\alpha| = \beta \\ \text{oder } & |2i-1-\alpha| = \beta \end{aligned} \quad (6.30)$$

da gerade dann ein Summand auftaucht oder verschwindet. Anschaulich bedeutet das, daß der Scheitelwert der Eingangsamplitude soeben eine Schaltschwelle berührt. Zwischen den Übergängen tritt jeweils eine bestimmte Schwingungsform auf. Die Bereiche der einzelnen Schwingungsformen sind in Abb. 6.14 dargestellt. Die in den einzelnen Bereichen angegebenen Zahlen geben die Anzahl der bei der jeweiligen Schwingungsform überstrichenen Schaltschwellen wieder. "0" bedeutet somit keine Schwingung, "1" Zweipunktschwingung, "2" Dreipunktschwingung usw. Innerhalb des von der gestrichelten Linie umrahmten Dreiecks

$$k + 1 - |\alpha| \geq \beta \quad (6.31)$$

unterscheiden sich die Schwingungsformen nicht von denen einer unbegrenzten Quantisierungskennlinie, d. h. die Begrenzung der Quantisierungskennlinie wirkt sich nicht auf die Beschreibungsfunktion aus. Aus Abb. 6.14 ist unmittelbar zu entnehmen, daß Glättungsmaßnahmen, die sich gleichmäßig über den ganzen Stellbereich erstrecken sollen, auf die beiden Schwingungsformen niedrigster Ordnung, nämlich Zwei- und Dreipunktschwingungen, beschränken müssen.

Auf Grund der Symmetrie und der Periodizität bezüglich des Eingangsgleichanteils  $\alpha$  - unter Ausklammerung der Auswirkungen der Kennlinienbegrenzung - kann sich die Untersuchung der Glättung der Quantisierungskennlinie auf den Eingangsgleichanteil  $0 \leq \alpha \leq 1$  beschränken.

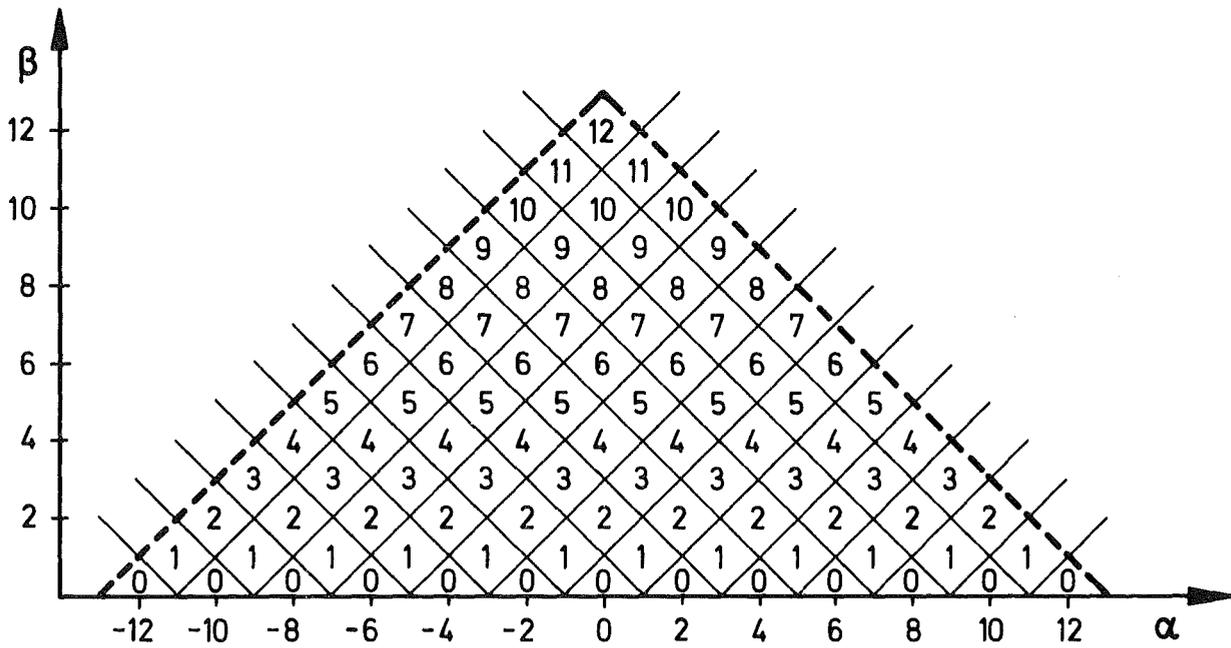
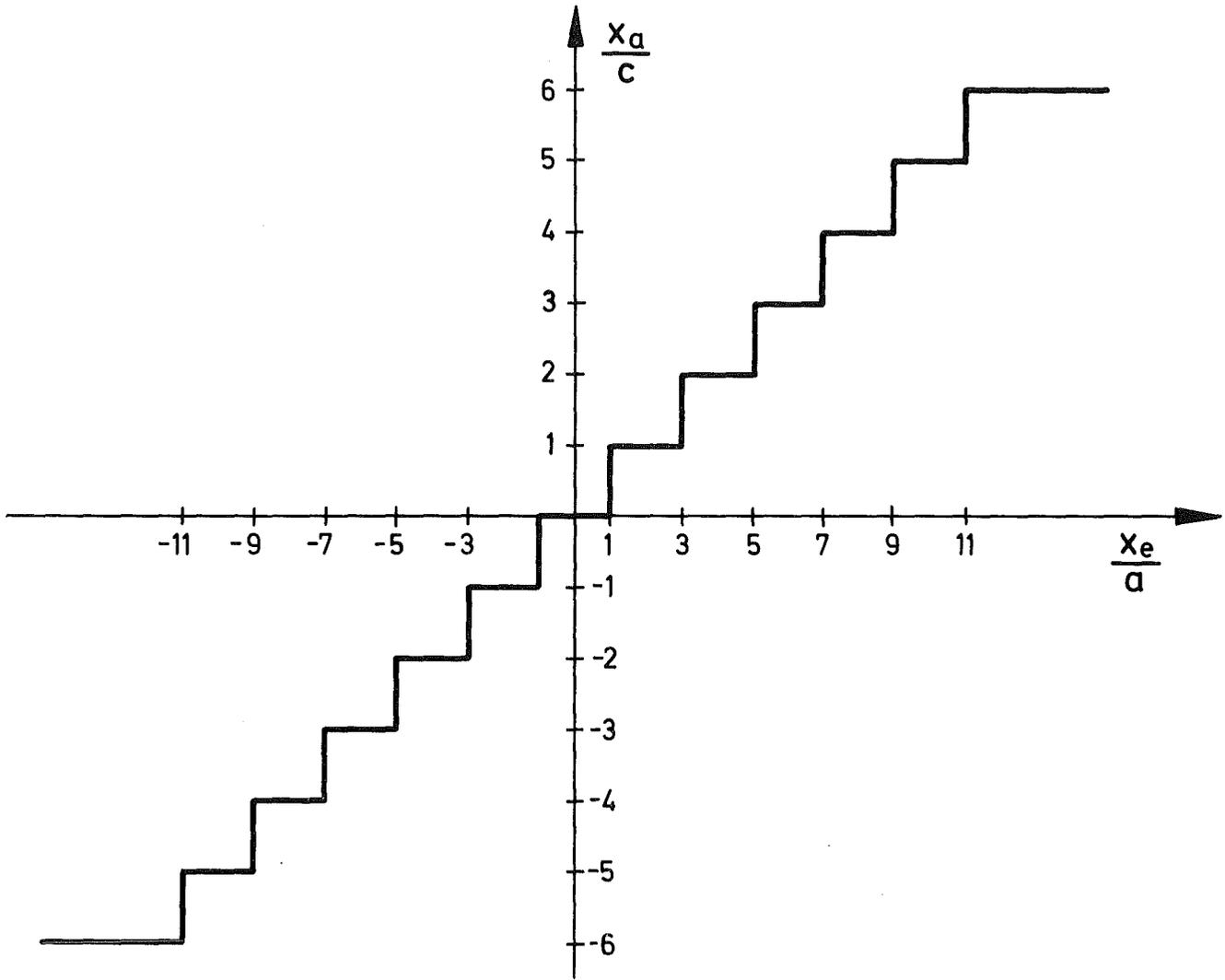


Abb. 6.14: Begrenzte Quantisierungskennlinie und Ausgangsschwingungsformbereiche

### 6.2.2 Glättung durch Selbstschwingungen

Als Methode der Ermittlung des Schwingungsgleichgewichtes ist die Harmonische Balance geläufig, die ebenso wie die Methode der Beschreibungsfunktion auch für Nichtlinearitäten bei variablem Gleichanteil des Eingangssignals Anwendung findet. Ausführliche Erklärungen findet man in<sup>58,59,60,61,62</sup>.

Die charakteristische Gleichung der Beschreibungsfunktion

$$N_1 L(j\omega_s) = -1$$

kann bei der eindeutigen Kennlinie in die beiden reellen Gleichungen

$$\text{Im } L(j\omega_s) = 0 \tag{6.32}$$

$$\text{Re } L(j\omega_s) = -\frac{1}{N_1} = -N_1^{-1} \tag{6.33}$$

zerlegt werden.

Die Lösungen der komplexen Gleichung der harmonischen Balance können bei einfachen Kennlinien übersichtlich graphisch nach dem Zweiortskurvenverfahren gewonnen werden<sup>58</sup>. Bei komplizierteren Kennlinien, deren Beschreibungsfunktion für den Wechselanteil mehrdeutig ist, verliert dieses Verfahren an Übersichtlichkeit und ist schließlich für variablen Eingangsgleichanteil unbrauchbar.

Die Schwingfrequenz ergibt sich aus 6.32, wobei mehrere Lösungen auftreten können. Totzeitbehaftete Systeme haben prinzipiell unendlich viele Lösungen<sup>63</sup>, wovon sich in praktischen Systemen meistens nur die erste Lösung einstellt.

Setzt man die Schwingfrequenz in 6.33 ein, erhält man mit der Normierung

$$\text{Re } L(j\omega_s) = -\frac{\varepsilon}{\gamma}$$

als Lösung die Ebene

$$q = \frac{1}{\varepsilon} \tag{6.34}$$

in der dreidimensionalen Darstellung der Beschreibungsfunktion  
Abb. 6.13 b.

Die Schnittkurven der Fläche der Beschreibungsfunktion mit der Ebene  $q = \frac{1}{\varepsilon}$  stellen Grenzzyklen dar und liefern die vom variablen Gleichanteil abhängige Amplitude der Dauerschwingung. Bereiche der Ebene, die unterhalb der Beschreibungsfunktion liegen, sind instabil, Bereiche oberhalb sind stabil. Ergeben die Schnittkurven bei einem Eingangsgleichanteil zwei Grenzzyklen, stellt derjenige mit der größeren Schwingungsamplitude eine stabile Dauerschwingung, der andere eine labile Dauerschwingung dar.

Zusätzlich zu der Lösung für den Schwingungsanteil kann aus der Harmonischen Balance auch die Lösung für den Gleichanteil gewonnen werden, wie in <sup>62,64</sup> gezeigt. Hier soll jedoch zunächst der Lösungsweg untersucht werden, der eine Glättung der Quantisierungskennlinie mit Hilfe von Selbstschwingungen und somit die Gewinnung einer im wesentlichen linearen Ersatzkennlinie zum Ziel hat. Das stationäre Verhalten der geglätteten Nichtlinearität entspricht bei erfolgreicher Glättung dem der in Kap. 6.1 betrachteten linearisierten Regelschleife. Dieses Vorgehen kann durch Aufspaltung des zusammengefaßten Linearteils, wie in Abb. 6.15 gezeigt, in einen "schnellen" Linearteil, der die glättende Selbstschwingung verursacht und in die Harmonische Balance für den Schwingungsanteil eingeht, jedoch den Gleichanteil nicht beeinflußt und einen weiteren "langsamen" Linearteil, der das Verhalten des Linearteils im unteren Frequenzbereich repräsentiert. Diese Aufspaltung entspricht dem Lösungsweg für die Beschreibungsfunktion (DIDF). Ziel der Untersuchung der Glättung durch Selbstschwingungen ist der Ersatz der Nichtlinearität einschließlich des "schnellen" Linearteils durch eine im wesentlichen lineare Kennlinie für den unteren Frequenzbereich. Bei der Synthese der Regelschleife können die beiden linearen Rückführungen in Abb. 6.15 b dementsprechend auch getrennt realisiert werden.

Die resultierende Kennlinie für den langsamen Anteil der Eingangsgröße ergibt sich aus dem zu dem stabilen Grenzzyklus gehörigen Amplitudengang  $\beta = f(\alpha)$  bei Einsetzen in die langsame Beschreibungsfunktion 6.13 a. bzw. bei graphischer Darstellung bei Projektion der räumlichen Kurve in der langsamen Beschreibungsfunktion in die

p- $\alpha$ -Ebene.

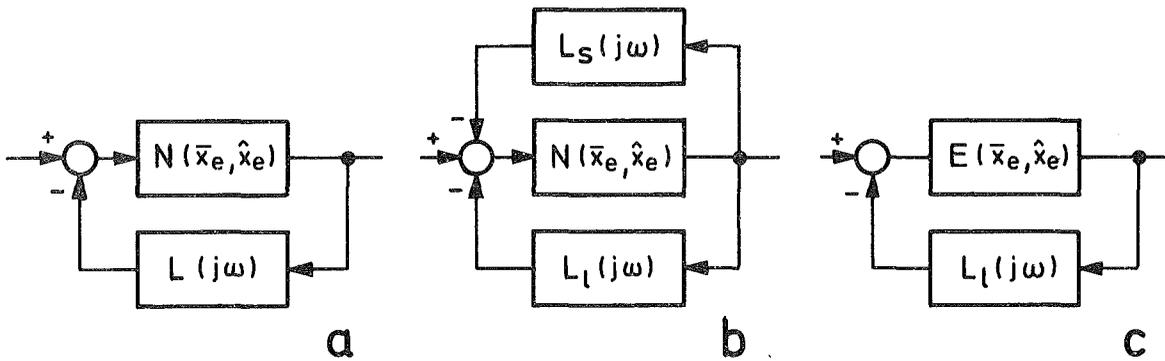


Abb. 6.15: Äquivalente Blockschaltbilder der Regelschleife bei Glättung durch Selbstschwingungen

Die Harmonische Balance liefert Grenzyklen mit der von der Beschreibungsfunktion herrührenden Einschränkung auf die erste Harmonische im Fourierspektrum. Bei praktischen nichtlinearen Regelkreisen, bei denen der Linearteil auch weitere Harmonische teilweise durchläßt, stellt die Harmonische Balance eine Näherung dar, die umso besser zutrifft, je mehr die Filterbedingung<sup>58,60</sup>

$$L(j\omega_s) \gg L(nj\omega_s) \quad n=2, 3, \dots \quad (6.35)$$

erfüllt ist. Liegt die Schwingfrequenz hinreichend weit oberhalb der Durchtrittsfrequenz der linearisierten Schleife, kann die Filterbedingung durch ein steiles Tiefpaßfilter gut erfüllt werden. Strebt man eine genauere Lösung an oder kann man die Filterbedingung nicht erfüllen, können die Dauerschwingungen nach exakten Methoden berechnet werden<sup>65,66</sup>.

Der bei der Berechnung der Beschreibungsfunktion zunächst als konstant angenommene Eingangsgleichanteil stellt bei der geglätteten Ersatzkennlinie Abb. 6.15 c das Eingangssignal dar, das in einer gestörten Regelschleife als veränderlich angesehen werden muß. Die bei der Harmonischen Balance vorausgesetzten stationären Schwingungen sind auch bei Ersatz des Eingangsgleichanteils  $\alpha$  durch eine sinusförmig veränderliche Eingangsgröße  $\alpha \cdot \sin \Omega t$  gewährleistet, wenn die Bedingung

$$\alpha \Omega \ll \beta \omega \quad (6.36)$$

erfüllt ist.

Exaktere Bedingungen könnten unter großem Aufwand mit Hilfe einer modifizierten Beschreibungsfunktion, die die Nichtlinearität bei gleichzeitig zwei sinusförmigen Eingangssignalen erfaßt (im Englischen Two-sinusoid-input-Describing Funktion - TSIDF - genannt) ermittelt werden <sup>61</sup>. Darauf kann verzichtet werden, da 6.36 bei den zu erwartenden Störungen nach Abb. 6.7 erfüllt ist.

Da zur Glättung bestimmte Schwingungsformen als Selbstschwingungen erzeugt werden sollen, ohne daß gleichermaßen auch andere Schwingungsformen angeregt werden können, muß geprüft werden, mit welcher Verstärkung des Linearteils bei der Schwingfrequenz ( $L(j\omega_g)$ ) ausschließlich für die zulässigen Schwingungsformen Lösungen der Harmonischen Balance existieren. Die Verstärkungsbereiche, die verschiebungsabhängig Dauerschwingungen der einzelnen Schwingungsformen zulassen, ergeben sich mit 6.34 aus der Beschreibungsfunktion für den Wechselanteil 6.29 b. Graphisch kann man sie als Projektion der stabilen Dauerschwingungen entsprechenden Teilflächen der dreidimensionalen Beschreibungsfunktion Abb. 6.13 a auf die von der  $q$ -Achse und der  $\alpha$ -Achse aufgespannte Ebene verstehen. Da sich die Dauerschwingungsbereiche wesentlich in den maximal auftretenden Werten der Beschreibungsfunktion unterscheiden, sollen zunächst die Bereichsgrenzen zu kleinen Verstärkungen hin untersucht werden.

Für die Zweipunktschwingungsform kann die Gleichung der Beschreibungsfunktion explizit für  $\beta^2$  angeschrieben werden:

$$\beta^2 = \frac{1}{2} q^{-2} \pm q^{-1} \sqrt{\frac{1}{4} q^{-2} - (1-\alpha)^2} \quad (6.37)$$

Da sich reelle Lösungen nur für positiven Radikanten ergeben, folgt für die Existenz reeller Lösungen

$$q \leq \frac{1}{2|1-\alpha|} \quad (6.38)$$

Für die Dreipunktschwingung und die weiteren Schwingungsformen führt die Bereichsuntersuchung zu Gleichungen höherer Ordnung, die nicht mehr allgemein gelöst werden können, so daß man sich auf numerische Verfahren beschränken muß. Die auf diesem Weg ermittelten Bereichsgrenzen für Drei-, Vier- und Fünfpunktschwingungen sind gemeinsam

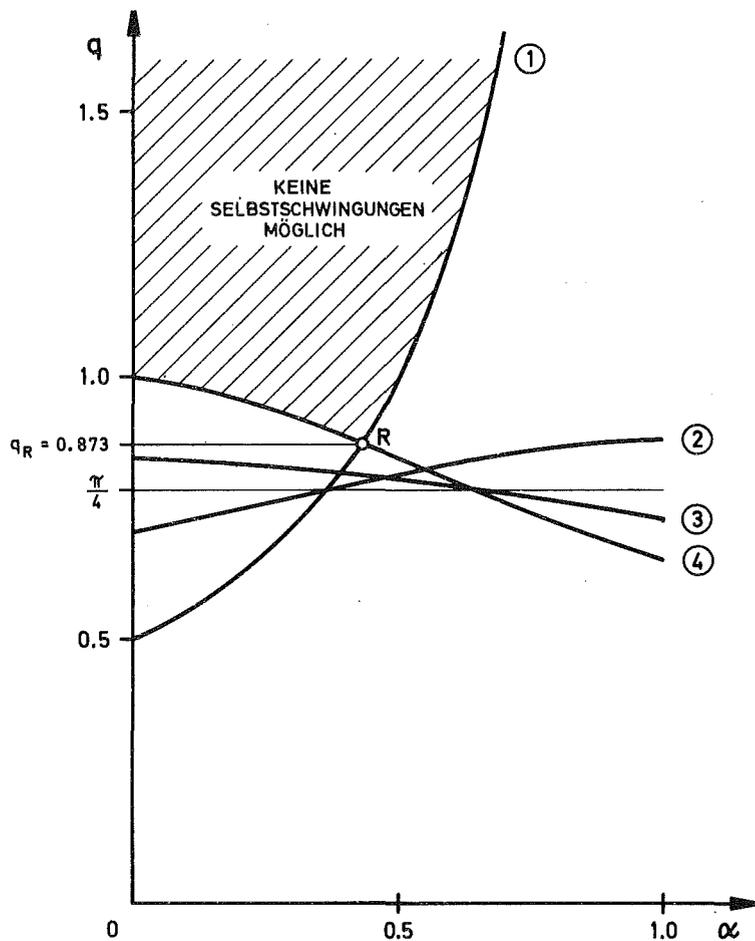


Abb. 6.16: Existenzbereichsgrenzen für verschiedene Selbstschwingungsformen

- 1 für Zweipunktschwingungen
- 2 für Dreipunktschwingungen
- 3 für Vierpunktschwingungen
- 4 für Fünfpunktschwingungen

mit derjenigen der Zweipunktschwingung in Abb. 6.16 wiedergegeben. Die Bereichsgrenzen nähern sich mit höherer Ordnung der Schwingungsform der Geraden  $q = \frac{\pi}{4}$ .

Im schraffierten Bereich von Abb. 6.16 existiert überhaupt keine Dauerschwingungsform. Da sich die Glättung der Kennlinie als Folge von Schwingungen einstellt, ist für eine Glättung über den ganzen Stellbereich nach 6.34 eine Mindestverstärkung

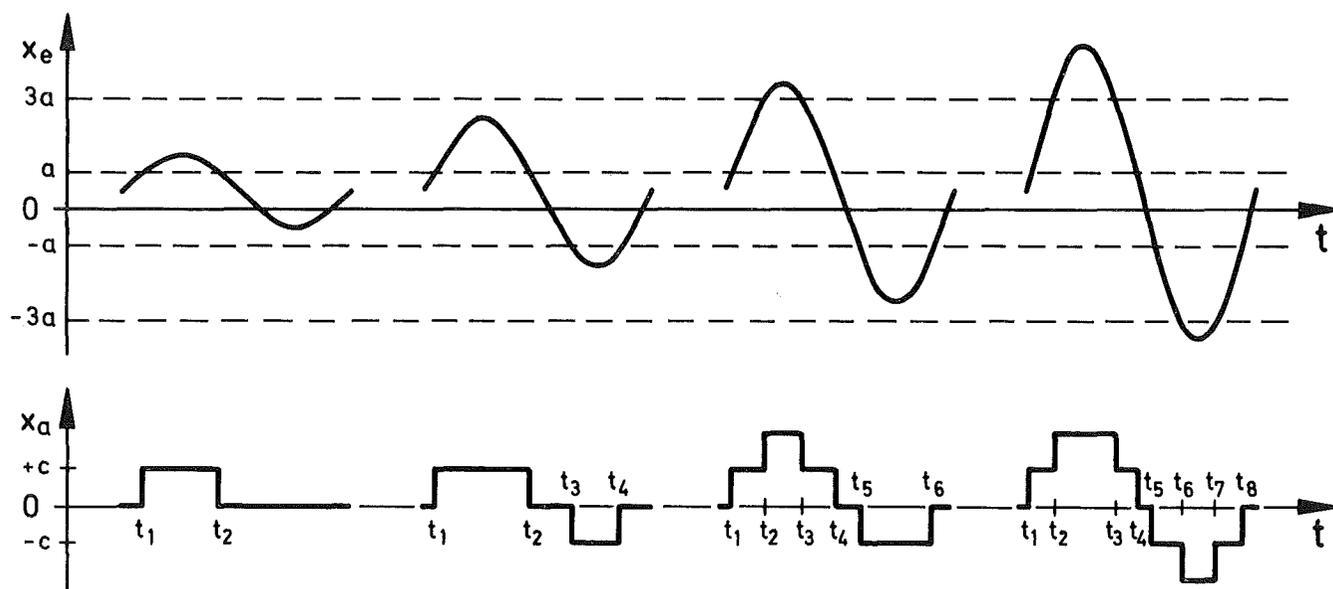


Abb. 6.17: Schaltzeitpunkte bei verschiedenen Schwingungsformen

$$\epsilon_{\min} = \frac{1}{q_R}$$

erforderlich, wobei  $q_R$  die Ordinate des Schnittpunktes der Existenzgrenzen von Zwei- und Dreipunktschwingungen darstellt. In schwingungsfreien Verschiebungsbereichen würde die ungeglättete Kennlinie in Form einer versetzten Totzone auftreten.

Andererseits geht aus Abb. 6.16 hervor, daß für  $q \leq q_R$  in Teilen des Verschiebungsbereiches weitere Dauerschwingungsformen existieren, deren Auftreten somit nicht durch geeignete Wahl der linearen Verstärkung verhindert werden kann. Um dennoch die Glättung durch Selbstschwingungen ausnutzen zu können, sind Maßnahmen erforderlich, die das Anschwingen ungeeigneter Schwingungsformen verhindern, ohne die erforderlichen zu beeinträchtigen.

Als Methode zur Unterdrückung ungeeigneter Schwingungsformen hat sich die zeitweilige Blockierung sämtlicher Schwellen der Quantisierungskennlinie bewährt. Während der Blockierung kann das Eingangssignal Schwellen überstreichen, ohne daß das Ausgangssignal folgt. Die technische Realisierung ist in Kap. 6.4 angegeben. Die Blockierung erfolgt so lange, bis der jeweilige zweite folgende Schaltvorgang einen Mindestabstand  $t_B$  vom Bezugsvorgang hat. Die Wirkung dieser Blockierungsmethode sei anhand von Abb. 6.17 verdeutlicht.

Der kürzeste Zeitabstand eines Schaltvorganges von dem vorletzten vorausgegangenem Schaltvorgang kann für die in Abb. 6.17 dargestellten stationären Selbstschwingungsformen mit Eingangsgleichanteil  $0 \leq \alpha \leq 1$  angegeben werden:

Zweipunktschwingung

$$\Delta t = \frac{2\pi}{\omega_s} = T \quad (6.39)$$

Dreipunktschwingung

$$\Delta t = \frac{1}{\omega_s} \left( \pi + \arcsin \frac{1-\alpha}{\beta} - \arcsin \frac{1+\alpha}{\beta} \right) \quad (6.40)$$

Alle höheren Schwingungsformen

$$\Delta t = \frac{1}{\omega_s} \left( \arcsin \frac{3-\alpha}{\beta} - \arcsin \frac{1+\alpha}{\beta} \right) \quad (6.41)$$

Die Unterdrückung der unerwünschten Schwingungsformen wird dadurch erreicht, daß eine Blockierung während einer Zeit  $t_B$  vorgesehen ist derart, daß innerhalb der Blockierzeit unbedingt Schaltvorgänge der gesperrten Schwingungsformen bei der sich aus der harmonischen Balance ergebenden Schwingfrequenz hätten stattfinden müssen, nicht jedoch der benötigten Schwingungsformen. Zweipunktschwingungen können durch eine Blockierzeit  $0,5 T < t_B < T$  von den restlichen separiert werden. Sollen Zwei- und Dreipunktschwingungsformen genutzt, die restlichen Schwingungsformen unterdrückt werden, ist eine Blockierzeit von  $t_B = 0.3 T$  am günstigsten.

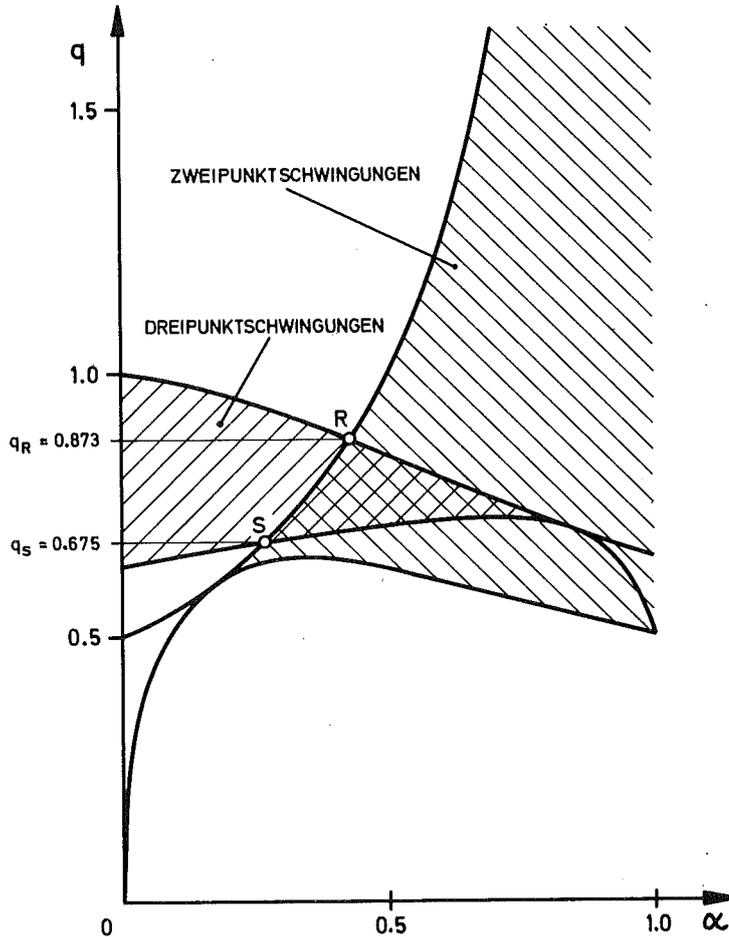


Abb. 6.18: Existenzbereiche von Zwei- und Dreipunktschwingungen

Zusätzlich zu den in Abb. 6.16 gezeigten Grenzen der Existenzbereiche stabiler Dauerschwingungsformen ergeben sich weitere Grenzen durch den Übergang zwischen den verschiedenen Schwingungsformen (Abb. 6.14). Man erhält diese Grenzen durch Einsetzen der Trenngeraden nach 6.30 in die Beschreibungsfunktion (6.26). Für die Zweipunktschwingung ergibt sich mit der Trenngeraden  $\beta = 1 + \alpha$  die Grenze

$$q = \frac{2\sqrt{\alpha}}{(1+\alpha)^2} \quad (6.42)$$

während für die Dreipunktschwingungen die Grenze (mit  $\beta = 3 - \alpha$ )

$$q = \frac{2}{(3-\alpha)^2} \left[ \sqrt{2(1-\alpha)} + \sqrt{2-\alpha} \right] \quad (6.43)$$

ist. Die geschlossenen Existenzbereiche von Zweipunkt- und Dreipunktschwingungen sind in Abb. 6.18 schraffiert wiedergegeben. In dem doppelt schraffierten Bereich können gleichermaßen beide Schwingungs-

formen auftreten.

Der kleinste Wert der Beschreibungsfunktion, für die bei beliebiger Eingangsgröße  $\alpha$  stets stabile Selbstschwingungen möglich sind, ist die Ordinate des Schnittpunktes S der oberen Existenzbereichsgrenze von Zweipunktschwingungen mit der unteren Bereichsgrenze der Dreipunktschwingungen. Die zur Glättung erforderlichen Zweipunkt- und Dreipunktschwingungen im gesamten Verschiebungsbereich setzen eine Lösung der Gleichung der harmonischen Balance (6.33) im Bereich

$$q_S < q < q_R \quad (6.44)$$

voraus.

Aus Abb. 6.18 ist ebenso zu ersehen, daß eine Kennlinienglättung ausschließlich durch Zweipunkt- oder durch Dreipunktschwingungen unmöglich ist, da nämlich die Existenzbereiche stabiler Dauerschwingungen sich in beiden Fällen nicht über den ganzen Verschiebungsbereich  $0 \leq \alpha \leq 1$  erstrecken.

Die vollständige Glättung ist dann erreicht, wenn die resultierende Ersatzkennlinie im gesamten Stellbereich die Steigung

$$P_{\text{res}} = \frac{\alpha}{2} \quad (6.45)$$

entsprechend der Linearisierung in Abb. 6.6 annimmt. Setzt man 6.45 in die Beschreibungsfunktion für den Gleichanteil der Zweipunktschwingung (6.26) ein, erhält man mit

$$\beta = \frac{1-\alpha}{\sin \frac{\pi}{2}(1-\alpha)} \quad (6.46)$$

aus der Beschreibungsfunktion

$$q = \frac{\sin \pi(1-\alpha)}{2(1-\alpha)} \quad (6.47)$$

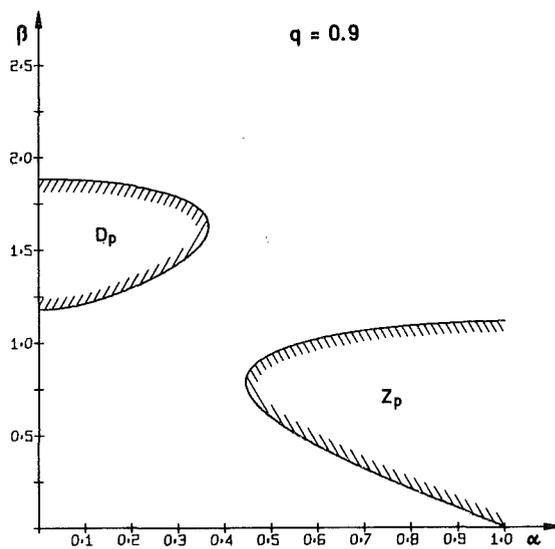
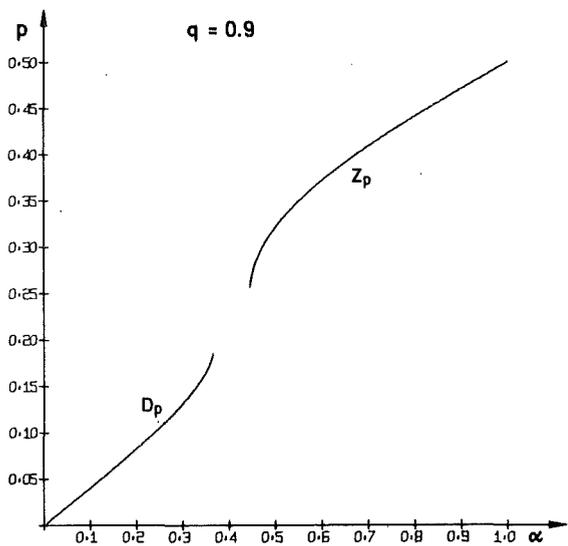
Das bedeutet, daß man vollständige Glättung mit einem linearen Rückführungsnetzwerk mit Zweipunktselftschwingungen nicht erreichen kann. Vielmehr müßte die Verstärkung im Rückführungszweig in Abhängigkeit von der Eingangsgröße  $\alpha$  gemäß 6.47 geändert werden. Das

Gleiche gilt auch für Dreipunktschwingungen, wenngleich in diesem Fall eine explizite Steuerfunktion nicht angegeben werden kann. Eine Beschränkung des nichtlinearen Verhaltens auf die Quantisierungskennlinie erfordert hingegen ein lineares Rückführungsnetzwerk mit konstanter Verstärkung, so daß von einer vollständigen Glättung durch Selbstschwingungen Abstand genommen werden soll.

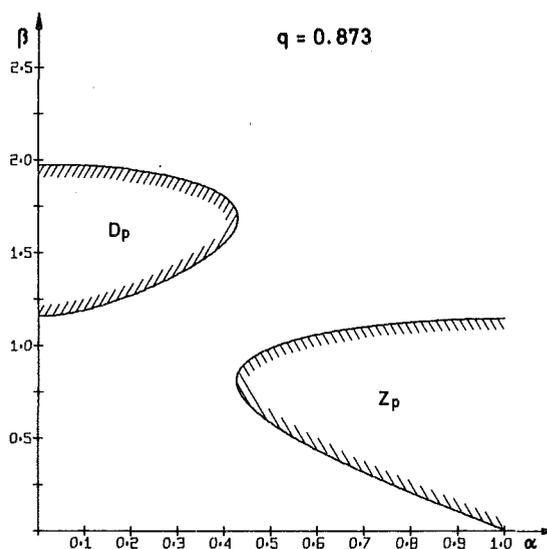
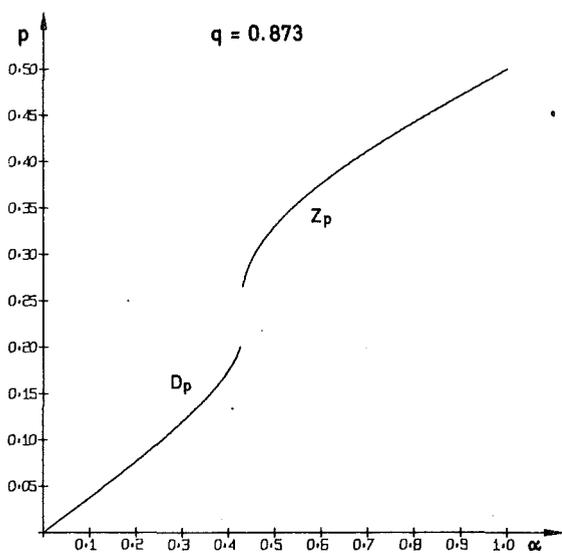
Im folgenden sollen für verschiedene charakteristische Lösungen  $q = \epsilon_1$  der harmonischen Balance die möglichen Selbstschwingungsformen und die daraus resultierenden Ersatzkennlinien erörtert werden. Die Amplitude der stabilen Dauerschwingung entspricht jeweils der oberen Begrenzung der Instabilitätsbereiche (Abb. 6.19 a-e links). Das ist plausibel einzusehen, da vom oberen Rand ausgehend eine Amplitudenvergrößerung in den stabilen Bereich, somit zu abklingender Schwingung führt, während einer Amplitudenverringern in den instabilen Bereich der dort anklingende Schwingungsvorgang entgegenwirkt<sup>5 8</sup>. Entsprechend kann die untere Begrenzung des Instabilitätsbereiches als instabile Dauerschwingung erklärt werden. Entsprechend der obigen Betrachtungen zur Unterdrückung höherer Schwingungsformen ist eine Beschränkung auf Zwei- und Dreipunktschwingungen berechtigt.

Für  $q > q_R = 0.873$  (Abb. 6.19a) erstrecken sich die Instabilitätsgebiete nicht über den gesamten Bereich der langsamen Eingangsgröße  $\alpha$ ; es existieren nicht über den gesamten  $\alpha$ -Bereich hinweg Selbstschwingungen, wie auch bereits aus Abb. 6.16 ersichtlich. Da eine Abweichung von der statischen nichtlinearen Kennlinie nur aufgrund der Selbstschwingung auftritt, bleibt in den selbstschwingungsfreien  $\alpha$ -Bereichen die ungeglättete Kennlinie stets erhalten.

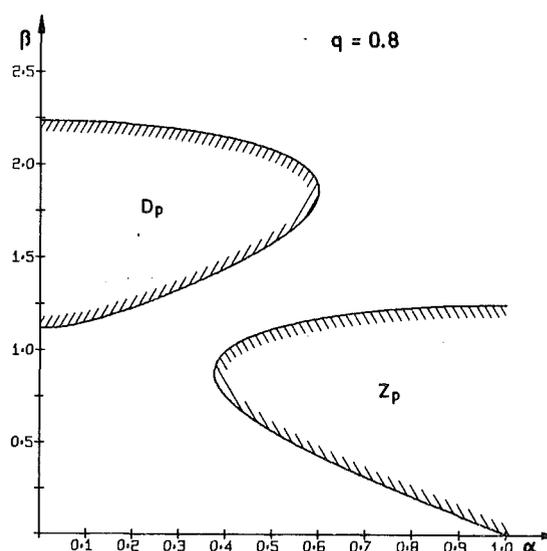
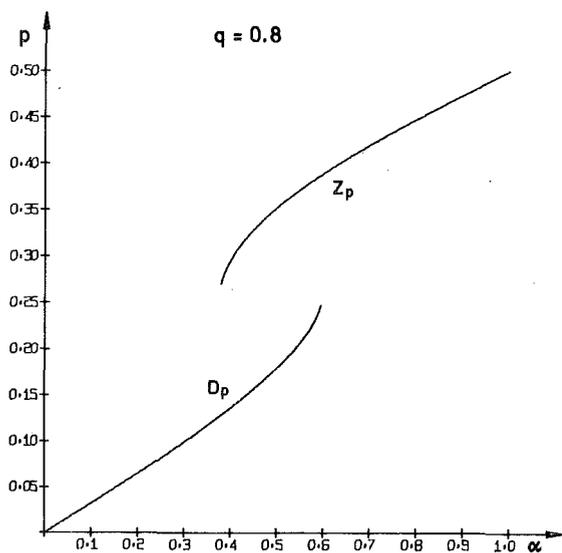
Wird  $q \leq q_R$ , überlappen sich die Zweipunkt- und Dreipunktinstabilitätsbereiche, gleichermaßen auch die resultierenden Kennlinien, jedoch wird in keinem Fall eine im gesamten  $\alpha$ -Bereich sprunghafte Glättungskennlinie erreicht. Die Glättungskennlinien für  $q < q_R$  weisen außerdem eine Hysterese auf. Unter der Voraussetzung der Unterdrückung der Dreipunktschwingungsform kann die Zweipunktschwingung auch größere Amplituden einnehmen als es den Bereichen



a



b



c

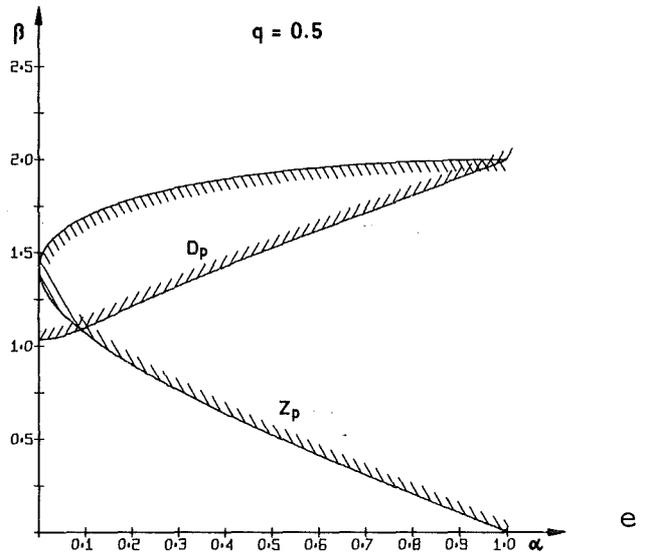
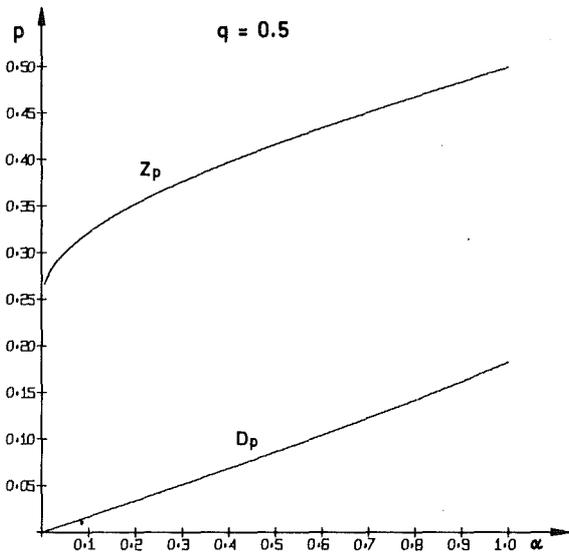
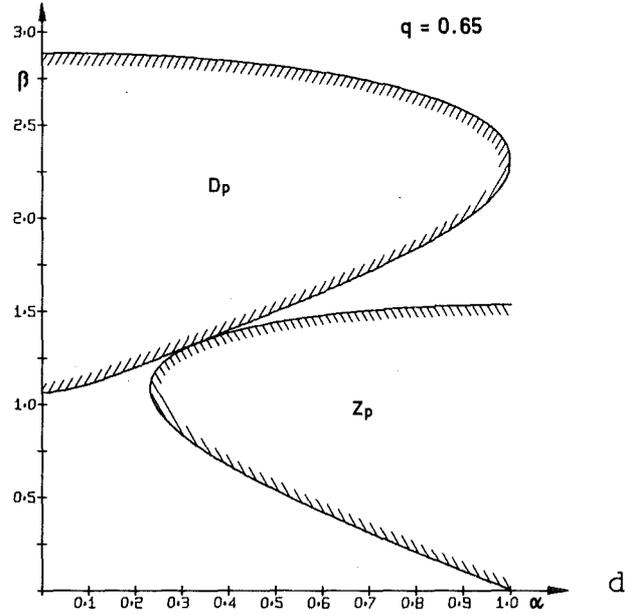
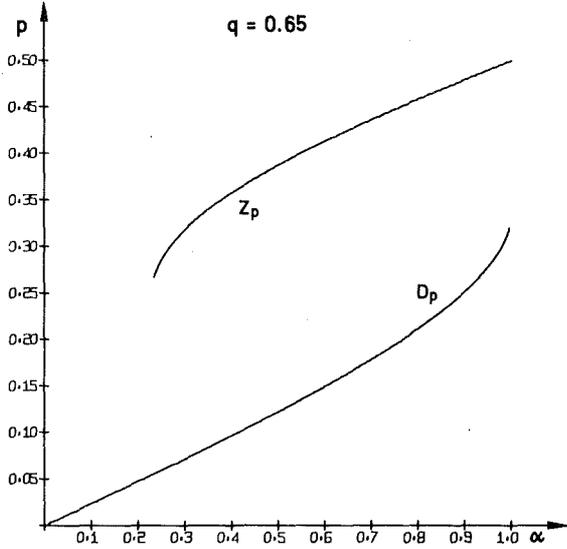


Abb. 6.19: Instabilitätsbereiche (rechts) und Glättungskennlinien (links) für Zwei- und Dreipunktschwingungen

in Abb. 6.14 entspricht. Dadurch kann sich die stabile Zweipunkt-dauerschwingung im Gegensatz zu Abb. 6.18 für  $q \leq 0.5$  über den gesamten  $\alpha$ -Bereich erstrecken. Die daraus resultierende Kennlinie ist ebenfalls nicht sprungfrei.

Zusammenfassend muß also festgehalten werden, daß die mittels Selbstschwingungen aus der Quantisierungskennlinie gewonnene Ersatzkennlinie sich unter keinen linearen Rückführungsbedingungen als sprungfrei erweist.

Eine Einschränkung der Glättung besteht zudem darin, daß das Anschwingen existierender Schwingungsformen sowie der Übergang zwischen unterschiedlichen Schwingungsformen nicht unbedingt gewährleistet ist. So kann beispielsweise ausgehend von dem Anfangszustand  $\alpha = 0, \beta = 0$  durch Änderung der langsamen Eingangsgröße zu  $\alpha = 1$  das Anschwingen der Zweipunktschwingungsform bewirkt werden, die Dreipunktschwingungsform ist von diesen Ausgangsbedingungen aus auf keinen Fall erreichbar. Das typische Anschwingverhalten der Zweipunktschwingung und das Nichtanschwingen der Dreipunktschwingung für  $q > q_S = 0.65$  wird aus der am Modellversuch aufgenommenen Glättungskennlinie deutlich.

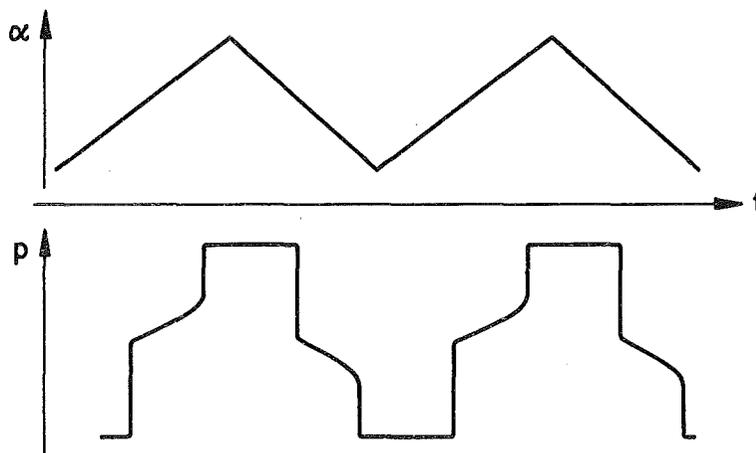


Abb. 6.20: Glättungskennlinien aus Modellversuch

Für  $q \leq q_S$  (Abb. 6.19 d) existieren Dreipunktschwingungen im ganzen Bereich  $0 \leq \alpha \leq 1$ , gleichzeitig berühren bzw. überschneiden sich Zwei- und Dreipunktinstabilitätsbereiche. In Schnittpunkten

sind semistabile Dauerschwingungen möglich, während in den überschneidenden Bereichen die Zweipunktschwingung in die Dreipunktschwingung übergeht. Nach dem Anschwingen bleibt für  $q < q_S$  die Dreipunktschwingungsform über den ganzen Stellbereich erhalten.

Bislang wurde die harmonische Balance zur Ermittlung einer geglätteten Kennlinie angewendet, wobei ausschließlich stabile Dauerschwingungen betrachtet wurden. In<sup>64</sup> wird gezeigt, daß bei geeignetem langsamen Anteil der linearen Rückführung auch sonst instabile Dauerschwingungen zur Glättung herangezogen werden können. Durch den langsamen Anteil der linearen Rückführung kann auch bei stark nichtlinearen Ersatzkennlinien ein weitgehend lineares Führungsverhalten erreicht werden.

Bei einer Anwendung dieser Methode auf Drei- und Mehrpunktkennlinien enthält die Ersatzkennlinie im Gegensatz zur Zweipunktkennlinie Sprünge, die sich zwar nicht wesentlich im stationären Führungsverhalten, wohl aber bei den dynamischen Eigenschaften störend bemerkbar machen.

### 6.2.3 Glättung durch erzwungene Schwingungen

Wie bereits eingangs erwähnt, kann die zur Kennlinienglättung erforderliche Schwingung nicht nur als Selbstschwingung innerhalb der Schleife, sondern auch als von außen erzwungene Schwingung erzeugt werden<sup>60,67</sup>. Entsprechend wie bei Selbstschwingung ist das Ziel der Glättung mit erzwungener Schwingung, die Quantisierungskennlinie unter Verwendung eines externen Signalgenerators durch eine lineare Kennlinie ersetzbar zu machen. Dieses Vorgehen ist in Abb. 6.21 verdeutlicht.

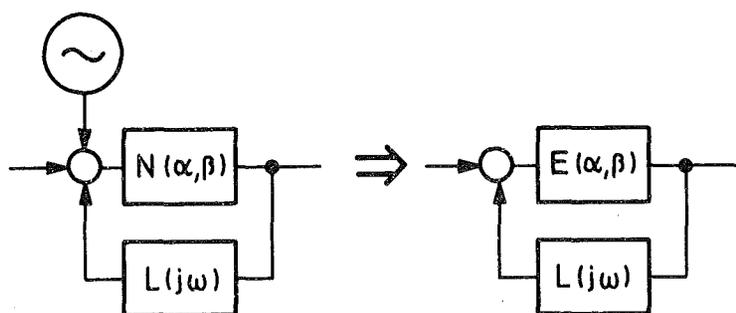


Abb. 6.21: Äquivalente Blockschaltbilder der Regelschleife bei Glättung durch erzwungene Schwingungen

Die umfangreiche Problematik erzwungener Schwingungen kann hier wegen des zu verarbeitenden Störfrequenzbereiches und mit Zusatzanforderungen an den Linearteil der Regelschleife auf einen besonders einfachen Fall eingeschränkt werden. Als Eingangsgröße der Ersatzkennlinie liefert die Schleife das dem verstärkten Phasenfehler entsprechende Stellsignal, das dem Störspektrum entsprechend keine oder gegenüber der Amplitude der erzwungenen Schwingung verschwindend kleine Fourierkoeffizienten im Bereich der Schwingfrequenz und deren nahen Subharmonischen enthält. Unter der Voraussetzung, daß die Schleife weder in der Nähe der Frequenz der erzwungenen Schwingung noch bei deren Subharmonischen zu Dauerschwingungen tendiert, folgt die Schleife exakt der aufgeschalteten Schwingung bezüglich Frequenz, Phase und Amplitude, sofern die Schleife die Schwingfrequenz und deren Oberwellen hinreichend stark unterdrückt

$$N_n \cdot L(nj\omega_s) \ll 1 \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (6.48)$$

Daraus ergibt sich die Forderung, daß die Schwingfrequenz hinreichend weit oberhalb der Durchtrittsfrequenz der linearisierten Schleife liegen muß. Der Frequenzabstand konnte durch Einfügen von Selektionsmitteln (Tiefpaß bzw. Bandsperren) unmittelbar vor der Addierstelle am Eingang der Nichtlinearität auf eine Oktave verringert werden.

Für die erzwungene Schwingung läßt sich die Beschreibungsfunktion 6.29 unter den obigen Bedingungen unmittelbar anwenden, wobei die Amplitude des Wechselanteils durch den Generator als konstant vorgegeben ist. Hierbei ist die Beschreibungsfunktion des Wechselanteils nur für den zusätzlichen schnellen Phasenfehleranteil von Interesse, während die Beschreibungsfunktion des Gleichanteils bei der konstanten Schwingungsamplitude unmittelbar die resultierende Ersatzkennlinie darstellt. Für erzwungene Sinusschwingungen sind die Ersatzkennlinien der dreidimensionalen Darstellung 6.13 a zu entnehmen.

Beschränkt man sich aus den bereits für Selbstschwingen erörterten Gründen auf Zwei- und Dreipunktschwingungen, sind Amplituden  $1 \leq \beta \leq 2$  möglich. Für drei Amplituden einschließlich reines Zweipunkt- ( $\beta=1$ ) und reines Dreipunktverhalten ( $\beta=2$ ) sind die resultierenden Ersatzkennlinien in Abb. 6.22 wiedergegeben.

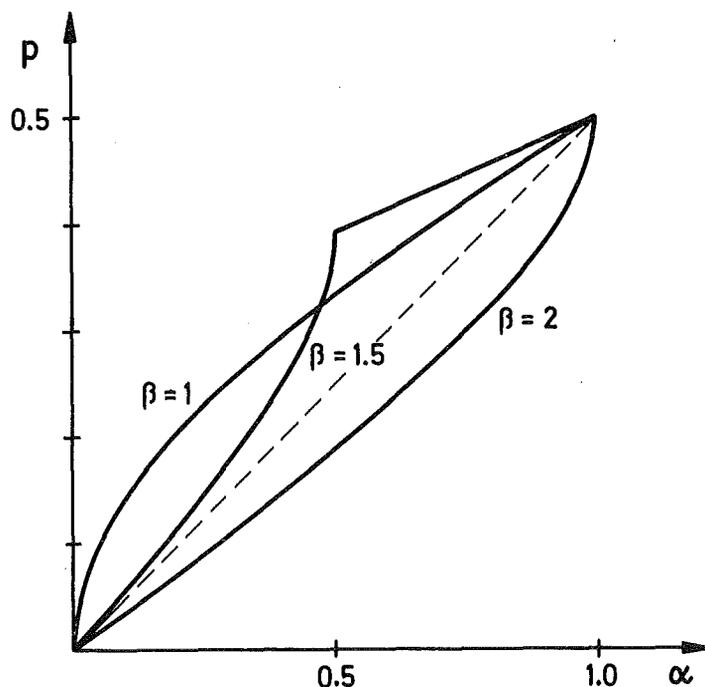


Abb. 6.22: Ersatzkennlinien bei Glättung durch erzwungene Sinusschwingungen

Da sich die Ersatzkennlinien aus Arcussinusfunktionen zusammensetzen, haben ihre differentiellen Steigungen Pole im Verschiebungsbereich, so daß zusammen mit der in der Schleife auftretenden Totzeit bzw. mit parasitären Zeitkonstanten Selbstschwingungen auf Grund der

Ersatzkennlinie möglich sind. Solche zusätzlichen Selbstschwingungen können mit dem Linearteil gemäß Kap. 6.1 nur mit Frequenzen oberhalb der Durchtrittsfrequenz und aufgrund der Beschreibungsfunktion der Ersatzkennlinie nur mit kleinen Amplituden auftreten, wodurch sie praktisch nicht in Erscheinung treten.

Die Glättung durch erzwungene Schwingungen muß sich nicht auf sinusförmige Schwingungen beschränken. Vor den nichtsinusförmigen Schwingungen haben lediglich Dreiecksschwingungen eine Bedeutung für die Glättung von Relaiskennlinien<sup>19,60,61</sup>. Eine vergleichbare Anwendung ist bei der linearen Pulsdauermodulation zu finden.

Will man das Übertragungsverhalten einer Relaiskennlinie bei dreiecksförmigen Eingangssignal mit Gleichanteil erfassen, liegt ein Vorgehen entsprechend wie bei sinusförmigem Eingangssignal nahe. Man kann auch hier eine modifizierte Beschreibungsfunktion angeben, deren Wechselanteil aus dem Quotienten aus der Amplitude der ersten Harmonischen im Ausgangsfourierspektrum und der Dreiecksamplitude des Eingangssignals besteht. Charakteristische Ein- und Ausgangssignale sind für die Dreipunktkennlinie in Abb. 6.23 dargestellt.

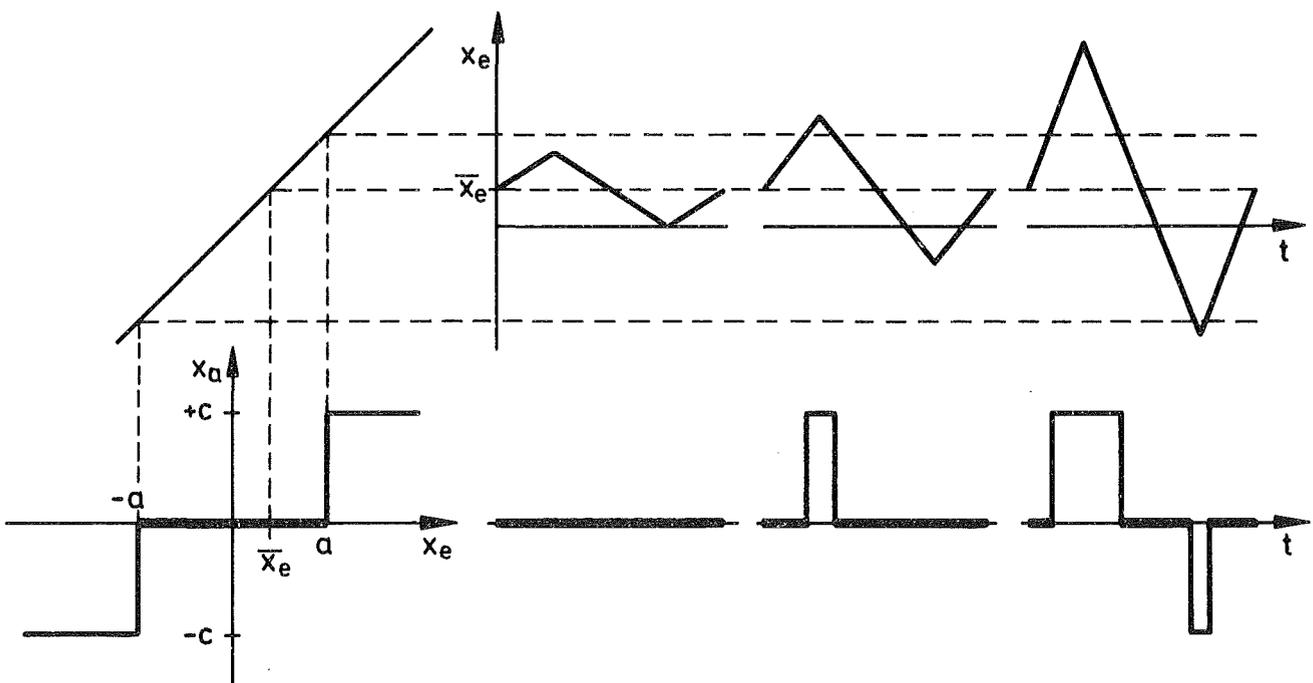


Abb. 6.23: Charakteristische Ein- und Ausgangssignalformen an der Dreipunktkennlinie bei Glättung mit erzwungenen Dreiecksschwingungen

Die Herleitung der Beschreibungsfunktion für dreiecksförmiges Eingangssignal unterscheidet sich gegenüber sinusförmigem Eingangssignal lediglich in den Integrationsgrenzen bei der Berechnung der Fourierkoeffizienten und ergibt normiert (6.25)

$$p_{\Delta} = f_{\Delta}\left(\frac{1+\alpha}{\beta}\right) - f_{\Delta}\left(\frac{1-\alpha}{\beta}\right)$$

$$q_{\Delta} = \frac{1}{\beta} \left\{ g_{\Delta}\left(\frac{1+\alpha}{\beta}\right) + g_{\Delta}\left(\frac{1-\alpha}{\beta}\right) \right\} \quad (6.49)$$

mit

$$f_{\Delta}(v) = \frac{v}{2} \quad \text{für } |v| \leq 1$$

$$= \frac{1}{2} \quad \text{für } |v| > 1 \quad (6.50)$$

$$g_{\Delta}(v) = \cos v \quad \text{für } |v| \leq 1$$

$$0 \quad \text{für } |v| > 1 \quad (6.51)$$

Auf eine Erweiterung der Beschreibungsfunktion für die Quantisierungskennlinie kann verzichtet werden, da alle bei sinusförmigem Eingangssignal gewonnenen Erkenntnisse, die auf den Stellgliedeigenschaften oder der Kennlinie gründen, hier sinngemäß weiterverwendet werden können.

Die n-te Harmonische im Fourierspektrum des Ausgangssignals hat die Amplitude

$$\hat{x}_{an} = \frac{2c}{\pi n} \left\{ g_{\Delta}\left(n\frac{1+\alpha}{\beta}\right) + g_{\Delta}\left(n\frac{1-\alpha}{\beta}\right) \right\} \quad (6.52)$$

Die Oberwellenamplituden ändern sich relativ zur Amplitude der Grundwelle mit der Verschiebung. Deswegen ist es unmöglich, das Dreieckseingangssignal durch Selbstschwingungen zu erzeugen. Selbst wenn der lineare Anteil des Regelkreises bei einer bestimmten Verschiebung dreiecksförmige Selbstschwingungen zulassen würde, wären verschiebungsabhängige Deformationen der Dreiecksschwingung unvermeidbar.

Für erzwungene Dreiecksschwingungen gelten die gleichen Anforderungen an den Linearteil wie bei Sinusschwingungen. Ebenso ist der

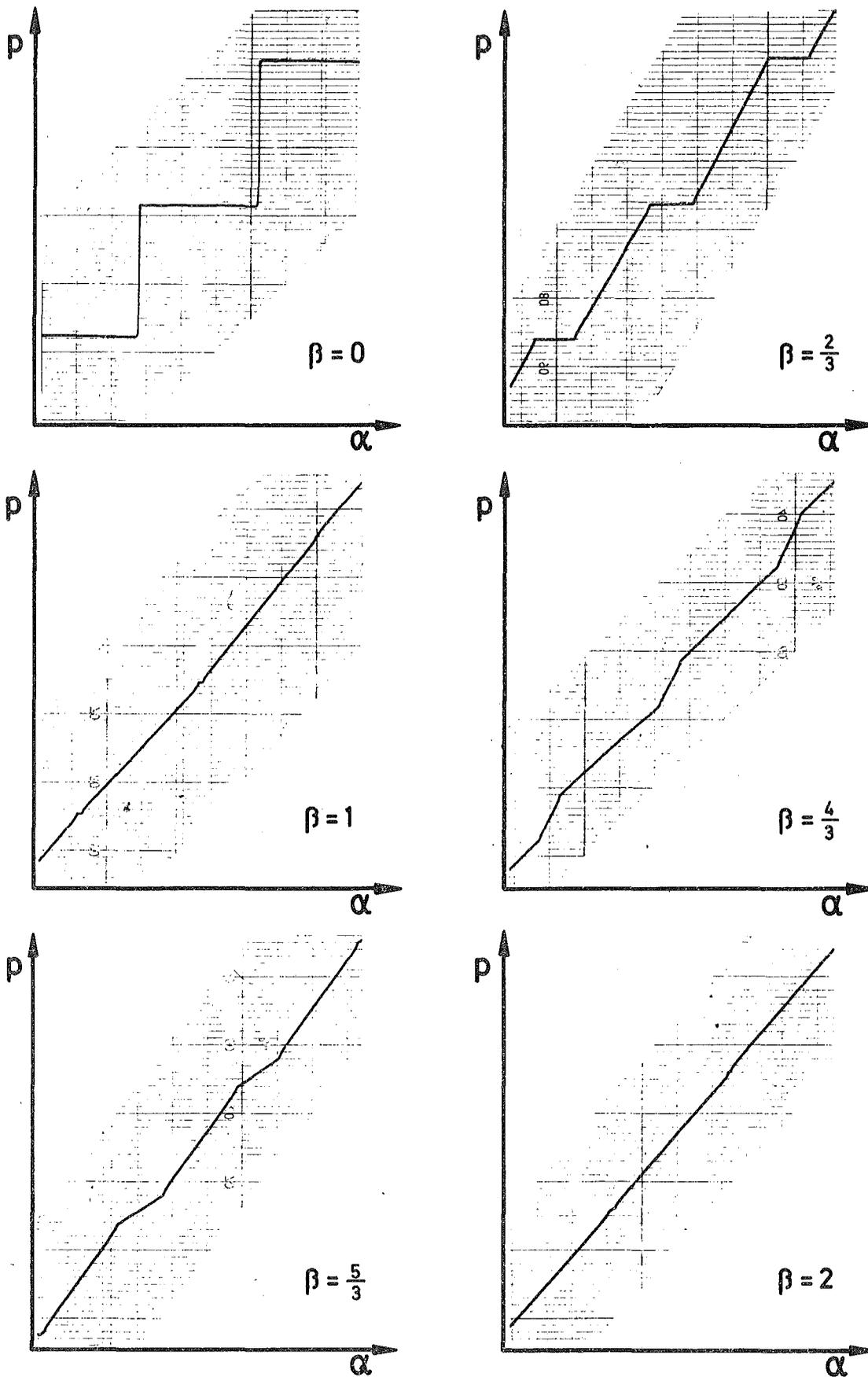


Abb. 6.24: Ersatzkennlinien bei verschiedenen Dreiecksamplituden

zur Glättung geeignete Amplitudenbereich in beiden Fällen der gleiche. Die resultierende Ersatzkennlinie verläuft stückweise linear. Für  $\beta=1$  und  $\beta=2$ , d. h. sowohl bei reinem Zweipunkt- wie auch bei reinem Dreipunktverhalten ist die Ersatzkennlinie im ganzen Verschiebungsbereich  $0 \leq \alpha \leq 1$  durchgehend linear. Da sie dann aber auch mit der idealen Glättungskennlinie  $p = \frac{\alpha}{2}$  zusammenfällt, erstreckt sich die Linearität über den gesamten Bereich der Quantisierungskennlinie.

Somit stellt die Glättungsmethode mit erzwungener Dreiecksschwingung als einzige aller hier diskutierten Glättungsmethoden eine Möglichkeit dar, die Quantisierungskennlinie theoretisch exakt zu glätten.

Reale Ersatzkennlinien wurden für verschiedene Schwingungsamplituden an der Steuerung des Frequenzstellgliedes im Original aufgenommen und in Abb. 6.24 zusammengestellt.

Auch bei exakter Amplitudeneinstellung verbleiben Abweichungen von der idealen Glättungskennlinie in einem kleinen Bereich um die Ausgangsstufen der ungeglätteten Kennlinie im Zweipunktfall ( $\beta = 1$ ) bzw. um die Mitte zwischen zwei Ausgangsstufen im Dreipunktfall ( $\beta = 2$ ), die durch das in Kap. 6.4 zu betrachtende nichtideale Zeitverhalten des realen Stellgliedes in Form eines Mindestzeitabstandes zweier benachbarter Schaltvorgänge hervorgerufen wird. Abb.6.25 zeigt die verbleibende Restnichtlinearität der realen Ersatzkennlinie.

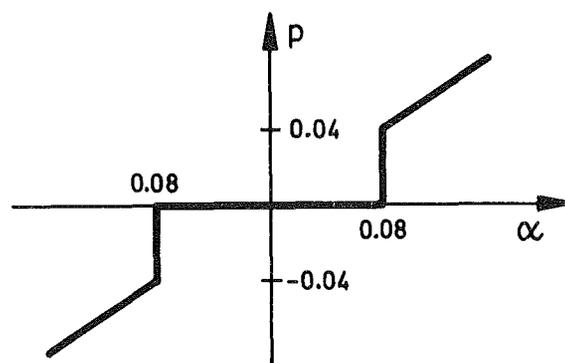


Abb. 6.25: Restnichtlinearität der realen Ersatzkennlinie

Die Restnichtlinearität konnte in der hochverstärkenden Schleife nicht deutlich wahrgenommen werden, offenbar wird sie entweder durch Selbstschwingungen kleiner Amplitude oder durch das unvermeidbare Rauschen geglättet.

Deutlicher macht sich in der Gesamtersatzkennlinie Abb. 6.26 ein in den Randbereichen erforderlicher Mindestzeitabstand zweier Schaltvorgänge am gleichen Schalter bemerkbar (Kap. 6.4). Da er nur in unmittelbarer Nachbarschaft der ohnehin vorhandenen Begrenzung auftritt, wirkt er sich nur als zusätzliche Einengung des Stellbereiches aus.

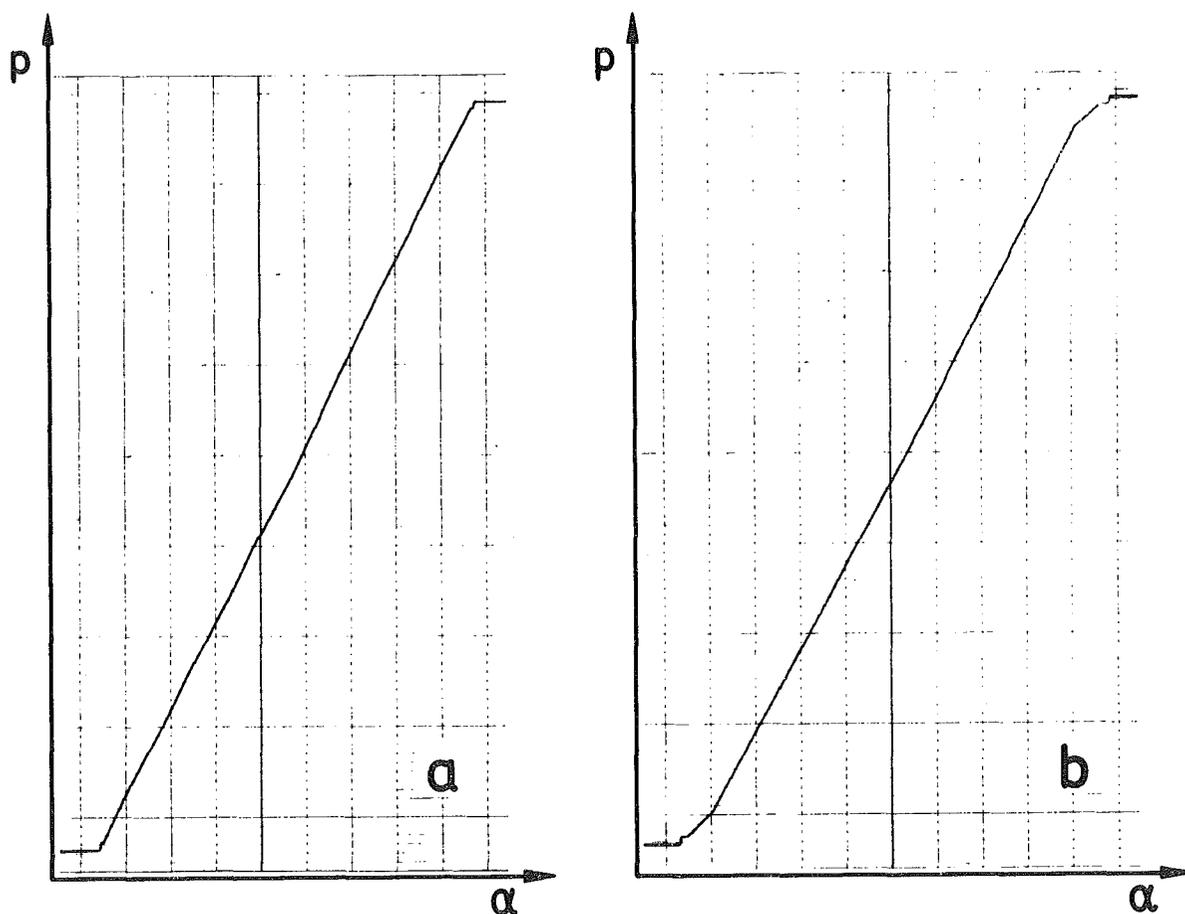


Abb. 6.26: Gesamtersatzkennlinien für  
a.) Zweipunkt-Dreiecksschwingungen  
b.) Dreipunkt-Dreiecksschwingungen

### 6.3 Einfangverhalten

Entsprechend ihrer breiten technischen Anwendung wurde das Einfangverhalten der Phasensynchronisationsschaltung (PLL) in der Vergangenheit häufig untersucht. Da eine exakte Lösung an der periodischen Kennlinie des Phasendemodulators scheitert<sup>6,8</sup>, befassen sich die früheren Untersuchungen mit unterschiedlich anwendbaren Näherungen für verschiedene Tiefpässe und sinusförmige<sup>6,9,70</sup> und stückweise lineare<sup>71,72,73</sup> Phasendemodulatorkennlinien. Der vorliegende Regelkreis unterscheidet sich von den früher untersuchten durch das Vorhandensein einer zusätzlichen Nichtlinearität, nämlich der Begrenzung des Stellbereiches.

Der eingeschlagene Lösungsweg folgt zunächst unter Vernachlässigung der Begrenzung der Näherung nach<sup>74,75</sup> zur Ermittlung des Fangbereichs und schließt die Untersuchung der Auswirkungen der Begrenzung auf dieses Ergebnis ein.

Der zunächst zugrunde liegende Regelkreis ohne Begrenzung ist durch das Blockschaltbild 6.27 beschrieben.

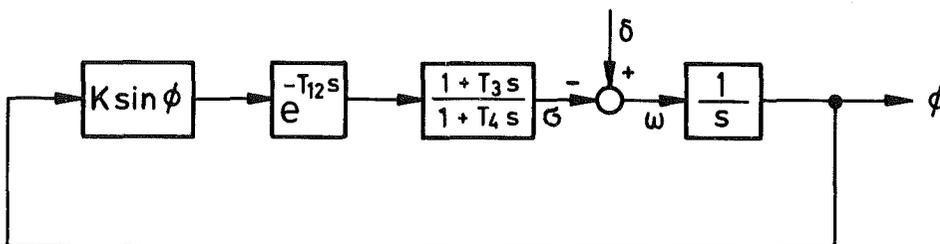


Abb. 6.27: Blockschaltbild der Regelschleife

Verzichtet man zunächst beim Beschreiben der Schleife auf die Erfassung der Laufzeit und des  $AR_1$ -Gliedes, vereinfacht sich ihre Differentialgleichung zu

$$\frac{d\phi}{dt} = \delta - K \sin\phi = \omega(t) \quad (6.53)$$

Die Synchronisation läßt sich in diesem Fall leicht in der Phasenebene darstellen (Abb. 6.28). Synchronisation erfolgt im Punkte Q, sofern  $|\delta| < K$  ist, andernfalls ist keine Synchronisation möglich,

wie in<sup>68</sup> ausführlich erläutert. Im nichtsynchronisierten Fall schwankt die Frequenz periodisch bezüglich der Phase um einen konstanten Mittelwert  $\delta_3$ .

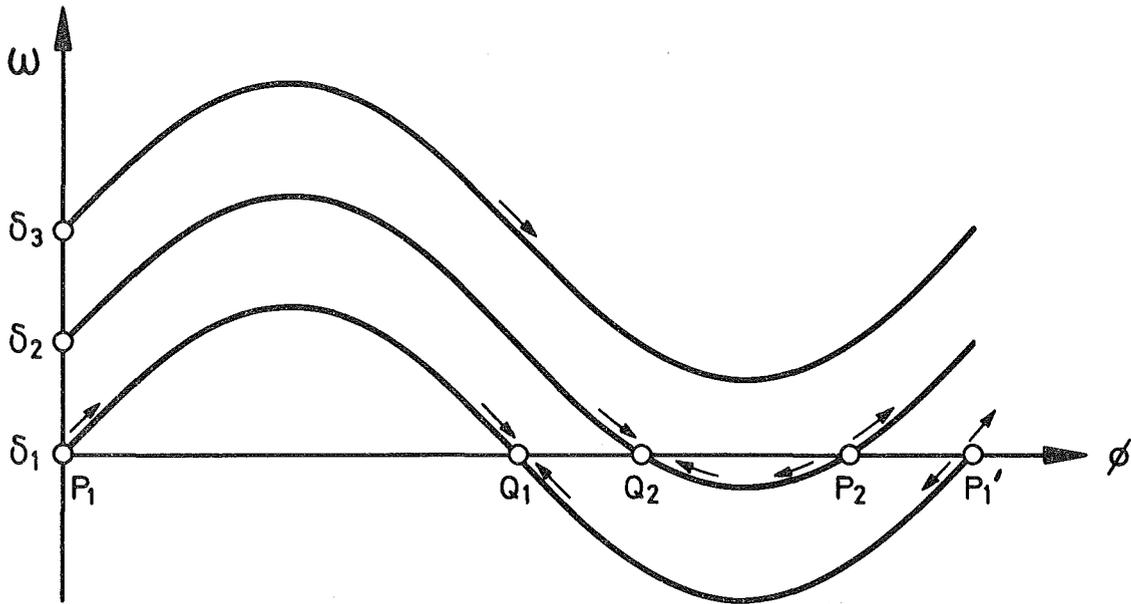


Abb. 6.28: Vereinfachtes Synchronisationsverhalten

Bei dem Kreis mit  $AR_1$ -Glieder und Laufzeitglied zeigt sich im stationären nichtsynchronisierten Zustand in der Phasenebene ebenfalls ein periodischer Verlauf um einen konstanten Mittelwert, jedoch sind demgegenüber die Wechselanteile (Grund- und evtl. Oberwellen) durch die Tiefpaßcharakteristik des  $AR_1$ -Gliederes gedämpft.

Im Zeitbereich enthält die Frequenz  $\omega(t)$  ebenfalls einen Mittelwert  $\bar{\omega}$  sowie einen periodischen Anteil  $f(\omega_1 t)$  mit der Grundfrequenz  $\omega_1$

$$\omega(t) = \bar{\omega} + f(\omega_1 t) \quad ; \quad (6.54)$$

mit  $t_p = \frac{2\pi}{\omega_1}$  :

$$\bar{\omega} = \frac{1}{t_p} \int_{t_1}^{t_1+t_p} \omega(t) dt = \frac{1}{t_p} |\phi(t_1+t_p) - \phi(t_1)| = \frac{2\pi}{t_p} = \omega_1 \quad (6.55)$$

Im stationären nichtsynchronisierten Zustand sind also Mittelwert  $\bar{\omega}$  der Frequenzabweichung  $\omega(t)$  und die Grundfrequenz  $\omega_1$  ihrer Zeitfunktion identisch.

Zu einer Näherung des Fangverhaltens kommt man, indem man ähnlich wie bei der Beschreibungsfunktion nur die Grundwelle berücksichtigt. Integriert man die so modifizierte Gleichung

$$\omega(t) = \bar{\omega} + \hat{\omega} \cos \bar{\omega}t \quad (6.56)$$

für beliebige Anfangsphase  $\phi_0$

$$\phi(t) = \int_0^t \omega(t)dt = \bar{\omega}t + \frac{\hat{\omega}}{\bar{\omega}} \sin \bar{\omega}t + \phi_0 \quad (6.57)$$

dann erhält man aus der Ausgangsspannung des Phasendiskriminators

$$u_d(t) = K \cdot \sin\left(\bar{\omega}t + \frac{\hat{\omega}}{\bar{\omega}} \sin \bar{\omega}t + \phi_0\right) \quad (6.58)$$

Dabei handelt es sich um eine phasenmodulierte Schwingung mit identischer Träger- und Modulationsfrequenz und mit dem Phasenhub

$$\eta = \frac{\hat{\omega}}{\bar{\omega}} < 1 \quad (6.59)$$

weil andernfalls Synchronisation erreicht würde. Eine Entwicklung mit Hilfe der Besselfunktionen, die wegen der Bedingung 6.59 nach dem Glied 1. Ordnung abgebrochen werden kann, ergibt

$$u_d(t) \approx K \left| -J_1(\eta) \sin \phi_0 + J_0(\eta) \sin(\bar{\omega}t + \phi_0) \right| \quad (6.60)$$

Im Bereich  $\eta < 1$  können die Besselfunktionen folgendermaßen approximiert werden:

$$J_0(\eta) \approx 1 ; \quad J_1(\eta) \approx \frac{1}{2}\eta ; \quad (6.61)$$

Damit wird Gl. 6.63 weiter vereinfacht:

$$u_d(t) \approx K \left| -\frac{1}{2} \frac{\hat{\omega}}{\bar{\omega}} \sin \phi_0 + \sin(\bar{\omega}t + \phi_0) \right| \quad (6.62)$$

Der Gleichspannungsanteil gelangt unabgeschwächt zum Resonator und

bewirkt dort den Frequenzmittelwert  $\bar{\omega}$

$$\bar{\omega} = \delta + \frac{1}{2} K \frac{\hat{\omega}}{\bar{\omega}} \sin \phi_0 \quad (6.63)$$

während der Wechselanteil entsprechend der komplexen Übertragungsfunktion  $\underline{G}(\omega)$  der Zeitglieder eine Dämpfung und eine Phasendrehung erfährt. Mit der Übertragungsfunktion

$$\underline{G}(\omega) = |\underline{G}(\omega)| e^{-j\rho(\omega)} \quad (6.64)$$

ergibt der Vergleich der Wechselanteile:

$$\hat{\omega} \cos \bar{\omega} t = -K |\underline{G}(\bar{\omega})| \sin(\bar{\omega} t + \phi_0 - \rho(\bar{\omega})) \quad (6.65)$$

Aufspaltung in Betrag und Phase ergibt

$$\hat{\omega} = K |\underline{G}(\bar{\omega})|$$

$$0 = \phi_0 - \rho(\bar{\omega}) + \frac{\pi}{2} \quad \text{bzw.} \quad \sin \phi_0 = -\cos \rho(\bar{\omega})$$

Setzt man diese beiden Gleichungen in Gl. 6.66 ein, hat man die Bestimmungsgleichung für die Ablage eines stabilen nichtsynchronisierten Zustandes von dem synchronisierten Zustand

$$\bar{\omega} = \delta - \frac{1}{2} \frac{K^2}{\bar{\omega}} |\underline{G}(\bar{\omega})| \cos \rho(\bar{\omega})$$

$$\bar{\omega} = \delta - \frac{1}{2} \frac{K^2}{\bar{\omega}} \operatorname{Re}\{\underline{G}(\bar{\omega})\} \quad (6.66)$$

Dieses Ergebnis stellt den stabilen Grenzfall nichtsynchronisierten Betriebes dar. Wäre nämlich das Ergebnis für den Mittelwert kleiner als ein angesetzter Wert, würde  $\bar{\omega}$  gegen 0, d. h. zur Synchronisation streben.

Existiert für eine Verstimmung  $\delta$  keine Lösung der Gl. 6.66, existiert auch kein stabiler nichtsynchronisierter Betriebsfall; somit liegt die Verstimmung innerhalb des Fangbereiches. Die Grenze des Fangbereiches ist durch die kleinste Verstimmung  $\delta_F$  gegeben, für die gerade eine Lösung existiert.

Gl. 6.66 lässt sich wie folgt umformen:

$$\bar{\omega}(\bar{\omega}-\delta) = -\frac{1}{2} K^2 \cdot \text{Re} \{ \underline{G}(\bar{\omega}) \}$$

In dieser Form kann man mögliche Lösungen leicht graphisch darstellen (Abb. 6.29). Die linke Seite ergibt eine Parabel mit Nullstellen für  $\bar{\omega}=0$  und  $\bar{\omega}=\delta$  und dem Minimum  $-\frac{1}{4}\delta^2$  bei  $\bar{\omega}=\frac{1}{2}\delta$ , während die rechte Seite dem negativen Realteil der Übertragungsfunktion der Zeitglieder proportional ist. Mit

$$\underline{G}(\bar{\omega}) = \frac{1+jT_3\bar{\omega}}{1+jT_4\bar{\omega}} e^{-jT_{12}\bar{\omega}}$$

erhält man den Realteil

$$\text{Re}\{\underline{G}(\bar{\omega})\} = \frac{(1+T_3T_4\bar{\omega}^2) \cos\bar{\omega}T_{12} \pm (T_4-T_3)\bar{\omega}\sin\bar{\omega}T_{12}}{1+(T_4\bar{\omega})^2}$$

Für kleine Laufzeit gilt mit der Normierung  $T_4\bar{\omega} = \omega_n$ ;  $T_3/T_4 = m$ ;  
 $T_{12}/T_4 = \tau$

$$\text{Re}\{\underline{G}(\omega_n)\} \approx \frac{1+m\omega_n^2}{1+\omega_n^2} \cos\omega_n\tau \quad (6.67)$$

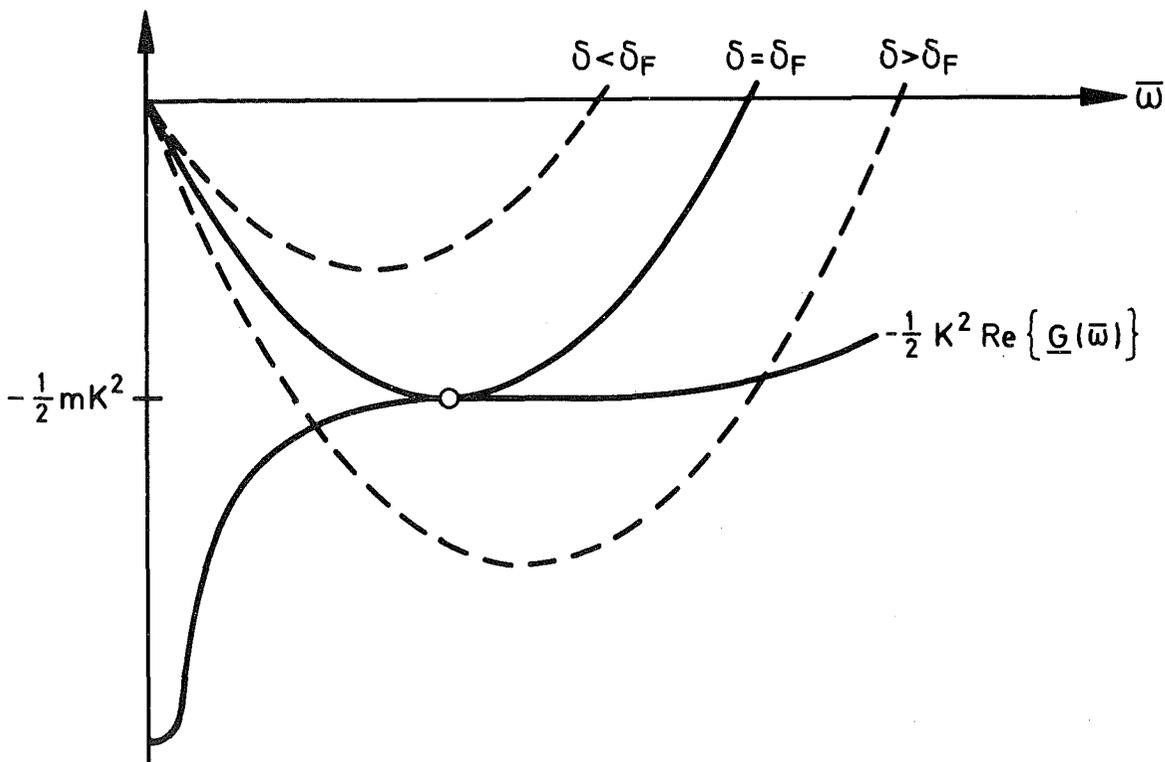


Abb. 6.29: Graphische Lösung des Fangbereichs

Gilt zudem

$$m\omega_n^2 < \frac{1}{2} K^2 \quad (6.68)$$

d. h. liegen mögliche Schnittpunkte oberhalb der zweiten Knickfrequenz des  $AR_1$ -Gliedes, kann der Realteil noch einfacher geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\{\underline{G}(\omega_n)\} &\approx m \cos\omega_n \tau \\ \omega_n(\omega_n - \delta_n) &\approx -\frac{1}{2} m (K \cdot T_4)^2 \cos\omega_n \tau \end{aligned} \quad (6.69)$$

Die Grenze des Fangbereichs ist genau dann erreicht, wenn die Parabel die Kosinusfunktion soeben berührt. Für die vorausgesetzte kleine Laufzeit kann das Minimum der Parabel als Berührungspunkt angesehen werden. Damit wird

$$\delta_F^2 = 2 m K^2 \cos \frac{\delta_F}{2} \tau \quad (6.70)$$

Ohne Laufzeit ( $\tau=0$ ) erhält man den Fangbereich

$$\delta_F = \pm K \sqrt{2m} \quad (6.71)$$

der sich mit Laufzeit (mit der Näherung  $\cos\alpha = 1 - \frac{1}{2} \alpha^2$ ) verringert auf

$$\delta_F = \pm K \sqrt{2m} \sqrt{\frac{1}{1+mK^2T_{12}^2}} \quad (6.72)$$

Bei dem vorliegenden Regelkreis ergibt sich ein Fangbereich von ( $T_4 = 1.6 \cdot 10^{-3}$  sec;  $m = 0.02$ ;  $T_{12} = 1 \cdot 10^{-6}$  sec;  $k = 5.4 \cdot 10^6$  sec)

$f_F = \frac{\delta_F}{2\pi} = \pm 172$  kHz ohne Berücksichtigung der Laufzeit, der sich mit Laufzeit um 5% auf  $\pm 163$  kHz reduziert. Entsprechend den beiden Vorzeichen der Wurzel erstreckt sich der Fangbereich nach beiden Seiten um den synchronisierten Zustand.

Im Absolutphasenregelkreis ist als weitere den Einfangvorgang beeinflussende Nichtlinearität die Begrenzungskennlinie des Frequenzstellgliedes nach erfolgter Glättung zu berücksichtigen.

Eine rechnerische Ermittlung der Auswirkung der Begrenzungskennlinie des Frequenzstellgliedes erscheint aussichtslos, da beide Nichtlinearitäten wegen ihres grundsätzlich verschiedenen Charakters unterschiedlicher Näherungsmethoden bedürfen, was ihre gemeinsame Beschreibung sehr erschwert. Eine anschauliche Erklärung findet man bei der Betrachtung des Einfangvorganges in der Zustandsebene. Dabei kann man sich auf Verstimmungen beschränken, die nicht wesentlich über den Stellbereich  $\pm S$  hinausgehen. Dann können wegen  $S \ll \frac{1}{T_3} \ll \frac{1}{T_{12}}$  die Zeitglieder durch ein Verzögerungsglied ersetzt werden, wodurch die Differentialgleichung des Regelkreises ohne Begrenzung wesentlich vereinfacht wird:

$$T_4 \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \frac{d\phi}{dt} + k \sin \phi = \delta$$

oder

(6.73)

$$T_4 \omega \frac{d\omega}{d\phi} + \omega + k \sin \phi = \delta$$

Die Darstellung der Differentialgleichung 6.73 in der Zustandsebene (Abb. 6.30 a) wurde bereits in<sup>68,69</sup> angegeben. Die sinusförmige Kennlinie des zeitgliedfreien Kreises liefert zwei Schnittpunkte wie in Abb. 6.28 mit der Sollfrequenz ( $\omega=0$ ), wobei der instabile Schnittpunkt P einen Sattelpunkt bildet, von dem vier Separatrizen ausgehen, die die Zustandsebene in vier Bereiche aufteilen, von denen ausgehend das Einfangen auf verschiedenen Wegen möglich ist. Der stabile Schnittpunkt Q stellt einen Strudelpunkt dar, wenn wie im vorliegenden Fall

$$4 KT_4 > 1$$

gilt, andernfalls einen Knotenpunkt<sup>58</sup>.

Die Berücksichtigung der Begrenzung des Frequenzstellgliedes in der Zustandsebene bedeutet eine Beschränkung auf den Frequenzstreifen

$$\delta - S \leq \omega \leq \delta + S$$

Da innerhalb dieses Frequenzstreifens die Trajektorien entsprechend

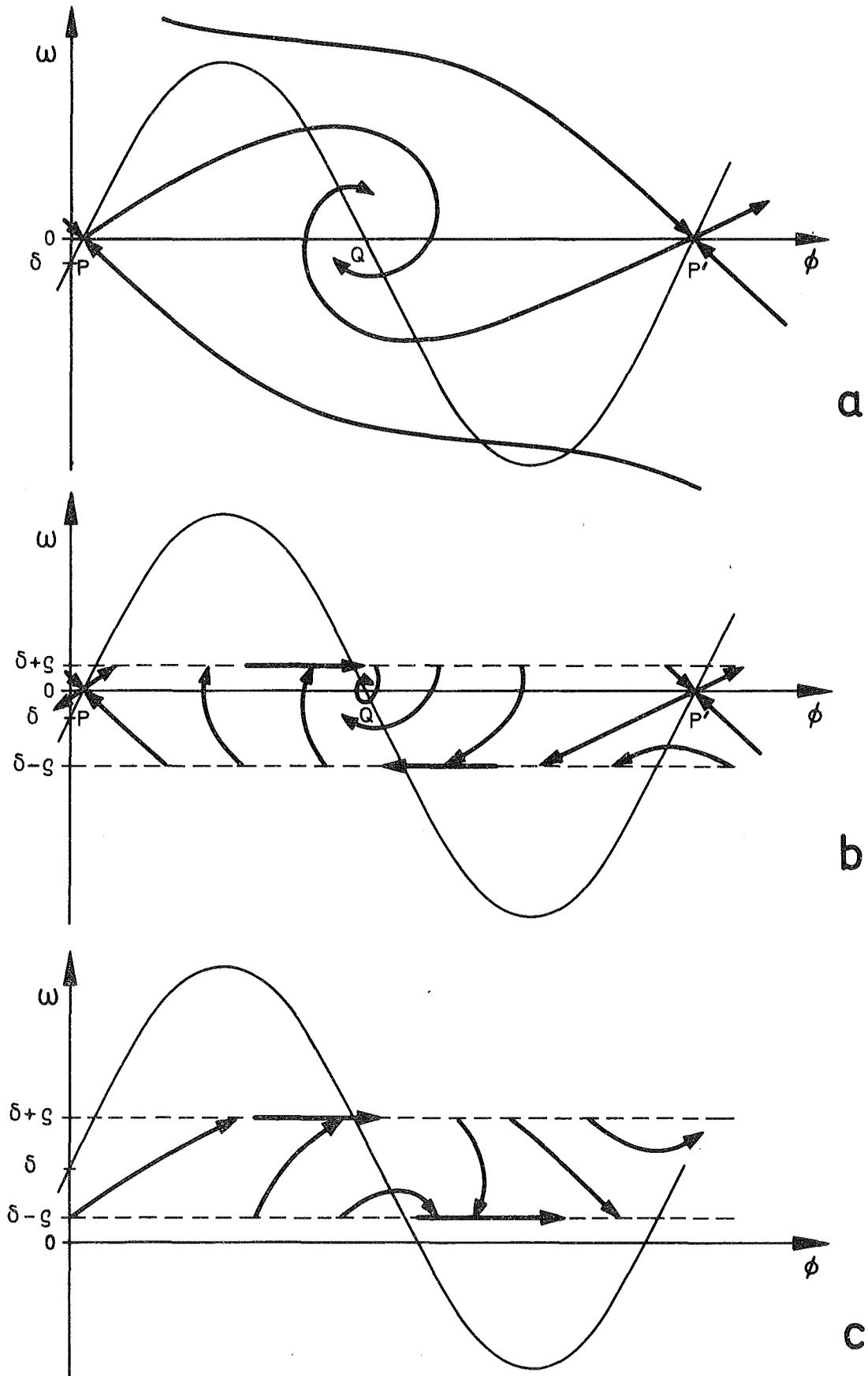


Abb. 6.30: Trajektorien

- a.) bei Synchronisation ohne Begrenzung
- b.) bei Synchronisation mit Begrenzung
- c.) mit Begrenzung außerhalb des Fangbereiches

Abb. 6.30a erhalten bleiben, ist der Einfangvorgang für  $|\delta| \leq S$  nicht behindert. Abb. 6.30b kann entnommen werden, daß infolge der Begrenzung das Phasenüberschwingen beim Einfangen vermindert wird.

Wird der Stellbereich durch die Verstimmung überschritten, kann sich der in Abb. 6.30c gezeigte stabile nichtsynchronisierte Zustand ausbilden; das Einfangen ist unmöglich.

#### 6.4 Steuerung des Mehrpunktstellgliedes

Während die übrigen Komponenten der Absolutphasenregelschaltung konventionell sind, konzentrieren sich wesentliche Besonderheiten der Schleife in der Steuerung des Frequenzstellgliedes. Bereits in Kap. 4 ergab sich als Lösung des Frequenzabstimmproblems ein Stellglied zum Einstellen diskreter äquidistanter Verstimmungswerte. Die regelungstechnisch sinnvollste Verwendung als Mehrpunktstellglied wurde im Vorgriff bereits zu Anfang dieses Kapitels vorausgesetzt. Die dazu erforderliche Verknüpfung des Schaltzustandes des Frequenzstellgliedes mit einer analogen Steuergröße soll gemeinsam mit den erforderlichen Sicherungsfunktionen im Folgenden erörtert werden. Die zur Ansteuerung der Schaltverstärker erforderlichen Binärsignale können in ihrer Gesamtheit als Binär-Code<sup>57</sup> aufgefaßt werden, so daß die Gesamtaufgabe der Steuerung als Wandelung des analogen Steuersignales in einen speziellen Binär-Code verstanden werden kann.

Wesentlichstes Kriterium für die Codewahl ist die Minimisierung der Schalthäufigkeit bei maximalem Zeitabstand der Schaltvorgänge in jedem einzelnen Diodenschalter. Abb. 6.31 demonstriert für eine reduzierte Anzahl von Ausgängen die Eigenschaften des erforderlichen Codes: Es werden jeweils die Schalter betätigt, die vor der am längsten zurückliegenden Zeit in gleicher Richtung betätigt wurden. In der sequenziellen Ordnung der Ausgänge bilden sich zwei geschlossene Blöcke aller gleichen Ausgangszustände (von beiden Grenzzuständen - d. h. alle Ausgänge gleich - abgesehen).

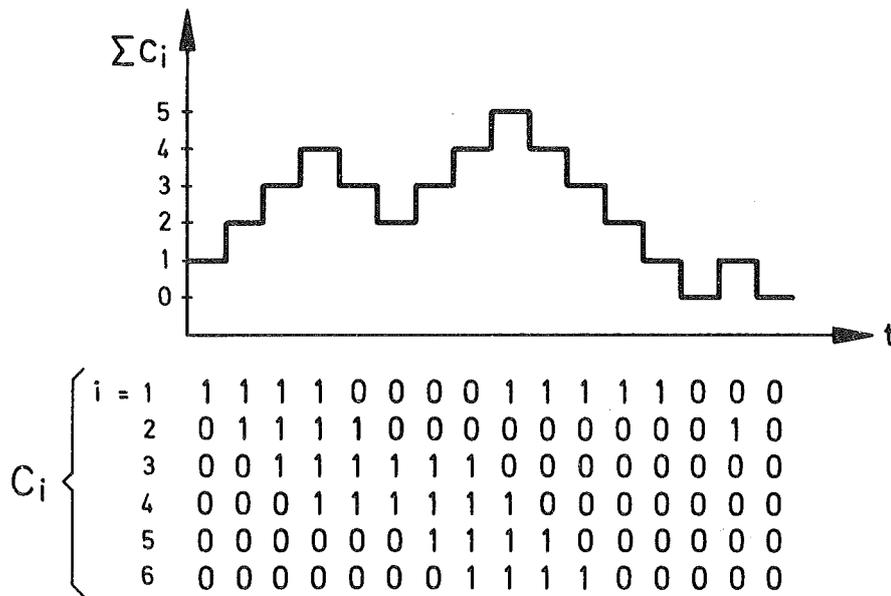


Abb. 6.31: Charakteristischer Zeitverlauf der Ausgangszustände

Da eine direkte Umwandlungsmöglichkeit des analogen Eingangssignals in das digitale Ausgangssignal C mit dem erforderlichen Code nicht gefunden wurde, wird diese Aufgabe in zwei Teilaufgaben aufgespaltet:

1. Umwandlung des Analogsignals in Dualcode (Signal A)
2. Umwandlung des Dualcodes in den Ausgangscode (C).

Während es für die erste Teilaufgabe vielfach erprobte Schaltungen gibt, stellt sich die zweite Teilaufgabe als schwieriger heraus, da man die Codewandlung mit einem Schaltnetz ohne Speicher nicht lösen kann. Ein Folgezustand ist nämlich nicht nur durch die Steuergröße A, sondern auch durch die beiden letzten vorausgegangenen Ausgangszustände bestimmt, was man anhand von Abb. 6.31 leicht einsehen kann. Umgekehrt kann man hingegen leicht den Ausgangscode in Dualcode rückwandeln, indem man die äquivalenten Ausgangszustände aufsummiert. Diese Tatsache wird zur Lösung der 2. Teilaufgabe ausgenutzt. Ähnlich wie man im Bereich analoger Anwendungen oftmals zur Synthese eines speziellen Übertragungsgliedes zweckmäßigerweise eine unterlagerte Rückführungsschleife einsetzen kann, bietet sich

bei dieser Codewandlung eine digitale Rückführungsschleife nach Abb. 6.32 als geeignete Lösung an.

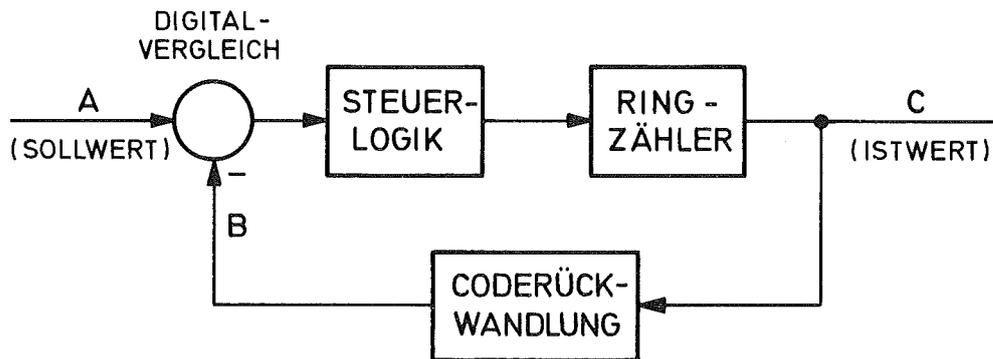


Abb. 6.32: Digitale Schleife zur Codewandlung

Der Ringzähler, der bedingt durch Aufbau und Vorbereitung nur zu Ausgangszuständen gemäß dem erforderlichen Code fähig ist, wird auf Grund eines digitalen Vergleiches zwischen der dualen Eingangsgröße A und der in die Dualgröße B rückcodierten Ausgangsgröße C so nachgesteuert, daß die Ausgangsgröße C der dualcodierten Eingangsgröße A entspricht.

In Abb. 6.33 ist die gesamte Schaltung der digitalen Steuerung des Mehrpunktstellgliedes als Funktionsübersicht dargestellt.

Als analoge Eingangsstufe kommt ein integrierter Impedanzwandler zum Einsatz, der dem folgenden Analog-Digital-Wandler einen niedrigen Quellwiderstand bietet und die Ausgangsspannung auf einen zulässigen Bereich begrenzt.

Der Analog-Digitalwandler ist aus einer Parallelschaltung von 12 einzelnen Schwellwertschaltern zusammengesetzt, deren Schwellen äquidistant eingestellt sind. Die einzelnen Schwellwertschalter bestehen aus schnellen integrierten Differenzverstärkern mit nachgeschalteten Schmitt-Triggern, die auch für die erforderliche Ausgangsbelastbarkeit sorgen. Im gesamten Ausgangssignal ist die Information über die digitalisierte Eingangsgröße gleich zweimal enthalten: Sie geht sowohl daraus hervor, welche Schwellwertschalter betätigt wurden als auch daraus, wie viele Schwellwertschalter betätigt wurden. Letztere Information wird benutzt. Impedanzwandler und Analog-Digitalwandler sind zusammen in Abb. 6.34 dargestellt.

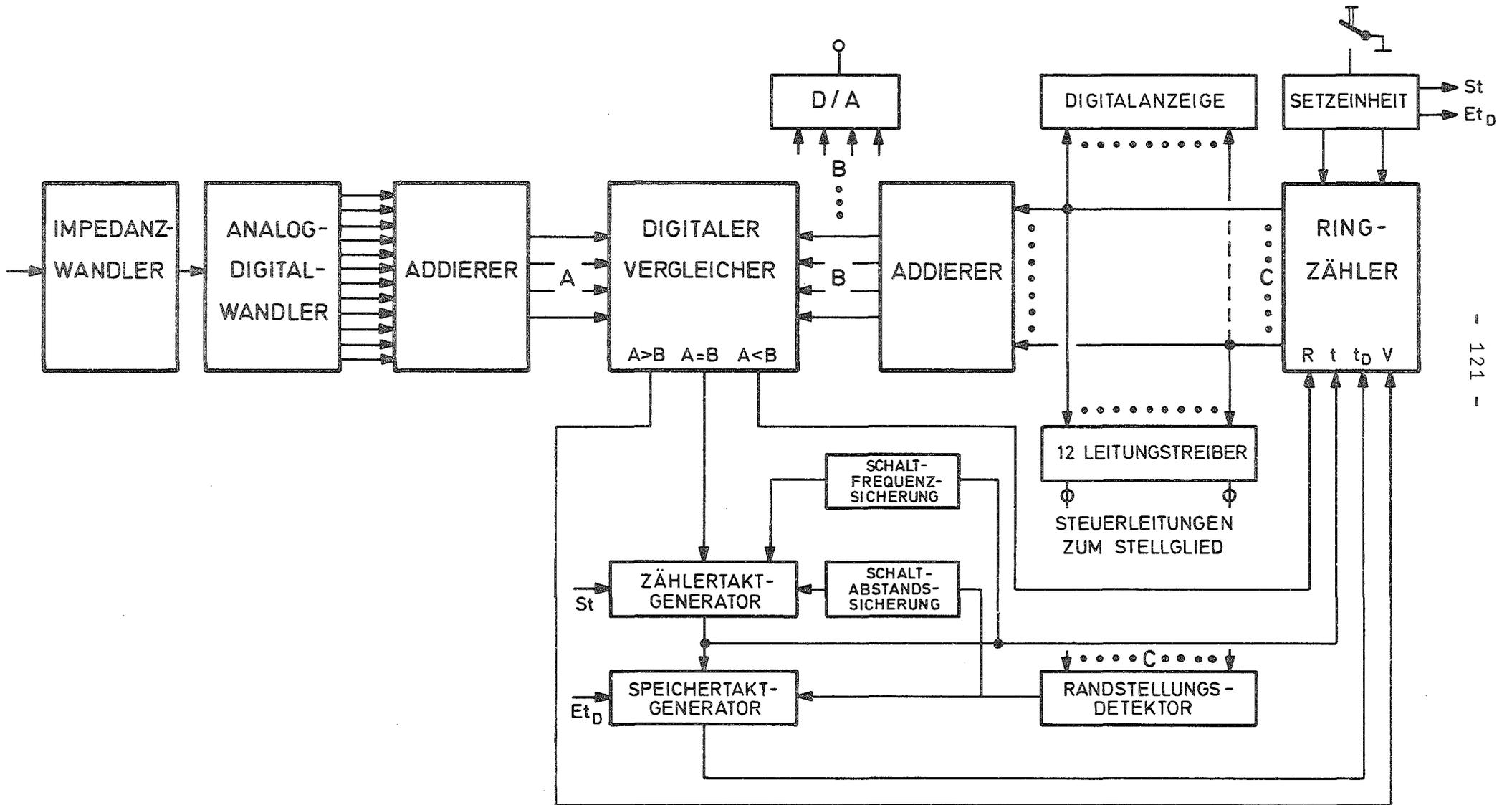


Abb. 6.33: Blockschaltbild der digitalen Steuerung

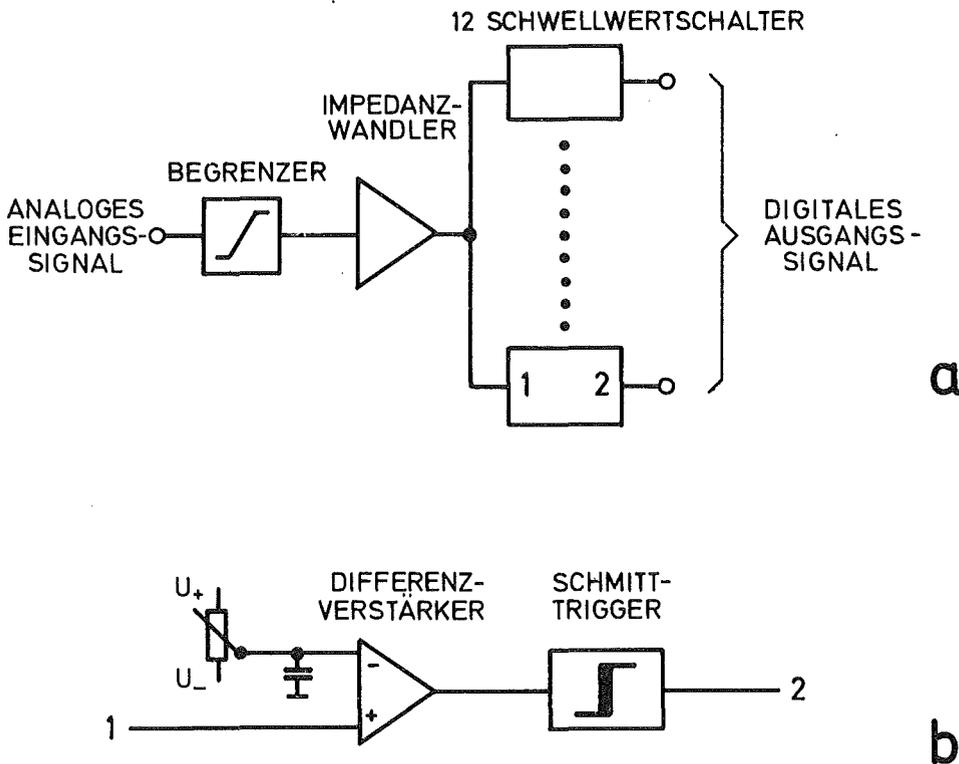


Abb. 6.34: a.) Analog-Digital-Wandler  
b.) Schwellwertschalter

Die Umwandlung des 12stelligen Ausgangscodes des A/D-Wandlers in einen vierstelligen Dualcode wird ebenso wie die Rückwandlung des Ringzähler-Ausgangscodes mittels eines Addiernetzwerkes nach Abb. 6.35 durchgeführt. Das Netzwerk setzt sich aus parallel und in Serie betriebenen Volladdierern zusammen. Wegen unterschiedlicher Anzahl von durchlaufenen Gattern bis zu den verschiedenen Ausgängen können sich während eines Zeitraumes von 5 Gatterlaufzeiten (60 nsec) falsche Ausgangszustände ergeben, die unterdrückt werden müssen.

Der Ringzähler (Abb. 6.36) zeigt zwei Stufen aus J-K-Master-Slave-Flipflops mit je zwei konjunktiv verknüpften J- und K-Eingängen aufgebaut. Statische Setzeingänge (Preset, Clear) sind zusätzlich vorhanden. Läßt man die Gatter zwischen den J-K-Flipflops weg und verbindet die J-Eingänge mit den nicht negierten und die K-Eingänge mit den negierten Ausgängen ihrer linken Nachbarn, kann man leicht durch Anlegen der Richtungssteuerung V oder R und des Taktes t die Übereinstimmung des Verhaltens der Flipflop-Ausgänge mit dem

geforderten Code nach Abb. 6.31 feststellen, vorausgesetzt, man verzichtet auf die Grenzfälle gleicher Ausgangszustände, die dieser Ringzähler nicht mehr verlassen kann.

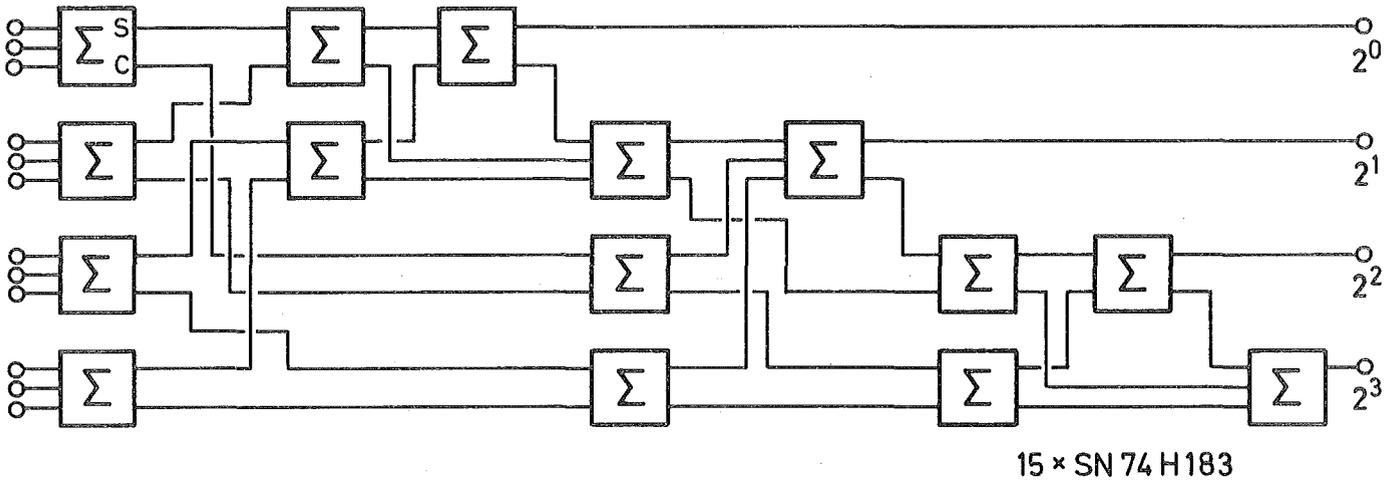


Abb. 6.35: Addiernetzwerk

Um auch die beiden Grenzfälle zulassen zu können, ist der Ringzähler durch jedem J-K-Flipflop zugeordnete D-Flipflops erweitert, deren Ausgänge mit denen der J-K-Flipflops disjunktiv verknüpft sind, was durch die Nand-Gatter zwischen den J-K-Flipflops bewirkt wird.

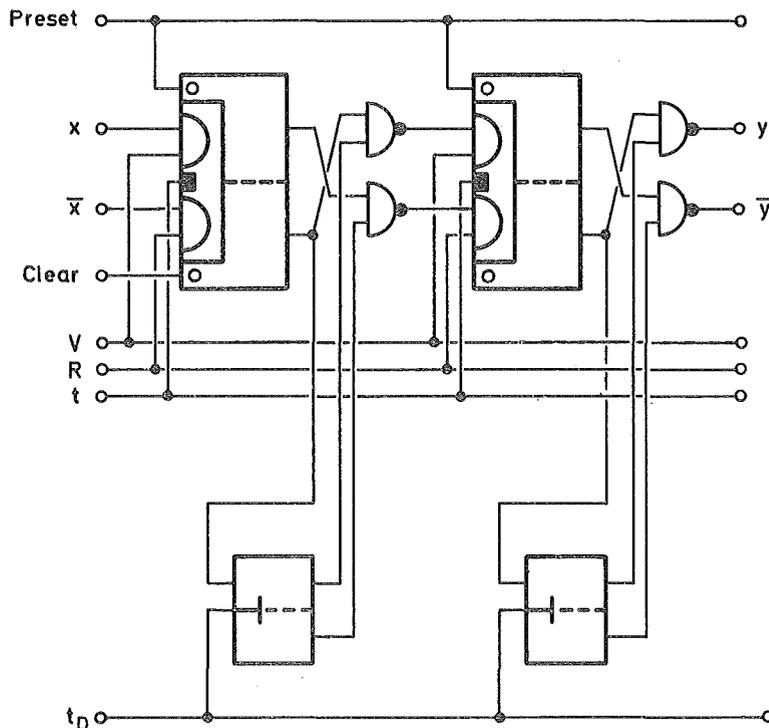


Abb. 6.36: Ringzähler (2 Stufen)

Der Takt  $t_D$  der D-Flipflops folgt dem Takt  $t$  der J-K-Flipflops verspätet und nur dann, wenn mit dem letzten Takt der Ringzähler selbst nicht in eine Randstellung umgeschaltet wurde. Somit bleibt die Information über den zuletzt umgeschalteten J-K-Flipflop im zugehörigen D-Flipflop erhalten und führt über die disjunktive Verknüpfung zur definierten Betätigung des in der Kette nächstfolgenden J-K-Flipflops nach Umschaltung der Richtungssteuerung.

Die Funktion des Ringzählers gemäß dem geforderten Ausgangscode setzt voraus, daß man von einem zum Code gehörigen Zustand ausgehen kann. Das ist bei Inbetriebnahme des Gerätes jedoch nicht unbedingt der Fall; es können sich innerhalb des Ringzählers mehrere Zustandsblöcke bilden. Mit der Setzeinheit wird ein codegemäßer Anfangszustand erzwungen. In dem in Abb. 6.37b gezeigten Zeitablauf werden der Takt  $t$  gesperrt, alle J-K-Flipflops außer einem in den gleichen Zustand geschaltet und der Takt  $t_D$  angelegt. Abb. 6.37a zeigt den Aufbau der Setzeinheit aus monostabilen Multivibratoren.

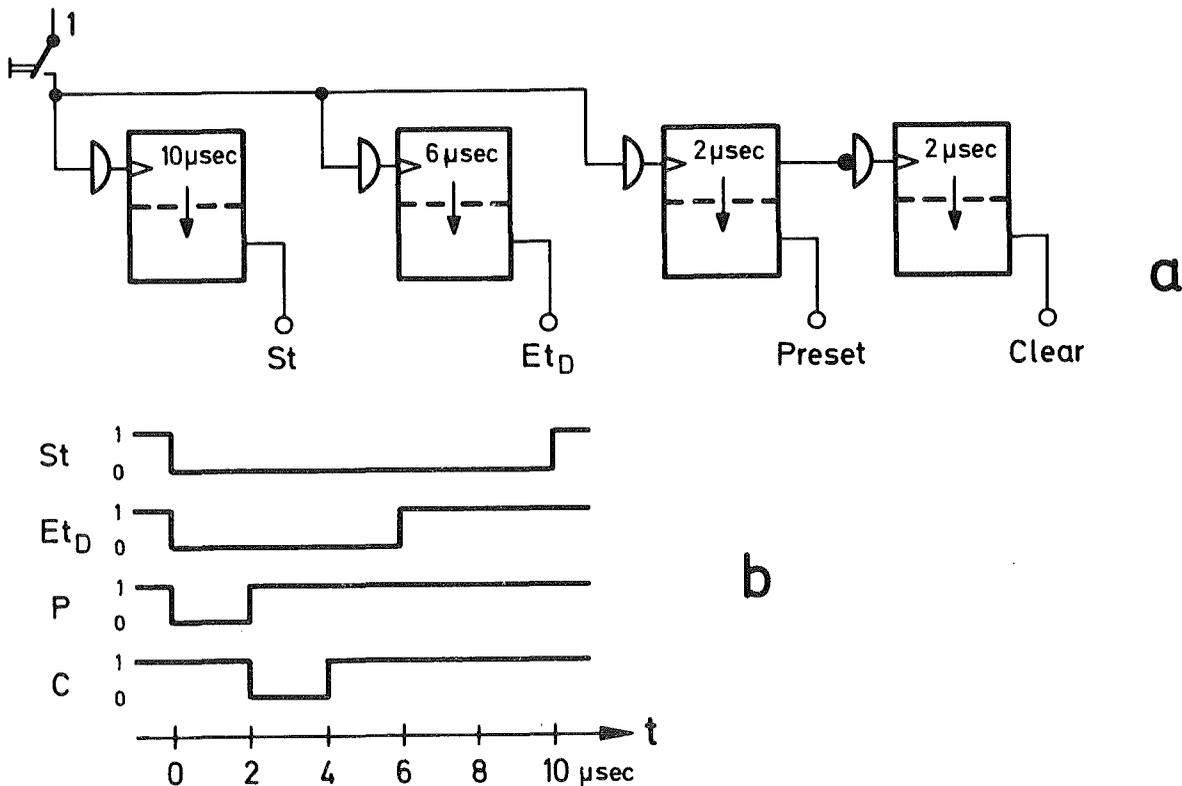


Abb. 6.37: Setzeinheit (a) und Zeitablauf der Ausgangssignale (b)

Die Steuerung des Ringzählers einschließlich des D-Flipflop-Speichers erfolgt durch Digital-Vergleicher, Zähler-Taktgenerator mit Abstands- und Frequenzsicherung und Speicher-Taktgenerator mit Randstellungsdetektor. Die logische Funktion dieser Steuerung ist in Abb. 6.38 übersichtlich dargestellt.

Der Vergleich der vierstelligen Dualzahlen A und B erfolgt in dem digitalen Komparator, der komplett in Form eines IC zur Verfügung steht. Ausgangsseitig stehen die Informationen  $A > B$  und  $A < B$  zur Richtungssteuerung des Ringzählers (V und R) sowie  $A = B$  zur Verfügung. Bei Ungleichheit muß zusätzlich zur Richtungssteuerung noch der Takt erzeugt werden, wozu die negierte Information  $A = B$  benutzt wird.

Da die Wandlung sowohl des A/D-Wandlercodes wie auch des Ausgangs-codes (C) in Dualcode mit einer Unsicherheitszeit behaftet ist, wie bereits beschrieben, tritt auch am Ausgang des digitalen Vergleichers diese Unsicherheitszeit auf. Während Unsicherheiten der  $A > B$  und  $A < B$ -Ausgänge keine Rolle spielen, so lange kein Takt anliegt, werden Unsicherheiten des taktsteuernden  $A = B$ -Ausganges in der zum Zähler-Taktgenerator gehörenden Störunterdrückung ausgeblendet.

Zur Störunterdrückung sind zwei monostabile Multivibratoren eingesetzt, die eine Auslösung des Zähler-Taktgenerators nur innerhalb einer Zeitspanne von 100 bis 150 nsec nach der ersten negativen Flanke am  $A = B$ -Ausgang des digitalen Vergleichers zulassen, sofern nicht die Abstandssicherung oder die Frequenzsicherung wirksam ist. Der Zähler-Taktgenerator besteht aus einem weiteren monostabilen Multivibrator, dessen Zeitkonstante die Taktbreite bestimmt. Der am Ausgang zur Verfügung stehende Takt wird einerseits über ein Leistungsgatter geführt, um mit hoher Belastbarkeit die parallelen Takteingänge des Ringzählers zu steuern, andererseits zum Auslösen eines weiteren monostabilen Multivibrators benötigt, der bis zum Eintreffen einer sicheren Rückantwort am Ausgang des Digital-Vergleichers nach dem Weiterschalten des Ringzählers den Eingang des Taktgenerators sperrt und anschließend bei entsprechendem Steuerungssignal den Zählertakt erneut auslöst.

Um unzulässige thermische Spitzenbelastungen in den PIN-Dioden (Kap. 4.1.8) und Überschneidungen bei Umschaltvorgängen in der

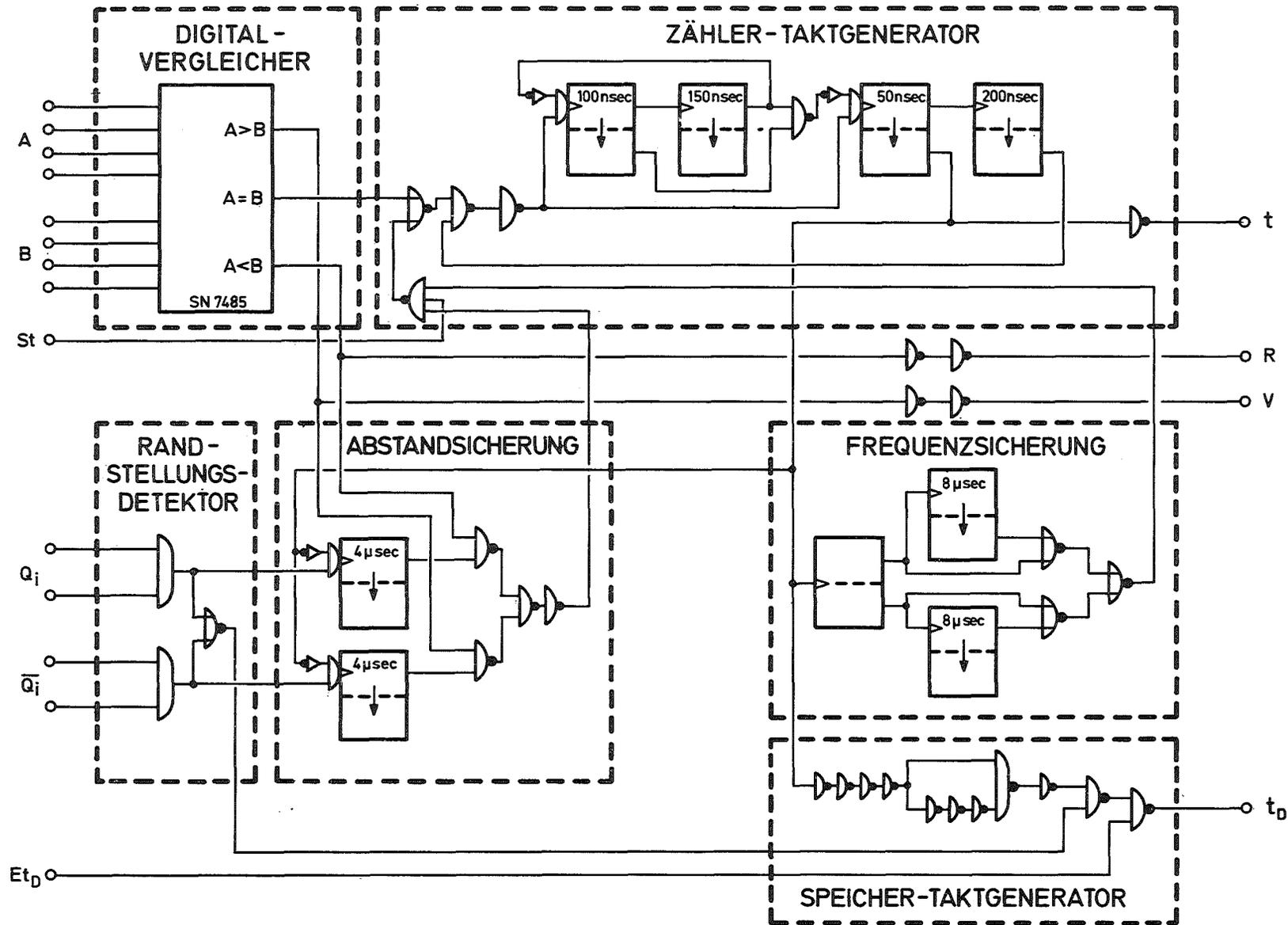


Abb. 6.38: Zählersteuerung

Ansteuerelektronik (Kap. 4.3) zu vermeiden, muß sichergestellt sein, daß Schaltvorgänge am gleichen Diodenschalter einen Mindestabstand von 4  $\mu$ sec haben. Bei einer Schaltfrequenz von 100 kHz ist ein kleinerer Abstand nur möglich, wenn zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Schaltvorgänge des Gesamtsystems den gleichen Diodenschalter betreffen. Wie man dem Schaltzustandsdiagramm in Abb. 6.31 entnehmen kann, tritt dieser Fall nur ein, falls man von einem Randzustand zu einem Nachbarzustand und zurück schaltet. Die Schaltzustandssicherung läßt an beiden Rändern das Zurückschalten während der Zeitkonstanten der beim Verlassen der Randstellung ausgelösten Monoflops nicht zu, indem der Takt gesperrt wird, falls das entsprechende Richtungssignal auftritt. Unvermeidbar ist die Tatsache, daß diese Sicherheitsschaltung das Tastverhältnis im Einzugsbereich der Ränder einschränkt, wodurch die äußeren Bereiche der Randschrittweiten sich der Vibrationsglättung entziehen und sich der nutzbare Stellbereich nur weniger als eine Schrittweite vermindert. Die Wirkung ist in Abb. 6.26 deutlich zu erkennen.

Um eine Überlastung durch überhöhte Schaltfrequenzen infolge von Fehlbedienung, Fehlern in Komponenten der Regelschleife oder durch Anregen von Schwingungsformen höherer Ordnung bei Glättung durch Selbstschwingungen (Kap. 6.2.2) zu verhindern, ist eine nicht überschreitbare Begrenzung der Schaltfrequenz erforderlich. Die Schaltfrequenzsicherung löst diese Aufgabe, indem sie den Mindestabstand zu dem jeweils zweiten folgenden Taktpuls sicherstellt. Der als Zeitkonstante der beiden monostabilen Multivibratoren vorzugebende Mindestabstand hängt von den auszunützendenden Dauerschwingungsformen ab, wie in Kap. 6.2.2 dargestellt.

Der Speicher-Taktgenerator erzeugt mittels Laufzeitgliedern einen gegenüber dem Zähler-Takt verzögerten Takt, sofern er nicht durch den Randstellungsdetektor gesperrt wird.

Der Gesamtaufbau der digitalen Steuerung enthält zusätzlich einen Digital-Analog-Wandler, Leitungstreiber zur verzerrungsarmen Übertragung der 12 Ringzählerausgänge auf abgeschlossenen 50  $\Omega$  Koaxialleitungen zum räumlich getrennten Stellglied sowie eine digitale Anzeige der Ausgangszustände des Ringzählers zu Kontrollzwecken.

Der Digital-Analog-Wandler wird benötigt sowohl für den simulierten Betriebsfall nach Abb. 6.1 c wie auch im echten Betrieb zur allgemeinen Überwachung der nicht unmittelbar beobachtbaren Funktion des Frequenzstellgliedes und im Falle der Glättung durch Selbstschwingungen als Ausgang für eine unterlagerte selbstschwingende Schleife.

Dank der digitalen Signalaufbereitung und der Verwendung integrierter Schaltungen erwies die digitale Steuerung im praktischen Betrieb ein hohes Maß an Zuverlässigkeit und und Störuneempfindlichkeit.

## 7. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE AM GESAMTREGELSYSTEM

Hier sollen insbesondere die Ergebnisse zusammengefaßt werden, die in einer Vielzahl von Experimenten mit dem in Kap. 5 beschriebenen Frequenzstellglied und der in Kap. 6 beschriebenen nichtlinearen Regelungsmethode sowohl an einem supraleitenden Einzelwendelresonator bei niedrigem Feldpegel wie auch an supraleitenden Beschleunigungsresonatoren (z. B. Abb. 3.2) bei teilweise hohem Feldpegel gewonnen wurden. Meßergebnisse, die unmittelbar Eigenschaften von Teilsystemen wiedergeben, wurden bereits bei den Kapiteln angegeben, die die jeweiligen Teilsysteme behandeln.

### 7. 1 Hochfrequenzverhalten des Frequenzstellgliedes

#### a. S t e l l e i g e n s c h a f t e n

Die Linearität der stationären Stellcharakteristik wurde bereits in Abb. 5.13 nachgewiesen. Bei Glättung wird die resultierende Kennlinie nach Abb. 6.26a unmittelbar im Frequenzbereich abgebildet ( $p \rightarrow \sigma$ ). Die Wirksamkeit der Glättung wird im Betrieb des Beschleunigungsresonators durch die unverzerrte Antwort des Absolutphasenregelkreises auf die im wesentlichen sinusförmige Resonatorfrequenzstörung bestätigt (Abb. 7.1).

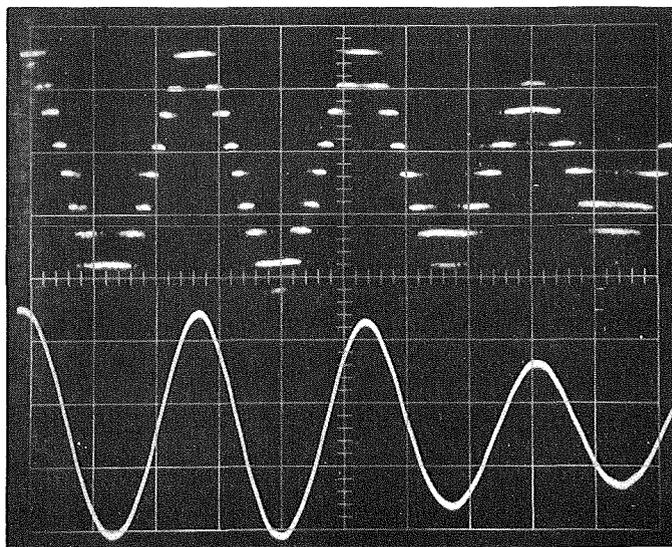


Abb. 7.1: Typische Stellsignale des Frequenzstellgliedes

a.) Analoges Stellsignal

b.) Niederfrequenter Anteil ( $f < 10$  kHz)

Zeitmaßstab 5 msec/div

## b. V e r l u s t e

Die Abhängigkeiten der Hf-Verluste im Stellglied nach Abb. 5.5 konnten im wesentlichen bestätigt werden. Abweichungen bei hohem Pegel waren auf Überhitzung von Teilen der Koppelleitung zurückzuführen. Abb. 7.2 zeigt den Zusammenhang zwischen Frequenzstelleffekt und der Güteänderung, die innerhalb der Amplitudenregelschleife als Amplitudenstellsignal abgebildet wird.

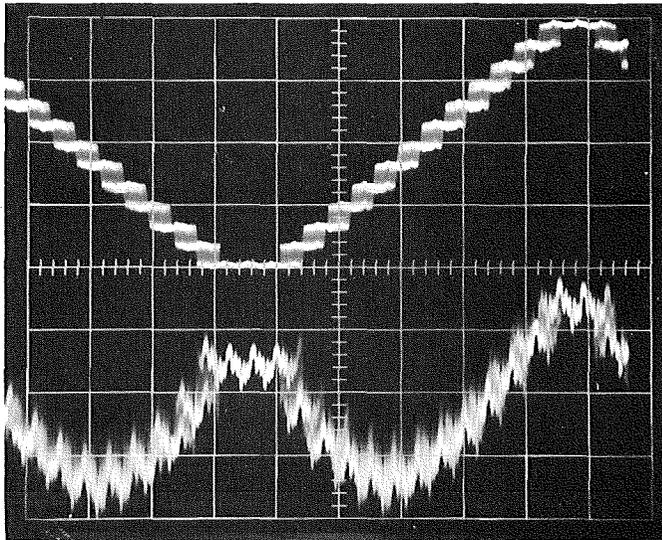


Abb. 7.2: Frequenz- (oben) und Amplitudenstellsignal (unten) bei Frequenzstörung durch Dreieck (überlagerte Amplitudenstörung infolge von Netzbrumm des Senders)

## c. B e l a s t b a r k e i t

Bei einer Blindleistungsbelastbarkeit von  $|P_{bmax}| = 10 \text{ kVA}$  wäre bei einem Resonator mit einer Blindleistung von  $P_{res} = 1.7 \times 10^8 \text{ VA}$  bei Sollfeld nach 3.12 ein Stellbereich von 5.3 kHz möglich. Da mechanische Maßnahmen zur Vibrationsunterdrückung bislang nicht die erwartete Wirkung brachten und daher Frequenzstörungen auftraten, die den vorgesehenen Stellbereich des Frequenzstellgliedes überschritten, konnte das Stellglied an dem vorhandenen Beschleunigungsresonator nur mit erweitertem Stellbereich unter Verzicht auf Sollfeldbetrieb eingesetzt werden. Bei einem auf 12 kHz erweitertem Stellbereich wurde durch Betrieb bei einem Feldpegel von 62% des Sollfeldes eine Belastbarkeit mit  $|P_b| > 9 \text{ kVA}$  nachgewiesen.

## 7.2 Eigenschaften der Absolutphasenregelung

### a. D y n a m i s c h e s V e r h a l t e n

Der Frequenzgang der offenen Kreisverstärkung der Absolutphasenregelschleife wurde bei kleinem Feldpegel gemessen. Das Integralverhalten des erregten Resonators ist besonders im Vergleich zum Festfrequenzbetrieb der gleichen Absolutphasenregelschleife nach Abb. 2.2 deutlich zu erkennen (Abb. 7.3).

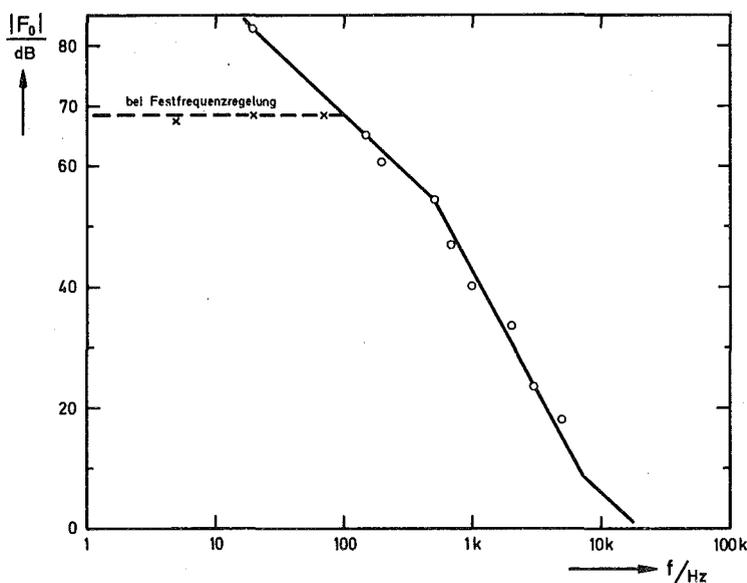


Abb. 7.3: Frequenzgang der Absolutphasenregelschleife

### b. S t ö r v e r h a l t e n

Der bei Frequenzstörungen im Resonator auftretende Absolutphasenfehler setzt sich aus dem Regelfehler der linearisierten Schleife (Kap. 6.1.3) und dem durch die Glättung verursachten Anteil zusammen. Der Regelfehler des linearisierten Kreises entspricht dem niederfrequenten Anteil des Fehlerspektrums und ist in Abb. 7.4 festgehalten.

Infolge eines Fehlverhaltens der digitalen Steuerung des Frequenzstellgliedes (Schwingneigung der Schmitt-Trigger), das sich durch Störspitzen im Absolutphasenfehler (Abb. 7.5) bemerkbar macht, liegt der gemessene Phasenfehler bei ca. 2 Grad, unter Vernachlässigung der Spitzen bei 0.4 Grad. Durch Verbesserung des Analog-Digital-Wandlers können die Störspitzen vermieden und der geforderte Regelfehler ( $>1^\circ$ ) eingehalten werden.

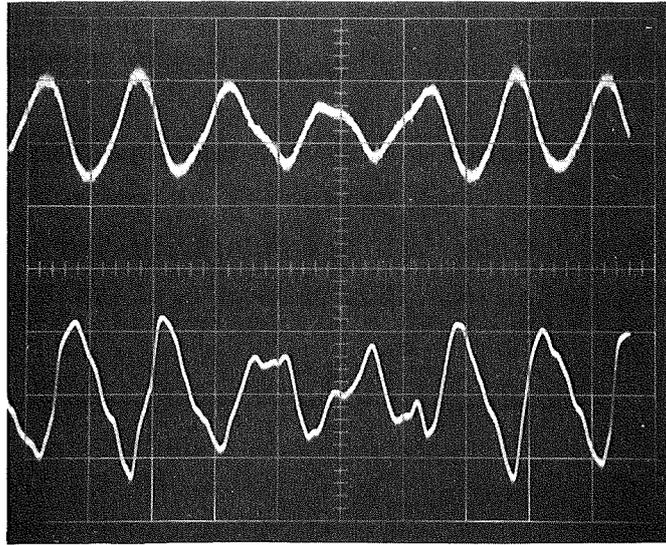


Abb. 7.4: Frequenzstellsignal (oben, 2 kHz pro Teilung) und  
Absolutphasenregelfehler (unten,  $0.04^\circ$  pro Teilung)  
Niederfrequenter Spektralanteil ( $f < 1$  kHz)  
Zeitmaßstab: 10 msec pro Teilung

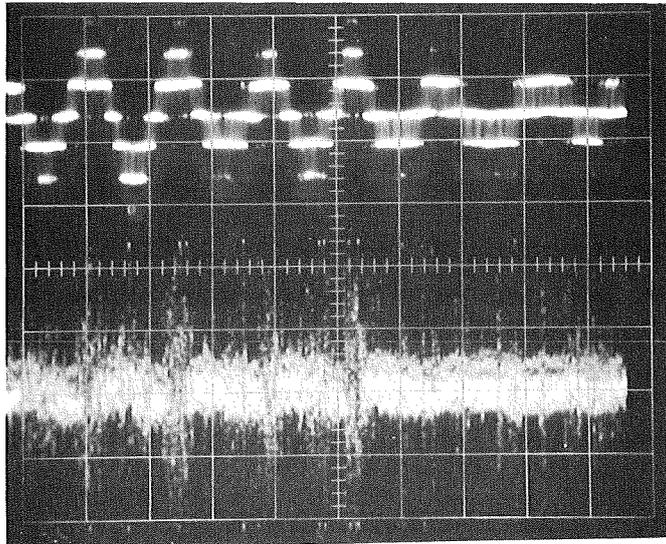


Abb. 7.5: Frequenzstellsignal (oben, 2 kHz pro Teilung) und  
Absolutphasenfehler (unten,  $0.4^\circ$  pro Teilung)  
Vollständiges Frequenzspektrum  
Zeitmaßstab: 10 msec pro Teilung

### 7.3 Dreifachregelung bei hohem Resonatorpegel

Das Funktionieren der Dreifachregelung unter den Betriebsbedingungen der Beschleunigungsresonatoren, d. h. im wesentlichen bei Sollfeldstärke, war nachzuweisen. Wie in Kap. 7.1 bereits erläutert, war nur 62% der Sollfeldstärke erreichbar. Bis zu dieser Feldstärke konnte die Stabilität des realen Regelungssystems nachgewiesen werden. Die Bedeutung dieses Nachweises erklärt sich aus der mit wachsendem Pegel zunehmenden ponderomotorischen Kopplung, die zur Instabilität führen kann<sup>21,53</sup>, und der diese Instabilitätsneigung fördernden Güteänderung durch das Frequenzstellglied. Wesentlich für die Aufrechterhaltung der Stabilität ist die hohe Kreisverstärkung der Amplitudenregelschleife.

Außer der Instabilität war eine Beeinträchtigung des Empfangsverhaltens der Absolutphasenregelschleife (Kap. 6.3) zu befürchten, das für die Inbetriebnahme einer Kette von Beschleunigungsresonatoren wichtig ist, wie bereits in Kap. 2.3.3 erläutert. Bis zu der erreichten Feldstärke erwies sich das Empfangverhalten als problemlos. Ein typischer Empfangvorgang bei hohem Pegel ist in Abb. 7.6 festgehalten.

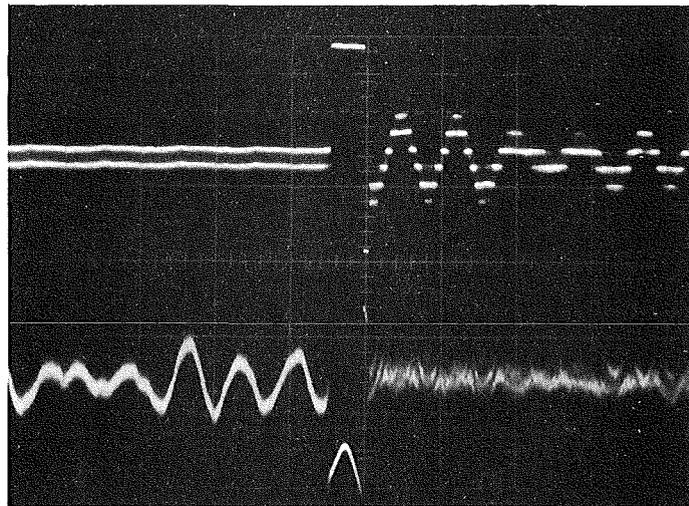


Abb. 7.6: Empfangvorgang. Stellsignale am Frequenzstellglied (oben) und am spannungsgesteuerten Oszillator (unten).  
Zeitmaßstab: 20 msec pro Teilung

## LITERATURVERZEICHNIS

- 1 A. Citron  
Proc. 1970 Lin. Acc. Conf. (Batavia, 1970), S. 239
- 2 A. Citron et al.  
Proc. 1972 Proton Lin. Acc. Conf. (Los Alamos, 1972), S. 93
- 3 A. Brandelik et al.  
Particle Accelerators 4, 111 (1972)
- 4 M. Kuntze  
IEEE Trans. Nucl. Sci NS-20, No.3, 49 (1973)
- 5 H. Strube  
Interne Notiz Nr. 155 (IEKP, KFZ, Karlsruhe 1971) unveröffentlicht
- 6 P. M. Lapostolle, A. L. Septier  
Linear Accelerators (North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1970)
- 7 L. R. Suelzle  
HEPL 564 (Stanford University, 1968)
- 8 J. E. Vetter, B. Piosczyk, J. L. Fricke  
Proc. 1972 Proton Lin. Acc. Conf. (Los Alamos, 1972), S. 145
- 9 J. L. Fricke  
Dissertation (Universität Karlsruhe, 1973)
- 10 B. Piosczyk  
Dissertation (Universität Karlsruhe, 1974)
- 11 D. Schulze  
Proc. 1970 Lin. Acc. Conf., (Batavie, 1970), S. 359  
  
D. Schulze et al.  
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, No. 3, 160 (1971)
- 12 D. Schulze et al.  
Proc. 1972 Proton Lin. Acc. Conf. (Los Alamos, 1972) S. 156
- 13 M. Kuntze  
Interner Bericht 73-2-LIN (IEKP, KFZ, Karlsruhe 1973) unveröffentl.
- 14 L. Szecsi  
unveröffentlicht
- 15 D. Schulze, A. Hornung  
KFK-Ext.-Bericht 3/74-3 (IEKP, KFZ, Karlsruhe 1973) unveröff.
- 16 R. Benaroya et al.  
Proc. 1972 Proton Lin. Acc. Conf., (Los Alamos, 1972), S. 168
- 17 G. Hornung  
Interner Bericht 73-10-LIN (IEKP, KFZ, Karlsruhe 1973) unveröff.

- 18 A. Brandelik  
Interner Bericht 73-25-LIN (IEKP, KFZ, Karlsruhe 1973) unveröffentl.
- 19 G. J. Dick, K. W. Shepard  
Proc. Conf. on Appl. Superconductivity, Annapolis, 1972  
(IEEE, N.Y., 1972), S. 649
- 20 D. Schulze  
Interner Bericht 73-16-LIN (IEKP, KFZ, Karlsruhe 1973) unveröffentlicht
- 21 D. Schulze  
Dissertation (Universität Karlsruhe, 1971)
- 22 G. Hochschild, D. Schulze, F. Spielböck  
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, No. 3, 116 (1973)
- 23 J. Fricke  
priv. Mitteilung
- 24 H. Strube, D. Schulze  
priv. Mitteilung
- 25 G. Dammertz  
Ext.-Bericht 3/69-4 (KFZ, Karlsruhe, 1971)
- 26 P. Z. Peebles  
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, No. 3, 113 (1973)
- 27 J. Vetter  
Notiz Nr. 189 (IEKP, KFZ, Karlsruhe 1972) unveröffentlicht
- 28 G. Dammertz  
private Mitteilung
- 29 J. L. Altman  
Microwave Circuits (van Nostrand, Princeton, N.J., 1964)
- 30 R. E. Collin  
Foundations for Microwave Engineering (McGraw-Hill, New York, 1966)
- 31 K. Poeschl  
Mathematische Methoden in der Hochfrequenztechnik (Springer,  
Berlin, 1968)
- 32 H. Meinke, F. W. Gundlach  
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik (Springer, Berlin, 1956)
- 33 W. Golombek  
Notiz Nr. 410/72 (Valvo, Hamburg, 1972) unveröffentlicht
- 34 H. Strube  
unveröffentlicht
- 35 H. Friedburg  
private Mitteilung
- 36 Q. A. Kerns, B. R. Sandberg  
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, No. 3, 244 (1971)

- 37 L. Szecsi  
private Mitteilung
- 38 O. D. Despe, K. W. Johnson, T. K. Khoe  
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, No. 3, 71 (1973)
- 39 R. M. Ryder, N. J. Brown, R. G. Forest  
Microwave Journal 11, 57 und 115 (1968)
- 40 H. A. Watson  
Microwave Semiconductor Devices and their Circuit Application  
(McGraw-Hill, New York, 1969)
- 41 H. V. Shurmer  
Microwave Semiconductor Devices (Oldenbourg, München, 1971)
- 42 H. G. Unger, W. Harth  
Hochfrequenz-Halbleiterelektronik (Hirzel, Stuttgart, 1972)
- 43 K. Schünemann  
AEÜ 25, 509 (1971)
- 44 M. E. Hines  
Proc. IEEE 52, 697 (1964)
- 45 Unitrode Corp., Watertown, Mass.  
Application note MW-70-1 und MW-70-2
- 46 K. E. Mortenson  
IEEE Trans. Electron Dev. ED-13, 305 (1966)
- 47 J. Edrich, R. Turner  
1973 Europeane Microwave Conf., Bruxelles (in Druck)
- 48 Hewlett-Packard, Palo Alto  
Application note 914 (1967)
- 49 G. Megla  
Dezimeterwellentechnik (Berliner Union, Stuttgart, 1962)
- 50 H. Friedburg  
Vorlesung Hochfrequenztechnik (Universität Karlsruhe, 1969)
- 51 G. Hochschild  
Bundespatent 2 317 890 (1973)
- 52 J. E. Vetter  
Interner Bericht 73-17-LIN (IEKP, KFZ, Karlsruhe 1973) unveröffentl.
- 53 D. Schulze  
unveröffentlicht
- 54 C. Kessler  
Regelungstechnik, 6, 281 und 324 (1958)
- 55 J. G. Truxal  
Entwurf automatischer Regelsysteme (Oldenbourg, Wien, 1960)

- 56 O. Föllinger  
Regelungstechnik (Hüthig, Heidelberg, 1972)
- 57 K. Steinbuch, W. Rupprecht  
Nachrichtentechnik (Springer, Berlin, 1967)
- 58 O. Föllinger  
Nichtlineare Regelungstechnik I/II (Oldenbourg, München, 1969/70)
- 59 R. Starkermann  
Die Harmonische Linearisierung I/II (BI, Mannheim, 1970)
- 60 E. P. Popow, I. P. Paltow  
Näherungsmethoden zur Untersuchung nichtlinearer Regelungs-  
systeme (AVG, Leipzig, 1963)
- 61 A. Gelb, W. E. van der Velde  
Multiple Input Describing Functions and Nonlinear System Design  
(McGraw-Hill, New York, 1968)
- 62 O. Föllinger, M. Pandit  
Regelungstechnik und Prozeß-Datenverarbeitung 20, 237 (1972)
- 63 M. Pandit  
Regelungstechnik und Prozeß-Datenverarbeitung 18, 207 (1970)
- 64 G. Kallina  
Dissertation (Universität Karlsruhe, 1973)
- 65 W. L. Bauer  
Regelungstechnik und Prozeß-Datenverarbeitung 20, 428 (1972)
- 66 W. L. Bauer  
Regelungstechnik und Prozeß-Datenverarbeitung 21, 110 (1973)
- 67 J. S. Zypkin  
Theorie der Relaissysteme der automatischen Regelung (Olden-  
bourg, München, 1958)
- 68 M. Brunk  
AEÜ 19, 649 (1965)
- 69 J. E. Gibson  
Nonlinear Automatic Control (McGraw-Hill, New York, 1963)
- 70 F. M. Gardner  
Phaselock Techniques (J. Wiley, New York, 1967)
- 71 A. J. Goldstein  
Bell Sys. tech. J. 41, 603 (1962)
- 72 E. N. Protonotarios  
IEEE Trans. Aerosp. a. Electr. Syst. AES-5, 376 (1969)
- 73 W. Herold  
AEÜ 25, 226 (1971)

74 M. Brunk  
AEÜ 27, 368 (1973)

75 M. Brunk  
Habilitation (Universität Braunschweig, 1972)