

# INGENIEUR- FERNSTUDIUM

SCHOLZ

**ELEKTRONIK**

**1**

HERAUSGEBER  
INGENIEURSCHULE FÜR  
FEINWERKTECHNIK JENA

1007-01/62

**Herausgeber:**  
**Ingenieurschule für Feinwerktechnik**  
**Jena**

# **Elektronik**

**Lehrbrief 1**

**von**

**Joachim Scholz**

**4. Auflage**

**1962**

---

**Zentralstelle für Fachschulausbildung**  
— Bereich Maschinenbau, Elektrotechnik, Leichtindustrie —  
**Dresden**

**Alle Rechte vorbehalten**

**Nur für den internen Gebrauch im Ingenieur-Fernstudium**

---

**Gebühr DM 3,—**

**Ag 616/ 168 /62**

**Best.-Nr. 1007-01/62**

# INHALTSVERZEICHNIS

Seite

## 1. Lektion

1. Vorbetrachtung	5
2. Leitungsvorgänge im Vakuum und in Gasen	6
2.1 Elektronenbewegung im Vakuum	6
2.11 Das Elektron im homogenen elektrischen Feld	7
Aufgaben zur 1. Lektion	11
Prüfungsfragen zur 1. Lektion	11

## 2. Lektion

2.12 Ablenkung des Elektrons im elektrischen Feld	12
2.13 Ablenkung des Elektrons im magnetischen Feld	15
Aufgaben zur 2. Lektion	19
Prüfungsfragen zur 2. Lektion	20

## 3. Lektion

2.14 Das Brechungsgesetz der Elektronenstrahlen	21
2.15 Elektronenoptische Linsen	24
Aufgaben zur 3. Lektion	28
Prüfungsfragen zur 3. Lektion	29

## 4. Lektion

2.2 Elektronenbewegung in Gasen	30
2.21 Stoßvorgänge	31
2.22 Ionisation	34
2.23 Rekombination	37
Prüfungsfragen zur 4. Lektion	40

## 5. Lektion

2.3 Elektronenemission der Metalle	41
2.31 Geschwindigkeit und Austrittsarbeit der Metallelektronen	41
2.32 Die thermische Emission	44
Aufgaben zur 5. Lektion	47
Prüfungsfragen zur 5. Lektion	47



<u>6. L e k t i o n</u>	Seite
2.33 Die Fotoemission	48
2.34 Sekundäremission und Emission durch Ionenstoß	51
2.35 Erwärmung, Lumineszenz und Röntgenstrahlung	54
Prüfungsfragen zur 6. Lektion	57
Lösung der Aufgaben zu den Lektionen 1 bis 3 und 5	58
Antworten auf die Prüfungsfragen zu den Lektionen 1 bis 6	68
Quellen und Literaturhinweise	78

## V o r w o r t

Bei der stürmischen Entwicklung der modernen Technik, welche besonders durch die fortschreitende Automatisierung der Produktionsprozesse gekennzeichnet ist, läßt sich die Feinwerktechnik von der Elektrotechnik nicht mehr trennen. Es ist daher nicht verwunderlich, daß das Fachgebiet der Elektrotechnik gerade bei der Ausbildung von Ingenieuren der Feinwerktechnik immer mehr Raum einnimmt und bereits zu einem der wichtigsten Hauptträger geworden ist. Nicht nur die allgemeinen Grundlagen der Gleich- und Wechselstromtechnik gehören nunmehr zum Rüstzeug jedes Ingenieurs der Feinwerktechnik, sondern auch das Spezialgebiet der Elektronik muß in seinen wesentlichen Teilen bekannt sein. Das bedeutet natürlich nicht, daß der Ingenieur der Feinwerktechnik gleichzeitig Fertigkeiten in der Entwicklung und Konstruktion komplizierter elektronischer Geräte besitzen soll. Er muß aber mit den Möglichkeiten und Anwendungsgebieten der industriellen Elektronik vertraut gemacht werden, um davon bei der Entwicklung und Produktion feinmechanischer Geräte Gebrauch machen zu können. Das gilt ganz besonders für diejenigen Ingenieure, welche sich dem zukunftsreichen Gebiet der Steuer- und Regelungstechnik zuwenden werden.

Die Lehrbriefe "Elektronik für Ingenieurschüler der Feinwerktechnik" umfassen den Lehrstoff, welcher im Direktstudium an der Ingenieurschule Jena vermittelt wird. Sie setzen die Kenntnisse der Gleich- und Wechselstromtechnik voraus und befassen sich im wesentlichen mit demjenigen Gebiet der Elektronik, welches in der modernen Literatur als "Industrielle Elektronik" bezeichnet wird, einschließlich einer Einführung in die Elektronenoptik und elektronische Steuerung und Regelung, soweit es das Ausbildungsniveau und die zur Verfügung stehende Studienzeit erlaubt.

Der zusammenhängende Lehrstoff ist in Lektionen untergliedert, um dem Fernstudenten das abschnittsweise Erarbeiten des Stoffes zu erleichtern. Literaturhinweise geben dem besonders interessierten Ingenieurschüler die Möglichkeit, seine Kenntnisse über den geforderten Stoff hinaus zu erweitern. Praktische Übungen im Elektrolabor der Ingenieurschule werden die theoretischen Kenntnisse festigen und ergänzen.

## 1. L e k t i o n

### 1. Vorbetrachtung

Das Gebiet der Elektronik umfaßt, streng genommen, alle elektrischen Schaltungen, in denen der Strom an wenigstens einer Stelle statt durch feste oder flüssige Leiter durch den gasgefüllten oder evakuierten Raum fließt. Geräte, in welchen solch ein Stromfluß zustande kommen kann, bezeichnet man als Entladungsgefäße oder Röhren. Die in ihnen auftretenden Erscheinungen und Gesetzmäßigkeiten weichen zum Teil erheblich von denen in festen und flüssigen Leitern ab. Das ist einerseits darauf zurückzuführen, daß im Vakuum und in Gasen von Natur aus praktisch keine Ladungsträger vorhanden sind, sondern erst durch besondere Maßnahmen hineingebracht werden müssen. Zweitens können diese Ladungsträger wegen ihrer großen "Freien Weglänge" erheblich höhere Geschwindigkeiten erreichen, als im Inneren materieller Leiter. Gerade darin aber liegt die große technische Bedeutung der Elektronik begründet: Durch die hohen Geschwindigkeiten der Ladungsträger lassen sich die auftretenden Ströme ohne mechanische Beanspruchung von Schaltelementen praktisch trägeheitslos steuern.

Als Ladungsträger treten im wesentlichen freie Elektronen auf, welche zum Unterschied von festen Leitern aus dem Atomverband gelöst sind und ein selbständiges Dasein führen. Als charakteristische Größen sind ihre negative Ladung (Elementarladung) und ihre Masse zu nennen:

$$\begin{aligned} \text{Ladung eines Elektrons: } -e &= -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As (Coulomb)} \\ \text{Ruhemasse eines Elektrons: } m_e &= 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ g} \end{aligned} \quad (1.1)$$

In Gasen nehmen neben den Elektronen noch Gasionen am Ladungstransport teil. Sie besitzen die Masse der Moleküle des jeweiligen Gases und eine Ladung, welche gleich der Elementarladung (oder ein kleines ganzes Vielfaches derselben) ist. Auf die Entstehung dieser Gasionen wird im Abschnitt 2.2 genauer eingegangen.

## 2. Leitungsvorgänge im Vakuum und in Gasen

Wenn im folgenden zwischen gasgefülltem und evakuiertem Raum unterschieden wird, so sei schon hier darauf hingewiesen, daß es ein absolutes Vakuum nicht gibt. Wir wollen daher unter "Vakuum" einen Raum verstehen, in welchem die Anzahl der Gas-moleküle pro Raumeinheit so gering ist, daß hindurchfliegende Elektronen mit ihnen praktisch keine Zusammenstöße erleiden. Später werden wir erkennen, daß solche Zusammenstöße die auftretenden Gesetzmäßigkeiten erheblich beeinflussen, ja sogar völlig neuartige Erscheinungen hervorrufen, welche von den Erscheinungen im Vakuum vollständig getrennt behandelt werden müssen.

### 2.1 Elektronenbewegung im Vakuum

Aus den allgemeinen Grundlagen der Elektrotechnik ist bekannt, daß ein Stromfluß - also eine Bewegung von Ladungsträgern - nur dann zustande kommt, wenn zwischen zwei Punkten des Leiters eine Spannungsdifferenz vorhanden ist. Die Ursache für eine solche Spannungsdifferenz ist gewöhnlich eine Spannungsquelle, in welcher durch Zuführung von Energie eine Trennung positiver und negativer Ladungen vorgenommen und dadurch eine Urspannung erzeugt wird. Das gleiche gilt für die Bewegung von Ladungsträgern im freien Raum. Auch hier ist es erforderlich, zwischen zwei Punkten des Raumes eine Spannungsdifferenz zu erzeugen, um Ladungsträger in diesem Raum in Bewegung zu setzen. Das geschieht am einfachsten, indem man an die betreffenden Stellen des Raumes metallische Leiter (zum Beispiel Platten) bringt, an welche dann die gewünschte Spannung gelegt wird. Eine solche Anordnung ist bereits von der Behandlung des elektrischen Stromes in Flüssigkeiten her bekannt (Elektrolyse). Man bezeichnet auch hier im Raum diese Platten als Elektroden, insbesondere die positive Platte als Anode, die negative als Kathode.

Um die allgemeinen Bewegungsvorgänge von Elektronen im evakuierten Raum zu verstehen, wollen wir einige besonders einfa-

che Anordnungen untersuchen, aus welchen sich dann leicht der allgemeine Fall konstruieren läßt.

### 2.11 Das Elektron im homogenen elektrischen Feld

Als einfachsten Fall untersuchen wir das Verhalten eines zunächst ruhenden Elektrons zwischen zwei großen parallelen Platten. Diese Anordnung entspricht ganz dem einfachen Plattenkondensator (Abb. 1).

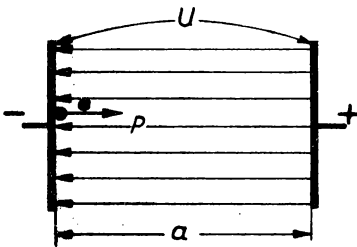


Abb. 1

Bei Anlegen einer Spannung  $U$  entsteht zwischen den Platten ein homogenes elektrisches Feld der Feldstärke

$$\epsilon = \frac{U}{a}, \quad (2.1)$$

wobei  $a$  der Abstand der Platten ist, und die Richtung der Feldstärke von der positiven zur negativen

Platte gerechnet wird. Befindet sich nun zwischen den Platten (dicht an der Oberfläche der negativen Platte) ein zunächst ruhendes Elektron  $e$ , so wird dieses bei Anlegen der Spannung von der negativen Platte abgestoßen und von der positiven Platte angezogen. Es wirkt eine Kraft auf das Elektron ein, welche der Ladung des Elektrons und der Feldstärke proportional und - wegen des negativen Vorzeichens der Elementarladung - der Feldstärke entgegengerichtet ist:

$$P = -e \cdot \epsilon = -e \cdot \frac{U}{a} \quad 1) \quad (2.2)$$

Die Kraft  $P$  erteilt der Masse  $m_e$  des Elektrons eine Beschleunigung, welche sich nach dem Newtonschen Grundgesetz der Me-

1) Diese und alle weiteren Gesetzmäßigkeiten gelten nicht nur für Elektronen, sondern für jede Ladung  $q$  zwischen den Platten. Es ist dann  $P = q \cdot \epsilon$ .

chanik zu

$$b = \frac{F}{m_e} = \frac{e}{m_e} \cdot \varepsilon \quad (2.3)$$

errechnet. Im homogenen elektrischen Feld, wie es hier angenommen wurde, ist also die Beschleunigung des Elektrons konstant, d.h. unabhängig von dem Ort, an welchem es sich zwischen den Platten befindet.

Es ergeben sich die gleichen Verhältnisse, wie sie aus der Mechanik vom freien Fall her bekannt sind.

Aus der Geschwindigkeit

$$v = b \cdot t \quad (2.4)$$

erhält man durch Integration den nach der Zeit  $t$  zurückgelegten Weg

$$s = \int_0^t v \, dt = \frac{b}{2} \cdot t^2. \quad (2.5)$$

Durchläuft das Elektron auf Grund seiner Beschleunigung  $b$  die gesamte Strecke  $a$  (von der negativen bis zur positiven Platte), so ist die aufgewendete Arbeit

$$A = |P| \cdot a = e \cdot U. \quad (2.6)$$

Diese Arbeit ist offenbar direkt proportional der durchlaufenen Spannung  $U$  und unabhängig von der Länge des Weges  $a$ !

Anmerkung: Da diese Arbeit bei gebräuchlichen Spannungen außerordentlich klein ist, wird für sie gewöhnlich nicht die Maßeinheit 1 Ws benutzt, sondern die viel kleinere Energieeinheit

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ws}. \quad (2.7)$$

**1 eV (Elektronenvolt)** ist diejenige Arbeit, welche aufgewendet werden muß, um einen Körper mit der Elementarladung  $e$  die Gegenspannung 1 V durchfliegen zu lassen.

(Beachten Sie, daß es sich bei der Einheit 1 eV um eine wirkliche Arbeits- bzw. Energieeinheit handelt, und nicht um eine Spannungseinheit!)



Bei dem oben betrachteten Elektron muß sich die aufgewendete Arbeit  $A$  vollständig in kinetische Energie des Elektrons umgewandelt haben, also ist

$$e \cdot U = \frac{m_0}{2} v^2. \quad (2.8)$$

Daraus ergibt sich die Geschwindigkeit des Elektrons nach Durchlaufen der Spannung  $U$  zu

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \cdot \sqrt{U} = v_1 \cdot \sqrt{U}. \quad (2.9)$$

Diese Geschwindigkeit ist ebenfalls wieder unabhängig von der Länge des durchlaufenen Weges  $a$ . Die durchlaufene Spannung  $U$  ist dabei gemessen gegen den Punkt, an welchem sich das Elektron in Ruhe befunden hat. Den Faktor

$$v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \cdot \sqrt{1 \text{ V}} \quad (2.10)$$

bezeichnet man auch als Voltgeschwindigkeitsumrechnungsfaktor des Elektrons. Sein Zahlwert gibt an, wie groß die Geschwindigkeit eines Elektrons nach Durchlaufen von 1 V Spannung ist. Die Rechnung ergibt <sup>1)</sup>

$$v_1 = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}}{9,1 \cdot 10^{-28} \text{ g}}} \cdot \sqrt{1 \text{ V}}$$

$$v_1 = 59,4 \cdot 10^6 \text{ cm/sec} \approx 600 \text{ km/sec.} \quad (2.11)$$

<sup>1)</sup> Diese Berechnung nach der klassischen Mechanik ist nur richtig, solange die Elektronengeschwindigkeit weit unterhalb der Lichtgeschwindigkeit  $c = 299\,793 \text{ km/sec}$  liegt. Nach der Relativitätstheorie darf bei hohen Geschwindigkeiten  $v$  die Masse nicht mehr als konstant angesehen werden. Es gilt dann

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (2.12)$$

d.h. die Masse wächst mit wachsender Geschwindigkeit, so daß trotz höchster Beschleunigungsspannungen die Lichtgeschwindigkeit niemals erreicht werden kann.

<sup>2)</sup> Die Umrechnung der Maßeinheiten bei der Berechnung der Geschwindigkeit erfolgt über die Beziehungen

$$1 \text{ Ws} = 10^7 \text{ erg} = 10^7 \text{ dyn} \cdot \text{cm}$$

$$1 \text{ dyn} = 1 \text{ g} \cdot 1 \text{ cm/sec}^2.$$

Die Geschwindigkeit von freien Elektronen im Vakuum ist also bereits nach wenigen Volt durchlaufener Spannung so hoch, daß man bei entsprechend kleinen Wegstrecken die benötigte Laufzeit vernachlässigen kann. Das bedeutet, daß die Elektronenbewegung allen Feldänderungen (Spannungsänderungen) praktisch trägheitslos folgt, solange diese nicht außergewöhnlich schnell vonstatten gehen. <sup>1)</sup>

Anmerkung: Wie oben für Elektronenenergien die kleine Maßeinheit 1 eV eingeführt worden ist, so ist es auch üblich, die Geschwindigkeit von Elektronen nicht in km/sec, sondern in Volt durchlaufener Spannung anzugeben.

Ein Elektron, welches z.B. durch eine Spannung von 100 V beschleunigt worden ist, besitzt also die "Voltgeschwindigkeit" 100 V und die kinetische Energie 100 eV. Seine wirkliche Geschwindigkeit beträgt  $v = 600 \cdot \sqrt{100} \text{ km/sec} = 6000 \text{ km/s}$ .

Aus den obigen Betrachtungen ergibt sich als wichtige Schlussfolgerung, daß Elektronen niemals (ohne äußere Einwirkung) an Punkte des Raumes gelangen können, welche gegenüber ihrer Ruhelage ein negatives Potential besitzen. Sie können jedoch eine Gegenspannung durchfliegen, wenn sie vorher durch eine mindestens gleichgroße Spannung beschleunigt worden sind.

Abschließend läßt sich feststellen, daß jedes Elektron im elektrischen Feld während seiner Beschleunigung Energie aufnimmt, welche durch das Feld geliefert werden muß. Wird es durch eine Gegenspannung gebremst, so gibt es seine Bewegungsenergie an das Feld ab. Trifft ein beschleunigtes Elektron auf einen festen Körper, z.B. die Anode, auf und verliert dabei seine Geschwindigkeit, so muß seine Bewegungsenergie irgendwie frei werden. Gewöhnlich trägt die frei werdende Energie fast vollständig zur Erwärmung der Anode bei. Auf diese Erscheinung wird im Abschnitt 2.35 noch genauer eingegangen.

<sup>1)</sup> Bei Elektronenröhren mit normalen Spannungen und Elektrodenabständen macht sich die Elektronenlaufzeit erst dann bemerkbar, wenn die Spannung mehr als  $10^6$  mal je sec ihre Richtung ändert. (Das entspricht einer Wechselspannung von 100 MHz.)

Ergänzungsliteratur:

- (1) Band 1, Seite 7 bis 10
- (2) Seite 103 bis 109
- (3) " 1 " 8
- (9) " 37 " 40

Aufgaben zur 1. Lektion:

A 1.1 In einer Elektronenröhre beträgt der Abstand zwischen Kathode und Anode 5 mm, die angelegte Spannung 400 V.

- a) Berechnen Sie Laufzeit und Endgeschwindigkeit der Elektronen!
- b) Wieviel Elektronen müssen pro Sekunde auf die Anode auftreffen, wenn ein Strom von 10 mA fließen soll ?
- c) Wie groß ist die pro sec an der Anode in Wärme umgesetzte Energie ? Wie groß ist demzufolge die Verlustleistung der Röhre ?
- d) Wie groß wäre Laufzeit und Endgeschwindigkeit der Elektronen bei einer Spannung von 40 kV ? Wie groß ist der prozentuale Massenfehler, wenn bei dieser Rechnung die Ruhemasse des Elektrons benutzt wird ?

Prüfungsfragen zur 1. Lektion:

- F 1.1 Mit welchem mechanischen Problem läßt sich das Verhalten eines Elektrons im homogenen elektrischen Feld vergleichen ?
- F 1.2 Von welchen Größen hängt die Geschwindigkeit eines Elektrons im elektrischen Feld ab ?
- F 1.3 Warum und mit welcher Einschränkung kann man von einer trägheitslosen Bewegung der Elektronen im Vakuum sprechen ?
- F 1.4 Was versteht man unter einer Elektronengeschwindigkeit von 10 kV ?

## 2. L e k t i o n

### 2.12 Ablenkung des Elektrons im elektrischen Feld

Wir haben festgestellt, daß Elektronen im elektrischen Feld eine Beschleunigung erfahren, durch welche sie bereits nach Durchlaufen geringer Spannung auf außerordentlich hohe Geschwindigkeit gebracht werden. Befinden sie sich zu Beginn der Einwirkung des elektrischen Feldes in Ruhe, so ist ihre Bewegungsrichtung gleich der Richtung einer Feldlinie, da die beschleunigende Kraft in Richtung des Feldes wirkt. Im homogenen Feld fliegen die Elektronen also geradlinig von der Kathode zur Anode. Ist die Anode nun zum Beispiel mit Löchern versehen, so können Elektronen auf Grund ihrer hohen Geschwindigkeit durch diese Löcher hindurchfliegen und geraten dadurch praktisch aus dem Einfluß des elektrischen Feldes. Sie fliegen dann geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit

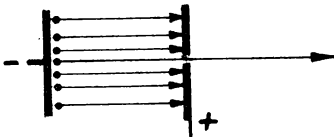


Abb. 2

weiter, solange keine Kraft auf sie einwirkt (Abb. 2). Geht dieser Vorgang ununterbrochen vor sich, so spricht man von einem Elektronenstrahl (früher auch Kathodenstrahl).

Zur weiteren Betrachtung wollen wir ein Elektron aus einem solchen Strahl herausgreifen und sein Verhalten untersuchen, wenn es erneut in ein zu seiner Bahnrichtung senkrechttes homogenes elektrisches Feld eintritt (Abb. 3a). Das Elektron besitzt also bei Eintritt in das Feld eine Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  senkrecht zur Feldrichtung. Um seine weitere Bahn analytisch verfolgen zu können, legen wir ein Koordinatensystem fest, des-

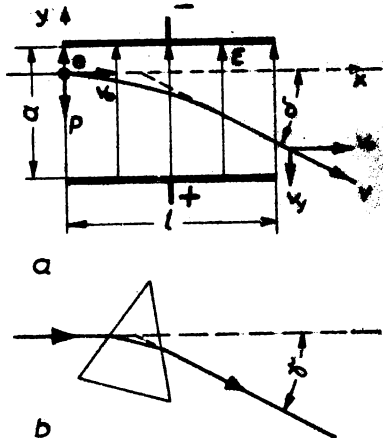


Abb. 3

sen Nullpunkt im Eintrittspunkt des Elektrons in das Feld liegt, dessen x-Richtung mit der Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  und dessen y-Richtung mit der Richtung der Feldlinien zusammenfällt.

Wie wir aus 2.11 wissen, wirkt auf das Elektron im elektrischen Feld eine Kraft  $P = e \cdot \epsilon$  entgegengesetzt der Feldrichtung, so daß das Elektron entsprechend der Wahl unseres Koordinatensystems eine Beschleunigung in negativer y-Richtung erfährt. Man erhält entsprechend Gleichung (1.3)

$$b_y = \frac{d^2 y}{dt^2} = - \frac{e}{m_e} \cdot \epsilon \quad (= \text{konst.}) \quad (2.13)$$

Aus dieser Gleichung läßt sich durch zweimalige Integration nach der Zeit  $t$  der Weg  $y$  berechnen, welchen das Elektron unter Einwirkung der Kraft  $P$  nach Ablauf der Zeit  $t$  in y-Richtung zurückgelegt hat. Es ergibt sich

$$v_y = \frac{dy}{dt} = - \frac{e \cdot \epsilon}{m_e} \int_0^t dt = - \frac{e \cdot \epsilon}{m_e} \cdot t \quad (2.14)$$

$$s_y = y = - \frac{e \cdot \epsilon}{m_e} \int_0^t t dt = - \frac{e \cdot \epsilon}{m_e} \cdot \frac{t^2}{2} \quad (2.15)$$

Andererseits bewegt sich das Elektron in x-Richtung mit der Geschwindigkeit  $v_0$ . Da in dieser Richtung keine Kraft wirkt, ist

$$\begin{aligned} b_x &= 0, \\ v_x &= v_0, \end{aligned} \quad (2.16)$$

so daß sich also der nach der Zeit  $t$  in x-Richtung zurückgelegte Weg zu

$$x = v_0 \cdot t \quad (2.17)$$

berechnet. Die beiden Gleichungen (2.15) und (2.17) beschreiben die Bewegung des Elektrons vollständig und bilden die sogenannte "Parameterdarstellung" einer Kurve, welche sich durch

Eliminieren des Parameters  $t$  in der üblichen Form explizit aufschreiben läßt.

Durch Auflösen von Gleichung (2.17) nach  $t$ , Quadrieren und Einsetzen in (2.15) erhält man

$$y = - \frac{e \cdot \varepsilon}{2 m_e v_0^2} \cdot x^2 \quad (2.18)$$

Das ist die Gleichung einer Parabel mit der Öffnung nach unten und dem Scheitel im Nullpunkt des Koordinatensystems (Abb. 3a).

Wir stellen also fest, daß Elektronen durch ein (homogenes) elektrisches Feld auf Parabelbahnen aus ihrer Bahnrichtung abgelenkt werden!

Auch hier läßt sich wieder der Vergleich mit der Mechanik, nämlich mit der Wurfparabel bei horizontalem Wurf, führen. Ganz entsprechend dem schrägen Wurf würde die Betrachtung verlaufen, wenn das Elektron schräg in das homogene Feld einfliegen würde.

Da das Elektron nach Verlassen des Querfeldes seine Bahn wieder geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit, aber in neuer Richtung fortsetzt, drängt sich ein zweiter Vergleich geradezu auf - der Vergleich mit einem durch ein Prisma abgelenkten Lichtstrahl! (Abb. 3b). Wir werden später sehen, daß diese Tatsache zu wichtigen technischen Anwendungen geführt hat, nämlich zum Bau von optischen Systemen für Elektronenstrahlen, mit deren Hilfe schließlich Mikroskope von außerordentlich hohem Auflösungsvermögen geschaffen werden konnten.

Zunächst aber wollen wir unsere Betrachtungen noch vervollständigen. Nachdem das Elektron eine Strecke  $x = \ell$  des elektrischen Feldes durchlaufen hat, ist es um einen Winkel  $\delta$  aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt worden. Dieser Winkel ergibt sich aus der Tangentenrichtung der Parabel:

$$\operatorname{tg} \delta = \left( \frac{dy}{dx} \right)_{x=\ell} = - \frac{e \cdot \varepsilon}{m_e v_0^2} \cdot \ell \quad (2.19)$$



Der Ablenkwinkel wächst also mit der elektrischen Feldstärke und nimmt mit dem Quadrat der Elektronengeschwindigkeit ab.

Auch die Geschwindigkeit des Elektrons hat sich zunächst geändert.

Aus Abb. 3a ergibt sich offenbar

$$v = \frac{v_0}{\cos \delta} = \sqrt{v_0^2 + v_y^2}. \quad (2.20)$$

Wie sich die Geschwindigkeit des Elektrons außerhalb des elektrischen Querfeldes weiter verändert, ist von der jeweiligen Feldverteilung abhängig. Gewöhnlich geht der Geschwindigkeitszuwachs während der Entfernung des Elektrons von Querfeld wieder verloren, so daß auch die aufgenommene Energie im Endergebnis wieder an das Feld zurückgegeben wird. Diese Tatsache ist jedoch nicht aus der idealisierten Darstellung der Abb. 3 zu erklären, sondern bedarf zu ihrer Erklärung eines realen Querfeldes, bei welchem die Feldverteilung außerhalb der Platten nicht vernachlässigt wird!

### 2.13 Ablenkung des Elektrons im magnetischen Feld

Unsere bisherigen Untersuchungen zeigen, daß Elektronen in elektrischen Feldern stets einer Beschleunigung unterworfen sind, welche die Richtung der elektrischen Feldstärke besitzt. Diese Beschleunigung kann sowohl eine Vergrößerung oder Verkleinerung der Geschwindigkeit, als auch eine Änderung der Bewegungsrichtung des Elektrons zur Folge haben.

Daneben können auch magnetische Felder einen Einfluß auf die Elektronenbewegung ausüben. Aus den Grundlagen der Elektrotechnik ist bekannt, daß auf einen stromdurchflossenen Leiter im Magnetfeld eine Kraft einwirkt. Ursache dafür ist das magnetische Feld, welches der fließende Strom um sich herum aufbaut. Das elektrodynamische Kraftgesetz gibt den quantitativen Zusammenhang zwischen den wirksamen Größen an. Im einfachsten Falle, wenn Leiter und Magnetfeld aufeinander senkrecht stehen, ist

$$P = I \cdot \ell \cdot \mathfrak{B} \quad (2.21)$$

die Kraft, welche wiederum senkrecht zur Flußdichte  $\mathfrak{B}$  des Magnetfeldes auf einen Leiter der Länge  $\ell$  wirkt, wenn er vom Strom  $I$  durchflossen wird.

Entsprechende Verhältnisse wollen wir nun untersuchen, wenn der Strom  $I$  durch ein einziges Elektron gebildet wird. Das Elektron soll mit einer Anfangsgeschwindigkeit  $v_0 = \frac{d\ell}{dt}$  senkrecht zu den Kraftlinien in ein homogenes Magnetfeld einfliegen (Abb. 4). Die magnetischen Kraftlinien sind dabei senkrecht zur Zeichenebene angeordnet, so daß von ihnen nur Punkte zu sehen sind.

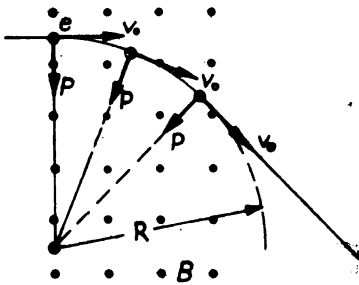


Abb. 4

Durchfliegt dieses Elektron nun in der kleinen Zeit  $dt$  die kleine Strecke  $d\ell$ , so hat entsprechend der Definition  $I = \frac{dq}{dt}$  die längs dieser Strecke verschobene Elementarladung  $e$  die gleiche Wirkung wie ein Strom  $I = \frac{e}{dt}$ . Die auf das Elektron wirkende Kraft ergibt sich damit nach (2.21) zu

$$P = e \cdot \frac{d\ell}{dt} \cdot \mathfrak{B} \\ = e \cdot v_0 \cdot \mathfrak{B}. \quad (2.22)$$

Diese Kraft steht stets senkrecht auf der Bewegungsrichtung und auf der Kraftlinienrichtung (siehe Abb. 4). Sie ist proportional der magnetischen Flußdichte und der Geschwindigkeit des Elektrons. Eine Kraftwirkung tritt im Magnetfeld also nur an bewegten Elektronen auf. Da die Kraft stets senkrecht auf  $v_0$  steht, kann sie keine Geschwindigkeitsänderung hervorrufen und ist daher konstant! Sie erzeugt nur eine dauernde Krümmung der Bahn des Elektrons und ist als Zentripetalkraft einer gleichförmigen Kreisbewegung anzusehen. Im Gegensatz zur Bewegung im elektrischen Feld nimmt daher ein Elektron im magnetischen Feld auch keine Energie auf! Gleich der Zentripe-

talkraft P muß die zur Kreisbewegung gehörige Zentrifugalkraft

$$Z = \frac{m_e v_0^2}{R} \quad (2.23)$$

sein, wobei R der noch unbekannte Radius der Kreisbahn ist.

Man erhält durch Gleichsetzen von (2.22) und (2.23)

$$e \cdot v_0 \cdot \mathfrak{B} = \frac{m_e v_0^2}{R} \quad (2.24)$$

und daraus den Kreisradius

$$R = \frac{m_e v_0}{e \cdot \mathfrak{B}} \quad (2.25)$$

Der Radius ist also der Geschwindigkeit des Elektrons direkt und der Flußdichte umgekehrt proportional. Daraus ergibt sich eine interessante Erscheinung. Berechnet man aus dieser Gleichung die Umlaufzeit T, welche ein Elektron benötigen würde, um den ganzen Kreis zu durchlaufen, so erhält man

$$T = \frac{2 \pi R}{v_0} = \frac{2 \pi m_e}{e \cdot \mathfrak{B}}, \quad (2.26)$$

eine Größe, welche nur noch von  $\mathfrak{B}$  und überhaupt nicht mehr von  $v_0$  abhängt. Das heißt:

**Alle möglichen Elektronen verschiedenster Geschwindigkeiten durchlaufen in einem hinreichend großen homogenen Magnetfeld Kreise verschiedenster Größe und benötigen dafür alle die gleiche Umlaufzeit!**

An dieser Stelle soll kurz auf eine wichtige Anwendung dieser Erscheinung eingegangen werden, welche später nicht mehr behandelt wird. Für die experimentelle Forschung in der Kernphysik benötigt man kleine Masseteilchen enorm hoher Energie zum Beschuß von Atomkernen. Hierzu eignen sich zum Beispiel Elektronen ( $\beta$ -Strahlen) oder positive Heliumionen ( $\alpha$ -Strahlen) sehr hoher Geschwindigkeit. Die notwendigen Geschwindigkeiten sind zu erreichen, wenn solche Teilchen durch eine Spannung von vielen MV beschleunigt werden. Derart hohe Spannungen lassen sich jedoch sehr schwer erzeugen und verarbeiten. Einfa-

cher kommt man auf folgende Weise zum Ziel:

Im Mittelpunkt eines starken homogenen Magnetfeldes werden Ionen mit einer geringen Anfangsgeschwindigkeit erzeugt. Sie bewegen sich daher auf einer Kreisbahn mit sehr kleinem Radius und bestimmter Umlaufzeit  $T$ , welche von ihrer Geschwindigkeit nicht abhängt. Außerdem sind in diesem Magnetfeld zwei halbkreisförmige Elektroden angebracht, innerhalb derer die Ionen ihre kreisförmige Bahn ziehen (Abb. 5).

An diese Elektroden wird eine Wechselspannung der Frequenz  $\frac{1}{T}$  gelegt, durch welche die Ionen bei jedem Übergang aus einer

Elektrode in die andere eine Beschleunigung erfahren und dadurch ihre Geschwindigkeit erhöhen. Mit wachsender Geschwindigkeit vergrößert sich der Radius ihrer Kreisbahn, bis sie schließlich mit der gewünschten hohen Energie an einer Austrittsstelle die Apparatur verlassen. Da die Umlaufzeit  $T$  dauernd konstant bleibt, kann auch die Frequenz  $\frac{1}{T}$  konstant gehalten werden.

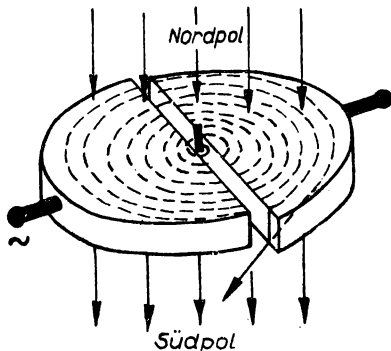


Abb. 5

Prinzip des Zyklotrons

Eine solche Anordnung bezeichnet man als Zyklotron. In ähnlicher Weise lassen sich auch Elektronen beschleunigen (Betatron), jedoch muß hier wegen der höheren erreichbaren Geschwindigkeiten noch die Massenzunahme entsprechend der Relativitätstheorie berücksichtigt werden <sup>1)</sup>.

Abschließend läßt sich also sagen, daß man mit magnetischen Feldern eine ähnliche Ablenkung bewegter Elektronen erreichen kann wie mit elektrischen Feldern. Hier erhält man kreisförmige Bahnen, dort Parabelbahnen. Bei einem schrägen Einfall des Elektrons in das magnetische Feld überlagert sich der Kreisbewegung noch eine senkrecht dazu stehende Linearbewegung, so

<sup>1)</sup> Vergl. Anmerkung <sup>1)</sup>, Seite 9

daß sich das Elektron auf einer Schraubenbahn vorwärtsbewegt. Der Vergleich mit der Lichtbrechung ist bei der magnetischen Ablenkung ebenso angebracht wie bei der elektrostatischen Ablenkung.

Ergänzungsliteratur: (1) Band 1, Seite 10 bis 18  
(2) Seite 109 bis 116  
(3) " 8 " 11, 174 bis 176  
(7) " 22 " .., 36 " 40  
(9) " 44 " 48, 54 " 58

Aufgaben zur 2. Lektion:

A 2,1 Die in Abb. 3a dargestellte Strahlenablenkung findet in Elektronenstrahlröhren Anwendung, welche im sogenannten Elektronenstrahloszillografen für meßtechnische Zwecke Verwendung finden. In einer solchen Röhre beträgt z.B. die Anodenspannung 2000 V, durch welche die Elektronengeschwindigkeit bestimmt ist. Die Ablenkplatten besitzen einen Abstand von  $a = 1$  cm und eine Länge  $l = 4$  cm. Der Elektronenstrahl trifft in einer Entfernung  $L = 30$  cm von den Platten auf einen Leuchtschirm auf (Abb. 6).

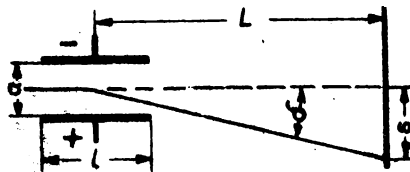


Abb. 6

Zu berechnen ist

- der Ablenkwinkel  $\alpha$  bei einer Plattenspannung  $U_p = 200$  V,
- die Ablenkempfindlichkeit  $\frac{\alpha}{U_p}$

A 2.2 In einem Zyklotron, dessen Magnetfeld bei 1 m Radius eine Flußdichte von 10 000 G besitzt, werden  $\alpha$ -Teilchen durch eine Wechselspannung von 10 000 V Amplitude beschleunigt.

Masse der  $\alpha$ -Teilchen:  $m_{\alpha} = 6,7 \cdot 10^{-24} \text{ g}$

Ladung " " :  $q_{\alpha} = + 2 \cdot e$

- a) Wie hoch muß die Frequenz der Wechselspannung gewählt werden ?
- b) Mit welcher Energie verlassen die Teilchen das Zyklotron ?
- c) Wieviel Umläufe sind bis zum Austritt erforderlich ?  
Wie lange dauert demzufolge die Beschleunigung ?
- d) Wieviel Prozent beträgt die Massenzunahme der Teilchen auf Grund der Beschleunigung ?

Prüfungsfragen zur 2. Lektion:

- F 2.1 Wodurch unterscheiden sich die im elektrischen und im magnetischen Feld auf ein Elektron wirkenden Kräfte ?
- F 2.2 Wie verläuft die Bahn eines Elektrons bei elektrostatischer bzw. magnetischer Ablenkung ? Mit welchen mechanischen Problemen lassen sich diese Erscheinungen daher vergleichen ?
- F 2.3 Welche Energiezunahme erfährt ein Elektron bei den beschriebenen Arten der Ablenkung ?
- F 2.4 Bei der Ablenkung von weißem Licht durch ein Prisma entsteht eine Zerlegung des Lichtes in sein Spektrum. Wie könnte bei der Ablenkung von Ladungsträgern eine ähnliche Erscheinung auftreten ?



### 3. L e k t i o n

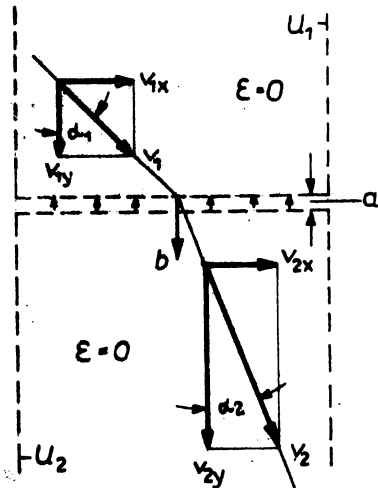
#### 2.14 Das Brechungsgesetz der Elektronenstrahlen

Bei der Ablenkung von Elektronen durch elektrische oder magnetische Felder haben wir wiederholt auf die Verwandtschaft mit der Brechung von Lichtstrahlen hingewiesen. Wenn wir diese Verwandtschaft genauer untersuchen, so stoßen wir auf ein Gesetz, welches ganz dem Brechungsgesetz der Lichtstrahlen entspricht. Letzteres sagt doch folgendes aus:

Beim Übergang eines Lichtstrahles aus einem Medium mit der Dichte 1 in ein anderes Medium mit der Dichte 2 verhalten sich die Sinus von Einfallswinkel und Ausfallswinkel zueinander wie die Lichtgeschwindigkeiten in den beiden Medien:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{c_1}{c_2} \quad (2.27)$$

Wollen wir eine solche Gesetzmäßigkeit auch für bewegte Elektronen nachweisen, so müssen wir zunächst eine entsprechende Situation schaffen, wie sie dem Brechungsgesetz der Lichtstrahlen zugrunde liegt. Wir denken uns zu diesem Zweck zwei Käfige aus einem feinmaschigen Drahtnetz mit ihren ebenen Böden möglichst dicht gegeneinandergestellt, ohne sich zu berühren (Abb. 7).



Käfig 1 möge gegenüber der Elektronenquelle die Spannung  $U_1$ , Käfig 2 die Spannung  $U_2 > U_1$  besitzen. Ist das Drahtnetz hinreichend feinmaschig, so ist der Innenraum jedes Käfigs praktisch feldfrei ( $\epsilon = 0$ ), während sich zwischen den Käfigen ein kurzes homogenes elektrisches Feld

Abb. 7  
Brechung eines Elektronenstrahls

der Feldstärke  $\varepsilon = \frac{U_2 - U_1}{a}$  befindet. Dadurch ist das Analogon zu dem sprunghaften Übergang zwischen zwei Medien verschiedener Dichte geschaffen - der fast sprunghafte Übergang zwischen zwei Gebieten konstanten, aber verschiedenen Potentials.

Wir betrachten nun ein Elektron, welches sich im Käfig 1 geradlinig und mit konstanter Geschwindigkeit  $v_1$  - es wirkt ja dort keine Kraft auf das Elektron ein - unter einem Winkel  $\alpha_1$  gegen den Boden des Käfigs bewegt. Seine Geschwindigkeit  $v_1$  zerlegen wir in zwei Komponenten  $v_{1x}$  und  $v_{1y}$  parallel bzw. senkrecht zum Käfigboden (siehe Abb. 7). Beim Durchgang des Elektrons durch den Raum zwischen den Käfigen, also beim Übergang vom Potential  $U_1$  zum Potential  $U_2$ , erfährt es eine Beschleunigung  $b$  entsprechend Gleichung (2.3) in Richtung des Feldes  $\varepsilon$ . Während dabei die  $x$ -Komponente der Geschwindigkeit unbeeinflusst bleibt, erhält die  $y$ -Komponente einen Zuwachs. Nach Durchfliegen der Potentialdifferenz  $U_2 - U_1$  ist also

$$\begin{aligned} v_{2x} &= v_{1x} \\ v_{2y} &> v_{1y} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Das bedeutet natürlich für das Elektron, welches im Käfig 2 seinen Weg wieder geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit  $v_2$  fortsetzt, eine Richtungsänderung. Für die Winkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  erhält man mit (2.28) sofort folgende Beziehungen:

$$\sin \alpha_1 = \frac{v_{1x}}{v_1} ; \quad \sin \alpha_2 = \frac{v_{2x}}{v_2}$$

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_{1x}}{v_1} \cdot \frac{v_2}{v_{2x}} = \frac{v_2}{v_1} ,$$

(2.29)

oder mit (1.9)

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}$$

(2.30)

Die Gleichungen (2.29) und (2.30) stellen offenbar das Brechungsgesetz der Elektronenstrahlen dar. Gleichung (2.29) sagt aus, daß

die Sinus von Einfallswinkel und Ausfallswinkel eines Elektronenstrahles sich beim Übergang von einem Potential  $U_1$  zu einem Potential  $U_2$  umgekehrt verhalten, wie die Geschwindigkeiten des Elektrons auf den einzelnen Potentialen.

Ist der Abstand  $a$  der beiden Potentiale hinreichend klein, so entspricht das Bild ganz demjenigen, welches vom Brechungsgesetz des Lichtes her bekannt ist - mit einem wichtigen Unterschied! Es tritt hier im Gegensatz zum Brechungsgesetz des Lichtes das reziproke Verhältnis der Geschwindigkeiten auf (vergl. (2.29) mit (2.27)). Wenn also der Elektronenstrahl zum Einfallslot hin gebrochen wird, nimmt die Elektronengeschwindigkeit zu - im Gegensatz zum Licht. Die beiden Brechungsgesetze scheinen also zunächst unvergleichbar zu sein, obwohl das äußere Erscheinungsbild so ähnlich ist. Bedenkt man jedoch, daß es sich bei der Lichtgeschwindigkeit  $c$  um die Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle, beim Elektron jedoch um die Geschwindigkeit eines materiellen Teilchens handelt, so ist damit bereits der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Formeln genannt. Wir werden später erkennen (Abschn. 3.81), daß man auch den Elektronenstrahlen eine Phasengeschwindigkeit zuordnen kann, welche sich reziprok zur Geschwindigkeit  $v$  der Elektronen verhält. Beim Einsetzen dieser Phasengeschwindigkeit, der sogenannten "Materiewelle", verschwindet auch der äußere Unterschied zwischen den Formeln (2.27) und (2.29).

Während nun in der Praxis beim Licht solch ein scharfer Übergang zwischen zwei Medien verschiedener Dichte sehr häufig auftritt, kommt die von uns für die Ableitung des Brechungsgesetzes der Elektronenstrahlen gewählte Anordnung praktisch nicht vor. Gewöhnlich hat man es mit den Gebieten zu tun, in welchen sich das Potential stetig ändert, wie es zum Beispiel bei den Abbildungen 1 und 2 der Fall war. Solche Gebiete las-

sen sich darstellen durch Eintragen von ausgewählten Potentialflächen (Flächen gleicher Spannung in Abständen gleicher Spannungsdifferenzen) (Abb. 8). Bei der Lichtbrechung würde es sich entsprechend um inhomogene Medien handeln, welche durch Flächen gleicher Dichte darzustellen wären.

Wählt man nun diese Potentialflächen hinreichend dicht, so kann man näherungsweise den Zwischenraum zwischen zwei Poten-

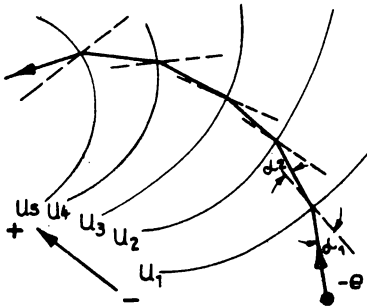


Abb. 8

ten Weg zurück, wie es auch bei Lichtstrahlen im inhomogenen Medium der Fall ist. Im Sonderfall des Abschnitts 2.12 war dieser Weg eine Parabel.

tialflächen als Gebiet konstanten Potentials ansehen, welches sich jeweils an der nächsten Fläche sprunghaft ändert. Dann läßt sich mit Hilfe des Brechungsgesetzes in der Form (2.30) auch näherungsweise der Weg eines Elektrons eintragen, wie es in Abb. 8 geschehen ist. Das Elektron legt also in Gebieten mit stetiger Potentialänderung einen stetig gekrümm-

## 2.15 Elektronenoptische Linsen

Wir haben bereits unter 2.12 darauf hingewiesen, daß es möglich ist, auf Grund der Bewegungsgesetze des Elektrons für Elektronenstrahlen ähnliche Anordnungen zu schaffen, wie sie für Lichtstrahlen aus der geometrischen Optik bekannt sind. Seit den zwanziger Jahren unseres Jahrhunderts hat sich um diese Tatsache eine neue Wissenschaft entwickelt, die **E l e k t r o n e n o p t i k**, deren elementarste geometrische Grundlagen wir in den Abschnitten 2.11 bis 2.14 bereits kennengelernt haben. Auf die wellenmechanischen Grundlagen der Elektronenoptik wird im Abschnitt 3.81 vor der Behandlung des Elektronenmikroskops, der wichtigsten technischen Errungenschaft

der Elektronenoptik, noch kurz eingegangen. Ein ausführliches Studium der Elektronenoptik ist im Rahmen dieser Ausbildung nicht vorgesehen, es muß dem Selbststudium desjenigen überlassen bleiben, der später in seiner praktischen Tätigkeit damit in Berührung kommt.

In diesem Abschnitt wollen wir uns lediglich noch mit einigen einfachen elektronenoptischen Systemen bekannt machen, wie sie in der Praxis zur Erzeugung und Bündelung von Elektronenstrahlen Verwendung finden.

Im Gegensatz zur Lichtoptik, in welcher optische Systeme aus Linsen mit sprunghaftem Übergang zwischen Medien verschiedener Dichte bestehen, arbeitet die Elektronenoptik mit Linsensystemen, in denen die Strahlbündelung durch sich stetig änderndes Potential erreicht wird. Die Ursache dafür, daß man nicht mit Anordnungen arbeitet, wie sie in Abschnitt 2.14 zur Ableitung des Brechungsgesetzes verwendet wurden, liegt in der Tatsache, daß das elektrische Feld durch die Maschen eines solchen Netzes hindurchgreift, wodurch die Abbildung mittels solcher Systeme empfindlich gestört wird. Das Ergebnis wäre etwa zu vergleichen mit der Abbildung durch ein lichtoptisches System, bei welchem die Linsenoberflächen mit einer kreuzweisen Riffelung versehen sind.

Aus den Abbildungen 9 bis 12 läßt sich die prinzipielle Wirkungsweise einiger elektrostatischer und elektromagnetischer Linsen und Linsensysteme erkennen. Die Abbildungen 9a und b stellen die einfachste Sammel- bzw. Zerstreuungslinse für Elektronenstrahlen dar. Die Linse besteht aus einer einfachen Blende B, welche entweder das Potential der Kathode K (Null) oder das der Anode A (+) besitzt. Aus dem Verlauf der Potentialflächen ist eindeutig die sammelnde bzw. zerstreuernde Wirkung zu erkennen.





Man bezeichnet daher auch in der Elektronenoptik solche Systeme als Immersionsobjektive oder Immersionslinien.

Will man Ding und Bild auf gleichem Potential haben, so benutzt man elektrostatische Linsen, wie sie z.B. Abb. 11 zeigt.

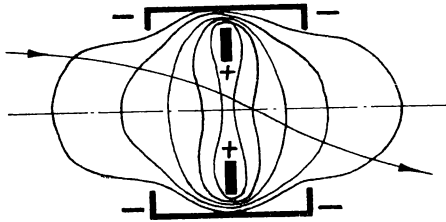


Abb. 11

#### Elektrostatische Einzellinse

Solche Linsen, die gewissermaßen aus drei Lochblenden bestehen, werden vor allem im Elektronenmikroskop verwendet. Sie sind stets Sammellinsen, wie auch die in Abb. 12 dargestellte magnetische Elektronenlinse. In dieser Abbildung ist der Verlauf der magnetischen Kraft-

linien eingezeichnet. Ein parallel zur Achse einfallender Elektronenstrahl wird in einer solchen Linse nicht nur zur Achse hin gebeugt, sondern erleidet auch eine Drehung um die Achse. Diese Drehung des Bildes gegenüber dem Ding durch magnetische Linsen nimmt man entweder in Kauf, oder man muß sie durch weitere Linsen rückgängig machen.

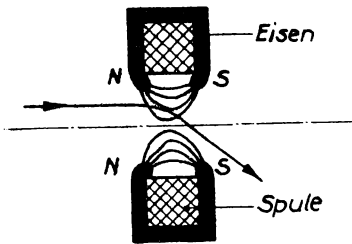


Abb. 12

#### Magnetische Elektronenlinse

weitere Linsen rückgängig machen.

Damit sollen die in die Elektronenoptik einführenden Betrachtungen abgeschlossen werden. Bei der Behandlung der einzelnen

elektronischen Geräte wird wiederholt auf diese grundsätzlichen Erläuterungen zurückgegriffen werden, so daß damit das Verständnis für die einzelnen Vorgänge noch weiter vertieft wird.

Ergänzungsliteratur:

- (2) Seite 139 bis 142, Seite 212 bis 231
- (3) " 151 " 155, " 156
- (7) " 9 " 16
- (8)
- (9) " 73 " .., " 95 " 136

Aufgaben zur 3. Lektion:

A 3.1 Die Potentialflächen einer einzelnen negativ geladenen Kugel sind entsprechend Abb. 13 kugelsymmetrisch angeordnet. Es soll näherungsweise der Weg eines Elektrons

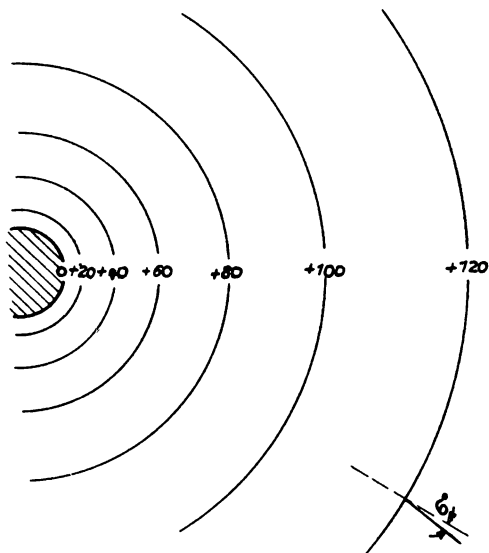


Abb. 13

zeichnerisch ermittelt werden, welches mit einer Geschwindigkeit von 100 Volt unter einem Winkel von  $6^\circ$  auf die angegebene Potentialfläche von 120 V auftrifft.

Dabei soll das Potential zwischen zwei Potentialflächen als konstant angesehen werden, während es sich auf jeder Fläche um 20 V sprunghaft ändern soll. Zu beachten ist, daß das Potential in Bewegungsrichtung des Elektrons zunächst abnimmt!

- A 3.2 Wie würde die entsprechende Konstruktion ausfallen, wenn das Elektron gegen eine negativ geladene ebene Fläche anlaufen würde ? Mit welcher Erscheinung aus der Lichtoptik lassen sich beide Vorgänge vergleichen ?

Prüfungsfragen zur 3. Lektion:

- F 3.1 Welche elektrischen Verhältnisse müssen vorliegen, um für Elektronenstrahlen ein der Lichtoptik ähnliches Brechungsgesetz zu ermitteln ? Wie liegen die Verhältnisse dagegen meist in der Praxis ?
- F 3.2 Worin besteht der äußere Unterschied zwischen dem Brechungsgesetz der Elektronenstrahlen und dem der Lichtstrahlen ?
- F 3.3 Skizzieren Sie den prinzipiellen Aufbau einiger elektronenoptischer Linsen. Erklären Sie den Verlauf eines achsenparallel einfallenden Elektronenstrahles!
- F 3.4 Welche grundlegenden Gesetzmäßigkeiten der geometrischen Lichtoptik sind Ihnen bei der Elektronenoptik wiederbegegnet ? Wie lassen sich diese erklären ?

#### 4. L e k t i o n

-----

##### 2.2 Elektronenbewegung in Gasen

Bei der Untersuchung des Einflusses einfacher elektrischer und magnetischer Felder auf die Bewegung von Elektronen im Vakuum mußten wir gewisse Angaben darüber machen, was unter "Vakuum" verstanden werden soll. Wir haben dort die Annahme gemacht, daß in dem von uns betrachteten Raum Elektronen beliebiger Geschwindigkeit mit den noch vorhandenen Gasmolekülen praktisch keine Zusammenstöße erleiden. Will man diese Voraussetzung technisch verwirklichen, so muß man Gasdrucke von  $10^{-8}$  Atm. und darunter verwenden. Liegt der Gasdruck höher, so lassen sich die auftretenden Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen nicht mehr vernachlässigen. Es treten neuartige Erscheinungen auf, welche die in Abschnitt 2.1 betrachteten Gesetzmäßigkeiten verfälschen, bzw. vollständig ungültig werden lassen.

Ein Maß für die Häufigkeit und Intensität der Zusammenstöße von Elektronen mit Gasmolekülen ist ihre "mittlere freie Weglänge". Bei Atmosphärendruck z.B. stößt ein Elektron im Mittel nach Durchlaufen von je  $10^{-4}$  cm mit einem Gasmolekül zusammen, seine mittlere freie Weglänge beträgt also  $10^{-4}$  cm.

Diese mittlere freie Weglänge der Elektronen ist umgekehrt proportional dem Gasdruck! Bei dem angegebenen Druck von  $10^{-8}$  Atm. beträgt sie also  $10^4$  cm = 100 m.

Da die kinetische Energie der Elektronen nach (2.8) direkt proportional der unbehindert durchlaufenen Spannung ist, so ist zu erwarten, daß die mittlere freie Weglänge und damit die Gasdichte für die Vorgänge bei der Elektronenbewegung in Gasen, insbesondere für das Verhalten der Gasmoleküle beim Aufprall von Elektronen von wesentlicher Bedeutung sein muß. Die für die technischen Anwendungen wichtigste Erscheinung bei solchen Zusammenstößen ist die Ionisation des Gases. Mit ihr und mit den damit zusammenhängenden Vorgängen wollen wir uns daher

im folgenden Abschnitt befassen.

## 2.21 Stoßvorgänge

Bekanntlich bestehen die Atome jedes Elementes aus einem positiven Atomkern und einer bestimmten Anzahl ihm umkreisender Elektronen, der sogenannten Elektronenhülle. Da die positive Ladung des Kernes gleich der negativen Ladung der Elektronenhülle ist, erscheint ein solches Atom nach außen elektrisch neutral. Die Bahnen der Elektronen liegen in bestimmten Abständen vom Atomkern auf sogenannten Schalen, deren äußerster Durchmesser den eigentlichen Atomdurchmesser von einigen  $10^{-8}$  cm bildet. Der Kern selbst ist dagegen mit einem Durchmesser von etwa  $10^{-13}$  cm verschwindend klein, jedoch ist in ihm praktisch die gesamte Masse des Atoms konzentriert. Je nach dem Durchmesser ihrer Bahnen sind die einzelnen Elektronen verschieden fest an den Atomkern gebunden. Die Elektronen der äußersten Schale besitzen die loseste Bindung und lassen sich am leichtesten aus der Elektronenhülle herauslösen. Während der Atomkern selbst nur durch außerordentlich hohe Energien in seine Teile aufgespalten werden kann, ist die Elektronenhülle bereits durch bewegte Ladungsträger geringer Voltgeschwindigkeit (Elektronen) zu beeinflussen.

Stößt ein bewegtes Elektron auf ein Gasatom (bzw. -molekül), so kann es entsprechend seiner Geschwindigkeit, also entsprechend seiner kinetischen Energie, verschiedenen Einfluß auf das Atom ausüben<sup>1)</sup>. Liegt seine Voltgeschwindigkeit unterhalb eines bestimmten, für jedes Gas charakteristischen Wertes  $U_A$ , so erleidet das Atom überhaupt keine Veränderung durch das auftreffende Elektron. Der Stoß bleibt ein rein elastischer,

---

<sup>1)</sup> Bei Molekülen, in denen ja mehrere Atome dicht aneinander gelagert sind, treten entsprechende Erscheinungen auf. Wenn auch die Verhältnisse hierbei erheblich komplizierter liegen als beim einzelnen Atom, so wird das doch für die von uns weiterhin zu untersuchenden Vorgänge keine besondere Bedeutung haben. Im weiteren gilt daher alles, was über Atome gesagt wird, auch für Moleküle.

wobei das Elektron wegen seiner gegenüber dem Atom geringen Masse nur einen sehr kleinen Betrag seiner Energie verliert und elastisch "reflektiert" wird.

Erreicht die Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons den Wert  $U_A$ , so kann das Atom die gesamte kinetische Energie  $eU_A$  des Elektrons aufnehmen, wobei diese Energie auf ein Elektron der Hülle übergeht. Man spricht dabei von einer "Anregung" des Atoms und nennt  $U_A$  die "Anregungsspannung". Gewöhnlich wird der Energiebetrag  $eU_A$  (die "Anregungsenergie") von dem angeregten Atom nach einer Zeit von etwa  $10^{-8}$  sec in Form einer elektromagnetischen Strahlung (Lichtstrahlung) wieder abgegeben. Die Frequenz dieser Strahlung, durch welche die Farbe des ausgestrahlten Lichtes bestimmt ist, ist direkt proportional der Energie  $eU_A$  und demzufolge charakteristisch für die Art des Gases (vergl. Abschn. 2.33). Daher ist auch die Farbe des ausgestrahlten Lichtes für das Gas charakteristisch. Das angeregte Elektron - gewöhnlich das äußerste in der Elektronenhülle - wird auf Grund dieses Vorganges auch als "Leuchtelektron" bezeichnet.

Bei Elektronengeschwindigkeiten, welche über den Wert  $U_A$  hinausgehen, lassen sich eine ganze Reihe von ausgezeichneten Energiebeträgen  $eU > eU_A$  feststellen, welche durch Atome des gleichen Gases aufgenommen und als Strahlung wieder abgegeben werden können. Diese führen zu dem aus der Optik bekannten Linienspektrum von Gasen und Dämpfen, welches für das jeweilige Element charakteristisch ist und die Grundlage für die Spektralanalyse bildet.

Überschreitet die Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons einen zweiten Wert  $U_I$ , bei welchem seine Energie  $eU_I$  ausreicht, das Leuchtelektron aus der Elektronenhülle zu entfernen, so kann das Atom "ionisiert" werden. Es bleibt dann ein einfach positiv geladenes Gasion übrig, während Leuchtelektron und Stoßelektron in verschiedenen Richtungen davonfliegen.  $U_I$  wird als "Ionisierungsspannung" des betreffenden Gases bezeichnet.

Bei großen Geschwindigkeiten des stoßenden Elektrons können auch mehrere Elektronen gleichzeitig aus der Elektronenhülle eines Atoms herausgeschlagen werden. Das übrigbleibende Ion ist dann entsprechend mehrfach positiv geladen.

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über Anregungs- und Ionisierungsspannungen einiger technisch wichtiger Gase und Dämpfe<sup>1)</sup>.

Gas (Dampf)	$U_A$ (V)	$U_I$ (V)
Helium	20,8	24,5
Neon	16,6	21,5
Argon	11,6	16,7
Krypton	9,98	14,0
Xenon	8,39	12,1
Wasserstoff ( $H_2$ )	-	15,8
Stickstoff ( $N_2$ )	8,2	15,8
Sauerstoff ( $O_2$ )	7,9	13,5
Quecksilber	4,9	10,4
Natrium	-	5,12
Kalium	-	4,32

Wir stellen also fest, daß das bewegte Elektron in jedem Fall eines Zusammenstoßes mit einem Gasmolekül in seiner Bewegung gestört wird. Im Falle des elastischen Stoßes ( $U < U_A$ ) ändert sich nur seine Richtung, während die Geschwindigkeit praktisch beibehalten wird. Im zweiten Falle der Anregung ( $U_A \leq U < U_I$ ) verliert es den größten Teil seiner Energie und muß erst wieder erneut beschleunigt werden. Und im Falle der Ionisation ( $U \geq U_I$ ) verliert das stoßende Elektron ebenfalls seine Energie, wobei jedoch mindestens ein weiteres Elektron sowie das entstehende Ion am Ladungstransport teilnehmen<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Entnommen aus (2), Dosse/Mierdel, und aus (3), Tjagunov.

<sup>2)</sup> Siehe nächste Seite!

Während der erste Fall des elastischen Stoßes von untergeordneter Bedeutung ist, spielen die beiden anderen Fälle in der Technik eine große Rolle. Anregung von Gasatomen mit anschließender Abstrahlung bedeutet ja nichts anderes, als Umwandlung von kinetischer Energie der Elektronen, also von elektrischer Energie, in Lichtenergie, wobei praktisch keine Wärmeenergie erzeugt wird! Diese Umwandlung findet in den Leuchtröhren und Leuchtstofflampen sowie in den Spektrallampen einschließlich der für medizinische Zwecke benötigten Hg-Dampflampen (Höhensonne) ihre verbreitete Anwendung zur Licht- und Strahlungserzeugung.

Ionisierung aber bedeutet Erzeugung von frei beweglichen Ladungsträgern im normalerweise nicht leitenden Gas, also leitfähig machen des Gases! Durch diese Tatsache wird es möglich, hohe elektrische Leistungen mit Hilfe von Gasentladungsgefäßen gleichzurichten (Hg-Dampf-Gleichrichter) und zu steuern (Thyratron), schwache Ströme zu verstärken (gasgefüllte Fotozelle), Spannungen zu stabilisieren (Glimmlampe) und anderes mehr. Darüber wird jedoch noch ausführlicher zu berichten sein.

## 2.22 Ionisation

Vorerst wollen wir den Vorgang bei der Ionisation eines Gases noch von einer anderen Seite her untersuchen. Wir legen unserer Betrachtung die gleiche einfache Anordnung zugrunde wie

- 2) Hierzu ist zu bemerken, daß die Ionisierungs- oder Anregungsenergie  $eU_I$  bzw.  $eU_A$  den Gasatomen nicht allein durch Elektronenstoß zugeführt werden kann. Auch andere Teilchen genügend hoher kinetischer Energie sind dazu in der Lage, z.B. Ionen oder die durch thermische Energie bewegten Gasatome selbst. Insbesondere kann eine Anregung oder Ionisierung auch durch Einstrahlung einer energiereichen elektromagnetischen Welle erfolgen, z.B. durch ultraviolettes Licht, Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung, wie noch an anderer Stelle erwähnt wird (vergl. 3.4).



in Abb. 1, nur soll sich zwischen den beiden Elektroden ein Gas von bestimmtem Druck befinden. Ein von der Kathode als Elektronenquelle geliefertes, zunächst ruhendes Elektron wird hier durch die angelegte Spannung ebenso beschleunigt wie im Vakuum. Jedoch wird es bald - nämlich nach Durchlaufen seiner freien Weglänge - auf ein Gasmolekül auftreffen (Abb. 14).

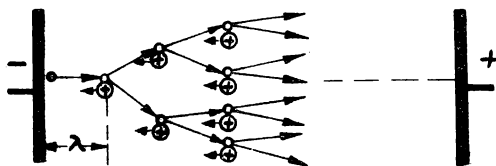


Abb. 14

Ist  $U$  die angelegte Gesamtspannung,  $a$  der Abstand der Platten und  $\lambda$  die freie Weglänge des Elektrons, so hat dieses am Ende der Strecke die Teilspannung

$$\Delta U = \lambda \cdot \frac{U}{a} \quad (2.31)$$

durchlaufen. Es trifft also mit der Voltgeschwindigkeit  $\Delta U$  auf das Gasatom und wird dieses ionisieren, anregen oder nur anstoßen, je nachdem, wie groß seine kinetische Energie  $e \cdot \Delta U$  ist. Diese Energie ist aber außer von der Feldstärke  $\frac{U}{a}$  offenbar noch abhängig von der freien Weglänge  $\lambda$ , also vom Druck des Gases. Man kann sich leicht vorstellen, daß unter der Voraussetzung einer konstanten Gesamtspannung die Ionisierung bei einem bestimmten Höchstdruck einsetzen wird, nämlich dann, wenn die freie Weglänge einzelner Elektronen so groß wird, daß sie mit ihrer erreichten kinetischen Energie die Ionisierungsarbeit leisten können. Setzt man den Gasdruck weiter herab, so nehmen immer mehr der vorhandenen Elektronen am Ionisierungsprozeß teil, bis schließlich bei sehr niedrigen Drucken die Ionisierung wieder abnehmen wird, da Elektronen von der Kathode bis zur Anode gelangen können, ohne noch auf ein Gasmolekül zu treffen.

Die mittlere freie Weglänge ist also größer geworden als der Abstand  $a$  zwischen den Elektroden. Aus dieser Überlegung ist zu folgern, daß

die Ionisierung bei einem bestimmten, von der Feldstärke und der Gasart abhängigen Druck ein Maximum annimmt!

Es ist daher wichtig, diesen günstigsten Druck zu wählen, wenn man im Entladungsgefäß eine Verstärkung des Stromes durch Ionisation erreichen will.

Die Ionisation nimmt, vorausgesetzt, daß die Gesamtspannung  $U$  erheblich größer ist als die Ionisierungsspannung  $U_i$  des Gases, einen lawinenartigen Verlauf an (Abb. 14). Anstelle eines Elektrons nehmen nach jedem Zusammenstoß mindestens zwei Elektronen an der weiteren Ionisierung teil. Die Rückführung dieser Ladungen erfolgt durch die positiven Ionen, welche unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zur Kathode gelangen und sich dort unter Aufnahme eines Elektrons wieder neutralisieren. Dadurch wird die Anzahl der an der Anode ankommenden Elektronen wieder gleich der von der Kathode gelieferten.

Nun ionisiert natürlich nicht jedes Elektron bei jedem Zusammenstoß, aber man kann sagen, daß die Anzahl  $dn$  der auf einem Wegstück  $dx$  erzeugten Elektronen proportional ist der Zahl  $n$  der ionisierenden Elektronen und der Länge des Weges  $dx$ , also

$$dn = \alpha \cdot n \, dx. \quad (2.32)$$

Den Faktor  $\alpha$  nennt man das "Ionisierungsvermögen", welches von der Art und dem Druck des Gases sowie von der Feldstärke abhängig ist. Will man nun die Gesamtheit der erzeugten Elektronen rechnerisch erfassen, so muß man die Gleichung (2.32) über den ganzen Weg  $a$  integrieren:

$$\int_{N_0}^{N_a} \frac{dn}{n} = \alpha \int_0^a dx \quad (2.33)$$

Dabei ist  $N_0$  die pro sec an der Kathode abfliegende,  $N_a$  die pro sec an der Anode ankommende Anzahl von Elektronen. Die Integration ergibt

$$\ln \frac{N_a}{N_0} = \alpha \cdot a, \quad (2.34)$$

$$N_a = N_0 \cdot e^{\alpha a}. \quad (2.35)$$

Die Anzahl der Elektronen wächst also exponentiell. Aus (2.35) ergibt sich der erzielte Verstärkungsfaktor

$$\eta = \frac{N_a}{N_0} = e^{\alpha a}, \quad (2.36)$$

Welcher für die praktischen Anwendungen von Bedeutung ist (Fotozelle).

Neben diesen einfachen Betrachtungen ist bei Gasentladungen oft zu berücksichtigen, daß durch die erhebliche Konzentration von Ladungsträgern verschiedenen Vorzeichens an verschiedenen Stellen des Raumes (Raumladungen) keine konstante Feldstärke mehr angenommen werden kann. Die Untersuchungen müssen sich dann auf die Erscheinungen in den einzelnen Teilgebieten erstrecken. Jedoch würde es für unsere Zwecke zu weit führen, sich mit diesen Problemen zu befassen. Es erscheint aber als notwendig, noch kurz auf den der Ionisierung entgegengesetzten Vorgang einzugehen, auf die Rekombination von Ladungsträgern verschiedenen Vorzeichens.

### 2.23 Rekombination

Ebenso, wie Elektronen mit Gasatomen zusammenstoßen und diese ionisieren<sup>1)</sup>, können sie auch auf positive Ionen treffen und sie neutralisieren. Diesen Vorgang bezeichnet man als Rekombination. Er tritt selbstverständlich auch gleichzeitig mit der Ionisation auf und bewirkt dabei eine Verringerung des Ionisierungsvermögens  $\alpha$ .

---

<sup>1)</sup> Es kommt beim Zusammenstoß von Elektronen mit Gasatomen auch vor, daß sich die Elektronen den Atomen anlagern und mit ihnen negative Ionen bilden. Jedoch können diese Erscheinungen bei der Untersuchung von Gasentladungen vernachlässigt werden.

Zu bemerken ist dabei, daß bei der Rekombination zweier Ladungsträger, also beim Einbau des freien Elektrons in die Elektronenhülle des Atoms, die Ionisierungsenergie und darüber hinaus die kinetische Energie des Elektrons wieder frei werden muß. Diese Energie wird ähnlich wie bei der Anregung in Form einer elektromagnetischen Strahlung abgegeben. Jedoch unterscheidet sich diese Strahlung - das sogenannte "Wiedervereinigungsleuchten" - von dem "Stoßleuchten" durch seine kontinuierliche Frequenzverteilung oberhalb der Grenzfrequenz, da die rekombinierenden Elektronen beliebige kinetische Energie besitzen können.

Von technischem Interesse ist die Rekombination vor allem nach der Unterbrechung einer Gasentladung. Es ist für viele Anwendungen von Wichtigkeit, daß praktisch unmittelbar nach der Unterbrechung einer Entladung das Entladungsgefäß wieder frei von Ladungsträgern ist.

Es ist ohne weiteres plausibel, daß die Anzahl  $dn$  der Rekombinationen pro Raumeinheit in der Zeit  $dt$  der Anzahl der in der Raumeinheit vorhandenen positiven Ladungsträger  $n^+$  und der Anzahl der negativen Ladungsträger  $n^-$  proportional ist. Im allgemeinen sind die beiden Anzahlen gleich groß ( $n^+ = n^- = n$ ), so daß man erhält

$$dn = - \rho \cdot n^+ n^- dt = - \rho \cdot n^2 dt \quad (2.37)$$

Man nennt  $\rho$  den Rekombinationskoeffizienten, welcher noch von Art, Druck und Temperatur des Gases abhängt. Integration der Gleichung (2.37) ergibt

$$\int_{N_0}^{N_t} \frac{dn}{n^2} = - \rho \int_0^t dt \quad (2.38)$$

also

$$-\frac{1}{N_t} + \frac{1}{N_0} = -\rho t \quad (2.39)$$

$$\boxed{N_t = \frac{N_0}{1 + N_0 \rho t}} \quad (2.40)$$

In dieser Gleichung ist  $N_t$  die Anzahl der positiven oder negativen Ladungsträger, welche von den ursprünglich vorhandenen  $N_0$  nach der Zeit  $t$  noch übrig sind. Kennt man den Rekombinationskoeffizienten  $\rho$  des Gases unter den benötigten Verhältnissen, so kann man aus Gleichung (2.40) entnehmen, nach welcher Zeit die Anzahl der Ladungsträger auf den erforderlichen Bruchteil abgesunken ist.

Entionisierungszeiten werden für technische Entladungsgefäße

bei Hg-Dampf-Füllung mit etwa 1000  $\mu\text{sec}$

bei Edelgas -Füllung mit etwa 1-10  $\mu\text{sec}$

angegeben.

Ergänzungsliteratur: (1) Band 1, Seite 18 bis 21

(2) Seite 1 bis 8,

" 23 " 27,

" 40 " 45,

" 54 " 60 ff.,

" 94 " 102,

" 143 ff.,

" 294 bis 296,

(3) " 217 " 224.

Aufgaben zur 4. Lektion:

Entfallen

Prüfungsfragen zur 4. Lektion:

- F 4.1 Was verstehen Sie unter Ionisation eines Gases ?  
Wodurch kann sie zustande kommen ?
- F 4.2 Welche Anwendung findet die "Anregung" von Gasen in der Technik ?
- F 4.3 Wie unterscheidet sich die Ionisierung eines Gases von der aus den Grundlagen der Elektrotechnik bekannten elektrolytischen Dissoziation ?
- F 4.4 Was verstehen Sie unter Rekombination ? Welche technische Bedeutung hat sie ?

## 5. L e k t i o n

-----

### 2.3 Elektronenemission der Metalle

Gase und erst recht ein gutes Vakuum sind im allgemeinen ideale Nichtleiter, das heißt, in ihnen existieren praktisch keine frei beweglichen Ladungsträger. In den bisher behandelten Abschnitten über die Bewegung von Elektronen im Vakuum und in Gasen haben wir jedoch stets angenommen, daß Elektronen bereits vorhanden sind. An einzelnen Stellen wurde auch von der Kathode als Ausgangspunkt von Elektronen gesprochen, desgleichen wurde der Begriff "Elektronenquelle" benutzt. Darüber hinaus haben wir festgestellt, daß in Gasen durch Ionisation freie Elektronen erzeugt werden können, wozu allerdings ebenfalls gewöhnlich primäre Elektronen benötigt werden.

In folgenden wollen wir nun in Erfahrung bringen, auf welche Wege Elektronen in den ladungsträgerfreien Raum gelangen können. Sie stammen im allgemeinen aus dem Inneren metallischer Leiter, wo sie in beliebig großer Zahl frei beweglich zur Verfügung stehen. Da sie jedoch erfahrungsgemäß nicht von selbst durch die Oberfläche der Metalle in den freien Raum austreten können, bleibt zu untersuchen, unter welchen Voraussetzungen ein solcher Austritt von Metallelektronen, eine "Elektronenemission"<sup>1)</sup>, vor sich gehen kann und welche technischen Möglichkeiten dabei angewendet werden.

### 2.31 Geschwindigkeit und Austrittsarbeit der Metallelektronen

Metalle besitzen bekanntlich eine kristalline Struktur, bei welcher die positiven Ionen des Metalles als Bausteine eines regelmäßigen räumlichen Gitters fungieren, während einige der äußeren Elektronen jedes Metallatoms zwischen den Gitterbausteinen praktisch frei beweglich sind und sich wie ein Gas sehr hoher Konzentration verhalten. Dieses "Elektronengas"

<sup>1)</sup> Lateinisch: *emittere* = aussenden, *Emission* = Aussendung.

ist die Ursache für die gute Leitfähigkeit der Metalle. Es steht gewöhnlich im Temperaturgleichgewicht mit dem Ionengitter.

Die einzelnen Elektronen führen also thermische Bewegungen aus und besitzen eine mittlere Geschwindigkeit und damit eine mittlere kinetische Energie, welche von der jeweiligen Temperatur des Metalles abhängig ist. Die Verteilung der Geschwindigkeiten der einzelnen Elektronen um diesen Mittelwert ergibt sich nach statistischen Berechnungen aus einem Wahrscheinlichkeitsgesetz von Maxwell<sup>1)</sup>. Danach gilt für die relative Elektronenzahl  $\frac{\Delta n}{n}$ , welche eine bestimmte Geschwindigkeit  $v$  besitzt, eine Exponentialfunktion, die in Abb. 15 für zwei verschiedene Temperaturen dargestellt ist. Bei Zimmertemperatur beträgt die

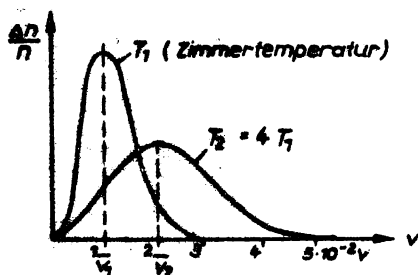


Abb. 15  
Geschwindigkeitsverteilung  
der Metallelektronen

mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  der Metallelektronen etwa  $10^{-2}$  Volt, ihre mittlere kinetische Energie demnach  $10^{-2}$  eV.

Wie schon erwähnt, sind die Leitungselektronen im Inneren der Metalle praktisch frei beweglich, da die Anziehungskräfte des Ionengitters von allen Seiten gleichmäßig auf sie einwirken und

sich daher gegenseitig aufheben. Diese Tatsache gilt jedoch nicht mehr für Elektronen, welche sich auf Grund ihrer thermischen Geschwindigkeit der Oberfläche des Metalles nähern. Diese werden durch die Anziehung des Ionengitters gebremst und in das Innere zurückgezogen (Abb. 16). An der Oberfläche bildet sich gewissermaßen durch Überlagerung der elektrischen Felder der einzelnen Ionen eine Potentialstufe aus, welche die Elektronen überwinden müssen, wenn sie das Metall verlassen sollen.

<sup>1)</sup> James Clerk Maxwell, 1831 bis 1879, Begründer der allgemeinen Theorie der Elektrizität.



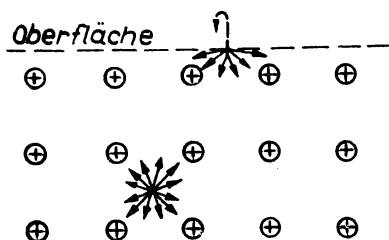


Abb. 16

Kraftwirkungen auf Elektronen im Inneren und an der Oberfläche eines metallischen Leiters

Die Arbeit, welche von den Elektronen geleistet werden muß, um diese Potential"schwelle" zu durchfliegen und in den freien Raum hinauszugelangen, wird "Austrittsarbeit" genannt. Sie ist für die einzelnen Metalle verschieden und beträgt etwa 1 bis 5 eV. In nebenstehender Tabelle sind die Austrittsarbeiten

Metall	Austrittsarbeit
Nickel	5,0 eV
Wolfram	4,6 "
Kupfer	4,8 "
Molybdän	4,1 "
Thorium	3,3 "
Barium	1,6 "
Cäsium	1,3 "

einiger Metalle angegeben (vergl. auch (2), Seite 73 und (3), Seite 15)<sup>1)</sup>. Die für die Austrittsarbeit erforderliche Elektronengeschwindigkeit wird durch die Höhe der Potentialschwelle, die sogenannte "Austrittsspannung"  $U_A$  gekennzeichnet<sup>2)</sup>. Sie liegt entsprechend bei 1 bis 5 Volt.

nung"  $U_A$  gekennzeichnet<sup>2)</sup>. Sie liegt entsprechend bei 1 bis 5 Volt.

- 1) Die in der Literatur angegebenen Werte weichen z.T. erheblich voneinander ab. Das liegt daran, daß der Reinheitsgrad der Metalle bei den angeführten Messungen nicht gleich ist. Geringe Verunreinigungen verändern die Werte oft beträchtlich.
- 2) Die hier mit  $U_A$  bezeichnete Austrittsspannung hat nichts mit der in Abschnitt 2.21 behandelten Anregungsspannung zu tun. Es bestehen wegen der gleichen Bezeichnung beider Spannungswerte keine Bedenken, da eine Verwechslung im weiteren nicht möglich ist.

Wie aus Abb. 15 zu ersehen ist, gibt es bei Zimmertemperatur ( $\bar{v} = 10^{-2}$  V) praktisch keine Elektronen, welche die erforderliche Austrittsarbeit leisten können. Daher läßt sich eine Elektronenemission bei Zimmertemperatur praktisch nicht feststellen. Es ist vielmehr erforderlich, den Elektronen entweder Energie zuzuführen, damit sie die Austrittsarbeit leisten können, oder die Potentialschwelle zu erniedrigen.

Die Energiezufuhr kann auf verschiedene Weise erfolgen. Der technisch häufigste Fall ist die Zuführung von Wärmeenergie (thermische Emission), jedoch auch Elektronen- und Ionenstoß (Sekundäremission) oder elektromagnetische Strahlung (Photoemission) können ähnlich wie bei der Ionisation die Energiequelle sein.

Die Potentialschwelle läßt sich erst durch extrem hohe Feldstärken (etwa  $10^6$  V/cm) merklich erniedrigen. Die dadurch erzielbare "Feldemission" ist für technische Anwendungen weniger wichtig, sie wird hier nicht weiter behandelt.

### 2.32 Die thermische Emission

Betrachtet man die beiden Kurven der Abb. 15, bei denen die Kurve 1 etwa für Zimmertemperatur ( $T_1 \approx 300^\circ\text{K}$ ), die Kurve 2 etwa für die vierfache Temperatur ( $T_2 = 4 T_1 \approx 1200^\circ\text{K}$ ) Gültigkeit hat, so stellt man fest, daß bei der Temperaturerhöhung von  $900^\circ$  die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  der Metallelektronen zwar nach höheren Geschwindigkeiten gewandert, jedoch noch weit von der Austrittsgeschwindigkeit des Metalls entfernt ist. Mit den höchsten technisch erreichbaren Temperaturen, bei denen die Metalle noch ihren festen Zustand bewahren, bleibt man mit der mittleren Geschwindigkeit immer noch um eine Zehnerpotenz unter der Austrittsgeschwindigkeit der Metalle. Jedoch wird dabei erreicht, daß der Bruchteil der Metallelektronen, welcher die für den Austritt erforderliche Energie besitzt, technisch brauchbare Werte annimmt. Aus dem oben genannten Exponentialgesetz errechnet sich für solche Temperaturen die relative Elektronenzahl, welche die Austritts-

arbeit  $eU_A$  leisten kann, zu  $\frac{\Delta n}{n} \approx 10^{-9}$ .

Das bedeutet, daß von je  $10^9$  Elektronen etwa eines austreten kann. Die Gesamtzahl der Metallelektronen wird durch diesen emittierten Anteil also praktisch nicht verringert. Trotzdem können unter diesen Verhältnissen genügend Elektronen austreten, um Stromstärken normaler Größe zu bilden<sup>1)</sup>.

Aus den oben erwähnten statistischen Untersuchungen wie auch aus thermodynamischen Betrachtungen läßt sich berechnen, wie groß die pro  $\text{cm}^2$  und sec austretende Ladungsmenge in Abhängigkeit von der jeweiligen Temperatur ist. Man erhält für diese

$$\text{Emissionsstromdichte: } G = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{eU_A}{k \cdot T}}, \quad (2.41)$$

ein Ausdruck, welcher mit den experimentell ermittelten Werten gut übereinstimmt. Hier ist T die absolute Temperatur des betreffenden Metalls,  $U_A$  seine Austrittsspannung. Der Faktor

$$k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/grad}$$

ist eine universelle Naturkonstante, die Boltzmann-Konstante, welche besonders in der Thermodynamik eine große Rolle spielt. Für den Faktor A ergibt sich aus der Quantentheorie der Wert  $120 \text{ A/cm}^2 \text{ grad}^2$ .

Gleichung (2.41) sagt also aus, daß die Emissionsdichte bei bestimmtem Material allein abhängig von der absoluten Temperatur des Metalles ist. 2)

1) Eine kleine Überschlagrechnung zeigt, daß sich in  $\text{mm}^3$  etwa  $(10^7)^3 = 10^{21}$  Atome, also mindestens ebensoviele Leitungselektronen befinden. Von denen besitzen also  $10^{21} \cdot 10^{-9} = 10^{12}$  die zum Austritt erforderliche Energie.

2) Diese Tatsache gilt nur, solange die Potentialschwelle nicht außerdem durch extrem hohe Feldstärken merklich erniedrigt wird. Das ist jedoch bei den üblichen Spannungen in Verstärkerröhren nicht der Fall.

In technischen Entladungsgefäßen mit thermischer Emission muß dieser Emissionsstrom mindestens gleich, meist aber sehr viel größer sein als die maximal benötigte Stromstärke, welche durch das Entladungsgefäß fließen soll. Andererseits muß die emittierende Elektrode (Kathode) recht lange betriebsfähig bleiben, sie darf nicht durch Verdampfung verbraucht werden. Es ist daher sinnvoll, die verwendeten Temperaturen  $T$  nicht bis an die physikalisch mögliche Grenze zu treiben, sondern entweder Elektroden mit hinreichend großer Oberfläche zu verwenden oder solche mit möglichst niedriger Austrittsarbeit  $U_A$  zu entwickeln, um die erforderlichen Emissionsstromdichten zu erzielen.

Dieses Ziel läßt sich bisher auf zwei verschiedenen Wegen erreichen. Man hat festgestellt, daß sich die Austrittsarbeit reiner Metalle beachtlich erniedrigen läßt, wenn man ihre Oberfläche mit einer atomaren Fremdschicht überdeckt. Zu dieser Gruppe gehören die Thoriumkathoden, bei denen ein Grundmetall mit hoher Schmelztemperatur (z.B. Wolfram oder Nickel) mit einer atomaren Schicht Thorium überdeckt wird. Die Austrittsarbeit sinkt dabei durch Bildung einer elektrischen Dipolschicht von 5 eV auf etwa 2 eV ab. Eine andere Möglichkeit stellen die sogenannten Oxydkathoden dar, deren bekanntester Vertreter die Ba-BaO-Kathode ist. Hier wird das Grundmetall (gewöhnlich Nickel) mit einer mit Barium angereicherten BaO-Schicht überdeckt. Die Austrittsarbeit läßt sich dadurch bis unter 1 eV herabdrücken. Von einer theoretischen Behandlung der Vorgänge an solcher Schichtkathode soll hier abgesehen werden. Desgleichen wollen wir die Herstellung der Schichten, welche in einem Aktivierungsprozeß erfolgt, übergehen. Auf Grund dieser Herstellung bezeichnet man solche Kathoden auch als aktivierte Kathoden. Sie sind gegen rauhen Betrieb erheblich empfindlicher als Kathoden aus reinem Metall, da die Schicht bei starker Beanspruchung leicht zerstört wird. Aktivierte Kathoden werden daher nur in Röhren mit kleiner Leistung verwendet, während man in Röhren höherer Leistung den widerstandsfähigen Wolframkathoden den Vorzug

gibt. Die technisch gebräuchlichen Temperaturen liegen bei den Wolframkathoden über  $2600^{\circ}\text{K}$ , während für Thoriumkathoden Temperaturen von  $1800^{\circ}\text{K}$  und bei Bariumoxydkathoden sogar  $1100^{\circ}\text{K}$  ausreichen.

Ergänzungsliteratur:

- (1) Band 1, Seite 23 bis 32
- (2) Seite 73 bis 78
- (3) Seite 13 bis 23, 32 bis 43

Aufgaben zur 5. Lektion:

- A 5.1 a) Stellen Sie die Emissionsstromdichte  $G$  einer Wolframkathode ( $eU_A = 4,6\text{ eV}$ ) in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  zwischen Zimmertemperatur (!) und  $3000^{\circ}\text{K}$  graphisch dar und diskutieren Sie diese Kurve!
- b) Bestimmen Sie die Temperatur, bei welcher die Emissionsstromdichte merkliche Werte annimmt ( $G = 1\text{ mA/cm}^2$ )!
- c) Wie ändert sich die Stromdichte bei 10% Temperaturzu- bzw. -abnahme?
- d) Vergleichen Sie die Emissionsstromdichte der Wolframkathode bei  $2400^{\circ}\text{K}$  mit der einer Bariumoxydkathode ( $eU_A = 1\text{ eV}$ ) bei  $1000^{\circ}\text{K}$ .

Prüfungsfragen zur 5. Lektion:

- F 5.1 Was verstehen Sie unter Elektronenemission?  
Warum ist eine Emission unter normalen Verhältnissen nicht festzustellen?
- F 5.2 Welche Möglichkeiten gibt es, um eine Elektronenemission zu erzeugen?
- F 5.3 Was ist "Thermische Emission"? Wie kommt sie zustande?
- F 5.4 Wie läßt sich die Austrittsarbeit reiner Metalle soweit herabsetzen, daß man mit der Temperatur nicht bis zur technisch möglichen Grenze zu gehen braucht?

## 6. L e k t i o n

-----

### 2.33 Die Fotoemission

Bereits im Abschnitt 2.31, wie auch unter 2.21 wurde erwähnt, daß die zur Befreiung von Elektronen erforderliche Energie auch durch Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle, insbesondere des sichtbaren Lichtes, aufgebracht werden kann. Die dadurch erzielbare Emission bezeichnet man auch als äußeren lichtelektrischen Effekt oder äußeren Fotoeffekt.<sup>1)</sup> Jedoch läßt sich nicht bei jedem Metall ein solcher Effekt beobachten, wenn es mit sichtbarem Licht bestrahlt wird, selbst wenn man die Intensität der Lichtstrahlung bis zur technisch möglichen Grenze steigert. Erst die Verwendung kurzwelligeren ultravioletten Lichtes führt in solchen Fällen zu einer Emission. Ist aber eine Emission vorhanden, so besteht zwischen ausgelöstem "Fotostrom"  $I_F$  und der Intensität des eingestrahlenen Lichtstromes  $\Phi$  strenge Proportionalität:

$$I_F = C \cdot \Phi$$

$$(2.42)$$

Diese beiden Erscheinungen lassen sich durch die von Max Planck<sup>2)</sup> begründete und von Einstein<sup>3)</sup> auf den Fotoeffekt angewendete Quantentheorie des Lichtes erklären. Diese Theorie sagt im wesentlichen aus, daß der Energietransport jeder elektromagnetischen Strahlung, also auch der Strahlung des sichtbaren Lichtes, nicht kontinuierlich vonstatten geht, sondern stoßweise

<sup>1)</sup> Neben diesem äußeren Fotoeffekt kennt man noch einen inneren Fotoeffekt und einen sogenannten Sperrschieffekt. In beiden Fällen werden durch die Energie des bestrahlenden Lichtes im Inneren eines Stoffes, meist eines Halbleiters, zusätzliche Ladungsträger freigemacht. Dadurch wird beim inneren Fotoeffekt die Leitfähigkeit des Stoffes erhöht, beim Sperrschieffekt an der Grenzfläche zwischen Leiter und Halbleiter eine Urspannung erzeugt. Auf die Anwendung beider Effekte wird später (Abschn. 3.64) nur kurz eingegangen, da sie für die industrielle Elektronik gegenüber dem äußeren Fotoeffekt nur geringe Bedeutung haben.

2), 3) s. nächste Seite

in bestimmten Energiequanten erfolgt. Die Größe eines einzelnen Energiequants ist direkt proportional der Frequenz, also umgekehrt proportional der Wellenlänge der betreffenden Strahlung. Sie ergibt sich aus quantentheoretischen Betrachtungen zu

$$\epsilon = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (2.43)$$

In dieser Gleichung bedeutet  $\nu$  die Frequenz,  $\lambda$  die Wellenlänge und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Der Proportionalitätsfaktor  $h$  besitzt die Dimension einer Wirkung (Energie  $\cdot$  Zeit) und ist eine universelle Naturkonstante. Man nennt sie nach ihrem Entdecker "das Plancksche Wirkungsquantum":

$$h = 6,626 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec} \quad (2.44)$$

Nimmt man an, daß die Energie eines solchen eingestrahnten Lichtquants jeweils an ein Elektron abgegeben wird, so lassen sich die Gesetzmäßigkeiten des äußeren Photoeffekts wie folgt erklären:

Ist die Energie  $h \cdot \nu$  der einfallenden Lichtquanten kleiner als die Austrittsarbeit  $e \cdot U_A$  des bestrahlten Metalles, so kann keine Emission stattfinden. Erst bei einer Lichtfrequenz  $\nu$ , bei welcher  $h\nu = eU_A$  wird, ist mit Einsetzen der Photoemission zu rechnen. Das Experiment bestätigt diese Erwartung:

Oberhalb einer bestimmten, für das jeweilige Metall charakteristischen Grenzwellenlänge  $\lambda_a$  ist die "Empfindlichkeit"  $C = 0$ . Nach Unterschreiten dieser Wellenlänge steigt  $C = \frac{I_p}{\Phi}$  im Normalfalle monoton an (s. Abb. 17, Kurve 1).

- 
- 2) Max Planck, 1858 bis 1947, Begründer der Quantentheorie, Prof. in Berlin und Göttingen.
  - 3) Albert Einstein, 1879 bis 1955, Begründer der speziellen und allgemeinen Relativitätstheorie, verallgemeinerte den Planckschen Gedanken der Quantentheorie auf alle atomaren Energieumsetzungen. Prof. in Zürich und Berlin, später in Amerika.

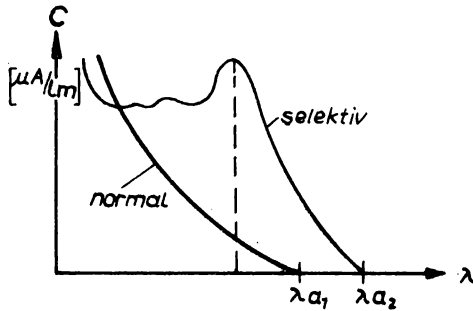


Abb. 17

Damit ist das verschiedene Verhalten der Metalle in bezug auf den lichtelektrischen Effekt erklärt. Nur bei den Alkalimetallen liegt die Austrittsarbeit so niedrig, daß bereits im Bereich des sichtbaren Lichtes eine Fotoemission erfolgen kann. In nebenstehender Tabelle sind die Grenzwellenlängen  $\lambda_a$  eini-

Grenzwellenlängen und Austrittsarbeiten

Metall	$\lambda_a$ (mμ)	$U_A$ (V)
Pt	185 - 280	6,7 - 4,4
W	230 - 273	5,4 - 4,5
Hg	260 - 273	4,7 - 4,5
Cu	266 - 303	4,6 - 4,0
Mo	258 - 297	4,3 - 4,1
Ta	297 - 315	4,1 - 3,9
Na	583 - 600	2,1 - 2,0
Ba	540 - 650	2,3 - 1,9
Cs	630 - 900	1,9 - 1,3

ger Metalle mit den Austrittsarbeiten verglichen. Die gemessenen Werte sind sehr von der Beschaffenheit der Metalloberfläche abhängig und streuen daher stark. Die in Gleichung (2.42) ausgedrückte Proportionalität zwischen

Lichtstrom  $\Phi$  und Fotostrom  $I_F$  läßt sich nun ebenfalls einfach erklären. Sie sagt nämlich aus, daß die Anzahl der emittierten Elektronen pro  $\text{cm}^2$  und sec proportional ist der Anzahl der eingestrahnten Lichtquanten. Nicht jedes Lichtquant wird die Auslösung eines Elektrons herbeiführen, aber nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit ist die direkte Proportionalität zu erwarten.



Das gilt jedoch nur für unveränderte spektrale Zusammensetzung des bestrahlenden Lichtes, denn der Proportionalitätsfaktor  $C$ , die "Empfindlichkeit" der betreffenden Oberfläche ist ja von der Wellenlänge abhängig, wie wir bereits festgestellt haben (Abb. 17).

Abweichend von diesen Erscheinungen des "normalen" Fotoeffekts tritt besonders bei technischen Anwendungen ein sogenannter "selektiver" Fotoeffekt auf<sup>1)</sup>. Besonders bei dünnen Schichten von Fremdmetallen auf kompakter Metallgrundlage (z.B. Cäsium auf Silber), wie sie für technische Zwecke häufig verwendet werden, um die Emission zu verbessern<sup>2)</sup>, nimmt die Empfindlichkeit  $C$  von  $\lambda_g$  ab nicht monoton zu, sondern besitzt bei bestimmten "ausgewählten" Wellenlängen Maxima, so daß bei diesen Wellenlängen die Emission höher ist als bei den benachbarten (s. Abb. 17, Kurve 2). Ein solcher Wahleffekt tritt gewöhnlich bei Wellenlängen auf, für welche auch die optische Absorption der Oberfläche ein Maximum besitzt. Die wissenschaftliche Erklärung dieser Erscheinung ist noch nicht vollständig gesichert. Wir verweisen diesbezüglich z.B. auf (4), Seite 55 bis 57.

Für die technischen Anwendungen besitzt dieser Wahleffekt eine hervorragende Bedeutung. Man ist dadurch in der Lage, Fotokathoden herzustellen, welche auf einen bestimmten Frequenzbereich besonders gut ansprechen, z.B. auf infrarotes, sichtbares oder ultraviolettes Licht. Auf die Ausführung solcher Kathoden wird im Abschnitt 3.6 noch genauer eingegangen.

#### 2.34 Sekundäremission und Emission durch Ionenstoß

Treten Elektronen bestimmter Geschwindigkeit in eine Metalloberfläche ein, so wird außer ihrer kinetischen Energie auch noch die Eintrittsarbeit frei. Dieser Energiebetrag kann ausreichen, um einem oder mehreren Metallelektronen den Austritt

---

1) selektiv = auswählend, Selektion = Auswahl

2) Vergleiche dazu auch Abschnitt 2.32 und 3.61

aus der Oberfläche zu ermöglichen. Solche austretenden Elektronen bezeichnet man zum Unterschied von den einfallenden als "Sekundärelektronen". Der aus einer Oberfläche austretende Sekundärelektronenstrom kann unter Umständen erheblich größer sein als der Strom der "Primärelektronen". Neben einer solchen Auslösung von Sekundärelektronen besteht natürlich auch die Möglichkeit, daß die Primärelektronen selbst direkt reflektiert werden oder nach einem kurzen Weg durch das Metall nach erheblichem Energieverlust selbst wieder austreten.

Die Größe der Sekundäremission wird gewöhnlich angegeben durch das Verhältnis von Primär- zu Sekundärelektronen pro  $\text{cm}^2$  und sec, dem sogenannten Sekundäremissionskoeffizienten

$$\sigma = \frac{n_{\text{sek}}}{n_{\text{prim}}} \quad (2.45)$$

Dieser Wert ist außer von der Art der emittierenden Oberfläche noch abhängig von der Geschwindigkeit und dem Einfallswinkel der Primärelektronen. Allgemein läßt sich sagen, daß  $\sigma$  mit wachsender Primärelektronengeschwindigkeit stark ansteigt und schließlich nach Erreichen eines Maximums langsam und monoton abnimmt. Die letzte Erscheinung läßt sich dadurch erklären, daß die Primärelektronen bei hohen Auftreffgeschwindigkeiten ihre Energie in einer Tiefe abgeben, aus welcher die Sekundärelektronen nicht mehr auszutreten vermögen. Über die Abhängigkeit der Sekundäremission vom Einfallswinkel ist festzustellen, daß bei Auftreffgeschwindigkeiten  $> 200 \text{ V}$  die Ausbeute um so größer ist, je schräger die Primärelektronen einfallen. Bei kleinen Geschwindigkeiten ist jedoch praktisch keine Abhängigkeit vom Einfallswinkel nachzuweisen. Wie bei der thermischen und der lichtelektrischen Emission, so ist auch bei der Sekundäremission die Ausbeute an Schichtelektroden wegen der geringeren Austrittsarbeit höher als an kompakten Metallen.

Ähnlich dieser Sekundäremission tritt auch bei Auftreffen positiver Ionen auf Metalloberflächen eine Elektronenbefreiung auf. Hierbei liegen die energetischen Verhältnisse jedoch etwas anders als beim Elektronenaufprall. Bereits wenn positive Ionen in unmittelbare Nähe der (meist negativen) Elektrode gelangen, kann es durch die hohen Feldstärken zwischen Ion und Elektrode zu einer Feldemission<sup>1)</sup> kommen. Ferner kann durch die kinetische Energie des Ions unmittelbar an der Auftreffstelle infolge kurzer örtlicher Erwärmung eine thermische Emission erfolgen. Direkte Energieübertragung vom Ion zum Sekundärelektron ist dagegen kaum zu erwarten. Um jedoch überhaupt eine Sekundäremission herbeizuführen, muß die aufgebrachte Energie groß genug sein, um mindestens 2 Elektronen abzulösen, da das Ion selbst davon schon eines benötigt, um sich zu neutralisieren.

In technischen Elektronenröhren tritt Sekundäremission überall auf, wo beschleunigte Elektronen auf eine Elektrode oder einen Schirm auftreffen. Häufig ist sie unerwünscht und ihre Auswirkungen müssen unter Umständen durch besondere Maßnahmen verhindert werden<sup>2)</sup>. In sogenannten Sekundärelektronenvervielfachern<sup>3)</sup> verwendet man die Sekundäremission zur Verstärkung schwacher Fotoströme. Eine besondere Anwendung findet diese Möglichkeit der Verstärkung in modernen Fernsehaufnahmegeräten<sup>4)</sup>.

Auf der Emission durch Ionenstoß beruht die Elektronenerzeugung in allen Elektronenröhren mit kalter Kathode (außer Fotozellen). Der bekannteste Vertreter dieser Röhren ist die Glimmlampe, auf deren Wirkungsweise und Anwendung in Abschnitt 3.4 noch ausführlicher eingegangen wird.

---

1) Vergl. Abschn. 2.31

2) Vergl. Abschn. 3.32

3) Vergl. Abschn. 3.36

4) Es handelt sich dabei um das sogenannte Superikonoskop oder Supereremित्रon. Im Rahmen unseres Stoffes wird jedoch auf dieses Gerät nicht weiter eingegangen.

### 2.35 Erwärmung, Lumineszenz und Röntgenstrahlung

Beim Auftreffen eines Stromes beschleunigter Ladungsträger auf die Oberfläche fester oder flüssiger Elektroden wird gewöhnlich nur ein kleiner Bruchteil der gesamten freiwerdenden Energie zur Erzeugung von Sekundärelektronen verbraucht (meist weniger als 1 %). Der weitaus größte Teil wird im Inneren der getroffenen Elektrode in Wärme umgesetzt. Diese Tatsache wurde bereits bei der Aufgabe 1.1 c in Rechnung gestellt. Die durch die auftreffenden Ladungsträger hervorgerufene Erwärmung der Elektroden bestimmt die Grenze für die Belastbarkeit von Elektronen- und Ionenröhren. Um die Temperatur der Elektroden (gewöhnlich der Anode) in erlaubten Grenzen zu halten, muß die erzeugte Wärme abgeführt werden.

Das geschieht bei kleinen Röhren durch Strahlung, bei größeren, besonders bei Senderöhren, durch Luft- oder Wasserkühlung. Bei Lichtbogenentladungen führt die Erwärmung der Kathode durch positive Ionen zu thermischer Emission, so daß hierbei keine besondere Heizung der Kathode erforderlich ist.

Ein weiterer kleiner Prozentsatz der zugeführten Energie wird ähnlich wie bei der Anregung von Gasatomen<sup>1)</sup> unmittelbar in elektromagnetische Strahlungsenergie umgewandelt. Dabei können im wesentlichen zwei Gruppen von Strahlung erzeugt werden. Der Spektralbereich der einen Gruppe, der "Lumineszenz"<sup>2)</sup>, umfaßt ungefähr den sichtbaren Teil des Spektrums mit den Randgebieten der Infrarotstrahlung und der Ultraviolettstrahlung. Die zweite Gruppe liegt im Bereich sehr kurzer Wellenlängen von  $10^{-3}$  bis  $10^1$   $\mu$ . Diese sogenannte Röntgenstrahlung<sup>3)</sup> ist also entsprechend den Betrachtungen in Abschnitt 2.33 außerordentlich energiereich.

---

1) Vergl. Abschn. 2.21

2) Lumen = Licht (lat.) Lumineszenz kann nicht allein durch Auftreffen materieller Teilchen, also z.B. Ladungsträger, ausgelöst werden. Auch Lichtstrahlung, insbesondere energiereiche Strahlung kurzer Wellenlänge (uv-Strahlen, Röntgenstrahlen), kann eine Lumineszenz des bestrahlten Körpers zur Folge haben. Diese Tatsache wird bei den Leuchtstoffröhren, beim Röntgenschild und nicht zuletzt bei vielen Leuchtfarben technisch angewendet.

3) Siehe nächste Seite

Die Lumineszenzerscheinungen fester Körper lassen sich auf ein Anregungsleuchten der einzelnen Atome zurückführen, wobei ebenfalls die Farbe des ausgestrahlten Lichtes charakteristisch für den betreffenden Stoff ist. Jedoch sind hier noch zwei verschiedene Arten der Lumineszenz festzustellen. Bei der sogenannten "Fluoreszenz"<sup>4)</sup> findet wie bei dem Anregungsleuchten eine unmittelbare Strahlungsabgabe statt, während bei der "Phosphoreszenz"<sup>5)</sup> eine oft um Stunden verzögerte Strahlung, also ein Nachleuchten vorhanden ist. Phosphoreszenz ist gewöhnlich nur bei hochmolekularen Stoffen mit Einlagerung von Fremdatomen zu finden, wobei diese Einlagerungsstellen als die Ursache der verzögerten Abstrahlung, also als Leuchtzentren anzusehen sind. -

Die Lumineszenzerscheinungen finden vor allem bei den Leuchtschirmen der Elektronenstrahl- und Fernsehrohren, wie im Elektronenmikroskop ihre praktische Anwendung.

Röntgenstrahlung tritt auf, wenn schnelle Elektronen auf einen Fremdkörper aufprallen. Sie entsteht durch die beim Abbremsen der Elektronen im Ionengitter des Körpers freiwerdende Energie sowie durch das Herausheben von Elektronen aus inneren Elektronenschalen der Atome des Kristallgitters. Die erste Art der Röntgenstrahlung, die sogenannte Bremsstrahlung, besitzt ein kontinuierliches Spektrum, dessen Maximum mit steigender Elektronengeschwindigkeit nach kurzen Wellenlängen wandert.

---

3) Wilhelm Conrad Röntgen, 1845 bis 1923, entdeckte 1895 die X-Strahlen (später nach ihm Röntgen-Strahlen genannt), erhielt 1901 den Nobelpreis.

4) Name rührt her von Fluorverbindungen (Flußspat), welche diese Eigenschaft besitzen.

5) Das Leuchten des Phosphors beruht auf chemischen Umwandlungen (Oxydation), ist also eigentlich keine Phosphoreszenz, sondern eine unablässig stattfindende Chemolumineszenz.

Bei Geschwindigkeiten von 40 kV liegt es etwa bei  $5 \cdot 10^{-2}$  mp. Die zweite Art der Röntgenstrahlung führt zu einem Linienspektrum, welches charakteristisch für das betreffende Elektrodenmaterial ist und sich der Bremsstrahlung als "charakteristische Strahlung" überlagert.

Die bei wenigen kV Elektronengeschwindigkeit entstehende "weiche" Röntgenstrahlung ist nicht in der Lage, den Glaskolben des Entladungsgefäßes zu durchdringen. Man benutzt dann ein durchlässiges Fenster aus Berillium, um außerhalb der Röhre mit den Strahlen arbeiten zu können. Ab 15 kV ist ein solches Fenster nicht mehr erforderlich und bei hohen Geschwindigkeiten über 100 kV ist zum Schutz gegen die sehr durchdringungsfähige gesundheitsschädigende Strahlung eine Abschirmung durch starke Bleiplatten erforderlich.

Die Anwendung von Röntgenstrahlen findet in der Technik für Zwecke der Werkstoffprüfung immer größere Verbreitung, während ihre diagnostische und therapeutische Bedeutung in der Medizin bereits jedem Laien bekannt ist.

<u>Ergänzungsliteratur:</u>	(1)	Band 1,	Seite 70 bis 79
	(2)	Seite	78 bis 87
		"	45 " 53
		"	23 " 28
		"	207 " 216
	(4)	"	2
		"	18 " 22
		"	38 " 41
		"	55 " 57
		"	34 " 36

Aufgaben zur 6. Lektion entfallen.

Prüfungsfragen zur 6. Lektion:

- F 6.1 Vergleichen Sie die Vorgänge bei der Fotoemission und bei der Sekundäremission !
- F 6.2 Welche Gesetzmäßigkeiten treten bei der Fotoemission auf und wie lassen sie sich begründen ?
- F 6.3 Was verstehen Sie unter selektivem Fotoeffekt und wie läßt er sich technisch auswerten ?
- F 6.4 Welche Erscheinungen können beim Aufprall von Ladungsträgern auf feste Körper auftreten ?
- F 6.5 Welche Bedeutung besitzt die Emission durch Ionenstoß in der Technik ?

# Lösungen und Antworten

## Lösungen der Aufgaben:

A 1.1a) Aus den Gleichungen (2.3), (2.5) und (2.9) erhält man für  $s = \ell$

$$t = \sqrt{\frac{2\ell}{b}} = \sqrt{\frac{2\ell \cdot m_e \cdot \ell}{e \cdot U}} = \ell \cdot \sqrt{\frac{2 m_e}{e \cdot U}}$$

$$= 2\ell \cdot \frac{1}{v}$$

Nun ist nach (2.11)

$$v = 600 \cdot \sqrt{U/V} \frac{\text{km}}{\text{sec}} = 1,2 \cdot 10^4 \frac{\text{km}}{\text{sec}} = 1,2 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

und damit

$$t = \frac{2 \cdot 0,5 \text{ cm}}{1,2 \cdot 10^9 \text{ cm/sec}} = 8,4 \cdot 10^{-10} \text{ sec} = 8,4 \cdot 10^{-4} \text{ } \mu\text{sec}$$

Die Umrechnung der Maßeinheiten bei der Berechnung der Geschwindigkeit erfolgt über die Beziehungen

$$1 \text{ Ws} = 10^7 \text{ erg} = 10^7 \text{ dyn} \cdot \text{cm}$$

$$1 \text{ dyn} = 1 \text{ g} \cdot 1 \text{ cm/sec}^2$$

- b) Für einen Strom von  $10 \text{ mA} = 10^{-2} \text{ A}$  muß pro sec eine Ladung von  $10^{-2} \text{ Asec}$  durch die Röhre fließen. Die Elektronenladung beträgt  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Asec}$ . Die erforderliche Anzahl ist also

$$\frac{10^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 6,25 \cdot 10^{16} \text{ Elektronen pro sec.}$$

- c) Die an der Anode in Wärme umgesetzte Energie entsteht durch den Aufprall der Elektronen. Ein Elektron besitzt die kinetische Energie

$$U \cdot e = 400 \text{ eV} = 400 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ws.}$$



In einer Sekunde beträgt die Gesamtenergie also

$$A = 400 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ws} \cdot 6,25 \cdot 10^{16} = 4 \text{ Ws} \\ \text{=====}$$

Das ist natürlich nichts anderes als

$$A = 400 \text{ V} \cdot 10 \text{ mA} \cdot 1 \text{ sec} !$$

Die Verlustleistung der Röhre beträgt demnach 4 W. \\ \text{=====}

- d) Bei einer Spannung von 40 kV beträgt die Endgeschwindigkeit der Elektronen

$$v = 600 \cdot \sqrt{40\,000} \text{ km/sec} \\ = 120\,000 \text{ km/sec} \\ \text{=====}$$

Die Laufzeit ist demzufolge

$$t = \frac{2\ell}{v} = \frac{1 \text{ cm}}{120\,000 \text{ km/sec}} = 8,4 \cdot 10^{-5} \text{ } \mu\text{sec}$$

Nach(2.12) ist

$$\frac{m - m_e}{m_e} \cdot 100 = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{120\,000}{300\,000}\right)^2}} - 1 \right) \cdot 100\% \\ = 9,2\% \\ \text{=====}$$

Die errechnete Geschwindigkeit von 120 000 km/sec wird also in Wirklichkeit nicht erreicht, da die Ruhemasse bereits um fast 10% überschritten wird. Für genauere Berechnungen ist eine Korrektur erforderlich, welche von Lorentz angegeben wurde. Wir verweisen z.B. auf (2), Seite 106 bis 108.

A 2.1a) Aus 2.19 erhält man

$$\operatorname{tg} \delta = - \frac{e \cdot e}{m_e v_o^2} \cdot \ell$$

Nun ist nach (1.9)

$$v_o^2 = \frac{2 \cdot e}{m_e} \cdot U,$$

also

$$\operatorname{tg} \delta = - \frac{U_p \cdot \ell}{2 \cdot a \cdot U} = - \frac{200 \text{ V} \cdot 4 \text{ cm}}{2 \cdot 1 \text{ cm} \cdot 2000 \text{ kV}} = -0,2$$

$$\delta = -11^\circ 20'$$

=====

b) Aus Abb. 6 ergibt sich

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{s}{L},$$

also ist

$$\begin{aligned} \frac{s}{U_p} &= \frac{L \cdot \operatorname{tg} \delta}{U_p} = \frac{\ell \cdot L}{2a' \cdot U} \\ &= \frac{4 \text{ cm} \cdot 30 \text{ cm}}{2 \text{ cm} \cdot 2000 \text{ V}} = 0,03 \text{ cm/V} \end{aligned}$$

=====

A 2.2a) Als Frequenz der Wechselspannung muß der reziproke Wert der Umlaufzeit T gewählt werden. Das ist nach (2.26)

$$\begin{aligned} f = \frac{1}{T} &= \frac{q_\alpha \cdot B}{2\pi m_\alpha} = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 10\,000 \cdot 10^{-8} \text{ Vs}}{2 \cdot 6,7 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot 3,14} \\ f &= 7,6 \text{ MHz} \end{aligned}$$

=====

b) Vor dem Verlassen des Zyklotrons bewegen sich die Teilchen auf einem größten Kreis von 1 m Radius. Dazu ist nach (2.25) eine Geschwindigkeit

$$v = \frac{R \cdot q_\alpha \cdot B}{m_\alpha}$$

erforderlich. Zu dieser Geschwindigkeit gehört nach (2.9) eine durchlaufene Spannung

$$U = \frac{v^2 \cdot m_\alpha}{2 q_\alpha} = \frac{R^2 \cdot \pi^2 \cdot q_\alpha}{2 m_\alpha}$$

$$= \frac{10^4 \text{ cm}^2 \cdot 10^8 \cdot 10^{-16} \text{ V}^2 \text{ sec}^2 \cdot 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ A sec}}{2 \cdot 6,7 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^4}$$

$$= 24 \text{ MV}$$

Die Energie der Teilchen ist demzufolge

$$A = q_\alpha \cdot U = 2 e \cdot U$$

$$= 48 \cdot 10^6 \text{ eV} = 48 \text{ MeV}$$

- c) Die durchlaufene Gesamtspannung beträgt 24 MV. Auf jedem Umlauf durchläuft ein  $\alpha$ -Teilchen  $2 \cdot 10^4$  V. Die Anzahl der Umläufe beträgt also

$$n = \frac{24 \cdot 10^6}{2 \cdot 10^4} = 1200 \text{ Umläufe}$$

Die Beschleunigung dauert demzufolge

$$t = n \cdot T = 1200 \cdot \frac{1}{24 \cdot 10^6} = 158 \text{ } \mu\text{sec}$$

- d) Die Massenzunahme der Teilchen resultiert aus ihrer Endgeschwindigkeit

$$v = \frac{R \cdot q_\alpha \cdot \pi}{m_\alpha} = \frac{10^2 \text{ cm} \cdot 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 10^4 \cdot 10^{-8} \text{ Vs}}{2,6 \cdot 10^{-24} \text{ g}}$$

$$= 1,27 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec} = 127 \cdot 10^3 \text{ km/sec}$$

Damit ergibt sich

$$\frac{m - m_\alpha}{m_\alpha} \cdot 100 = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \left( \frac{127000}{300000} \right)^2}} - 1 \right) \cdot 100\%$$

$$= 10,5\%$$

$$= 1,3\%$$

3.1 Für die näherungsweise Ermittlung des Weges geht man aus vom Brechungsgesetz (2.3a):

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}$$

Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Spannungen  $U_1$  und  $U_2$  gegen die Ruhelage des Elektrons (Elektronenquelle) gemessen werden müssen. Da die Voltgeschwindigkeit des Elektrons mit 100 V angegeben ist, muß also  $U_1 = 100$  V eingesetzt werden. An den Potentialflächen soll jeweils ein Sprung von 20 V stattfinden. Das bedeutet, daß  $U_2 = 80$  V wird, denn das Elektron läuft ja gegen ein negatives Potential an! Man erhält also an der Potentialfläche +120 V:

$$\begin{aligned} \sin \alpha_2 &= \sin \alpha_1 \cdot \sqrt{\frac{U_1}{U_2}} = \sin 6^\circ \cdot \sqrt{\frac{100 \text{ V}}{80 \text{ V}}} \\ &= 0,1168 \end{aligned}$$

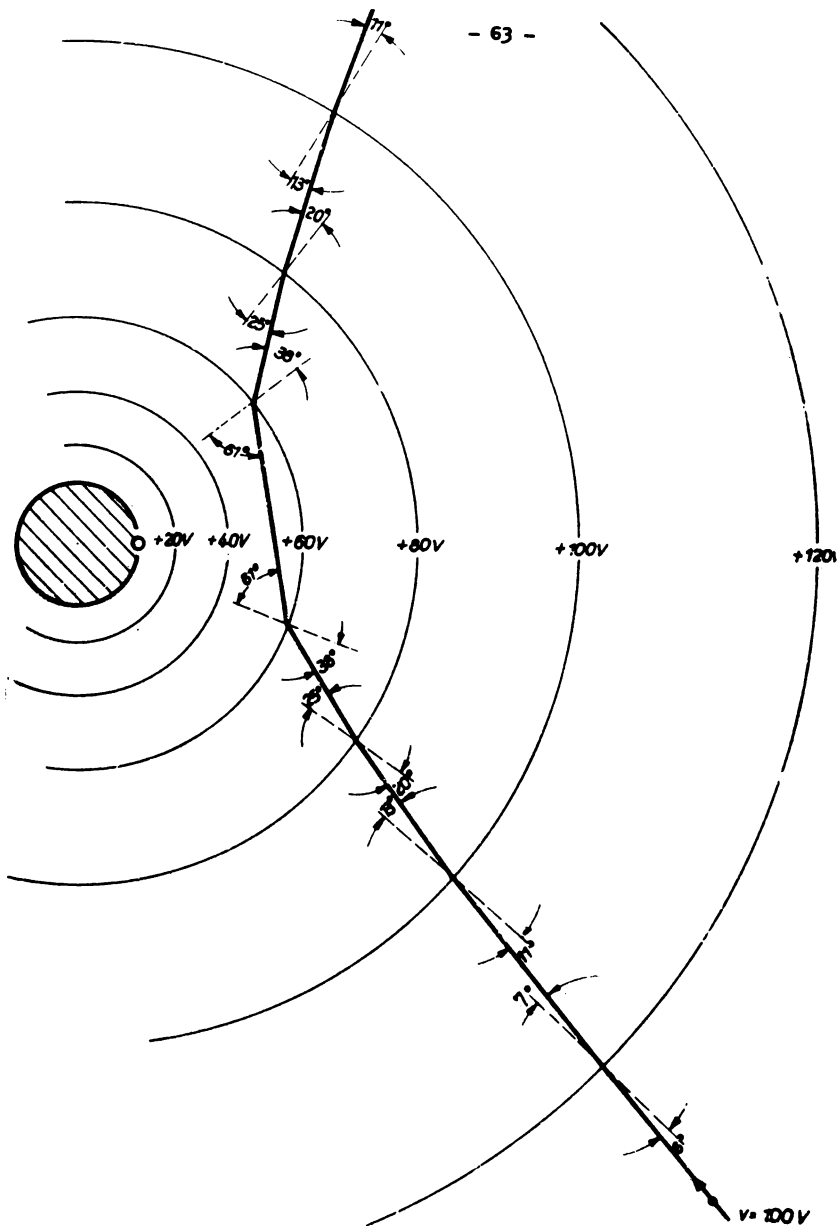
$$\alpha_2 = 6,7^\circ \approx 7^\circ$$

Nach Einzeichnen des neuen Wegstückes unter dem Winkel  $7^\circ$  bis zur nächsten Potentialfläche findet man dort einen neuen Einfallswinkel  $\alpha_1 = 11^\circ$ . Die Rechnung ergibt jetzt für den neuen Austrittswinkel

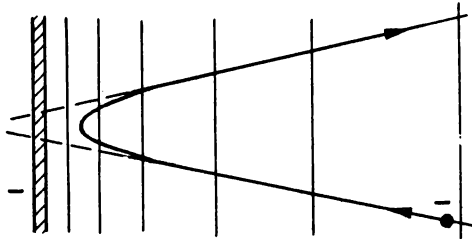
$$\begin{aligned} \sin \alpha_2 &= \sin 11^\circ \cdot \sqrt{\frac{80 \text{ V}}{60 \text{ V}}} = 0,22 \\ \alpha_2 &= 12,8^\circ \approx 13^\circ \end{aligned}$$

usw., bis sich schließlich das Elektron wieder von der negativen Kugel entfernt. Dabei ergeben sich dann durch Umkehren der Gleichung rückwärts wieder die gleichen Winkel wie beim Anflug.

Der Verlauf des Weges ist aus beiliegender Konstruktion zu ersehen. Das Elektron beschreibt also eine symmetrische Bahnkurve, welche die Form einer Hyperbel besitzt.



3.2 Beim Flug eines Elektrons gegen eine ebene negativ geladene Fläche würde die Bahnkurve im Prinzip den gleichen Verlauf nehmen wie bei Aufgabe 3.1.



Nur wäre der Umkehrpunkt wesentlich schärfer ausgeprägt als bei der Kugel, da ja hier die Potentialflächen ebenfalls Ebenen sind (siehe Bild).

Da sich das Elektron in hinreichend großer Entfernung von der Fläche praktisch auf den Asymptoten der Hyperbel bewegt, entsteht ein Bild, wie es vom Reflexionsgesetz der Lichtoptik her bekannt ist. Tatsächlich prallt das Elektron nicht wie ein Ball auf die Fläche auf, sondern wird bereits vorher durch die Gegenspannung gebremst.

Ist seine Geschwindigkeit nicht groß genug, so erreicht es wie hier die Fläche nicht, sondern kehrt bereits vorher um. Der Schnittpunkt der Hyperbelasymptoten braucht dabei nicht auf der Oberfläche des "reflektierenden" Körpers zu liegen. Solche Reflexion kann auch im Raum an irgendwelchen Potentialflächen stattfinden.

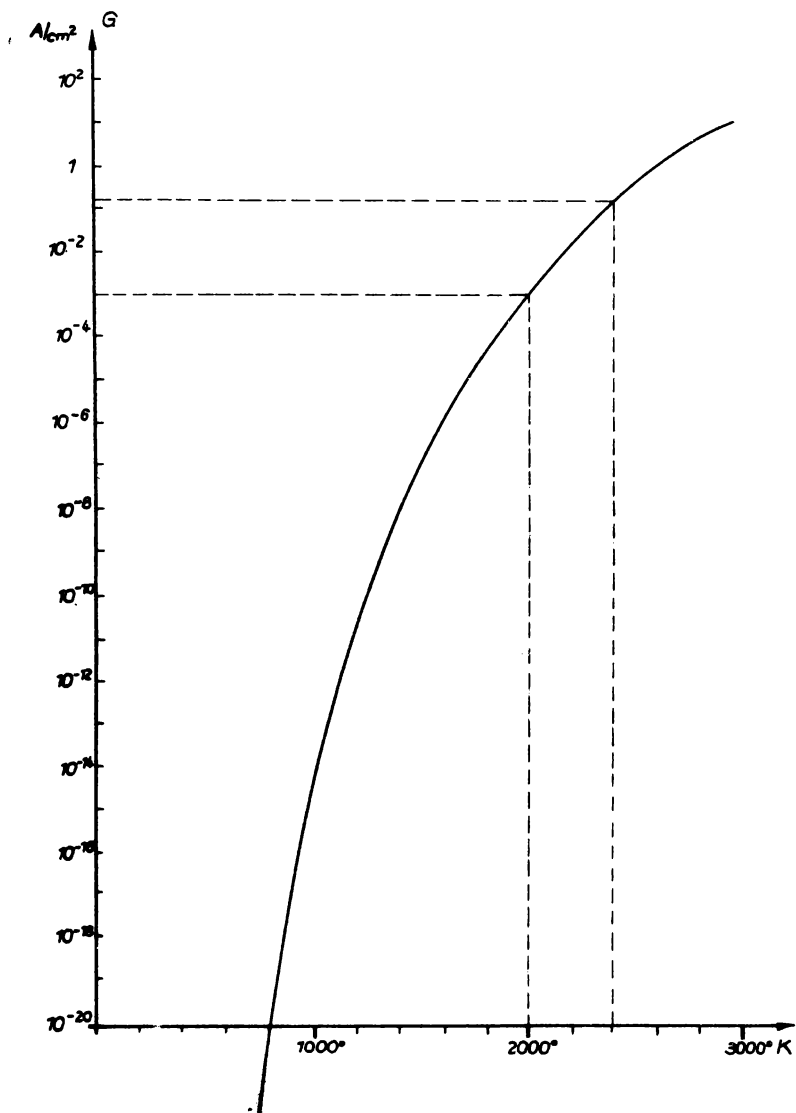
A 5.1 a) Mit Hilfe der Gleichung (2.41) erhält man folgende Tabelle:

$T (^{\circ}\text{K})$	$G (\text{A}/\text{cm}^2)$
300	$1 \cdot 10^{-70} !$
1000	$1 \cdot 10^{-15}$
1200	$1 \cdot 10^{-11}$
1400	$7 \cdot 10^{-9}$
1600	$1 \cdot 10^{-6}$
1800	$6 \cdot 10^{-5}$
2000	$1,5 \cdot 10^{-3}$
2200	$1,8 \cdot 10^{-2}$
2400	$1,7 \cdot 10^{-1}$
2600	$1,1 \cdot 10^0$
2800	6
3000	23

Die Abhängigkeit der Emissionsdichte von der Temperatur ist in nebenstehendem Diagramm in logarithmischem Maßstab aufgetragen. Der Wert bei Zimmertemperatur ist derart klein, daß seine Darstellung selbst in diesem Maßstab auf Schwierigkeiten stößt.

Die Kurve zeigt deutlich, daß bei Wolfram unterhalb  $1000^{\circ}\text{K}$  kaum eine verwendbare Emissionsdichte vorhanden ist. Jedoch steigt die Emission mit wachsender Temperatur außerordentlich stark an, von 1000 bis  $2000^{\circ}\text{K}$  allein um 12 Zehnerpotenzen.

- b) Eine Emissionsdichte von  $1 \text{ mA}/\text{cm}^2$  findet man im Diagramm bei einer Temperatur von  $2000^{\circ}\text{K}$ . Oberhalb dieser Temperatur ist also erst eine merkliche Emission festzustellen.
- c) Ändert man die Temperatur der Kathode um 10%, also z.B. von  $2000^{\circ}$  auf  $2200^{\circ}$ , so steigt der Emissions-





strom auf das 10-fache an (hier von 1 mA auf 10 mA)!  
Das gleiche gilt für eine Temperaturabnahme.

- d) Für die Wolframkathode findet man bei  $2400^{\circ}\text{K}$  eine Emissionsstromdichte von  $0,1 \text{ A/cm}^2$ . Aus Gleichung (2.41) errechnet sich die Emissionsdichte für eine Bariumoxydkathode bei  $1000^{\circ}\text{K}$  etwa zu  $1,100 \text{ A/cm}^2$ . Dieser Wert überrascht zunächst und stimmt auch mit den experimentell ermittelten Werten nicht überein.

Das ist zu erklären durch die ungleichmäßige Emission der aktiven Schicht von Oxydkathoden. Nicht die gesamte Oberfläche liefert den errechneten Strom, sondern nur gewisse Emissionszentren, welche über die Oberfläche gleichmäßig verteilt sind (nachgewiesen durch Aufnahme mit dem Elektronenmikroskop). Immerhin kommt man bei  $1000^{\circ}\text{K}$  auch experimentell auf Stromdichten von einigen  $\text{A/cm}^2$ , also um mindestens eine Größenordnung höher als mit Wolfram bei  $2400^{\circ}\text{K}$ .

Aus dieser Betrachtung ist klar der enorme Vorteil aktivierter Kathoden zu erkennen. Sie werden daher auch überall dort angewandt, wo es die Betriebsbedingungen irgend zulassen.

Beantwortung der Prüfungsfragen:

F 1.1 Das Verhalten eines Elektrons im homogenen elektrischen Feld entspricht ganz dem eines Körpers im Schwerfeld der Erde<sup>1)</sup>. In beiden Fällen wirkt eine beschleunigende konstante Kraft auf die betrachtete Masse ein, wobei als Ursache beim Elektron die elektrischen Anziehungskräfte, im Schwerfeld der Erde die Massenanziehung zu nennen ist. Daher entsprechen sich auch die Gesetzmäßigkeiten der Bewegung vollständig, wie aus den aufgestellten Gleichungen zu ersehen ist. An die Stelle der Erdbeschleunigung  $g$  tritt im elektrischen Feld die Beschleunigung  $b = \frac{e \cdot E}{m_e}$ .

F 1.2 Die Geschwindigkeit eines Elektrons im elektrischen Feld hängt außer von den für das Elektron charakteristischen Größen - seiner Ladung und seiner Masse - allein von der Spannung ab, welche es von dem Punkte an durchlaufen hat, an dem es sich in Ruhe befand. Der zurückgelegte Weg oder die für diesen Weg benötigte Zeit besitzen keinen Einfluß auf die erreichte Geschwindigkeit. Daher wird die Elektronengeschwindigkeit oft in Volt durchlaufener Spannung angegeben.

F 1.3 Elektronen erreichen bereits nach wenigen Volt durchlaufener Spannung außerordentlich hohe Geschwindigkeiten, so daß die in technischen Röhren auftretenden kleinen Entfernungen zwischen Kathode und Anode praktisch zeitlos durchlaufen werden (vergl. Aufgabe 1.1). Daher wirken sich Änderungen der beschleunigenden Span-

---

<sup>1)</sup> Hier muß vorausgesetzt werden, daß die Betrachtungen in einem hinreichend kleinen Raum vorgenommen werden, in welchem das Schwerfeld der Erde als homogen angesehen werden kann. In Wirklichkeit ist das Schwerfeld ein Zentralfeld, alle Kraftrichtungen laufen zum Erdmittelpunkt hin!

nung verzögerungsfrei auf den Elektronenstrom aus. Erst wenn die Schwingungsdauer solcher Spannungsänderungen (Wechselspannungen) in der Größenordnung der Elektronenlaufzeit liegt, muß die endliche Geschwindigkeit der Elektronen berücksichtigt werden. Das ist jedoch erst bei Frequenzen von einigen 100 MHz der Fall.

F 1.4 10 kV Elektronengeschwindigkeit bedeutet, daß die Elektronen von ihrer Ruhelage aus (Elektronenquelle) 10 kV Spannung durchlaufen und eine wirkliche Geschwindigkeit von  $600 \cdot \sqrt{10\,000} \text{ km/sec}$  erreicht haben.

F 2.1 Die Unterschiede zwischen den im elektrischen bzw. magnetischen Feld auf ein Elektron wirkenden Kräften sind in den Ursachen dieser Kräfte zu suchen. Im elektrischen Feld wirken elektrische Anziehungs- und Abstoßungskräfte zwischen den Ladungen, welche das Feld hervorrufen, und der Ladung des Elektrons. Die Kräfte wirken daher stets in Richtung der elektrischen Feldlinien und sind unabhängig von der jeweiligen Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit des Elektrons. Ihre Größe ist allein abhängig von der Elektronenladung und von der elektrischen Feldstärke an dem Ort, an welchem sich das Elektron gerade befindet. Im magnetischen Feld kommt es zu einer Kraftwirkung infolge des magnetischen Feldes, von welchem ein bewegtes Elektron stets umgeben ist. Die Kräfte sind daher nicht nur von der Elektronenladung und der magnetischen Feldstärke (bzw. magnetischen Flußdichte) abhängig, sondern auch noch von Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung des Elektrons. Ihre Richtung steht stets senkrecht auf der Ebene, welche Kraftlinienrichtung und Bewegungsrichtung des Elektrons miteinander bilden.

F 2.2 Die Bahn eines Elektrons bei elektrostatischer bzw. magnetischer Ablenkung - homogene Felder vorausgesetzt - ist parabel- bzw. kreis- oder schraubenförmig auf Grund

der Eigenschaften der jeweiligen Kraftwirkungen. Die entsprechenden mechanischen Probleme sind der schräge Wurf bzw. die gleichförmige Kreisbewegung.

- F 2.3** Im magnetischen Feld erfährt ein Elektron grundsätzlich keine Energiezunahme. Seine Geschwindigkeit bleibt der Größe nach konstant und ändert lediglich ihre Richtung. Im elektrischen Feld erfolgt zunächst eine Beschleunigung, welche zu einer Energieaufnahme führt. Ob dieser Energie- bzw. Geschwindigkeitszuwachs des Elektrons erhalten bleibt, oder ob und wie weit er wieder rückgängig gemacht wird, hängt von der Feldverteilung außerhalb des Querfeldes ab.
- F 2.4** Die Zerlegung von weißem Licht in ein Spektrum bei Durchgang durch ein Prisma ist zurückzuführen auf die verschiedene Ablenkung von Licht verschiedener Wellenlänge. Bei der Ablenkung von Ladungsträgern könnte eine solche Aufspaltung des abgelenkten Strahles durch zweierlei Ursachen zustandekommen. Erstens kann es sich um gleiche Teilchen verschiedener Geschwindigkeit handeln, wobei die Teilchen mit größerer Geschwindigkeit eine geringere Ablenkung erfahren. Zweitens könnten die Teilchen zwar gleiche Geschwindigkeit, aber verschiedene Masse besitzen. Teilchen größerer Masse würden dann ebenfalls weniger stark abgelenkt werden. Auf diese Weise lassen sich z.B. Geschwindigkeit und Masse unbekannter Teilchen bestimmen (Massenspektrographie).
- F 3.1** Das Brechungsgesetz der Lichtoptik beruht auf einer Anordnung, bei welcher der Lichtstrahl aus einem Medium konstanter Brechzahl durch eine brechende Fläche in ein zweites Medium mit einer anderen Brechzahl eintritt. Die Brechzahlen sind abhängig von der optischen Dichte der Medien und sind proportional  $c/v$  Lichtgeschwindigkeit in dem jeweiligen Medium.

Eine entsprechende Anordnung für Elektronenstrahlen muß gewährleisten, daß zwischen zwei Gebieten, in denen die Elektronengeschwindigkeit verschieden, aber konstant ist, ein praktisch sprunghafter Übergang zu verzeichnen ist. Die Gebiete müssen also ein jeweils konstantes Potential besitzen, damit eine Kraftwirkung auf das Elektron nur in der Übergangsschicht stattfindet. Solche Verhältnisse lassen sich durch die im Abschnitt 2.14 beschriebene Anordnung nur angenähert erreichen.

- F 3.2 Der äußere Unterschied zwischen dem Brechungsgesetz der Elektronenstrahlen und dem der Lichtstrahlen besteht darin, daß Elektronen zum Einfallslot hin abgelenkt werden, wenn sich ihre Geschwindigkeit vergrößert, während die Lichtgeschwindigkeit im entsprechenden Falle kleiner wird. Dadurch tritt beim Brechungsgesetz der Lichtoptik direkt das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten auf, beim Brechungsgesetz der Elektronenstrahlen jedoch das reziproke Verhältnis der Elektronengeschwindigkeiten. Die Lösung dieser scheinbaren Unvereinbarkeit beider Gesetze wird durch die Wellenmechanik geliefert. Die Tatsache, daß sich jeder Bewegung materieller Teilchen auch eine Wellenerscheinung zuordnen läßt und umgekehrt, wobei die Teilchengeschwindigkeiten im umgekehrten Verhältnis zueinander stehen, wie die Phasengeschwindigkeiten der zugehörigen Welle, ermöglicht die völlige Übereinstimmung beider Brechungsgesetze.
- F 3.3 Die Beantwortung geht aus den Abb. 9 bis 12 hervor. Der Verlauf eines achsenparallel einfallenden Elektronenstrahles ist entsprechend der Aufgabe 3.1 mit dem Brechungsgesetz (2.30) zu erklären.
- F 3.4 In der geometrischen Elektronenoptik sind ebenso wie in der Lichtoptik das Brechungsgesetz und das Reflexionsge-

setz von grundlegender Bedeutung. Die Erklärung dieser Gesetze geht aus Abschnitt 2.14 bzw. Aufgabe 3.2 hervor.

F 4.1 Unter Ionisation eines Gases versteht man die Erzeugung frei beweglicher Ladungsträger durch Abspalten von Elektronen aus der Elektronenhülle der neutralen Gasatome bzw. -moleküle. Dadurch entstehen neben den abgespalteten Elektronen positive Gasionen, das Gas wird leitfähig. Zur Ionisierung eines Atoms bzw. Moleküls ist eine für das betreffende Gas charakteristische Mindestenergie, die Ionisierungsenergie  $eU_i$  erforderlich. Diese kann geliefert werden durch den Aufprall von Elektronen oder andere Materieteilchen, z.B. Atomkerne, Ionen, Atome oder Moleküle sowie durch Auftreffen von energiereicher elektromagnetischer Strahlung, z.B. uv-Strahlung, Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung. Die Beschleunigung der aufprallenden Teilchen kann verschiedene Ursache haben. Handelt es sich um Ladungsträger, so ist die Ursache der Beschleunigung meist ein elektrisches Feld. Bei elektrisch neutralen Teilchen stammt die Ionisierungsenergie gewöhnlich aus der thermischen Bewegung, wird also dem Gas durch Erwärmung zugeführt. So kann man z.B. bereits in einer Kerzenflamme eine beträchtliche Ionisierung feststellen. Ist die zur Ionisierung eines Atoms führende Energie größer als die erforderliche Ionisierungsenergie, so wird der Restbetrag dem abgespaltenen Elektron als kinetische Energie mitgegeben, falls nicht sogar mehrere Elektronen gleichzeitig abgespalten werden.

F 4.2 Unter Anregung eines Gasatoms versteht man die Aufnahme bestimmter, für das betreffende Gas charakteristischer Energiebeträge (z.B. beim Zusammenstoß mit Elektronen), welche durch das Atom nach außerordentlich kurzer Zeit ( $10^{-8}$  sec) in Form elektromagnetischer Strahlung wieder abgegeben werden. Das dadurch erzeugte Licht besitzt in-

folgedessen ein für das Gas charakteristisches Linienspektrum. Die Anwendung dieser Erscheinung in der Technik umfaßt verschiedenartige Gebiete. Für physikalische und optische Messungen ist die Erzeugung monochromatischen Lichtes mit Hilfe der sogenannten Spektrallampen zu nennen. In der Lichttechnik findet die Verwendung von Leuchtröhren und Leuchtstofflampen immer weitere Verbreitung. Der Wirkungsgrad solcher Lampen liegt erheblich höher als bei den üblichen Glühfadenlampen, da praktisch keine Verlustwärme entsteht. Für Projektionszwecke und in der Medizin sind die Quecksilberdampflampen von Bedeutung. Mit ihnen läßt sich eine außerordentlich hohe Leuchtdichte erzielen (bei Hg-Dampf-Höchstdrucklampen bis zu 200 000 Stilb), wobei der hohe Anteil an Ultraviolett-Strahlung für Bestrahlungszwecke Verwendung findet. Zur Wirkungsweise all dieser Lampen muß jedoch gesagt werden, daß neben dem Anregungsleuchten auch das Wiedervereinigungsleuchten der Rekombinationsvorgänge an der Strahlungserzeugung großen Anteil hat, so daß diese Anwendungen nicht auf die Anregung allein zurückgeführt werden können.

F 4.3 "Elektrolytische" Dissoziation tritt bei einer besonderen Art chemischer Verbindung auf, den sogenannten Ionenbindungen (heteropolaren Bindungen), welche durch den Zusammenschluß verschieden geladener Atome (Ionen) zustande kommen. Der Zusammenhalt der Moleküle wird durch die elektrostatischen Anziehungskräfte der Ionen bewirkt. Typische Vertreter dieser Ionenbindungen sind die Salze. Wird solch ein Salz in einer isolierenden Flüssigkeit, vorzüglich in Wasser, gelöst, so dringen Moleküle des Lösungsmittels zwischen das "Ionengitter" der Salzkristalle, wodurch die Anziehungskräfte verringert und die Ionen z.T. voneinander getrennt werden (dissoziieren = auseinanderfallen). In der Lösung sind daher frei bewegliche positive und negative Ionen vorhanden, die Lö-

sung ist leitfähig. Eine "thermische" Dissoziation der Salze tritt in ihrer Schmelze auf, in welcher sich die Ionen durch die starke thermische Bewegung voneinander lösen und frei beweglich werden.

Bei der Dissoziation entsteht also ein Zerfall besonderer chemischer Verbindungen in ihre Bestandteile (Ionen) unter Einwirkung eines Lösungsmittels (elektrolytische D.) oder durch Zuführung von Wärmeenergie (thermische D.). Ionisation dagegen ist die Abspaltung von Elektronen aus den neutralen Atomen oder Molekülen irgendwelcher Gase oder Dämpfe unter Einwirkung von Stoßenergie oder Strahlungsenergie.

**F 4.4** Rekombination ist die Wiedervereinigung eines positiven Gaseions mit einem Elektron zu einem neutralen Atom oder Molekül. Sie ist von Bedeutung für die Entionisierung eines Gases nach Unterbrechung der Entladung. Diese soll in technischen Entladungsgefäßen meist nach möglichst kurzer Zeit abgeschlossen sein.

**F 5.1** Unter Elektronenemission versteht man das Aussenden freier Elektronen aus der Oberfläche fester Körper in den gasgefüllten oder leeren Raum. Da diese Elektronen unter normalen Verhältnissen mit großen molekularen Kräften an den Atomverband der festen Körper gebunden sind, können sie nicht von selbst aus diesem Verband in den freien Raum austreten. Nur Elektronen mit verhältnismäßig hoher kinetischer Energie ist ein Austritt aus der Oberfläche eines festen Körpers möglich, ähnlich wie zur Entfernung aus dem Anziehungsbereich der Erde ganz bestimmte genau berechenbare Geschwindigkeiten gehören. Erst wenn die erforderliche Austrittsenergie den Elektronen von außen her zugeführt wird, läßt sich eine Emission erwarten.



F 5.2 Die verschiedenen Möglichkeiten, eine Elektronenemission zu erreichen, unterscheiden sich durch die Art und Weise, wie den Elektronen die erforderliche Austrittsenergie zugeführt wird. Diese Energie kann aus dem Wärmeinhalt des Körpers selbst stammen. Man spricht dann von thermischer Emission. Sie kann jedoch dem einzelnen Elektron auch direkt von außen zugeführt werden, z.B. durch Energiequanten einer elektromagnetischen Strahlung, durch Elektronen- oder Ionenstoß. Diese Vorgänge führen zur Photoemission bzw. zur Sekundäremission usw. Eine andere Art der Emission wird dadurch herbeigeführt, daß die elektrostatischen Bindungskräfte, welche die Elektronen im Atomverband festhalten, durch Anlegen von hohen Spannungen verringert werden. Diese sogenannte Feldemission tritt jedoch erst merklich bei Feldstärken von  $10^6 \text{ V/cm}$  in Erscheinung.

F 5.3 Als thermische Emission bezeichnet man den Austritt von freien Elektronen aus der Oberfläche eines festen Körpers (meist Metall) in den Raum mit Hilfe der thermischen Energie, welche ihnen aus dem Wärmeinhalt des Körpers mitgeteilt worden ist. Diese Emission läßt sich nur dann beobachten, wenn die Temperatur des betreffenden Körpers erheblich über der Zimmertemperatur liegt. Selbst bei den höchsten technisch erreichbaren Temperaturen ist der Anteil der Elektronen, welche die erforderliche Austrittsarbeit leisten können, an der Gesamtzahl nur außerordentlich gering, so daß durch die Emission der Elektroneninhalt des Metalles praktisch nicht verringert wird.

F 5.4 Die Austrittsarbeit reiner Metalle läßt sich durch Aufbringen von atomaren oder molekularen Fremdschichten auf die Oberfläche des Metalles herabsetzen. Praktisch verwendet werden dabei Elektroden aus Wolfram mit einer Schicht Thorium oder noch häufiger solche aus Nickel mit

einer Ba-BaO-Schicht. Solche "aktivierten" Kathoden besitzen bereits bei Temperaturen, welche erheblich unter dem Schmelzpunkt des Grundmetalles liegen, eine hinreichend große Emissionsstromdichte, da die Austrittsarbeit durch die Aktivierung auf einen Bruchteil ( $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{1}{5}$ ) der Austrittsarbeit des Grundmetalles herabgesetzt wird.

**F 6.1** Fotoemission und Sekundäremission unterscheiden sich voneinander durch die Art der Energiezuführung zur emittierenden Elektrode. Bei der Fotoemission wird die für die Emission der Metallelektronen erforderliche Energie durch die Energiequanten einer elektromagnetischen Strahlung (Lichtstrahlung) geliefert, während die Energie für die Sekundäremission durch die kinetische Energie der auftreffenden Primärelektronen aufgebracht wird. In beiden Fällen kann eine Emission nur dann erzielt werden, wenn die einzelnen Energiebeträge - also die Energie eines Lichtquants bzw. die Energie eines Primärelektrons - mindestens gleich der Austrittsarbeit des betreffenden Metalles sind. Die Voraussetzung für eine Emission ist also eine hinreichend hohe Lichtfrequenz bzw. eine hinreichend große Elektronengeschwindigkeit. Ist diese Bedingung erfüllt, so steigt die Ausbeute beim normalen Fotoeffekt mit zunehmender Quantenenergie - also abnehmender Wellenlänge - monoton an, während sie bei der Sekundäremission mit wachsender Spannung ein Maximum erreicht und dann wieder monoton abnimmt. In beiden Fällen besteht bei konstanter Quantenenergie bzw. Primärelektronenenergie Proportionalität zwischen emittierten Elektronen und einfallenden Quanten bzw. Primärelektronen.

**F 6.2** Die wesentlichen Gesetzmäßigkeiten bei der Fotoemission bestehen erstens in der strengen Proportionalität zwischen Fotostrom und Lichtstrom und zweitens im Auftreten einer für jedes Material charakteristischen Grenzwellenlänge, oberhalb derer keine Emission mehr zu erzielen ist.

Die Erklärung für beide Erscheinungen wird durch die Quantentheorie geliefert, welche aussagt, daß die Lichtenergie nicht kontinuierlich, sondern quantenhaft übertragen wird. Die Größe der einzelnen Energiequanten ist proportional der Frequenz der betreffenden Strahlung ( $\epsilon = h\nu$ ). Eine Emission kann also nur erfolgen, wenn diese Energie mindestens gleich der Austrittsarbeit ist ( $h \cdot \nu = eU_A$ ), woraus sich das Auftreten der Grenzwellenlänge  $\lambda_a = \frac{c \cdot h}{eU_A}$  sofort erklärt. Die Proportionalität zwischen Fotostrom und Lichtstrom ergibt sich direkt aus der Proportionalität zwischen einfallenden Lichtquanten und emittierten Elektronen.

- 6.3 Unter selektivem Fotoeffekt versteht man das Auftreten von maximalen Empfindlichkeiten bei bestimmten Wellenlängen gegenüber benachbarten Wellenlängen des bestrahlenden Lichtes. Er tritt gewöhnlich bei Schichtkathoden in Erscheinung und wird für solche Zwecke technisch ausgenützt, bei welchen die Emission bestimmte Wellenlängen, z.B. sichtbares Licht, bevorzugen soll.
- 6.4 Beim Aufprall von Ladungsträgern auf feste Körper (Elektroden) wird gewöhnlich der größte Prozentsatz der freiwerdenden Energie in Wärme umgesetzt, durch welche die Temperatur der getroffenen Elektrode erheblich ansteigen kann. Durch einen weiteren kleinen Teil der Energie wird eine Emission von Elektronen hervorgerufen, wobei die Zahl der emittierten Elektronen weit größer sein kann, als die der auftreffenden Ladungsträger. Der Rest der Energie wird durch die Atome des festen Körpers kurzzeitig aufgenommen und als Strahlung wieder abgegeben. Dabei kann es sich um Strahlung im sichtbaren Bereich (Lumineszenz), um Ultraviolett- oder Röntgenstrahlung handeln.

6.5 Die Elektronenemission durch Ionenstoß bildet die Grundlage für die Erzeugung von Ladungsträgern in Röhren mit kalten Elektroden. Außer in den bekannten Glimmlampen spielen diese in Sondergebieten der industriellen Elektronik überall dort eine Rolle, wo die betreffenden Röhren nur selten in Tätigkeit treten und in der Zwischenzeit die Heizleistung für thermische Emission gespart werden soll.

3 Anmerkung zu Seite 45 Formel (2.41)

Hier ist die Basis der Exponentialfunktion selbstverständlich die Basis des natürlichen Logarithmus  $e = 2,718$ , während im Exponenten die Elementarladung  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$  steht. Dieser Fall tritt an späterer Stelle wiederholt auf

Literatur-und Quellenverzeichnis

Die numerierten Bücher sind im Text zitiert, unterstrichene Titel können unmittelbar neben dem Studium verwendet werden.

- (1) H.Barkhausen Lehrbuch der Elektronenröhren  
Band 1. Allgemeine Grundlagen  
Band 2. Verstärker  
Band 3. Rückkopplung  
Band 4. Gleichrichter und Empfänger  
S.Hirzel - Verlag, Leipzig
- (2) Desse/Mierdel Der elektrische Strom im Hochvakuum  
und in Gasen  
S.Hirzel - Verlag, Leipzig
- N.A.Kapzew Elektrische Vorgänge in Gasen und im  
Vakuum  
Dtsch.Verlag d.Wissenschaften, Berlin
- F.Ollendorff Elektronik des Einzelelektrons  
Springer - Verlag, Wien
- (3) G.A.Tjagunow Elektronen- und Ionenröhren  
W.Knapp - Verlag, Halle
- A.A.Schaposchnikow Elektronen-und Ionenröhren  
Verlag Technik, Berlin
- L.N.Dobrezow Elektronen-und Ionenemission  
Verlag Technik, Berlin
- G.Rose Fundamente der Elektronik  
Verl.f.Radio-Foto-Kinotechnik,  
Bln-Borsigw.
- F.Cubasch Spezialröhren  
Verl.f.Radio-Foto-Kinotechnik,  
Bln-Borsigw.
- K.H.Rumpf Bauelemente der Elektronik  
Verlag Technik, Berlin
- (4) P.Görlich 1. Die Photozellen  
2. Anwendung der Photozellen  
Akad.Verlagsges.Geest u.Portig, Leipzig
- (5) R.Kretzmann 1. Handbuch der industriellen Elektro-  
nik  
2. Schaltungsbuch der industr.Elektro-  
nik  
Verlag f. Radio-Foto-Kinotechnik,  
Bln-Borsigw.

- Rothe/Kleen**  
1. Grundlagen u. Kennlinien der Elektronenröhre  
2. Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker  
3. Elektronenröhren als End- und Senderverst.  
4. Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter  
Akad. Verlagsges. Geest u. Portig, Leipzig
- H. Bartels**  
Grundlagen der Verstärkertechnik  
Hirzel - Verlag, Stuttgart
- (6) **B. Wagner**  
Elektronische Verstärker  
Verlag Technik, Berlin
- O. Diciel**  
Niederfrequenzverstärker-Praktikum  
Franzisz-Verlag, München
- J. Kammerloher**  
Hochfrequenztechnik  
Teil II. Elektronenröhren und Verstärker  
Teil III Gleichrichter  
Winter'sche Verlagsbuchh. Füssen
- G. Nüsslein**  
Gleichspannungsverstärker  
Verlag Technik, Berlin
- K. Steimel**  
Elektronische Speisegeräte  
Franzisz-Verlag, München
- Masel**  
Gleichrichter und Spannungsregler  
Fachbuchverlag Leipzig
- Davis/Weed**  
Grundlagen der industriellen Elektronik  
Verlag Technik, Berlin
- R. Lappe**  
Stromrichter  
Verlag Technik, Berlin
- H. Richter**  
Praxis der Elektronik  
1. Elektronik im Selbstbau und Versuch  
2. Praktische Elektronik für jeden Beruf  
Frankh'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart
- (7) **H. W. Fricke**  
Der Kathodenstrahl-Oszillograph  
Fachbuchverlag Leipzig

- (8) J.Czech Oszillografen-Meßtechnik  
(Der Elektronenstrahl-Oszillograf)  
Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik,  
Bln-Borsigw.
- G.Welf Kathodenstrahl-Oszillografen  
Franzis-Verlag, München
- H.Richter Hilfsbuch für Kathodenstrahl-Oszillo-  
grafie  
Franzis-Verlag, München
- (9) Wainrib/Miljutin Elektronenoptik  
Verlag Technik, Berlin
- W.Glaser Grundlagen der Elektronenoptik  
Springer - Verlag, Wien
- (10) Picht/Gain Das Elektronenmikroskop  
Fachbuchverlag Leipzig
- Rint/Kretzer H a n d b u c h  
für Hochfrequenzen-und Elektrotechniker  
Band 1 .... 6  
Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik,  
Bln-Borsigw.
- H.Pitsch Hilfsbuch für die Funktechnik  
Akad.Verlagsges.Geest u.Portig,  
Leipzig

# "Elektronik", Lehrbrief 1

(Fehlerberichtigung)

## Achtung!

Nachfolgende Fehlerberichtigung ist zweckmäßig vor Beginn des Studiums in den Lehrbrief einzutragen!

Seite 8 Formel (2.9)  
Der zweite Teil von Formel (2.9) ist zu streichen:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \sqrt{U} \quad (2.9)$$

Dafür ist auf Seite 9 anschließend an Formel (2.11) zu schreiben:

$$v/\text{km s}^{-1} = 600 \sqrt{U/V} \quad (2.9a)$$

Seite 45 Formel (2.41)  
Hier ist die Basis der Exponentialfunktion selbstverständlich die Basis des natürlichen Logarithmus  $e = 2,718 \dots$ , während im Exponenten die Elementarladung  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$  steht. Dieser Fall tritt an späterer Stelle wiederholt auf

Seite 58 Es muß heißen (Zeile 8)  
$$v = 600 \sqrt{U/V} \frac{\text{km}}{\text{sec}} = \dots$$

Seite 60 Zeile 3  
Es muß heißen:  
Nun ist nach (2.9a) . . .  
Zeile 6 und 7  
Es muß heißen:  
$$\tan \varphi = - \frac{U_p \cdot 1}{2a \cdot U} = - \frac{200 \text{ V} \cdot 4 \text{ cm}}{2,1 \text{ cm} \cdot 2 \text{ kV}} = - 0,2$$
$$\varphi = - 11^\circ 20'$$

4. Zeile von unten

Es muß heißen:

$$f = \dots = \frac{2,1 \cdot 6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 10000 \cdot 10^{-8} \text{ Vs cm}^{-2}}{3,14 \cdot 2,6 \cdot 7 \cdot 10^{-24} \text{ g}}$$



Seite 61 5. Zeile von unten

Es muß heißen:

$$t = n \cdot T = 1200 \cdot \frac{1}{7,6 \cdot 10^6 \text{ Hz}} = 158 \mu\text{s}$$

2. Zeile von unten

Es muß heißen:

$$\begin{aligned} v = \dots &= \frac{10^2 \text{ cm} \cdot 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 10^4 \cdot 10^{-8} \text{ Vscm}^{-2}}{6,7 \cdot 10^{-24} \text{ g}} \\ &= 4,78 \cdot 10^9 \text{ cm s}^{-1} = 47\,800 \text{ km s}^{-1} \end{aligned}$$

Seite 62 Zeile 2 und 3

Es muß heißen:

$$\begin{aligned} \dots &= \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{47\,8000}{300\,000}^2}} - 1 \right) \cdot 100 \% \\ &= 1,3 \% \end{aligned}$$

Seite 67 Zeile 4

Es muß heißen:

... etwa zu  $1200 \text{ A cm}^{-2}$ .



# INGENIEUR- FERNSTUDIUM

SCHOLZ

**ELEKTRONIK**

**2**

HERAUSGEBER  
INGENIEURSCHULE FÜR  
FEINWERKTECHNIK JENA

1007-02/62

**Herausgeber:**  
**Ingenieurschule für Feinwerktechnik**  
**Jena**

# **Elektronik**

## **Lehrbrief 2**

**von**

**Joachim Scholz**

**4. Auflage**

**1962**

---

**Zentralstelle für Fachschulausbildung**  
— Bereich Maschinenbau, Elektrotechnik, Leichtindustrie —  
**Dresden**

# I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

	Seite
<u>7. L e k t i o n</u>	
3. Elektronen- und Ionenröhren	79
3.1 Die Diode (Gleichrichterröhre)	79
3.11 Prinzipieller und technischer Aufbau	80
3.12 Die Strom-Spannungskennlinie (Charakteristik)	85
Aufgaben zur 7. Lektion	91
Prüfungsfragen zur 7. Lektion	92
<u>8. L e k t i o n</u>	
3.13 Gleichrichterschaltungen	93
3.14 Gasgefüllte Gleichrichterröhren	99
Prüfungsfragen zur 8. Lektion	103
<u>9. L e k t i o n</u>	
3.2 Die Triode (Verstärkerröhre)	104
3.21 Aufbau der Triode	104
3.22 Einfluß des Steuergitters auf den Anodenstrom	105
3.23 Das Raumladungsgesetz der Triode	108
Prüfungsfragen zur 9. Lektion	112
<u>10. L e k t i o n</u>	
3.24 Die Kennlinienfelder der Triode	113
3.25 Die Röhrenkennwerte	117
3.26 Die Begrenzungen des $I_a - U_a$ -Kennlinienfeldes	120
Aufgaben zur 10. Lektion	122
Prüfungsfragen zur 10. Lektion	123
<u>11. L e k t i o n</u>	
3.3 Mehrgitterröhren	124
3.31 Das Schirmgitter	124
3.32 Das Bremsgitter	127
3.33 Kennlinienfelder und Kennwerte	129
Aufgaben zur 11. Lektion	132
Prüfungsfragen zur 11. Lektion	133
<u>12. L e k t i o n</u>	
3.4 Das Thyatron (Stromtor)	134
3.41 Aufbau eines Thyatrons	135
3.42 Die Steuerkennlinie des Thyatrons	137
3.43 Die dynamische Zündkennlinie	140
Aufgaben zur 12. Lektion	144
Prüfungsfragen zur 12. Lektion	145
Lösung der Aufgaben zu den Lektionen 7 und 10 bis 12	146
Antworten auf die Prüfungsfragen zu den Lektionen 7 bis 12	154

## 7. L e k t i o n

-----

### 3. Elektronen- und Ionenröhren

Während uns der Abschnitt 2 im 1. Lehrbrief unserer Lehrbriefreihe "Elektronik" einen Überblick über die physikalischen Grundlagen und Gesetzmäßigkeiten der Elektronenbewegung im Vakuum und in Gasen gegeben hat, werden wir im vorliegenden Abschnitt den Aufbau und das elektrische Verhalten der Geräte kennenlernen, in welchen ein Strom durch Gas oder Vakuum fließt. Wie schon erwähnt, bezeichnet man solche Geräte als Entladungsgefäße oder Röhren. Anwendung und Aufgabe solcher Röhren in elektrischen Schaltungen soll in späteren Lehrbriefen behandelt werden.

Weniger nach dem prinzipiellen Aufbau als vielmehr nach der Wirkungsweise muß zwischen Vakuumröhren und Röhren mit Gasfüllung unterschieden werden, wie nach den bisherigen Betrachtungen zu erwarten ist. Jedoch wollen wir im folgenden diese Röhrenarten nicht streng voneinander trennen, sondern werden die gasgefüllten Entladungsgefäße an der Stelle behandeln, an welcher sie am besten mit den entsprechenden Vakuumgefäßen verglichen werden können.

#### 3.1 Die Diode (Gleichrichterröhre)

Die Diode oder Zweielektrodenröhre (auch Zweipolröhre) ist die einfachste Elektronenröhre mit thermischer Emission. Spricht man einfach von einer "Diode", so meint man grundsätzlich eine Vakuumröhre. Im anderen Falle ist noch ein Zusatz zu dieser Bezeichnung hinzuzufügen, z.B. "Gasdiode" oder ähnliches.<sup>1)</sup> Der Aufbau und das elektrische Verhalten der Diode wird im Prinzip auch bei den Verstärkerröhren wiederzufinden sein. Daher soll hier darauf ausführlich eingegangen werden, während später nur noch Ergänzungen anzubringen sind.

<sup>1)</sup> In der sowjetischen Literatur ist für die gasgefüllte Diode die Bezeichnung "Gasotron" üblich.

### 3.11 Prinzipieller und technischer Aufbau der Diode

Wie schon der Name sagt, besitzt die Diode nur die beiden zur Erzeugung eines Elektronenflusses durch den freien Raum unbedingt notwendigen Elektroden, nämlich Kathode und Anode. Die Kathode übernimmt dabei die Aufgabe der Elektronenemission, sie ist die Elektronenquelle. Zu diesem Zweck wird sie elektrisch geheizt. Die an der Anode erzeugten Sekundärelektronen treten im allgemeinen nicht in Erscheinung, da sie durch die gleichzeitig vorhandene Gegenspannung vollständig zur Anode zurückgetrieben werden. Kathode und Anode befinden sich in einem Vakuumgefäß und besitzen vakuumdicht nach außen geführte Anschlüsse. Dieser prinzipielle Aufbau der Diode geht aus dem genormten Schaltzeichen<sup>1)</sup> hervor (Abb. 18). Dabei ist grundsätzlich zu unterscheiden, ob die Kathode direkt oder indirekt geheizt ist. Bei direkter Heizung stellt der Heizfaden (Brenner) selbst die Kathode dar (Abb. 18a), während bei indirekter Heizung ein besonderer, von der Kathode isolierter Heizfaden angebracht ist (Abb. 18b). Da für die normale Funktion einer Diode eine bestimmte Heizung in jedem Fall vorausgesetzt werden

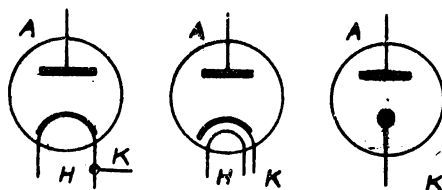


Abb. 18

Schaltzeichen der Diode. a) direkt,  
b) indirekt geheizt, c) vereinfacht

<sup>1)</sup> Schaltzeichen und Schaltkurzzeichen sind für alle elektrischen Schaltelemente und Geräte in den Normblättern DIN 40 709/719 (Starkstromanlagen) bzw. 40 700 (Fernmelde-technik) festgelegt.

muß, läßt man in Prinzipschaltbildern der Übersichtlichkeit halber die Heizung der Röhre oft fort (Abb. 18c). Oft sind im gleichen Röhrenkolben zwei Diodensysteme angeordnet, wobei die Kathode beiden Systemen gemeinsam dienen kann (Abb. 19a) oder für jedes System getrennt angebracht ist (Abb. 19b). Solche Röhren bezeichnet man als Duodioden.

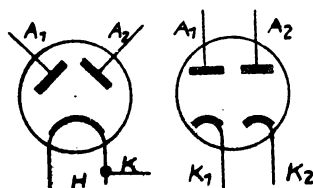


Abb. 19

Schaltzeichen  
von Duodioden

Bei der technischen Ausführung von Röhren besteht das Vakuumgefäß (der Röhrenkolben) gewöhnlich aus Glas und besitzt bei normalen Größen einen Sockel, in welchem die Elektroden- und Heizfadenanschlüsse an Steckerstifte geführt sind. Moderne Miniaturröhren werden aus Gründen der Serienfertigung und Automatisierung des Fertigungsprozesses ohne Sockel hergestellt. Die erheblich verkleinerten Steckerstifte sind unmittelbar in den Glaskolben eingeschmolzen (Tafel 1),

Das Elektrodensystem ist bei indirekt geheizten Röhren konzentrisch angeordnet, wobei die aus einem Nickelröhrchen bestehende Kathode im Zentrum der zylinderförmigen Anode angebracht ist (Abb. 20a). Der Heizfaden liegt im Inneren des Nickelröhrchens, bei modernen Röhren in Form einer bifilar gewickelten Doppelwendel, um störende Magnetfelder zu vermeiden (Abb. 20b). Bei direkter Heizung ist die Kathode (der Heizfaden) im Zickzack innerhalb einer kastenförmigen Anode aufgespannt, damit eine Berührung zwischen beiden bei Ausdehnung des Heizfadens infolge Erwärmung ausgeschlossen wird (Abb. 21). Gewöhnlich werden Schichtkathoden mit Ba-BaO verwendet, um eine



niedrige Austrittsarbeit zu erhalten (vergl. Lehrbrief 1, Abschnitt 2.32). Die Oberfläche der Anode wird zur besseren Wärmeabstrahlung möglichst groß gehalten und matt geschwärzt. Oft sind noch besondere Kühlflügel angebracht.

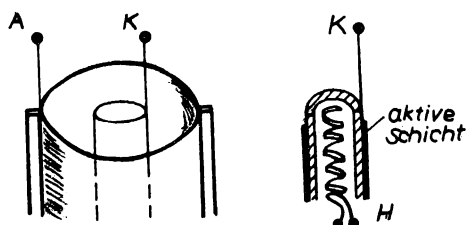


Abb. 20  
Indirekt geheiztes System

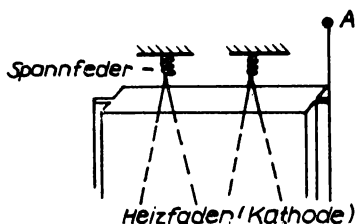


Abb. 21  
Direkt geheiztes System

Die Herstellung der Elektronenröhren ist heute - besonders bei den Gleichrichter- und Verstärkerröhren kleiner Leistungen - weitgehend teilautomatisiert. Während die Einzelteilmontage mittels moderner Schneid- und Wickelmaschinen sowie die Montage der Röhrensysteme durch Verlappen und Punktschweißen noch im allgemeinen von Hand vorgenommen wird, findet das Einschmelzen der Durchführungen in den gläsernen Tellerfuß, wie auch das Verschmelzen des fertig montierten Tellerfußes mit dem Röhrenkolben und vor allem der Pumpvorgang auf Automaten statt, welche nur noch von Hand beschickt und überwacht werden.

Die Erzeugung des erforderlichen Vakuums von  $10^{-8}$  Atm. ( $\approx 10^{-5}$  Torr) auf dem Pumpautomaten ist dabei besonders interessant.

Bereits vor der Montage des Röhrensystems werden die Metallteile, wie Anoden usw. in einer Wasserstoffatmosphäre geglüht, um Gaseinschlüsse und schädliche Beimengungen herauszutreiben. Die Kathoden werden durch Besprühen oder Tauchen mit einer Schicht aus Bariumkarbonat und einem sauerstoffreichen organischen Bindemittel überzogen. Nachdem das auf dem Tellerfuß montierte System mit dem Kolbendom verschmolzen ist, wird es in den Pumpautomaten eingesetzt. Der für diesen Zweck vorgesehene Pumpstutzen des Röhrenkolbens wird über einen Gummischlauch mit den Vakuumpumpen verbunden. Gleichzeitig werden die Heizanschlüsse der Kathode an Klemmen gelegt.

So vorbereitet durchlaufen die Röhren zunächst einen Heizzunnel, in welchem sie auf etwa  $400^{\circ}$  aufgeheizt werden. Dabei wird der auf der Glaswandung und auf den Metallteilen absorbierte molekulare Wasserfilm verdampft und abgepumpt. Nachdem ein entsprechendes Vakuum erreicht ist, gelangen die Röhren zwischen zwei Spulen in ein kräftiges Hochfrequenzfeld, in welchem die Metallteile infolge der auftretenden Wirbelströme bis zur Rotglut erhitzt werden. Dadurch treten restliche Gaseinschlüsse aus und werden abgepumpt. Gleichzeitig werden die Kathoden geheizt, wobei das Bariumkarbonat in Bariumoxyd umgesetzt wird, während das frei werdende Kohlendioxyd mit abgepumpt wird. Der HF-Glühprozeß wird mehrfach wiederholt, bis schließlich kein Gas mehr austritt. Damit ist die Röhre eigentlich fertig gepumpt.

Wollte man auf diese Weise das erforderliche Hochvakuum erreichen, so müßten für den Pumpvorgang hochwertige Quecksilberdampf-Diffusionspumpen verwendet werden, wodurch sich die Automatisierung des Pumpvorganges erheblich komplizieren würde. Ein anderes Verfahren jedoch gestattet es, mit gewöhnlichen Ölpumpen auszukommen. Man bringt in dem bereits evakuierten Röhrenkolben ein geeignetes Metall - meist Barium oder Magnesium -,

welches bereits beim Zusammenbau der Röhre in einem kleinen Röhrchen auf einem Metalltellerchen im Kolben untergebracht worden war, durch HF-Erwärmung zum Verdampfen. Der Metalldampf absorbiert eine große Zahl der noch vorhandenen Gasmoleküle und wird mit ihnen abgepumpt bzw. schlägt sich beim Erkalten an der Glaswand der Röhre nieder. Diesen Prozeß bezeichnet man als "Gettern", das mit Gettermetall gefüllte Röhrchen als "Getterpille". Der metallische Niederschlag auf dem Röhrenkolben behält auch in kaltem Zustand seine getternde Wirkung bei, so daß das endgültige Vakuum von etwa  $10^{-9}$  Atm. erst einige Zeit nach Beendigung des Pumpvorganges erreicht ist. Mit den Ölpumpen allein ist nur ein Vakuum von etwa  $10^{-6}$  bis  $10^{-7}$  Atm. zu erreichen.

Durch geeignete Anbringung der Getterpille ist dafür zu sorgen, daß der Niederschlag nicht auf Metallteile oder isolierende Teile des Röhrenkolbens gelangt. Es könnten sonst Feinschlüsse oder unerwünschte Emissionszentren entstehen.

Das Gettern geschieht auf den letzten Positionen des Pumpautomaten. Dann werden die Röhren abgeschmolzen und gelangen nach Fertigstellung des äußeren Aufbaus (Anlöten des Sockels usw.) zu den Formierungsständen. Hier werden die Kathoden kräftig überheizt (bis zum doppelten Heizstrom), während gleichzeitig eine Anodenspannung angelegt wird. Dabei diffundieren positive Bariumionen an die Oberfläche der Oxydschicht, wodurch erst die volle Emissionsfähigkeit der Kathode hergestellt wird. Der Formierungsprozeß dauert viele Stunden, und oft steigt auch hinterher beim normalen Betrieb der Röhren die Emissionsfähigkeit noch weiter an.

Schließlich durchlaufen die Röhren noch eine Reihe von elektrischen und mechanischen Kontrollvorgängen und werden dann versandfertig gemacht.

Bei großen Röhren, wie Oszillografen- und Senderöhren, findet wegen der langen Pumpzeiten und kleinen Stückzahlen gewöhnlich noch Einzelfertigung statt, jedoch ist der Ablauf der Herstel-

lung im wesentlichen gleich dem oben beschriebenen.

### 3.12 Die Strom-Spannungskennlinie (Charakteristik) der Diode

Das elektrische Verhalten jedes elektrischen Schaltelementes wird eindeutig durch seine Strom-Spannungskennlinie (bzw. durch Kennlinienfelder) beschrieben. So ist z.B. die Strom-Spannungskennlinie eines Ohm'schen Schaltelementes eine Gerade durch den Nullpunkt vom 1. bis in den 3. Quadranten (Abb. 22). Sie sagt aus, daß der Widerstand dieses Schaltelementes konstant ist und daß bei Spannungsumkehr ein gleichgroßer Strom in entgegengesetzter Richtung fließt. Aus ihr kann man für jede angelegte Spannung die zugehörige Stromstärke ablesen, in Abb. 22 z.B. bei einer Spannung von +2,5 V eine Stromstärke von +0,5 A.

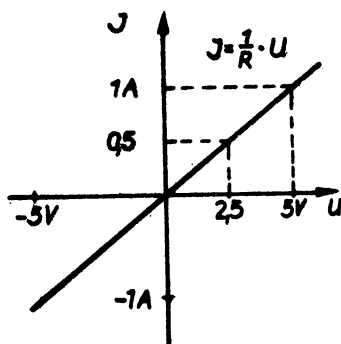


Abb. 22

Strom-Spannungskennlinie eines Ohm'schen Widerstandes ( $R = 5\Omega$ ). Das negative Vorzeichen kommt dann zur Anwendung, wenn sich die ursprüngliche, als positiv festgelegte Richtung von Spannung bzw. Strom umkehrt.

Während nun die Kennlinien von Ohmschen Widerständen wegen ihrer Linearität nur geringe praktische Bedeutung besitzen (die Rechnung führt dort schneller zum Ziele als graphische Verfahren), ist man bei den Elektronenröhren bei der Untersuchung ihrer Wirkungsweise meist auf Kennlinien angewiesen.

Die Strom-Spannungskennlinie einer Diode läßt sich mit Hilfe der in Abb. 23 dargestellten Schaltung ermitteln. Voraussetzung dafür ist, daß die betreffende Röhre vorschriftsmäßig geheizt wird.

An den Meßgeräten wird der Anodenstrom  $I_a$  in Abhängigkeit von der Anodenspannung  $U_a$  abgelesen und graphisch aufgetragen. Die bei konstanter Heizung

gemessene Kennlinie ist in Abb. 24 dargestellt (Kurve 1). Der Kurvenverlauf läßt drei verschiedenartige Teile unterscheiden, welche im folgenden einzeln untersucht werden sollen.

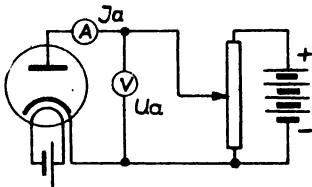


Abb. 23

Schaltung zur Aufnahme der Strom-Spannungskennlinie einer Diode

Zunächst ist festzustellen, daß bereits ohne Anodenspannung ( $U_a = 0$ ) ein wenn auch kleiner Anodenstrom fließt. Sogar bei kleinen negativen Anodenspannungen (umgekehrte Spannungsquelle!) liegt die Kennlinie noch über der Spannungsachse und nähert sich ihr

asymptotisch mit wachsender negativer Spannung. Das bedeutet, daß auch dann noch Elektronen zur Anode gelangen, wenn diese eine geringe negative Ladung besitzt. Die Ursache dieser Erscheinung ist in der Anfangsgeschwindigkeit einer (verhältnismäßig geringen) Anzahl von Elektronen zu suchen, welche allein von der Heizung der Kathode herrührt und in der Größenordnung von 1 Volt liegt. Diese Elektronen sind dadurch in der Lage, gegen geringe negative Anodenspannungen anzulaufen (vergl. Lehrbrief 1, Abschnitt 2.11). Man bezeichnet daher den dabei fließenden Strom als Anlaufstrom. Er genügt wegen der exponentiellen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen vor und auch nach dem Austritt aus dem Metall (vergl. Lehrbrief 1, Abschnitt 2.31) ebenfalls einem Exponentialgesetz.

Anlaufstrom:

$$I_a = I_0 \cdot e^{\frac{e \cdot U_a}{kT}} \quad \text{für } U_a \leq 0 \quad 1) \quad (3.1)$$

1) Der Faktor  $\frac{k \cdot T}{e}$ , welcher auch im Exponenten der Gleichung (3.2) auftritt, wird oft auch als "Temperaturspannung"  $U_T$  bezeichnet. Durch Einsetzen der Zahlenwerte für  $k$  und  $e$  erhält man  $U_T/V = 8,6 \cdot 10^{-5} \cdot T/^{\circ}K$

$I_0$  liegt in der Größenordnung von  $10^{-5}$  bis  $10^{-3}$  A. Beachtet man, daß bei der Temperatur der üblichen Oxydkathoden ( $T = 1100^\circ\text{K}$ )  $\frac{k \cdot T}{e} = 0,1$  V ist, so erhält man bereits bei  $U_a = -1$  V einen Anodenstrom  $I_a = 5 \cdot 10^{-5} I_0$ . Der Strom ist also bei einer Gegenspannung von -1 V praktisch Null geworden.

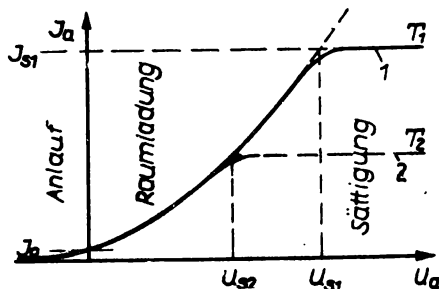


Abb. 24

#### Strom-Spannungskennlinie der Diode

Der Anlaufstrom ist wegen seiner Kleinheit bei der praktischen Anwendung der Diode bedeutungslos und zu vernachlässigen. Er gewinnt nur dort an Bedeutung, wo der Elektronenfluß zu einer beliebigen Elektrode absolut Null sein soll. Aus Formel (3.1) ist zu entnehmen, daß man einer solchen Elektrode eine geringe negative Spannung von mindestens  $10 \frac{k \cdot T}{e}$  Volt, also bei Ba-BaO-Kathoden mindestens -1 V, gegenüber der Kathode erteilen muß<sup>1)</sup>.

Das zweite für die praktische Anwendung der Diode wenig interessante Teilgebiet ihrer Strom-Spannungskennlinie ist das Gebiet der Sättigung. In ihm besitzt der Anodenstrom seinen Maximalwert, welcher sich bei Erhöhung der Spannung praktisch nicht mehr steigern läßt. Alle von der Kathode emittierten Elektronen nehmen am Ladungstransport teil. Ihre Zahl läßt sich nur noch durch Erhöhung der Emission, also durch stärkere Heizung, vergrößern. Für diesen Sättigungsstrom gilt demnach die Gleichung (2.41), er ist gleich dem Emissionsstrom

<sup>1)</sup> Vergl. Abschnitt 3.22

der Glühkathode.

Sättigungsstrom:

$$I_a = F_k \cdot A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{eU_A}{k \cdot T}} \text{ für } U_a > U_s \quad (3.2)$$

Hier ist  $F_k$  die Oberfläche,  $eU_A$  die (konstante) Austrittsarbeit der Kathode. Der Faktor  $A$  beträgt etwa  $65 \dots 120 \text{ A/cm}^2\text{grd}^2$ .

Gleichung (3.2) sagt aus, daß der Anodenstrom  $I_a$  der Diode oberhalb einer bestimmten Anodenspannung, der "Sättigungsspannung"  $U_s$ , von dieser Spannung unabhängig wird und allein von der Temperatur  $T$  (und der Oberflächenbeschaffenheit) der Kathode abhängt. In Abb. 24 gehören die Kurven 1 und 2 zu zwei verschiedenen Temperaturen. Es ist zu erkennen, daß bei absinkender Temperatur auch die Sättigungsspannung absinkt. Der Bereich der Sättigung liegt bei modernen Ba-BaO-Kathoden derartig hoch, daß er nur bei erheblicher Unterheizung der Kathode erreicht werden kann (vergl. auch Aufg. 7.1). Ein ungestörter Betrieb solcher Röhren ist daher auch bei größeren Schwankungen der Kathodentemperatur gewährleistet. Jedoch kann die Oberfläche der Schichtkathoden bei Unterheizung beträchtliche Schädigungen erleiden, da hierdurch der Emissionsvorgang in der Oxydschicht gestört und die Emission auf einige Zentren konzentriert wird. An diesen Stellen tritt durch Verdampfung eine Zerstörung der Emissionsschicht ein, welche sich mit der Zeit über die ganze Kathode ausbreitet. Es ist also stets für eine vorschriftsmäßige Heizung der Kathode zu sorgen.

Das für den Betrieb der Röhre wichtige Kennlinienstück liegt zwischen dem Anlaufstrom und dem Sättigungsstrom. Es handelt sich um das Gebiet der Raumladung. Zunächst ist überraschend, daß beim Anlegen geringer positiver Spannungen an die Anode nicht sofort alle emittierten Elektronen zur Anode gezogen werden, sondern daß mit wachsender Anodenspannung ein konti-

numerischer Stromanstieg vom Anlaufstrom bis zum Sättigungsstrom erfolgt. Dieser Stromanstieg läßt sich folgendermaßen erklären:

Wir betrachten zunächst Kathode und Anode in ungeheiztem Zustand (Abb. 25a). Sie bilden im Prinzip nichts anderes, als einen ungeladenen Kondensator mit einer gewissen kleinen Kapazität  $C$ . Wird nun die Kathode geheizt, so sendet sie eine große Zahl (negativer) Elektronen in den Raum hinaus und wird dadurch selbst positiv geladen. Die von den emittierten Elektronen gebildete negative "Raumladung" wird von dieser "positiven" Kathode angezogen und umhüllt sie als "Elektronenwolke" (Abb. 25b). Dauernd wird ein Teil der emittierten Elektronen wieder von der Kathode eingefangen, um so mehr, je positiver die Kathode wird. Es stellt sich schließlich (in äußerst kurzer Zeit) ein Gleichgewichtszustand zwischen Emission und Elektronenrückkehr ein, so daß sich bei bestimmter Kathodentemperatur eine bestimmte konstante Raumladung ausbildet. Raumladung und Kathode zusammen erscheinen nach außen - also gegenüber der Anode - elektrisch neutral.

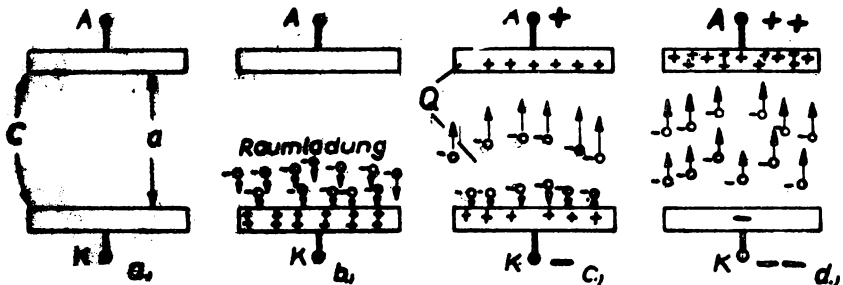


Abb. 25

Zur Erklärung des Raumladungsstromes

- a) Kathode ungeheizt, b) geheizt, c) mit Anodenspannung  $U_a$ ,  
d) mit Anodenspannung oberhalb der Sättigungsspannung



Wird nun an die Anode eine positive Spannung  $U_a$  angelegt, so wird der "Kondensator" aufgeladen. Die positive Ladung der Anode bzw. die negative Ladung der Kathode beträgt

$$Q = C \cdot U_a \quad (3.3)$$

Durch diese Ladung wird der Gleichgewichtszustand zwischen Kathode und Raumladung gestört, die Kathode wird "weniger positiv" gegenüber der Raumladung, vermag also nicht mehr die ganze Elektronenwolke zu binden (Abb. 25c). Entsprechend der Ladung  $Q$  wird ein Teil der emittierten Elektronen ständig zur Anode abgezogen. Als Stromstärke ergibt sich dabei

$$I_a = \frac{Q}{t} = \frac{C \cdot U_a}{t} \quad (3.4)$$

Die Zeit  $t$ , welche die Ladungsmenge  $Q$  benötigt, um von der Kathode zur Anode zu gelangen, berechnet sich aus dem Abstand  $a$  der Elektroden und der Elektronengeschwindigkeit  $v$  nach den Gleichungen (2.4), (2.5) und (2.9) zu

$$t = \frac{2a}{v} = \frac{2a}{v_1 \cdot \sqrt{U_a}} \quad (3.5)$$

Daraus ergibt sich für den

Raumladungsstrom:  $I_a = \frac{C \cdot v_1}{2a} \cdot U_a \cdot \sqrt{U_a} \quad (3.6)$

$$\text{also } I_a = K \cdot U_a^{3/2} \quad \text{für } 0 < U_a < U_s \quad (3.7)$$

Die Konstante  $K = \frac{C \cdot v_1}{2a}$  hängt nur von den Abmessungen der Röhre ab. Für übliche Elektrodenanordnungen ergibt sich der Wert  $K = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_a}{a^2}$  ( $F_a$  = Anodenoberfläche).

Dieses "Raumladungsgesetz" (3.7) sagt aus, daß die Stromstärke im Übergangsgebiet zwischen Anlauf- und Sättigungsstrom allein von der Anodenspannung abhängt, und zwar in Form einer flachen Parabel. In diesem Teil der Strom-Spannungskennlinie arbeiten praktisch alle Vakuumgleichrichter- und Verstärkerröhren. Er ist daher für alle weiteren Betrachtungen von besonderer Wichtigkeit!

Führt man nun die oben begonnenen Untersuchungen noch zu Ende, so gelangt man schließlich zum Sättigungsstrom (Abb. 25d), sobald die Ladung der Anode so groß wird, daß sich keine Raumladung mehr ausbilden kann, sondern alle emittierten Elektronen sofort zur Anode abgesaugt werden.

Damit sind wir am Abschluß unserer Untersuchungen der Strom-Spannungskennlinie der Diode. Sie gibt Aufschluß über das elektrische Verhalten der Röhre und bildet die Grundlage für ihre Anwendung und für die Anwendung der im Anschluß zu behandelnden Verstärkerröhren.

#### Ergänzungsliteratur:

- (1) Band 1, Seite 18 bis 22, 41 bis 69
- (2) Seite 188 bis 197
- (3) " 36, 42, 51 bis 68, 72 bis 74
- (6) " 28
- (12) " 4 bis 12

#### Aufgaben zur 7. Lektion:

- A 7.1 a) Zeichnen Sie die Kennlinie einer Diode im Raumladungsgebiet unter der Annahme, daß die Fläche der Anode  $F_a = 2,5 \text{ cm}^2$  und der Abstand zwischen Anode und Kathode  $a = 0,1 \text{ cm}$  beträgt.
- b) Wie groß ist bei der gleichen Röhre der Sättigungsstrom, wenn die Kathodenfläche  $F_k = 0,2 \text{ cm}^2$ , die Austrittsarbeit  $eU_A = 1 \text{ eV}$  und die Temperatur der

Kathode  $T = 1100^{\circ}\text{K}$  beträgt ? ( $A = 120 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{grad}^2}$ )

- c) Wie groß ist demzufolge die Sättigungsspannung  $U_s$  ?
- d) Wie ändern sich die Verhältnisse beim Absinken der Temperatur um 10% ?

Prüfungsfragen zur 7. Lektion:

- F 7.1 Wie unterscheidet sich eine Diode mit indirekter Heizung von einer Diode mit direkter Heizung im technischen Aufbau und im Schaltsymbol ?
- F 7.2 Was versteht man unter "Gettern"? Welche Bedeutung besitzt es für die Serienfertigung von Vakuumröhren ?
- F 7.3 Welche Teile der Strom-Spannungskennlinie einer Diode kennen Sie ? Wie unterscheiden sie sich voneinander ?
- F 7.4 Welches Gebiet der Röhrencharakteristik ist für die praktischen Anwendungen von besonderer Wichtigkeit ? Worin liegt das begründet ?

## 8. L e k t i o n

### 3.13 Anwendung der Diode als Gleichrichter

Allgemein versteht man unter einem Gleichrichter ein elektrisches Schaltelement, welches dem Strom in den beiden Durchgangsrichtungen verschiedenen Widerstand entgegensetzt. Dadurch wird bei Anlegen einer Wechselspannung die Stromhalbwelle in der einen Richtung größer als in der entgegengesetzten. Der Widerstand eines idealen Gleichrichters sollte in einer Richtung Null und in der anderen unendlich groß sein. Seine Kennlinie müßte demzufolge die Form der Abb 26a besitzen. Ein solches Schaltelement stellt in guter Annäherung der sogenannte Halbleitergleichrichter (Abb. 26b) dar. Auch die Diode (und desgleichen jede Verstärkerröhre) zeigt entsprechend der Form ihrer Strom-Spannungskennlinie (Abb. 26c) typische Gleichrichtereigenschaft. Ihre Kennlinie endet praktisch im Nullpunkt, für negative Anodenspannungen bleibt also - abgesehen vom vernachlässigbar kleinen Anlaufstrom - die Stromstärke Null.

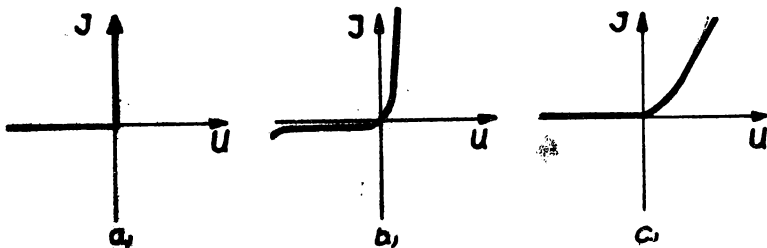


Abb. 26 Gleichrichter Kennlinien

- a. Idealer Gleich-    b. Halbleiter-    c. Diode  
richter            gleichrichter

Die Ursache liegt im Aufbau der Diode. Nur die Kathode kann infolge ihrer Heizung als Elektronenquelle dienen, so daß ein Elektronenfluß grundsätzlich nur von der Kathode zur Anode erfolgen kann.

Im einfachsten Fall der Gleichrichtung eines Wechselstromes, bei der sogenannten Einweggleichrichterschaltung, wird der Verbraucher R einfach mit der Gleichrichterröhre D in Reihe an die vorgesehene Wechselspannung  $U_{\sim}$  gelegt (Abb. 27). Die Wechselspannung wird dabei gewöhnlich der Sekundärwicklung eines Transformators Tr entnommen. Bei dieser Schaltung fließt durch Diode und Verbraucher ein Strom jeweils dann, wenn die positive Halbwelle der Wechselspannung  $U_{\sim}$  an der Anode der Diode liegt. Der Stromverlauf geht aus Abb. 28a hervor. Die Anodenspannung  $U_a$  der Diode ergibt sich aus der Differenz zwischen Transformatorspannung  $U_{\sim}$  und Spannungsabfall am Verbraucher zu

$$U_a = U_{\sim} - I_a R_a \quad (3.8)$$

In Abb. 28b sind die einzelnen Spannungen dargestellt. Es ist zu ersehen, daß die Spannung  $U_a$  an der Diode während der Sperrzeit gleich der Transformatorspannung  $U_{\sim}$  ist, während

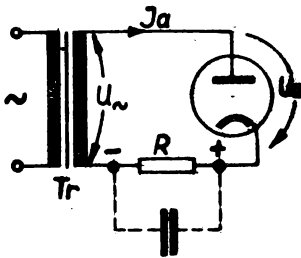


Abb. 27

Einweggleichrichterschaltung

bei Stromdurchgang nur ein kleiner Teil der Gesamtspannung an der Röhre liegt. Die hohe, während der Sperrzeit an der Anode liegende negative Spannung bezeichnet man als Sperrspannung. Sie darf einen bestimmten, für jede Röhre angegebenen Maximalwert nicht überschreiten, welcher durch die Durchschlagfestigkeit der Röhrenkonstruktion bedingt ist.

Der Strom  $I_a = I_R$  ist keineswegs als Gleichstrom zu bezeichnen. Er ist ein in seiner Richtung gleicher pulsierender Strom, welcher für viele Anwendungszwecke nicht geeignet ist. Eine Glättung des Stromes im Verbraucher läßt sich erreichen, indem man parallel zum Verbraucher einen Kondensator großer Kapazität schaltet (in Abb. 27 gestrichelt eingezeichnet).

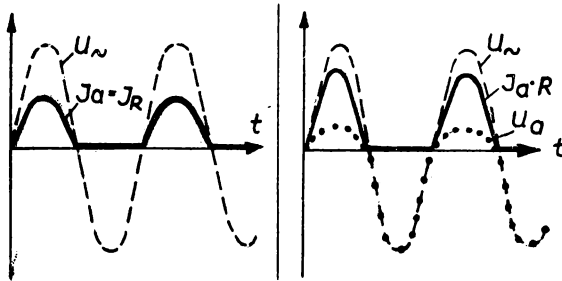


Abb. 28

Strom- und Spannungsverhältnisse bei der Einweggleichrichtung (ohne Ladekondensator)

Dieser Kondensator lädt sich bei Stromdurchgang durch die Röhre auf und entlädt sich während der Sperrzeit über den Verbraucher. Der Strom  $I_R$  im Verbraucher und damit auch der Spannungsabfall  $U_R = I_R \cdot R = U_G$  nimmt dadurch den Verlauf der in Abb. 29 dargestellten Kurven an. Die Glättung ist um so besser, je kleiner der entnommene Strom und je größer die Kapazität des Ladekondensators ist<sup>1)</sup>.

Bei Verwendung eines Ladekondensators ist besonders zu beachten, daß der Verlauf des Anodenstromes  $I_a$  und der Anodenspannung  $U_a$  der Gleichrichterröhre wesentlich abweicht von dem in Abb. 28 dargestellten Verlauf bei Schaltung ohne Kondensator. Der Anodenstrom fließt nicht mehr sinusförmig während der ganzen positiven Halbwelle der Transformatorspannung  $U_{\sim}$  und ist auch keineswegs mehr gleich dem Strom im Verbraucher. Er beginnt erst zu fließen, sobald die Transformatorspannung  $U_{\sim}$  größer wird, als die am aufgeladenen Kondensator liegende Gegenspannung  $U_G$  (Abb. 29, Punkt A). In diesem Augenblick erst wird die Anodenspannung  $U_a = U_{\sim} - U_G$  positiv. Der nun einsetzende Ladestromstoß kann erhebliche Werte annehmen,

<sup>1)</sup> Hierfür eignen sich besonders Elektrolytkondensatoren, bei denen der Vorteil hoher Kapazität mit kleinem Raumbedarf gekoppelt ist. Die vorgeschriebene Polarität des Elytkondensators wird durch die Gleichrichtung gewährleistet.

da seine Größe allein durch den Widerstand der Gleichrichterröhre und des Transformators begrenzt ist (Abb. 29a). Dieser hohe Ladestromstoß endet, sobald die Transformatorspannung  $U_m$  wieder unter die Kondensatorspannung  $U_C$  abgesunken ist (Punkt B), da dann die Anodenspannung  $U_a$  bereits negativ wird und die Diode gesperrt ist.

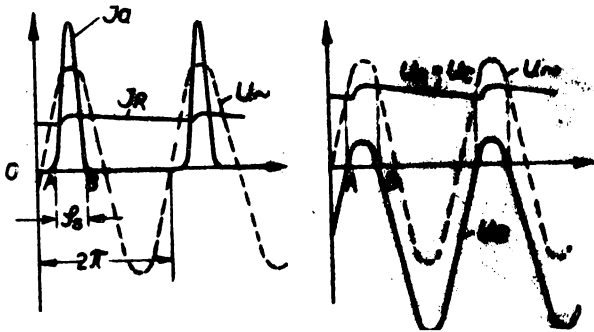


Abb. 29

Strom- und Spannungsverhältnisse bei der Einweggleichrichtung mit Ladekondensator

Damit ist zu erkennen, daß der "Stromflußwinkel"  $\varphi_s$  (die Strecke  $\overline{AB}$ ) nicht wie in Abb. 28 die volle Halbwelle ( $180^\circ$ ) umfaßt, sondern erheblich kleiner sein kann. Es ergibt sich eine ungünstige Belastung des Transformators, wie auch der Röhre, welche bei der Berechnung der Schaltung zu berücksichtigen ist. Außerdem addieren sich während der negativen Halbwelle die Transformatorspannung  $U_m$  und die Kondensatorspannung  $U_C$ , so daß die (negative) Anodenspannung  $U_a$  bis fast zur doppelten Amplitude der Trafospannung ansteigt (Abb. 29b). Dieser Wert darf die angegebene Sperrspannung des Gleichrichters nicht überschreiten!<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Diese Bemerkungen treffen auch auf Gleichrichterschaltungen mit Trockengleichrichtern und insbesondere mit gasgefüllten Gleichrichtern zu. Vergl. auch Abschn. 3.14.

Auch mit Ladekondensator behält der Strom durch R noch eine gewisse Restwelligkeit. Er besteht gewissermaßen aus einem Gleichstrom, welchem ein Wechselstrom geringer Amplitude überlagert (addiert) ist. Zur Beseitigung dieser Wechselstromkomponente verwendet man eine "Siebschaltung", bei welcher zwischen Ladekondensator C und Verbraucher R entsprechend Abb. 30 noch eine Drossel L und ein Siebkondensator  $C_s$  geschaltet wird<sup>1)</sup>. Durch eine derartige Schaltung, welche eventuell noch mehrfach eingefügt werden kann (Siebkette), läßt sich die Restwelligkeit im Verbraucher beliebig vermindern.

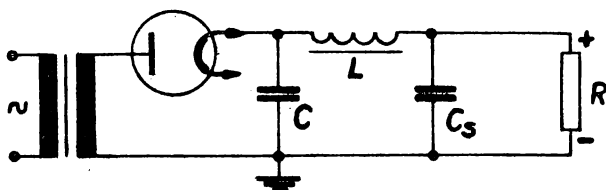


Abb. 30

Einweggleichrichter mit Siebschaltung

Eine bessere Ausnutzung der Wechselspannung und gleichzeitig eine bessere Glättung des gleichgerichteten Stromes kann durch eine Zweiweggleichrichterschaltung erreicht werden. Hierzu sind allerdings zwei Gleichrichterröhren erforderlich, welche jedoch in einem gemeinsamen Kolben vereinigt sein können (vergl. Abb. 19). Weiterhin benötigt man einen Transformator, dessen Sekundärwicklung bei doppelter Windungszahl mit einem Mittelabgriff versehen ist. Diese Schaltung zeigt Abb. 31. Die beiden Diodensysteme wechseln sich hierbei in ihrer Durchlaß- und Sperrwirkung ab, so daß der Verbraucher R in jeder Halbwelle einen Stromimpuls geliefert bekommt (Abb. 32).

<sup>1)</sup> Anstelle der Siebdrossel L wird häufig auch ein Ohm'scher Widerstand verwendet. - Für die Berechnung solcher Siebketten verweisen wir auf die Fachliteratur, z.B. Masel, Gleichrichter und Spannungsregler, Fachbuchverlag Leipzig, 1954.



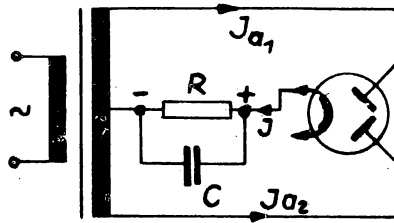


Abb. 31

Zweiweggleichrichterschaltung

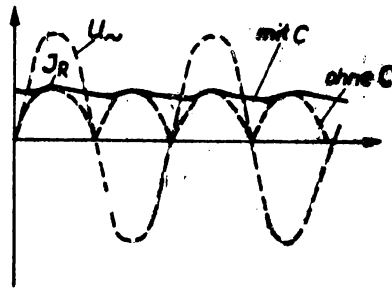


Abb. 32

Stromverlauf mit und ohne Lade-  
kondensator im Verbraucher R

Auch hier liegen bei der Verwendung eines Ladekondensators gleiche Verhältnisse vor wie bei der Einweggleichrichtung, nur haben die beiden Röhren wechselseitig am Ladestrom des Kondensators Anteil. Es gilt demnach für jede der beiden Röhren ein Strom- und Spannungsverlauf, wie er in Abb. 29 gezeigt war.

Bei Hochvakuumröhren macht man fast ausschließlich von dieser Zweiwegschaltung Gebrauch, da ihre Vorteile den höheren Aufwand rechtfertigen.

Oft wird auch eine Brückenschaltung der Gleichrichter verwendet, welche gegenüber den hier besprochenen Schaltungen gewisse Vorteile mit sich bringt. Da diese sogenannte Graetz-Schaltung jedoch weniger bei Dioden, sondern mehr bei Trocken-

gleichrichtern Anwendung findet, soll hier auf weitere Ausführungen verzichtet werden. Wir verweisen auf die entsprechende Literatur, z.B. (3), Seite 78.

### 3.14 Gasgefüllte Gleichrichter

Während man mit Hochvakuumröhren (Dioden) nur verhältnismäßig kleine Leistungen gleichrichten kann, bedarf die industrielle Elektronik häufig einer Röhre, welche auch Ströme in der Größenordnung von einigen Amperes gleichzurichten vermag. Dafür eignen sich besonders Glühkathodenröhren mit Edelgas- oder Quecksilberdampffüllung<sup>1)</sup>. Ihr Verhalten weicht erheblich von dem der Hochvakuumröhren ab, so daß hier darauf kurz eingegangen werden muß.

Im prinzipiellen Aufbau unterscheiden sich diese gasgefüllten Gleichrichterröhren von der Diode nur durch ihre Gasfüllung. Im Schaltzeichen wird die Gasfüllung durch einen Punkt neben der Kathode gekennzeichnet (Abb. 33). Früher war es auch üblich, das Innere des Kolbens zu schraffieren.

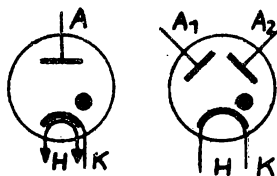


Abb. 33

Schaltzeichen gasgefüllter  
Glühkathodengleichrichter

<sup>1)</sup> Letztere sind nicht zu verwechseln mit den "Quecksilberdampfgleichrichtern" der Starkstromtechnik, bei welchen die Kathode aus flüssigem Quecksilber besteht. Bei ihnen erfolgt die "Heizung" der Kathode allein durch das Ionenbombardement des Hg-Dampfes. Sie sind also keine Glühkathodenröhren im Sinne unserer Betrachtungen und sollen im Rahmen dieses Stoffes nicht näher besprochen werden.

Bei der technischen Ausführung ist berücksichtigt, daß die Elektroden erheblich größere Belastungen aushalten müssen als bei den Vakuumröhren.

Die Wirkungsweise der gasgefüllten Röhren ist durch das Vorhandensein des Gases bedingt. Sie läßt sich wie bei den Vakuumröhren durch die Strom-Spannungskennlinie charakterisieren (Abb. 34). Bei niedrigen positiven Anodenspannungen steigt die Stromstärke in diesen Röhren nur geringfügig an. Der Strom wird nicht allein durch die entstehende Raumladung begrenzt, ihm wird auch durch die Gasfüllung ein erheblicher Widerstand entgegengesetzt. Erst beim Erreichen einer bestimmten Anodenspannung, der Zündspannung  $U_z$  (etwa 10 bis 50 V), ändern sich die Verhältnisse entschieden. Das Gas wird durch die beschleunigten Elektronen ionisiert<sup>1)</sup>, so daß die Stromstärke bei praktisch gleichbleibender Spannung beliebig ansteigen kann und nur durch den Widerstand des äußeren Stromkreises begrenzt wird. Die negative Raumladung vor der Kathode wird dabei teilweise - entsprechend der Höhe des Stromes - durch die positiven Ionen kompensiert. Im Punkt  $I_e$  ist die Stromstärke etwa gleich dem Emissionsstrom der Glühkathode, die Raumladung ist vollkommen kompensiert, so daß ein weiteres Ansteigen des Stre-

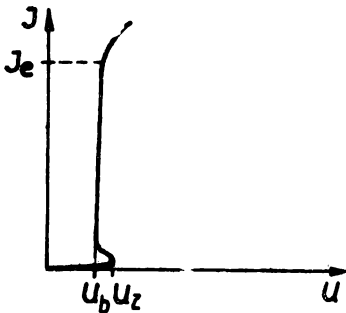


Abb. 34

Strom-Spannungskennlinie  
einer gasgefüllten Glüh-  
kathodenröhre

mes nur durch zusätzliche Emission infolge Ionenbombardements der Kathode unter gleichzeitigen Ansteigen der Spannung erfolgen kann. In diesem Gebiet der Stromspannungskennlinie ist der Betrieb der Röhre mit einer starken Abnutzung der Kathodenoberfläche verbunden und daher auf jeden Fall zu vermeiden.

<sup>1)</sup> Vergl. Lehrbrief 1, Abschnitt 2.22

Ein Löschen des Stromes tritt erst ein, wenn die Anodenspannung unter die "Brennspannung"  $U_b$  absinkt, welche etwas tiefer liegt als die Zündspannung  $U_z$ . Die Brennspannung oder Bogenspannung (in der Röhre bildet sich ein "Lichtbogen" aus) liegt bei Röhren mit Hg-Dampffüllung zwischen 8 und 16 V, bei Röhren mit Edelgasfüllung zwischen 14 und 32 V. Bei der Inbetriebnahme von Röhren mit Hg-Füllung ist zu beachten, daß der erforderliche Dampfdruck erst bei einer bestimmten Temperatur vorhanden ist. Es muß daher auf eine gewisse Mindestanheizzeit geachtet werden, welche gewöhnlich bei 5 Minuten liegt. Das erstmalige Anheizen nach längerer Betriebsunterbrechung muß bis auf eine Stunde ausgedehnt werden, damit der Quecksilberniederschlag und die etwaige Amalgambildung von allen Teilen des Röhrensystems restlos verdampft.

Gleichrichterschaltungen mit gasgefüllten Glühkathodenröhren unterscheiden sich im Prinzip nicht von den Schaltungen mit Hochvakuumröhren. Jedoch ist eine Verwendung von Ladekondensatoren unzulässig, da die Ladeströme infolge des geringen Innenwiderstandes der Röhren Werte annehmen können, die zu einer ernsten Schädigung der Kathode führen<sup>1)</sup>. Will man also mit Siebschaltungen arbeiten, so ist als erstes Glied vor dem Kondensator eine Drossel anzubringen (Abb. 35).

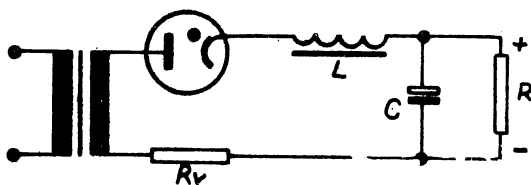


Abb. 35

Gasgefüllter Gleichrichter mit Siebschaltung

<sup>1)</sup> Vergl. auch Abschn. 3.13

Ferner ist darauf zu achten, daß der maximal zulässige mittlere Anodenstrom den vorgeschriebenen Wert nicht überschreitet. Es muß daher gegebenenfalls ein strombegrenzender Widerstand  $R_V$  in den Stromkreis geschaltet werden, welcher den Gesamt Widerstand des Kreises auf den entsprechenden Mindestwert heraufsetzt.

Bezüglich der Berechnung solcher Strombegrenzungswiderstände verweisen wir auf (5), Seite 37 ff.

Ebenso wie bei den Hochvakuumröhren ist auch bei den gasgefüllten Gleichrichterröhren auf die maximale Höhe der Sperrspannung zu achten. Diese ist hier erheblich niedriger, da durch die Ionisation des Gases leicht eine "Rückzündung" eintreten kann, wobei es an der Anode durch aufprallende Ionen zur Elektronenemission kommt. Die Transformatorspannung muß daher unter der "Rückzündungsspannung" liegen, welche bei Edelgasröhren bei 500 V liegt. Bei Hg-Dampf-Röhren kann man die Sperrspannung bis auf etwa 5 kV herauftreiben, wenn bei der Konstruktion der Röhren besonders auf hohe Austrittsarbeit der Anode geachtet wird.

Ergänzungsliteratur:    (3) Seite 74 bis 79, 238 bis 242  
                              (5)    "    32    "    46  
                              (1) Band 4, Seite 1 bis 95

Übungsaufgaben zur 8. Lektion:  
Entfallen.

Prüfungsfragen zur 8. Lektion:

- F 8.1 Was versteht man unter einem Gleichrichter ? Warum sind Glühkathodenröhren mit und ohne Gasfüllung zur Gleichrichtung geeignet ?
- F 8.2 Zeichnen Sie eine Zweiweggleichrichterschaltung mit zwei gasgefüllten Glühkathodenröhren und Siebkette. Erklären Sie die Funktion dieser Schaltung !
- F 8.3 Welche Unterschiede bestehen bezüglich Wirkungsweise und Anwendung zwischen Vakuumgleichrichterröhren und solchen mit Gasfüllung ?

## 9. L e k t i o n

-----

### 3.2 Die Triode (Verstärkerröhre)

Die Hauptanwendung der Vakuumröhren mit Glühkathode<sup>1)</sup> ist die praktisch leistungslose Steuerung des Anodenstromes durch kleine Wechselfspannungen, welche gleichbedeutend ist mit einer Verstärkung dieser Spannungen. Wie im Abschnitt 2.1 ausführlich dargelegt wurde, lassen sich Elektronen durch elektrische Felder im Raum leicht beeinflussen. Bereits bei der Diode wurde diese Tatsache benutzt, um einen Elektronenfluß von der Kathode zur Anode zu erzielen. Anzahl und Geschwindigkeit der fließenden Elektronen und damit die Anodenstromstärke hängen im wesentlichen von der elektrischen Feldstärke ab, welche zwischen Anode und Kathode erzeugt wird, solange man sich im Raumladungsgebiet befindet. Um diese Stromstärke von außen her zu steuern, ist es erforderlich, durch zusätzliche Elektroden bremsend oder beschleunigend auf den Elektronenfluß einzuwirken. Solche Elektroden bezeichnet man als Steuerelektroden. In der industriellen Elektronik benötigt man gewöhnlich nur Röhren mit einer oder höchstens drei Steuerelektroden. Ihr einfachster Vertreter ist die Triode (Dreipolröhre), eine Röhre mit insgesamt drei Elektroden.

#### 3.21 Aufbau der Triode

Im prinzipiellen Aufbau und in der technischen Ausführung unterscheidet sich eine Triode von der Diode allein durch die Steuerelektrode, welche zur Begünstigung der Steuerwirkung gitterförmig zwischen Kathode und Anode angebracht ist (Abb. 36). Man bezeichnet diese Steuerelektrode daher auch als "Gitter" oder genauer als "Steuergitter".

---

1) Diese Röhren werden allgemein als "Elektronenröhren" bezeichnet, obwohl diesem Begriff eine umfassendere Bedeutung zukommt.

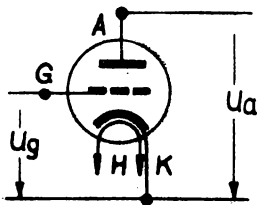


Abb. 36

Schaltsymbol einer Triode  
(G=Steurgitter)

In der technischen Ausführung von Trioden beschränkt man sich fast ausschließlich auf indirekt geheizte zylindrische Systeme, bei welchen das Steuergitter als einfache Drahtwendel ausgebildet ist und die Kathode in möglichst geringem Abstand umschließt. Die Drahtstärken liegen bei 0,05 bis 0,1 mm, die Steigung der

Wendel bei 0,3 bis 1,5 mm (siehe Tafel 1). Da üblicherweise mit Wechselstrom geheizt wird, verwendet man indirekte Heizung, um einen Einfluß der wechselnden Heizspannung auf den Elektronenfluß auszuschließen. Alle weiteren Einzelheiten im technischen Aufbau entsprechen ganz denen, welche bereits im Abschnitt 3.11 bei der Diode besprochen wurden.

### 3.22 Einfluß des Steuergitters auf den Anodenstrom

Während in der Diode zwischen "Anodenstrom"  $I_a$  und "Kathodenstrom"  $I_k$ , also zwischen dem Elektronenfluß, den die Anode aufnimmt, und jenem, welchen die Kathode angibt, nicht unterschieden zu werden braucht, ist eine solche Unterscheidung bei der Triode im allgemeinen erforderlich. Hier kann ein Teil des Elektronenflusses, der Gitterstrom  $I_g$ , über das Steuergitter abfließen, so daß

$$I_k = I_a + I_g \quad (3.9)$$

gesetzt werden muß. In einer Vielzahl technischer Anwendungen ist jedoch die Leistung, welche am Steuergitter zur Steuerung des Anodenstromes zur Verfügung steht, sehr gering, wie z.B. die Antennenleistung eines üblichen Rundfunkempfängers. Ferner kann ein durch den Gitterkreis fließender Strom unangenehme verzerrende Wirkungen auf die Steuerung des Anodenstromes



ausüben. Aus beiden Gründen ist anzustreben, daß über das Steuergitter kein Elektronenfluß stattfindet. Das wird (entsprechend den Untersuchungen über den Anlaufstrom in Abschnitt 3.12) erreicht, wenn man dem Steuergitter gegenüber der Kathode eine negative Spannung von mindestens 1 V erteilt. Es gilt also

$$I_g = 0, \text{ also } I_k = I_a \text{ für } U_g < -1 \text{ V}^1) \quad (3.10)$$

Im weiteren wollen wir uns ausschließlich mit diesem Fall befassen, da er bei den praktischen Anwendungen der Triode gewöhnlich vorliegt.

Der Einfluß der <sup>(g;Hr)</sup>Steuerspannung  $U_g$  auf den Anodenstrom beruht auf der Änderung der räumlichen Spannungsverteilung zwischen Kathode und Anode durch das Gitter (Abb. 37). Besitzt das Gitter gegenüber der Kathode die Raumspannung, welche auf Grund der Anodenspannung an seiner Stelle ohnehin vorhanden wäre, so findet keine Feldverzerrung statt, der Anodenstrom würde ungehindert fließen (Abb. 37a). Jedoch fließt hierbei ein Gitterstrom, da die Gitterspannung positiv ist. Bei geringer negativer Gitterspannung ergibt sich eine Spannungsverteilung entsprechend Abb. 37b. Jetzt können Elektronen zwar nicht mehr zu den Gitterstäben selbst gelangen, da sie im schraffierten Gebiet eine negative Gegenspannung durchlaufen müßten. Jedoch herrscht infolge der hindurchgreifenden Anodenspannung zwischen den Gitterstäben noch eine mehr oder weniger große positive Raumspannung, so daß eine entsprechende Anzahl von Elektronen durch diese Zwischenräume zur Anode gelangen kann. Der Anodenstrom wird mithin durch negative Gitterspannungen geschwächt.

Wird die negative Gitterspannung weiter erhöht, so greift schließlich der schraffierte Raum, in welchem negative Gegenspannungen herrschen, bis zur Kathode über. Es kommt zur "Inselbildung", bei welcher nicht mehr die gesamte Kathodenoberfläche an der Elektronenabgabe beteiligt ist (Abb. 37c).

<sup>1)</sup> Beachten Sie, daß bei Verwendung von Ungleichheitszeichen z.B. -2 kleiner als -1 ( $-2 < -1$ ) ist!

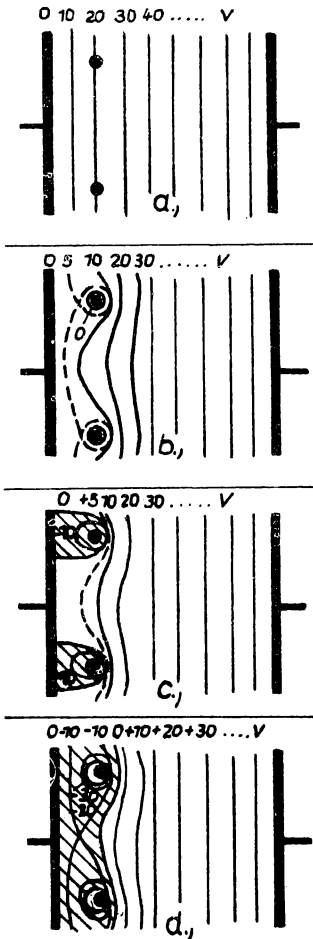


Abb. 37

Spannungsverteilung in der Triode bei verschiedenen Gitterspannungen und gleicher Anodenspannung.

- a)  $U_g = +20V$ , b)  $U_g = -1V$   
 c)  $U_g = -20V$ , d)  $U_g = -40V$

Schließlich kann man das Gitter so stark negativ machen, daß die positive Spannung der Anode nicht mehr bis zur Kathode durchgreifen kann (Abb. 37d). Es können keine Elektronen mehr zur Anode gelangen,  $I_a$  ist Null geworden.

Man kann also den Anodenstrom  $I_a$  bei konstanter Anodenspannung  $U_a$  mit Hilfe der (negativen) Gitterspannung  $U_g$  in weiten Grenzen steuern.

Außerdem bleibt  $I_a$  selbstverständlich wie bei der Diode auch von der Anodenspannung  $U_a$  abhängig, er ist also eine Funktion der Anodenspannung und der Gitterspannung:

$$I_a = f(U_a; U_g). \quad (3.11)$$

Nachdem wir somit einen qualitativen Überblick über die Wirkungsweise des Steuergitters in der Triode erhalten haben, ist es nun erforderlich, auch quantitative Aussagen zu machen, d.h. eine Rechengrundlage zu schaffen, anhand derer das elektrische Verhalten einer Triode in irgendwelchen Schaltungen untersucht werden kann. Mit anderen Worten: Wir müssen die Funktion  $I_a = f(U_a; U_g)$  als analytische Formel oder in Form einer graphischen Darstellung gewinnen. Beides soll in den folgenden Abschnitten durchgeführt werden.

### 3.23 Das Raumladungsgesetz der Triode

Bei der Ermittlung der Strom-Spannungskennlinie der Diode im Abschnitt 3.12 wurde bereits gesagt, daß das Arbeitsgebiet der Verstärkerröhren ebenso wie das der Gleichrichterröhren im Raumladungsgebiet der Kennlinie liegt. Es ist ohne weiteres verständlich, daß eine Steuerung des Anodenstromes im Sättigungsgebiet nicht möglich ist, da dort die Stromstärke allein von der Heizung abhängt. Andererseits sind die im Anlaufgebiet fließenden Ströme für Verstärkerzwecke viel zu klein.

Wir erinnern uns, daß der Verlauf der Diodenkennlinie im Raumladungsgebiet ermittelt wurde, indem wir die Diode als Kondensator aufgefaßt haben. Eine ähnliche Betrachtung wird auch bei der Triode zum Ziel führen. Da hier der Kathode zwei Elektroden gegenüberstehen, lassen sich insgesamt drei Elektrodenkapazitäten angeben (Abb. 38a). Dadurch sind alle drei Elektroden miteinander kapazitiv gekoppelt (Abb. 38b).

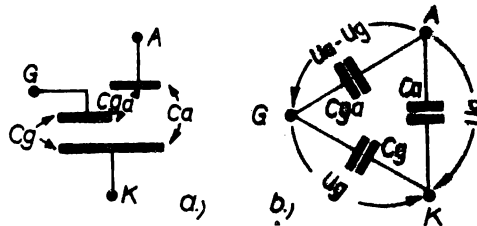


Abb. 38

Elektrodenkapazitäten der Triode

Liegen nun an der Anode und am Gitter die Spannungen  $U_a$  bzw.  $U_g$ , gemessen gegen die Kathode, so muß nach den Gesetzen der Elektrostatik die Ladung auf der Kathode gleich der Summe der Ladungen auf Gitter und Anode sein, also

$$\begin{aligned} Q_K &= Q_g + Q_a \\ &= C_g U_g + C_a U_a \end{aligned} \quad (3.12)$$

Bei der üblichen Elektrodenanordnung ist die Anodenkapazität  $C_a$  erheblich kleiner als die Gitterkapazität  $C_g$ , da der Abstand zwischen Anode und Kathode größer als zwischen Gitter und Kathode ist und außerdem das Gitter einen Teil der Anode abschirmt. Man bezeichnet das Verhältnis  $C_a/C_g$  als

"Durchgriff"

$$D = \frac{C_a}{C_g} \quad (< 1)$$

(3.13)

der Triode und schreibt damit Gleichung (3.12) in der Form

$$Q_k = C_g (U_g + D U_a). \quad (3.14)$$

In der Klammer steht die Summe der Gitterspannung und eines Bruchteiles der Anodenspannung. Diese Summe bezeichnet man als

Steuerspannung

$$U_{st} = U_g + D \cdot U_a,$$

(3.15)

so daß Gleichung (3.14) die Form

$$Q_k = C_g \cdot U_{st} \quad (3.16)$$

annimmt. Wir haben damit eine Gleichung erhalten, welche ganz der Gleichung (3.3) entspricht, aus der wir das Raumladungsgesetz für die Diode hergeleitet haben. Vergleichen wir die beiden Gleichungen miteinander, so kommen wir zu dem Schluß, daß durch die Gleichung (3.16) die betrachtete Triode theoretisch auf eine Diode zurückgeführt worden ist, deren Anode

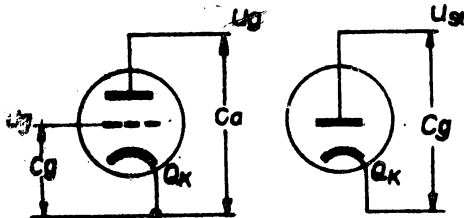


Abb. 39

Ersatz einer Triode durch eine äquivalente Diode

durch das Gitter der Triode gebildet worden ist und deren Anodenspannung gleich der Steuerspannung  $U_{st}$  ist. In Abb. 39 ist dieser Vergleich schematisch dargestellt. Aus dieser Gegenüberstellung ist zu schließen, daß in der Triode bei Anlegen einer Anodenspannung  $U_a$  und einer Gitterspannung  $U_g$  die gleichen Stromverhältnisse herrschen wie in der Ersatzdiode bei Anlegen einer Anodenspannung  $U_{st} = U_g + DU_a$ . Diese Überlegung läßt sich auch experimentell recht gut bestätigen. Für die Ersatzdiode gilt das Raumladungsgesetz (3.7), welches für unseren Fall jetzt die Form

$$I_a = K \cdot U_{st}^{3/2} \quad \text{für } 0 < U_{st} < U_s \quad ^1) \quad (3.17)$$

annimmt. Will man diese Formel durch Einsetzen von  $U_{st}$  auf die Triode übertragen, so ist dabei zu berücksichtigen, daß die Röhrenkonstante  $K$  aus der Kapazität  $C$  einer Röhre mit einer einzigen vollen Anode berechnet worden ist, während bei der Triode die Teilkapazität  $C_g$  zugrunde gelegt werden muß. Genaue Untersuchungen ergeben für die Triode eine etwas kleinere Raumladungskonstante  $K^*$  als für die Diode. Damit erhält man das

Raumladungsgesetz  
für die Triode:

$$\begin{aligned} I_a &= K^* (U_g + DU_a)^{3/2} \\ \text{für} \quad &0 < (U_g + DU_a) < U_s \\ \text{und} \quad &U_g < -1 \text{ V} \end{aligned} \quad (3.18)$$

mit  $K^* < K$

Mit Gleichung (3.18) ist unser erstes Ziel praktisch erreicht. Die Abhängigkeit des Anodenstromes von Anodenspannung und Gitterspannung ist quantitativ bestimmt. Der Stromverlauf entspricht ganz demjenigen bei der Diode, nur daß hier Gitterspannung und Anodenspannung gemeinsam auf die Stromstärke Einfluß nehmen. Jetzt tritt auch die Bedeutung des Durchgriffs  $D$  klar

<sup>1)</sup> Siehe nächste Seite

zutage. Er gibt an, welcher Bruchteil der Anodenspannung  $U_a$  an der Steuerspannung beteiligt ist, wie stark also die Anodenspannung "durch das Gitter hindurchgreift". Der Faktor D liegt in der Praxis zwischen 0,01 und 0,3; er wird gewöhnlich in Prozent angegeben, also

$$D = 1 \dots 30\%. \quad (3.19)$$

Je kleiner D ist, um so geringer ist der Einfluß der Anodenspannung neben dem der Gitterspannung auf den Anodenstrom, um so größer ist demnach die Steuerwirkung des Gitters.

Dieser "statische" Durchgriff D - zum Unterschied von dem später noch zu betrachtenden "technischen" Durchgriff  $D^*$  - ist nur so lange als Röhrenkonstante anzusehen, wie die gesamte Kathodenoberfläche an der Elektronenabgabe beteiligt ist. Sobald bei hohen negativen Gitterspannungen Inselbildung eintritt, ändert sich die wirksame Kathodenoberfläche und damit die Anoden- und Gitterkapazität der Röhre, wodurch der Durchgriff eine Veränderung erfährt. Man spricht dann von einer Durchgriffsverzerrung (Abb. 37c).

In diesem Gebiet weicht demzufolge der wirkliche Anodenstrom einer Triode nicht unwesentlich von dem aus dem Raumladungsgesetz errechneten ab.

---

1) Hier ist bereits vorausgesetzt, daß die Gitterspannung  $U_g < -1$  V ist und damit  $I_k = I_a$  gesetzt werden kann. Im allgemeinen Falle muß hier stehen:  $I_k = KU_{st}^{3/2}$ . Diese Form wird vor allem bei der Untersuchung von Mehrgitterröhren Bedeutung erlangen, weil dort z.T. beträchtliche Gitterströme fließen. Es ist dann  $I_a \neq I_k$ .

Ergänzungsliteratur:

- (1) Band 1, Seite 82 bis 87, 94 bis 104 ff
- (2) Seite 107 bis 108
- (3) " 81 " 90
- (5) " 19
- (6) " 28 bis 29
- (12) " 14 ff

Übungsaufgaben zur 9. Lektion:

Entfallen.

Prüfungsfragen zur 9. Lektion:

- F 9.1 Aus welchem Grunde führt man die Triode theoretisch auf eine "äquivalente" Diode zurück ?
- F 9.2 Welche Bedeutung besitzt die Steuerspannung für die Wirkungsweise der Triode ?
- F 9.3 Warum wählt man die Spannung des Steuergitters im allgemeinen  $< -1 \text{ V}$  ? Zwischen welchen Punkten ist diese Spannung zu messen ?
- F 9.4 Erklären Sie den Einfluß des (negativen) Steuergitters auf den Elektronenfluß in der Triode!
- F 9.5 Was versteht man unter dem (statischen) Durchgriff einer Triode ? Welche Bedeutung besitzt er für ihre Wirkungsweise ?

## 10. L e k t i o n

-----

### 3.24 Die Kennlinienfelder der Triode

Nachdem im vorangehenden Abschnitt die Abhängigkeit des Anodenstromes einer Triode von Anodenspannung und Gitterspannung in der Form des Raumladungsgesetzes (3.18) analytisch gewonnen worden ist, wollen wir uns im folgenden mit seiner graphischen Darstellung beschäftigen. Bei der praktischen Anwendung der Triode in Verstärkerschaltungen führt das graphische Verfahren gewöhnlich am einfachsten zur Ermittlung der günstigsten Schaltungsverhältnisse. Wir werden dieses Verfahren im Abschnitt 4 verschiedentlich anwenden und wollen jetzt die Voraussetzungen dafür schaffen.

Im Raumladungsgesetz (3.18) tritt der Anodenstrom  $I_a$  als Funktion zweier Veränderlicher auf, nämlich der Gitterspannung und der Anodenspannung. Geometrisch gesehen ist dadurch eine Fläche im Raum beschrieben, welche natürlich als graphische Darstellung in einer Zeichenebene ungeeignet ist. Im allgemeinen genügt es, den Anodenstrom in Abhängigkeit von einer der beiden Spannungen aufzutragen, wobei für die andere Spannung eine Reihe konstanter Werte gewählt wird. Man gelangt dabei zu zwei verschiedenen Kennlinienfeldern, je nachdem, ob  $I_a$  als Funktion von  $U_a$  oder von  $U_g$  aufgetragen wird.

Wir wollen uns zunächst die Entstehung des  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeldes vergegenwärtigen. Dabei gehen wir (unter Vernachlässigung des Anlaufstromes) von der Gitterspannung  $U_g = 0$  aus. Gleichung (3.18) nimmt dadurch die Form

$$I_a = K^* (DU_a)^{3/2} \quad (U_g = 0) \quad (3.20)$$

an. Sie führt auf eine Kurve, die in ihrem Verlauf der Diodekennlinie entspricht. Für  $U_a = 0$  ist auch  $I_a = 0$ ; die Kennlinie beginnt also in Koordinatenursprung und steigt dann parabelförmig an (Abb. 36a, stark ausgezogene Kurve).



Die Steigung aller Kennlinien ( $I_a = f(U_a)$ ,  $U_g = \text{konst.}$ ) ist bei gleichem Anodenstrom  $I_a$  gleich groß und unabhängig von der Wahl der Gitterspannung, denn aus

$$I_a = K^* \cdot (U_g + DU_a)^{3/2} \quad (3.21)$$

ergibt sich

$$\frac{\partial I_a}{\partial U_a} = \frac{3}{2} K^* \cdot (U_g + DU_a)^{1/2} \quad (3.22)$$

$$= \frac{3}{2} K^{*2/3} \cdot I_a^{1/3} \quad (3.23)$$

Alle weiteren Kennlinien für beliebige Gitterspannungen  $U_g$  laufen also zur Kurve (3.20) parallel, und zwar im Abstand  $-\frac{U_g}{D}$ , wie sich durch Vergleich der Anfangspunkte leicht feststellen läßt.

Wählen wir also z.B.  $D = 4\%$  und  $U_g = -2 \text{ V}, -4 \text{ V}, -6 \text{ V}, \dots$  und versehen die Spannungsachse mit einem bestimmten Maßstab, wie in Abb. 40a geschehen ist, so läßt sich das  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeld sofort vollständig aufzeichnen. Der Abstand von einer Kennlinie zur nächsten beträgt entsprechend den ausge-

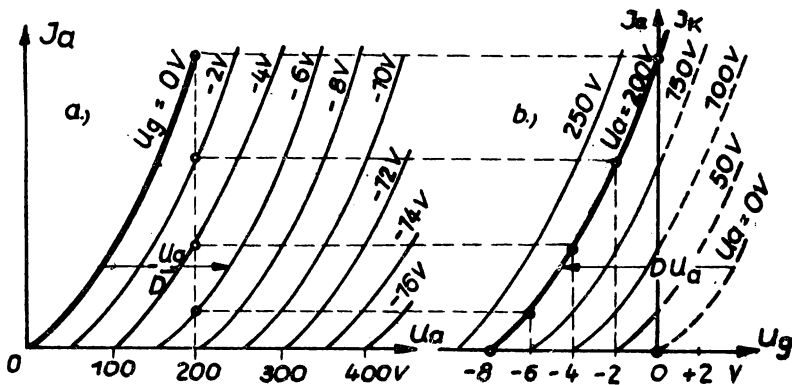


Abb. 40

Kennlinienfelder einer Triode (idealisiert)

wählten Gitterspannungen

$$-\frac{U_g}{D} = -\frac{-2V}{0,04} = 50 V.$$

Die Gitterspannung spielt dabei die Rolle eines Parameters.

Das  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeld der Triode bildet eine vollständige graphische Darstellung der Abhängigkeit des Anodenstromes von Anoden- und Gitterspannung. Es bedarf im Prinzip keiner Ergänzung. Jedoch ist es für manche Zwecke vorteilhaft, auch ein  $I_a$ - $U_g$ -Kennlinienfeld herzustellen, in welchem dann die Anodenspannung  $U_a$  als Parameter auftritt. Wir könnten nun dieses Kennlinienfeld in ebenderselben Weise entwickeln, wie es oben beim  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeld geschehen ist. Jedoch gelingt dieses einfacher auf graphischem Wege. Man braucht nur die Werte für den Anodenstrom aus dem  $I_a$ - $U_a$ -Feld abzulesen und punktweise in das  $I_a$ - $U_g$ -Feld zu übertragen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß längs einer Kurve im  $I_a$ - $U_g$ -Feld die Anodenspannung konstant zu halten ist. Die Werte einer solchen Kurve sind also im  $I_a$ - $U_a$ -Feld auf einer Senkrechten zu finden und umgekehrt.

Wählen wir z.B.  $U_a = 200 V$ , so finden wir im  $I_a$ - $U_a$ -Feld fünf Stromwerte für fünf verschiedene Gitterspannungen, welche nur in das  $I_a$ - $U_g$ -Feld waagerecht hinübergelotet zu werden brauchen. Voraussetzung dafür ist, daß die Strommaßstäbe in beiden Diagrammen gleich gewählt sind. Entsprechend lassen sich die Kurven für jeden anderen Wert der Anodenspannung ermitteln. Als Ergebnis findet man wieder eine Schar paralleler Kurven, welche jeweils gegenüber der Kennlinie für  $U_a = 0 V$  um den Betrag  $D \cdot U_a$  nach links, d.h. nach negativen Gitterspannungen hin, verschoben sind<sup>1)</sup>. Man bezeichnet daher das Produkt  $D \cdot U_a$  als "Verschiebespannung".

<sup>1)</sup> Dabei ist zu beachten, daß bei der von uns gewählten Formulierung das Raumladungsgesetz nur für  $U < -1 V$  Gültigkeit besitzt. Daher sind alle Kennlinien des  $I_a$ - $U_g$ -Feldes nur links vom Wert  $U_g = -1 V$  sinnvoll. Im Bereich positiver Gitterspannungen stellen sie den Kathodenstrom  $I_k = I_a + I_g$  dar!

Die somit ermittelten Kennlinienfelder sind entsprechend ihrer Entstehung als ideale Kennlinienfelder zu betrachten. Bei der Entwicklung der Raumladungsgleichung wurden allerlei Erscheinungen vernachlässigt, welche zu Abweichungen des wirklichen Kennlinienverlaufes vom idealen führen, wie zum Beispiel die Durchgriffsverzerrung durch Inselbildung u.a. mehr. Die wirklichen Kennlinien einer Röhre lassen sich am besten durch Mes-

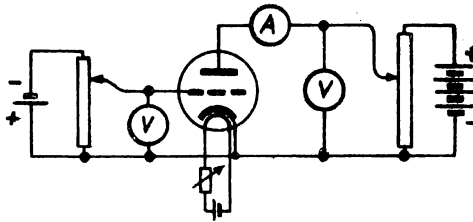


Abb. 41

Schaltung zur Aufnahme der Röhrenkennlinien einer Triode

ermitteln. Abb. 41 zeigt eine Schaltung, welche zur Aufnahme der Röhrenkennlinien einer Triode geeignet ist. Dabei genügt es, auch jeweils nur ein Kennlinienfeld aufzunehmen. Das andere kann, wie oben gezeigt, graphisch daraus entwickelt werden. Die auf diese Weise entstandenen wirklichen Kennlinienfelder einer Triode zeigt Abb. 42. Es ist deutlich zu erken-

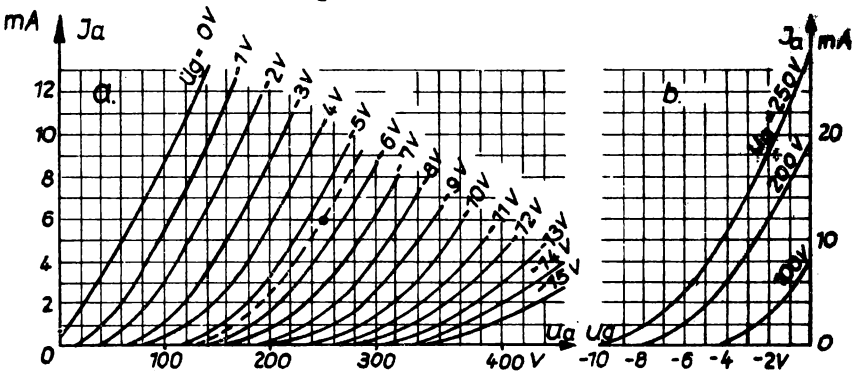


Abb. 42

Kennlinienfelder der Triode AC 2

nen, daß die Parallelität der Kennlinien mit wachsender negativer Gitterspannung verloren geht.

Daher liefern graphische Verfahren mit Hilfe solcher wirklicher Kennlinien für die Praxis genauere Ergebnisse als die Rechnung mit der Raumladungsgleichung.

### 3.25 Die Röhrenkennwerte

Für die Anwendung der Verstärkerröhren ist in vielen Fällen nicht die Kenntnis des gesamten Kennlinienfeldes erforderlich. Oft genügt es, den Verlauf der Kennlinien in der Umgebung eines Punktes, des "Arbeitspunktes" der Röhre, zu kennen. Dieser Kennlinienverlauf läßt sich durch einige Größen beschreiben, aus welchen z.B. die Steigung und der Abstand der Kennlinien voneinander an der betreffenden Stelle hervorgeht. Da diese Größen das Verhalten der Röhre im Arbeitspunkt charakterisieren, bezeichnet man sie als Kennwert der Röhre. Wir wollen uns im folgenden mit diesen Kennwerten bekannt machen.

In Abb. 43 haben wir den Arbeitspunkt A einer Triode durch Wahl einer bestimmten Anodenspannung  $U_{ao}$  und einer bestimmten Gitterspannung  $U_{go}$  im  $I_a$ - $U_g$ -Kennlinienfeld festgelegt. Dabei ergibt sich gleichzeitig ein bestimmter zum Arbeitspunkt gehöriger Anodenstrom  $I_{ao}$ . In der Abb. sind der Übersichtlichkeit halber nur zwei zur Kennlinie  $U_{ao}$  benachbarte Kennlinien eingezeichnet. Hält man die gewählte Anodenspannung  $U_{ao}$  konstant und steuert den Anodenstrom durch kleine Änderungen  $\Delta U_g$  der Gitterspannung um einen kleinen Betrag  $\Delta I_a$  etwa zum Punkte B' bzw. B'', so definiert man als Maß für die Steuerwirkung den ersten Röhrenkennwert als Verhältnis von Stromänderung zur Gitterspannungsänderung, die

"Steilheit"

$$S = \left( \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g} \right) \quad U_a = \text{konst.}$$

(3.24)

Dieser Kennwert stellt geometrisch nichts anderes dar, als die Steigung der Kennlinie im Arbeitspunkt (daher auch die Bezeich-

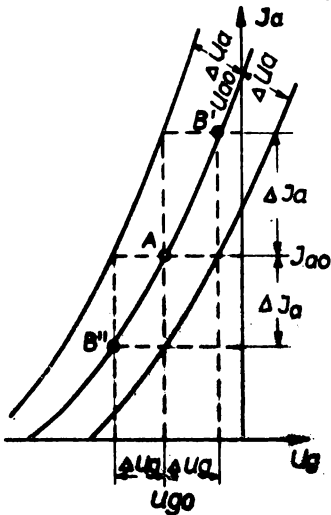


Abb. 43

Zur Definition der Röhrenkennwerte

Als zweiter Röhrenkennwert ist der Kehrwert dieses Verhältnisses, der

"Innenwiderstand"

$$R_i = \left( \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right) U_g = \text{konst}$$

(3.25)

festgelegt. Wir werden später erkennen, daß  $R_i$  den Wechselstromwiderstand der Röhre darstellt, welcher nicht mit dem Gleichstromwiderstand  $U_a/I_a$  zu verwechseln ist. Bei der Ermittlung von  $R_i$  aus Abb. 43 muß man sich wegen  $U_g = \text{konst}$  von Punkt A aus auf einer Senkrechten bis zur nächsten Kennlinie bewegen. Man findet dann  $\Delta U_a$  als Abstand der beiden Kennlinien voneinander.

Als dritter Röhrenkennwert gilt der bereits bekannte Durchgriff D. Er war bei der Herleitung der Raumladungsgleichung als Ver-

1) Daß bei allen diesen Betrachtungen auch die Heizung der Röhre konstant gehalten wird, soll als selbstverständlich vorausgesetzt werden.

nung "Steilheit"). Er sagt aus, um wieviel mA sich bei 1V Gitterspannungsänderung der Anodenstrom ändert, sofern die Anodenspannung dabei konstant gehalten wird<sup>1)</sup>.

In ähnlicher Weise kann nach dem Einfluß einer Anodenspannungsänderung auf den Anodenstrom gefragt werden, wenn gleichzeitig die Gitterspannung konstant gehalten wird (Abb. 39, senkrechte Gerade durch A).

Ein Maß für diesen Einfluß bildet das Verhältnis

$$\Delta I_a / \Delta U_a \text{ bei } U_g = \text{konst.}$$

hältnis zweier Elektrodenkapazitäten definiert worden (Gleichung (3.13)). Jedoch kann man noch auf andere Weise zu einer Definition des Durchgriffs gelangen, welcher dann auch im realen Kennlinienfeld einer Verstärkerröhre seine Bedeutung behält und als technischer Durchgriff  $D^*$  bezeichnet werden soll. Aus der Raumladungsgleichung (3.18) ist zu ersehen, daß der Anodenstrom allein von der Größe der Steuerspannung  $U_{st} = U_g + DU_a$  abhängt, ganz gleich, wie sich diese aus Anoden- und Gitterspannung zusammensetzt. Ändert man z.B. die Gitterspannung um einen Betrag  $\Delta U_g$ , so läßt sich durch eine entsprechende Änderung  $\Delta U_a$  der Anodenspannung erreichen, daß die Steuerspannung  $U_{st}$  und damit der Anodenstrom  $I_a$  seinen Wert beibehält. Es muß dann gelten

$$(U_g + \Delta U_g) + D(U_a + \Delta U_a) = U_g + DU_a. \quad (3.26)$$

Daraus erhält man sofort den

$$\text{Durchgriff} \quad D^* = \left( - \frac{\Delta U_g}{\Delta U_a} \right) I_a = \text{konst} \quad (3.27)$$

Da bei Ausdehnung dieser Definition auf reale Kennlinienfelder dieser "technische Durchgriff"  $D^*$  nicht mehr konstant und gleich dem angegebenen Kapazitätenverhältnis ist, muß er vom "statischen Durchgriff"  $D$  unterschieden werden. Jedoch gilt im normalen Arbeitsbereich der Röhren mit hinreichender Näherung

$$D^* \approx D.$$

Wir werden daher im folgenden allgemein nur vom Durchgriff  $D$  sprechen und meinen damit den technischen Durchgriff (3.27). Bei der Anwendung der Verstärkerröhren werden wir erkennen, daß der Durchgriff  $D$ , oder besser gesagt sein Kehrwert  $\frac{1}{D}$ , ein oberer Grenzwert für die Verstärkung der Röhre ist. Dieser Kehrwert wird daher auch oft als

$$\text{idealer Verstärkungsfaktor} \quad \mu = \frac{1}{D} \quad (3.28)$$

bezeichnet.

In ähnlicher Weise wie  $R_i$  ist der Durchgriff  $D$  aus dem Kennlinienfeld (Abb. 39) abzulesen, wenn man sich entsprechend dem konstanten Anodenstrom vom Arbeitspunkt  $A$  aus auf einer Waagerechten um den Betrag  $\Delta U_g$  bis zur nächsten Kennlinie bewegt. Ähnlich lassen sich alle Kennwerte auch aus dem  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeld entnehmen (siehe Aufgabe 10.1).

Da der Verlauf der Kennlinien in der Umgebung eines Punktes bereits durch zwei Größen vollständig beschrieben werden kann, muß er durch die drei Kennwerte überbestimmt sein. Zwischen den Kennwerten besteht die einfache Beziehung (Barkhausensche Röhrenformel)

$$S \cdot D \cdot R_i = 1, \quad (3.29)$$

wie sich durch Ausmultiplizieren ihrer Definitionsgleichungen leicht nachweisen läßt. Es genügt also stets, zwei der Kennwerte zu kennen, der dritte läßt sich daraus entsprechend Gleichung (3.29) berechnen.

Die Kennwerte aller im Handel befindlichen Röhren sind jeweils für einen bestimmten Arbeitspunkt in Röhrentaschenbüchern angegeben. Aus ihnen lassen sich alle Eigenschaften der betreffenden Röhren für den angegebenen Arbeitspunkt entnehmen. Im Abschnitt 4 werden wir die Bedeutung der einzelnen Kennwerte noch eingehend erörtern.

### 3.26 Die Begrenzungen des $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeldes

Bei der Aufstellung der Raumladungsgleichung für die Triode wurde bereits gesagt, daß auch für die Verstärkerröhren als Arbeitsgebiet allein das Raumladungsgebiet der Kennlinien in Frage kommt. Wir haben uns daher von vornherein bei allen Betrachtungen in diesem Abschnitt auf das Raumladungsgebiet beschränkt und das Anlaufgebiet vernachlässigt. Jedoch ist auch das Raumladungsgebiet des Kennlinienfeldes nur in einem beschränkten Bereich für die Arbeit einer Verstärkerröhre verwendbar.

Die erste Begrenzung dieses Bereiches wurde bereits im Abschnitt 3.22 festgelegt. Um eine leistungslose Steuerung des Anodenstromes durch die Gitterspannung zu erzielen, muß die Gitterspannung stets  $< -1V$  bleiben. Die  $I_a-U_a$ -Kennlinie für  $U_g = -1V$  bildet somit die linke Begrenzung des Kennlinienfeldes (Abb. 40).

Weiterhin ist die Gleichstromleistung jeder Röhre begrenzt durch die erlaubte Erwärmung der Anode<sup>1)</sup>, sie darf daher einen gewissen vorgeschriebenen Wert, die maximale Anodenverlustleistung  $N_{a \max}$ , nicht überschreiten. Diese Vorschrift führt zu einer oberen Begrenzung des Kennlinienfeldes. Die Kurve der maximalen Anodenverlustleistung ergibt sich aus der Gleichung

$$I_a = \frac{N_{a \max}}{U_a}, \quad (3.30)$$

sie besitzt also die Form einer Hyperbel und ist in Abb. 44 für  $N_{a \max} = 2W$  eingezeichnet. Der Arbeitspunkt muß stets unterhalb, höchstens auf dieser Kurve gewählt werden.

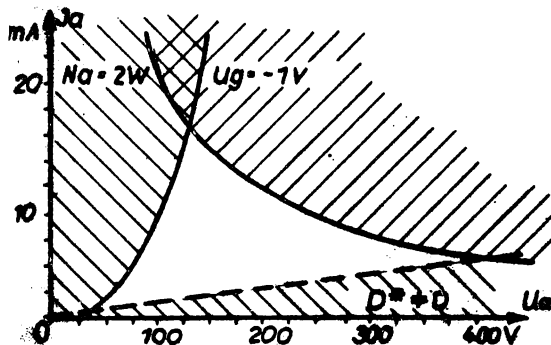


Abb. 44

Brauchbarer Teil des Kennlinienfeldes

<sup>1)</sup> Vergl. Lehrbrief 1, Abschn. 2.11 (Ende) und 2.35, desgl. Aufgabe 1.1c



Die dritte Grenze wird durch die Durchgriffsverzerrung bestimmt, welche infolge von Inselbildung auf der Kathode bei relativ hohen negativen Gitterspannungen eintritt. Dieses Gebiet ist in Abb. 44 durch die gestrichelte Gerade abgetrennt. Wenn man das Gebiet der Durchgriffsverzerrung nicht vermeiden kann, muß man beachtliche Verzerrungen bei der Verstärkung in Kauf nehmen.

Für die Arbeit der Röhre bleibt also ein dreieckförmiges Gebiet, innerhalb dessen sich das elektrische Geschehen abspielen kann.

Damit sind die wesentlichen Grundlagen für die Anwendung der Triode als Verstärkerröhre geschaffen. Da die Behandlung dieser Anwendung einen längeren Abschnitt für sich in Anspruch nimmt, wollen wir sie hier nicht direkt anschließen, sondern zunächst weitere Röhrenarten kennenlernen.

Ergänzungsliteratur:

(1)	Band 1,	Seite 87 bis 93, 156 bis 162
(2)	Seite 199 bis 201	
(3)	"	95 " 106
(4)	"	20
(6)	"	20 " 23
(12)	"	22 " 28

#### Aufgaben zur 10. Lektion:

A 10.1 Der Arbeitspunkt der Triode AC 2 (Beilage) liegt bei  $U_a = 250 \text{ V}$  und  $U_g = -5,5 \text{ V}$ .

a) Wie groß ist die Stromstärke  $I_a$  im Arbeitspunkt ?

Bestimmen Sie im Arbeitspunkt

b) die Steilheit  $S$  aus dem  $I_a$ - $U_g$ -Feld,

c) den Innenwiderstand  $R_i$  und den Durchgriff  $D$  aus dem  $I_a$ - $U_a$ -Feld !

d) Vergleichen Sie die Ergebnisse und überprüfen Sie die Barkhausenformel !

- A 10.2 a) Berechnen Sie die Steilheit  $S$  als partiellen Differentialquotient  $\frac{\partial I_a}{\partial U_g}$  aus der Raumladungsgleichung als Funktion von  $I_a$ .
- b) Vergleichen Sie das Ergebnis mit dem gewöhnlichen Differentialquotienten  $\frac{dI_a}{dU_{st}}$  !
- c) Bestimmen Sie durch Vergleich mit Aufgabe 10.1 die Röhrenkonstante  $K^*$  für die Triode AC 2.
- A 10.3 Zeichnen Sie in das  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeld der Triode AC 2 (Abb. 42) die Kurve für die maximale Anodenverlustleistung  $N_a = 2$  Watt ein !

Prüfungsfragen zur 10. Lektion:

- F 10.1 Welche Kennlinienfelder einer Triode sind Ihnen bekannt ? Wie kann man sie ermitteln ?
- F 10.2 Welcher Bereich der Kennlinienfelder ist für die Anwendung der Triode brauchbar ? Wodurch werden seine Grenzen festgelegt ?
- F 10.3 Wie sind die Röhrenkennwerte definiert und wie lassen sie sich bestimmen ? Welcher Zusammenhang besteht zwischen ihnen ?

## 11. L e k t i o n

-----

### 3.3 Mehrgitterröhren

Im Abschnitt 3.2 haben wir in der Triode die einfachste Form einer Verstärkerröhre kennengelernt. Sie enthält neben Kathode und Anode das zur Steuerung des Anodenstromes erforderliche Steuergitter. Ihre elektrischen Eigenschaften lassen sich aus den Kennlinienfeldern und den Röhrenkennwerten entnehmen. So wurde z.B. der Durchgriff  $D$  der Röhre als Maß für ihre Steuerwirkung bezeichnet. Durch seine Stellung in der Steuerspannung  $U_{st} = U_g + D U_a$  gibt er an, wie relativ groß der Einfluß einer Gitterspannungsänderung auf den Anodenstrom ist gegenüber einer Änderung der Anodenspannung. Je kleiner  $D$  ist, um so größer ist die Steuerwirkung des Gitters. Der Kehrwert des Durchgriffs tritt schließlich als idealer Verstärkungsfaktor der Röhre in Erscheinung, wie im Abschnitt 4 noch ausführlicher dargelegt wird.

Aus diesen Tatsachen heraus ergibt sich z.B. die Forderung, den Durchgriff einer Verstärkerröhre möglichst klein zu machen, um den Anteil der Anodenspannung an der Steuerspannung so weit wie möglich herabzudrücken. Diese und andere Forderungen führen zur Einführung weiterer Gitter in die Röhre, deren Zahl in modernsten Röhren für spezielle Zwecke bis auf sieben angestiegen ist.

Wir wollen uns bei den anschließenden Betrachtungen nur auf die für industrielle Verstärkerzwecke wesentlichsten Gitter beschränken. Für Zwecke der Hochfrequenztechnik wird auf die entsprechende Spezialliteratur verwiesen.

#### 3.31 Das Schirmgitter

Die oben bereits erwähnte Forderung, den Durchgriff  $D = \frac{C_a}{C_g}$  einer Verstärkerröhre möglichst klein zu machen, läßt sich bei der Triode nur in bestimmten technisch bedingten Grenzen erfüllen. Das Gitter kann nicht beliebig dicht an die

Kathode herangebracht werden, da sonst durch Wärmestrahlung seitens der Kathode eine zu starke Erwärmung und infolgedessen eine Gitteremission eintreten könnte. Auch kann die Gitterwendel nicht beliebig eng gewickelt werden. Die unvermeidlichen Ungenauigkeiten bei der Serienfertigung führen dabei zu unzulässig großen Streuungen der Röhrenkennwerte. Auf viel einfachere Weise gelangt man zu einer Verkleinerung des Durchgriffs durch Einfügen eines weiteren Gitters zwischen Steuergitter und Anode. Dieses Gitter führt durch Abschirmung der Anode von der Kathode zu einer erheblichen Verkleinerung der Anodenkapazität  $C_a$ . Man bezeichnet es deshalb als "Schirmgitter". Abb. 45 zeigt das Symbol für eine Schirmgitterröhre oder Tetrode ("Vier"polröhre) mit den entsprechenden Spannungen für die einzelnen Elektroden.

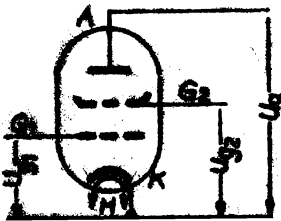


Abb. 45  
Schaltzeichen  
einer Tetrode

$G_1$  = Steuergitter  
 $G_2$  = Schirmgitter

Das Schirmgitter  $G_2$  erhält eine positive Spannung, welche gleich der halben bis vollen Anodenspannung  $U_a$  gewählt wird. Dadurch übernimmt das Schirmgitter praktisch die Aufgaben der Anode in der Triode, während die Steuerwirkung der Anodenspannung auf einen Bruchteil zurückgegangen ist.

Besonders deutlich tritt diese Tatsache bei der Zusammensetzung der

Steuerspannung zutage. Hier wird der Platz der Anodenspannung durch Anoden- und Schirmgitterspannung eingenommen. Diese beiden Spannungen lassen sich ähnlich wie in Abschnitt 3.23 zusammenfassen zu

$$U'_a = U_{g2} + D_2 U_a.$$

Dabei ist  $D_2$  der Durchgriff durch das Schirmgitter  $G_2$ . Die gesamte Steuerspannung erhält dann die Form

$$\begin{aligned}
 U_{st} &= U_{g1} + D_1 U_a' \\
 &= U_{g1} + D_1 (U_{g2} + D_2 U_a) \\
 &= U_{g1} + D_1 U_{g2} + D_1 D_2 U_a, \quad (3.31)
 \end{aligned}$$

wenn man den Durchgriff durch das Steuergitter mit  $D_1$  bezeichnet. Nun ist aber  $D_2$  gewöhnlich nicht wesentlich größer als  $D_1$ , so daß das Produkt  $D_1 D_2$  größenordnungsmäßig bei einigen Promille liegt. Das bedeutet aber, daß z.B. eine Änderung der Steuergitterspannung um 1 V etwa den gleichen Einfluß auf den Anodenstrom besitzt wie eine Anodenspannungsänderung von 1000 V. Der Anodenstrom ist also von Änderungen der Anodenspannung praktisch unabhängig geworden, die "Anodenrückwirkung" ist beseitigt.

Für die Steuerspannung ergibt sich praktisch

$$U_{st} \approx U_{g1} + D_1 U_{g2}. \quad (3.32)$$

Aus dieser Gleichung ist zu erkennen, daß die Schirmgitterspannung  $U_{g2}$  sehr gut konstant gehalten werden muß, um nicht ihrerseits eine Steuerwirkung auf den Anodenstrom auszuüben.

Da sich die Steilheit  $S$  der Röhre durch Einfügen des Schirmgitters kaum ändert, muß sich der Innenwiderstand  $R_1 = \frac{1}{S \cdot D}$  bei Verkleinerung des Durchgriffs wesentlich vergrößern. Er liegt bei Schirmgitterröhren in der Größenordnung von einigen Megohm.

Außer einer Veränderung der beiden Kennwerte  $D$  und  $R_1$  hat das Schirmgitter noch einen weiteren günstigen Einfluß auf das Verhalten einer Verstärkerröhre. Bei Verstärkung von hochfrequenten Wechselspannungen macht sich bei Trioden die kapazitive Koppelung des Anodenkreises mit dem Gitterkreis über die Anoden-Gitterkapazität  $C_{ga}$  (vergl. Abb. 38) unangenehm bemerkbar. Sie hat zur Folge, daß Wechselspannungen aus dem Anodenkreis in den Gitterkreis gelangen und als zusätzliche Steuerspannungen wirken. Je nach ihrer Phasenlage zur ursprüng-

lichen Gitterwechselspannung erniedrigen oder erhöhen sie dieselbe und damit auch die Verstärkung der Röhre<sup>1)</sup>. Diese Kapazität  $C_{ga}$  wird durch das Schirmgitter ebenfalls erheblich verkleinert und dadurch die kapazitive Koppelung von Anoden- und Gitterkreis herabgesetzt.

Wie oben ausgeführt wurde, übernimmt in der Schirmgitterröhre die Spannung  $U_{g2}$  die Funktion der Anodenspannung. Sie muß zu diesem Zweck positiv in der Größenordnung der Anodenspannung gewählt werden ( $U_{g2} = \frac{1}{2} \dots 1 \cdot U_a$ ). Dadurch ist jedoch mit einem beträchtlichen Schirmgitterstrom  $I_{g2}$  zu rechnen, so daß das Raumladungsgesetz der Schirmgitterröhren nur für den Kathodenstrom Gültigkeit haben kann:

$$I_k = I_a + I_{g2} = K^* \cdot U_{st}^{3/2} \quad (3.33)$$

Mit dem Anodenstrom  $I_a$  wird also auch der Schirmgitterstrom  $I_{g2}$  durch die Spannung  $U_{g1}$  des Steuergitters gesteuert. Um trotzdem keine Änderungen der Schirmgitterspannung  $U_{g2}$  zu erhalten, muß man das Schirmgitter wechselstromseitig durch einen großen Kondensator gegen die Kathode kurzschließen. In späteren Abschnitten wird darauf noch wiederholt hingewiesen werden.

### 3.32 Das Bremsgitter

Durch Einfügen des positiven Schirmgitters zwischen Anode und Steuergitter wird eine Erscheinung bemerkbar, welche in der Triode wohl auch vorhanden ist, durch die Spannungsverhältnisse an den Elektroden jedoch nicht zur Auswirkung kommt, - die Sekundäremission. Durch die zwischen Kathode und Anode beschleunigten Elektronen werden aus Anode und Schirmgitter Sekundärelektronen befreit, welche am Ladungstransport teilnehmen können. Bei der Triode kann diese Sekundäremission -

<sup>1)</sup> Eine solche Erscheinung bezeichnet man als Rückkoppelung (Gegen- oder Mitkoppelung). Sie kann unter bestimmten Voraussetzungen zum Selbstschwingen der Schaltung führen.

welche selbstverständlich auch vorhanden ist - nicht spürbar werden, da der Anode eine stark negative Elektrode gegenübersteht. Alle Sekundärelektronen werden dadurch zur Anode zurückgetrieben.

In der Tetrode jedoch können Sekundärelektronen entweder von der Anode zum Schirmgitter oder vom Schirmgitter zur Anode gelangen, je nachdem, welche von beiden Elektroden die höhere positive Spannung besitzt. Es kann im Betrieb der Röhre durchaus vorkommen, daß durch die Steuerwirkung des Steuergitters die Anodenspannung unter die konstant gehaltene Schirmgitterspannung absinkt. Der Anodenstrom wird dann durch den Verlust der Sekundärelektronen erheblich geschwächt. Diese Schwächung des Anodenstromes ist derart stark, daß in einem bestimmten Spannungsbereich die Stromstärke trotz Ansteigens der Anodenspannung absinkt. Sie kann unter Umständen sogar negativ werden. Die Röhre besitzt in diesem Bereich einen negativen Innenwiderstand  $R_i$  (vergl. auch Abb. 48). In der Literatur wird diese Erscheinung oft als "Dynatroneneffekt" bezeichnet.

Der Dynatroneneffekt ist bei der Anwendung der Tetrode als Verstärkerröhre äußerst störend. Man muß darauf achten, daß die Anodenspannung auch während des Betriebes nicht unter die Schirmgitterspannung absinkt, wozu gewöhnlich sehr hohe Betriebsspannungen erforderlich sind. Durch besondere technische Ausführung der Tetrode kann der Einfluß der Sekundärelektronen klein gehalten werden. Solche Röhren finden als Endröhren (Leistungsröhren) häufig Verwendung. Auf andere Weise, nämlich durch Einfügen eines weiteren Gitters zwischen Schirmgitter und Anode, erreicht man eine vollständige Beseitigung des Dynatroneneffektes. Dieses "Bremsgitter" soll die von der Kathode kommenden, durch die Anodenspannung beschleunigten Elektronen möglichst ungehindert zur Anode durchlassen, während die langsamen Sekundärelektronen abgebremst und zur Anode bzw. zum Schirmgitter zurückgetrieben werden. Es muß also eine gegenüber Anode und Schirmgitter negative Spannung besitzen. Der Einfachheit halber legt man an das Bremsgitter ge-

wöhnlich das Kathodenpotential und verbindet es zu diesem Zweck oft bereits innerhalb des Röhrenkolbens direkt mit der Kathode. Soll das dritte Gitter jedoch außer seiner Bremswirkung noch besondere Steuerfunktionen ausüben, so muß es ebenfalls getrennt aus dem Röhrenkolben herausgeführt werden.

Eine Röhre mit drei Gittern, also mit fünf Elektroden, bezeichnet man als Pentode oder Fünfpolröhre. Ihr Schaltsymbol ist in Abb. 46 dargestellt.

Neben seinem Einfluß auf die Sekundärelektronen vergrößert das Bremsgitter noch die Wirkung des Schirmgitters. Die Kapazitäten  $C_a$  und  $C_{ga}$  werden weiter verkleinert und die Steuerspannung erhält die Form

$$\begin{aligned} U_{st} &= U_{g1} + D_1 U_{g2} + D_1 D_2 U_{g3} + D_1 D_2 D_3 U_a \\ &\approx U_{g1} + D_1 U_{g2} \end{aligned} \quad (3.34)$$

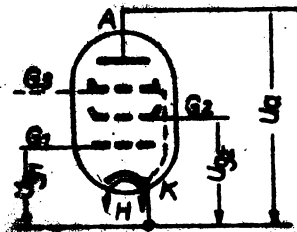


Abb. 46

Symbol einer Pentode  
 $G_3$  = Bremsgitter

Die Anodenrückwirkung ist nun offenbar vollständig beseitigt und auch die kapazitive Koppelung von Anoden- und Gitterkreis auf ein Minimum herabgesetzt ( $C_{ga}$  liegt bei HF-Pentoden bei einigen  $10^{-3}$  pF). Mit der Pentode steht somit eine ausgezeichnete Verstärker- röhre zur Verfügung, welche den meisten Ansprüchen genügt. Die Ein- fügung weiterer Gitter in die Röh-

re dient gewöhnlich besonderen Zwecken, wie zum Beispiel der Modulation von Spannungen verschiedener Frequenzen u.a., worauf wir hier nicht weiter eingehen wollen.

### 3.33 Kennlinienfelder und Kennwerte

Dem Verwendungszweck der Tetrode und der Pentode als Verstärker- röhre entsprechend interessiert auch hier die Abhängigkeit des



Anodenstromes von der Anodenspannung und Steuergitterspannung, wobei die Schirmgitterspannung konstant gehalten wird. Für verschiedene Werte der Schirmgitterspannung gibt es also verschiedene Kennlinienfelder.

Ein Verlauf der Kennlinien nach dem  $U^{3/2}$ -Gesetz ist nicht mehr zu erwarten, da sich der Kathodenstrom je nach dem Verhältnis von Anoden und Schirmgitterspannung verschieden auf Anode und Schirmgitter verteilt. Insbesondere gibt es bei der Pentode (und praktisch auch bei der Tetrode) nur eine  $I_a$ - $U_g$ -Kennlinie, da der Anodenstrom für  $U_a > U_{g2}$  von der Anodenspannung praktisch unabhängig ist, Abb. 47 zeigt die Kennlinienfelder einer Pentode. Die Kennlinien verlaufen bei höheren Anodenspannungen fast parallel zur Spannungsachse, so daß der Eindruck einer Sättigung entsteht. Man spricht auch beim Anodenstrom der Mehrgitterröhren von einer Schein- (Pseudo-) Sättigung.

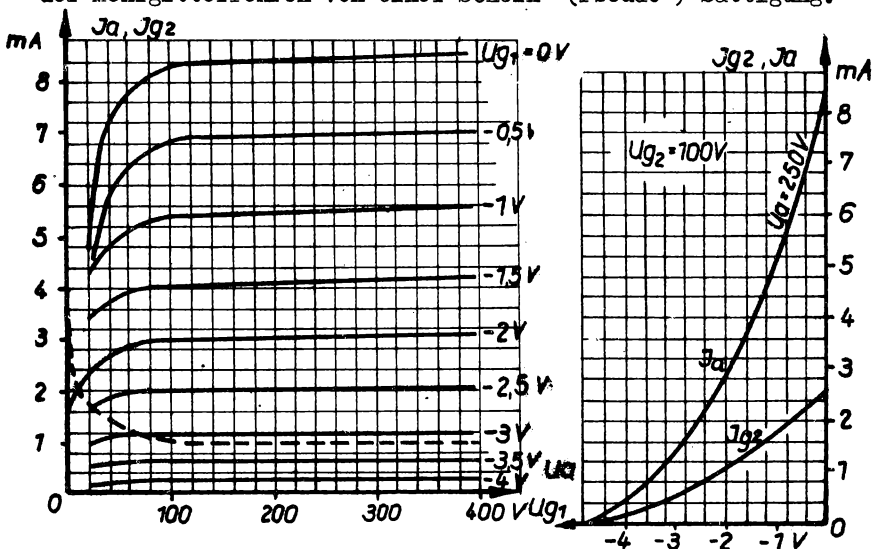


Abb. 47

Kennlinienfelder der Pentode EF 12  
Im  $I_a$ - $U_a$ -Feld ist der Schirmgitterstrom  
für  $U_g = -2V$  gestrichelt eingezeichnet

Im Gebiet kleiner Anodenspannungen ( $U_a < U_{g2}$ ) geht der Anodenstrom mit der Spannung sehr schnell gegen Null, dagegen wächst der Schirmgitterstrom gleichzeitig auf sein Maximum an (Gebiet der Stromübernahme). Für  $U_{g1} = \text{konst.}$  und  $U_{g2} = \text{konst.}$  muß nach (3.34)  $I_k = I_a + I_{g2}$  konstant bleiben.

Der wesentliche Unterschied der Tetrodenkennlinien gegenüber denen der Pentode ist aus Abb. 48 zu ersehen. Der starke Kennlinienknick im Gebiet  $U_a < U_{g2}$  ist auf den Dynatroneffekt zurückzuführen. Hier macht sich der Sekundärelektronenstrom von der Anode zum Schirmgitter bemerkbar. Der für die Verstärkung brauchbare Teil der Kennlinie liegt oberhalb dieser Unregelmäßigkeit. Nur für Sonderzwecke verwendet man gerade dieses Gebiet des Dynatroneffektes, da hier die Röhre einen steuerbaren negativen Wechselstrom-Innenwiderstand besitzt.

Die Kennwerte einer Pentode oder Tetrode sind ebenso definiert, wie die der Triode (siehe Abschn. 3.25), nur daß hier alle weiteren Parameter ( $U_{g2}$ ,  $U_{g3}$ ) ebenfalls konstant zu halten sind. Während sich die Steilheit  $S$  größenordnungsmäßig nicht von der Steilheit einer Triode unterscheidet, ist der Innenwiderstand  $R_i$  außerordentlich hoch. Er kann, wie schon erwähnt, Werte von einigen MOhm annehmen. Der technische Durchgriff  $D^*$ ,

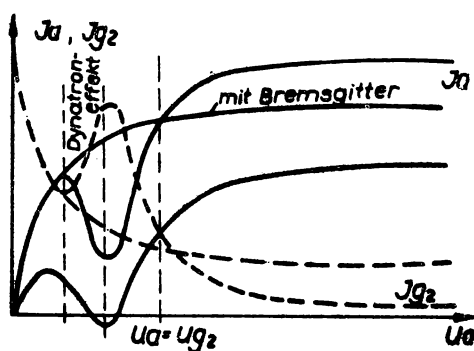


Abb. 48  
Kennlinien einer Tetrode

welcher bei der Triode praktisch gleich dem statischen Durchgriff  $D$  gesetzt werden kann, ist bei den Mehrgitterröhren keineswegs konstant, sondern stark von den Betriebsspannungen abhängig.

Er steht in keiner Beziehung zu den Elektrodenkapazitäten, sondern ist wesentlich durch die Verteilung des Kathodenstromes auf Anode und Schirmgitter bedingt. Als reine Rechengröße  $D^* = \frac{1}{SR_1}$  besitzt er sehr kleine Werte und ist für die Praxis ohne Bedeutung.

Ergänzungsliteratur: (1) Band 1, Seite 112 bis 115,  
Seite 141 " 151,  
Seite 156 " 167,  
(2) Seite 207 bis 210,  
(3) " 128 " 145.

Aufgaben zur 11. Lektion:

- A 11.1 a) Bestimmen Sie die Kennwerte  $S$  und  $R_1$  der Pentode EF 12 (Beilage) im Arbeitspunkt  $U_a = 250$  V,  $U_g = -2$  V. Berechnen Sie über die Barkhausenformel den Durchgriff.
- b) Vergleichen Sie die ermittelten Werte mit den Ergebnissen der Aufgabe 10.1 und diskutieren Sie die Unterschiede.
- c) Nehmen Sie ein Röhrentaschenbuch zur Hand und suchen Sie die Kennwerte der Röhren AC 2 und EF 12 auf. Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit den angegebenen Werten.
- A 11.2 Zeichnen Sie in das  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeld der Pentode EF 12 die Kurve der maximalen Anodenverlustleistung  $N_{a \max} = 2$  W ein.

Prüfungsfragen zur 11. Lektion:

- F 11.1 Welche Vorteile bringt das Schirmgitter für eine Verstärkerröhre mit sich ?
- F 11.2 Aus welchem Grunde muß die Schirmgitterspannung sehr gut konstant gehalten werden ?
- F 11.3 Welche Aufgabe löst das Bremsgitter ?
- F 11.4 Warum läßt sich die Steilheit  $S$  einer Pentode in ähnlicher Weise wie in Aufgabe 10.2 durch Differentiation der Raumladungsgleichung nur angenähert bestimmen ?

## 12. L e k t i o n

-----

### 3.4 Das Thyratron (Stromtor)

Bei fast allen bisher betrachteten Röhren handelte es sich um Vakuumpöhröhen mit Glöhkathode. Ihr elektrisches Verhalten, ausgedrückt durch die Strom-Spannungs-Kennlinie bzw. durch Kennlinienfelder, war im wesentlichen durch diese Tatsachen bedingt. Auch die Möglichkeit der stetigen Steuerung des Anodenstromes mittels weiterer Elektroden (Gitter) ist typisch für Vakuumpöhröhen. Die Verhältnisse ändern sich jedoch ganz erheblich, wenn man den Röhrenkolben - bei im Prinzip gleichem technischen Aufbau der Röhre - mit einer Gasfüllung versieht. Bereits in Abschnitt 3.14 wurde bei der Behandlung gasgefüllter Gleichrichter auf diese Tatsache hingewiesen, welche sich aus den Erscheinungen bei Stromdurchgang durch Gase erklären läßt (vergl. Lehrbrief 1, Abschn. 2.2). Während jedoch zwischen der Anwendung von Vakuumpgleichrichtern und solchen mit Gasfüllung im Prinzip keine wesentlichen Unterschiede bestehen, wird Wirkungsweise und Anwendung von Röhren mit Gittern durch die Gasfüllung beträchtlich verändert. Solche Röhren, also Glöhkathodenröhren mit Gasfüllung und einem oder mehreren Gittern, bezeichnet man als Thyratrons oder Stromtore. Sie bilden eines der wichtigsten Bauelemente der industriellen Elektronik.

Thyratrons werden zur Zeit für Spitzenströme bis zu etwa 50 A gefertigt. Für größere Ströme (bis zu einigen 1000 A) verwendet man Röhren mit einer Quecksilberkathode, deren Zündung auf verschiedenste Weise gesteuert wird. Sie sind unter dem Namen "Gittergesteuerter Quecksilberdampf-Gleichrichter", "Excitron-, Ignitron- und Senditronröhren" bekannt und sollen hier nicht näher besprochen werden. Wir verweisen auf die angegebene Literatur.

### 3.41 Aufbau eines Stromtores<sup>1)</sup>

Während sich der prinzipielle Aufbau eines Thyratrons mit einem Gitter - und solche sollen hier nur betrachtet werden - von einer Triode nur durch die Gasfüllung unterscheidet, weicht die technische Ausführung der einzelnen Teile den Betriebsverhältnissen entsprechend von denen einer Vakuumröhre ab. Im Schaltzeichen (Abb. 49) kommen diese Abweichungen jedoch nicht zum Ausdruck. Lediglich die Gasfüllung wird durch einen Punkt kenntlich gemacht, entsprechend Abb. 33.

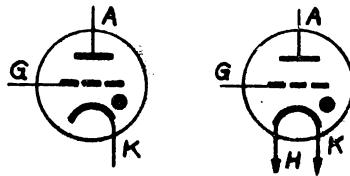


Abb. 49

Schaltzeichen von Stromtoren

Die technische Ausführung der Elektroden ist bedingt durch die infolge Ionisation des Füllgases erzielbaren hohen Anodenströme. Die Kathode muß einen hohen Emissionsstrom liefern. Gewöhnlich verwendet man direkt oder indirekt geheizte Oxydkathoden, welche zur Erzielung einer großen Oberfläche mit gleichzeitig geringer Wärmeableitung gewandelt sind oder aus einem vielfach gefalteten Blechstreifen bestehen. Bei größeren Ausführungen sind diese Kathoden noch im Inneren eines Blechzylinders angeordnet, wie Abb. 50a zeigt. Bei kleinen Typen unterscheiden sich die Kathoden nicht von denen der Vakuumröhren (Abb. 50b).

Das Gitter eines Stromtores besteht aus einer Graphit- oder Metallscheibe, welche ein oder mehrere Löcher besitzt. Es führt im Gegensatz zu den Vakuumröhren wegen der im Gas auftretenden

---

<sup>1)</sup> Siehe auch Tafel II

positiven Ladungsträger (Ionen) auch bei negativen Gitterspannungen einen Strom. Um zu vermeiden, daß Ladungsträger außerhalb des Gitters unbeeinflußt von der Kathode zur Anode gelangen können, ist das Gitter mit einem Abschirmzylinder verbunden, so daß die Kathode vollständig von der Anode abgeschirmt wird.

Die Anode besteht ebenfalls aus einer Metall- oder Graphitplatte und wird bei größeren Röhren aus Gründen der Isolation vom Kopf des Glaskolbens aus gehalten. Sie muß zur Vermeidung thermischer Emission eine gute Wärmeabführung gewährleisten.

Als Gasfüllung des starkwandigen Glaskolbens wird entweder Quecksilberdampf oder Edelgas verwendet. Beide Füllungen haben ihre Vor- und Nachteile. Hg-Dampf-gefüllte Röhren besitzen eine lange Anheizzeit (bis zu mehreren Minuten) und hohe Entionisierungszeit (1000  $\mu$ sec. Vergl. auch Abschn. 2.23). Sie lassen sich daher nur mit Frequenzen unter 500 Hz betreiben. Außerdem sind sie in ihrer Wirkungsweise temperaturabhängig, da mit steigender Temperatur mehr Hg verdampft.

Dafür besitzen sie eine hohe Sperrspannung (bis 25 kV) und lange Lebensdauer, da ein genügender Vorrat an Quecksilber hineingegeben werden kann. Die Lebensdauer von Röhren mit Edelgasfüllung ist dagegen begrenzt durch die allmähliche Absorption des Gases. Ihre Sperrspannung liegt erheblich niedriger (bis 1,5 kV). Jedoch beträgt ihre Entionisierungszeit nur 1 bis 10  $\mu$ sec und ihre Kennlinie ist praktisch nicht temperaturabhängig. Eine günstige Vereinigung beider Typen erreicht man neuerdings bei Röhren mit Mischfüllung (Hg-Dampf und Edelgas), bei welchen die Lebensdauer gegenüber reiner Edelgasfüllung beträchtlich verlängert wird.

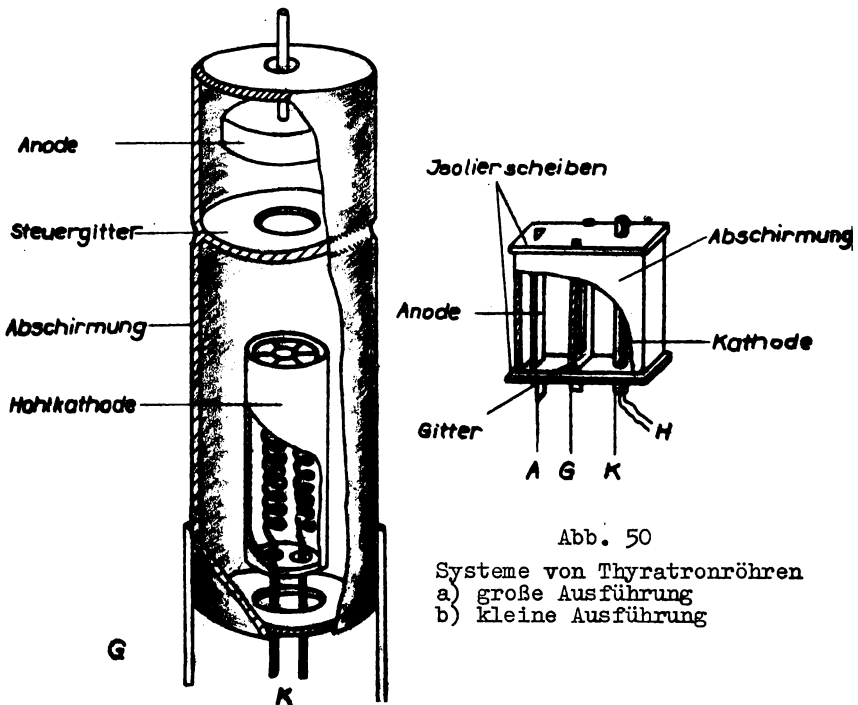


Abb. 50

Systeme von Thyatronröhren  
a) große Ausführung  
b) kleine Ausführung

### 3.42 Die Steuerkennlinien des Stromtores

Zur Beschreibung der Wirkungsweise eines Stromtores eignet sich die bisher stets benutzte Strom-Spannungs-Kennlinie nur schlecht. Legt man entsprechend der Schaltung in Abb. 51 an das Gitter eine bestimmte negative Spannung und erhöht langsam die Anodenspannung, so entspricht der Stromverlauf ganz demjenigen einer gasgefüllten Gleichrichterröhre (Abb. 34). Nach Erreichen einer bestimmten Anodenspannung (der Zündspannung) zündet das Stromtor, die Anodenspannung sinkt ab bis auf die Brennspannung (etwa 10 bis 30 V) und die Stromstärke ist praktisch nur noch von der Betriebsspannung  $U_b$  und vom Außenwiderstand  $R_a$  abhängig. Eine Veränderung der Gitterspan-



nung führt lediglich zu einer Verschiebung des Zündpunktes, wogegen die Brennspannung praktisch die gleiche bleibt.

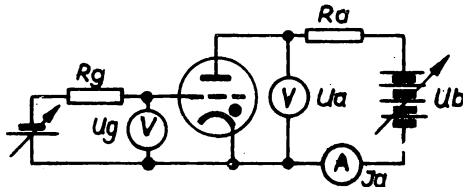


Abb. 51

Schaltung zur Aufnahme  
der Steuerkennlinie eines Thyratrons  
 $R_a$  u.  $R_g$  = strombegrenzende Widerstände

Nach der Zündung besitzt das Gitter keinen Einfluß mehr auf den Anodenstrom. Die Röhre verhält sich dann vollständig wie eine gasgefüllte Gleichrichterröhre ohne Gitter. Die Erklärung dafür findet man in der Ionisation des Gases. Das Gitter

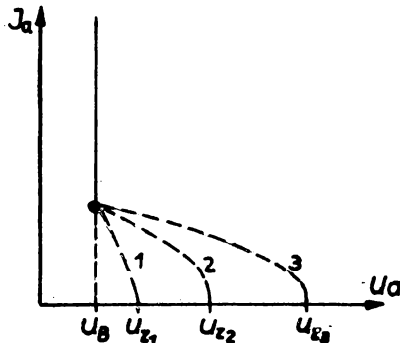


Abb. 52

Strom-Spannungskennlinien eines Thyratrons  
bei verschiedener Gitterspannung  $U_{g1} > U_{g2} > U_{g3}$

wird augenblicklich in eine positive Ionenwolke gehüllt, welche gleichgroß der negativen Gitterladung ist und diese kompensiert. Erst bei extrem hohen negativen Gitterspannungen oder bei sehr engem Gitter kann es zu einem weiteren Einfluß

des Gitters, insbesondere zu einem Löschen des Stromes durch die Gitterspannung kommen<sup>1)</sup>. Jedoch ist das bei Thyratrons gewöhnlich nicht der Fall. Der Strom kann nur durch ein Absenken der Anodenspannung unter die Brennspannung gelöscht werden. Abb. 52 zeigt einige Strom-Spannungskennlinien bei verschiedenen Gitterspannungen. Sie unterscheiden sich nur durch den Zündpunkt.

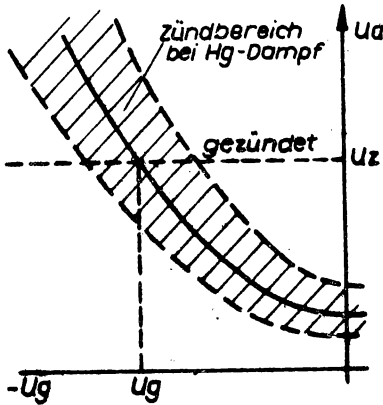


Abb. 53

Steuerkennlinie eines Thyratrons

Für die praktische Anwendung eines Stromtores interessiert zufolge seiner Wirkungsweise allein die Abhängigkeit des Zündpunktes (der Zündspannung) von der Gitterspannung. Die graphische Darstellung dieser Abhängigkeit bezeichnet man als "Steuerkennlinie"<sup>2)</sup>.

In Abb. 53 ist eine solche Steuerkennlinie dargestellt. Sie liegt im wesentlichen im Bereich negativer Gitterspannungen und wird daher als negative Steuerkennlinie bezeichnet. Durch engere Ausführung des Gitters kann man für bestimmte Zwecke erreichen, daß die Steuerkennlinie zur Hälfte oder ganz im Bereich positiver Gitterspannungen liegt (Übergangs- bzw. positive Steuerkennlinie).

|| Aus der Steuerkennlinie ist zu entnehmen, welche Gitterspannung jeweils bei bestimmter Anodenspannung zur Zündung der Röhre erforderlich ist.

Rechts von der Kennlinie ist also die Röhre stets gezündet.

<sup>1)</sup> Röhren, welche in dieser Weise arbeiten, bezeichnet man als Gastrioden.

<sup>2)</sup> Siehe nächste Seite

Bei quecksilberdampfgefüllten Thyratrons ist diese Steuerkennlinie noch temperaturabhängig. Sie verlagert sich bei höheren Temperaturen nach links, bei niedrigeren nach rechts. Man gibt bei solchen Röhren daher oft einen Zündbereich an, welcher für die praktischen Temperaturverhältnisse in Frage kommt (siehe Abb. 53).

### 3.43 Die dynamische Zündkennlinie

Aus den bisherigen Betrachtungen ist zu entnehmen, daß bei Anlegen einer Anodengleichspannung ein Thyatron lediglich als elektronischer Schalter zu betrachten ist, bei welchem das Einschalten durch Absenken der negativen Gitterspannung, das Ausschalten jedoch nur durch Absenken oder Abschalten der Anodenspannung vorgenommen werden kann. Ein weiteres Steuern des Stromes durch das Gitter - entsprechend den Verstärker- röhren - ist hier nicht möglich. Der Betrieb eines Thyratrons mit Gleichspannung bleibt daher auf wenige Anwendungsfälle beschränkt (elektronisches Relais u.ä.). Seine hauptsächliche Bedeutung liegt in der Anwendung mit Anodenwechselspannung als gittergesteuerter Gleichrichter.

Legt man als Anodenspannung eine Wechselspannung an ein Thyatron, so wirkt es zunächst ebenso wie eine gasgefüllte Gleichrichterröhre. In jeder Periode zündet die Röhre einmal und löscht wieder beim Unterschreiten der Brennspannung. Während jeder positiven Halbwelle fließt demnach ein Strom, welcher - bei Ohmschem Außenwiderstand - praktisch proportional der Spannung ist. Der Beginn des Stromflusses, also der Zündpunkt, ist jedoch abhängig von der Gitterspannung, während der Löschpunkt stets der gleiche bleibt (Abb. 54). Der Mittelwert des auf diese Weise gleichgerichteten Stromes ist somit abhängig von der Lage des Zündpunktes, er ist durch die Gitterspannung steuerbar. Macht man die Gitterspannung so stark

- 2) In der sowjetischen Literatur wird diese Steuerkennlinie auch als "Zündkennlinie" bezeichnet. Sie ist nicht zu verwechseln mit der im nächsten Abschnitt beschriebenen "dynamischen Zündkennlinie".

negativ, daß die erforderliche Zündspannung durch die Anodenwechselspannung nicht mehrerreicht wird, so bleibt die Röhre gelöscht. Der Strom läßt sich also jetzt durch die Gitterspannung nicht nur steuern, sondern auch abschalten.

Die zeitliche Zugehörigkeit der für die Zündung erforderlichen Gitterspannung zur Anodenwechselspannung wird durch die "dynamische Zündkennlinie" beschrieben. In Abb. 55 ist die Konstruktion dieser Zündkennlinie durchgeführt. Sie ergibt sich aus der Steuerkennlinie des betreffenden Thyratrons und aus der gewählten Anodenwechselspannung.

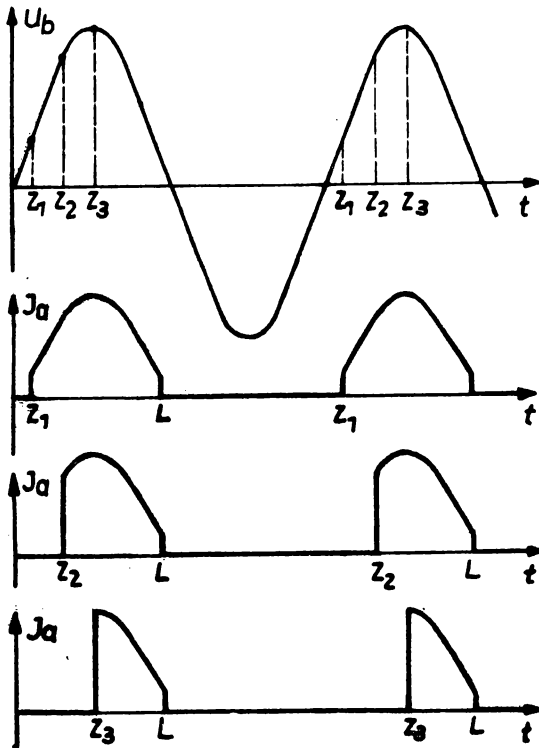


Abb. 54

Anodenstrom eines Thyratrons bei Anodenwechselspannung  
und drei verschiedenen Gitterspannungen  
 $Z$  = Zündpunkt,  $L$  = Löschpunkt

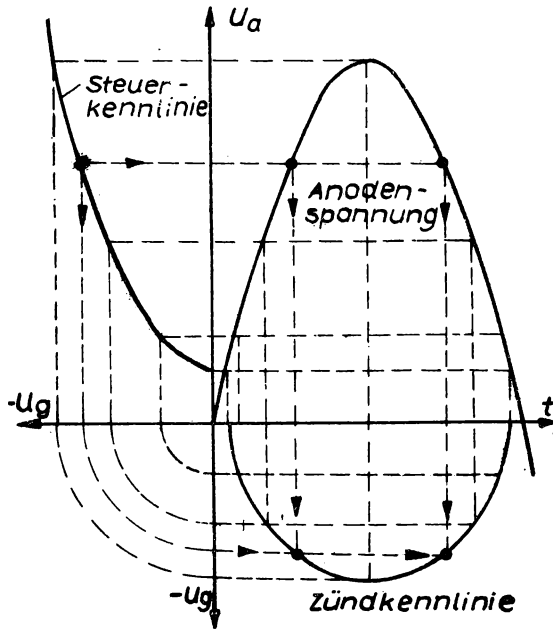


Abb. 55

Konstruktion einer dynamischen Zündkennlinie  
eines Thyratrons

Der erste Schnittpunkt dieser Zündkennlinie mit der Gitterspannungskurve  $U_g(t)$  legt den Zündzeitpunkt des Thyratrons bei der vorgegebenen Anodenwechselspannung in jeder Periode fest.

Aus Abb. 55 läßt sich sofort entnehmen, daß sich mit negativer Gittergleichspannung der Zündpunkt nur bis zum Scheitelwert der positiven Anodenspannungshalbwelle verschieben läßt, wie auch in Abb. 54 für drei Fälle dargestellt ist. Der Gleichstrommittelwert läßt sich daher mit Gittergleichspannung nur von seinem Maximalwert bis zur Hälfte herab steuern. Eine weitere Erhöhung der negativen Gitterspannung führt - wie schon

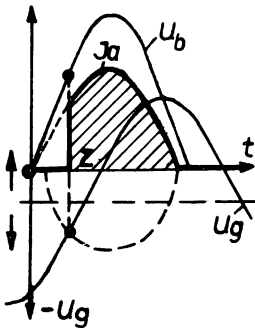


Abb. 56  
Vertikalsteuerung

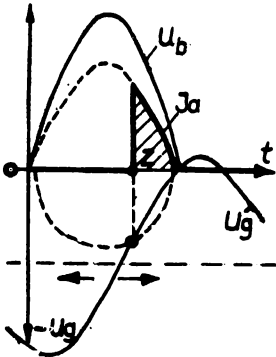


Abb. 57  
Horizontalsteuerung

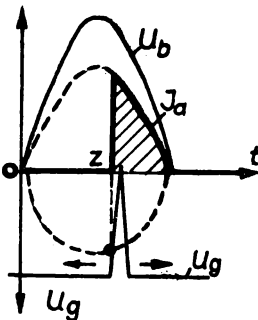


Abb. 58  
Impulssteuerung

gesagt - zur Löschung der Röhre. Um nun den Strom stetig bis Null herab steuern zu können, muß man andere Wege gehen. Wir wollen diese hier nur andeuten und werden auf die technische Durchführung an späterer Stelle eingehen.

Im wesentlichen unterscheidet man drei Möglichkeiten der Gittersteuerung eines Stromtores:

Vertikalsteuerung, Horizontalsteuerung und Impulssteuerung.

Für die Vertikal- und Horizontalsteuerung verwendet man als Gitterspannung eine negative Gleichspannung, welcher eine gegenüber der Anodenspannung phasenverschobene Wechselspannung überlagert ist. Abb. 56 zeigt den Vorgang bei der Vertikalsteuerung. Dabei wird die Gitterwechselspannung in ihrer Phasenlage unverändert gelassen und mittels der Gleichspannung angehoben bzw. abgesenkt. Der Zündpunkt läßt sich auf diese Weise fast über die gesamte Halbwelle verschieben. Bei der Horizontalsteuerung (Abb. 57) wird die Gleichspannung unverändert gelassen (oft ist sie überhaupt = 0) und die überlagerte Wechselspannung in ihrer Phasenlage (horizontal) verschoben. Die Impulssteuerung ist eine Horizontalsteuerung, bei welcher der Gitter-

gleichspannung keine Wechselspannung, sondern positive Spannungsimpulse überlagert werden, welche sich in ihrer Phasenlage (horizontal) verschieben lassen (Abb. 58).

Diese Steuerung garantiert genaueste Einhaltung des Zündzeitpunktes an jeder Stelle der Spannungshalbwelle, während bei der Vertikal- und Horizontalsteuerung die Gitterwechselspannung mit der Zündkennlinie am rechten Ende keinen exakten Schnittpunkt mehr besitzt. Die Impulssteuerung ist daher als beste Steuerung zu betrachten und wird am häufigsten angewandt. Auf alle diese Möglichkeiten werden wir bei der Behandlung von Stromtorverstärkern noch ausführlicher eingehen.

Ergänzungsliteratur:

(3)	Seite	243	bis	249
(5)	"	46	"	57 ff
(6)	"	37	"	46

Aufgaben zur 12. Lektion:

A 12.1 a) Aus der Steuerkennlinie des Thyratrons S 1/0,2 i II (Abb. 59) ist für eine sinusförmige Anodenwechselspannung von  $220 V_{\text{eff}}$  (!) die dynamische Zündkennlinie zu konstruieren!

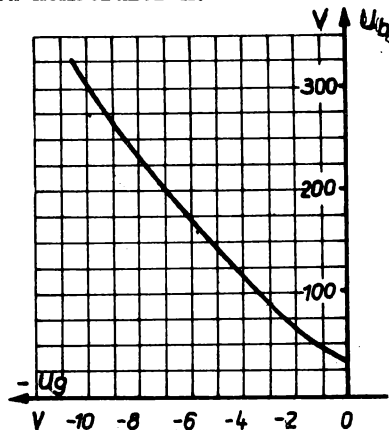


Abb. 59  
Steuerkennlinie des Thyratrons S 1/0,2 i II

- b) Wie groß muß der Ohmsche Außenwiderstand des Anodenstromkreises bei der genannten Anodenwechselspannung mindestens gewählt werden, wenn der Spitzenstrom 0,2 A betragen darf ?  
Wie groß ist dabei der Gleichstrommittelwert ?
- c) In welchen Grenzen läßt sich der Gleichstrommittelwert bei den unter a) und b) ermittelten Werten mit Hilfe einer Gittergleichspannung stetig steuern ?  
Welche Gittergleichspannung ist dazu erforderlich ?
- d) Welche Gittergleichspannung würden Sie für eine Impulssteuerung wählen ? Wie hoch müßten die Impulse mindestens sein, welche der Gleichspannung zu überlagern sind ? Welchen Aussteuerbereich kann man dadurch erzielen ?

Prüfungsfragen zur 12. Lektion:

- F 12.1 Welcher prinzipielle Unterschied besteht zwischen einer Verstärkerröhre und einem Stromtor ? Wie äußert er sich im elektrischen Verhalten der Röhre ?
- F 12.2 Was sagt die Steuerkennlinie eines Stromtores aus ?
- F 12.3 Wie entsteht die dynamische Zündkennlinie ? Was läßt sich aus ihr ablesen ?
- F 12.4 Wie unterscheidet sich das Verhalten eines Stromtores beim Anlegen einer Anodengleichspannung und beim Anlegen einer Wechselspannung ?
- F 12.5 Welche verschiedenen Möglichkeiten zur Steuerung des Anodenstromes eines Stromtores sind Ihnen bekannt ?



# L ö s u n g e n   d e r   A u f g a b e n

zu den Lektionen 7 bis 12

A 7.1 a) Der Verlauf der Kennlinie ergibt sich aus dem Raumladungsgesetz

$$I_a = K \cdot U_a^{3/2} \quad \text{für } 0 < U_a < U_s$$

Gegeben ist

$$F_a = 2,5 \text{ cm}^2, \quad a = 1 \text{ mm.}$$

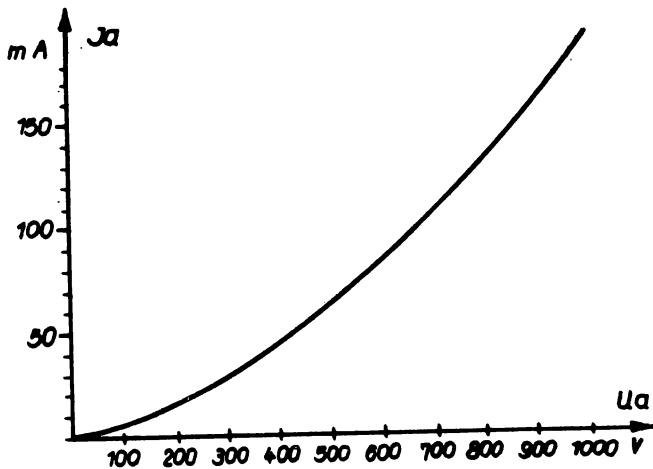
Daraus errechnet sich

$$K = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F_a}{a^2} = 5,82 \cdot 10^{-4} \text{ A/V}^{3/2}$$

also

$$I_{a/A} = 5,82 \cdot 10^{-4} (U_{a/V})^{3/2}$$

Man erhält folgende Kennlinie:



- b) Der Sättigungsstrom errechnet sich aus

$$I_s = A \cdot F_k \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{eU_A}{k \cdot T}} \quad \text{für } U_A > U_s$$

Hier ist  $A = 120 \text{ A/cm}^2 \text{grd}^2$ ,  $F_k = 0,2 \text{ cm}^2$ ,  $T = 1100^\circ \text{K}$

$eU_A = 1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ws}$ ,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/grad}$

also 
$$\left( - \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 1100 \cdot 10^{-23}} \right)_A$$

$$\begin{aligned} I_s &= 120 \cdot 1100^2 \cdot 0,2 \cdot e \\ &= 2,9 \cdot 10^7 \cdot e^{-10,5} \text{ A} \\ &= \frac{2,9 \cdot 10^7}{3,55 \cdot 10^4} = 817 \text{ A} \end{aligned}$$

- c) Die Sättigungsspannung ergibt sich durch Einsetzen des Sättigungsstromes in die Raumladungsgleichung

$$\begin{aligned} I_s &= K \cdot U_s^{3/2} \\ U_s &= \left( \frac{I_s}{K} \right)^{2/3} = \left( \frac{817}{5,82 \cdot 10^{-4}} \right)^{2/3} = (1,4 \cdot 10^6)^{2/3} \\ &= 1,25 \cdot 10^4 \text{ V} = 12,5 \text{ kV} \end{aligned}$$

- d) Mit  $T = 990^\circ \text{K}$  (10% niedriger) erhält man

$$\begin{aligned} I_s &= 2,35 \cdot 10^7 \cdot e^{-11,7} = \frac{2,35 \cdot 10^7}{1,2 \cdot 10^5} = 196 \text{ A} \\ U_s &= \left( \frac{196}{5,82 \cdot 10^{-4}} \right)^{2/3} = (3,36 \cdot 10^5)^{2/3} = 4,8 \text{ kV} \end{aligned}$$

Diese Ergebnisse zeigen, daß der Sättigungsstrom dieser Röhre mit fast 1000 A erheblich über der Betriebsstromstärke liegt, welche bei etwa 0.2 A angenommen werden kann. Er sinkt bei einem Temperaturabfall von 10% auf 1/4 seines Wertes ab. Entsprechend sinkt die Sättigungsspannung auf 40% ihres ursprünglichen Wertes. Daraus ist zu ersehen, wie stark sich bereits eine geringe Unterheizung der Kathode auf die Lage des Sättigungspunktes auswirkt.

Andererseits ist zu bemerken, daß der hier errechnete Sättigungsstrom bei modernen Röhren nie erreicht werden kann. Wollte man ihn erzwingen, so würde nicht nur die Anode zur Weißglut kommen, sondern auch die Kathode würde sich weiter aufheizen, so daß sich keine stabile Kathodentemperatur einstellen ließe. Das Ergebnis besitzt also als reine Rechengröße keine praktische Bedeutung.

A 10.1 Zur Lösung dieser Aufgabe betrachten wir nachstehende Abbildung. Im Arbeitspunkt  $U_a = 250 \text{ V}$ ,  $U_g = -5,5 \text{ V}$  ergibt sich

a)  $I_a = 6 \text{ mA}$

b) Mit  $\Delta I_a = 5 \text{ mA}$ ,  $\Delta U_g = 1,85 \text{ V}$  ist

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g} = \frac{5 \text{ mA}}{1,85 \text{ V}} = 2,7 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$

=====

c) Mit  $\Delta I'_a = 1,8 \text{ mA}$  und  $\Delta U'_a = 22 \text{ V}$  ist

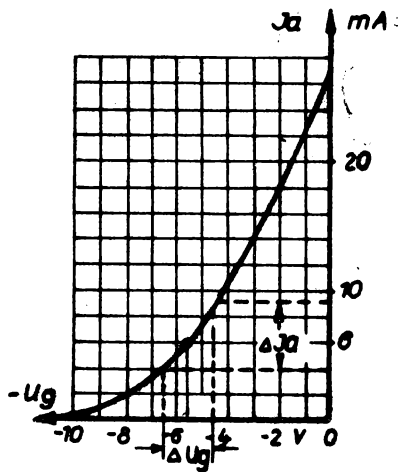
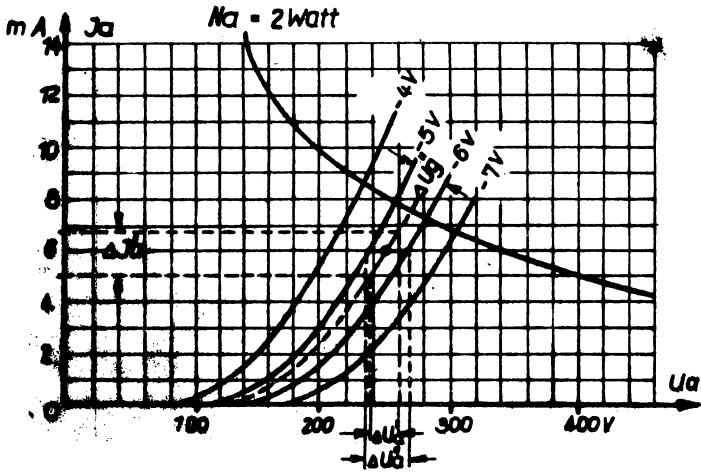
$$R_1 = \frac{\Delta U'_a}{\Delta I'_a} = \frac{22 \text{ V}}{1,8 \text{ mA}} = 12 \text{ kOhm}$$

=====

- 149 -

Mit  $U_g'' = -1 \text{ V}$  und  $\Delta U_a'' = 32 \text{ V}$  ist

$$D = \frac{\Delta U_g''}{\Delta U_a''} = - \frac{1 \text{ V}}{32 \text{ V}} = 0,031 = \underline{\underline{3,1\%}}$$



d) Die Barkhausenformel ergibt

$$\underline{\underline{S \cdot D \cdot R_1 = 2,7 \frac{\text{mA}}{\text{V}} \cdot 0,031 \cdot 12 \text{ kOhm} = 1}}}$$

A 10.2

a) Aus  $I_a = K^* \cdot U_{st}^{3/2} = K^* \cdot (U_g + DU_a)^{3/2}$  folgt

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial U_g} = \frac{3}{2} K^* (U_g + DU_a)^{1/2} = \frac{3}{2} K^* I_a^{1/3}$$

$$b) \quad \frac{dI_a}{dU_{st}} = \frac{3}{2} K^* \cdot U_{st}^{1/2} = \frac{3}{2} K^* I_a^{1/3}$$

Aus dem Vergleich beider Ergebnisse folgt für die Triode

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial U_g} = \frac{dI_a}{dU_{st}}$$

c) Mit  $S = 2,7 \text{ mA/V}$  und  $I_a = 6 \text{ mA}$  ergibt sich

$$K^* = \frac{\left(\frac{2}{3} S\right)^{3/2}}{I_a^{1/2}} = 0,98 = 1 \text{ mA} \cdot \text{V}^{2/3}$$

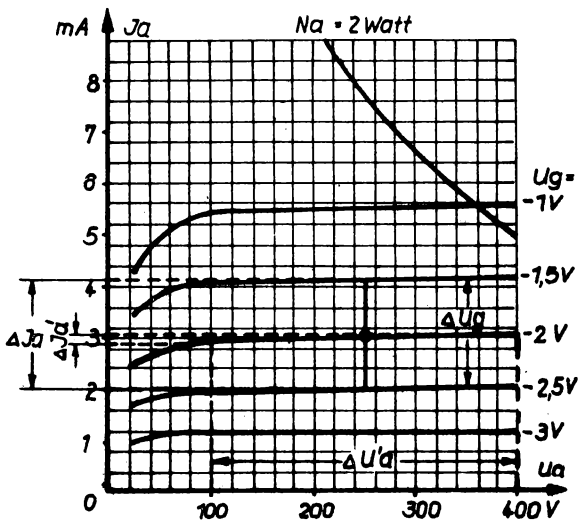
A 11.1

a) Man erhält entsprechend nachstehender Abbildung im Arbeitspunkt  $U_a = 250 \text{ V}$ ,  $U_g = -2 \text{ V}$

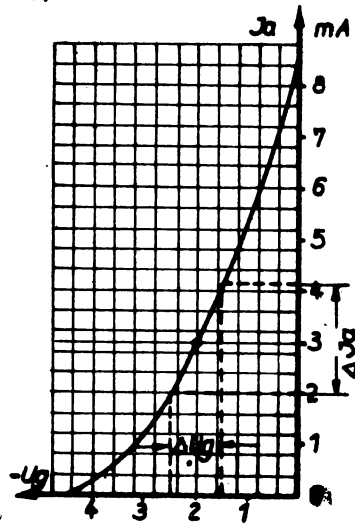
$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g} = \frac{2,14 \text{ mA}}{1 \text{ V}} = 2,14 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$

$$R_1 = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = \frac{300 \text{ V}}{0,1 \text{ mA}} = 3000 \text{ kOhm} = 3 \text{ MOhm}$$

$$D = \frac{1}{S \cdot R_1} = 1,55 \cdot 10^{-4} = 0,016\%$$



π.1



- b) Ein Vergleich mit den Ergebnissen der Aufgabe 10.1 zeigt, daß die Steilheit beider Röhren etwa gleichgroß ist, während der Innenwiderstand der Pentode etwa um zwei Zehnerpotenzen höher, der Durchgriff entsprechend um zwei Zehnerpotenzen niedriger liegt als bei der Triode. Die Ursache liegt in der Wirkung des Schirmgitters (und des Bremsgitters). Der Anodenstrom ist von der Anodenspannung praktisch unabhängig geworden.

- c) Im Röhrentaschenbuch findet man

für die AC 2 :  $S = 2,5 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$ ,  $R_1 = 12 \text{ kOhm}$ ,  $D = 3,3 \%$

für die EF 12 :  $S = 2,1 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$ ,  $R_1 > 1500 \text{ kOhm}$ ,  $D_2 = 4 \%$  !

$D_2$  ist der Durchgriff durch das Schirmgitter und hat nichts mit dem von uns berechneten Durchgriff zu tun !

#### A 11.2

Die Anodenverlustleistungskurve berechnet sich aus

$$I_a = \frac{2 W}{U_a}$$

Sie ist in obige Abb. eingetragen (Aufgabe 11.1)

#### A 12.1

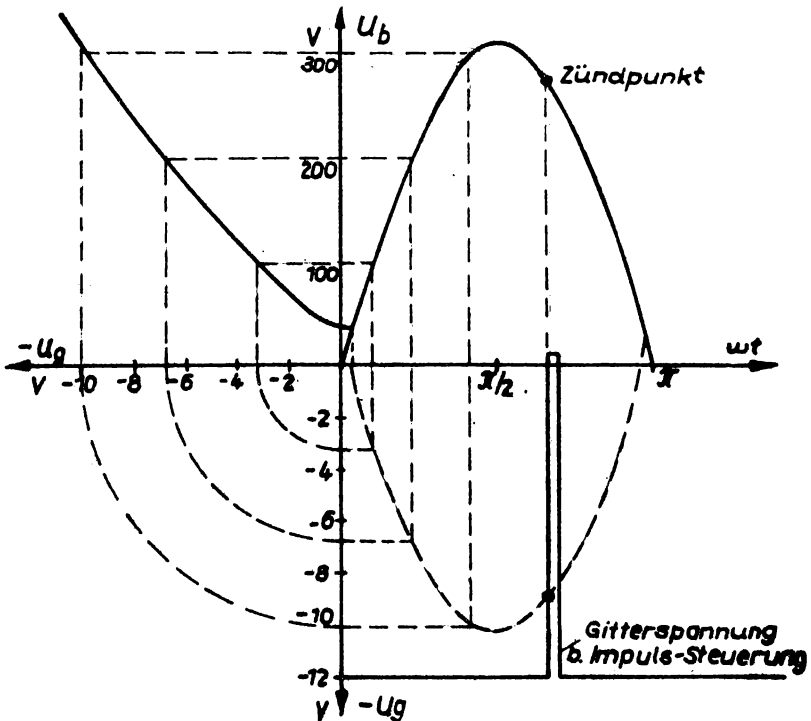
- a) Die Konstruktion der Zündkennlinie ist für einige Punkte aus nachstehender Abb. zu entnehmen. Dabei ist zu beachten, daß der Effektivwert der Anodenspannung angegeben ist. Der Scheitelwert beträgt also  $U_m = 220 \cdot \sqrt{2} \text{ V} = 310 \text{ V}$ !

$$b) R_{\min} = \frac{U_m}{I_g} = \frac{310 \text{ V}}{0,2 \text{ A}} = \underline{\underline{1550 \text{ Ohm}}}$$

Gleichstrommittelwert:

$$I = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_g}{\sqrt{2}} = 0,070 \text{ A} = \underline{\underline{70 \text{ mA}}}$$

(Beachten Sie, daß nur während jeder positiven Halbwelle Strom fließt!)



Bei dieser Rechnung ist der geringe Verzug durch den Zünd- und Löschpunkt am Anfang bzw. Ende der positiven Halbwelle vernachlässigt.

- c) Zur Aussteuerung der Röhre ist eine Gittergleichspannung von 0 bis 11 (10,2) Volt erforderlich. Der Strom läßt sich durch diese Spannung zwischen 70 mA und 35 mA stetig steuern.
- d) Für eine Impulssteuerung muß eine negative Gitterspannung gewählt werden, welche größer ist als 10,2 Volt, also z.B. 12 V. Die (positiven) Impulse müßten dann mindestens auch 12 V betragen, wenn man die positive Halbwelle voll aus-



steuern, also den Strom von 0 bis 70 mA stetig steuern will (vergl. Abb.).

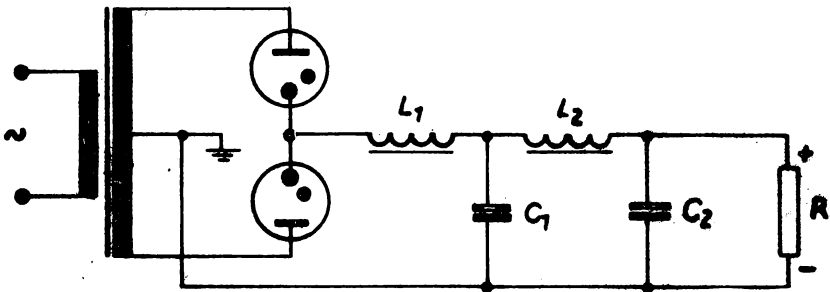
---

Antworten zu den Prüfungsfragen der Lektionen 7 bis 12

-----

- F 7.1 Während bei direkter Heizung der Heizfaden selbst die Kathode bildet, besitzt die indirekt geheizte Kathode einen besonderen, von der Kathode isolierten Heizfaden. Letztere besteht daher gewöhnlich aus einem mit einer aktiven Ba-BaO-Schicht überzogenen Nickelröhrchen, in dessen Inneren der Heizfaden - oft als bifilare Doppelwendel - untergebracht ist. Die Anode ist entsprechend zylinderförmig um das Kathodenröhrchen angeordnet (Abb. 20). Bei direkter Heizung ist der Heizfaden (die Kathode) oft mehrfach im Raum hin- und hergespannt, um die Oberfläche möglichst groß zu halten. Die Anode umschließt einen solchen Heizfaden kastenförmig, wie Abb. 21 zeigt. Die Unterscheidung im Schaltzeichen ist aus Abb. 18 zu ersehen.
- F 7.2 Unter Gettern versteht man eine besondere Art der Hochvakuumherzeugung, welche für die Automatisierung des Pumpvorganges bei der Serienherstellung von Vakuumröhren besonders geeignet ist. Dabei wird nach Herstellung eines Vorvakuums (mittels gewöhnlicher Ölpumpen) im Inneren der Röhre eine Pille sogenannten Gettermetalles (meist ein Barium-Thorium-Gemisch) durch HF-Erwärmung zum Verdampfen gebracht. Dieser Metalldampf absorbiert die restlichen Gasmoleküle und schlägt sich dann auf der kalten Glaswand der Röhre nieder bzw. wird noch mit abgepumpt. Die Getterwirkung bleibt auch im kalten Zustand erhalten, so daß die Röhre erst nach einiger Zeit ihr größtes Vakuum erreicht.

- F 7.3 Bei der Strom-Spannungskennlinie einer Diode lassen sich drei Teile voneinander unterscheiden, das Anlauf-, Raumladungs- und Sättigungsstromgebiet. Sie unterscheiden sich voneinander durch ihre funktionelle Abhängigkeit von den beteiligten Veränderlichen, welche aus den Gleichungen (3.1), (3.2) und (3.6) zu entnehmen ist. Während der Strom im Sättigungsgebiet nur von der Temperatur der Kathode abhängig ist, wird er im Anlaufgebiet durch Kathodentemperatur und Anodenspannung, im Raumladungsgebiet allein durch die Anodenspannung bestimmt.
- F 7.4 Für praktische Anwendungen ist das Raumladungsgebiet besonders wichtig. In ihm arbeiten fast alle Gleichrichter- und Verstärkerröhren, da dort die Anodenstärke allein von der angelegten Spannung und nicht von der Heizung der Kathode abhängt. Eine Stromänderung ist in diesem Gebiet der Spannungsänderung nahezu proportional, da die Parabel  $I = K \cdot U^{3/2}$  bei größeren Spannungswerten fast geradlinig verläuft.
- F 8.1 Ein Gleichrichter ist ein elektrisches Schaltelement, welches den Strom nur in einer Richtung oder vorwiegend in einer Richtung hindurchläßt, in der anderen mehr oder weniger sperrt. Glühkathodenröhren, gleichgültig ob mit oder ohne Gasfüllung, eignen sich zur Gleichrichtung, da ihre Strom-Spannungskennlinie stets oberhalb der Spannungsachse verläuft, ein Stromfluß also nur in positiver Richtung stattfindet. Das ist jedoch nur der Fall, solange die negativen Spannungswerte unterhalb der Durchschlagsspannung ("Sperrspannung") der Röhre bleiben. Letztere ist bei Vakuumröhren durch die Durchschlagfestigkeit des Röhrensystems, bei gasgefüllten Röhren durch die Rückzündung bedingt.
- F 8.2 Nachstehende Abbildung zeigt eine Zweiweggleichrichterschaltung mit zwei gasgefüllten Glühkathodenröhren und Siebkette.



Charakteristisch für eine Schaltung mit gasgefüllten Gleichrichtern ist die Anordnung der Drossel  $L_1$  als erstes Glied der Siebkette. Die Funktion dieser Schaltung läßt sich folgendermaßen erklären: Liegt an der Anode der Röhre 1 eine positive Spannungshalbperiode, so ist die Röhre gezündet, und der durch sie fließende Strom ist praktisch allein durch die Differenz zwischen Transformatorspannung  $U_{\sim}$  und Kondensatorspannung  $U_C$ , sowie durch den Transformator- und Drosselwiderstand bestimmt. Gleichzeitig liegt an der Röhre 2 eine negative Spannungshalbperiode, Röhre 2 ist also gesperrt. Bei Umkehr der Wechselspannung in der nächsten Halbperiode wiederholt sich das gleiche Spiel an der Röhre 2, während Röhre 1 gesperrt ist. Die Stromrichtung ist dabei in der Siebkette die gleiche wie vorher, so daß die Siebkette in jeder Halbperiode einen Stromimpuls in gleicher Richtung erhält. Dieser pulsierende Strom, welcher aus kurzzeitigen hohen Ladestromstößen besteht, wird durch die Siebschaltung weitgehend geglättet, so daß durch den Verbraucher  $R$  ein Gleichstrom mit sehr geringer Restwelligkeit fließt.

Zu erwähnen ist noch, daß von der Sekundärwicklung des Transformators jeweils nur eine Hälfte Strom führt, während die andere durch eine der Röhren gesperrt ist.

- F 8.3 Die wesentlichen Unterschiede in der Wirkungsweise von Glühkathodenröhren mit und ohne Gasfüllung sind bedingt durch die Ionisation des Gases. Während bei Vakuumröhren die Stromstärke stetig mit wachsender positiver Anodenspannung ansteigt (Raumladungsgesetz), wird sie bei gasgefüllten Röhren oberhalb des Zündpunktes praktisch unabhängig von der Spannung an der Röhre und ist nur begrenzt durch den Widerstand des äußeren Stromkreises. Daraus resultieren die Unterschiede bei der Anwendung. Mit Vakuumröhren lassen sich nur verhältnismäßig kleine Ströme gleichrichten, wogegen man bei gasgefüllten Röhren mit der Stromstärke auch bei niedrigen Spannungen bis in die Nähe des Emissionsstromes der Kathode gehen kann. Jedoch muß in beiden Fällen darauf geachtet werden, daß der vorgeschriebene Maximalstrom nicht überschritten wird. Zu diesem Zweck ist ein besonderer strombegrenzender Widerstand in den Stromkreis von gasgefüllten Gleichrichtern einzufügen. Aus gleichem Grund muß bei letzteren als erstes Glied einer Siebschaltung hinter der Röhre eine Drossel geschaltet werden.
- F 9.1 Zur quantitativen Untersuchung des elektrischen Verhaltens einer Triode ist es erforderlich, die funktionelle Abhängigkeit des Anodenstromes von Anoden- und Gitterspannung zu bestimmen. Die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Anodenspannung allein war im Abschnitt 3.12 für die Diode bereits ermittelt worden. Sie führte im wesentlichen zum Raumladungsgesetz der Diode. Um die Gültigkeit dieses Raumladungsgesetzes auch auf Trioden ausdehnen zu können, ist es notwendig, die Triode auf eine äquivalente Diode zurückzuführen, indem man den Einfluß der Anodenspannung und der Gitterspannung auf den Anodenstrom zu einer einzigen Größe zusammenfaßt, der Steuerspannung. Diese Steuerspannung wird zur Anodenspannung der äquivalenten Diode, deren Anode den Ort des Gitters der Triode einnimmt. Dadurch wird erreicht, daß

in dieser Diode der gleiche Strom fließt wie in der Triode, wenn sich die Steuerspannung aus den an der Triode liegenden Werten von Gitterspannung und Anodenspannung zusammensetzt.

- F 9.2 Die Steuerspannung  $U_{st} = U_g + D U_a$  ist gewissermaßen die Resultierende von Anoden- und Gitterspannung, deren Einfluß auf den Anodenstrom durch das Raumladungsgesetz der Triode

$$I_a = K^* \cdot U_{st}^{3/2} \quad (\text{für } 0 < U_{st} < U_s \text{ und } U_g < -1V)$$

ausgedrückt wird. Sie entsteht bei der theoretischen Rückführung einer Triode auf eine äquivalente Diode und sagt aus, daß Gitterspannung  $U_g$  und Anodenspannung  $U_a$  in ganz bestimmtem Verhältnis an der Steuerung des Anodenstromes beteiligt sind. Der Anteil der Anodenspannung wird insbesondere durch den Faktor D, den "statischen Durchgriff" der Röhre, angegeben. Aus dem Raumladungsgesetz ist ersichtlich, daß zu jedem bestimmten Wert der Steuerspannung ein ganz bestimmter Anodenstrom gehört. Dieser Wert kann sich jedoch in ganz verschiedener Weise aus Anodenspannung und Gitterspannung zusammensetzen. So läßt sich z.B. für jeden negativen Wert der Gitterspannung die Steuerspannung (und damit der Anodenstrom) durch einen entsprechenden positiven Wert der Anodenspannung positiv machen usw.

- F 9.3 Die Spannung  $U_g$  des Steuergitters, welche gegen die Kathode zu messen ist, wird im allgemeinen  $< -1$  V gewählt, um einen Gitterstrom zu vermeiden. Das Gitter büßt dadurch seine steuernde Wirkung in keiner Weise ein. Jedoch wird erreicht, daß dem Gitter keine Steuerleistung zugeführt werden muß, die Steuerung geschieht leistungslos. Auch hätte ein Gitterstrom unangenehme Störungen und Verzerrungen des Kennlinienfeldes zur Folge, welche als Verzerrungen des gesteuerten Anodenstromes in Erscheinung treten würden.

- F 9.4 Der Einfluß des Steuergitters auf den Elektronenfluß in der Triode läßt sich am besten anhand der Spannungsverteilung zwischen Anode und Kathode (Abb. 37) erklären. Befindet sich das Gitter auf der durch die Anodenspannung bestimmten (positiven) Raumspannung, so besitzt es praktisch keinen Einfluß auf den Elektronenfluß, Ein Teil der Elektronen fließt jedoch über das Gitter ab. Mit zunehmender negativer Gitterspannung wird der Anodenstrom mehr und mehr geschwächt. Die Anodenspannung kann schließlich nicht mehr bis zur Kathode durchgreifen, so daß der Strom dann vollständig gesperrt wird. Vorher werden bereits die den Gitterstäben gegenüberliegenden Stellen der Kathodenoberfläche an der Elektronenabgabe gehindert, so daß der Elektronenfluß nur noch von den dazwischenliegenden Inseln ausgehen kann. Dadurch ändern sich praktisch die Elektrodenkapazitäten (die wirk-same Kathodenoberfläche wird verkleinert!) und damit auch der Durchgriff. In diesem Gebiet verliert also das Raumladungsgesetz der Triode (9.10) seine exakte Gültig-keit.
- F 9.5 Der statische Durchgriff der Triode ist definiert als das Verhältnis zweier Elektrodenkapazitäten:  $D = D_a/C_g$ . Er gibt an, welcher Prozentsatz der Anodenspannung an der Steuerspannung beteiligt ist und ist damit ein Maß für die Steuerwirkung des Gitters. Sein Wert liegt bei Trioden zwischen 1 und 30%. Je kleiner der Durchgriff ist, um so größer ist der Einfluß der Gitterspannung auf den Anodenstrom.
- F 10.1 Die graphische Darstellung des Anodenstromes in Abhän-gigkeit von Anoden- und Gitterspannung ist auf zweier-lei Weise möglich. Man benutzt dabei jeweils eine von beiden Spannungen als Parameter und verändert die andere stetig. Als Ergebnis dieser Darstellungen erhält man das  $I_a-U_a$ - und das  $I_a-U_g$ -Kennlinienfeld. Beide Kennli-

nienfelder lassen sich entweder rechnerisch aus der Raumladungsgleichung der betreffenden Triode oder durch Messung mit Hilfe der in Abb. 41 angegebenen Schaltung ermitteln. Während man im ersten Falle idealisierte Kennlinienfelder erhält, werden bei der Messung alle durch den Betriebszustand der Röhre auftretenden Abweichungen mit erfaßt. Die gemessenen Kennlinienfelder sind daher für die Untersuchungen der Strom-Spannungsverhältnisse an praktischen Röhrenschaltungen den idealisierten vorzuziehen. Grundsätzlich ist noch zu sagen, daß durch jeweils ein Kennlinienfeld die Strom-Spannungsverhältnisse der Triode vollständig dargestellt sind. Das zweite läßt sich stets aus dem ersten graphisch entwickeln.

F 10.2 Der für die praktische Anwendung brauchbare Bereich des Kennlinienfeldes einer Triode ist nach drei Seiten hin begrenzt. Zunächst darf jede Röhre grundsätzlich nur bis zu einer bestimmten Grenze belastet werden, welche durch ihren technischen Aufbau bedingt ist. Entscheidend dabei ist die Erwärmung der Anode, die praktisch auf die Gleichstromleistung  $N_a = I_a U_a$  der Röhre zurückzuführen ist. Als obere Grenze des Kennlinienfeldes ist daher die maximale Anodenverlustleistung  $I_a \cdot U_a = N_{a \max}$  zu betrachten.

Die zweite Grenze wird von seiten der Gitterspannung durch die betriebsmäßigen Bedingungen vorgeschrieben: Um den Anodenstrom ohne Gitterleistung steuern zu können, darf die negative Gitterspannung nicht größer als  $-1V$  werden.

Das dritte Gebiet, welches für den Betrieb der Röhre Nachteile mit sich bringt, ist das Gebiet relativ hoher negativer Gitterspannungen, in welchem infolge Inselbildung an der Kathode eine Durchgriffsverzerrung in Erscheinung tritt. Es soll bei der Anwendung möglichst vermieden werden. Vergleiche hierzu Abb. 44.

F 10.3 Die Definition der Röhrenkennwerte erfolgt in engem Zusammenhang mit den verschiedenen Anwendungen. Das ist erst im Abschnitt 4 völlig klar zu verstehen. Insgesamt verwendet man aus praktischen Gründen drei Kennwerte, obwohl zwei zur Beschreibung der Verhältnisse ausreichen würden. Sie sind folgendermaßen definiert:

Die Steilheit: 
$$S = \left( \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g} \right) \quad U_a = \text{konst}$$

Der Innenwiderstand: 
$$R_i = \left( \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right) \quad U_g = \text{konst}$$

Der (techn.) Durchgriff: 
$$D^* = - \left( \frac{\Delta U_g}{\Delta U_a} \right) \quad I_a = \text{konst}$$

Den zwischen ihnen bestehenden Zusammenhang beschreibt die Barckhausenformel:

$$S \cdot D^* \cdot R_i = 1.$$

Sie lassen sich entweder graphisch aus den Kennlinienfeldern bestimmen (vergl. Abb. 43 und Aufg. 10.1) oder aus der Raumladungsgleichung durch partielle Differentiation berechnen (vergl. Aufg. 10.2). In Röhrentaschenbüchern sind die Kennwerte und andere Betriebsgrößen (z.B.  $N_{a \max}$ ) für alle im Handel befindlichen Röhren zusammengestellt.

F 11.1 Die Vorteile des Schirmgitters für eine Verstärker-  
röhre beruhen auf der Verkleinerung der Anodenkapazität  $C_a$  und der Gitter-Anodenkapazität  $C_{ga}$  (vergl. Abb. 38). Daraus ergeben sich zwei wesentliche Verbesserungen der Betriebseigenschaften, die Verkleinerung der Anodenrückwirkung und die Verringerung der kapazitiven Kopplung zwischen Anoden- und Steuergitterkreis. Während die letztere im wesentlichen nur bei



Verstärkung von hochfrequenten Wechselspannungen von Bedeutung ist, führt die Verkleinerung der Anodenrückwirkung zu einer erheblichen Vergrößerung des Verstärkungsgrades, welcher mit einer Röhre erreicht werden kann.

- F 11.2 Das Schirmgitter übernimmt bei der Pentode bezüglich der Erzeugung des Kathodenstromes die Funktion, welche die Anode bei der Triode inne hat. Es hat die Aufgabe, den Einfluß von Anodenspannungsänderungen auf den Kathodenstrom (Anodenrückwirkung) auszuschalten. Würde die Schirmgitterspannung selbst nicht konstant gehalten, so käme es zu einer Schirmgitterrückwirkung und das Schirmgitter hätte seinen Zweck verfehlt.
- F 11.3 Das Bremsgitter hat die Aufgabe, den Sekundärelektronenaustausch zwischen Schirmgitter und Anode zu verhindern. Man legt es zu diesem Zweck an das gegenüber Schirmgitter und Anode stark negative Kathodenpotential. Die von der Kathode kommenden schnellen Primärelektronen werden dabei praktisch vollzählig durchgelassen.
- F 11.4 Bei einer Pentode läßt sich die Raumladungsgleichung infolge des nicht zu vernachlässigenden Schirmgitterstromes nur für den Kathodenstrom  $I_k$  aufstellen. Nur wenn man annimmt, daß sich der verhältnismäßig kleine Schirmgitterstrom  $I_{g2}$  bei Änderung der Steuergitterspannung  $U_{g1}$  nur unwesentlich ändert, kann man aus
- $$I_a = K^* (U_{g1} + DU_{g2})^{3/2} - I_{g2}$$
- durch Differentiation nach  $U_{g1}$  die Steilheit ermitteln. Dabei muß dann  $I_{g2}$  als konstant betrachtet bzw. vollständig vernachlässigt werden.

- F 12.1 Der prinzipielle Unterschied zwischen einer Verstärkerröhre und einem Stromtor liegt in der Gasfüllung des Stromtores. Infolge Ionisation des Gases besitzt die Stromspannungskennlinie des Stromtores einen Zündpunkt, oberhalb dessen der Anodenstrom allein nur noch von Betriebsspannung und Außenwiderstand abhängig ist und sich durch das Gitter in keiner Weise mehr beeinflussen läßt. Allein der Zündpunkt hängt von der Gitterspannung ab. Bei der Verstärkerröhre dagegen läßt sich der Anodenstrom bei jeder Anodenspannung unterhalb der Sättigungsspannung stetig durch die Gitterspannung steuern.
- F 12.2 Die Steuerkennlinie eines Stromtores charakterisiert die Abhängigkeit des Zündpunktes (der Anoden-Zündspannung) von der Gitterspannung. Aus ihr ist also zu entnehmen, oberhalb welcher Gitterspannung die betreffende Röhre bei bestimmter Betriebsspannung gezündet ist.
- F 12.3 Wir verweisen auf Abb. 55 und Aufgabe 12.1. Aus der Zündkennlinie, welche stets zu einer bestimmten Anodenwechselspannung gehört, ist abzulesen, an welchem Zeitpunkt das Stromtor bei bestimmter Gitterspannung zündet bzw. welche Gitterspannung erforderlich ist, um das Stromtor an einem bestimmten Zeitpunkt zünden zu lassen.
- F 12.4 Das elektrische Verhalten eines Stromtores ist grundsätzlich dadurch gekennzeichnet, daß allein der Zündpunkt von der Gitterspannung abhängig ist, während der Strom nur durch Absenken der Anodenspannung unter die Brennspannung wieder gelöscht werden kann.
- Bei Anlegen einer (positiven) Anodengleichspannung kann also der Anodenstrom mittels der Gitterspannung lediglich eingeschaltet werden, wobei die Gitterspannung bis zum Schnittpunkt mit der Steuerkennlinie aus

dem negativen Bereich heraufgeregelt werden muß. Nach dem Zünden ist der Anodenstrom durch die Gitterspannung weder in seiner Größe zu beeinflussen noch zu löschen.

Bei einer Anodenwechselspannung tritt zunächst eine Gleichrichterwirkung auf, d.h. nur während der positiven Spannungshalbwelle kann Strom fließen. Die Röhre löscht am Ende jeder positiven Halbwelle von selbst und zündet in der nächsten Periode neu. Der Zündpunkt beim Ansteigen der Spannung ist dabei durch die Gitterspannung bestimmt. Durch Variation der Gitterspannung läßt sich auf diese Weise die Dauer jedes Stromstoßes und dadurch der Gleichstrommittelwert des gleichgerichteten Stromes stetig verändern. Auch ein Ausschalten des Stromes ist möglich, wenn man die Gitterspannung so stark negativ macht, daß die Röhre in der nächsten Periode nicht mehr zünden kann.

F 12.5 Wie in obigem bereits ausgeführt, ist eine Steuerung des Anodenstromes eines Stromtores nur bei Verwendung einer Anodenwechselspannung möglich. Diese Steuerung kann mittels Gittergleichspannung nur zwischen dem Maximalwert des Anodenstromes und seiner Hälfte vorgenommen werden. Um den Strom von Null bis zum Maximum steuern zu können, bedient man sich der Vertikal-, Horizontal- oder Impulssteuerung, wobei die Gittergleichspannung entweder noch mit einer Wechselspannung oder mit positiven Spannungsimpulsen überlagert wird. Wir verweisen auf die Abbn. 56 bis 58.

Alle Rechte vorbehalten

Nur für den internen Gebrauch im Ingenieur-Fernstudium

---

Gebühr DM 3,-

Ag 616/ 169 /62

Best.-Nr. 1007-02/62

"E l e k t r o n i k", Lehrbrief 2  
(Fehlerberichtigung)

A c h t u n g !

Nachfolgende Fehlerberichtigung ist zweckmäßig vor Beginn des Studiums in den Lehrbrief einzutragen !

- Seite 81      Zeile 9  
Der Hinweis (Tafel 1) usw. bezieht sich auf  
zusätzliches Bildmaterial, welches sich noch  
in Vorbereitung befindet.
- Seite 106      Zeile 8  
Es muß heißen:  
Der Einfluß der Steuergitterspannung  $U_g$  ...
- Seite 109      Abb. 39  
An der linken Anode muß es  $U_a$  statt  $U_g$   
heißen
- Seite 111      4. Zeile von unten  
Es muß heißen:  
 $I_k = K U_{st}^{3/2}$
- Seite 113      letzte Zeile  
Es muß heißen:  
... (Abb. 40a, ...)
- Seite 118      Zeile 6  
Es muß heißen:  
... (Abb. 43, ...)
- Seite 120      Zeile 2  
... (Abb. 43) ...
- Seite 144      Abb.  
Der Strommaßstab ist zu ändern in  
... 5 ... 10 ... 15 ... A

Seite 146

Zeile 2

$$I_s = A \cdot F_k \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{eU_A}{k \cdot T}} \dots$$

Zeile 7

Es muß heißen:

$$= 2,64 \cdot 10^7 \cdot e^{-10,5} \text{ A}$$

$$= \frac{2,64 \cdot 10^7}{3,63 \cdot 10^4} \text{ A} = 725 \text{ A}$$

Seite 151

1. bis 4. Zeile von unten  
ist zu streichen !

Seite 152

Zeile 1 bis 3  
ist zu streichen !

Zeile 6

Es muß heißen:

... diese Spannung zwischen  $\frac{1}{2} I_-$  und  $I_-$   
stetig steuern.



# INGENIEUR- FERNSTUDIUM

SCHOLZ

**ELEKTRONIK**

**3**

HERAUSGEBER  
INGENIEURSCHULE FÜR  
FEINWERKTECHNIK JENA

1007-03/62

Herausgeber:  
Ingenieurschule für Feinwerktechnik  
Jena

# Elektronik

Lehrbrief 3

von

Joachim Scholz

3. Auflage

1962

---

Zentralstelle für Fachschulausbildung  
— Bereich Maschinenbau, Elektrotechnik, Leichtindustrie —  
Dresden



**Alle Rechte vorbehalten**

**Nur für den internen Gebrauch im Ingenieur-Fernstudium**

---

**Gebühr DM 2,50**

**Ag 616/ 300/62**

**Best.-Nr. 1007-03/62**

# INHALTSVERZEICHNIS

Seite

## 13. L e k t i o n

- 3.5 Die Glimmröhren 163  
3.51 Aufbau und Wirkungsweise der Glimmröhre  
3.52 Anwendungen  
Aufgaben zur 13. Lektion  
Prüfungsfragen zur 13. Lektion

## 14. L e k t i o n

- 3.6 Die Fotozellen 174  
3.61 Aufbau der Fotozellen  
3.62 Die Vakuumzelle  
3.63 Die gasgefüllte Fotozelle  
Aufgaben zur 14. Lektion  
Prüfungsfragen zur 14. Lektion

## 15. L e k t i o n

- 3.64 Sekundärelektronen-Vervielfacher 180  
3.65 Fotoelemente und Fotowiderstände  
Prüfungsfragen zur 15. Lektion

## 16. L e k t i o n

- 3.7 Die Elektronenstrahlröhre 187  
3.71 Aufbau und Wirkungsweise der Röhre  
3.72 Anwendung als Oszillografen- und Fernseh-  
bildröhre  
Prüfungsfragen zur 16. Lektion

## 17. L e k t i o n

- 3.8 Das Elektronenmikroskop 196  
3.81 Die Wellennatur der Elektronenstrahlen  
Aufgaben zur 17. Lektion  
Prüfungsfragen zur 17. Lektion

18. L e k t i o n

3.82 Das Arbeitsprinzip des Elektronenmikroskops	205
3.83 Technische Ausführung von Elektronenmikros- kopen und Elektronenlinsen	
3.84 Anwendungen des Elektronenmikroskops	
3.85 Sonderformen von Elektronenmikroskopen	
Prüfungsfragen zur 18. Lektion	
Lösungen der Aufgaben zu den Lektionen 13, 14 und 17	217
Antworten auf die Prüfungsfragen zu den Lektionen 13 bis 18	

---

## 13. L e k t i o n

### 3. Elektronen- und Ionenröhren (Fortsetzung)

#### 3.5 Die Glimmröhren

Im 2. Lehrbrief der Lehrbriefreihe "Elektronik" haben wir eine Reihe von Entladungsgefäßen kennengelernt, bei welchen die Ladungsträger im wesentlichen durch thermische Emission der Kathode erzeugt wurden. Nur bei der als letzte behandelten Röhrenart, den Thyatronröhren, ist infolge der Gasfüllung eine Erzeugung zusätzlicher Ladungsträger durch Ionisation zu verzeichnen, wodurch sich das elektrische Verhalten dieser Röhren wesentlich vom Verhalten der Vakuumröhren unterscheidet.

Auch im vorliegenden Abschnitt haben wir es mit gasgefüllten Entladungsgefäßen zu tun, bei welchen jedoch keine der Elektroden geheizt wird. Die Elektronenemission wird hier durch den Aufprall positiver Gasionen auf die negative Elektrode (Kathode) hervorgerufen. Wir haben die verschiedenen Röhren dieser Art unter dem Sammelbegriff "Glimmröhren" zusammengefaßt. Zum besseren Verständnis ihrer Wirkungsweise empfehlen wir eine Wiederholung der Abschnitte 2.2 und 2.34 aus dem ersten Lehrbrief.

#### 3.51 Aufbau und Wirkungsweise der Glimmröhre

Eine Glimmröhre besteht im Prinzip aus einem mit Edelgas gefüllten Glaskolben, in welchem zwei metallische Elektroden eingebracht sind. Das Grundmetall der Elektroden ist dabei von untergeordneter Bedeutung, da beide während des normalen Betriebes keiner wesentlichen Erwärmung ausgesetzt sind. Jedoch ist oft eine oder beide mit einer aktiven Schicht überzogen,

um die Austrittsarbeit auf einen bestimmten Wert herabzusetzen. Abb. 60

zeigt das Symbol einer Glimmröhre. Aus ihm ist ersichtlich, daß ihrem elektrischen Verhalten nach zunächst beide Elektroden gleichberechtigt nebeneinander stehen. Wir werden jedoch noch sehen, daß man ihnen durch die Formgebung doch gewisse besondere Eigenschaf-

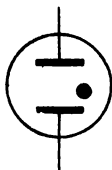


Abb. 60  
Schaltzeichen einer  
Glimmröhre

ten zudiktieren kann. Häufig werden die Elektroden als zwei ineinanderstehende Zylinder aus einem Drahtnetz ausgeführt, wobei der äußere wegen seiner größeren Oberfläche die Funktion der Kathode übernimmt. Jedoch sind auch andere Anordnungen gebräuchlich (siehe Tafel III)! Die Gasfüllung besteht aus Neon, Argon oder Helium (bei einfachen Ausführungen auch aus Stickstoff) unter einem Druck von etwa 10 mm Hg.

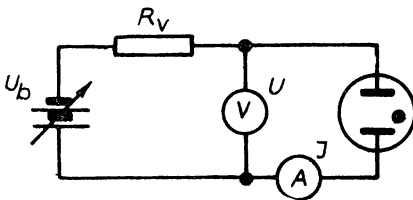


Abb. 61

Schaltung zur Aufnahme der Strom-Spannungskennlinie einer Glimmröhre

Zur Erklärung der Wirkungsweise einer Glimmröhre betrachten wir ihre Strom-Spannungskennlinie (Abb. 62), welche mit Hilfe der in Abb. 61 dargestellten Schaltung aufgenommen werden kann. Die Wahl der Elektroden als Anode oder Kathode ist dabei

im Prinzip gleichgültig. Bei kleinen Spannungen (etwa bis 70 V) fließt ein nur mit empfindlichsten Meßgeräten wahrzunehmender Strom in der Größe von  $10^{-12}$  bis  $10^{-6}$  A, der "Dunkelstrom", welcher etwa proportional der Spannung ansteigt. Dieser Strom entsteht durch einzelne Ladungsträger, welche im Gas oder an den Elektroden durch irgendwelche energiereiche Strahlung (uv-, Röntgen- oder Gammastrahlen)<sup>1)</sup> erzeugt worden sind. Diese Ladungsträger werden durch die angelegte Spannung beschleunigt und ionisieren zum Teil die Gasfüllung. Die positiven Ionen neutralisieren sich beim Auftreffen auf die Kathode.

Erreicht die angelegte Spannung einen bestimmten, von Gasart, Gasdruck, Elektrodenabstand und Oberflächenbeschaffenheit der

1) Solche "vagabundierenden" Strahlen sind in der Atmosphäre stets vorhanden. Sie stammen von Spuren radioaktiver Isotope, von der Sonne oder aus dem interstellaren Raum (Weltraum- oder Höhenstrahlung).

Kathode abhängigen Wert  $U_z$ , die Zündspannung der Glimmröhre, so steigt die Stromstärke plötzlich stark an, die Gasfüllung leuchtet auf und der Spannungsabfall an der Glimmröhre sinkt ab auf einen Wert  $U < U_z$ , die Brennspannung. Die Stromstärke ist im Gebiet dieser "Glimmentladung" praktisch nur noch abhängig vom Widerstand des äußeren Stromkreises. Diese Erscheinung ist durch die erhöhte Emission der Kathode zu erklären. Während im Gebiet des Dunkelstromes nur vereinzelte Ionen in der Lage waren, aus der Kathodenoberfläche Elektronen zu befreien, reicht oberhalb der Zündspannung im Mittel die Energie jedes auftreffenden Ions aus, eine Emission zu veranlassen. Die Ionisation des Gases nimmt derart zu, daß bereits eine niedrigere Spannung ausreicht, um den Strom aufrecht zu erhalten. Dabei ist gewöhnlich nur ein Teil der Kathodenoberfläche an der Emission beteiligt. Ist der Wider-

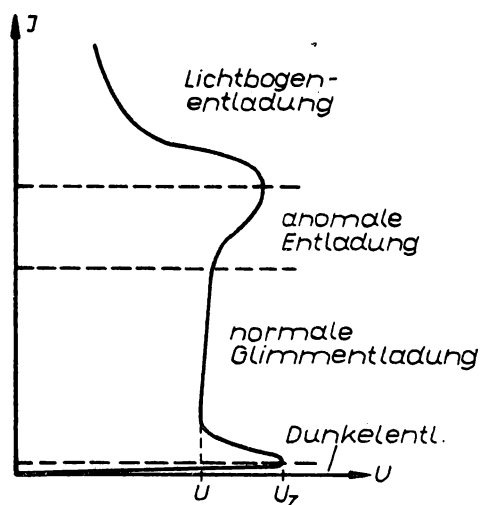


Abb. 62

Strom-Spannungskennlinie einer Glimmröhre 1)

stand des Stromkreises sehr klein, so steigt der Strom lawinenartig an, bis schließlich die gesamte Kathodenoberfläche emittiert. Bei weiterem Stromanstieg steigt auch wieder die Spannung an der Glimmröhre (anomale Glimmentladung). Wird der Strom hier durch den Außenwiderstand des Stromkreises noch immer nicht begrenzt, so führt der energiereiche Ionenstrom endlich zu erheblicher Erwärmung der Kathode.

1) In der Literatur wird bei der Strom-Spannungskennlinie von Glimmröhren gewöhnlich die I-Achse als Abszissenachse gewählt, da hier gewissermaßen die Spannung von der Stromstärke abhängt.

Mit dem Einsetzen thermischer Emission kommt es zu einer Lichtbogenentladung, deren Folge ein starkes Absinken der Brennspannung und gewöhnlich eine Zerstörung der Röhre ist.

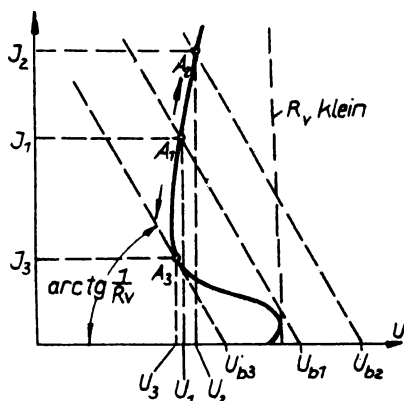


Abb. 63

Arbeitspunkt der Glimmröhre bei Veränderung der Betriebsspannung

Aus diesen Betrachtungen ist zu entnehmen, daß - ähnlich wie beim Thyatron - zum normalen Betrieb einer Glimmröhre ein entsprechend bemessener strombegrenzender Widerstand gehört. Dieser Widerstand legt den Arbeitspunkt der Glimmröhre und damit die Größe des Stromes fest. Es erscheint angebracht, das Verhalten einer Glimmröhre mit konstantem Vorwiderstand  $R_v$  bei sich verändernder Betriebsspannung näher zu untersuchen (vergl. Abb. 61). Der Widerstand  $R_v$  kann dabei als konstanter Innenwiderstand einer Spannungsquelle mit der veränderlichen Urspannung  $U_b$  aufgefaßt werden. Die Verhältnisse werden sofort klar, wenn man die Strom-Spannungskennlinie dieser Spannungsquelle in das Diagramm der Abb. 62 einträgt. Das ist in Abb. 63 für verschiedene Betriebsspannungen  $U_b$  geschehen (übertriebene Maßverhältnisse!). Beim Erhöhen der Betriebsspannung  $U_b$  verschiebt sich die Gerade (Kennlinie der Spannungsquelle) parallel zu sich nach rechts. Der Arbeitspunkt (Schnittpunkt der beiden Kennlinien) liegt zunächst praktisch auf der Spannungsachse (I 0)

Beim Erreichen des Wertes ( $U_{b1} \approx U_z$ ) springt der Arbeitspunkt plötzlich auf den Punkt  $A_1$  (Zündung). Es fließt der Strom  $I_1$ . Bei weiterem Erhöhen der Betriebsspannung wandert der Arbeitspunkt stetig die Kennlinie der Glimmröhre hinauf (Punkt  $A_2$  usw.) Die Spannung  $U$  an der Glimmröhre bleibt dabei praktisch konstant, solange der Bereich der normalen Glimmentladung nicht überschritten wird. Der Spannungsabfall  $I \cdot R_v$  steigt entsprechend der Stromstärke an, stets gilt  $U_b = U + I R_v$ . Läßt man die Betriebsspannung wieder absinken, so wandert der Arbeitspunkt längs der Kennlinie bis zum Punkte  $A_3$  und springt dann wieder in das Gebiet des Dunkelstroms (Löschen). Wir sehen, daß die Löschespannung ( $\approx U_{b3}$ ) niedriger ist, als die Zündspannung ( $\approx U_{b1}$ ), jedoch sind beide noch abhängig von der Wahl des Vorwiderstandes  $R_v$  (Steigung der Geraden). Ist der Widerstand  $R_v$  zu klein gewählt (Abb. 63, steile Gerade), so kann sich nach der Zündung kein stabiler Betriebszustand mehr einstellen. Der Schnittpunkt liegt erst weit oben im Bereich der Lichtbogenentladung bei einer Stromstärke, welche gewöhnlich zur Zerstörung der Röhre führt <sup>1)</sup>.

### 3.52 Anwendungen

Glimmröhren finden in der industriellen Elektronik auf Grund ihres einfachen Aufbaus und ihres elektrischen Verhaltens vielseitige Anwendung. Als einfache "Glimmlampe" werden sie wegen ihres geringen Leistungsverbrauches ( $< 0,1$  W) als Anzeigeröhren (Spannungsanzeige) benutzt. Ihre hauptsächliche Bedeutung haben sie als Stabilisatoren (Spannungskonstanthalter) und Spannungsteiler bekommen. Daneben dienen sie als Gleichrichter und - mit einer dritten "Hilfs"elektrode versehen - als Kaltkathoden-Stromtor. Auf diese drei wichtigen Anwendungsmöglichkeiten wollen wir noch etwas näher eingehen.

Die Anwendung der Glimmröhre als Spannungsstabilisator beruht auf dem praktisch senkrechten Verlauf ihrer Strom-Spannungskennlinie im Gebiet der normalen Glimmentladung. Das Schalt-symbol eines Stabilisators entspricht dem der einfachen

---

1) Einige Gasentladungsröhren mit ungeheizten Elektroden arbeiten im Gebiet der Lichtbogenentladung, z.B. die Hg-Dampf-Hoch- und Höchstdrucklampen, zur Erzeugung extrem hoher Leuchtdichten. Sie müssen dann natürlich für die auftretenden Stromstärken bemessen sein.



Glimmröhre (Abb. 60). In Abb. 64 ist die Grundsaltung zur Stabilisierung der Spannung  $U$  am Verbraucher  $R$  dargestellt für den Fall, daß die Betriebsspannung  $U_b$  gewissen Schwankungen unterworfen ist. Die Stabilisierung wäre ideal, wenn die Kennlinie der Röhre tatsächlich parallel zur Stromachse verlaufen würde. Das ist gewöhnlich nicht ganz der Fall. Als

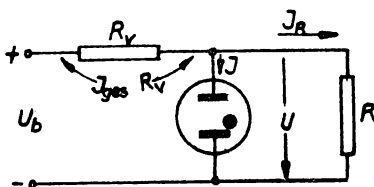


Abb. 64

Grundsaltung eines Stabilisators

torröhren einen Wert von 10 bis zu einigen 100 Ohm. Abb. 65 zeigt seine graphische Ermittlung aus der Kennlinie. Je kleiner der Innenwiderstand, um so besser ist offenbar die Stabilisierung. Aus Abb. 64 ergeben sich folgende Verhältnisse: Bei einer Änderung der Betriebsspannung  $U_b$  ist

$$\Delta U_b = \Delta I_{ges} \cdot R_V + \Delta U \quad (3.36)$$

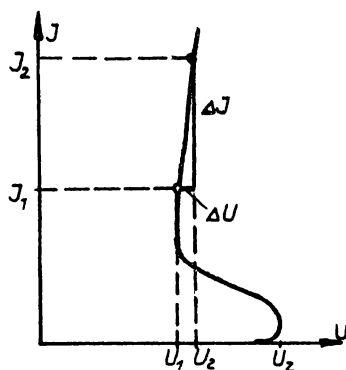


Abb. 65

Zur Definition des Innenwiderstandes  $R_1 = \Delta U / \Delta I$ .  
 $U_1, U_2 =$  Brennspannung

Maß für die Stabilisierung kann die Steigung dieser Kennlinie gelten, dargestellt durch den Innenwiderstand:

$$R_1 = \frac{\Delta U}{\Delta I} \quad (3.35)$$

Der Innenwiderstand (oder Wechselstromwiderstand) besitzt bei gebräuchlichen Stabilisatorröhren einen Wert von 10 bis zu einigen 100 Ohm. Abb. 65 zeigt seine graphische Ermittlung aus der Kennlinie. Je kleiner der Innenwiderstand, um so besser ist offenbar die Stabilisierung. Aus Abb. 64 ergeben sich folgende Verhältnisse:

Hierbei ist  $\Delta U_b = U_{b2} - U_{b1}$  und  $\Delta U = U_2 - U_1$  entsprechend Abb. 63 und 65. Für die Stromänderung erhält man

$$\begin{aligned} \Delta I_{ges} &= \Delta I + \frac{\Delta U}{R} \\ &= \Delta I + \frac{\Delta U}{R} \end{aligned} \quad (3.37)$$

oder mit Gl. (3.35)

$$\begin{aligned} \Delta I_{ges} &= \frac{\Delta U}{R_1} + \frac{\Delta U}{R} \\ &= \Delta U \cdot \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R} \right) \end{aligned} \quad (3.38)$$

Setzt man diese

Gleichung in (3.36) ein, so wird

$$\Delta U_b = \Delta U \cdot \left( \frac{R_V}{R_1} + \frac{R_V}{R} + 1 \right)$$

oder nach einer kleinen Umformung

$$\begin{aligned}\frac{\Delta U}{\Delta U_b} &= \frac{R_1 R}{R R_V + R_1 R_V + R R_1} \\ &= \frac{R_1}{R_V + R_1 + \frac{R_1 R_V}{R}}\end{aligned}$$

Beachtet man, daß der zweite und dritte Summand im Nenner des Bruches klein ist gegenüber  $R_V$ , so erhält man unter Vernachlässigung dieser beiden Glieder

$$\boxed{\frac{\Delta U}{\Delta U_b} \approx \frac{R_1}{R_V}} \quad (3.39)$$

Aus dieser Gleichung ist zu entnehmen, daß die Stabilisierung um so besser ist, je größer  $R_V$  gegenüber  $R_1$  gemacht werden kann.

Bei derartigen Stabilisierungen beträgt die verbleibende Spannungsschwankung  $\Delta U$  etwa noch 1 bis 10% der Betriebsspannungsänderung  $\Delta U_b$ . Die gesamte Spannungsänderung  $\Delta U_b$  liegt damit entsprechend Gl. (3.36) praktisch am Vorwiderstand  $R_V$ , während die Stromänderung  $\Delta I_{ges}$  nach Gl. (3.37) praktisch durch den Stabilisator fließt.

Die Größe des Vorwiderstandes  $R_V$  ist bei gegebenem Verbraucherwiderstand  $R$  durch die Zündspannung  $U_z$  der Röhre begrenzt. Vor der Zündung ist

$$U_b = I_{ges} \cdot R_V + I_R \cdot R, \quad I_R = I_{ges},$$

da der Strom  $I$  durch die Röhre Null ist. Soll die Röhre zünden, so muß (auch bei kleinstem Wert  $U_{b \min}$  der Betriebsspannung) die Spannung  $I_R \cdot R$  an der Röhre größer sein, als die Zündspannung  $U_z$ , also

$$I_R \cdot R = U_{b \min} - I_{ges} \cdot R_V > U_z \quad (3.40)$$

Setzt man hier noch

$$I_{ges} = \frac{U_{b \min}}{R_V + R},$$

so erhält man aus (3.40)

$$U_{b \min} \cdot \left(1 - \frac{R_V}{R_V + R}\right) > U_Z$$

oder

$$U_{b \min} \cdot \frac{R}{R_V + R} > U_Z$$

Multipliziert man die Ungleichung mit dem (positiven) Nenner, so bleibt

$$U_{b \min} \cdot R > U_Z \cdot (R_V + R),$$

oder nach Subtraktion von  $U_Z \cdot R$

$$R \cdot (U_{b \min} - U_Z) > U_Z \cdot R_V$$

Dividiert man nun noch durch  $U_Z$  und vertauscht die Seiten der Ungleichung (wobei das Ungleichheitszeichen ebenfalls umzukehren ist), so erhält man endlich <sup>1)</sup>

$$R_V < R \cdot \frac{U_{b \min} - U_Z}{U_Z} \quad (3.41)$$

als obere Grenze für den Vorwiderstand.

Die untere Grenze für den Vorwiderstand errechnet sich sehr einfach aus dem für den Stabilisator erlaubten Maximalstrom  $I_{\max}$  zu

$$R_V > \frac{U_{b \max} - U}{I_{\max} + I_R} \quad (I_R = \frac{U}{R}) \quad (3.42)$$

Da entsprechend Gleichung (3.42) der Vorwiderstand  $R_V$  einen gewissen Mindestwert nicht unterschreiten darf, läßt sich aus der Bedingung (3.41) entnehmen, daß man an einem derartigen Glimmstabilisator nicht Verbraucher mit beliebig kleinem Widerstand  $R$  legen darf. Die obere Grenze für den Vorwiderstand würde dadurch unter den nach (3.42) erlaubten Mindestwert gedrückt und die Schaltung damit nicht mehr ausführbar sein.

---

<sup>1)</sup> Die letzte Rechnung wurde so ausführlich durchgeführt, weil dem Fernstudenten das Rechnen mit Ungleichungen gewöhnlich ungewohnt ist.

Allgemein liegt der einem Glimmstabilisator entnehmbare Verbraucherstrom  $J_R$  in der Größenordnung des Maximalstromes  $J_{\max}$  des Stabilisators (vergl. auch Aufgabe 13.1).

Eine Erweiterung des gewöhnlichen Stabilisators bildet der elektronische Glimmspannungsteiler, ein Stabilisator mit mehreren Elektroden, von denen jeweils eine stabilisierte Teilspannung abgegriffen werden kann.

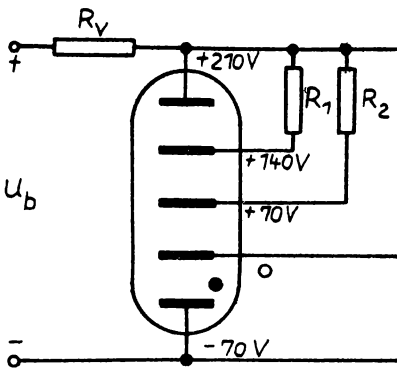


Abb. 66

Schaltung eines Glimmspannungsteilers (Stabilovolt)

In Abb. 66 sind  $R_1, R_2 \dots$  die Verbraucher,  $R_V$  der Vorwiderstand, welcher wie beim einfachen Stabilisator zu berechnen ist. Seit der Entwicklung von Stabilisatoren in Miniaturausführung werden derartige Glimmspannungsteiler bei Neuentwicklung durch Reihenschaltung von einzelnen Stabilisatoren ersetzt.

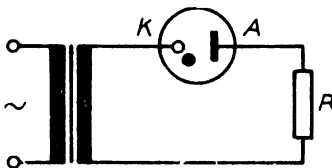


Abb. 67

Schaltung eines Glimmgleichrichters

Bei der Anwendung einer Glimmröhre als Glimmgleichrichter müssen beide Elektroden möglichst verschieden groß sein. Wird die eine Elektrode z.B. wieder als Zylinder ausgebildet, so können ein oder mehrere Drähte im Inneren dieses Zylinders die Gegenelektroden (Anoden) bilden.

Dabei bildet sich, solange die große Elektrode als Kathode fungiert, eine normale Glimmentladung aus, während die Entladung in entgegengesetzter Richtung stark anomal wird. Der Widerstand einer solchen Glimmröhre ist daher in beiden Richtungen verschieden groß, wodurch die Gleichrichtereigenschaft gegeben ist. Bei einer Anordnung mit mehreren kleinen Elektroden kann ein solcher Gleichrichter als Mehrweggleichrichter Verwendung finden. Abb. 67 zeigt das Schaltbild eines einfachen Glimmgleichrichters. Ist der Belastungswiderstand  $R$  selbst nicht groß genug, so muß ein zusätzlicher Vorwiderstand eingefügt werden. Die gleichgerichteten Ströme sind im allgemeinen sehr klein ( $\sim 10 \text{ mA}$ ).

Eine Weiterentwicklung des Glimmgleichrichters stellt das Kaltkathoden-Stromtor dar. Die Aufgabe des Gitters übernimmt dabei eine dritte Elektrode, die Hilfsanode, welche in der Nähe der Kathode angebracht ist. Das Schaltzeichen einer solchen Röhre zeigt Abb. 68. Liegt die Anodenspannung  $U_a$  unterhalb der Zündspannung, so läßt sich eine Zündung der Röhre dadurch erreichen, daß zwischen Kathode und Hilfsanode eine Entladung ausgelöst wird, indem man die Hilfsanodenspannung auf über 80 V ansteigen läßt. Durch Ionisation des Gases wird gleichzeitig die Hauptentladung eingeleitet (Zündung).

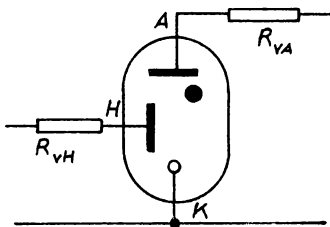


Abb. 68  
Kaltkathodenstromtor

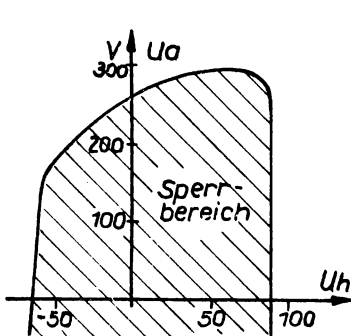


Abb. 69

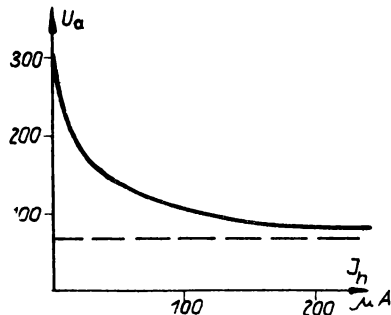


Abb. 70

Die Höhe der zur Zündung erforderlichen Anodenspannung ist abhängig vom Hilfsanodenstrom  $I_{ha}$ , nicht von der Spannung  $U_{ha}$ . Abb. 69 und Abb. 70 zeigen die charakteristischen Kennlinien eines Kaltkathodenstromtores. Kaltkathodenstromtore werden gern als Relaisröhren benutzt. Sie sind überall dort vorteilhaft, wo kleine Leistungen zu schalten sind, besonders, wenn die Anlage stets betriebsbereit sein muß, aber selten in Tätigkeit tritt. Durch den Fortfall der Heizung ist die Röhre praktisch keiner Abnutzung unterworfen und bedarf keiner Heizleistung.

Ergänzungsliteratur: (3) Seite 228 bis 238

(5) " 82 " 87, 93 bis 95

(6) " 46 " 48

Aufgaben zur 13. Lektion:

A 13.1 Der Stabilisator Te 60 besitzt eine Zündspannung  $U_z = 160$  V und eine Brennspannung  $U = 100$  V. Sein Innenwiderstand beträgt  $R_i = 100$  Ohm. Der Maximalstrom darf  $I_{max} = 60$  mA nicht überschreiten. Bei einer Betriebsspannung  $U_b = 210$  V  $\pm$  15 V ist eine Spannung von 100 V an einem Widerstand  $R = 10$  k $\Omega$  zu stabilisieren.

a) Wählen Sie einen günstigen Vorwiderstand  $R_v$ .

b) Berechnen Sie die erzielte Stabilisierung  $\Delta U/U$  in %.

Prüfungsfragen zur 13. Lektion:

F 13.1 Erklären Sie die Notwendigkeit des Vorwiderstandes und seine Wirkung bei einer Glimmröhre.

F 13.2 Worauf beruht die Anwendung der Glimmröhre als Spannungsstabilisator?

F 13.3 Was ist ein Glimmgleichrichter?

F 13.4 Welche Unterschiede bestehen zwischen einem Kaltkathodenstromtor und einem gewöhnlichen Stromtor?

---

## 14. L e k t i o n

### 3.6 Die Fotozellen

Bei einer weiteren Gruppe von Entladungsgefäßen beruht die Erzeugung der Ladungsträger (Elektronen) auf der Fotoemission oder - wie man auch sagt - dem äußeren Fotoeffekt. Im Abschnitt 2.33 des ersten Lehrbriefes sind wir auf diese Art der Emission ausführlich eingegangen. Entladungsgefäße dieser Art bezeichnen wir als Fotozellen <sup>1)</sup>.

#### 3.61 Aufbau der Fotozellen

Eine einfache Fotozelle besteht ähnlich der Diode oder der Glimmröhre aus einem Glaskolben, in welchem zwei Elektroden angebracht sind. Eine von ihnen, die Fotokathode, ist besonders für die Fotoemission ausgebildet. Der Kolben ist evakuiert oder mit einem Edelgas gefüllt. Der prinzipielle Aufbau geht aus dem Symbol der Fotozelle hervor (Abb. 71). Die Fotokathode ist gewöhnlich hohlspiegelartig auf die Glaswand des Gefäßes aufgedampft, um einen möglichst großen Lichtstrom

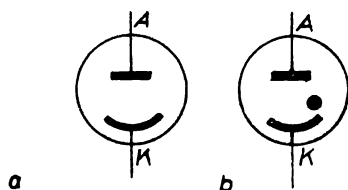


Abb. 71  
Symbol einer Fotozelle  
a) mit Hochvakuum  
b) gasgefüllt

aufnehmen zu können. Die Anode besteht dagegen meist aus einem Draht oder einer Drahtschleife, damit der Lichtstrom ungehindert passieren kann.

Von großer Wichtigkeit für das foto-elektrische Verhalten einer Fotozelle ist die Zusammensetzung der Fotokathode.

---

<sup>1)</sup>Wir weisen darauf hin, daß die Bezeichnung Fotozellen in der Literatur nicht einheitlich verwendet wird. Wir wollen nur dann von Fotozellen sprechen, wenn es sich um Röhren mit Fotoemission handelt. Für Schaltelemente, welche auf dem inneren Fotoeffekt bzw. auf dem Sperrschichteffekt beruhen, behalten wir uns die Bezeichnung Fotowiderstand bzw. Fotoelement vor (Vergl. Abschn. 3.65).

In modernen Fotozellen werden zur Erzielung einer hohen Empfindlichkeit fast ausschließlich Schichtkathoden oder Legierungskathoden verwendet. Charakteristisch für sie ist ihr selektiver Photoeffekt. Herstellung und Zusammensetzung solcher Kathoden sind außerordentlich kompliziert. Sie werden entweder als durchsichtige oder als kompakte Kathoden gefertigt. Die einzelnen Schichten werden auf die Glaswand aufgedampft oder eindestilliert. Wir wollen als Beispiele zwei der häufigsten Kathoden näher betrachten.

Eine der gebräuchlichsten Schichtkathoden ist die Cäsiumoxydkathode. Sie besteht aus einer Grundschicht aus Silber und einer Deckschicht aus Cäsium. Dazwischen liegt eine Zwischenschicht aus einem Gemisch von Cäsiumoxyd, Cäsium und Silber. Charakteristisch für diese Kathode ist die spektrale

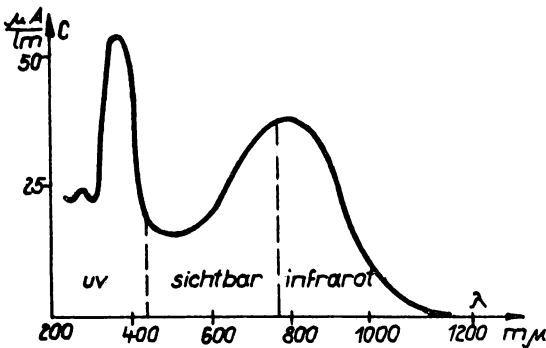


Abb. 72  
Spektrale Empfindlichkeitsverteilung einer Cs<sub>2</sub>O-Fotokathode

Verteilung ihrer Empfindlichkeit. Aus Abb. 72 ist zu ersehen, daß die beiden Empfindlichkeitsmaxima an den Grenzen des sichtbaren Teiles des Spektrums liegen, während die Empfindlichkeit im sichtbaren Teil ein Minimum besitzt.

Eine häufig verwendete Legierungskathode besteht aus Antimon und Cäsium. Sie wird oft als durchsichtige Kathode hergestellt und besteht aus einer Grundschicht aus einer Antimon-Cäsiumlegierung, auf welcher eine atomare Cäsiumschicht liegt. Ihre Empfindlichkeit liegt etwa viermal so hoch wie die einer Cäsiumoxydkathode und besitzt eine spektrale Verteilung (Abb. 73), deren erstes Maximum zwischen den beiden Maxima der Oxydkathode liegt.



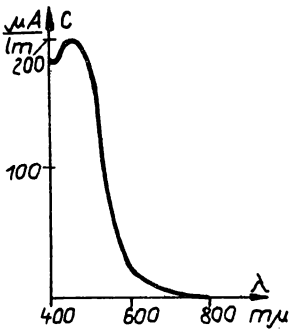


Abb. 73

Spektrale Empfindlichkeitsverteilung einer Antimon-Cäsium-Kathode

Auf Grund der letzten Feststellung lassen sich Fotozellen herstellen, welche mit einer Kombination beider Kathodenarten arbeiten und dadurch eine nahezu gleichmäßige Empfindlichkeit besitzen. Hierzu wird z.B. die Vorderseite des Glaskolbens mit einer durchsichtigen Antimon-Cäsium-Kathode und die Rückseite mit einer kompakten Cäsiumoxydkathode belegt. Jedoch werden solche Zellen - bedingt durch erhebliche Fertigungsschwierigkeiten - nur selten verwendet.

### 3.62 Die Vakuumzelle

Eine Vakuumfotozelle unterscheidet sich von einer Diode allein durch die Art der Elektronen-Emission. Infolgedessen zeigt ihre Strom-Spannungs-Kennlinie den gleichen Verlauf wie die einer Diode (Vergl. Abb. 24, Lehrbrief 2). Da jedoch der Emissionsstrom einer Fotokathode um mehrere Zehnerpotenzen unter demjenigen einer Glühkathode liegt, wird bei der Fotozelle das Sättigungsgebiet bereits bei Anodenspannungen von etwa 80 Volt erreicht. Das Sättigungsgebiet besitzt bei der Anwendung der Vakuumfotozellen - im Gegensatz zur Diode und Triode - hervorragende Bedeutung. Hier wird der "Fotostrom"  $I_F$  durch die Gesamtzahl der emittierten Elektronen gebildet, und diese ist, wie im Abschnitt 2.33 ausgeführt wurde, direkt proportional dem auffallenden Lichtstrom  $\Phi$ .

Es gilt also Gleichung (2.42)

im Sättigungsgebiet:

$$I_F = C \cdot \Phi \quad (3.43)$$

Dieser Zusammenhang kommt im Kennlinienfeld der Vakuumfotozelle zum Ausdruck (Abb. 74). Die Anodenspannung einer solchen Fotozelle wird gewöhnlich etwas oberhalb der Sättigungsspannung bei 100 ... 150 V gewählt. Da der Fotostrom in der Größe

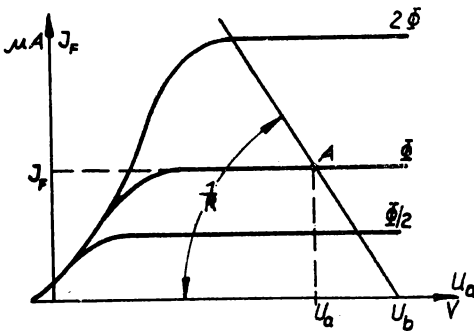


Abb. 74

Kennlinienfeld einer Vakuumfotозelle

dem Lichtstrom  $\Phi$  proportional und kann durch einen Röhrenverstärker weiter verstärkt werden, wie in späteren Abschnitten

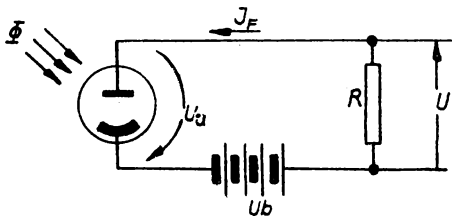


Abb. 75

Schaltung einer Fotозelle

von einigen  $\mu A$  gewöhnlich nicht ausreicht, um die gewünschten Funktionen auszuüben, wird in den Anodenstromkreis noch ein Widerstand  $R$  von einigen  $M\Omega$  geschaltet (Abb. 75). Der Spannungsabfall

$$U = I_F \cdot R = U_b - U_a \quad (3:44)$$

an diesem Widerstand ist dann ebenfalls

noch näher ausgeführt wird. Der Arbeitspunkt ( $U_a$ ,  $I_F$ ) einer solchen Schaltung ist aus Abb. 74 am Schnittpunkt der beiden Kennlinien abzulesen (vergl. auch Abb. 63).

### 3.63 Die gasgefüllte Fotозelle

Vakuumfotозellen haben zwar den großen Vorteil der Proportionalität zwischen Fotostrom und Lichtstrom und sind daher für genaueste Lichtintensitätsmessungen unentbehrlich. Jedoch besitzen sie im allgemeinen nur eine sehr geringe Empfindlichkeit. Der Fotostrom lässt sich aber wesentlich erhöhen, wenn die Fotозelle eine Gasfüllung erhält. Die Vorgänge sind dabei etwa die gleichen wie bei einer Glimmröhre unterhalb der Zündspannung. Die durch die Anodenspannung beschleunigten Elektronen führen eine Ionisation des Gases herbei, wodurch die Anzahl der Ladungsträger und damit die Stromstärke um ein Vielfaches ansteigt.

Die günstigste Vervielfachung des Fotostromes liegt bei einem Gasdruck von etwa 0,2 mm Hg. Sie beträgt dann etwa 5 bis 12.

Bei der Anwendung von gasgefüllten Fotozellen ist unbedingt darauf zu achten, daß die Anodenspannung unter der Zündspannung der Fotozelle gehalten wird. Anderenfalls tritt eine von der Fotoemission unabhängige selbständige Entladung ein, die Fotozelle wird zur Glimmlampe. Der dabei fließende verhältnismäßig hohe Strom führt infolge des heftigen Ionenbombardements zu einer Zerstörung der empfindlichen Kathodenoberfläche. Die Zündspannung von Fotozellen liegt bei 100 bis 300 V, ihre Anodenspannung soll etwa um 25% darunter liegen.

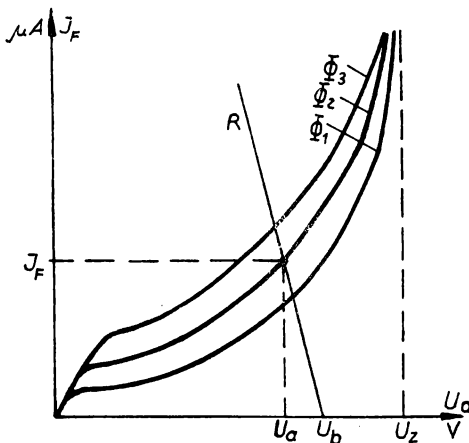


Abb. 76

Kennlinienfeld einer gasgefüllten Fotozelle

Abb. 76 zeigt das Kennlinienfeld einer gasgefüllten Fotozelle. Da in der Gegend der Sättigungsspannung bereits Ionisation eintritt, existiert bei gasgefüllten Fotozellen kein Sättigungsgebiet. Dadurch geht die absolute Proportionalität verloren, wie aus dem Verlauf der Kennlinie ersichtlich ist. Für viele industrielle Zwecke, sogar für die Verwendung in Tonfilmapparaturen, ist jedoch die strenge Proportionalität nicht erforderlich. Man

kann daher in solchen Fällen mit gasgefüllten Fotozellen arbeiten, um die etwa 10-fache Empfindlichkeit gegenüber Vakuumzellen auszunützen. Die Prinzipschaltung ist dabei die gleiche wie bei den Vakuumzellen (Abb. 75).

Ergänzungsliteratur: (3) Seite 264 bis 270

(4)	"	38	"	57
	"	139	"	156
	"	181	"	193
(5)	"	88	"	91

Aufgaben zur 14. Lektion:

A 14.1 Die Vakuumfotозelle GIV besitzt eine Empfindlichkeit  $C = 60 \frac{\mu A}{lm}$ . Als Betriebsspannung wird  $U_b = 250$  V gewählt. Der Außenwiderstand beträgt  $R = 3 M\Omega$ .

- Zeichnen Sie das Kennlinienfeld der Fotозelle im Sättigungsgebiet bis zu einem Lichtstrom  $\Phi = 100$  mlm (Millilumen), und tragen Sie die Kennlinie des Widerstandes  $R$  bei der genannten Betriebsspannung  $U_b$  (Arbeitsgerade) ein (Vergl. Abb. 74).
- Bestimmen Sie die Abhängigkeit der Spannung  $U$  am Widerstand  $R$  vom Lichtstrom  $\Phi$  durch Rechnung und aus dem Kennlinienfeld.

Prüfungsfragen zur 14. Lektion:

F 14.1 Beschreiben Sie die Unterschiede im elektrischen Verhalten zwischen einer gasgefüllten und einer Vakuumfotозelle!

F 14.2 Wie und warum unterscheidet sich die Vakuumfotозelle von einer Verstärkerröhre bezüglich des Arbeitsgebietes im Kennlinienfeld?

---

## 15. L e k t i o n

### 3.64 Sekundärelektronen-Vervielfacher

Ein anderer Weg zur Vervielfachung des Fotostromes im Inneren einer Fotozelle führt über den im Abschnitt 2.34 behandelten Effekt der Sekundäremission. Die an der Fotokathode emittierten Elektronen werden durch Anlegen bestimmter elektrischer und magnetischer Felder nicht sofort der Anode zugeführt, sondern gelangen vorher zu einer oder mehreren Parallelektroden, <sup>1)</sup> an welchen sie Sekundärelektronen befreien.

Die zur Empfindlichkeitssteigerung erforderlichen sekundären Elektronen werden also nicht aus Gasmolekülen, wie bei den vor dem betrachteten Zellen, sondern aus festen Elektroden befreit. Dadurch erübrigt sich die Gasfüllung, und ihre Nachteile kommen in Fortfall. Eine besonders einfache Form eines einstufigen Ver-

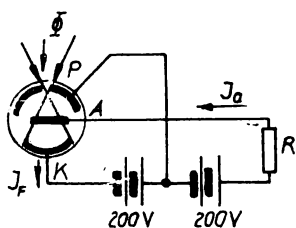


Abb. 77

Schaltung eines einstufigen Vervielfachers

vielfachers mit seiner Schaltung zeigt Abb. 77. Die an der Kathode K durch den Lichtstrom  $\Phi$  ausgelösten Photoelektronen fliegen zum größten Teil an der aus einem dünnen Draht bestehenden Anode A vorbei und erreichen mit einer Geschwindigkeit von etwa 200 V die der Kathode gegenüberliegende Parallelektrode P. Diese hat in der Mitte ein Loch, um den gebündel-

ten Lichtstrom  $\Phi$  hindurchzulassen. Die auftreffenden Photoelektronen rufen eine Sekundäremission an der Parallelektrode hervor, wobei der Sekundäremissionskoeffizient (vergl. (2.45), Lehrbr. 1) bei den üblichen Anordnungen etwa 3 bis 5 beträgt. Das bedeutet, daß die Vervielfachung einer Stufe

$$\sigma = 3 \dots 5 \quad (3.45)$$

beträgt. Diese Sekundärelektronen werden dann zu der auf höherem Potential liegenden Anode beschleunigt und bilden den Anodenstrom

$$I_a = \sigma \cdot I_F \quad (3.46)$$

<sup>1)</sup> In der Literatur findet man für solche Elektroden auch die Bezeichnung "Pode".

Da sich der gesamte Vorgang im Hochvakuum abspielt, ist die Vervielfachung  $\sigma$  in weiten Grenzen als konstant anzusehen, so daß die Proportionalität zwischen Anodenstrom des Vervielfachers und Lichtstrom praktisch gewahrt bleibt.

Um zu einer höheren Vervielfachung zu gelangen, muß man den Vervielfacher mit mehreren Prallelektroden ausstatten. In Abb. 78 ist die prinzipielle Anordnung eines mehrstufigen

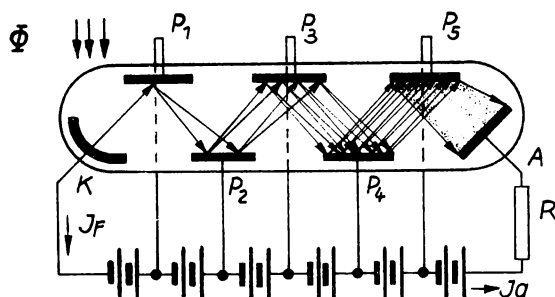


Abb. 78  
Prinzipschaltung und Wirkungsweise eines mehrstufigen Vervielfachers

Vervielfachers dargestellt. Seine Wirkungsweise geht unmittelbar aus der Abb. 78 hervor. Ist  $n$  die Anzahl der Prallelektroden (Stufen), so ergibt sich offenbar als Gesamtvervielfachung der Wert  $\sigma^n$ . Damit erreicht man einen Anodenstrom der Größe

$$I_a = \sigma^n \cdot I_F, \quad (3.47)$$

welcher somit dem Lichtstrom  $\Phi$  in gewissen Grenzen <sup>1)</sup> praktisch proportional verläuft.

Bei den zur Zeit üblichen Vervielfachern ist eine Zahl von 10 bis 12 Stufen nicht selten. Man kann also nach (3.47) mit einer hundertmillionenfachen Verstärkung des Fotostromes rechnen, welche sonst nur mit mehrstufigen Röhrenverstärkern

<sup>1)</sup> Wenn die Stromstärke besonders in den letzten Stufen zu hohe Werte annimmt, können Raumladungserscheinungen auftreten, welche die Proportionalität in Frage stellen.

zu erreichen ist. Die Empfindlichkeit technischer Vervielfacher erreicht daher  $5 \text{ A/lm}$  und mehr. Geringste Lichtströme lassen sich auf diese Weise nachweisen und messen.

Der technische Aufbau mehrstufiger Vervielfacher birgt allerlei Schwierigkeiten in sich, die auf verschiedene Weise gelöst worden sind. Hauptsächlich handelt es sich dabei um das Problem, möglichst alle Elektronen zur jeweils nächsten Prall-elektrode hinzuzwingen. Das erreicht man durch besondere Anordnung der Elektroden, durch magnetische oder elektrostatische Ablenkung<sup>1)</sup>. Der erforderliche Aufwand ist daher verhältnismäßig groß. Desgleichen ist ein Mangel dieser Vervielfacher die hohe Anodenspannung, welche bei 12 Stufen bis zu 2,5 kV beträgt und sehr gut stabilisiert sein muß. Vervielfacher finden daher nur für Spezialzwecke z.B. in feinoptischen und kerntechnischen Geräten<sup>2)</sup> Verwendung.

### 3.65 Fotoelemente und Fotowiderstände

Wie bereits bei Beginn des Abschnittes 3.6 erwähnt, wollen wir uns die Bezeichnung Fotozelle für die bereits behandelten Geräte mit äußerem Photoeffekt (Photoemission) vorbehalten. Um nun die Unterschiede zwischen diesen Fotozellen und den Fotoelementen und Fotowiderständen bezüglich Aufbau und Wirkungsweise herauszustellen, sollen letztere im vorliegenden Abschnitt einer kurzen Betrachtung unterzogen werden. Eigentlich gehören sie ihrem Aufbau nach gar nicht zu den "elektronischen" Geräten, da in ihnen kein Stromfluß durch Gas oder Vakuum stattfindet.

Die Grundlage für die Wirkungsweise eines Fotoelementes bildet der "Sperrschichteffekt". Wird die Berührungsfläche zwischen einem Halbleiter (Selen, Kupferoxydul, Schwefelthallium) und einem Leiter - die sogenannte Sperrschicht - mit sicht-

---

1) Den besonders interessierten Leser verweisen wir bezüglich der verschiedenen technischen Ausführungsformen auf die von uns genannte Spezialliteratur.

2) Z.B. Szintillationszähler u.ä.

barem oder unsichtbarem Licht bestrahlt, so bildet sich zwischen den beiden Stoffen eine Ursprung aus, deren Größe von der Intensität der Lichtstrahlung abhängt. Die Ursache für diese Ursprung besteht in einer Befreiung zusätzlicher Ladungsträger im Inneren des Halbleiters, wodurch sich die Konzentration der Ladungsträger im Halbleiter ändert und zwischen Halbleiter und Leiter eine Potentialdifferenz entsteht. Für die Ausbildung dieser Potentialdifferenz ist die richtungsabhängige Leitfähigkeit der Sperrschicht von hervorragender Bedeutung, die schon von der Wirkungsweise des Trokengleichrichters her bekannt ist <sup>1)</sup>. Schließt man den äußeren Stromkreis, so wird ein Strom vorangetrieben, dessen Stärke von der Intensität des einfallenden Lichtstromes abhängt. Die Empfindlichkeit von Sperrschichtelementen liegt bei 10 ... 500  $\mu\text{A}/\text{lm}$ . Sie eignen sich jedoch nicht für Verstärkungszwecke mittels Röhrenverstärker, da die Empfindlichkeit mit wachsendem Außenwiderstand erheblich abnimmt und die bei Kurzschluß vorhandene Proportionalität zwischen Fotostrom und Lichtstrom dabei in einen logarithmischen Verlauf übergeht.

Bei der technischen Ausführung von Sperrschichtelementen ist zu unterscheiden zwischen Vorderwand- und Hinterwandelementen. Bei den Vorderwandelementen liegt die Sperrschicht an der Vor-

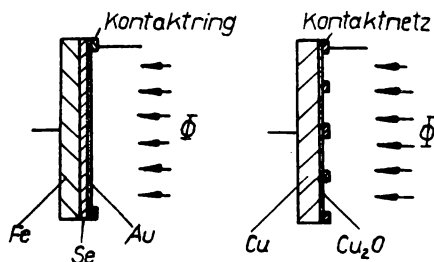


Abb. 79

Aufbau von Sperrschichtelementen  
a) Vorderwand-, b) Hinterwandelement

derseite einer kompakten Halbleiterplatte unter einer dünnen lichtdurchlässigen Metallschicht.

Abb. 79a zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Vorderwandelementes. Als typischer Vertreter ist dafür das Selen-sperrschichtelement zu nennen, bei welchem die Selen-schicht auf eine Trägerplatte

<sup>1)</sup> Auf eine ausführliche Beschreibung der Vorgänge im Halbleiter und an der Sperrschicht muß hier verzichtet werden. Die Theorie der elektrischen Leitfähigkeit von Halbleitern ist außerordentlich kompliziert und heute noch nicht vollständig abgeschlossen. Sie gewinnt jedoch bei der Entwicklung von Halbleitergleichrichtern, Transistoren usw. immer mehr an Bedeutung und wird eines Tages auch hier in die Grundlagen der Elektronik aufgenommen werden müssen.



(Eisen) aufgebracht und mit einer dünnen Edelmetallschicht (Gold, Platin) überzogen ist. Zur besseren Kontaktabnahme ist die Metallschicht gewöhnlich mit einem aufgespritzten Kontaktrahmen versehen. Selenelemente zeichnen sich durch ihre maximale Empfindlichkeit im sichtbaren Spektralbereich aus. Ihre Empfindlichkeitsverteilung entspricht etwa derjenigen des menschlichen Auges, woraus ihre häufige Anwendung im elektrischen Belichtungsmesser resultiert.

Abb. 79 zeigt den Aufbau eines Hinterwandelementes. Hier ist die Sperrschicht an der Rückseite einer lichtdurchlässigen Halbleiterschicht ausgebildet, welche auf einer kompakten Metallplatte aufliegt. Als Beispiel dafür ist das Kupferoxydulschichtelement zu erwähnen. Eine etwa 1 mm starke Kupferplatte bildet dabei die Metallgrundlage. Ihre Oberfläche wird bei Sauerstoffmangel oxydiert, wodurch der durchsichtige Belag vom  $\text{Cu}_2\text{O}$  entsteht. Zur guten Kontaktgabe ist in diese Halbleiterschicht ein feines Metalldrahtnetz eingepreßt. Die Empfindlichkeit des  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Elementes liegt im roten und infraroten Bereich des Spektrums. Kupferoxydul wird daneben auch zur Herstellung von Vorderwandzellen verwendet, welche im Aufbau den oben beschriebenen Selenzellen ähneln. Ihre Empfindlichkeit liegt ebenfalls im sichtbaren Spektralbereich.

1. ganz anderer Weise verhalten sich die Fotowiderstände, obwohl die Ursache für ihr Verhalten etwa in gleicher Weise zu erklären ist wie bei den Fotoelementen. Der wesentliche Unterschied beruht im Fehlen einer Sperrschicht, sonst finden dabei die gleichen Stoffe (Halbleiter) Verwendung wie bei den Sperrschichtelementen. Es handelt sich um Halbleiterwiderstände, deren Leitfähigkeit sich bei Bestrahlung mit Licht bestimmter Wellenlänge entsprechend der Lichtintensität vergrößert. Diese Erscheinung wird als "innerer Fotoeffekt" bezeichnet und erklärt sich einfach durch das Freimachen zusätzlicher Ladungsträger im Inneren des Halbleiters mittels der Lichtenergie. Durch das Fehlen einer Sperrschicht kann sich keine Potentialdifferenz ausbilden, so daß noch eine äußere Spannungsquelle (ähnlich wie bei den Fotozellen) erforderlich ist, um einen Strom durch den Fotowiderstand zu treiben.

Auch hier lassen sich bei der technischen Ausführung zwei Arten unterscheiden, Fotowiderstände mit Längsfeld- und mit Querfeldbeleuchtung. Im ersten Falle fällt das Licht in Stromrichtung, im zweiten Falle senkrecht zur Stromrichtung auf den Halbleiterwiderstand auf. In beiden Fällen liegt der Halbleiterwerkstoff zwischen zwei Elektroden  $E_1$  und  $E_2$  eingebettet, von denen bei Längsfeldbeleuchtung mindestens eine durchsichtig sein muß. Abb. 80 zeigt den prinzipiellen Aufbau je eines Widerstandes der beiden Arten. Die Fotowiderstände mit Querfeldbeleuchtung sind bei den praktischen Anwendungen die häufigeren. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, liegen bei

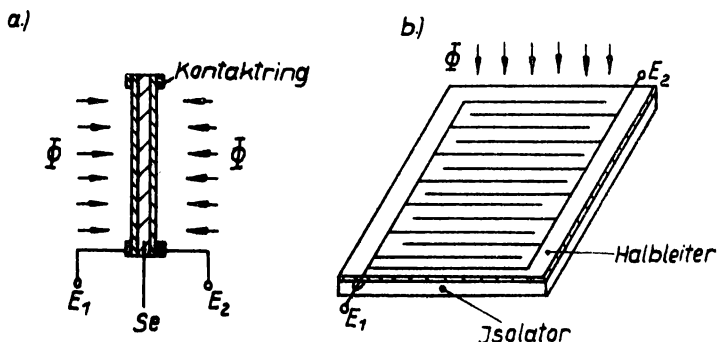


Abb. 80  
Ausführung von Fotowiderständen  
a) mit Längsfeld- b) mit Querfeldbeleuchtung

ihnen die beiden Elektroden  $E_1$  und  $E_2$  kammförmig ineinandergreifend auf einer isolierenden Unterlage und sind mit einer dünnen Schicht des Halbleiters bedeckt. Jedoch werden auch anders angeordnete Fotowiderstände angefertigt.

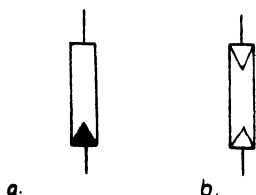


Abb. 81  
Schaltsymbol eines Fotoelementes (a) und eines Fotowiderstandes (b).

Der Dunkelwiderstand von Fotowiderständen liegt bei etwa  $10^8$  Ohm und sinkt bei Belichtung um mehrere Zehnerpotenzen ab. Fotowiderstände können für Relaischaltungen oder zum Nachweis geringster Lichtintensitäten verwendet werden.

Ihr Schaltzeichen, sowie das Schaltzeichnen eines Fotoelementes sind in Abb. 81 angegeben.

<u>Ergänzungsliteratur:</u>	(3) Seite 270 bis 276
	(4) " 2, 22 bis 31
	" 97 bis 130
	" 157 " 180
	" 193 " 203 ff

Aufgaben zur 15. Lektion:

Fallfellen

Prüfungsfragen zur 15. Lektion

- F 15.1 Welche Vor- und Nachteile besitzt ein Fotozellen-Vervielfacher (Sekundärelektronen-Vervielfacher) gegenüber der einfachen Vakuumfotозelle?
  - F 15.2 Welche prinzipiellen Unterschiede bestehen in der Wirkungsweise eines Fotoelementes und eines Fotowiderstandes gegenüber einer Fotозelle?
  - F 15.3 Welches Anwendungsgebiet für Sperrschichtelemente (besonders Selenelemente) ist Ihnen bekannt? Warum eignen sie sich besonders für diesen Zweck?
-

## 16. L e k t i o n

### 3.7 Die Elektronenstrahlröhre <sup>1)</sup>

Während bei allen bisher betrachteten Elektronenröhren im wesentlichen der Strom im Anodenkreis von technischem Interesse ist, haben die im vorliegenden Abschnitt behandelten Elektronenstrahlröhren eine ganz andersartige Aufgabe zu erfüllen. Die von einer Glühkathode emittierten Elektronen werden durch eine Reihe elektronenoptischer Linsen und Ablenkensysteme zu einem Strahl gebündelt und zum sichtbaren Aufzeichnen des zeitlichen Ablaufes irgendwelcher technischer oder physikalischer Vorgänge verwendet. Es handelt sich mithin bei der Elektronenstrahlröhre im weiteren Sinne um ein Meßgerät für zeitveränderliche Größen, bei welchem der trägheitslose Zeiger durch einen Strahl schneller Elektronen gebildet wird.

#### 3.7.1 Aufbau und Wirkungsweise der Röhre

Obwohl die Elektronenstrahlröhre in ihrer Anwendung von den im Abschnitt 3.2 und 3.3 besprochenen Verstärkerröhren erheb-

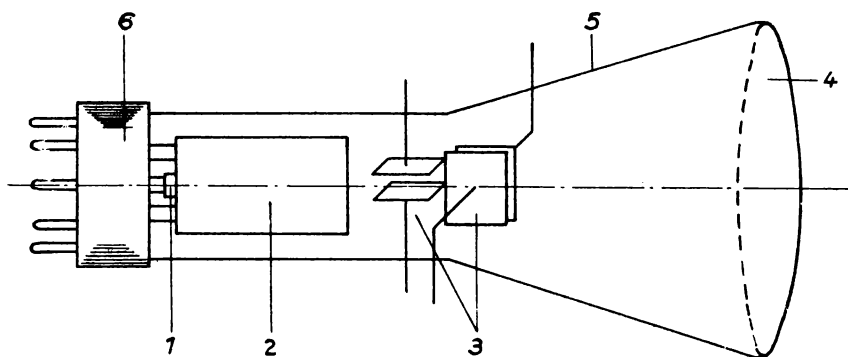


Abb. 82

Prinzipieller Aufbau einer Elektronenstrahlröhre  
1 = Kathode, 2 = Strahlerzeugendes System, 3 = Strahlablenkung, 4 = Leuchtschirm, 5 = Glaskolben, 6 = Sockel mit Kontaktstiften

<sup>1)</sup> Früher auch Kathodenstrahlröhre oder nach ihrem Erfinder die Braunsche Röhre genannt.

lich abweicht, lassen sich doch bezüglich ihres Aufbaues gewisse Parallelen ziehen. In Abb. 82 ist der prinzipielle Aufbau einer Elektronenstrahlröhre dargestellt. In einem dem Anwendungszweck entsprechend geformten evakuierten Glaskolben sind die Hauptteile der Röhre untergebracht: Die Kathode, das strahlerzeugende System, die Strahlablenkung und der Leuchtschirm. Im strahlerzeugenden System werden die Elektronen zum Strahl gebündelt, in der Strahlablenkung entsprechend den angelegten Spannungen aus ihrer Richtung abgelenkt und beim Auftreffen auf den Leuchtschirm sichtbar gemacht. Wir wollen diese Hauptteile in ihrem Aufbau und ihrer technischen Ausführung noch näher betrachten.

Die Kathoden von Elektronenstrahlröhren sind gewöhnlich indirekt geheizt. Zur Erzielung eines scharfen Bildes auf dem Leuchtschirm muß die Emission von einer möglichst punktförmigen Stelle der Kathodenoberfläche aus erfolgen. In Abb. 83

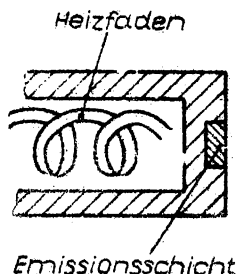


Abb. 83

Kathode einer Elektronenstrahlröhre

ist eine Kathode im Schnitt dargestellt, bei welcher nur eine kleine Stelle in der Mitte der Stirnfläche mit aktiver Emissionsschicht überdeckt ist. Oft wird auch die gesamte Stirnfläche durch eine aktive Schicht emissionsfähig gemacht.

Bereits im Lehrbrief 1 wurde in der Abb. 10 ein strahlerzeugendes System einer Elektronenstrahlröhre mit seinem lichtoptischen Analogon dargestellt. Es besteht aus der Kathode K, einer Blende B und zwei Anoden A<sub>1</sub> und A<sub>2</sub>. In der Abbildung ist das Potential der Blende B<sup>1)</sup> mit Null (Kathodenpotential) angegeben. Legt man an B eine veränderbare negative

1) In älteren Ausführungen von Elektronenstrahlröhren bestand das ganze strahlbündelnde System nur aus dieser Blende, welche als langgestreckter Zylinder - nach seinem Erfinder Wehneltzylinder genannt - die Kathode umgab und eine negative Spannung erhielt. Die einzige Anode bestand dabei aus einer einfachen durchbohrten Scheibe.



Ein weiterer Graphitring dicht am Leuchtschirm dient gegebenenfalls zur "Nachbeschleunigung". Für Projektionszwecke wird an diese Nachbeschleunigungsanode eine Spannung von 4 bis 6 kV gelegt, wodurch die Elektronengeschwindigkeit nach Durchlaufen der Strahlablenkung noch weiter erhöht und die Bildhelligkeit erheblich vergrößert wird.

Die Strahlablenkung ist gewöhnlich für zwei Ablenkrichtungen vorgesehen, vertikal und horizontal (Abb. 82, linkes bzw. rechtes Plattenpaar). Sie kann elektrostatisch oder elektromagnetisch erfolgen. In Lehrbrief 1, Abschnitt 2.12 und 2.13, wurden bereits die theoretischen Grundlagen einer solchen Ablenkung behandelt. Die für die elektrostatische Ablenkung erforderlichen Plattenpaare werden stets im Inneren des Röhrenkolbens untergebracht, und zwar bei modernen Elektronenstrahlröhren unmittelbar am strahlerzeugenden System (Tafel III). Die Form der Platten wird gewöhnlich dem größten Ablenkwinkel des Strahles angepaßt (Abb. 85). Die Ablenkempfindlichkeit der beiden Plattenpaare ist wegen ihres verschiedenen Abstandes vom Leuchtschirm nicht gleich groß. Da man gewöhnlich die

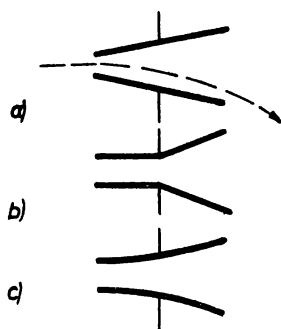


Abb. 85

Verschiedene Ausführungsformen der Ablenkplatten.  
a) schräg, b) geknickt, c) parabolisch

zu messende Größe an die Vertikalablenkung legt, wird dieses Plattenpaar meist als erstes hinter das strahlerzeugende System gesetzt, da es dort die höhere Ablenkempfindlichkeit besitzt (vergl. Aufg. 2.1). Die elektrostatische Ablenkung besitzt den Vorteil der leistungslosen Strahlablenkung, da durch die Ablenkplatten praktisch kein Strom fließt. Sie ist auch bei hochfrequenten Ablenkspannungen von einigen MHz ohne weiteres verwendbar.

Die Ablenkspulen für elektromagnetische Strahlablenkung werden außerhalb des Röhrenkolbens angebracht. Sie können mit oder ohne Eisenkern gefertigt sein und haben den Vorteil geringerer Strahlverzerrung und guter

Nachstellmöglichkeit. Auch kann man mit ihnen leicht eine große Strahlablenkung erzielen. Jedoch benötigen sie zur Erzeugung des Magnetfeldes (welches senkrecht zur Ablenkrichtung stehen muß (!) ) einen Strom, so daß sie nicht leistungslos ablenken können. Auch sind der magnetischen Ablenkung auf Grund der Spuleninduktivität Grenzen bezüglich der Ablenkfrequenz gesetzt.

Die Leuchtschirme der Elektronenstrahlröhren bestehen aus einem fluoreszenzfähigen Stoff (Luminophor <sup>1)</sup>), mit welchem der vordere Teil des Röhrenkolbens innen überzogen ist. Gebräuchliche Luminophore sind Wolfram- oder Zinkverbindungen (z.B.  $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{ZnS}$ ) mit geringen Zusätzen von sogenannten Aktivatoren (Cu, Ag, Au). Ihre technisch wichtigsten Eigenschaften sind Farbe, Nachleuchtdauer, Wärmebeständigkeit und elektrische Leitfähigkeit. Farbe und Nachleuchtdauer werden je nach Anwendungszweck gewählt. Gewöhnlich verwendet man grün für visuelles Beobachten, blau bis violett für photographische Aufnahmen, weiß für Bilddarstellungen. Für besonders langsam ablaufende Vorgänge oder für einmalige Vorgänge ist hohe Nachleuchtdauer erwünscht. Die elektrische Leitfähigkeit des Leuchtstoffes darf nicht zu klein sein, um ein unterschiedliches Aufladen einzelner Stellen des Schirmes zu vermeiden. Die Wärmebeständigkeit ist maßgeblich für die maximal erlaubte Strahlhelligkeit. Bereits die geringe beim Auftreffen des Elektronenstrahles freiwerdende Wärmeenergie kann zum Einbrennen des Strahls und zur Zerstörung der Leuchtfähigkeit führen, wenn der Strahl bei voller Helligkeit längere Zeit auf einer Stelle des Schirmes stehen bleibt.

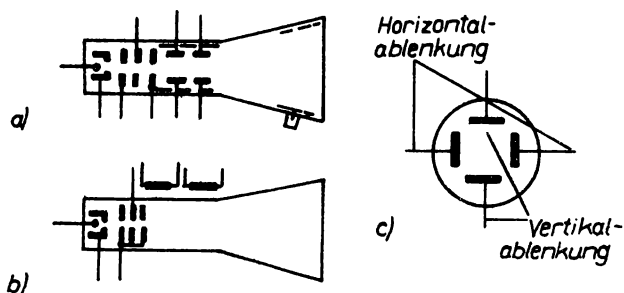


Abb. 86

Symbole von Elektronenstrahlröhren  
a) mit elektrostatischer Ablenkung  
b) mit elektromagnetischer Ablenkung  
c) vereinfacht



### 3.72 Anwendung als Oszillografen-<sup>1)</sup> und Fernsehbildröhre

Für Elektronenstrahlröhren in der von uns beschriebenen Form bestehen zwei wesentliche Anwendungsgebiete, die Anwendung als Oszillografenröhre in der elektrischen Meßtechnik und als Bildschirmröhre in der Fernsehtechnik. Obwohl auch das industrielle Fernsehen in letzter Zeit stark an Bedeutung gewonnen hat und besonders mit der Anwendung der Atomenergie weitere Bedeutung gewinnen wird, so steht dem gegenüber doch heute der Elektronenstrahlloszillograf bezüglich seiner universellen Anwendbarkeit in der Industrie noch weit im Vordergrund. Wir werden daher dieses Gerät in seinem Aufbau und seinen Anwendungsmöglichkeiten in einem späteren Abschnitt noch genauer kennenlernen, während auf die Fernsehtechnik nicht weiter eingegangen wird. Jedoch soll hier neben der Wirkungsweise einer Oszillografenröhre auch kurz die Wirkungsweise einer Fernsehbildröhre besprochen werden.

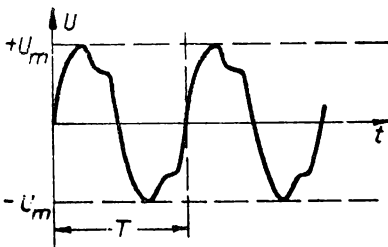


Abb. 87

Als Oszillografenröhren werden grundsätzlich Elektronenstrahlröhren mit elektrostatischer Strahlablenkung verwendet, da hierdurch für die leistungslose Messung hochfrequenter elektrischer Vorgänge die günstigsten Voraussetzungen gegeben sind. Dabei bleibt dahingestellt, ob man die Röhre für besondere Zwecke

zusätzlich mit einem magnetischen Ablensystem versieht. Besonders geeignet für das visuelle Beobachten und für eine Erklärung des üblichen Meßvorganges ist das Erfassen eines periodischen Spannungsverlaufes (z.B. Abb. 87). Diese Spannung kann irgendwoher stammen, sie kann das Abbild irgendeines periodischen Vorganges aus der Physik oder der Technik sein.

Legt man die periodische Spannung mit der Frequenz  $f = \frac{1}{T}$  an die Vertikalablenkung der Röhre (siehe Abb. 36c), so wird

<sup>1)</sup> Oszillograf = Schwingungsschreiber

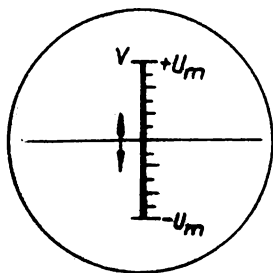


Abb. 88  
Bahn des Leuchtflecks  
bei Anlegen einer Wechselspannung an die Vertikalablenkung

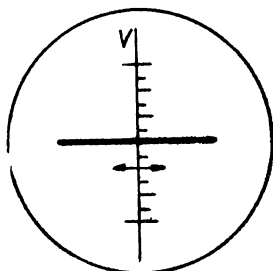


Abb. 89  
Bahn des Leuchtflecks  
bei Anlegen einer Kippspannung an die Horizontalablenkung

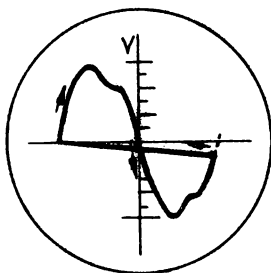


Abb. 90  
Stehendes Leuchtschirm-  
bild bei gleicher Vertikal- und Horizontal-  
frequenz

der Elektronenstrahl und damit der Leuchtpunkt auf dem Schirm im Rhythmus der Meßspannung senkrecht auf und abbewegt. Ist die Frequenz groß genug ( $> 10 \text{ Hz}$ ), so kann das menschliche Auge der Bewegung des Punktes nicht mehr folgen und sieht nur noch eine senkrechte leuchtende Gerade. Wird auf dem Leuchtschirm vorher eine in Volt geeichete Skala angebracht, so läßt sich auf diese Weise die Amplitude der zu messenden Spannung ablesen (Abb. 88). Will man auch den zeitlichen Verlauf der Spannung erkennen - und gerade das ist eine Hauptaufgabe des Oszillografen - so muß man den Elektronenstrahl während der Dauer  $T$  einer Periode (außer seiner Ablenkung in vertikaler Richtung) mit konstanter Geschwindigkeit in horizontaler Richtung ablenken (Abb. 89). Bei gleichzeitiger Ablenkung in horizontaler und vertikaler Richtung zeichnet der Leuchtpunkt in dieser Zeit  $T$  genau den Verlauf der Spannungskurve (Abb. 87) auf den Schirm. Gelingt es, den Leuchtpunkt am Ende der Zeit  $T$  zeitlos an seinen Anfangspunkt zurückspringen und den Vorgang periodisch mit der gleichen Frequenz  $f$  wiederholen zu lassen, so zeigt sich auf dem Schirm ein stehendes Bild des zeitlichen Spannungsablaufes  $U = f(t)$ . Die Spannungskurve wird dann während jeder neuen Periode stets wieder auf die gleiche Stelle geschrieben. Oft ist der Rückweg

des Leuchtpunktes dabei schwach zu erkennen (Abb. 90).

Die erforderliche Horizontalablenkung des Elektronenstrahles - wegen ihrer Bedeutung auch "Zeitablenkung" genannt - erfolgt durch Anlegen einer sogenannten Kippspannung an die Horizontalplatten, welche theoretisch den in Abb. 91 dargestellten Verlauf nehmen muß. Zur Erzielung stehender Bilder muß die Kippfrequenz mit der Frequenz der Meßspannung  $f$  übereinstimmen oder sich um einen ganzzahligen Faktor von ihr unterscheiden. Im letzten Falle werden entweder mehrere Perioden oder mehrere Teile einer Periode gleichzeitig dargestellt. Auf welche Weise sich eine solche Kippspannung technisch erzeugen läßt, wird bei der Behandlung des Elektronenstrahl-Oszillografen noch ausführlich besprochen. Desgleichen wird dort auf weitere Anwendungsmöglichkeiten der Oszillografenröhre eingegangen werden.

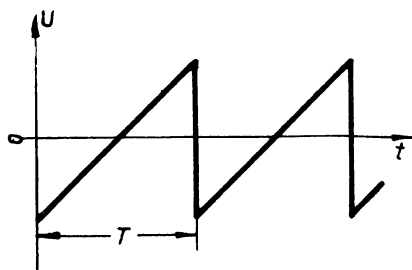


Abb. 91  
Kippspannung für die Zeitablenkung

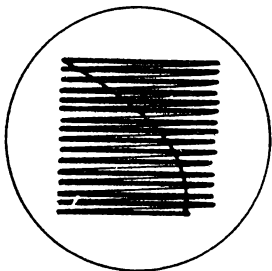


Abb. 92  
Zeilenraster einer Fernschröhre

Der prinzipielle Unterschied gegenüber der Oszillografenröhre liegt bei einer Bildschirmröhre darin, daß nicht die Strahlablenkung, sondern die Strahlhelligkeit entsprechend dem darzustellenden Bild variiert wird. Der Strahl hat stets mit bestimmter Frequenz einen gewöhnlich rechteckigen Teil des Bildschirms zeilenweise zu überstreichen (Abb. 92). Dazu liegen an Horizontal- und Vertikalablenkung zwei stets gleichbleibende Kippspannungen, wobei die Frequenz der horizontalen Spannung  $n$  mal so groß ist wie die der vertikalen Spannung.  $n$  ist dabei die Anzahl der Zeilen, welche so dicht liegen, daß sie bei Betrachtung aus einer bestimmten Mindestentfernung nicht mehr getrennt wahrnehmbar sind.

Die Ablenkung erfolgt elektromagnetisch, da die Röhren möglichst kurz gehalten werden müssen und der Bildschirm in modernen Röhren erheblichen Umfang einnimmt. Die Ablenkwinkel müssen daher erheblich größer sein, als sich mit elektrostatischer Ablenkung gewöhnlich erreichen läßt.

Das Bild entsteht nun dadurch, daß die Sendeimpulse des Fernsehenders nach **ausreichender** Verstärkung als Gitterspannung dienen und dadurch dem Leuchtpunkt längs jeder Zeile Punkt für Punkt verschiedene Helligkeit geben. In der Oszillografenröhre dagegen wird die Strahlhelligkeit je nach Wunsch fest eingestellt und gegebenenfalls automatisch zur Rücklaufverdunkelung des Elektronenstrahls abgedrosselt.

<u>Ergänzungsliteratur:</u>	(3)	Seite	155	bis	168
	(5)	"	98	"	102
	(7)	"	1	"	40, 84 bis 90
	(8)	"	17	"	41, 52 " 54

Aufgaben zur 16. Lektion:

Entfallen

Prüfungsfragen zur 16. Lektion:

- F 16.1 Beschreiben Sie den Aufbau einer Elektronenstrahlröhre und nennen Sie die Aufgaben der einzelnen Teile.
- F 16.2 Welchem Zweck dient eine Oszillografenröhre und wie wird diese Aufgabe gelöst?
- F 16.3 Wie unterscheidet sich Aufbau und Wirkungsweise einer Fernsehbildröhre von denen einer Oszillografenröhre?
-

## 17. L e k t i o n

### 3.8 Das Elektronenmikroskop

Eine besondere Art der Elektronenstrahlröhren ist das Elektronenmikroskop. Obwohl dieses Gerät gewöhnlich nicht zu den Röhren der industriellen Elektronik gezählt werden kann, so gehört es doch zu den elektronischen Geräten, welche ein Feinwerktechniker unbedingt kennen soll, besonders wenn er sich der optischen Industrie zuwendet. Wir wollen es daher hier als letztes in der Reihe der Elektronen- und Ionenröhren besprechen. Bevor wir jedoch auf seine prinzipiellen und technischen Eigenschaften eingehen, soll zunächst untersucht werden, aus welchen theoretischen Grundlagen sich die außerordentliche Bedeutung dieses elektronischen Gerätes erklären läßt.

### 3.81 Die Wellennatur der Elektronenstrahlen

Die wichtigste Eigenschaft jedes gewöhnlichen lichtoptischen Mikroskops ist nicht seine Vergrößerung, sondern sein "Auflösungsvermögen". Unter "Auflösen" versteht man das Getrennt-sichtbar-Machen zweier direkt nebeneinander liegender Punkte des untersuchten Objekts. Ein Mikroskop besitzt also ein um so größeres Auflösungsvermögen, je kleiner der Abstand  $d_0$  zweier gerade noch getrennt wahrnehmbarer Punkte des Objektes ist.

Dieses Auflösungsvermögen wird im allgemeinen begrenzt durch Beugung und Aberration <sup>1)</sup> der Lichtstrahlen beim Durchgang durch das Objekt und durch das Linsensystem des Mikroskops. Während man die Aberrationserscheinungen durch geeignete Kombination bestimmter Linsensysteme weitgehend unterdrücken kann, bleibt die Beugung am Objekt unvermeidlich und setzt dem Auflösungsvermögen eine eindeutige Grenze. Ernst Abbe <sup>2)</sup> stellte in

---

<sup>1)</sup> Wir nehmen an, daß dem Leser die Bedeutung und Ursache der beiden Begriffe Beugung und Aberration aus den Lehrbriefen der Physik und Optik bekannt ist. Anderenfalls möge er in irgendeinem Fachbuch der Physik oder Optik darüber nachlesen. Von besonderer Bedeutung für die weiteren Betrachtungen ist die Tatsache, daß Beugungserscheinungen und Aberration auf die Wellennatur des Lichtes zurückzuführen sind.

<sup>2)</sup> Ernst Abbe, Professor und erster wissenschaftlicher Leiter der Zeiss-Werkstätten um 1900 in Jena, Gründer der Glaswerke Schott und Gen., Gründer der Zeiss-Stiftung.

seiner Theorie des Mikroskops unter anderem anhand der Beugung eine Formel auf, aus welcher sich der kleinste Abstand zweier noch getrennt wahrzunehmender Punkte zu

$$d_0 = \frac{0,61}{n \cdot \sin u} \cdot \lambda \quad (3.48)$$

errechnet. In dieser Gleichung ist  $\lambda$  die Wellenlänge des verwendeten Lichtes;  $n$  ist das Verhältnis der Brechzahlen im Medium des Linsensystems (Glas) und im Medium, in welchem sich das Objekt befindet;  $u$  ist der halbe Winkel der Randstrahlen. Die "numerische Apertur"  $n \cdot \sin u$  läßt sich praktisch nicht größer als 2 machen, so daß als kleinste auflösbare Strecke theoretisch

$$d_{0 \text{ min}} \approx \frac{1}{3} \lambda \quad (3.49)$$

erreicht werden kann. Aus dieser Abhängigkeit der Strecke  $d_0$  von der Lichtwellenlänge  $\lambda$  ergibt sich sofort, daß die Auflösung mit sichtbarem Licht nicht beliebig weit getrieben werden kann. Als Grenzen erhält man für

$$\begin{array}{lll} \text{weißes Licht} & (\lambda \approx 600 \text{ m}\mu) : & d_{0 \text{ min}} \approx 0,2 \mu^1), \\ \text{violetttes Licht} & (\lambda \approx 450 \text{ m}\mu) : & d_{0 \text{ min}} \approx 0,15 \mu. \end{array}$$

Mit sichtbarem Licht läßt sich also trotz stärkster Vergrößerung eine Auflösung von Strecken kleiner als  $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$  nicht erreichen. Für eine derartige Auflösung genügt jedoch bereits eine 500-fache Vergrößerung, da das menschliche Auge zwei Punkte mit einem Abstand von  $500 \cdot 0,15 \mu = 0,08 \text{ mm}$  noch getrennt wahrnehmen kann. Eine weitere Vergrößerung liefert dann keine weiteren Einzelheiten mehr.

Der einzige Weg zur Verbesserung des Auflösungsvermögens eines Mikroskops führte nach Gleichung (3.49) über eine Verkleinerung der Wellenlänge der verwendeten Strahlung. Ein erster Schritt dazu ist die Verwendung ultraviolettten Lichtes mit einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 250 \text{ m}\mu$ , mit welchem man theoretisch eine Auflösung von  $d_{0 \text{ min}} \approx 80 \text{ m}\mu$  erreichen kann. Jedoch ist hier ein

---

1)  $1 \mu$  (eigentlich  $1 \mu m$ ) =  $10^{-6} \text{ m}$  =  $10^{-3} \text{ mm}$   
 $1 \text{ m}\mu$  =  $10^{-3} \mu$  =  $10^{-9} \text{ m}$  =  $10^{-6} \text{ mm}$

visuelles Beobachten direkt nicht mehr möglich, man muß zur Fotografie oder zum Leuchtschirm greifen. Darüber hinaus sind für die Vergrößerung Quarzlinzen erforderlich, da ultraviolette Strahlen von gewöhnlichem Glas absorbiert werden.

Ein weiterer Schritt nach kürzeren Wellenlängen im Spektrum der elektromagnetischen Strahlen, etwa zu den Röntgenstrahlen oder gar zur  $\gamma$ -Strahlung ist bisher nicht gelungen, da sich für diese Strahlen (noch) keine optischen Systeme (Linsensysteme) herstellen ließen.

Es blieb also nur die Suche nach einer andersartigen Strahlung, für die es optische Systeme gibt und welche ein besseres Auflösungsvermögen verspricht, als die oben bereits genannten. Bei einer solchen Strahlung kann es sich nur um eine "Korpuskularstrahlung" handeln, eine Strahlung also, welche aus kleinen schnellen Masseteilchen (Korpuskeln = Körperchen) besteht. Andersartige Strahlen als elektromagnetische und Korpuskularstrahlen sind der Forschung bisher nicht bekannt geworden.

Die bekanntesten und am einfachsten zu erzeugenden Korpuskularstrahlen sind die uns bereits geläufigen Elektronenstrahlen (in der Kernphysik auch als  $\beta$ -Strahlen bezeichnet). Für sie existieren offenbar Linsensysteme, die in ihrem Prinzip von uns bereits besprochen wurden. Anders sieht die Frage nach dem voraussichtlichen Auflösungsvermögen aus, denn wenn dafür aus Gleichung (3.49) irgendwelche Schlußfolgerungen gezogen werden sollen, muß vorher nach der "Wellenlänge" der Elektronenstrahlen gefragt werden. Dazu läßt sich folgendes sagen:

Der französische Physiker Louis de Broglie entwickelte im Jahre 1924 in Zusammenarbeit mit Max Planck die Wellentheorie der Materie.

Danach läßt sich jedem bewegten Masseteilchen eine Welle zuordnen. Die Wellenlänge dieser "Materiewelle" ergibt sich nach der Theorie von de Broglie zu

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v} \quad (3.50)$$

Hier ist  $m$  die Masse des Teilchens,  $v$  seine Geschwindigkeit und  $h$  eine Naturkonstante, das uns bereits bekannte Planck-

sche Wirkungsquantum. 1) Die Wellenlänge jeder Korpuskular-Strahlung nimmt also mit wachsender Teilchengeschwindigkeit ab. Sie läßt sich unter anderem für Elektronen bestimmter Geschwindigkeit genau berechnen.

Eine Theorie jedoch bleibt hypothetisch, solange sie sich nicht durch die Praxis beestätigt hat. Erst im Jahre 1927 ist es gelungen, das Vorhandensein der Materiewellen experimentell nachzuweisen. Beim Durchgang von Elektronenstrahlen durch dünne Metallfolien treten - bewirkt durch das Atomgitter der kristallinen Metallstruktur - ähnliche Beugungs- und Interferenzerscheinungen auf, wie bei der Beugung des Lichtes am Gitter 2). Kennt man die Gitterkonstante, nämlich den Abstand der Atome im Kristall-Gitter, so läßt sich aus dem Abstand der Beugungsmaxima die Wellenlänge der betreffenden Strahlung berechnen. Aus diesen Beobachtungen ließ sich die Gültigkeit der Gleichung (3.50) nachweisen!

Mit dieser Feststellung waren die theoretischen Voraussetzungen geschaffen, um mit dem Bau eines Mikroskops zu beginnen, welches zur Abbildung anstelle von Licht Elektronenstrahlen verwendet. Aus Gleichung (3.50) läßt sich leicht errechnen, daß die Wellenlänge von Elektronen mit einer Geschwindigkeit von 50 bis 100 kV etwa 100000 mal kleiner ist, als die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes. Mit diesen Strahlen ist nach der Abbe'schen Gleichung theoretisch eine Auflösung von

$$d_0 < 0,01 \text{ m}\mu = 10^{-5} \mu$$

zu erreichen. Das heute tatsächlich erreichte Auflösungsvermögen von modernen Elektronenmikroskopen liegt infolge der erheblichen Aberrationserscheinungen an elektronenoptischen Linsen etwa bei

$$d_0 \approx 1 \text{ m}\mu .$$

---

1) Vergl. Formel 2.44, Lehrbrief 1

2) Ähnliche Beobachtungen lassen sich auch mit Röntgenstrahlen machen, aus deren bekannter Wellenlänge sich auf diese Weise die Feinstruktur des untersuchten Mediums bestimmen läßt (Debye - Scherrer - Verfahren). Siehe auch Tafel IV.



Bevor wir uns jedoch dem Aufbau solcher Elektronenmikroskope zuwenden, wollen wir die oben durchgeführten Betrachtungen noch etwas weiter führen und dabei einen flüchtigen Einblick in den Materiebegriff der modernen Physik erhalten.

Die Theorie der Materiewellen von Louis de Broglie, welche jedem mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegten Teilchen der Masse  $m$  eine Welle mit der Wellenlänge  $\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$  zuordnet, und die Quantentheorie von Max Planck <sup>1)</sup>, in welcher einer elektromagnetischen Strahlung (Energiestrahlung) mit der Frequenz  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  Energiequanten der Größe  $\epsilon = h \cdot \nu$  zugeordnet werden, verleiten geradezu zu einem Vergleich der beiden Erscheinungen. Hier bewegte Korpuskeln mit einer Welle als duale <sup>2)</sup> Begleiterscheinung, dort eine elektromagnetische Welle mit korpuskelhaftem Energietransport. Die Verwandtschaft zwischen diesen beiden physikalischen Erscheinungen läßt sich vervollständigen mit Hilfe des von Albert Einstein im Jahre 1906 aufgestellten Äquivalenzprinzips zwischen Masse und Energie:

Jeder Masse  $m$  läßt sich eine Energie  $\epsilon$  zuordnen nach der Gleichung

$$\epsilon = m \cdot c^2 \quad (3.51)$$

( $c \approx 300\,000 \text{ km/sec}$ ). Dabei kann die Masse  $m$  in den zugehörigen Energiebetrag  $\epsilon$  umgewandelt werden oder umgekehrt.

Auch diese Aussage, welche zunächst ebenfalls einer theoretischen Überlegung entstammt, ließ sich im Laufe der letzten Jahrzehnte experimentell bestätigen. Bekannt ist heute allgemein die Umwandlung von Masse in Energie auf dem Wege der Kernprozesse (Atomenergie), welche nachweislich nach Gleichung (3.51) abläuft. Dabei läßt sich sofort feststellen, daß bereits bei der Umwandlung einer sehr kleinen Masse  $m$  eine ungeheure Energiemenge  $\epsilon$  zu gewinnen ist. Aber auch der umgekehrte Vorgang ist beobachtet worden. So kommt es z.B. vor, daß beim Zusammenstoß eines äußerst energiereichen Quants der kurzwelligen  $\gamma$ -Strahlung <sup>3)</sup> mit einem Masseteilchen (Atomkern) sich

<sup>1)</sup> Vergl. Lehrbrief 1, Abschnitt 2.33

<sup>2)</sup> dual = invers, gegensätzlich zugeordnet

<sup>3)</sup>  $\gamma$ -Strahlen = energiereichster Teil des elektromagnetischen Spektrums jenseits der harten Röntgenstrahlung, entsteht bei Kernumwandlungen; Bestandteil der kosmischen Strahlung.

dieses Energiequantum in ein Elektron und ein Positron <sup>1)</sup> umwandelt (Paarbildung). Auch hierbei läßt sich die Gültigkeit der Gleichung (3.51) nachweisen. Dieser letzte Prozeß ist äußerst schwierig zu beobachten, besonders da die Energie eines  $\gamma$ -Quants selten ausreicht, um die Masse  $m = \frac{E}{c^2}$  des kleinsten bekannten Masseteilchens - des Elektrons  $e$  zu liefern. Der umgekehrte Vorgang der "Zerstrahlung" eines derartigen Paares in zwei  $\gamma$ -Quanten kommt häufiger vor. Gleichung (3.51) ermöglicht es nun, einerseits die Korpuskeleigenschaft der Lichtquanten zu vervollständigen, ihnen eine Masse zuzuordnen. Mit Gleichung (2.43) (1. Lehrbrief) erhält man

$$\epsilon = h \cdot \nu = m \cdot c^2 \quad (3.52)$$

Daraus ergibt sich als Masse eines Lichtquants

$$m_q = \frac{h \cdot \nu}{c^2} \quad (3.53)$$

Diese Masse ist wegen des großen Nenners  $c^2$  außerordentlich klein, wie bereits oben erwähnt gewöhnlich kleiner als die Masse des kleinsten bekannten Elementarteilchens - des Elektrons. Sie bewegt sich jedoch stets mit Lichtgeschwindigkeit. Also muß nach der Relativitätstheorie (siehe Lehrbrief 1, Gl. (2.12)) die "Ruhemasse"  $m_0$  eines Lichtquants Null sein. Die gesamte Energie des Lichtquants ist daher Bewegungsenergie. Umgekehrt läßt sich nun auch über Gleichung (3.51) den Materiewellen eine Phasengeschwindigkeit  $u$  zuordnen. Mit der bekannten Beziehung

$$u = \lambda \cdot \nu \quad (2) \quad (3.54)$$

erhält man mit Gleichung (3.47)

$$u = \frac{h \cdot \nu}{m \cdot \nu} = \frac{c^2}{\nu} \quad (3.55)$$

oder anders

$$u \cdot \nu = c^2 \quad (3.56)$$

- 
- 1) Elementarteilchen mit positiver Elementarladung  $+e$ , dessen Masse etwa der des Elektrons entspricht; tritt sehr selten in Erscheinung.
  - 2) Bei jeder Wellenbewegung ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $u$  gleich dem Produkt aus Wellenlänge und Frequenz.

Diese Gleichung sagt aus, daß bei jeder Korpuskularstrahlung das Produkt aus Teilchengeschwindigkeit  $v$  und Phasengeschwindigkeit  $u$  gleich dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit ist. Da nun die Geschwindigkeit  $v$  eines Masseteilchens nach der Relativitätstheorie stets kleiner als die Lichtgeschwindigkeit  $c$  sein muß, ergibt sich aus Gleichung (3.56) für die Phasengeschwindigkeit  $u$  ein Wert, welcher stets größer als  $c$  ist. Diese Phasengeschwindigkeit der Materiewelle besitzt jedoch keine praktische Bedeutung, da mit ihr weder Masse noch Energie transportiert wird. Sie ist eine reine Rechengröße.

Damit wollen wir diese theoretischen Betrachtungen beenden. Sie haben uns mit zwei wichtigen Erkenntnissen der modernen Physik in Berührung gebracht, welche wiederum beide miteinander in engem Zusammenhang stehen. Zum einen ist es die universelle Bedeutung des Materiebegriffes, welcher nach Lenin alles umfaßt, was an objektiver Realität außerhalb des menschlichen Bewußtseins existiert. Von Seiten der Naturwissenschaft ist darunter die Gesamtheit alles dessen zu verstehen, was entweder als "Masse" oder als "Energie" in Erscheinung tritt, wobei das eine in das andere umwandelbar ist. Damit ist gleichzeitig der aus den verschiedenen Gebieten der Physik und Technik bekannte Satz von der Erhaltung der Energie zu einer höheren Bedeutung gelangt, er wird zum Satz von der Erhaltung der Materie:

Materie kann weder entstehen noch verschwinden. Sie kann allein von ihrer einen Erscheinungsform, der Masse, in die andere, die Energie, überführt werden und umgekehrt.

Zum anderen haben wir erfahren, daß jede Bewegung von Materie (für den ruhenden Beobachter) mit einer Wellenbewegung verknüpft ist. Handelt es sich dabei um die Bewegung von Energiequanten, so ist die zugeordnete Welle eine elektromagnetische. Die Quanten bewegen sich dabei stets mit Lichtgeschwindigkeit, sie besitzen also die gleiche Geschwindigkeit wie die zugehörige Welle. Handelt es sich bei der Materiebewegung um Bewegung von Masseteilchen, so ist die zugeordnete Welle eine

Materiewelle <sup>1)</sup>. Dabei liegt die Geschwindigkeit der Masseteilchen stets unter, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Materiewelle stets über der Lichtgeschwindigkeit. In beiden Fällen tritt je nach Art der Beobachtungsmethode entweder der Wellencharakter oder der Korpuskelcharakter der Materiebewegung in Erscheinung.

---

In diesem Abschnitt wurde die durch die Wellennatur der Elektronenstrahlen gegebene Gelegenheit benutzt, den Leser an moderne physikalische Betrachtungen heranzuführen und ihn daran zu interessieren, sein eigenes physikalisches Weltbild durch die Lektüre entsprechender Literatur zu vergrößern.

---

<sup>1)</sup> Diese Bezeichnung ist zwar in der Wissenschaft eingebürgert, sie kann jedoch leicht zu dem Irrtum führen, daß unter dem Begriff der Materie nur "Masse" zu verstehen ist. Geeigneter wäre deshalb etwa die Bezeichnung "Massewelle".

Ergänzungsliteratur: (9) Seite 66 bis 72  
(10) " 25 " 38

Aufgaben zur 17. Lektion:

- A 17.1 a) Berechnen Sie die Wellenlänge von Elektronenstrahlen mit einer Geschwindigkeit von 10, 50 und 100 kV.
- b) Berechnen Sie den kleinsten infolge der Beugung theoretisch auflösbaren Punktabstand  $d_0$  bei Verwendung der oben genannten Strahlen.
- c) In welchem Bereich des elektromagnetischen Spektrums liegen die Strahlen, welche in ihrer Wellenlänge den unter a) genannten Elektronenstrahlen entsprechen?
- A 17.2 a) Berechnen Sie die Wellenlänge und Frequenz eines  $\gamma$ -Quants, dessen Energie gerade ausreicht, um bei Umwandlung die Masse eines Elektrons und eines Positrons ( $2 m_e$ ) zu liefern!
- b) Wie groß ist die Energie dieses Quants (in eV)?

Prüfungsfragen zur 17. Lektion:

- F 17.1 Aus welchen Gründen eignen sich Elektronenstrahlen für Vergrößerungszwecke im Elektronenmikroskop? Welche Vor- und Nachteile besitzen sie gegenüber den Lichtstrahlen bei dieser Anwendung?
- F 17.2 In welcher Weise führt das Einsteinsche Äquivalenzprinzip von Masse und Energie zu einem Vergleich zwischen Elektronenstrahlen und Lichtstrahlen?
-

## 18. Lektion

### 3.82 Das Arbeitsprinzip des Elektronenmikroskops

Reine Elektronenstrahlen lassen sich nur in verhältnismäßig hohem Vakuum erzeugen, da durch Ionisation etwa noch vorhandener Gasreste eine Beeinflussung des Strahlenganges und eine Reihe weiterer unangenehmer Nebenerscheinungen auftreten kann. Ein Elektronenmikroskop ist daher praktisch als zerlegbare Elektronenstrahlröhre zu betrachten, deren Inneres ständig auf hohem Vakuum gehalten werden muß. Die meisten und weitaus wichtigsten Elektronenmikroskope arbeiten nach dem Durchstrahlungsprinzip. Sie lassen sich daher in ihrem Aufbau mit einem einfachen Lichtmikroskop vergleichen. In Abb. 93 sind nebeneinander der prinzipielle Aufbau eines Lichtmikroskops, eines zweistufigen magnetischen und elektrostatischen Elektronenmikroskops dargestellt. Wie zu ersehen, unterscheiden sich die einzelnen Mikroskope nur durch die technische

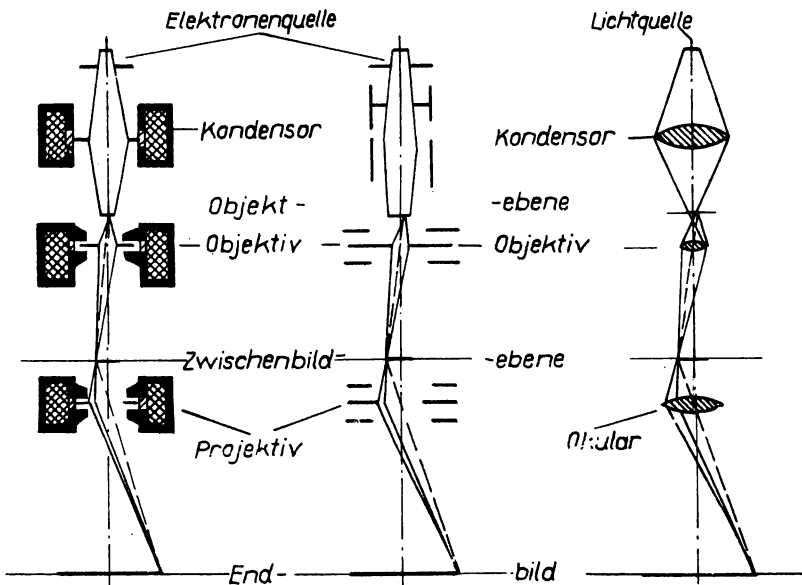


Abb. 93

Prinzipieller Aufbau und Strahlengang eines magnetischen und elektrostatischen Elektronenmikroskops, verglichen mit dem Lichtmikroskop

Ausführung des Linsensystems <sup>1)</sup>. Auch der Strahlenverlauf ist im Prinzip der gleiche.

Die Strahlen werden - von einer Strahlenquelle ausgehend - im Kondensor gebündelt und durchdringen dann das Objekt. Die Objektivlinse erzeugt ein erstes Zwischenbild des Objektes, welches bei vielen Elektronenmikroskopen bereits auf einem Zwischenbildschirm (Leuchtschirm) aufgefangen wird und von außen betrachtet werden kann. Nur ein kleiner Ausschnitt dieses Zwischenbildes, welcher durch eine Öffnung im Zwischenbildschirm bestimmt ist, wird gewöhnlich durch eine oder mehrere Projektionslinsen weiter vergrößert und auf den Endbildschirm geworfen. Dort ist es entweder visuell - eventuell mit Hilfe eines kleinen Lichtmikroskops - zu betrachten oder läßt sich mittels einer Fotoeinrichtung fotografieren.

Ein wesentlicher Unterschied des Arbeitsprinzips gegenüber dem Lichtmikroskop liegt beim Elektronenmikroskop in der Bilderzeugung. Im Lichtmikroskop werden die Bildkontraste im wesentlichen durch mehr oder

weniger starke Absorption der Lichtstrahlen im Objekt hervorgerufen. Eine Absorption von Elektronen tritt jedoch in den äußerst dünnen Objekten der Elektronenmikroskopie nur in sehr geringem Maße auf. Hier entstehen die Bildkontraste in anderer Weise. Die auftreffenden Elektronen werden beim Durchgang durch das Objekt infolge von Kraftwirkungen zwischen ihnen und den

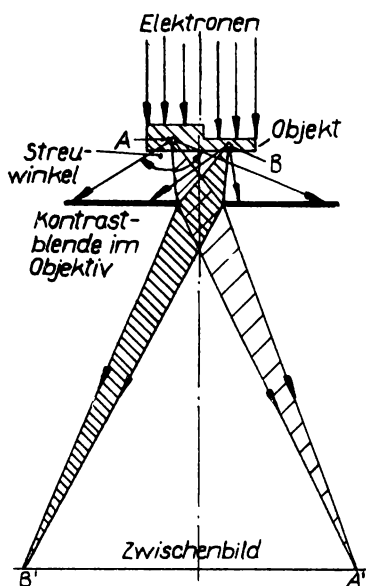


Abb. 94

Bilderzeugung im  
Elektronenmikroskop

<sup>1)</sup> In Lehrbrief 1, Abschn. 2.15, wurde der prinzipielle Aufbau und die Wirkungsweise elektronenoptischer Linsen beschrieben.

Atomen und Molekülen des Objektes mehr oder weniger aus ihrer Richtung abgelenkt, also gestreut. Die Streuung ist um so stärker, je dicker bzw. dichter das Objekt an der betreffenden Stelle ist (Abb. 94). Würden nun alle am Objekt gestreuten Elektronen durch die Objektivlinse erfaßt und zur Erzeugung des Zwischenbildes beitragen, so würde auf dem Zwischenbildschirm kein Bild des Objektes entstehen, sondern nur eine gleichmäßig helle Fläche zu sehen sein, denn von jedem Objektpunkt nehmen praktisch gleich viele Elektronen an der Bilderzeugung teil. Die Erzeugung der Bildkontraste erreicht man nun durch Einfügen einer Kontrastblende in den Linsenbereich des Objektivs, welche von den verschiedenen Objektpunkten verschieden viele Elektronen durchläßt, um so weniger, je stärker sie gestreut worden sind. <sup>1)</sup>

Es ist leicht einzusehen, daß der Durchmesser der Kontrastblende um so kleiner sein muß, je feiner die Struktur des Objektes ist. Jedoch kann man mit der Blendenöffnung nicht beliebig klein werden, da sonst Beugungserscheinungen an der Blende auftreten und die Auflösung des Mikroskops herabsetzen. Die gebräuchlichen Kontrastblenden (oft auch als Aperturblenden bezeichnet) besitzen einen Durchmesser von einigen hundertstel bis zehntel Millimetern.

### 3.83 Technische Ausführung von Elektronenmikroskopen und Elektronenlinsen

Wie bereits bekannt, bestehen zwei Möglichkeiten der Bündelung von Elektronenstrahlen, die (elektro)magnetische und die elektrostatische. Beide sind in ihrer prinzipiellen Wirkung im Abschnitt 2.1 (Lehrbr. 1) besprochen worden. Bei der technischen Entwicklung von Elektronenmikroskopen stand zunächst die Verwendung magnetischer Elektronenlinsen im Vordergrund und auch heute noch ist die Mehrzahl der im Betrieb be-

---

<sup>1)</sup> Zieht man bei der Untersuchung dieser Bilderzeugung die Wellentheorie der Elektronenstrahlen heran, so ergibt sich doch eine gewisse Übereinstimmung mit der Bilderzeugung im Lichtmikroskop, welche auf Beugungserscheinungen am Objekt zurückzuführen ist. Wir können jedoch in diesem Rahmen nicht weiter darauf eingehen.



findlichen Geräte mit magnetischen Linsen ausgerüstet. Der Grund für diese Entwicklung liegt in der verhältnismäßig einfachen Herstellung magnetischer Linsen mit extrem kurzen Brennweiten. Um eine dem Auflösungsvermögen eines Elektronenmikroskops angemessene Vergrößerung von 100000 : 1 und darüber

zu erreichen, müssen die einzelnen Linsen eine mehrhundertfache Vergrößerung besitzen. Dazu sind Brennweiten von 1 mm und darunter erforderlich. Solche Brennweiten lassen sich mit magnetischen Linsen bei hinreichend engem Polabstand und hoher Flußdichte ohne übermäßige technische Schwierigkeiten erzeugen.

Abb. 95 und 96 zeigen verschiedene technische Ausführungen moderner magnetischer Linsen, einer Polschuhlinse und zweier Jochlinsen. Die Jochlinsen besitzen gegenüber den eisengekapselten Polschuhlinsen den Vorteil, daß der Polschuhraum bequem zugänglich ist und demzufolge die Polschuhe oder das Objekt von der Seite her bequem ausgetauscht werden können.

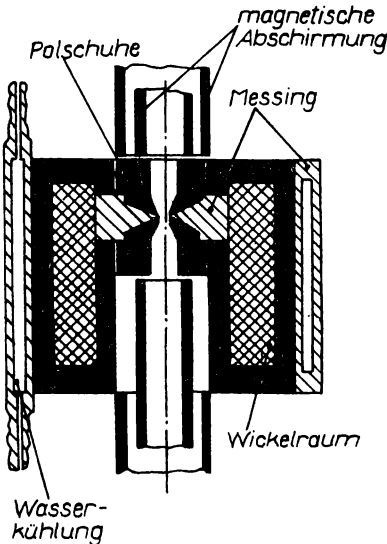


Abb. 95

Elektromagnetische Polschuhlinse (rotationssymmetrisch)

Der Nachteil elektromagnetischer Linsen liegt in ihrem hohen Gewicht (in Einzelfällen bis zu 100 kg je Linse) und der gewöhnlich erforderlichen Wasserkühlung der Spulen. Darüber hinaus benötigen elektromagnetische Linsen eine besonders gute Stabilisierung der Betriebsströme, welche weitaus besser sein muß, als die Stabilisierung der Betriebsspannungen elektrostatischer Linsen. Bei kleineren Elektronenmikroskopen verwendet man daher auch permanentmagnetische Linsen, um die Kühlung und die konstante Stromquelle für den Linsenstrom einzusparen. Jedoch lassen

sich mit solchen Linsen keine so kurzen Brennweiten erzielen, wie auf elektromagnetischem Wege.

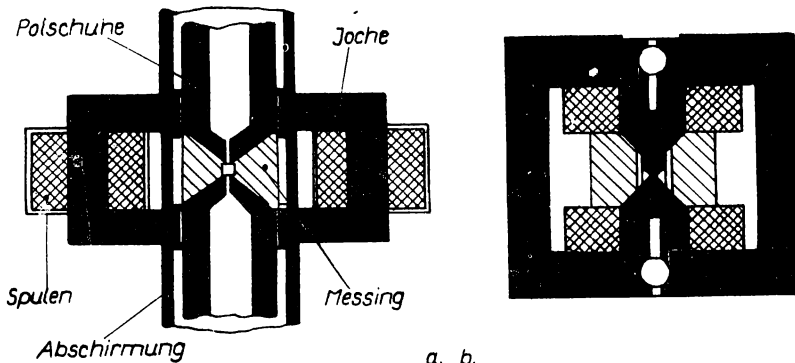


Abb. 96

- Zwei Formen elektromagnetischer Jochlinsen  
a) Doppeljochlinse (nach Kinder)  
b) Hochleistungsobjektiv (nach M.v.Ardenne)

Um mit elektrostatischen Einzellinsen ähnliche kleine Brennweiten zu erzielen, wie oben erwähnt, benötigt man bei engem Elektrodenabstand Hochspannungen von 50 kV und darüber. Dadurch läßt sich ein gewisser Mindestabstand (etwa 3 bis 4 mm) der Außenelektroden von der Mittelelektrode nicht unterschreiten. Ferner muß auf eine sorgfältige Abrundung und Oberflächenbehandlung der Elektroden Wert gelegt werden, um Überschläge zu verhindern und genau rotationssymmetrische Linsenfelder zu erzeugen.

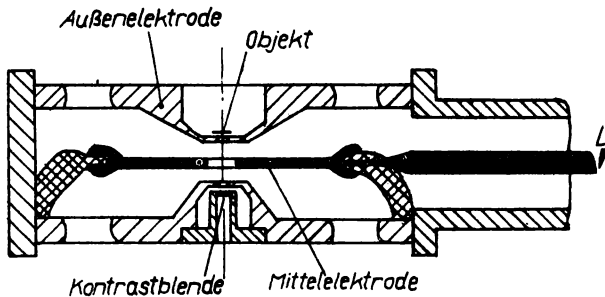


Abb. 97

Elektrostatische Einzellinse (Objektiv)

Infolge dieser Voraussetzungen läßt sich zum Beispiel das Objekt kaum näher als 5 mm an die Mittelelektrode einer elektrostatischen Objektivlinse (Abb. 97) heranbringen. Es ist daher nicht möglich, solche Objektivlinsen mit Brennweiten unter 5 mm zu verwenden. Diese Einschränkung entfällt bei Projektionslinsen, jedoch liegen auch hier die kleinsten bisher erreichten Brennweiten über denen der elektromagnetischen Linsen (bei etwa 2 mm).

Moderne Elektronenmikroskope arbeiten oft mit zwei oder mehr Projektionslinsen, so daß dadurch ein ganzes Linsensystem gebildet wird und die Länge der Mikroskopsäule trotz höherer Vergrößerung verhältnismäßig klein gehalten werden kann. In Abb. 98 ist ein Schnitt durch eine solche Mikroskopsäule dargestellt. Die Gesamtlänge dieser Säule beträgt etwa 1 m. Sie enthält neben dem Objektiv noch vier Projektive, welche einzeln abgeschaltet werden können (Abb. 99). Dadurch läßt sich die Vergrößerung dieses elektrostatischen Mikroskops in weiteren Grenzen verändern (von etwa 50 : 1 bis 100 000 : 1). Die Abbildung des Zwischenbildes auf einem Zwischenbildschirm wird infolge dieses großen Einstellbereiches überflüssig. Aus Abb. 98 gehen auch weitere Einzelheiten des Aufbaus hervor, welche in den beigefügten Angaben benannt sind.

Das vollständige Mikroskop ist auf Tafel V zu sehen. Die Mikroskopsäule ist auf einem schreibischtartigen Stativ angebracht, in welchem noch einige Zusatzgeräte zum Elektronenmikroskop enthalten sind, wie zum Beispiel die Vakuumanlage und Teile der elektrischen Einrichtung. Infolge der Auswechselbarkeit des Objektes sowie der Kontrastblende und des Fotomaterials muß das erforderliche Hochvakuum mittels einer Diffusionspumpe ständig aufrechterhalten werden. Diese Diffusionspumpe befindet sich gewöhnlich im Stativ des Mikroskops, während die zusätzlich erforderlichen Vorpumpen meist außerhalb - möglichst in anderem Raum - angeordnet sind. - Eine besondere Abschirmung des Säulenkopfes wegen der eingeführten Hochspannung, wie sie bei älteren Modellen üblich war, erübrigt sich, da die hier verwendeten 50 kV über ein besonders abgeschirmtes Kabel berührungssicher zugeführt werden.

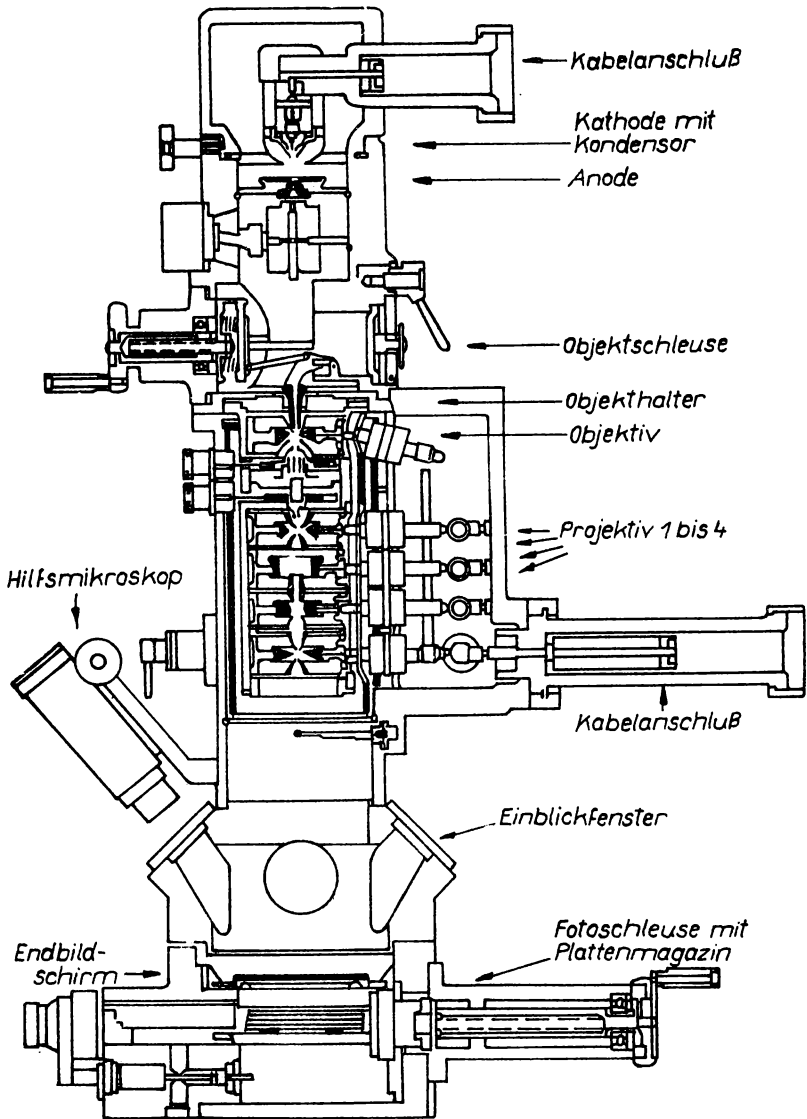


Abb. 98

Schnitt durch die Säule eines elektro-  
statischen Elektronenmikroskops  
(ELMI D, Carl Zeiss Jena)

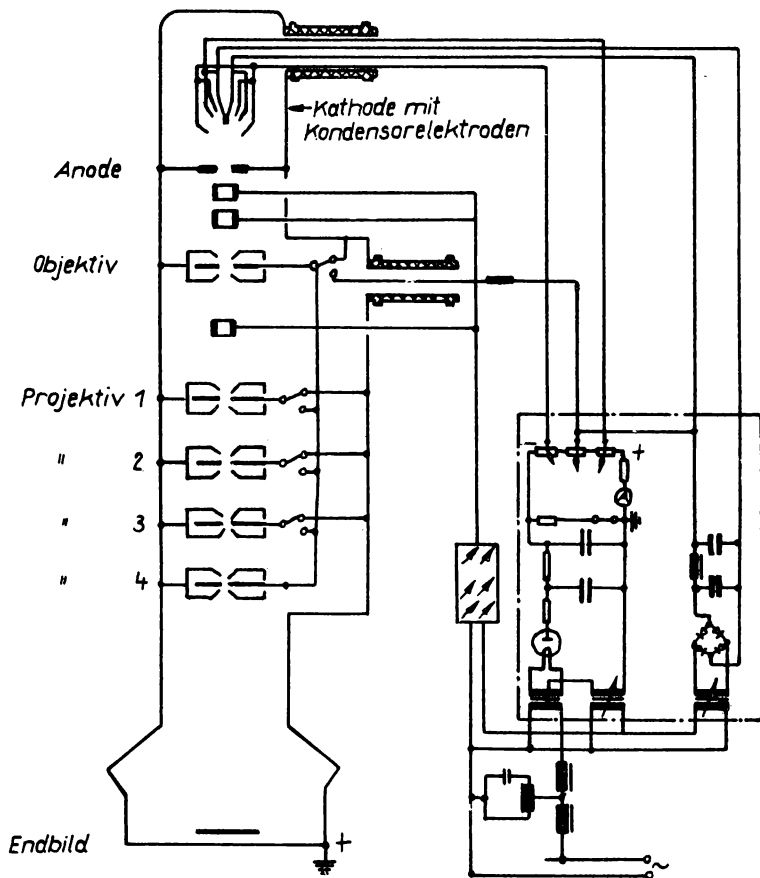


Abb. 99

Schaltschema eines elektrosta-  
tischen Elektronenmikroskops  
(ELMI D, Carl Zeiss Jena)

Tafel VI zeigt ein elektromagnetisches Elektronenmikroskop, dessen äußerer Aufbau sich im Prinzip nicht von dem des elektrostatischen Gerätes unterscheidet. Die Strahlspannung beträgt hier maximal 100 kV, die Vergrößerung liegt bei 1000 : 1 bis 50 000 : 1. Für beide Geräte ist eine Auflösung von etwa 3 m $\mu$  angegeben. Zum Vergleich ist auf Tafel VII noch ein elektromagnetisches Kleinmikroskop gezeigt, welches mit einer maximalen Strahlspannung von 60 kV eine Vergrößerung von 30 000 : 1 und eine Auflösung von 5 m $\mu$  erreicht. Alle drei Geräte entsprechen dem modernsten Stand der Technik.

### 3.84 Anwendungen des Elektronenmikroskops

Bei der Betrachtung der Anwendungsmöglichkeiten muß zunächst unterschieden werden zwischen der Beobachtung von "toter" und "lebender" Materie. Dabei ist grundsätzlich zu bemerken, daß eine Lebendbeobachtung, wie sie vom Lichtmikroskop her bekannt ist, im Elektronenmikroskop nicht möglich ist. Durch das Hochvakuum und die intensive Bestrahlung mit Elektronen werden lebende Objekte, wie Bakterien usw., sofort abgetötet. Trotz dieser außerordentlichen Einschränkung ist die Bedeutung des Elektronenmikroskops für die Untersuchung medizinischer und biologischer Objekte unschätzbar groß. Diese Untersuchungen lassen sich im wesentlichen in zwei Gruppen teilen, nämlich die Erforschung von Kleinstlebewesen, wie Bakterien, Viren und Phagen, und die Erforschung der Mikrostruktur größerer Lebewesen, insbesondere die Zellforschung.

Die Anwendung auf Untersuchungen toter Materie erstreckt sich im wesentlichen auf vier Gebiete: die Kolloidforschung mit der Kornform und Korngrößenbestimmung feinstverteilter Stoffe, wie Sole, Dampfe, Rauche, Staube, Ruß, Aufdampfschichten, Farbstoffe usw.. Ferner die Metallografie (Untersuchung der Gefügestruktur und Gefügeumwandlung), die Korrosionsforschung und die Mineralogi?

Je nach Art und Zweck der einzelnen Untersuchungen sind besondere Verfahren zur Vorbereitung des zu betrachtenden Objektes erforderlich. Zunächst ist zu beachten, daß das Objekt zusammen mit dem Objektträger nicht stärker als 0,1 $\mu$  sein

darf, wenn scharfe Bilder erzeugt werden sollen. Daraus ist schon ersichtlich, daß die Präparationstechnik bei der Elektronenmikroskopie ein Hauptproblem darstellt. Als Objektträger verwendet man gewöhnlich einen extrem dünnen strukturlosen Kollodiumfilm oder einen Film aus Polyvinylformol, dessen mechanische Festigkeit noch ausreicht, ein Loch von einigen Zehntel Millimetern zu überspannen, ohne einzureißen. Das Objekt läßt sich durch Auftrocknen, Aufstäuben, Aufdampfen oder Aufsublimieren auf den Objektträger bringen. Bei der Beobachtung läßt sich nicht unbedingt vermeiden, daß Objekt und Träger durch die Elektronenstrahlen zerstört werden.

Bei selbsttragenden Objekten, wie dünnen Folien, Mikrotomschnitten<sup>1)</sup> usw. ist der Objektträger überflüssig. So werden zum Beispiel Metalloberflächen nicht direkt, sondern mit Hilfe eines hauchdünnen Lack- oder Metalloxydabdruckes im Elektronenmikroskop betrachtet. Um zur Kontraststeigerung eine besondere Schattenwirkung zu erzielen, können solche Abdruckfolien noch einer Schrägbedampfung mit Schwermetall unterworfen werden. Aufnahmen von derartigen Objekten sind auf Tafel IV und VIII abgebildet.

Aus diesen wenigen Bemerkungen zur praktischen Elektronenmikroskopie ist bereits zu erkennen, daß es sich hier um eine ganze Wissenschaft handelt, welche großer Erfahrung und Übung bedarf und auf welche wir hier nicht weiter eingehen können.

### 3.85 Sonderformen von Elektronenmikroskopen

Abschließend soll noch kurz auf zwei Sonderformen des Elektronenmikroskops eingegangen werden, welche zwar eine erheblich geringere Bedeutung besitzen als das Durchstrahlungsmikroskop, jedoch gelegentlich von Interesse sein können. Es handelt sich dabei um das Emissionsmikroskop und das Feldelektronenmikroskop. Bei beiden Verfahren wird das Objekt gewissermaßen im "Eigenlicht" abgebildet. Das zu untersuchende

---

<sup>1)</sup> Als Mikrotom bezeichnet man ein Gerät zur Herstellung extrem dünner Schichten von Zellgewebe und ähnlichen mehr oder weniger festen Präparaten. Bisher ließen sich Dünnschnitte bis herab zu  $0,1\mu$  erreichen.

Objekt ist dabei die Kathode selbst bzw. ihre Oberfläche. Die Emissionsverteilung auf der Kathodenoberfläche läßt dabei weitgehend auf die Struktur dieser Oberfläche schließen. Beim Emissionsmikroskop, dessen Aufbau im Prinzip einem gewöhnlichen Durchstrahlungsmikroskop ohne besonderen Objekthalter gleicht, wird gewöhnlich von thermischer Emission oder von der Fotoemission Gebrauch gemacht. Zur Bilderzeugung tragen hier - zum Unterschied vom Durchstrahlungsmikroskop - alle Elektronen bei, welche den entsprechenden Objektpunkt (= Kathodenpunkt) verlassen. Damit ist es zum Beispiel möglich, metallografische Gefügeuntersuchungen bei höheren Temperaturen anzustellen oder die Absorption von monoatomaren Schichten an der Oberfläche zu beobachten. Besondere Bedeutung besitzt das Emissionsmikroskop für die Untersuchung der Emissionsvorgänge auf Kathoden überhaupt. Solche Untersuchungen lassen sich bereits mit einem einstufigen Mikroskop mit Vergrößerungen unter  $100 : 1$  erfolgreich durchführen.

Das Feldelektronenmikroskop, auch Emissionsspitzenmikroskop genannt, arbeitet ohne Linsen nach dem in Abb. 100 dargestellten Prinzip. Aus einer feinen Drahtspitze als Kathode mit

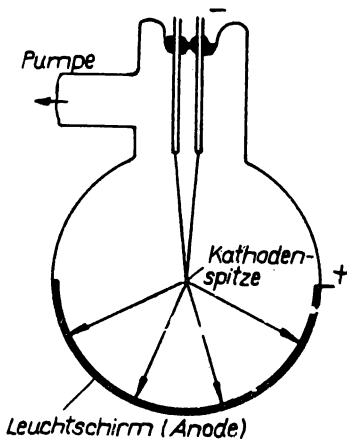


Abb. 100  
Emissionsspitzenmikroskop

einem Krümmungsradius von einigen Zehntel  $\mu$ , welche im Mittelpunkt eines kugelförmigen Leuchtschirms als Anode steht, werden durch hohe Feldstärken von mehr als  $10^7$  V/cm Elektronen befreit (Feldemission). Diese Elektronen verlassen die Kathodenoberfläche praktisch senkrecht, fliegen geradlinig zum Leuchtschirm und bilden dort die Kathodenoberfläche ab. Die Vergrößerung ist dabei gleich dem Verhältnis von Anodenradius zu Kathodenradius. Das ergibt bei einem Spitzenradius von  $0,1\mu$  und einem Schirmabstand von 10 cm eine Vergrößerung von  $1\ 000\ 000 : 1$  !



Solche Vergrößerungen sind tatsächlich schon erreicht worden. Das Auflösungsvermögen beträgt dabei etwa  $1 \text{ m}\mu$ . Der Anwendungsbereich ist jedoch beschränkt auf Untersuchungen an feinen Spitzen, zum Beispiel über ihre Kristallstruktur und ähnliches.

Ergänzungsliteratur:

(3) Seite 173

(9) insb. Seite 204 ff.

(10)

Daneben verweisen wir auf

Mahl u. Götz, Elektronenmikroskopie

VEB Bibliographisches Institut Leipzig

Aufgaben zur 18. Lektion:

Entfallen

Prüfungsfragen zur 18. Lektion:

F 18.1 Vergleichen Sie den Strahlengang und die Bilderzeugung in einem Elektronenmikroskop mit den entsprechenden Verhältnissen in einem Lichtmikroskop!

F 18.2 Welche Vor- und Nachteile besitzen elektromagnetische und elektrostatische Linsen?

F 18.3 Welche verschiedenen Arten von Elektronenmikroskopen sind Ihnen bekannt? Beschreiben Sie ihre unterschiedliche Wirkungsweise!

---

# Lösungen der Aufgaben

zu den Lektionen 13, 14 und 17

## A 13.1

- a) Für den Vorwiderstand  $R_V$  bestehen die Bedingungen (3.41) und (3.42). Man erhält

$$R_V < 10 \text{ k}\Omega \cdot \frac{195 \text{ V} - 160 \text{ V}}{160 \text{ V}} = 2,19 \text{ k}\Omega$$

$$R_V > \frac{225 \text{ V} - 100 \text{ V}}{60 \text{ mA} + 10 \text{ mA}} = 1,79 \text{ k}\Omega$$

Wir wählen

$$R_V = 2 \text{ k}\Omega$$

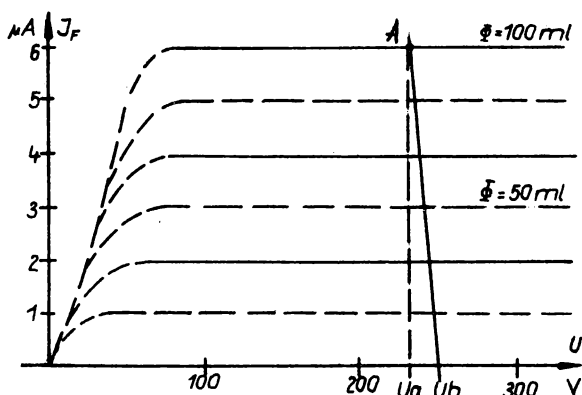
- b) Die erzielte Stabilisierung ergibt sich aus (3.39) zu

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{100\Omega}{2000\Omega} \cdot (\pm 15 \text{ V}) = \pm 0,75 \text{ V}$$

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\pm 0,75 \text{ V}}{100 \text{ V}} = \pm 0,75\%$$

## A 14.1

- a) Nachstehende Abb. zeigt das idealisierte nach den angegebenen Werten gezeichnete Kennlinienfeld der Fotozelle GIV mit der eingetragenen Arbeitsgeraden.



Die Arbeitsgerade schneidet die Spannungsachse im Punkte  $U_b = 250 \text{ V}$  und hat eine Steigung von

$$\frac{I}{U} = \frac{1}{R} = \frac{1}{3 \text{ M}\Omega} = \frac{1 \mu\text{A}}{3 \text{ V}} = \frac{10 \mu\text{A}}{30 \text{ V}}$$

b) Für den Fotostrom gilt im Sättigungsgebiet  $I_F = C \cdot \Phi$ .

Er ist dort praktisch unabhängig von der Anodenspannung  $U_a$ .

Mithin errechnet sich der Spannungsabfall am Widerstand R zu

$$U = I_F \cdot R = C \cdot R \cdot \Phi = 60 \mu\text{A}/\text{lm} \cdot 3 \text{ M}\Omega \cdot \Phi$$

$$U/V = 180 \cdot \Phi/\text{lm}$$

Die Spannung ist also ebenfalls proportional dem Lichtstrom.

z.B. ist für  $\Phi = 100 \text{ mlm}$  die Spannung  $U = 18 \text{ V}$

Nun ist aber (siehe Abb. 65)  $U = U_b - U_a$ . Diese Strecke ist aus dem Kennlinienfeld abzulesen und beträgt für  $\Phi = 100 \text{ mlm}$  wie oben errechnet  $18 \text{ V}$ .

Zu bemerken ist, daß am Widerstand R im vorliegenden Falle, zwar eine Spannung von  $18 \text{ V}$ , jedoch praktisch keine Leistung zur Verfügung steht! (Die Leistung im Widerstand beträgt etwa  $11 \mu\text{W}$ !)

#### A 17.1

a) Nach Gleichung (2.9) (Lehrbr. 1) erhält man als Elektronengeschwindigkeit für  $U_1 = 10 \text{ kV}$ ,  $U_2 = 50 \text{ kV}$  und  $U_3 = 100 \text{ kV}$

$$v/\text{km}/\text{sec} = 600 \cdot \sqrt{U/V}$$

$$v_1 \approx 600 \cdot \sqrt{10000} = 60\,000 \text{ km}/\text{sec}$$

$$v_2 \approx 600 \cdot \sqrt{50000} = 134\,000 \text{ km}/\text{sec}$$

$$v_3 \approx 600 \cdot \sqrt{100000} = 190\,000 \text{ km}/\text{sec}$$

Alle Ergebnisse ohne Berücksichtigung der Massenzunahme entsprechend Gleichung (2.12). (Bei Berücksichtigung der Massenzunahme erhält man ungefähr  $v_1 = 58\,000 \text{ km}/\text{sec}$ ,  $v_2 = 126\,000 \text{ km}/\text{sec}$ ,  $v_3 = 170\,000 \text{ km}/\text{sec}$ )

Mit obigen Werten ergeben sich nach Gleichung (3.50) die Wellenlängen

$$\lambda_1 = \frac{h}{m_e \cdot v_1} = \frac{6,626 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}}{9,1 \cdot 10^{-28} \text{ g} \cdot 60\,000 \text{ km}/\text{sec}} = 1,21 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$$

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 1,21 \cdot 10^{-2} \text{ m} \\ \lambda_2 &= 0,54 \cdot 10^{-2} \text{ m} \\ \lambda_3 &= 0,38 \cdot 10^{-2} \text{ m}\end{aligned}$$

b) Nach (3.46) ist

$$\begin{aligned}d_{01} &\approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ m}\mu \\ d_{02} &\approx 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}\mu \\ d_{03} &\approx 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ m}\mu\end{aligned}$$

c) Elektromagnetische Schwingungen mit einer Wellenlänge von  $1 \cdot 10^{-2} \text{ m}\mu = 10^{-8} \text{ mm}$  liegen an der Grenze zwischen harter Röntgenstrahlung und  $\gamma$ -Strahlung.

A 17.2

a) Soll die Energie eines  $\gamma$ -Quants zur Erzeugung eines Elektrons und eines Positrons ausreichen, so muß die dieser Energie zugeordnete Masse (Gl. (3.53))

$$\begin{aligned}m_q &= \frac{h \cdot \nu}{c^2} \geq 2 m_e \quad \text{sein. Daraus erhält man als Frequenz} \\ \nu &\geq \frac{2 m_e \cdot c^2}{h} = \frac{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ g} \cdot 300\,000^2 \text{ km}^2/\text{sec}^2}{6,626 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}} \\ &\approx 2,5 \cdot 10^{20} \text{ Hz}\end{aligned}$$

Daraus folgt

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{300\,000 \text{ km/sec}}{2,5 \cdot 10^{20} \text{ Hz}} = 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ mm}$$

b) Die Energie dieses Quants beträgt

$$\begin{aligned}\epsilon &= h \cdot \nu = 6,626 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec} \cdot 2,5 \cdot 10^{20} \text{ Hz} \\ &= 1,66 \cdot 10^{-6} \text{ erg} \\ &= 1,66 \cdot 10^{-13} \text{ Ws} \\ &= \frac{1,66 \cdot 10^{-13}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \text{ eV} = 1,3 \text{ MeV}\end{aligned}$$

Das ist gleichzeitig die Energie, welche bei der "Zerstrahlung" eines Paares (Elektron+Positron) frei wird.

Antworten auf die Prüfungsfragen  
zu den Lektionen 13 bis 18

- F 13.1 Die Notwendigkeit des Vorwiderstandes bei einer Glimmröhre ergibt sich aus ihrer Strom-Spannungskennlinie (Abb. 52). Die zur Zündung der Röhre erforderliche Spannung  $U_z$  liegt höher als die Brennspannung, welche zur Aufrechterhaltung des Stromes erforderlich ist. Infolgedessen könnte die Stromstärke in einem Stromkreis ohne besonderen Vorwiderstand nach der Zündung beliebig ansteigen und schließlich in Form einer Lichtbogenentladung zur Zerstörung der Röhre führen. Durch einen Vorwiderstand  $R_v$  wird die Stromstärke auf einen maximalen Wert begrenzt, die Entladung wird dadurch stabil. Die sich mit Vorwiderstand einstellende Stromstärke ergibt sich graphisch aus Abb. 53. Durch Rechnung erhält man

$$I = \frac{U_b - U}{R_v}$$

Dieser Strom darf den maximal für die Glimmröhre erlaubten nicht überschreiten.

- F 13.2 Die Anwendung der Glimmröhre als Spannungsstabilisator beruht auf dem zur I-Achse annähernd parallelen Verlauf ihrer Strom-Spannungskennlinie im Gebiet normaler Glimmentladung. In diesem Gebiet bleibt die Brennspannung  $U$  praktisch konstant, wenn sich die Betriebsspannung  $U_b$  in gewissen Grenzen ändert (Abb. 53). Die Spannungsänderung tritt fast vollständig am Vorwiderstand in Erscheinung.
- F 13.3 Eine Glimmröhre, deren Elektroden sehr verschieden große Oberflächen besitzen, arbeitet in beiden Richtungen in verschiedenen Gebieten der Strom-Spannungskennlinie. Ihr Widerstand ist daher in beiden Richtungen verschiedenen groß, so daß diese Röhrenart Gleichrichtereigenschaft besitzt.

**F 13.4 Ein Kaltkathodenstromtor und ein gewöhnliches Stromtor unterscheiden sich zunächst durch ihren Aufbau. Das Kaltkathodenstromtor enthält neben der (aktivierten) kalten Kathode und der Anode noch eine Hilfsanode in Kathodennähe, während im gewöhnlichen Stromtor zwischen der Glühkathode und der Anode ein Gitter liegt, durch welches der Strom der Ladungsträger hindurchfließen muß.**

Während beim gewöhnlichen Stromtor die Zündspannung an der Anode stetig von der Gitterspannung abhängt, zündet das Kaltkathodenstromtor grundsätzlich erst oberhalb einer bestimmten Hilfsanodenspannung, jedoch dann bei jeder positiven Anodenspannung (Abb. 59). Die Zündspannung an der Anode ist beim Kaltkathodenstromtor jedoch abhängig vom Hilfsanodenstrom. Mit Kaltkathodenstromtoren lassen sich im Gegensatz zum gewöhnlichen Stromtor nur kleine Leistungen steuern.

**F 14.1 Die Unterschiede im elektrischen Verhalten zwischen einer gasgefüllten und einer Vakuumfotозelle beruhen auf der Ionisation des Gases. Sie kommen im wesentlichen in den Abbildungen 64 und 66 zum Ausdruck. Während der Fotostrom einer Vakuumfotозelle oberhalb der Sättigungsspannung nicht weiter ansteigt und dem einfallenden Lichtstrom proportional ist, steigt der Strom einer gasgefüllten Fotозelle mit wachsender Spannung beliebig an, bis sich schließlich eine selbständige Glimmentladung ausbildet.**

**F 14.2 Verstärkerröhren arbeiten im allgemeinen im Raumladungsgebiet, da dort der Strom mit wachsender Spannung stetig ansteigt ( $U^{3/2}$ -Gesetz) und von keiner anderen Größe (Heizung) abhängt. Mit Vakuumfotозellen arbeitet man im Sättigungsgebiet, weil dort der Fotostrom dem einfallenden Lichtstrom proportional und von der Anodenspannung praktisch unabhängig ist.**

**F 15.1 Bei einfachen Vakuumfotозellen besteht im Sättigungsgebiet genaue Proportionalität zwischen einfallendem Lichtstrom und Fotostrom. Das Sättigungsgebiet wird bereits bei verhältnismäßig niedrigen Anodenspannungen**

erreicht ( $\approx 80V$ ), jedoch sind die auftretenden Fotoströme außerordentlich klein ( $\approx 1 \mu A$ ). Der wesentliche Vorteil des Vervielfachers besteht darin, daß die genannte Proportionalität in weiten Grenzen erhalten bleibt, die Ausgangsströme jedoch um mehrere Größenordnungen höher liegen ( $\approx 100 mA$ ). Sein hauptsächlichster Nachteil wird durch die erforderlichen hohen Betriebsspannungen gebildet (bis  $2,5 kV$ ) sowie durch einen verhältnismäßig großen Aufwand für die Lenkung der Elektronen von Prallelektrode zu Prallelektrode.

- F 15.2 Die prinzipiellen Unterschiede in der Wirkungsweise zwischen Fotoelement, Fotowiderstand und Fotozelle beruhen auf der verschiedenen Wirkung der einfallenden Lichtenergie. Während bei der Fotozelle durch die Lichtenergie Elektronen aus einer Metalloberfläche herausgelöst werden (Fotoemission) und dann als freie Elektronen durch den Raum beschleunigt werden können, spielen sich die Vorgänge beim Fotoelement und beim Fotowiderstand vollständig im Inneren der festen Stoffe (Halbleiter) ab (Sperrschichteffekt, innerer Fotoeffekt). Dabei kommt es beim Fotoelement zur Ausbildung einer elektrischen Urspannung an der Sperrschicht zwischen Halbleiter und Leiter, beim Fotowiderstand lediglich zur Erhöhung der Leitfähigkeit des Halbleiters.
- F 15.3 Ein sehr verbreitetes und bekanntes Anwendungsgebiet haben die Fotoelemente im elektrischen Belichtungsmesser für fotografische Zwecke gefunden. Sie eignen sich hierfür besonders, weil sie keiner zusätzlichen Spannungsquelle bedürfen, um bei Belichtung einen meßbaren Strom zu erzeugen. Vor allem Selenelemente haben sich dabei bewährt, da ihre Empfindlichkeit im sichtbaren Spektralbereich liegt und der Empfindlichkeit des menschlichen Auges sehr gut entspricht.
- F 16.1 Der Aufbau einer Elektronenstrahlröhre geht im wesentlichen aus Abb. 82 hervor. Anstelle der elektrostatischen Strahlablenkung 3 kann auch eine elektromagnetische Ablenkung treten, deren Spulen jedoch außerhalb der Röhren angebracht sind. In Einzelfällen kann auch das

strahlerzeugende System 2 aus magnetischen Linsen aufgebaut sein, welche dann ebenfalls außerhalb des Röhrenhalses montiert sind. Die Aufgaben der einzelnen Teile lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Die von der Glühkathode 1 (auch Abb. 83) emittierten Elektronen werden in einem System elektronenoptischer Linsen 2 (auch Abb. 10 und 84) zu einem Strahl gebündelt, welcher durch die Strahlablenkung 3 (auch Abb. 85) hindurch auf einen Fluoreszenzschirm 4 fällt und diesen im Auftreffpunkt zum Leuchten bringt. Der Strahl kann durch Anlegen einer Spannung an die Ablenkplatte aus seiner Richtung abgelenkt und damit der Leuchtpunkt willkürlich an jede Stelle des Schirmes gebracht werden.

Sämtliche Teile sind im Glaskolben 5 vakuumdicht eingeschlossen. Die Anschlüsse der einzelnen Elektroden sind im Sockel 6 an Kontaktstifte geführt.

F 16.2 Die Oszillografenröhre dient - in Verbindung mit einer Reihe von Zusatzgeräten - im wesentlichen zum Messen und Aufzeichnen des zeitlichen Ablaufes von zeitlich veränderlichen, oft periodischen, technischen oder physikalischen Größen, welche in Form einer elektrischen Spannung an die Strahlablenkung (gewöhnlich an die Vertikalablenkung) gelegt werden. Dadurch wird der Leuchtpunkt zunächst im Rhythmus der angelegten Spannung in vertikaler Richtung bewegt. Zur Aufzeichnung des gewünschten Spannungs-Zeit-Diagramms ist daneben noch eine sich periodisch wiederholende Horizontalablenkung des Punktes mit konstanter Geschwindigkeit erforderlich (Abb. 91). Ist bei periodischen Meßspannungen die Horizontalfrequenz und die Vertikalfrequenz bis auf einen ganzzahligen Faktor gleich, so erhält man auf dem Leuchtschirm ein stehendes Bild des Spannungsablaufes.

F 16.3 Während Oszillografenröhren zur trägheitslosen Messung hoher Frequenzen fast ausschließlich mit elektrostatischer Strahlablenkung ausgestattet sind und



daher zur Erhöhung der Ablenkempfindlichkeit verhältnismäßig lang sein müssen, besitzen Fernsehbildröhren allgemein elektromagnetische Ablenkung, welche bei großem Schirmdurchmesser eine kurze Bauform der Röhre zuläßt.

Bei Oszillografenröhren liegt die zu messende Spannung an den Ablenkplatten und wirkt sich auf die Bahn des Leuchtpunktes auf dem Schirm aus. Bei Bildschirmröhren legt der Leuchtpunkt infolge genau festgelegter Ablenkspannungen ununterbrochen einen bestimmten Weg, den Zeilenraster, auf dem Schirm zurück (Abb. 92). Die über die Antenne aufgenommene Sendespannung wird (verstärkt) auf das Gitter der Röhre gebracht und variiert dadurch die Helligkeit des Leuchtpunktes.

- F 17.1 Elektronenstrahlen eignen sich für Abbildungs- und Vergrößerungszwecke im Elektronenmikroskop, da es möglich ist, Linsensysteme zu bauen, durch welche sie gebündelt werden können. Daneben besitzen sie - ähnlich dem Licht - Wellennatur, wobei ihre Wellenlänge erheblich (um 5 Zehnerpotenzen) kleiner ist, als die des sichtbaren Lichtes. Dadurch ist entsprechend der Abbe'schen Theorie des Mikroskops mit ihnen ein erheblich günstigeres Auflösungsvermögen zu erwarten als mit sichtbarem Licht. Jedoch lassen sie sich nicht direkt visuell, sondern nur unter Zwischenschalten eines Leuchtschirmes oder der fotografischen Platte beobachten.
- F 17.2 Sowohl Elektronen als auch Lichtstrahlen sind als Materietransport anzusehen. Ihr Unterschied besteht allein in der Erscheinungsform der bewegten Materie als Masse oder Energie. Erst durch die Entdeckung der Äquivalenz zwischen Energie und Masse konnte ein Vergleich zwischen den beiden sonst so grundverschiedenen Strahlungsarten zustande kommen. Dadurch läßt sich den Energiequanten der elektromagnetischen (Licht-) Strahlung eine Masse zuordnen, während umgekehrt den Materiewellen der Elektronenstrahlen eine Frequenz und

eine Phasengeschwindigkeit zugeordnet werden kann. Beide Strahlen besitzen mithin Wellencharakter und Korpuskelcharakter gleichzeitig und können entsprechend den angewendeten Beobachtungsmethoden mit beiden Eigenschaften in Erscheinung treten.

F 18.1 Der Strahlengang in einem magnetischen oder elektrostatischen Durchstrahlungs-Elektronenmikroskop (wie auch in einem Emissionsmikroskop) entspricht ganz dem des Lichtmikroskops. Er geht im wesentlichen aus Abb. 93 hervor. Die von der Kathode ausgehenden Strahlen werden durch den Kondensor (oder ein elektrostatisches System) gebündelt und durchdringen das Objekt. Die Objektivlinse erzeugt von diesem ein reelles Zwischenbild, welches durch eine oder mehrere Projektionslinsen auf den Bildschirm (oder die Fotoeinrichtung) projiziert wird. Die Bilderzeugung (Abb. 94) unterscheidet sich von derjenigen im Lichtmikroskop dadurch, daß Elektronenstrahlen nicht - wie die Lichtstrahlen - vom Objekt absorbiert, sondern nur gestreut werden. Durch eine Kontrastblende werden die stark gestreuten Anteile ausgeblendet und dadurch die Bildkontraste erzeugt.

F 18.2 Elektromagnetische Linsen erlauben ohne besondere technische Schwierigkeiten die Erzeugung extrem kurzer Brennweiten bis zu 0,8 mm. Auch läßt sich das Objekt ohne Störung der Linseneigenschaften so weit in den Linsenbereich hineinbringen, wie es zur Ausnutzung dieser kurzen Brennweiten erforderlich ist. Ihr Nachteil ist das große Gewicht und der zur Stromversorgung und Kühlung erforderliche Aufwand.

Elektrostatische Linsen benötigen zur Herstellung kurzer Brennweiten hohe Spannung. Die Elektrodenabstände lassen sich daher nicht beliebig klein machen (Überschlaggefahr). Auch läßt sich das Objekt nicht beliebig dicht an die Objektivlinse heranbringen, so daß dort Brennweiten unter 5 mm kaum zu erreichen sind. Jedoch sind elektrostatische Linsen leicht und benötigen keine Kühlung.

F 18.3 Das gebräuchlichste Elektronenmikroskop arbeitet mit Durchstrahlung des Objektes. Neben ihm sind noch das Emissionsmikroskop und das Feldelektronenmikroskop von gewisser Bedeutung. Während beim Durchstrahlungsmikroskop der von der Kathode ausgehende Elektronenstrahl das zu untersuchende Objekt durchdringt und auf Grund seiner Streuung die Kontraste des Objektes abbildet, ist beim Emissions- und beim Feldmikroskop die Kathodenoberfläche selbst Objekt. Die Bildkontraste werden durch die verschieden starke Emission der einzelnen Objektpunkte hervorgerufen. Das Durchstrahlungs- wie das Emissionsmikroskop arbeiten mit einem System von Elektronenlinsen (Abb. 93 und 98), während das Feldelektronenmikroskop ohne Linsen abbildet (Abb. 100). Die Emission wird beim Emissionsmikroskop hauptsächlich thermisch oder durch äußeren Photoeffekt erzeugt (auch Sekundäremission ist verwendbar). Das Emissionsspitzenmikroskop arbeitet mit Emission infolge hoher Feldstärken von über  $10^7$  V/cm und erzielt dabei die größte bisher erreichte Vergrößerung und Auflösung.

---



# INGENIEUR- FERNSTUDIUM

SCHOLZ

**ELEKTRONIK**

**4**

HERAUSGEBER  
INGENIEURSCHULE FÜR  
FEINWERKTECHNIK JENA

1007-04/63



1963

ZENTRALSTELLE FÜR FACHSCHULAUSBILDUNG · BEREICH MASCHINENBAU, ELEKTROTECHNIK, LEICHTINDUSTRIE · DRESDEN

# Elektronik

## Lehrbrief 4

von

Dipl. - Ing. Joachim Scholz

3. Auflage

Herausgeber:

Ingenieurschule für Feinwerktechnik Jena

**Alle Rechte vorbehalten**

**Nur für den internen Gebrauch im Ingenieur-Fernstudium**

---

**Gebühr DM 2,50**

**Ag 616/ 5 /63**

**Best.-Nr. 1007-04/63**

# Inhaltsverzeichnis

	<u>19. Lektion</u>	Seite
4. Röhrenverstärker		227
4.1 Die Verstärkerstufe		228
4.11 Aussteuerung einer Röhre bei konstanter Anodenspannung		232
Aufgaben zur 19.Lektion		235
Prüfungsfragen zur 19.Lektion		237
	<u>20. Lektion</u>	
4.12 Spannungsverstärkung		238
4.121 Arbeitsgerade und Arbeitskennlinie; Arbeitskennwerte		239
4.122 Berechnung der Arbeitskennwerte		245
Aufgaben zur 20.Lektion		248
Prüfungsfragen zur 20.Lektion		25c
	<u>21. Lektion</u>	
4.13 Leistungsverstärkung		251
4.131 Das Leistungsdreieck		252
4.132 Der Anpassungsübertrager		256
Aufgaben zur 21.Lektion		260
Prüfungsfragen zur 21.Lektion		262
	<u>22. Lektion</u>	
4.133 Nichtlineare Verzerrungen		264
4.134 Gegentakt-Endstufe		266
4.135 Gegenkopplung		269
Aufgaben zur 22.Lektion		272
Prüfungsfragen zur 22.Lektion		272
Lösungen der Aufgaben zu den Lektionen 19 bis 22		273
Antworten auf die Prüfungsfragen zu den Lektionen 19 bis 22		284



## Elektronik 4. Lehrbrief

### Berichtungen und Anmerkungen

#### Achtung!

Nachfolgende Berichtigung ist zweckmäßig vor Beginn des Studiums in den Lehrbrief einzutragen!

#### Seite 229 Bild 102

- Einzutragen ist die Gitterspannung  $U_g$ , Pfeilrichtung vom Gitter zur Kathode.
- Zu ändern ist die Pfeilrichtung der Gitterspannung wie a. Die oberen Pfeilspitzen der Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  entfallen.

#### Seite 231 Zeile 20 und 22

Die beiden Formeln sind zu nummerieren mit (4.7a) und (4.7 b)

#### Seite 240 Zeile 15

Es muß besser heißen:

... befindet, in welchem die Verstärkungsverhältnisse ungünstig sind.

#### Seite 247 Zeile 4.6.9 und 27

Es muß überall heißen  $v_u$  anstelle  $v_{Sp}$ .

Formel (4.29) muß ausführlicher heißen:

$$v_u = S_{Arb} \cdot R_a = S \cdot \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a} \quad (4.29)$$

#### Seite 248 Zeile 9

Es muß besser heißen:

... der Widerstandwerte oft überflüssig, wenn die vorgenannten Bedingungen für  $R_a$  erfüllt sind.

#### Seite 252 Zeile 32

Es muß richtig heißen:

... bei konstantem  $R_a$  proportional dem Quadrat der Ausgangsspannung  $U_{a\sim}$  ...

#### Seite 254 Gleichung (4.36)

muß heißen:

Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{N_a \text{ erf}}{U_b \cdot I_{a-}} \quad (4.36)$$

Seite 255 Anmerkung 2)

Ergänzung:

Keinesfalls aber darf der Arbeitspunkt über  $N_{a \max}$  liegen !

Seite 256 Zeile 5

Hierzu Anmerkung 1):

- 1) Die Verzerrungen bestimmen auch die Grenze für das erlaubte Überschreiten der Anodenverlustleistungskurve durch die Arbeitsgerade.

Zeile 16

Es muß vollständiger heißen:

... eine Verminderung der Verzerrungen und eine Verbesserung des Wirkungsgrades erreichen kann.

Seite 261 Zeile 3

Ergänzung:

... zu errechnen. Dabei ist  $R_{a\sim} = R_{a-}$  als ohmscher Widerstand zu betrachten.

Zeile 7

Ergänzung:

... Betriebsspannung ? Welcher Wirkungsgrad ergibt sich jetzt ?

Seite 267 Bild 116

Alle Gitterspannungspfeile sind richtungsverkehrt eingetragen! Die Pfeilspitzen sind an das entgegengesetzte Ende zu legen.

Seite 268 Bild 117

Hierzu Anmerkung 2):

- 2) Die hier dargestellte Betriebsart, bei welcher der Arbeitspunkt jeweils im mittleren Teil der Arbeitskennlinie liegt, bezeichnet man als A-Betrieb. Bei B-Betrieb wird der Arbeitspunkt an das untere Ende der Kennlinie gelegt, so daß jede Röhre nur während einer Halbwelle Strom führt. Aus Raumgründen wird auf diese Betriebsart hier nicht eingegangen.

Seite 271 Gleichung (4.48)

Hierzu Anmerkung 1):

- 1) Das positive Zeichen (+) gilt bei Mitkopplung, das negative Zeichen (-) bei Gegenkopplung.

Bild 121

Die angeführte Gleichung für die Spannungsgegen-kopplung gilt nur für  $R_4 \gg R_2$

Seite 274 Zeile 12

Es muß heißen:

$$\dots = 1,35 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$

Seite 278 Zeile 3

Es muß heißen:

Damit ist der Wirkungsgrad der Stufe für  $R_{a-} = R_{a-}$

Seite 279 Zeile 3

Ergänzung:

Der Wirkungsgrad beträgt jetzt (wegen  $R_{a-} = 0$ )

$$\eta = \frac{4,35 \text{ W}}{15 \text{ W}} = 29 \%$$

Seite 282 Zeile 15

Es muß vollständiger heißen:

... sich also noch stärker aussteuern, z.B. bis in den Bereich positiver Gitterspannungen.

Seite 283 Zeile 17

Es muß richtig heißen:

$$\dots = 165 \Omega \cdot 31,25 \text{ mA} = 5,16 \text{ V u. entspr.}$$

Seite 285 Zeile 12

Zu streichen ist:

... bzw. bei Pentoden im Stromübernahmegebiet.

Zeile 25

Zu streichen ist:

... 10 bis ...

Seite 286 Zeile 10

Es muß vollständiger heißen:

... durch die Wahl des Arbeitspunktes und des Außenwiderstandes.

Seite 289 Zeile 6

Es muß richtiger heißen:

Bei der Gegenkopplung werden neben der Verkleinerung ...

## 19. L e k t i o n

### 4. Röhrenverstärker

Der Begriff des Verstärkers umfaßt eine besondere Art von Geräten, in welchen eine kleine Eingangsgröße  $x$  unter Anwendung von Hilfsenergie zu einer großen Ausgangsgröße  $y$  verstärkt wird (Bild 1o1). Das Verhältnis

$$v = \frac{y}{x} \quad \left( = \frac{\text{Ausgangsgröße}}{\text{Eingangsgröße}} \right) \quad (4.1)$$

wird dabei als Verstärkung (auch Verstärkungsfaktor) des Gerätes bezeichnet. Sinnvoller Weise muß bei einem Verstärker  $v > 1$  sein, da sonst keine Verstärkung, sondern (im Falle  $v < 1$ ) eine Dämpfung vorliegt.

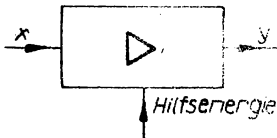


Bild 1o1

Zur Erklärung des Verstärkers

um die verhältnismäßig kleinen Meßgrößen zur Betätigung von Servomechanismen ausnützen zu können. Jedoch besitzen - ganz abgesehen von den Gebieten der Hochfrequenz- und Nachrichtentechnik - auch in der industriellen Automatisierungstechnik die elektrischen Verstärker weitaus größte Bedeutung. Sie lassen sich als elektronische oder magnetische Verstärker, wie auch als Maschinenverstärker ausführen.

Solche Verstärker treten in den verschiedensten Gebieten der Technik auf. So sind zum Beispiel in der Steuerung- und Regelungstechnik neben elektrischen Verstärkern auch pneumatische und hydraulische Verstärker üblich.

Die Anwendungsgebiete dieser Verstärkerarten lassen sich heute in der industriellen Elektrik noch nicht klar voneinander trennen. Mit Sicherheit aber läßt sich sagen, daß die elektronischen Verstärker auch hier eine überragende

Bedeutung besitzen und noch lange behalten werden. Auch die schnelle Weiterentwicklung von Halbleiterbauelementen, wie Transistoren u.ä., wird die Elektronenröhre mit ihren bestechenden Eigenschaften nur teilweise aus ihrer Stellung verdrängen können.

Die praktisch leistungslose Steuerung des Anodenstromes mittels der Gitterspannung ermöglicht den Bau von Verstärkern, welche bezüglich der Höhe der Verstärkung und anderer wichtiger Eigenschaften höchste Anforderungen erfüllen <sup>1)</sup>. Solche Eigenschaften sind zum Beispiel Verzerrungsfreiheit (die Ausgangsgröße soll ein genaues Abbild der Eingangsgröße sein) und Breite des zu übertragenden Frequenzbandes (die Verstärkungseigenschaften sollen für verschiedene zu übertragende Frequenzen gleich bleiben). Als zu verstärkende Größen kommen Stromstärke, Spannung und elektrische Leistung in Frage. Je nach Art dieser Größe sind Schaltung und Röhren entsprechend zu bemessen.

Im vorliegenden Abschnitt sollen derartige elektronische Verstärker behandelt werden, soweit sie für die industrielle Elektronik von Interesse sind. Auf die Besonderheiten der Verstärker in der Hochfrequenz- und Nachrichtentechnik kann im Rahmen dieses Stoffes nicht eingegangen werden.

#### 4.1 Die Verstärkerstufe

Zur Erzielung eines bestimmten Verstärkungsgrades in einem elektronischen Verstärker benötigt man meistens mehrere Verstärkerröhren. Als solche können Trioden, wie auch Tetroden oder Pentoden Verwendung finden. Die verschiedenen Systeme unterscheiden sich dabei nicht in ihrer prinzipiellen Wirkungsweise, so daß wir zur Erklärung der elektrischen Verhältnisse stets auf Trioden zurückgreifen werden.

Jede einzelne Röhre eines Verstärkers bildet zusammen mit den zugehörigen Schaltelementen selbst wieder einen Ver-

---

<sup>1)</sup> Leistungsverstärkungen von  $10^{16}$  stellen keineswegs die obere Grenze dar!

stärker oder - wie man sagt - eine Verstärkerstufe. Die Prinzipschaltung einer solchen Stufe ist im Bild 102 dargestellt. Der Arbeitspunkt der Röhre ist durch die Anoden-

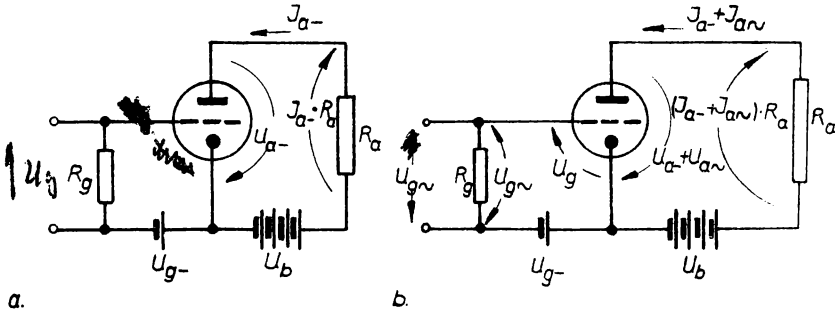


Bild 102

#### Prinzipschaltung einer Verstärkerstufe

a) im Ruhezustand, b) bei angelegter Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$ .  $R_g$  = Gitterableitwiderstand ( $\approx 1\text{ M}\Omega$ ),  $R_a$  = Außenwiderstand,  $U_{g-}$  = Gittervorspannung,  $U_b$  = Betriebsspannung.

gleichspannung  $U_{a-}$ <sup>1)</sup> und die (negative) Gitterspannung  $U_{g-}$ <sup>1)</sup> festgelegt. Letztere wird über den Gitterwiderstand (auch Gitterableitwiderstand)  $R_g$  an das Steuergitter der Röhre geführt. Da bei negativer Gitterspannung im Gitterkreis kein Strom fließen kann, entsteht an  $R_g$  kein Spannungsabfall. Es liegt also die volle Spannung  $U_{g-}$  am Gitter.

Anders ist es im Anodenkreis. Dort fließt der durch den Arbeitspunkt der Röhre bestimmte Anodengleichstrom (auch Anodenruhestrom)  $I_{a-}$  (Vergl. Bild 43, Lb.2). Dieser erzeugt am Außenwiderstand  $R_a$  einen Spannungsabfall  $I_{a-}R_a$ , welcher von der Betriebsspannung  $U_b$  mit aufgebracht werden muß. Im Anodenkreis ist also

$$U_{a-} = U_b - I_{a-}R_a \quad (4.2)$$

so lange sich die Verstärkerstufe im Ruhezustand befindet, das heißt, so lange noch keine zu verstärkende Spannung ans Gitter gelegt worden ist. In der graphischen Darstellung

<sup>1)</sup> Lies:  $U_{a-}$  gleich,  $U_{g-}$  gleich usw.

Bild 103 sind die Gleichstromgrößen  $U_{g-}$ ,  $I_{a-}$  und  $U_{a-}$  strichpunktiert eingezeichnet.

Die zu verstärkende Größe ist gewöhnlich eine kleine Wechselspannung (in Sonderfällen eine Gleichspannung), deren Ursprung für die Wirkung der Verstärkerstufe zunächst belanglos ist. Diese zu verstärkende Spannung soll mit  $U_{g\sim}^1)$  bezeichnet werden (im Bild 103 a gestrichelt eingezeichnet). Sie liegt am Gitterwiderstand  $R_g$  und addiert sich zur Gittergleichspannung  $U_{g-}$ .

Die gesamte am Gitter liegende Spannung ist damit

$$U_g = U_{g-} + U_{g\sim} \quad (4.3)$$

Die Gittervorspannung  $U_{g-}$  wird dabei gewöhnlich so stark negativ gewählt, daß die gesamte Gitterspannung  $U_g$  trotz überlagerter Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  negativ bleibt (Bild 103a). Dadurch ist gewährleistet, daß kein Gitterstrom fließen kann.

Zur einfachen Darstellung ist dabei für  $U_{g\sim}$  eine sinusförmige Spannung gewählt worden.

Als Folge dieser um ihren Mittelwert  $U_{g-}$  wechselnden Gitterspannung  $U_g$  bleibt auch der Anodenstrom trotz konstanter Betriebsspannung  $U_b$  nicht mehr konstant, denn die Röhre wird im Rhythmus der Gitterspannung mehr oder weniger gesperrt. Er wech-

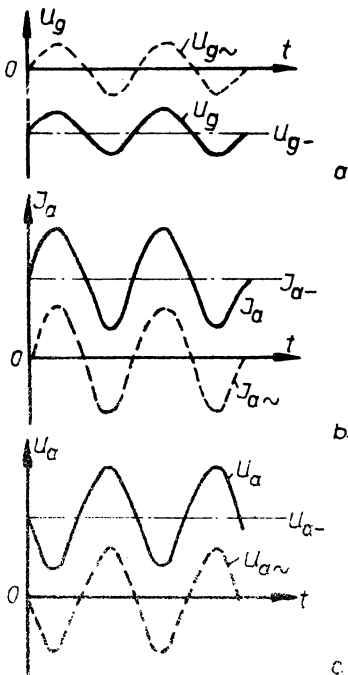


Bild 103

Zeitlicher Verlauf von Gitterspannung, Anodenstrom und Anodenspannung

1) Lies:  $U_{g-}$ -wechsel usw.

selt entsprechend Bild 103b seine Größe und läßt sich ebenfalls formal in die Summe eines Gleichstromes und eines Wechselstromes zerlegen:

$$I_a = I_{a-} + I_{a\sim} \quad (4.4)$$

Dieser pulsierende Strom  $I_a$  erzeugt am Außenwiderstand  $R_a$  einen Spannungsabfall

$$I_a R_a = I_{a-} R_a + I_{a\sim} R_a, \quad (4.5)$$

welcher offenbar auch aus einem Gleichspannungsanteil  $I_{a-} R_a$  und einem Wechselspannungsanteil  $I_{a\sim} R_a$  besteht. Da die Betriebsspannung  $U_b$  des Anodenkreises konstant und gleich der Summe der beiden Spannungen an Röhre und Außenwiderstand ist, muß jetzt auch die Anodenspannung einen Wechselanteil besitzen, welcher der Wechselspannung  $I_{a\sim} R_a$  am Außenwiderstand gleich und entgegengerichtet ist. Mit anderen Worten: Wenn die Spannung am Außenwiderstand zunimmt, nimmt die Anodenspannung der Röhre um den gleichen Betrag ab! Nennt man die gesamte Anodenspannung

$$U_a = U_{a-} + U_{a\sim} \quad (4.6)$$

so erhält man

$$U_a = U_b - I_a R_a \quad (4.7a)$$

oder mit Gl. (4.5) und (4.6)

$$U_{a-} + U_{a\sim} = U_b - I_{a-} R_a - I_{a\sim} R_a. \quad (4.7b)$$

Daraus folgt wegen (4.2) sofort wie behauptet

$$U_{a\sim} = - I_{a\sim} R_a \quad (4.8)$$

Da der Anodenwechselstrom  $I_{a\sim}$  und damit auch der Spannungsabfall am Außenwiderstand  $I_{a\sim} R_a$  mit der zu verstärkenden Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  in Phase liegt (wenn  $U_g$  ansteigt, steigt auch  $I_a$ ), besteht zwischen der Anodenwechselspannung  $U_{a\sim}$  und der Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  eine Phasenverschie-



nung von  $180^\circ$  entsprechend Gl (4.8). Der Verlauf der Anodenspannung ist im Bild 103c dargestellt.

Nach diesen allgemeinen theoretischen Betrachtungen, welche nur die prinzipielle Funktion einer Verstärkerstufe erläutern und die Strom-Spannungsverhältnisse in den beiden Stromkreisen der Stufe - dem Gitterkreis und dem Anodenkreis - klären sollten, wollen wir nun die speziellen Anwendungsmöglichkeiten einer solchen Verstärkerstufe einzeln untersuchen und dabei auch auf die Bemessung der Schaltelemente eingehen.

Wie bereits oben erwähnt wurde, dient als Eingangsgröße einer Verstärkerstufe stets eine Spannung  $U_{g\sim}$ , welche z.B. an den Gitterableitwiderstand  $R_g$  gelegt wird. Ausgangsgröße kann je nach Anwendungszweck die Anodenwechselspannung  $U_{a\sim} = -I_{a\sim}R_a$  oder die Ausgangs(wechsel)leistung  $N_{a\sim} = U_{a\sim}I_{a\sim}$  sein. Man spricht dann von Spannungsverstärkung oder von Leistungsverstärkung. Diese beiden Fälle unterscheiden sich im wesentlichen durch die Wahl des Außenwiderstandes. Soll zum Beispiel bei gegebener Eingangsspannung die Ausgangsspannung  $U_{a\sim}$  möglichst groß werden, so ist entsprechend Gl. (4.8) ein großer Außenwiderstand  $R_a$  zu wählen usw. Die hierbei auftretenden Betriebsverhältnisse, insbesondere die Frage nach der Wahl des jeweils günstigsten Außenwiderstandes, sollen im folgenden untersucht werden.

#### 4.11 Aussteuerung einer Röhre bei konstanter Anodenspannung

Zum besseren Verständnis der Verhältnisse bei der Aussteuerung einer Röhre durch eine Gitterwechselspannung wollen wir den Betrachtungen der Spannungs- und Leistungsverstärkung einen Sonderfall voranstellen, welcher zwar kaum von praktischer Bedeutung ist, jedoch eine geeignete theoretische Vorbereitung für die nicht ganz einfachen Untersuchungen in den folgenden Abschnitten darstellt.

Wir betrachten eine Verstärkerstufe, deren Außenwiderstand  $R_a$  sehr klein ist, klein gegenüber dem Innenwiderstand  $R_i$

der Röhre. Er läßt sich dann für die theoretischen Betrachtungen vernachlässigen und wir können als Voraussetzung für die folgenden Untersuchungen

$$R_a \approx 0 \quad (4.9)$$

setzen. Da der Innenwiderstand üblicher Trioden mindestens einige kOhm beträgt und bei Pentoden noch erheblich höher ist (vergl. Aufg. 11.1, Lbf. 2), liegt dieser Fall praktisch bereits bei  $R_a \leq 100 \text{ Ohm}$  vor <sup>1)</sup>.

Mit der Voraussetzung (4.9) ergibt sich für den Anodenkreis aus Gl. (4.7)

$$U_a = U_b = \text{konst.}$$

$$U_{a\sim} = -I_{a\sim} R_a = 0. \quad (4.10)$$

Die Anodenspannung ist gleich der Betriebsspannung und

bleibt damit konstant.

Eine Wechselspannung  $U_{a\sim} = -I_{a\sim} R_a$  kann wegen  $R_a = 0$  nicht auftreten. Zur graphischen Untersuchung der Wirkungsweise der Röhre ist daher das  $I_a$ - $U_g$ -Kennlinienfeld geeignet, da dort die Röhrenkennlinien für konstante Anodenspannung eingetragen sind (vergl. Bild 40, 42 und 47). Im Bild 104 ist die Kennlinie für die vorliegende Anodenspannung  $U_a = U_b$  ausgewählt und

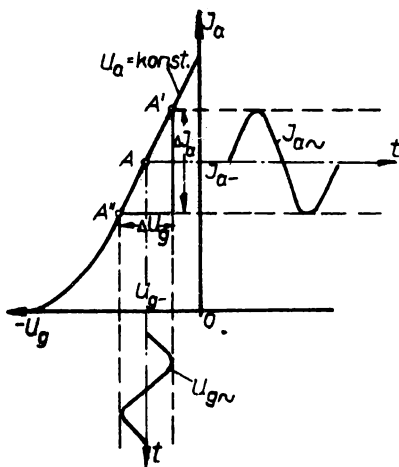


Bild 104

Abhängigkeit des Anodenstromes  $I_a$  von der Gitterspannung  $U_g$ .

1) Liegt z.B. im Anodenkreis lediglich ein Milliampereometer zur Messung des Anodenstromes, so ist die vorliegende Bedingung gegeben.

ein bestimmter Arbeitspunkt A durch Wahl einer geeigneten Gittervorspannung  $U_{g-}$  festgelegt. Dabei fließt der Anodenstrom  $I_{a-}$ .

Legt man nun ans Gitter die zu verstärkende Wechselspannung  $U_{g\sim}$ , so führt diese Spannung zu einer Schwankung der Gitterspannung  $U_g$  um den Mittelwert  $U_{g-}$ , wie im Bild 104 mittels einer Zeitachse  $t$  dargestellt ist. Der Arbeitspunkt wandert dadurch im Rhythmus der Gitterwechselspannung zwischen den beiden Punkten A' und A" hin und her. Daraus läßt sich sofort der Anodenwechselstrom  $I_{a\sim}$  konstruieren, wie im Bild 104 geschehen ist.

Frequenz und Phasenlage von  $U_{g\sim}$  und  $I_{a\sim}$  sind offenbar gleich, das heißt, mit

$$U_{g\sim} = U_{gm} \cdot \sin \omega t$$

$$\text{ist } I_{a\sim} = I_{am} \cdot \sin \omega t.$$

Aus Bild 104 läßt sich nun sofort ablesen:

$$\frac{I_{a\sim}}{U_{g\sim}} = \frac{2I_{am}}{2U_{gm}} = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g} \quad (U_a = \text{konst.}) \quad (4.11)$$

Die rechte Seite dieser Gleichung aber ist nichts anderes, als die in Gl.(3.24) (Lb.2) definierte Steilheit  $S$  der verwendeten Röhre. Man erhält also als Beziehung zwischen Ausgangs- und Eingangsgröße für den Sonderfall  $R_a = 0$

$$I_{a\sim} = S \cdot U_{g\sim}$$

(4.12)

Der verstärkte Ausgangswechselstrom ist um so größer, je größer die Steilheit  $S$  der gewählten Röhre ist.

Alle diese Betrachtungen, wie auch die noch folgenden, gelten natürlich auch, wenn die zu verstärkende Spannung eine Gleichspannung ist. Diese soll dann von vornherein - anstelle von  $U_{g\sim}$  - mit  $\Delta U_{g-}$  usw. bezeichnet werden.

Abschließend sei bemerkt, daß der Fall  $R_a \ll R_i$  bei Pentoden praktisch immer, also auch bei der Spannungs- und Leistungsverstärkung, vorliegt, so daß dort die vorliegenden Betrachtungen stets Anwendung finden können, sobald man sich für die Größe des Ausgangsstromes  $I_{a\sim}$  interessiert.

Gelegentlich werden jedoch Pentoden - z.B. zur Erniedrigung des Innenwiderstandes - als Trioden geschaltet, d.h. das Schirmgitter wird unmittelbar mit der Anode verbunden, wie Bild 105 zeigt. Dann ist zwangsläufig  $U_{g2} = U_a$ , also die Schirmgitterspannung nicht mehr konstant. Daher gilt auch das übliche Pentoden-Kennlinienfeld nicht mehr, es gleicht jetzt vielmehr dem einer Triode. Insbesondere entspricht auch der Innenwiderstand  $R_i$  nicht mehr den angegebenen hohen Werten, so daß die obige Bemerkung ( $R_a \ll R_i$ ) nicht mehr zutrifft!

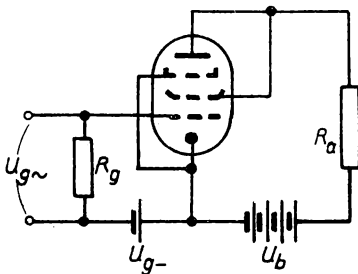


Bild 105  
Pentode in Triodenschaltung

#### Ergänzungsliteratur:

- (1) Band 2, Seite 2  
bis 9
- (3) Seite 113
- (6) " 19 ff

#### Aufgaben zur 19. Lektion:

A 19.1

Im Bild 105a ist eine einfache Schaltung zur Aufnahme des Kennlinienfeldes einer Fotozelle dargestellt. Der auf die Fotozelle fallende (konstante) Lichtstrom  $\Phi$

löst einen Fotostrom  $I_F$  aus, welcher von  $\Phi$  und  $U_F$  abhängt. Dieser Fotostrom erzeugt am Gitterableitwiderstand  $R_g$  einen Spannungsabfall  $\Delta U_{g-}$ , welcher entsprechend der Stromrichtung von  $I_F$  mit seiner positiven Seite am Gitter liegt und sich daher von der Gittervorspannung  $U_{g-}$  subtrahiert. Die (negative) Gitterspannung  $U_g = U_{g-} - \Delta U_{g-}$  wird daher niedriger, wodurch der Anodenstrom  $I_{a-}$  um  $\Delta I_{a-}$  ansteigt. Bei entsprechend linearer Kennlinie ist die Stromänderung  $\Delta I_{a-}$  direkt proportional dem Fotostrom  $I_F$ .

Zur Aufnahme des Fotostromes  $I_F$  in Abhängigkeit von der Betriebsspannung  $U_F$  der Fotozelle verwendet man am besten ein Meßgerät mit unterdrücktem Nullpunkt, bei welchem dann direkt  $\Delta I_{a-}$  abgelesen werden kann.

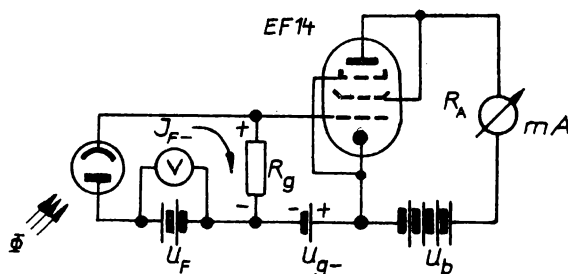


Bild 105a

Einfache Schaltung zur Aufnahme des Kennlinienfeldes einer Fotozelle

Daten der Schaltung:

Verstärkerröhre EF 14 in Triodenschaltung ( $I_a$ - $U_g$ -Kennlinie für  $U_{a-} = 220$  V im Bild 105b)

$$R_g = 0,5 \text{ M}\Omega; \quad U_{g-} = -7,3 \text{ V}$$

$$R_A \approx 0 \quad U_b = 220 \text{ V}$$

Aufgabe:

- Bestimmen Sie den Anoden(ruhe)strom  $I_{a-}$  der Röhre bei unbeleuchteter Fotozelle ( $I_F = 0$ )
- Welcher Zusammenhang besteht zwischen  $I_F$  und  $\Delta I_{a-}$ ?  
Welcher Umrechnungsfaktor ist also für die Berechnung des Fotostromes zu verwenden?
- Bis zu welchem Fotostrom läßt sich die Röhre aussteuern, ohne dabei die max. Anodenverlustleistung zu überschreiten?

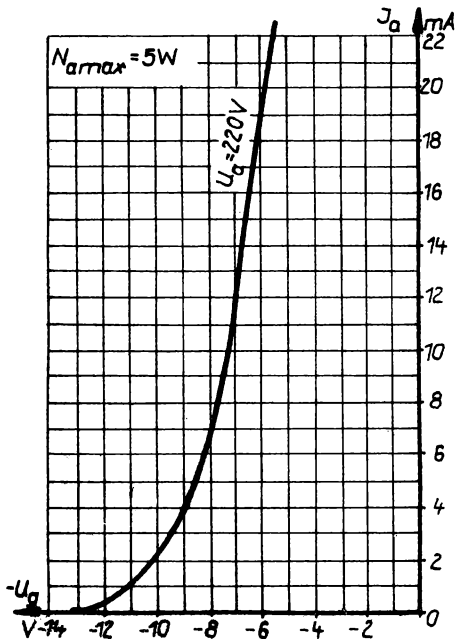


Bild 1o5b

$I_a$ - $U_g$ -Kennlinie der als Triode  
geschalteten EF 14 bei  $U_a = 220$  V

### Prüfungsfragen zur 19. Lektion

F 19.1 Zeichnen Sie die Prinzipschaltung einer Verstärkerstufe und erklären Sie die Strom- und Spannungsverhältnisse im Gitter- und Anodenkreis ohne und mit Eingangsspannung!

F 19.2 Erklären Sie die Aussteuerung einer Verstärkerstufe für den Sonderfall  $R_a = 0$ .

## 20. L e k t i o n

### 4.12 Spannungsverstärkung

Im vorangehenden Abschnitt wurde die Aussteuerung einer Röhre in dem Sonderfall  $R_a = 0$  untersucht. Dabei ergaben sich infolge der konstant bleibenden Anodenspannung  $U_a$  besonders übersichtliche und einfache Verhältnisse. Die praktische Anwendung einer Verstärkerstufe ist jedoch gewöhnlich an das Vorhandensein eines bestimmten Außenwiderstandes  $R_a \neq 0$  gebunden, dessen geeignete Wahl erst zu dem gewünschten günstigsten Verstärkungsgrad führt. Im vorliegenden Abschnitt wird diese Wahl so zu treffen sein, daß die Ausgangs(wechsel)spannung  $U_{a\sim}$  oder besser gesagt „das Verhältnis zwischen Ausgangsspannung  $U_{a\sim}$  und Eingangsspannung  $U_{g\sim}$ “ - einen möglichst großen Wert annimmt <sup>1)</sup>. Diese Art der Verstärkung wird - wie bereits erwähnt - als Spannungsverstärkung bezeichnet.

Die bei der Spannungsverstärkung auftretenden Eingangsspannungen  $U_{g\sim}$  sind im allgemeinen sehr klein ( $< 1$  V; „Kleinsignalverstärkung“) im Gegensatz zu der später zu behandelnden Leistungsverstärkung („Großsignalverstärkung“). Daher ist der angesteuerte Bereich des Kennlinienfeldes praktisch als linear anzusehen, so daß sich die auftretenden Verstärkungsverhältnisse günstig aus den Kennwerten der verwendeten Röhre berechnen lassen. Jedoch werden wir vorher die Vorgänge bei der Aussteuerung mit Außenwiderstand anhand der Kennlinienfelder graphisch untersuchen, um davon die nötige Vorstellung zu gewinnen.

---

1)

Diese Forderung liegt insbesondere stets dann vor, wenn auf die betreffende Verstärkerstufe noch eine weitere Stufe folgt, welche ja wieder durch eine Spannung gesteuert werden muß. Daher sind in einem mehrstufigen Verstärker gewöhnlich alle Stufen bis auf die letzte, also alle „Vorstufen“, Spannungsverstärkerstufen.

#### 4.121 Arbeitsgerade und Arbeitskennlinie; Arbeitskennwerte

Voraussetzung für eine hohe Ausgangswechselspannung  $U_a \sim$  ist ein großer Außenwiderstand

$$R_a \gg 0, \quad (4.15)$$

wie aus Gleichung (4.8) bereits zu erkennen ist. Unter dieser Annahme wird Gleichung (4.7) in ihrer vollständigen Form wirksam:

$$U_a = U_b - I_a \cdot R_a. \quad (4.16)$$

Betrachtet man in dieser Gleichung die Betriebsspannung  $U_b$  und den Widerstand  $R_a$  als gegebene konstante Größen, so läßt sich der Anodenstrom  $I_a$  als Funktion der Anodenspannung  $U_a$  ausdrücken:

$$I_a = -\frac{1}{R_a} \cdot U_a + \frac{U_b}{R_a}. \quad (4.17)$$

Diese Gleichung stellt im  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeld eine fallende Gerade mit den Achsenschnittpunkten  $\frac{U_b}{R_a}$  und  $U_b$  dar (Bild 1o7).

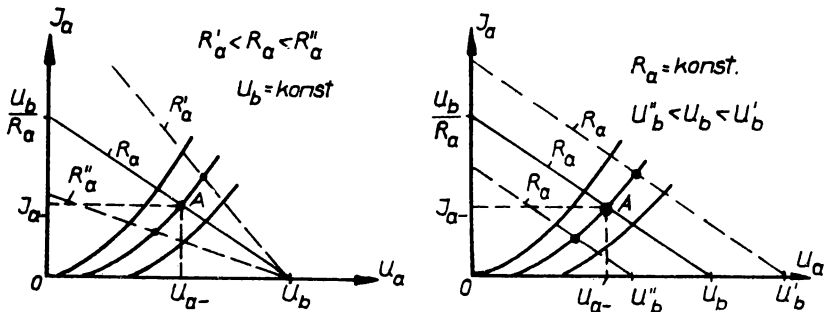


Bild 1o7

Verlauf der Arbeitsgeraden

- a) bei verschiedenem Außenwiderstand, b) bei verschiedenen Betriebsspannungen.

Diese Gerade ist nichts anderes, als die Strom-Spannungskennlinie eines aktiven Zweipoles, also einer Spannungsquelle, mit der Ursprungung  $U_b$  und dem Innenwiderstand  $R_a$ .



Sie wird im allgemeinen als „Arbeitsgerade“ bezeichnet. Ihr Schnittpunkt mit der entsprechenden Röhrenkennlinie legt den Arbeitspunkt A fest, an welchem Anoden(gleich)spannung  $U_a$  und Anodenruhestrom  $I_a$  abgelesen werden können.

Verändert man bei konstanter Betriebsspannung  $U_b$  den Außenwiderstand  $R_a$ , so ändert sich entsprechend Gl. (4.17) die Steigung  $\frac{1}{R_a}$  der Arbeitsgeraden, und zwar wird die Arbeitsgerade mit abnehmendem  $R_a$  steiler, mit wachsendem  $R_a$  flacher (Bild 107a). Für  $R_a = 0$  steht die Arbeitsgerade senkrecht, für  $R_a = \infty$  liegt sie waagerecht und fällt damit auf die  $U_a$ -Achse. Aus der letzten Feststellung ist bereits zu entnehmen, daß der Außenwiderstand nicht beliebig groß gewählt werden kann, insbesondere da sich dicht über der  $U_a$ -Achse das Gebiet der Durchgriffsverzerrung befindet, in welchem ~~nicht gearbeitet werden soll~~ (vergl. Abschnitt 3.26). *die Verstärkungsverhältnisse ungünstig*

Verändert man andererseits bei konstantem Außenwiderstand die Betriebsspannung  $U_b$ , so verschiebt sich die Arbeitsgerade parallel zu sich selbst entsprechend Bild 107b.

Mit Hilfe dieser Arbeitsgeraden läßt sich nun die Arbeitsweise der Röhre und insbesondere ihre Verstärkung in einfacher Weise graphisch ermitteln. Wir wollen diesen Weg zunächst anhand eines konkreten Beispiels beschreiten.

Als Verstärkerröhre verwenden wir die uns bereits bekannte Vorstufentriode AC 2, deren  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinienfeld im Bild 108 noch einmal wiedergegeben ist. Als Außenwiderstand und Betriebsspannung sollen

$$R_a = 25 \text{ k}\Omega \quad \text{und} \quad U_b = 400 \text{ V}$$

gewählt werden. Die Arbeitsgerade besitzt dann den Achsen-schnittpunkt  $U_a = U_b = 400 \text{ V}$  und die (negative) Steigung

$$\frac{1}{R_a} = \frac{1}{25 \text{ k}\Omega} = \frac{1 \text{ mA}}{25 \text{ V}} = \frac{10 \text{ mA}}{250 \text{ V}}.$$

Daraus findet man einen zweiten Punkt der Arbeitsgeraden, wenn man von  $U_a = 400 \text{ V}$  um 250 V nach links und um 10 mA

nach oben geht. Die durch diese beiden Punkte gezogene Gerade schneidet die  $I_a$ -Achse im Punkte  $I_a = \frac{U_b}{R_a} = 16 \text{ mA}$ , wie nach Gl. (4.17) zu erwarten war (eingezeichnet im Bild 108). Einfacher lässt sich die Arbeitsgerade direkt aus den beiden Achsenabschnitten bestimmen, wie leicht einzusehen ist. Als Gitterspannung wählen wir

$$U_{g-} = -5 \text{ V}$$

und finden im Arbeitspunkt A die Anoden(gleich)spannung und den Anodenruhestrom:

$$U_{a-} = 240 \text{ V} \quad \text{und} \quad I_{a-} = 6,5 \text{ mA}.$$

Ferner können wir an der Spannungsachse ablesen:

$$I_{a-} R_a = 160 \text{ V}.$$

Damit sind alle Ruhegrößen der Verstärkerstufe gewählt bzw. ermittelt.

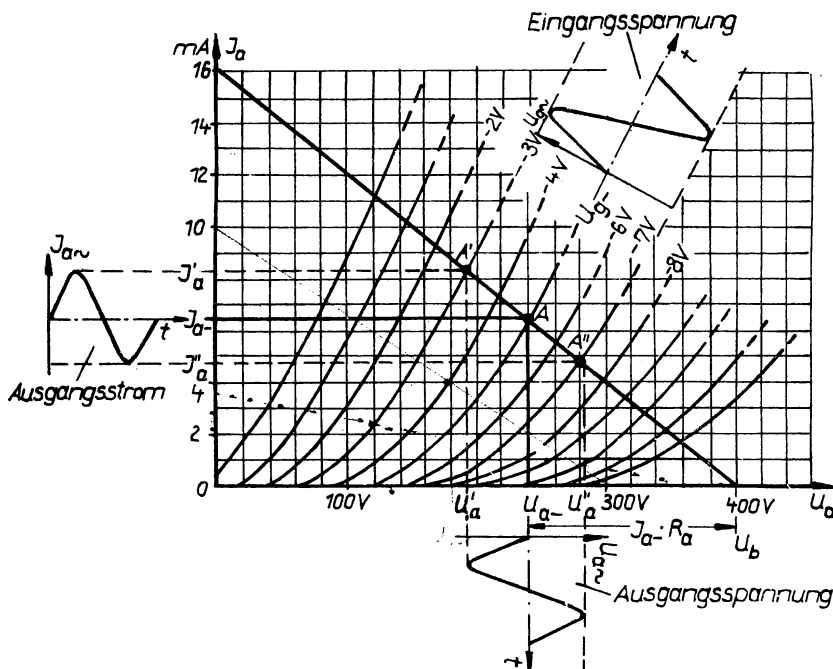


Bild 108

Zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors und der Arbeitssteilheit der Triode AC 2 bei  $U_b = 400 \text{ V}$ ,  $U_{g-} = -5 \text{ V}$  und  $R_a = 2^5 \text{ k}\Omega$ .

Legt man nun an diese so vorbereitete Verstärkerstufe eine Eingangswechselspannung  $U_{g\sim}$  (in unserem Beispiel eine Wechselspannung mit 2 V Amplitude)<sup>1)</sup>, so läßt sich diese - ähnlich wie im Bild 104 - mit Hilfe einer zusätzlichen Zeitachse in das Kennlinienfeld eintragen (im Bild 108 rechts oben). Diese Gitterwechselspannung hat zur Folge, daß die Gitterspannung zwischen den Werten -3 V und -7 V pulsiert und damit der Arbeitspunkt auf der Arbeitsgeraden zwischen den Punkten A' und A'' hin und her wandert. Auch die Anodenspannung und der Anodenstrom pulsieren nun mit der Frequenz der Gitterwechselspannung zwischen den Punkten  $U_a'$  und  $U_a''$  bzw.  $I_a'$  und  $I_a''$ . Die dadurch entstandene Anodenwechselspannung  $U_{a\sim}$ , sowie der Anodenwechselstrom  $I_{a\sim}$  lassen sich mittels zweier weiterer Zeitachsen im Kennlinienfeld darstellen (im Bild 108 unten und links). Dabei ist sofort festzustellen, daß - wie auch aus Abschn. 4.1 hervorging - der Anodenwechselstrom  $I_{a\sim}$  mit der Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  in Phase liegt, während die Anodenwechselspannung  $U_{a\sim}$  gegenphasig verläuft.

Aus dieser Darstellung lassen sich nun in einfacher Weise die beiden für die Spannungsverstärkung wichtigen Kenngrößen der Verstärkerstufe ablesen. Es sind dies der

$$\text{Verstärkungs-} \quad \boxed{v_u = - \frac{U_{a\sim}}{U_{g\sim}} \quad 2)} \quad (4.18)$$

faktor

also das (negative) Verhältnis zwischen Ausgangsspannung und Eingangsspannung, und die

$$\text{Arbeitssteil-} \quad \boxed{S_{\text{Arb}} = \frac{I_{a\sim}}{U_{g\sim}} \quad ,} \quad (4.19)$$

heit

- 1) Wir wählen zur besseren Veranschaulichung und zur Ermittlung der Verstärkungsverhältnisse Eingangsspannungen mit größeren Amplituden, als sie praktisch vorkommen, da die Kennlinienfelder sonst in unhandlich großem Format dargestellt werden müßten.
- 2) In der Literatur wird dieser Spannungsverstärkungsfaktor  $v_u$  oft einfach nur mit  $v$  bezeichnet.

also das Verhältnis zwischen Ausgangsstrom und Eingangsspannung. Das negative Vorzeichen in Gl. (4.18) ist gewählt, um dem Verstärkungsfaktor einen positiven Wert zu geben. Denn Zähler und Nenner des Bruches besitzen wegen ihrer Phasenlage stets entgegengesetztes Vorzeichen.

In unserem Beispiel lesen wir ab - und wir benutzen bei unserer Ablesung stets die doppelte Amplitude, um gewisse kleine Unterschiede auszugleichen - als Spannungsverstärkung

$$v_u = - \frac{U_{a\sim}}{U_{g\sim}} = \frac{2 U_{am}}{2 U_{gm}} = \frac{88 \text{ V}}{4 \text{ V}} = 22$$

und als Arbeitssteilheit

$$S_{\text{Arb}} = \frac{I_{a\sim}}{U_{g\sim}} = \frac{2 I_{am}}{2 U_{gm}} = \frac{3,5 \text{ mA}}{4 \text{ V}} = 0,88 \frac{\text{mA}}{\text{V}}.$$

Es läßt sich leicht feststellen, daß der Verstärkungsfaktor  $v_u$  seinen Maximalwert erreicht, wenn man die Arbeitsgerade um den Arbeitspunkt in waagerechte Lage dreht. (Der Außenwiderstand und auch die Betriebsspannung würden dabei unendlich groß!) Dann ist aber  $I_{a\sim} = 0$ , also  $I_a = \text{konst.}$ , und die Definition des Verstärkungsfaktors entspricht ganz dem Kehrwert des in Abschn. 3.25 (Ib.2) definierten Durchgriffs. Der dort in Formel (3.28) als „idealer Verstärkungsfaktor“ bezeichnete Wert  $\mu$  ist also als Grenzwert der Spannungsverstärkung der Röhre anzusehen:

$$v_{u \text{ max}} = \mu = \frac{1}{D} \quad (\text{für } R_a = \infty). \quad (4.20)$$

Entsprechend erreicht die Arbeitssteilheit ihr Maximum, wenn die Arbeitsgerade senkrecht steht (es ist dann  $R_a = 0$  und  $U_b = U_a$ ). Dabei wird  $U_{a\sim} = 0$ , also  $U_a = \text{konst.}$ . Das ist aber der bereits im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Fall der Aussteuerung bei  $R_a = 0$ . Die Arbeitssteilheit geht dabei in die „statische Steilheit“  $S$  der Röhre über, so daß man erhält:

$$S_{\text{Arb max}} = S \quad (\text{für } R_a = 0). \quad (4.21)$$

Verstärkungsfaktor  $v_u$  und Arbeitssteilheit  $S_{\text{Arb}}$  bezeichnet man zum Unterschied von den in Abschn. 3.25 definierten „statischen“ Kennwerten der Röhre als „dynamische“ Kennwerte oder Arbeitskennwerte. Während die statischen Kennwerte nur durch die Röhre allein und durch die Wahl ihres Arbeitspunktes festgelegt waren, sind die Arbeitskennwerte außerdem noch von der Größe des gewählten Außenwiderstandes abhängig.

Wie sich die statische Steilheit  $S$  als Steigungsmaß der  $I_a$ - $U_g$ -Kennlinie der Röhre erklären ließ, so ist die Arbeitssteilheit das Steigungsmaß der sogenannten „Arbeitskennlinie“. <sup>1)</sup> Ihre Konstruktion ist im Bild 109 dargestellt. Sie geht praktisch ebenso vor sich, wie die im Bild 40 (Lb. 2) dargestellte Konstruktion der statischen Kennlinie. Nur liegen hier die ins  $I_a$ - $U_g$ -Feld zu projizierenden Punkte nicht auf einer Senkrechten – der Arbeitsgeraden  $R_a = 0$  –, sondern auf der Arbeitsgeraden, welche zu dem jeweils gewählten Außenwiderstand gehört.

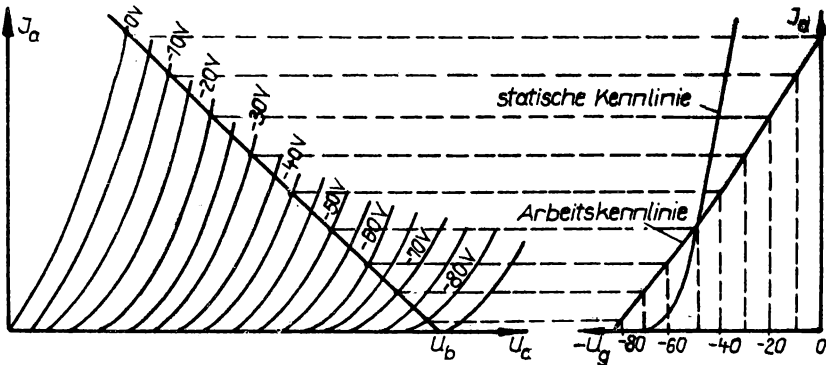


Bild 109  
Zur Konstruktion der Arbeitskennlinie

Sie ist für die Untersuchung der Spannungsverstärkung nur von untergeordneter Bedeutung. Aus ihr läßt sich gewöhnlich nur die Arbeitssteilheit und damit der Ausgangsstrom  $I_{a\sim}$  bestimmen.

1) Es ist üblich, auch die Gerade im  $I_a$ - $U_g$ -Kennlinienfeld als „Arbeitskennlinie“ zu bezeichnen. Dann ist jedoch erforderlich, auf den Übergang ins  $I_a$ - $U_g$ -Kennlinienfeld besonders hinzuweisen. Wir werden der Einfachheit halber im folgenden stets zwischen „Arbeitsgerade“ und „Arbeitskennlinie“ unterscheiden, wobei die Arbeitskennlinie im  $I_a$ - $U_g$ -Feld liegt.

men, und zwar ganz entsprechend den Betrachtungen in Abschn. 4.11. Jedoch ist zu erkennen, daß die Arbeitskennlinie wesentlich flacher und weniger gekrümmt ist, als die statischen Kennlinien, welche zum Außenwiderstand  $R_a = 0$  gehören. Daraus folgt offenbar, daß bei der Triode bei großem Außenwiderstand eine wesentlich bessere Proportionalität zwischen  $I_a$  und  $U_g$  und damit zwischen der Eingangs- und der Ausgangsgröße besteht, als bei kleinem  $R_a$ . Wir werden die Arbeitskennlinie später noch zur Erklärung der Wirkungsweise besonderer Röhrenschaltungen benötigen.

#### 4.122 Berechnung der Arbeitskennwerte

Im vorangehenden Abschnitt haben wir gelernt, die durch die Gleichungen (4.18) und (4.19) definierten Arbeitskennwerte  $v_u$  und  $S_{\text{Arb}}$  graphisch mit Hilfe der Arbeitsgeraden bzw. der Arbeitskennlinie zu ermitteln. Jedoch steht in der Praxis nicht immer das Kennlinienfeld einer Röhre zur Verfügung. Dagegen sind meistens die statischen Kennwerte  $S$ ,  $D$  und  $R_i$  bekannt oder können aus Röhrentaschenbüchern entnommen werden. Um in solchen Fällen die Arbeitskennwerte einer Verstärkerstufe ermitteln zu können - und das dürfte für die Spannungsverstärkung der am häufigsten eingeschlagene Weg sein -, benötigen wir Berechnungsformeln, welche im folgenden hergeleitet werden sollen.

Bereits in Aufgabe 10.2 (Lb.2) haben wir nachgewiesen, daß sich die statische Steilheit  $S$  durch Differentiation der Raumladungsgleichung nach der Steuerspannung  $U_{st}$  berechnen läßt. Es ist also

$$S = \frac{dI_a}{dU_{st}} \approx \frac{\Delta I_a}{\Delta U_{st}} = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g + D \Delta U_a} \quad (4.22)$$

Berücksichtigt man nun, daß bei der praktischen Anwendung einer Verstärkerstufe die kleine Änderung  $\Delta U_g$  nichts anderes ist, als die Eingangswechselspannung  $U_{g\sim}$  usw., so erhält man mit

$$\Delta U_g \approx U_{g\sim}; \quad \Delta U_a \approx U_{a\sim}; \quad \Delta I_a \approx I_{a\sim} \quad 1)$$

aus (4.22) die Beziehung

$$S = \frac{I_{a\sim}}{U_{g\sim} + DU_{a\sim}}, \quad (4.23)$$

oder umgestellt

$$I_{a\sim} = S \cdot (U_{g\sim} + DU_{a\sim}). \quad (4.24)$$

Diese Gleichung enthält die Aussage, daß der Anodenwechselstrom nicht - wie bei Gl. (4.12) - allein von der Gitterwechselspannung, sondern auch noch von der Anodenwechselspannung bestimmt ist. Da letztere gegen die Gitterwechselspannung eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  besitzt, bedeutet ihr Einfluß eine Verkleinerung der Steuerwirkung. Das kommt noch deutlicher zum Ausdruck, wenn man mit Gl. (4.8) schreibt

$$I_{a\sim} = S \cdot (U_{g\sim} - D \cdot I_{a\sim} R_a). \quad (4.25)$$

Hieraus läßt sich nun leicht die Arbeitssteilheit berechnen. Löst man Gl. (4.25) nach  $I_{a\sim}$  auf, so erhält man wegen Gl. (3.29)

$$I_{a\sim} = S \cdot U_{g\sim} \cdot \frac{1}{1 + SD \cdot R_a}. \quad (4.26)$$

Erweitert man den Bruch nun mit  $R_1$ , so wird mit  $SD = \frac{1}{R_1}$

$$I_{a\sim} = S \cdot U_{g\sim} \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_a}, \quad (4.27)$$

oder endlich nach Division durch  $U_{g\sim}$

$$S_{\text{Arb}} = \frac{I_{a\sim}}{U_{g\sim}} = S \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_a} \quad (4.28)$$

Aus dieser Formel für die Arbeitssteilheit ist ersichtlich, daß  $S_{\text{Arb}}$  für  $R_a = 0$  in die statische Steilheit  $S$  übergeht

- 1) Aus dieser Überlegung heraus ist jetzt auch sofort zu erkennen, daß der in Gl. (3.26) (Lb. 2) definierte Innenwiderstand  $R_1$  nichts anderes ist, als der Wechselstromwiderstand der Röhre. Denn es ist
- $$R_1 = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = \frac{U_{a\sim}}{I_{a\sim}} \quad (\text{für } U_g = \text{konst.})$$

und dabei ihr Maximum erreicht.

Nun läßt sich auch sofort der Verstärkungsfaktor berechnen. Es ist nämlich mit (4.8)

$$v_{u1} = - \frac{U_{a\sim}}{U_{g\sim}} = \frac{I_{a\sim} R_a}{U_{g\sim}}$$

oder nach Einsetzen von (4.28)

$$v_{u1} = S \cdot R_a = \frac{R_1 + R_a}{R_1 + R_a} S \quad (4.29)$$

Berücksichtigt man wieder, daß nach (3.29)  $S \cdot D \cdot R_1 = 1$  ist, so wird

$$v_{u1} = \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_1 + R_a} \quad (4.30)$$

Die Spannungsverstärkung ist um so größer, je kleiner der Durchgriff  $D$  der gewählten Röhre und je größer der Außenwiderstand  $R_a$  ist. Sie kann jedoch den Wert  $\frac{1}{D}$  nicht überschreiten.

Auch aus (4.30) geht offenbar hervor, daß - solange  $D$  als konstant angesehen werden kann -  $v_u$  für  $R_a \gg R_1$  sein Maximum annimmt und in  $\frac{1}{D} = \mu$  übergeht, wie in Gl. (4.20) bereits festgestellt wurde.

Die Gleichungen (4.28) und (4.30) sind allgemein gültig. Jedoch lassen sie sich für Übersichtsrechnungen vereinfachen, wobei zu unterscheiden ist, ob die Verstärkung mit Trioden oder Pentoden vorgenommen wird.

Bei Pentoden ist gewöhnlich der Innenwiderstand  $R_1$  erheblich größer, als der praktisch verwendbare Außenwiderstand  $R_a$ . Man erhält dann nach Gl. (4.28) bzw. (4.29) für Pentoden ( $R_1 \gg R_a$ ):

$$\begin{aligned} S_{\text{Arb}} &\approx S \\ v_{u1} &\approx S \cdot R_a, \end{aligned} \quad (4.31)$$



wenn man in den genannten Formeln im Nenner  $R_a$  gegenüber  $R_i$  vernachlässigt.

Bei Trioden läßt sich meist erreichen, daß  $R_a$  etwa um eine Zehnerpotenz größer wird als  $R_i$ , so daß man nach Abschätzung des Bruches in Gl. (4.30) die Näherungsformel  
für Trioden ( $R_a \approx 10 R_i$ )

$$v_u \approx 0,9 \cdot \frac{1}{D} \quad (4.32)$$

erhält. Eine genauere Berechnung ist in der Praxis wegen der Streuung der Röhrendaten und der Toleranz der Widerstandswerte meist überflüssig.

Allgemein kann schließlich gesagt werden, daß die Gl.(4.28) und (4.30) zur Berechnung der Arbeitskennwerte nur dann exakte Gültigkeit besitzen, wenn die statischen Kennwerte im verwendeten Teil des Kennlinienfeldes als konstant angesehen werden können. Bereits aus Gl. (4.30) geht hervor, daß der Verstärkungsfaktor von einem bestimmten Außenwiderstand an (etwa  $R_a = 5 R_i$ ) nur noch wenig ansteigt. Untersucht man jedoch die Verstärkung experimentell, etwa mit Hilfe des Kennlinienfeldes, so findet man, daß sie infolge der Verzerrungsgebiete der Kennlinienfelder mit wachsendem Außenwiderstand schließlich sogar wieder abnimmt. Die maximale Verstärkung ist also praktisch nicht bei  $R_a = \infty$ , sondern bei einem optimalen (endlichen) Wert des Außenwiderstandes zu erreichen, welcher von der Wahl der Betriebsspannung und der Gitterspannung der jeweiligen Röhre abhängt. (Vergl. Aufg. 20.2).

Ergänzungsliteratur: (1) Band 2, Seite 23 bis 33  
 (3) Seite 107 ff  
 (5) " 20 bis 23  
 (6) " 23 " 26

#### Aufgaben zur 20.Lektion:

A 20.1

Die Pentode EF 12 ist eine universell anwendbare Röhre. Sie wird auch in der industriellen Elektronik gern als Spannungs-

verstärkerröhre für niederfrequente Wechselspannungen verwendet. Bild 110 zeigt die Prinzipschaltung der Verstärkerstufe mit Pentode. Als Werte für die Berechnung sollen verwendet werden:

$$U_b = 350 \text{ V} \quad (U_{g2} = 100 \text{ V})$$

$$U_{g1} = -3 \text{ V} \quad R_a = 100 \text{ k}\Omega$$

Als Eingangsspannung wählen wir eine Wechselspannung  $U_{g\sim}$  mit 0,5 V Amplitude.

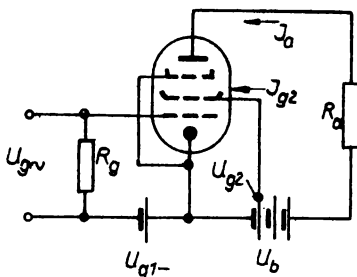


Bild 110  
Verstärkerstufe mit Pentode

- Legen Sie den Arbeitspunkt im Kennlinienfeld fest (Beilage)!
- Bestimmen Sie  $v_u$  und  $S_{\text{Arb}}$  mit Hilfe der Arbeitsgeraden!
- Ermitteln Sie die Steilheit  $S$  im Arbeitspunkt und berechnen Sie daraus  $v_u$  und  $S_{\text{Arb}}$ !
- Konstruieren Sie die Arbeitskennlinie und diskutieren Sie das

**Ergebnis!**

A 20.2

Bestimmen Sie graphisch den Verstärkungsfaktor  $v_u = \frac{U_{a\sim}}{U_{g\sim}}$  in Abhängigkeit vom Außenwiderstand  $R_a$

a) bei der Triode AC 2.

Dabei ist  $U_b = 400 \text{ V}$  und  $U_{g-} = -5,5 \text{ V}$  konstant zu halten. Für  $R_a$  sind die Werte 10, 20, 40, 80, 200, 400 k $\Omega$  zu wählen.

b) bei der Pentode EF 12.

Hier ist es nicht sinnvoll, die Gitterspannung für alle Werte von  $R_a$  konstant zu halten, da man sonst in den Bereich des Stromübernahmegebietes kommt. Es sind daher

folgende Werte zu wählen:  $U_b = 400 \text{ V}$ ;  $R_a = 10, 20, 40 \text{ k}\Omega$  mit  $U_{g-} = -1 \text{ V}$ ,  $R_a = 80 \text{ k}\Omega$  mit  $U_{g-} = -2 \text{ V}$ ,  $R_a = 120 \text{ k}\Omega$  mit  $U_{g-} = -2,5 \text{ V}$ ,  $R_a = 160 \text{ k}\Omega$  mit  $U_{g-} = -2,75 \text{ V}$ ,  $R_a = 250 \text{ k}\Omega$  mit  $U_{g-} = -3 \text{ V}$ . Bei der Wahl dieser Werte ist berücksichtigt, daß die richtige Arbeitspunkteinstellung unbedingte Voraussetzung zur Erzielung optimaler Verstärkung ist! Die Gittervorspannung ist dem Wert des Arbeitswiderstandes angepaßt worden.

Die Ergebnisse sind graphisch aufzutragen und zu diskutieren!

#### Prüfungsfragen zur 20.Lektion:

- F 20.1 Was verstehen Sie unter Spannungsverstärkung? Aus welchen Gründen ist die hierbei aufzustellende Forderung bezüglich des Außenwiderstandes  $R_a$  nur in gewissen Grenzen sinnvoll?
- F 20.2 Erklären Sie die Bedeutung der Arbeitsgeraden und ihre Konstruktion!
- F 20.3 Was verstehen Sie unter Arbeitskennwerten, wie sind sie definiert und wie lassen sie sich aus dem Kennlinienfeld ablesen?
-

## 21. L e k t i o n

### 4.13 Leistungsverstärkung

Die meisten Verstärker der industriellen Elektronik haben die Aufgabe, mit ihrer Ausgangsgröße irgend ein elektrisches Gerät, z.B. einen Stellmotor, zu betreiben. In der Elektroakustik ist dies gewöhnlich ein elektroakustischer Wandler (Lautsprecher oder ähnl.). Zum Antrieb eines derartigen Gerätes ist nicht ein Strom oder eine Spannung, sondern im allgemeinen eine ganz bestimmte elektrische Leistung erforderlich. Diese Leistung muß bei einem derartigen „Kraftverstärker“ von der letzten Stufe des Verstärkers aufgebracht werden, welche demzufolge auch als „Leistungsstufe“ (oder Endstufe) bezeichnet wird.

Das Problem der Leistungsverstärkung beruht nun darin, der Leistungsstufe die größtmögliche Ausgangsleistung zu entnehmen. Diese Ausgangsleistung ist im allgemeinen eine Wechselleistung

$$N_{a\sim} = I_{a\sim}^2 \cdot R_a = \frac{U_{a\sim}^2}{R_a} \quad (4.33)$$

Nur für eine solche sollen die folgenden Betrachtungen zunächst durchgeführt werden. Die Gleichstromleistung, welche dem Anodenkreis der Röhre zugeführt wird, geht zum großen Teil als Wärme in der Röhre und im Außenwiderstand verloren.

Abgesehen von der Auswahl der Röhre ist die Größe der Ausgangs(wechsel)leistung  $N_{a\sim}$  in ähnlicher Weise durch die Größe des Außenwiderstandes bestimmt, wie die Ausgangsspannung bei der Spannungsverstärkung. Aus den Grundlagen der Elektrotechnik ist bekannt, daß von einem Generator dann die maximale Leistung an einen Verbraucher abgegeben wird, wenn dessen Widerstand  $R_a$  an den Innenwiderstand  $R_i$  des Generators „angepaßt“ wird, das heißt, wenn  $R_a = R_i$  gemacht wird. Bei den Elektronenröhren bestimmen aber praktisch die vom Hersteller gezogenen Grenzen des Kennlinienfeldes die Größe des geeigneten Arbeitswiderstandes. Das Kennlinien-

feld jeder Röhre ist in Richtung hoher Ströme durch den maximal zulässigen Kathodenstrom, in Richtung hoher Anodenverlustleistung durch deren Maximalwert  $N_a \max$  und in Richtung hoher Anodenspannungen durch die höchstzulässige Anodenspannung begrenzt. Die erforderliche Einhaltung dieser Grenzen erschwert die mathematische Behandlung der Anpassungsbedingung so, daß sich diese nicht lohnt, besonders da in der Praxis meist noch Nebenbedingungen erfüllt werden müssen. Wir werden daher diese Aufgabe zweckmäßig auf graphischem Wege mit Hilfe des realen Kennlinienfeldes der vorgegebenen Röhre lösen.

Dabei wird sich zeigen, daß die Anpassung ( $R_a = R_i$ ) bei realen Trioden nur annähernd zur optimalen Ausgangsleistung führt (vergl. Aufgabe 21.1). Bei Pentoden ist wegen des extrem hohen Innenwiderstandes eine Anpassung überhaupt nur bei geringer Aussteuerung möglich. Aus Gründen der Wirtschaftlichkeit aber ist gerade in der Leistungsstufe eine vollständige Aussteuerung des Kennlinienfeldes zu fordern, wobei man auf der Arbeitsgeraden in das Gebiet der Durchgriffsverzerrung, wie auch in das Stromübernahmegebiet hineingerät.

Allgemein wird sich ergeben, daß die maximale Ausgangsleistung nicht bei  $R_a = R_i$ , sondern bei einem anderen optimalen Außenwiderstand erreicht wird. Dabei wird gewöhnlich bei Trioden  $R_a > R_i$ , bei Pentoden dagegen  $R_a < R_i$  gewählt werden müssen!

#### 4.131 Das Leistungsdreieck

Zunächst untersuchen wir, auf welche Weise sich die Ausgangsleistung einer Verstärkerröhre bei irgendeinem bestimmten Außenwiderstand  $R_a$  graphisch aus dem Kennlinienfeld ermitteln läßt. Entsprechend Gl. (4.33) ist die Ausgangsleistung bei konstantem  $R_a$  proportional <sup>dem Quadrat</sup> der Ausgangsspannung  $U_a$  und diese wieder nach Gl. (4.18) proportional der Eingangsspannung  $U_g$ . Zur Erzielung einer maximalen Ausgangsleistung wird demnach der Arbeitspunkt im Kennlinienfeld der Röhre von

vornherein so zu wählen sein, daß die Röhre mit einer möglichst hohen Gitterwechselspannung angesteuert werden kann. Legen wir den Arbeitspunkt A etwa in die Mitte des Kennlinienfeldes, so steht nach oben und nach unten die gleiche maximale Spanne für die Amplituden der Gitterwechselspannung zur Verfügung (Bild 111). Durch diesen Arbeitspunkt legen wir eine Arbeitsgerade entsprechend dem (zunächst beliebig gewählten) Außenwiderstand  $R_a$ , welche die erste Kennlinie ( $U_g = 0$ ) im Punkte A' und die letzte im Punkte

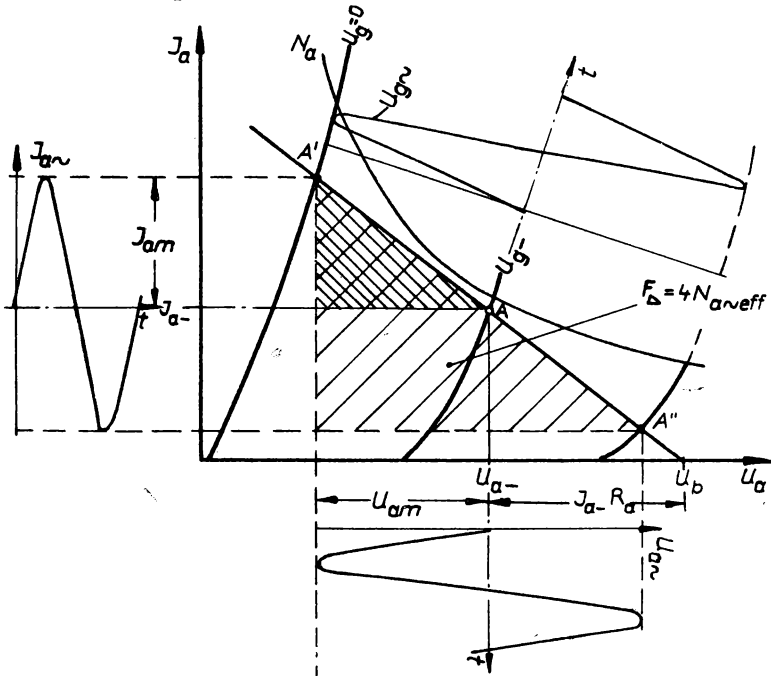


Bild 111  
Zur Bestimmung der Ausgangsleistung einer Triode

A" schneidet. Wir denken uns die Röhre voll angesteuert, das heißt die Gitterspannung  $U_{g\sim}$  über das ganze Kennlinienfeld greifend (im Bild 111 oben eingezeichnet).

Der Effektivwert der Ausgangswechsellleistung der Röhre ist dann (Sinusform vorausgesetzt)

$$N_{a\text{eff}} = U_{a\text{eff}} \cdot I_{a\text{eff}} = \frac{1}{2} U_{am} \cdot I_{am} \quad (4.34)$$

Das ist aber nichts anderes, als der Inhalt eines rechtwinkligen Dreiecks mit den Katheten  $U_{am}$  und  $I_{am}$ . Dieses Dreieck ist im Bild 111 klein schraffiert eingezeichnet.

Infolge der Verzerrungen eines realen Kennlinienfeldes sind jedoch die beiden Amplituden von Ausgangsstrom  $I_{a\sim}$  bzw. Ausgangsspannung  $U_{a\sim}$  bei großer Aussteuerung der Röhre nicht mehr gleich, wie auch aus dem Bild zu erkennen ist. Am Punkt A" sind die Abstände zwischen den Kennlinien etwas kleiner, als am Punkt A'. Zur Bestimmung eines mittleren Wertes der Ausgangsleistung sollen daher stets beide Amplituden, also der Flächeninhalt des großen Dreiecks unter der Arbeitsgeraden, verwendet werden. Es ist dann

$$N_{a\text{eff}} = \frac{1}{4} F_A = \frac{1}{8} \cdot 2 U_{am} \cdot 2 I_{am} \quad 1) \quad (4.35)$$

Dieses (große) Dreieck wird daher auch als Leistungsdreieck bezeichnet. Die auf diese Weise ermittelte Ausgangswechsellleistung ist nicht zu verwechseln mit der Anodenverlustleistung  $N_a = U_a I_a$  oder mit der Gleichstromleistung am Außenwiderstand  $I_a^2 R_a$ , welche beide als Rechteckflächen aus dem Kennlinienfeld abzulesen sind. Das Verhältnis der Ausgangswechsellleistung  $N_{a\text{eff}}$  zur gesamten Gleichstrom(verlust)leistung  $N_a + I_a^2 R_a = U_b \cdot I_a$  bezeichnet man als

$$\text{Wirkungsgrad} \quad \eta = \frac{N_{a\text{eff}}}{U_b \cdot I_a} \quad (4.36)$$

1) Es wird darauf hingewiesen, daß diese Umrechnungsformel exakt nur für sinusförmige Wechselgrößen gilt. Jedoch ist bei anderer Kurvenform die Leistung ebenfalls proportional der Dreiecksfläche.

der Röhre. Er liegt bei Leistungsrohren gewöhnlich unter 50 % und ist bei Pentoden höher als bei Trioden. Von ihm hängt bei geforderter Ausgangsleistung die Größe der Röhre, ihre Heizleistung und die Leistung der Betriebsspannungsquelle (Gleichrichterschaltung) ab. Bei schlechtem Wirkungsgrad wird also das Gerät größer, schwerer und teurer. Durch Verwendung geeigneter Schaltungen (Gegentaktschaltungen, Ausgangstransformator) läßt sich der Wirkungsgrad verbessern.

Aus obigen Ergebnissen ist der Weg zur graphischen Ermittlung der maximalen Ausgangsleistung sofort zu erkennen:

Man muß die Arbeitsgerade so ins Kennlinienfeld hineinlegen, daß das Leistungsdreieck einen größtmöglichen Flächeninhalt besitzt. Damit hat man den optimalen Außenwiderstand im Steigungsmaß der Arbeitsgeraden gefunden (ohne jedoch die auftretenden Verzerrungen zu berücksichtigen).

Diese Bestimmung der günstigsten Lage der Arbeitsgeraden ist ein Weg des Probierens. Jedoch gelangt man nach einiger Übung sehr rasch zum Ziel. Gewöhnlich wird ein dreimaliges Probieren bereits zum gewünschten Ergebnis führen. Zunächst legt man den Arbeitspunkt fest, und zwar so weit wie möglich nach oben, also auf die Kurve für die max. Anodenverlustleistung.<sup>1)</sup> Außerdem legt man ihn - wie bereits erwähnt - zwecks größtmöglicher Aussteuerung auf die mittlere Kennlinie. Dann wird man eine erste Versuchsgerade etwa tangential an die Verlustleistungskurve legen und das zugehörige Leistungsdreieck berechnen. Eine zweite Versuchsgerade wird man (durch den gleichen Arbeitspunkt) etwas steiler legen<sup>2)</sup>. Ist die damit gefundene Leistung größer als die erste, so wird man einen Versuch mit noch

- 1) Je höher die max. Anodenverlustleistung, um so höher ist auch die der Röhre entnehmbare Ausgangswechsellleistung. Daraus ergibt sich die Grundlage für die Auswahl der Röhre!
- 2) Diese Arbeitsgerade wird bereits teilweise über der Anodenverlustleistungskurve liegen. Das ist jedoch in gewissen Grenzen zulässig, da für die erlaubte Erwärmung praktisch die Gleichstromleistung, also nur die Lage des Arbeitspunktes maßgeblich ist. Jedoch dürfen die auftretenden Stromspitzen, also die obere Ecke des Leistungsdreiecks, den maximal zulässigen Kathodenstrom  $I_{k \text{ max}}$  der Röhre nicht überschreiten!



steilerer Arbeitsgeraden machen und so fort (Aufgabe 21.1).

Die hier dargelegte Methode zur Ermittlung des günstigsten Außenwiderstandes läßt sich nicht unbegrenzt durchführen, wenn die Verzerrungen der Ausgangsgrößen ein gewisses Höchstmaß nicht überschreiten dürfen.<sup>1)</sup> Die Ursache hierfür findet man in den Grenzgebieten der Kennlinienfelder. Bei der Triode ist es das Gebiet der Durchgriffsverzerrung, in welchem der untere Teil der Arbeitsgeraden endet, bei Pentoden im wesentlichen das Stromübernahmegebiet, also das Gebiet am oberen Teil der Arbeitsgeraden. Die hierdurch auftretenden Verzerrungen lassen sich grundsätzlich zunächst durch geringere Aussteuerung des Kennlinienfeldes herabsetzen. Jedoch sinkt dadurch auch die Ausgangsleistung und damit der Wirkungsgrad der Leistungsstufe ab. Wir werden später sehen, wie man durch andersartige Mittel auch bei voller Aussteuerung der Röhren eine Verminderung der Verzerrungen erreichen kann.

Bei Pentoden läßt sich durch einen Kompromiß zwischen max. Ausgangsleistung und zulässiger Verzerrung ein Außenwiderstand finden, bei welchem die obere und untere Amplitude von Ausgangsspannung bzw. Ausgangsstrom annähernd gleich sind, wodurch die Verzerrungen auf ein Mindestmaß herabgedrückt werden. Dieser optimale Außenwiderstand wird bei Leistungspentoden gewöhnlich vom Hersteller schon angegeben (vergl. auch Aufgabe 21.2).

#### 4.132 Der Anpassungsübertrager

Mit Hilfe der bisher beschriebenen Methoden findet man - zum Beispiel aus dem Steigungsmaß der Arbeitsgeraden - den optimalen Außenwiderstand, mit welchem die Leistungsröhre arbeiten soll. Dieser Widerstand entspricht gewöhnlich keineswegs dem Widerstand des von der Röhre zu betreibenden Verbrauchers; er ist allgemein erheblich größer als der Verbraucherwiderstand. Würde man demzufolge den Verbraucher direkt in den Anodenstromkreis der Leistungsröhre schalten, so würde die Röhre weder am gewünschten Arbeitspunkt, noch mit der gewünschten Ausgangsleistung arbeiten.

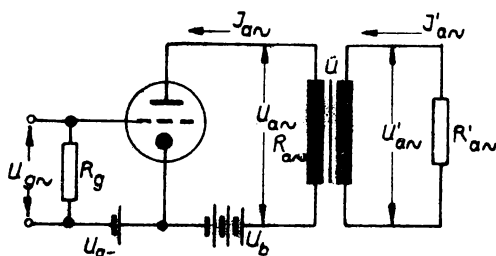


Bild 112

## Leistungstufe mit Anpassungsübertrager

Eine Anpassung des Verbrauchers an die Leistungsröhre gelingt in einfacher Weise mittels eines Ausgangsübertragers (Bild 112), dessen Übersetzungsverhältnis

$$\ddot{u} = \frac{w_1}{w_2} \quad (4.37)$$

entsprechend gewählt werden muß. Nennt man zum Beispiel den optimalen (erwünschten) Außenwiderstand der Röhre  $R_{a\sim}$  und den Wechselstromwiderstand des Verbrauchers  $R'_{a\sim}$ <sup>1)</sup>, so ist nach Bild 112 offenbar

$$R_{a\sim} = \frac{U_{a\sim}}{I_{a\sim}} \quad \text{und} \quad R'_{a\sim} = \frac{U'_{a\sim}}{I'_{a\sim}}, \quad (4.38)$$

wenn der Übertrager den Zweck der Anpassung erfüllen soll. Nun gelten für den Übertrager bekanntlich die Übersetzungsgleichungen

$$\frac{U_{a\sim}}{U'_a} = \ddot{u} \quad \text{und} \quad \frac{I_{a\sim}}{I'_a} = \frac{1}{\ddot{u}} \quad (4.39)$$

1) Wir nehmen hier der Einfachheit halber an, daß der Wechselstromwiderstand des Verbrauchers ein ohmscher Widerstand ( $\cos \varphi = 1$ ) ist. Bei Verwendung von induktiven oder kapazitiven Verbrauchern komplizieren sich die Verhältnisse infolge des zwischen  $I_{a\sim}$  und  $U_{a\sim}$  auftretenden Phasenwinkels. Insbesondere wird die Verbraucherkennlinie (Arbeitsgerade) eine Ellipse. Diesbezüglich verweisen wir den interessierten Leser auf die angegebene Fachliteratur.

Daraus ergibt sich sofort:

$$\frac{U_{a\sim}}{I_{a\sim}} = \dot{u}^2 \cdot \frac{U'_{a\sim}}{I'_{a\sim}} \quad (4.40)$$

oder wegen (4.38)

$$R_{a\sim} = \dot{u}^2 \cdot R'_{a\sim} \quad (4.41)$$

Daraus ergibt sich das zu wählende Übersetzungsverhältnis des Anpassungsübertragers:

$$\dot{u} = \sqrt{\frac{R_{a\sim}}{R'_{a\sim}}} \quad (4.42)$$

Nun haben wir bereits oben bewußt von dem (ohmschen) Wechselstromwiderstand  $R'_{a\sim}$  des Verbrauchers gesprochen, denn nur dieser ist ja durch das Verhältnis  $U'_{a\sim}/I'_{a\sim}$  definiert. Der Gleichstromwiderstand  $R'_{a-}$  des Verbrauchers kann durchaus von dem Wechselstromwiderstand für den interessierenden Frequenzbereich verschieden sein. Auf ihn kommt es hier nicht an, da der Verbraucher gleichstrommäßig von der Röhre durch den Übertrager getrennt ist.

Anders sieht es jedoch auf der Eingangsseite des Übertragers aus. Während wir bei unseren bisherigen Betrachtungen stets einen ohmschen Außenwiderstand verwendet haben, welcher für Gleich- und Wechselstrom gleich groß war, ist das bei der Verwendung eines Ausgangsübertragers offenbar nicht mehr der Fall!

Die Primärseite des Übertragers, welche im Anodenkreis der Röhre liegt, besitzt zunächst einen Gleichstromwiderstand  $R_{a-}$ , welcher lediglich durch den ohmschen Widerstand der Kupferwicklung gegeben ist. Dieser gewöhnlich verhältnismäßig kleine Widerstand ( $\ll 1000 \Omega$ ) ist allein maßgeblich für die Festlegung des Arbeitspunktes A im Kennlinienfeld, da der Arbeitspunkt nur durch Gleichstromgrößen bestimmt ist. Die zugehörige Arbeitsgerade - die Gleichstromarbeitsgerade - mit der Steigung  $\frac{1}{R_{a-}}$  steht annähernd senkrecht, und der Arbeitspunkt liegt damit praktisch über der Betriebsspannung

(Bild 113). Mithin ist bei der Verwendung eines Ausgangsübertragers

$$U_{a\sim} \approx U_b \quad (4.43)$$

Die Betriebsspannung kann also erheblich niedriger gewählt werden, als bei einem ohmschen Außenwiderstand, wodurch der Wirkungsgrad der Leistungsstufe eine beträchtliche Verbesserung erfährt (vergl. Gl. 4.36).

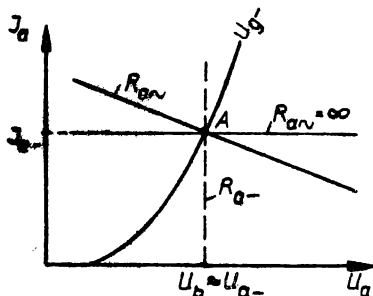


Bild 113

Festlegung des Arbeitspunktes und der Arbeitsgeraden bei Anpassung des Außenwiderstandes über Ausgangsübertrager.

Widerstand mit  $\cos \varphi = 1$  dar. Er ist gewöhnlich erheblich größer, als der Gleichstromwiderstand  $R_{a-}$ . (Der Übertrager ist ja so zu berechnen, daß  $R_{a\sim}$  den optimalen Außenwiderstand bildet!)

Zur Bestimmung der Verstärkungsverhältnisse ist also durch den Arbeitspunkt eine zweite Arbeitsgerade – die Wechselstromarbeitsgerade – mit der Steigung  $\frac{1}{R_{a\sim}}$  zu zeichnen (Bild 113), deren Schnittpunkt mit der  $U_a$ -Achse nicht mehr interessiert und nichts mehr mit der Betriebsspannung  $U_b$  zu tun hat! Diese Arbeitsgerade ist nun maßgebend für die Wechselstromverhältnisse im Anodenkreis, da nur ist auch die Größe der

Für die Wechselgrößen  $U_{a\sim}$  und  $I_{a\sim}$  ist jedoch nicht der Gleichstromwiderstand  $R_{a-}$ , sondern der aus Gl.(4.41) zu berechnende Wechselstromwiderstand

$$R_{a\sim} = \ddot{u}^2 \cdot R'_{a\sim} \quad (4.44)$$

maßgeblich. Bei Anschluß eines ohmschen Verbrauchers ( $\cos \varphi = 1$ ) an den Übertrager stellt auch der Eingangswiderstand  $R_{a\sim}$  annähernd einen „ohmschen“ Widerstand mit  $\cos \varphi = 1$  dar. Er ist gewöhnlich erheblich größer, als der Gleichstromwiderstand  $R_{a-}$ . (Der Übertrager ist ja so zu berechnen, daß  $R_{a\sim}$  den optimalen Außenwiderstand bildet!)

Ausgangsleistung abzzulesen, wie es in Abschn. 4.131 beschrieben wurde <sup>1)</sup>.

Aus diesen Betrachtungen läßt sich abschließend feststellen, daß der Ausgangsübertrager neben der Möglichkeit der Widerstands-anpassung noch einen weiteren Vorteil mit sich bringt. Infolge seines vernachlässigbar kleinen Gleichstromwiderstandes treten in ihm praktisch keine Gleichstromverluste auf, so daß die Betriebsspannung niedrig gehalten werden kann und der Wirkungsgrad erheblich verbessert wird. Daher verwendet man gewöhnlich auch dann einen Ausgangsübertrager, wenn der Verbraucher bereits den optimalen Wechselstromwiderstand besitzt, also keine Anpassung erforderlich ist. Es ist dann  $R_{a\sim}' = R_{a\sim}$ , also  $\bar{u} = 1$  zu wählen.

Ergänzungsliteratur: (1) Band 2, Seite 33 bis 34

" 68 " 88

" 93 " 95

(3) Seite 113 ff

(6)

### Aufgaben zur 21. Lektion:

A 21.1

Für eine Leistungsstufe mit der Triode AD 1 (Beilage) ist

- a) ohne Rücksicht auf Verzerrungen bei vollständiger Aussteuerung der optimale Außenwiderstand  $R_{a\sim}$  aus dem Kennlinienfeld zu bestimmen.
- b) Der ermittelte Außenwiderstand ist mit dem Innenwiderstand der Röhre im Arbeitspunkt zu vergleichen! Diskussion des Ergebnisses!

---

1) In ähnlicher Weise ist stets zu verfahren, wenn der Außenwiderstand einer Verstärkerstufe für Gleich- und Wechselstrom verschieden groß ist. Jedoch ist dabei zu berücksichtigen, ob der Wechselstromwiderstand phasenrein ist ( $\cos \varphi = 1$ ) oder nicht! Vergl. auch Anmerkung 1), Seite 255!

- c) Aus der ermittelten Ausgangsleistung ist der Wirkungsgrad  $\eta$  und die „Leistungsverstärkung“  $v_n$ <sup>1)</sup> (für  $R_g = 1 \text{ M}\Omega$ ) zu errechnen.
- d) Die Röhre ist an einen Verbraucherwiderstand  $R_{a\sim}' = 200 \Omega$  anzupassen. Wie groß ist das Übersetzungsverhältnis des Übertragers zu wählen? Wie groß ist die zu wählende Betriebsspannung?

## A 21.2

In das Kennlinienfeld der Leistungspentode AL 4. ist bei maximaler Aussteuerung eine Arbeitsgerade so hineinzulegen, daß die obere und untere Amplitude der Ausgangsspannung  $U_{a\sim}$  (und damit auch des Ausgangsstromes  $I_{a\sim}$ ) einander gleich sind.

- a) Wie groß ist der ermittelte Außenwiderstand  $R_{a\sim}'$ ?
- b) Wie groß ist die Ausgangsleistung  $N_{a\sim\text{eff}}$  der Röhre? Wie groß wäre die maximale Ausgangsleistung ohne Beachtung der Verzerrungen?

## A 21.3

Etwas anders als in den bisher betrachteten Fällen liegen die Verhältnisse bei der Verstärkung von Gleichstromgrößen. An die Stelle des Leistungsdreiecks, welches zur Bestimmung der Wechsellleistung diene, tritt hier ein Rechteck, da in der Leistungsformel der Faktor  $\frac{1}{2}$  fehlt. Außerdem ist zu beachten, daß die Leistungshyperbel von der Arbeitsgeraden an keiner Stelle überschritten werden darf, wie auch der max. Kathodenstrom  $I_{k\text{ max}}$  eingehalten werden muß. Zum Vergleich dient die folgende Aufgabe:

Über eine Verstärkerröhre ist ein elektromagnetisches Relais

- 1) Als „Leistungsverstärkung“ eines Verstärkers ist das Verhältnis von Ausgangsleistung zur Eingangsleistung zu definieren, also

$$v_n = \frac{N_{a\sim}}{N_{e\sim}} \quad (4.45)$$

wobei als Eingangsleistung hier die im Gitterableitwiderstand verbrauchte Wechsellleistung zu betrachten ist. Dieser Leistungsverstärkungsfaktor interessiert nur in seltenen Fällen, wird daher hier nur am Rande erwähnt.

zu betätigen <sup>1)</sup>, welches für den Schaltvorgang infolge des vorgegebenen Wickelraumes eine bestimmte Gleichstromleistung benötigt <sup>2)</sup>. Es interessiert also in diesem Falle die am Außenwiderstand der Röhre auftretende Gleichstromleistung!

Es ist zu untersuchen, welche maximale Gleichstromleistung bei Verwendung der Pentode EF 12 ( $N_a \text{ max} = 2 \text{ W}$ ,  $I_k \text{ max} = 10 \text{ mA}$ ) und der Triode AC 2 ( $N_a \text{ max} = 2 \text{ W}$ ,  $I_k \text{ max} = 10 \text{ mA}$ ) am Außenwiderstand  $R_a$  (dem Widerstand der Relaiswicklung) erreicht werden kann!

Dabei ist eine Betriebsspannung  $U_b = 300 \text{ V}$  zu wählen. Die Gittervorspannung  $U_{g-}$  ist so zu wählen, daß der Anodenruhestrom  $I_{a-} \approx 0$  wird. Die Röhre soll durch die Eingangs(gleich)-spannung  $U_{g-}$  bis zur Kennlinie  $U_g = 0$  angesteuert werden.

- Wie groß ist  $U_{g-}$  und damit auch  $U_{g-}$  in den beiden Fällen zu wählen?
- Welche maximale Gleichstromleistung kann man in beiden Fällen am Außenwiderstand  $R_a$  erzielen? Welche günstigsten Außenwiderstände ergeben sich dabei?
- Wie unterscheiden sich die Ergebnisse bei den beiden Röhren? Diskutieren Sie die Unterschiede!

#### Prüfungsfragen zur 21. Lektion:

- Was versteht man unter Leistungsverstärkung? Wie unterscheidet sie sich von der Spannungsverstärkung?
- Wie läßt sich der optimale Außenwiderstand einer Leistungsstufe ermitteln?

- Ein Relais dient zum Ein- oder Ausschalten eines oder mehrerer Arbeitsstromkreise mittels eines schwachen Signalstromes. Dieser Signalstrom durchfließt hier die Spule eines (kleinen) Elektromagneten, dessen Anker durch eine Feder (oder durch das eigene Gewicht) vom Magneten abgezogen wird. Überschreitet die Anzugskraft des Magneten die Federkraft, so wird der Anker angezogen und schaltet dabei die Arbeitskontakte.
- Die Anzugskraft des Magneten ist bestimmt durch die Amperewindungszahl, und diese erfordert bei vorgegebenem Wickelraum eine bestimmte Leistung. Vergl. z.B. „Grundlagen der Elektrotechnik“ Lb.6, Seite 43, Lehrbeispiel 7.

- F 21.3 Wie ist die Auswahl der Röhren für Spannungs- und Leistungsverstärkung zu treffen?
- F 21.4 Welche Bedeutung besitzt der Ausgangsübertrager?
-



## 22. L e k t i o n

### 4.133 Nichtlineare Verzerrungen

Obwohl bei vielen industriellen Verstärkerschaltungen die durch die Nichtlinearität der Röhrenkennlinien hervorgerufenen Verzerrungen der Ausgangsspannung bzw. des Ausgangsstromes gegenüber der Eingangsspannung keine große Rolle spielen, gibt es doch Fälle, in welchen die Linearität der Verstärkung von Bedeutung ist. Besonders bei Meßverstärkern, wie sie zum Beispiel als Zusatzgerät zur Elektronenstrahlröhre Verwendung finden, ist großer Wert auf die Vermeidung dieser sogenannten nichtlinearen Verzerrungen zu legen.

Solange die Eingangswechselspannung klein ist ( $U_{g\text{-eff}} \leq 0,1 \text{ V}$ ), ist das ausgesteuerte Kennlinienstück praktisch als geradlinig anzusehen. Die auftretenden Verzerrungen sind daher vernachlässigbar gering. Sobald aber ein größeres Stück der Kennlinien ausgesteuert wird oder die Aussteuerung sich gar über das gesamte Kennlinienfeld erstreckt, wie es bei Endstufen der Fall ist, treten beträchtliche Verzerrungen der Ausgangsgrößen auf.

Betrachten wir zum Beispiel im Bild 114 die Aussteuerung einer Triode an Hand ihrer Arbeitskennlinie, so stellen wir in der (etwas übertriebenen) Darstellung des Ausgangsstromes fest, daß gegenüber der symmetrischen sinusförmigen Eingangsspannung die oberen Amplituden überhöht, die unteren gequetscht wiedergegeben werden. Zum Vergleich ist im Bild 115 die Verzerrung bei einer Pentode dargestellt. Hier gelingt es zwar, unter Ausnutzung des Stromübernahmegebietes beide Amplituden gleich hoch zu halten, jedoch erscheinen beide gegenüber einer Sinuskurve zusammengedrückt.

Als Maß für die Verzerrung eines Verstärkers wird der sogenannte Klirrfaktor angegeben. Zur Definition dieses Klirrfaktors benötigt man den Begriff der Fourierzerlegung (Fourieranalyse) einer periodischen Funktion. Nach dem französischen Mathematiker Fourier (um 1800) läßt sich jede periodische Funktion - also auch der Ausgangsstrom  $I_{a\sim}$  - in eine unend-

liche Reihe von Sinus- und Kosinusfunktionen zerlegen, deren Argument (Winkel) jeweils ein ganzes Vielfaches des Arguments der ersten Sinusfunktion der Reihe ist, also

$$I_{a\sim}(t) = \underline{I_1 \cdot \sin \omega t} + I_2 \cdot \cos 2 \omega t + I_3 \cdot \sin 3 \omega t + \dots \quad (4.45)$$

In dieser Zerlegung nennt man das erste Glied (unterstrichen) die Grundwelle und die übrigen Glieder die Oberwellen (Harmonischen) der periodischen Funktion  $I_{a\sim}(t)$ . Ist zum Beispiel  $I_{a\sim}$  eine reine (unverzerrte) Sinuskurve, so sind in der Zerlegung (4.45) alle Koeffizienten  $I_2, I_3, \dots$  der Oberwellen gleich Null und  $I_1$  ist die Amplitude von  $I_{a\sim}$ . Ist dagegen  $I_{a\sim}$  verzerrt, so sind die Oberwellen mehr oder weniger an der Verzerrung beteiligt. Die Verzerrungen sind um so geringer, je kleiner der Anteil der Oberwellen gegenüber der Grundwelle ist, je kleiner also die Amplituden  $I_2, I_3, \dots$  gegenüber  $I_1$  sind.

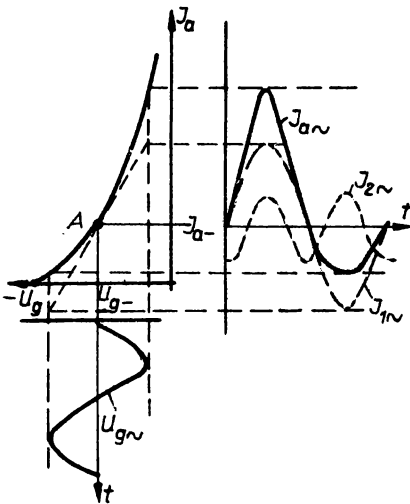


Bild 114

Nichtlineare Verzerrungen  
des Ausgangsstromes einer  
Triode

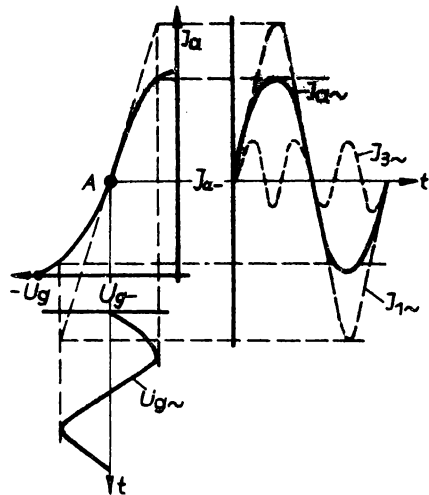


Bild 115

Verzerrung des Ausgangsstromes  
einer Endpentode

In den Bildern 114 und 115 ist außer der Grundwelle  $I_1$  jeweils noch die größte Oberwelle  $I_2$  bzw.  $I_3$  eingetragen, welche hauptsächlich zu den Verzerrungen des Ausgangsstromes beitragen. Offensichtlich ist für die Verzerrungen bei der Triode, vor allem die erste Oberwelle, bei der Pentode daneben auch die zweite Oberwelle maßgeblich.

Der Klirrfaktor ist nun definiert als

$$k = \frac{\sqrt{I_2^2 + I_3^2 + \dots}}{\sqrt{I_1^2 + I_2^2 + I_3^2 + \dots}}, \quad (4.46)$$

also als Verhältnis des Oberwelleneffektivwertes zum Effektivwert des Gesamtstromes.  $k$  wird gewöhnlich in % angegeben und soll bei guter Linearität der Verstärkung nicht mehr als 4% betragen. Oft werden auch Einzelklirrfaktoren  $k_2, k_3 \dots$  angegeben, welche jeweils nur den Anteil der betreffenden Oberwelle beinhalten. Im Zähler von Formel (4.46) steht dann jeweils nur die Amplitude der betreffenden Oberwelle, also

$$k_2 = \frac{I_2}{\sqrt{I_1^2 + I_2^2 + \dots}} \quad ; \quad k_3 = \frac{I_3}{\sqrt{I_1^2 + I_2^2 + \dots}} \quad (4.47)$$

Zur wirkungsvollen Herabsetzung dieser Verzerrungen wollen wir hier zwei wichtige Verfahren kennenlernen, welche auch noch in anderer Hinsicht von großer Bedeutung sind.

#### 4.134 Die Gegentakt-Endstufe

Der erste Weg zur Verkleinerung des Klirrfaktors einer Leistungsstufe führt über die Verwendung zweier gleicher Röhren, deren Verzerrungen sich gegenseitig aufheben sollen. Es han-

delt sich um die sogenannte Gegentaktschaltung (Bild 116) <sup>1)</sup>. Diese Schaltung ist im Prinzip schon von der Zweiweg-Gleich-

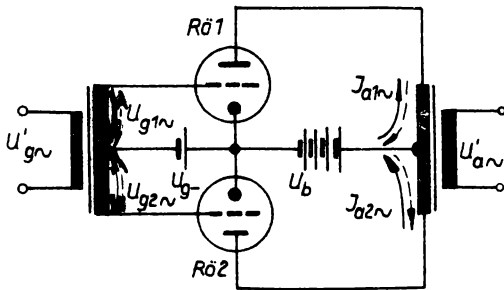


Bild 116  
Gegentaktschaltung einer Endstufe

richterschaltung her bekannt (Bild 31, Lb.2). Ihre Wirkungsweise läßt sich mit Hilfe des Bildes 117 an Hand der Arbeitskennlinien der beiden Röhren erklären.

Im Bild 117 sind die Spannungs- und Stromverhältnisse für beide Röhren über eine Halbperiode hinweg dargestellt. Die Schaltung ist der Einfachheit halber mit Eingangsübertrager versehen, welcher die Eingangsspannung für beide Röhren gleichzeitig liefert. In der betrachteten Halbperiode liegt - bedingt durch den Aufbau der Gitterkreise - an RÖ 1 eine positive und an RÖ 2 eine negative Gitterspannungshalbwelle. Infolgedessen durchfließt den Ausgangstransformator in der oberen Hälfte die positive Halbwelle des Stromes  $I_{a1\nu}$  und in der unteren Hälfte die negative Halbwelle von  $I_{a2\nu}$ . Beide Ströme besitzen infolge der Gegentaktschaltung im Übertrager gleiche Richtung, sie addieren sich in ihrer Wirkung. Die in der gemeinsamen Sekundärwicklung induzierte Ausgangsspannung entsteht also aus der Summe einer überhöhten und einer gequetsch-

1) Die Gegentakt-Endstufe besitzt nicht allein für die Herabsetzung der nichtlinearen Verzerrungen Bedeutung. Mit ihr läßt sich vor allem eine wesentliche Erhöhung des Wirkungsgrades der Leistungsstufe, sowie eine erhebliche Vergrößerung der Ausgangsleistung erreichen. Daher werden Gegentakt-Endstufen besonders in der industriellen Elektronik oft auch dort verwendet, wo die Verzerrungen ohne Bedeutung sind.

ten Halbwelle. In der nächsten Halbperiode wiederholt sich das Bild in umgekehrter Richtung (gestrichelt eingezeichnet).

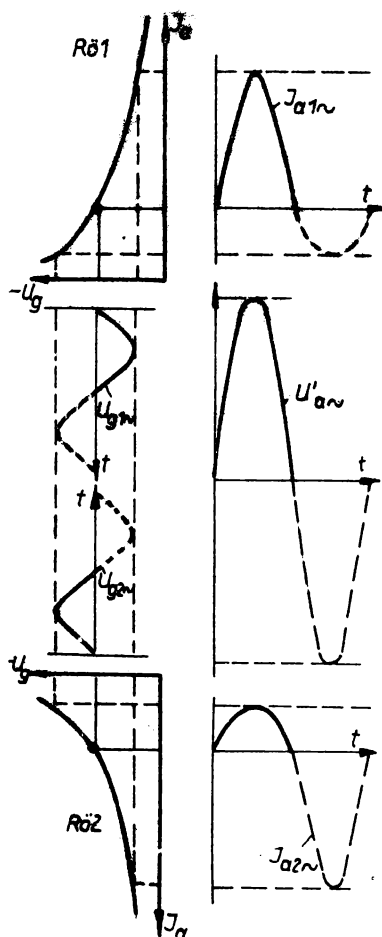


Bild 117  
Spannungs- und Stromverläufe  
bei der Gegentaktschaltung.<sup>2)</sup>

Die Ausgangsspannung erscheint mithin wieder als symmetrische Kurve mit nur geringen Restverzerrungen.<sup>1)</sup> Neben der Herabsetzung der nichtlinearen Verzerrungen besitzt die Gegentaktschaltung den Vorteil, daß die Ausgangsleistung mindestens doppelt so groß ist wie bei der Verwendung nur einer Röhre. Außerdem lassen sich mit der Gegentaktschaltung noch ganz andersartige Aufgaben lösen, wie wir in späteren Abschnitten noch sehen werden.

Ein Nachteil der im Bild 116 dargestellten Gegentaktschaltung ist in vielen Fällen der Eingangsübertrager. Will man die Gitterwechselspannung der Endstufe über Gitterbleitwiderstände zuführen, so vereinfacht sich die Schaltung zunächst entsprechend Bild 118. Jedoch werden wir später noch sehen, daß dadurch in der Schaltung der vorangehenden Stufe beson-

1) Siehe nächste Seite!

deie Maßnahmen zu treffen sind, um die Betriebsspannung der Gegentakt-Endstufe aus der gleichen Spannungsquelle (Gleichrichter- und Siebschaltung) entnehmen zu können, wie die der übrigen Stufen.

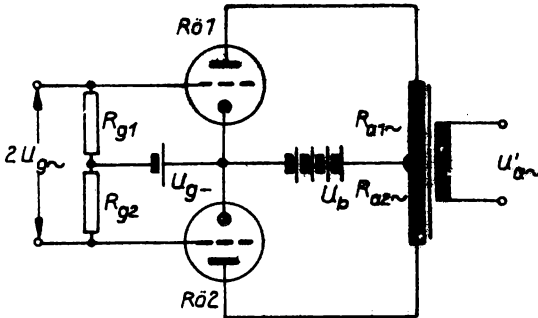


Bild 118  
Gegentakt-Endstufe ohne Eingangsübertrager

#### 4.135 Gegenkopplung

Eine andere Maßnahme zur Herabsetzung der Verzerrungen, welche auch gleichzeitig mit einer Gegentaktschaltung Verwendung finden kann, ist die Gegenkopplung. Sie ermöglicht neben der Klirrfaktorverringerung noch die Lösung vieler anderer Probleme, wie Stabilisierung der Betriebsverhältnisse, Verminderung von Brummstörungen, Verbreiterung des zu übertragenden Frequenzbandes u.a..

- 1) Aus diesen Betrachtungen läßt sich entnehmen, daß mit der Gegentaktschaltung lediglich die erste (, dritte, fünfte usw.) Oberwelle unterdrückt werden kann, die zweite (, vierte, usw.) jedoch nicht. Daher werden auch Pentoden in der Gegentaktschaltung gelegentlich in Triodenschaltung (Bild 105) verwendet, oder man wählt die Lage der Arbeitsgeraden und des Arbeitspunktes so, daß die erste Oberwelle vorrangig am Ausgangsstrom beteiligt ist (vergl. auch Aufg.21.2).

Die Gegenkopplung ist eine Art der Rückkopplung. Führt man einen Teil der verstärkten Ausgangsgröße (Strom oder Spannung) an den Eingang zurück, so daß er sich der Eingangsspannung überlagert, so ist die Verstärkerstufe rückgekoppelt. Im Bild 119 ist das Prinzip einer solchen Schaltung dargestellt. Je nachdem, ob die rückgekoppelte Spannung mit der Eingangsspannung in Phase liegt oder ihr entgegenwirkt, spricht man von Mitkopplung oder Gegenkopplung.

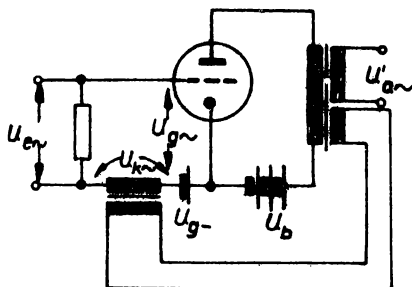


Bild 119  
Prinzip der Rückkopplung

Während eine Mitkopplung eine Vergrößerung der Verstärkung zur Folge hat <sup>1)</sup> (die Eingangsspannung ist ja dabei größer als ohne Rückkopplung), führt die Gegenkopplung zu einer Verringerung der Verstärkung. Dabei werden auch alle in der Röhre entstehenden Verzerrungen verringert. Die Eingangsspannung wird gewissermaßen vorverzerzt und

dadurch die Ausgangsspannung entsprechend dem Grade der Rückkopplung entzerzt. Die Verringerung der Verstärkung muß durch entsprechend höhere Vorverstärkung ausgeglichen werden. Auf diese Weise lassen sich Verstärker mit außerordentlich geringer Verzerrung und vollständiger Ausnutzung der Leistungsröhre herstellen. Die Gegenkopplung kann sich dabei nur über

1) Die Mitkopplung wurde in der Rundfunkempfangstechnik in einfachen Empfängern (Einkreisern) zur Erhöhung der Verstärkung und gleichzeitig zur Lautstärkeregelung verwendet. Erreicht die Mitkopplung einen bestimmten Wert, so beginnt der Verstärker zu schwingen. Er wird zum Generator bestimmter Frequenzen, welche seiner Abstimmung entsprechen. Liegen diese Frequenzen dicht neben der Frequenz des empfangenen Senders, so entsteht durch Überlagerung Schwingungen im Tonfrequenzgebiet, welche als Pfeifton hörbar werden. Da der rückgekoppelte Empfänger selbst einen Sender darstellt, stört er die Empfänger in der Nachbarschaft. Nach ähnlichem Prinzip arbeiten alle Röhrengeneratoren, insbesondere auch die Rundfunksender aller Frequenzbereiche.

eine Röhre (die Leistungsröhre) oder auch über mehrere Röhren erstrecken.

Im Bild 119 ist die Prinzipschaltung einer Rückkopplung in einfach verständlicher Weise mit Hilfe zweier Übertrager dargestellt. Diese Schaltung kann sowohl eine Mitkopplung als auch eine Gegenkopplung darstellen, je nach Wicklungssinn der Übertrager. Dabei ist  $U_{k\sim}$  die rückgekoppelte Spannung. Die Gitterwechselspannung ergibt sich dann mit der Eingangsspannung  $U_{e\sim}$  zu

$$U_{g\sim} = U_{e\sim} \pm U_{k\sim} \quad 1) \quad (4.48)$$

Mit erheblich geringerem Aufwand sind die im Bild 120 bzw. 121 dargestellten Gegenkopplungen ausgeführt.

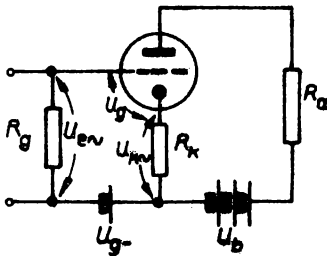


Bild 120  
Stromgegenkopplung

$$U_{k\sim} = I_{a\sim} R_k$$

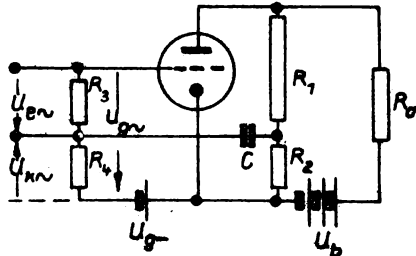


Bild 121  
Spannungsgegenkopplung

$$U_{k\sim} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot U_{a\sim}$$

Hierbei ist die gegengekoppelte Spannung  $U_{k\sim}$  dem Ausgangsstrom  $I_{a\sim}$  bzw. der Ausgangsspannung  $U_{a\sim}$  proportional. Man spricht daher von Strom- bzw. Spannungsgegenkopplung.

Bei der Stromgegenkopplung wird  $U_{k\sim}$  durch den Anodenwechselstrom  $I_{a\sim}$  am Kathodenwiderstand  $R_k$  hervorgerufen. Gleichzeitig tritt jedoch an diesem Widerstand auch ein Gleichspannungsabfall  $I_{a-} R_k$  auf, welcher auf den Anodenruhestrom  $I_{a-}$  zurückzuführen ist. Diese Spannung wird häufig als negative Gittervorspannung  $U_{g-}$  verwendet, worauf wir später noch ausführlicher eingehen werden.

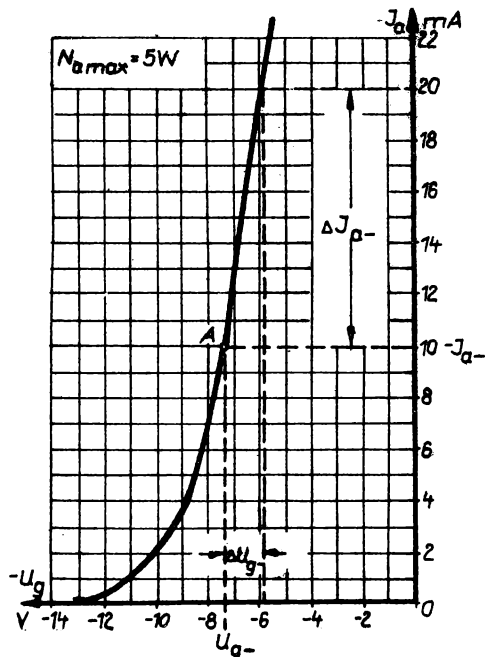




Lösungen der Aufgaben

zu den Lektionen 19 bis 22

## A 19.1



a) Man findet für  $U_{g-} = -7,3 \text{ V}$  ;  $I_{a-} = 10 \text{ mA}$   
 =====

b) Aus der Kennlinie erhält man

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_g} = 7 \frac{\text{mA}}{\text{V}} ; \text{ Damit wird wegen } \Delta U_{g-} = I_{F-} \cdot R_g$$

$$\Delta I_{a/\text{mA}} = 7 \cdot \Delta U_{g/\text{V}}$$

$$= 7 \cdot R_{g/\text{M}\Omega} \cdot I_{F-/\mu\text{A}}$$

$$\Delta I_{a/\text{mA}} = 3,5 \cdot I_{F-/\mu\text{A}}$$

$$\text{=====}$$

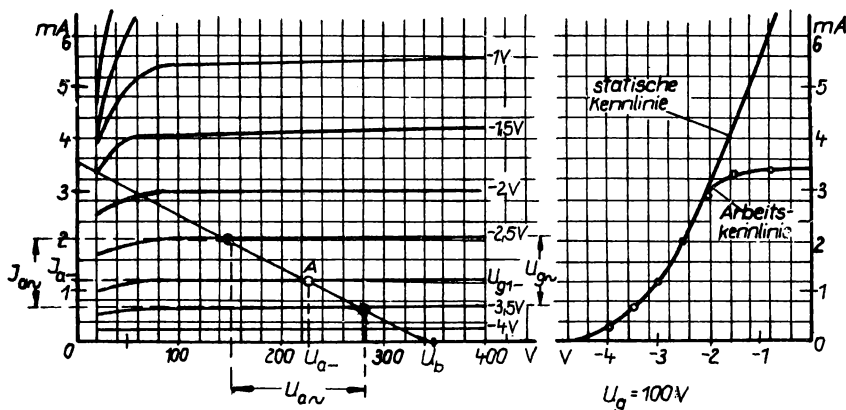
c) Aus  $N_{a-\text{max}} = 5 \text{ W}$  folgt  $I_{a-\text{max}} = \frac{N_{a-\text{max}}}{U_a} = \frac{5 \text{ W}}{220 \text{ V}} = 22,7 \text{ mA}$   
 Damit ist  $\Delta I_{a-\text{max}} = 12,7 \text{ mA}$ , also  $I_{F-\text{max}} \approx 3,6 \mu\text{A}$   
 =====

## A 20.1

- a) Den Arbeitspunkt findet man als Schnittpunkt der Arbeitsgeraden mit der Kennlinie für  $U_{g1} = -3 \text{ V}$ . Die Arbeitsgerade beginnt im Punkte  $U_b = 350 \text{ V}$  und besitzt eine Steigung  $\frac{1}{R_a} = \frac{1}{100 \text{ k}\Omega} = \frac{1 \text{ mA}}{100 \text{ V}}$  (siehe Bild).
- b) Für eine Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  mit  $0,5 \text{ V}$  Amplitude ist abzulesen:

$$v_u = - \frac{U_{a\sim}}{U_{g\sim}} = \frac{130 \text{ V}}{1 \text{ V}} = 130$$

$$S_{\text{Arb}} = \frac{I_{a\sim}}{U_{g\sim}} = \frac{1,35 \text{ mA}}{1 \text{ V}} = 1,35 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$



- c) Als statische Steilheit im Arbeitspunkt ergibt sich (vergl. Aufgabe 11.1, Lbf. 2)

$$S = \left( \frac{\Delta I_a}{\Delta U_{g1}} \right) U_a = \text{konst.} = 1,35 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$

und damit nach Formel (4.31)

$$S_{\text{Arb}} \approx S = 1,35 \frac{\text{mA}}{\text{V}}$$

$$v_u \approx S \cdot R_a = 1,35 \frac{\text{mA}}{\text{V}} \cdot 100 \text{ k}\Omega = 135$$

in guter Übereinstimmung mit b).

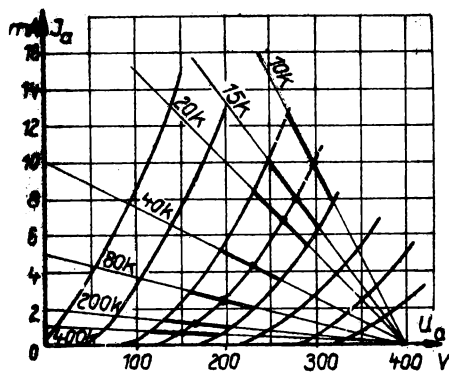
- d) Die Arbeitskennlinie liegt in der Umgebung des Arbeitspunktes praktisch auf der statischen Kennlinie, wie aus der Konstruktion zu ersehen ist (Bild). Die Ursache dafür ist der durch den hohen Innenwiderstand  $R_i$  begründete fast waagerechte Verlauf der  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinien der Pentode. Erst beim Eintritt in das Stromübernahmegebiet (unter 100 V Anodenspannung) weicht die Arbeitskennlinie von der statischen Kennlinie ab. Dort gilt demnach nicht mehr  $S_{Arb} = S$ .

#### A 20.2

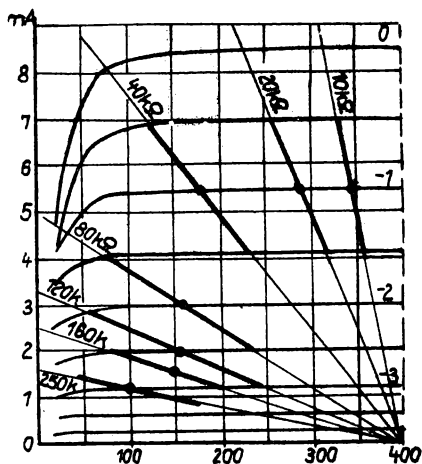
In den nachfolgenden Bildern sind die Arbeitsgeraden zu den angegebenen Werten von  $R_a$  eingetragen und die Arbeitspunkte gekennzeichnet, in welchen jeweils der Verstärkungsfaktor zu bestimmen ist. Darunter ist die Abhängigkeit dieser Verstärkungsfaktoren vom Außenwiderstand graphisch dargestellt. (Seite 276)

Es ist zu ersehen, daß die Verstärkung bei der Triode AC 2 ein Maximum bei  $R_a \approx 140 \text{ k}\Omega$  erreicht und dann infolge der Durchgriffsverzerrung langsam wieder absinkt. Die Kurve zeigt, daß eine Erhöhung des Außenwiderstandes über  $80 \text{ k}\Omega$  praktisch keinen Nutzen mehr bringt.

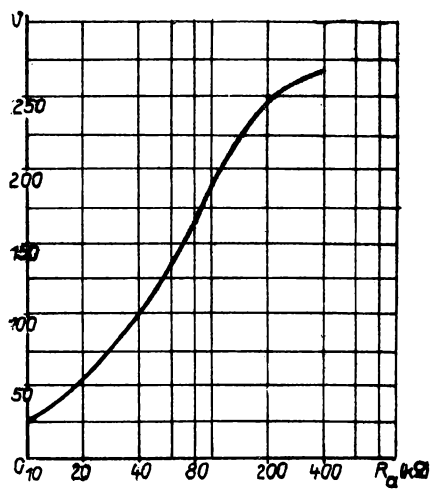
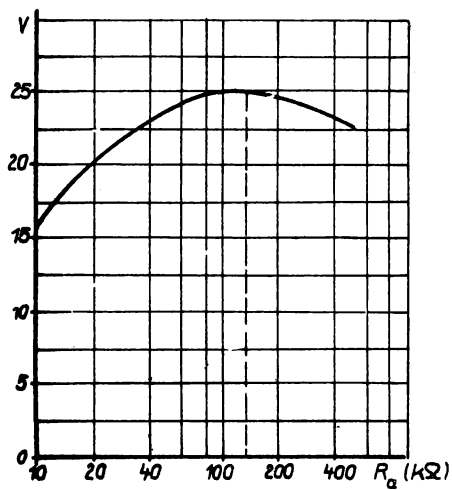
Wesentlich besser liegen die Verhältnisse bei der Pentode. Es zeigt sich, daß bei günstiger Wahl der Gitterspannung die Verstärkung mit wachsendem Außenwiderstand stetig ansteigt, wobei der Anstieg bei großem  $R_a$  lediglich flacher wird. Die Verstärkung liegt um ein Vielfaches höher als bei der Triode. Jedoch lohnt es auch hier in der Praxis nicht, mit  $R_a$  über einen bestimmten Wert (etwa  $500 \text{ k}\Omega$ ) hinauszugehen. Diese Grenze wird durch den zu  $R_a$  parallel liegenden Gitterableitwiderstand  $R_g$  der folgenden Röhre bestimmt, wie aus späteren Abschnitten noch hervorgehen wird.



Triode AC 2



Pentode EF 12



## A 21.1

- a) Um die Triode AD 1 voll aussteuern zu können, muß der Arbeitspunkt auf die mittelste Kennlinie, also auf  $U_{g-} = -45 \text{ V}$ , gelegt werden. Damit das Leistungsdreieck einen maximalen Flächeninhalt erhalten kann, muß man ferner mit dem Arbeitspunkt bis an die Grenze der Anodenverlustleistung gehen.

Man findet dann

$$U_{a-} = 250 \text{ V}, \quad I_a = 60 \text{ mA} \quad (\text{bei } U_{g-} = -45 \text{ V})$$

Durch Probieren findet man etwa die in nachstehendem Bild eingezeichnete Arbeitsgerade für das größtmögliche Leistungsdreieck.

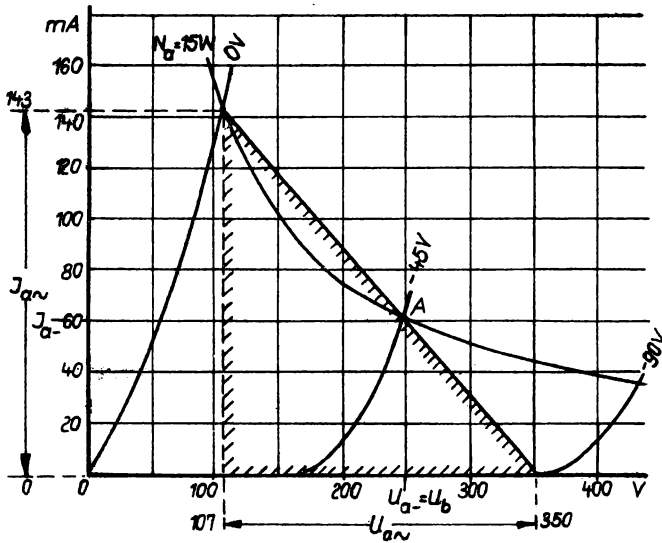
Aus der Steigung der Arbeitsgeraden ist abzulesen:

$$R_a = \frac{243 \text{ V}}{143 \text{ mA}} = 1,7 \text{ k}\Omega$$

- b) Als Innenwiderstand findet man im Arbeitspunkt (vergl. Aufg. 10.1, Lb.2)

$$R_i = \left( \frac{4U_a}{\Delta I_a} \right)_{U_g = \text{konst.}} = \frac{18 \text{ V}}{23 \text{ mA}} = 0,78 \text{ k}\Omega$$

Aus dem Vergleich zwischen dem graphisch ermittelten optimalen Außenwiderstand  $R_a = 1,7 \text{ k}\Omega$  mit dem Innenwiderstand  $R_i = 0,78 \text{ k}\Omega$  ist zu erkennen, daß die theoretische „Anpassung“ ( $R_a = R_i$ ) selbst bei Trioden nicht auf die maximale Ausgangsleistung führt. Zur Erfüllung der Anpassungsbedingung bei Aussteuerung bis  $U_g = 0$  müßte die Arbeitsgerade ganz wesentlich steiler verlaufen, was durch die Grenze  $N_{a \text{ max}} = 15 \text{ W}$  und durch den max. erlaubten Kathodenstrom  $I_{k \text{ max}}$  verboten ist.



c) Aus dem Leistungs-dreieck ergibt sich

$$N_{a\sim\text{eff}} = \frac{1}{4} P_A = 4,35 \text{ W}$$

=====

Damit ist der Wirkungsgrad der Stufe für  $R_{a\sim} = R_{a-}$

$$\eta = \frac{N_{a\sim\text{eff}}}{U_b \cdot I_{a-}} = \frac{4,35 \text{ W}}{21 \text{ W}} = 20,7 \%$$

=====

Als „Leistungsverstärkung“ ergibt sich

$$v_{\sim} = \frac{N_{a\sim\text{eff}}}{U_{g\sim\text{eff}}^2} \cdot R_g = \frac{4,35 \text{ W}}{1010 \text{ V}^2} \cdot 10^6 \Omega = 4300$$

=====

d) Als Übersetzungsverhältnis des Anpassungsübertragers erhält man

$$\ddot{u} = \sqrt{\frac{R_{a\sim}}{R_{a-}}} = \sqrt{\frac{1700 \Omega}{200 \Omega}} = 2,92$$

=====

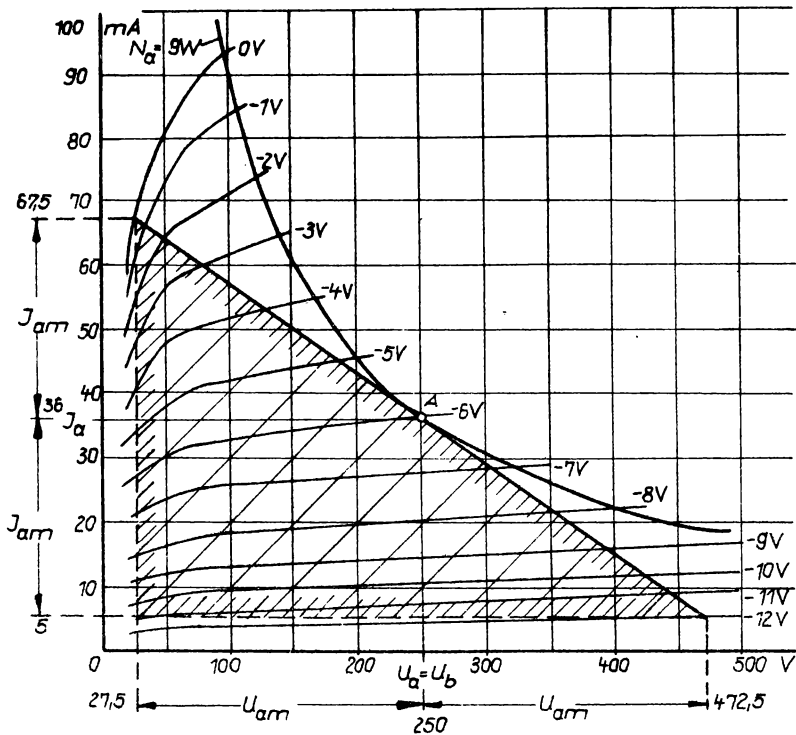
Infolge des vernachlässigbar kleinen Gleichstromwiderstandes  $R_{a-}$  des Ausgangsübertragers ist

$$U_b = U_{a-} = 250 \text{ V zu wählen.}$$

=====

#### A 21.2

Aus nachfolgendem Bild ist die Lage der Arbeitsgeraden zu entnehmen. Für die Wahl des Arbeitspunktes gilt das in A 21.1 Gesagte.



a) Als Außenwiderstand ergibt sich

$$R_{a\sim} = 7,15 \text{ k}\Omega$$

=====

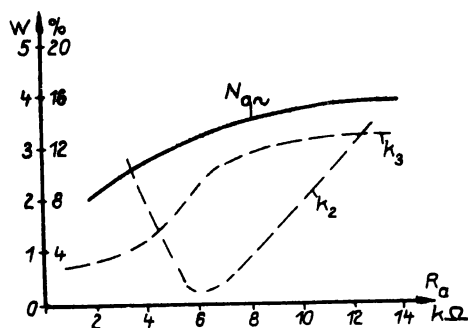


b) Die Ausgangsleistung beträgt

$$N_{a\text{eff}} = 3,5 \text{ W}$$

=====

Bei flacherer Arbeitsgeraden, also größerem Außenwiderstand, steigt die Ausgangsleistung nur noch unwesentlich an (auf etwa 4 W), so daß es durchaus sinnvoll ist, unter



Verzicht auf diesen geringen Gewinn die Verzerrungen zu berücksichtigen und den Klirrfaktor  $k_2$  klein zu halten (vergl. Abschn. 4.133). Zur Veranschaulichung dieser Verhältnisse ist nebenstehend die Abhängigkeit der

Ausgangsleistung und der Klirrfaktoren  $k_2$  und  $k_3$  vom Außenwiderstand bei einer Endpentode graphisch dargestellt. Daraus geht hervor, daß die Ausgangsleistung bei dem Minimum von  $k_2$  bereits fast 90 % ihres Maximalwertes erreicht hat. Eine Vergrößerung des Außenwiderstandes bringt praktisch keinen Leistungsgewinn, aber eine erhebliche Vergrößerung der Verzerrungen mit sich!

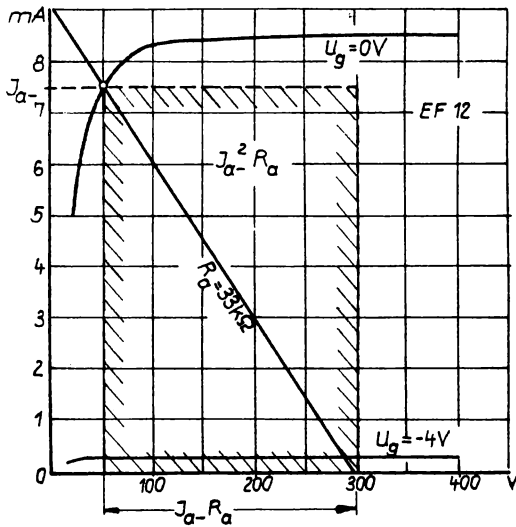
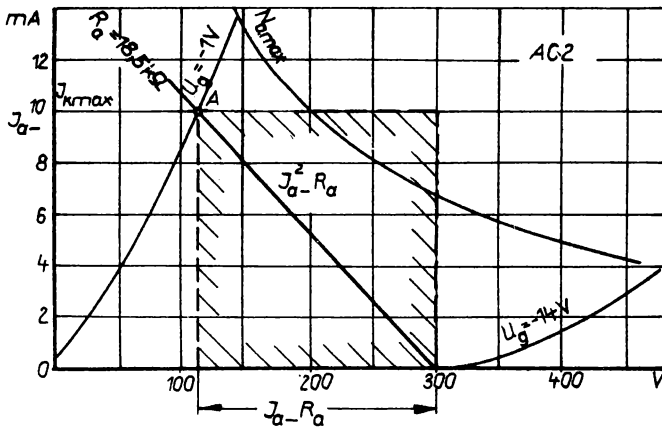
#### A 21.3

Nachfolgend sind in den Kennlinienfeldern der AC 2 und der EF 12 die Arbeitsgeraden für diejenigen Außenwiderstände eingetragen, bei welchen die Gleichstromleistung am Außenwiderstand

$$N_{a-} = I_{a-}^2 \cdot R_{a-}$$

ein Maximum annimmt. Diese Gleichstromleistung ist be-

stimmt durch das Rechteck mit den Seiten  $I_{a-}$  und  $I_{a-R_a}$  (in den Bildern schraffiert).



Folgende Werte sind zu entnehmen:

$$\begin{array}{lll} \text{AC 2 :} & U_{g-} \approx -14 \text{ V} & \text{für } I_a = 0 \\ \text{EF 12:} & U_{g-} \approx -5 \text{ V} & \text{für } I_a = 0 \end{array}$$

Zur Aussteuerung bis zur Kennlinie  $U_g = 0$  sind demzufolge  $\Delta U_{g-} = +14 \text{ V}$  bzw.  $\Delta U_{g-} = +5 \text{ V}$  erforderlich.

b) Die maximale Gleichstromleistung beträgt bei der

$$\text{AC 2 : } (I_{a-R_a})_{\max}^2 \approx 1,85 \text{ W} \quad \text{bei} \quad R_a = 18,5 \text{ k}\Omega$$

(kleiner darf  $R_a$  nicht gewählt werden, da der Arbeitspunkt sonst oberhalb des maximalen Kathodenstromes liegen würde!)

$$\text{EF 12: } (I_{a-R_a})_{\max}^2 \approx 1,87 \text{ W} \quad \text{bei} \quad R_a = 33 \text{ k}\Omega$$

Hier liegt die Arbeitsgerade weit unterhalb der Kurve für die max. Anodenverlustleistung und unterhalb des max. Kathodenstromes. Die Röhre ließe sich also noch stärker aussteuern.

c) Die Pentode EF 12 liefert bei der vorliegenden Aussteuerung die gleiche Gleichstromleistung an den Verbraucher, wie die Triode AC 2. Jedoch ist dabei für die Aussteuerung der Pentode nur der 3. Teil der Gitterspannung erforderlich, wie er für die Triode benötigt wird. Auch ist die Pentode dabei weit weniger belastet als die Triode, da ihre Restspannung nur 50 V bei etwa 7,5 mA Anodenstrom beträgt gegenüber der Triode mit 112 V Restspannung bei 10 mA Anodenstrom.

Für das angeschlossene Relais ist zu bemerken, daß seine Spannungsfestigkeit von der Betriebsspannung  $U_b$  abhängt (hier 300 V). Will man mit der Spannung am Relais nicht so hoch gehen, so muß man mit niedrigerer Betriebsspannung arbeiten. Jedoch ist dann eine Röhre mit höherer Belastbarkeit zu wählen.

A 22.1

Zur Lösung betrachten wir das Kennlinienfeld der AL 4 in Aufg. 21.2. Aus ihm ist für den Arbeitspunkt zu entnehmen:

$$U_{g-} = -6 \text{ V}, \quad I_{a-} = 36 \text{ mA}, \quad U_{a-} = 250 \text{ V}.$$

Soll die Gitterspannung  $U_{g-}$  am Kathodenwiderstand durch der Anodenstrom  $I_{a-}$  erzeugt werden, so muß

$$R_k = \frac{U_{g-}}{I_{a-}} = \frac{6 \text{ V}}{36 \text{ mA}} = 165 \Omega \quad \text{gewählt werden}$$

=====

(Hierbei ist vernachlässigt, daß durch den Kathodenwiderstand  $R_k$  bei Pentoden außer dem Anodenstrom  $I_{a-}$  auch noch der Schirmgitterstrom  $I_{g2}$  fließt. Dieser beträgt im vorliegenden Falle laut Kennlinienfeld 5 mA, so daß der gesamte Kathodenstrom 41 mA beträgt. Für  $R_k$  errechnet sich damit genauer der Wert  $146 \Omega$ . Wir wollen jedoch mit dem oben ermittelten Wert weiterrechnen.)

- a) Die gegengekoppelte Wechselspannung  $U_{k\sim}$  besitzt eine Amplitude

$$U_{k\sim} = R_k \cdot I_{a\sim} = 165 \Omega \cdot 31,25 \text{ mA} = 5,16 \text{ V}$$

=====

- b) Die Amplitude der Eingangsspannung  $U_{e\sim} = U_{k\sim} + U_{g\sim}$  muß demzufolge

$$U_{e\sim} = U_{k\sim} + U_{g\sim} = 5,2 \text{ V} + 6 \text{ V} = 11,2 \text{ V}$$

=====

betragen, wenn die Röhre trotz Gegenkopplung voll ausgesteuert sein soll.

# Antworten auf die Prüfungsfragen zu den Lektionen 19 bis 22.

F 19.1 Die Prinzipschaltung einer Verstärkerstufe ist im Bild 102 dargestellt. Solange am Gitterableitwiderstand  $R_g$  keine zu verstärkende Eingangs(wechsel)speannung liegt, erhält das Gitter lediglich die konstante, gegenüber der Kathode negative, Gittervorspeannung  $U_{g-}$ . Im Gitterkreis fließt infolgedessen kein Strom. Dagegen fließt im Anodenkreis entsprechend dem eingestellten Arbeitspunkt ( $U_{g-}$ ,  $U_{a-}$ ) ein konstanter Ruhestrom  $I_{a-}$ , welcher am Außenwiderstand  $R_a$  den Spannungsabfall  $I_{a-}R_a$  hervorruft. Die Anodenspeannung  $U_{a-}$  ist demzufolge gleich  $U_b - I_{a-}R_a$ .

Sobald an  $R_g$  die steuernde Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  gelegt wird, vergrößert und verkleinert sich der Widerstand der Röhre im Rhythmus dieser Spannung und beeinflusst dadurch den Anodenstrom. Dieser schwankt entsprechend der Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  um seinen Ruhewert, so daß dadurch dem Gleichstrom  $I_{a-}$  ein Wechselstrom  $I_{a\sim}$  überlagert wird (Gl. (4.4)). Das gleiche gilt für die Spannungsabfälle an der Röhre und am Außenwiderstand (Gln. (4.5) und (4.6)). Aus der Konstanz der Betriebsspeannung  $U_b$  ergibt sich schließlich die wichtige Tatsache, daß die Wechselspannungen an der Röhre und am Außenwiderstand gleich groß und entgegengesetzt gerichtet (um  $180^\circ$  phasenverschoben) sind (Gl. (4.8)).

F 19.2 Ist der Außenwiderstand einer Verstärkerröhre sehr klein gegenüber ihrem Innenwiderstand ( $R_a \ll R_i$ ), so werden die Gln. (4.7) ff. besonders einfach. Insbesondere ergibt sich  $U_a = U_b = \text{konst.}$ , das heißt, es tritt an der Röhre trotz Aussteuerung durch eine Gitterwechselspannung praktisch keine Anodenwechselspannung auf. Die Verhältnisse im Anodenkreis lassen sich leicht mit Hilfe der statischen  $I_a$ - $U_g$ -Kennli-

nien übersehen (Bild 104). Man findet für den Anodenwechselstrom sofort Gl. (4.12)

$$I_{a\sim} = S \cdot U_{g\sim}.$$

- F 20.1 Bei der Spannungsverstärkung soll mit Hilfe einer geringen Eingangsspannung eine möglichst hohe Ausgangsspannung erzeugt werden. Aus diesem Grunde muß der Außenwiderstand der Verstärkerstufe möglichst hoch gewählt werden. Dem sind jedoch Grenzen gesetzt: Beläßt man die Betriebsspannung der Röhre auf einem normalen Wert, so liegt der Arbeitspunkt bei zu hohem Außenwiderstand im Gebiet der Durchgriffsverzerrung ~~bzw. bei Pentoden im Stromübernahmegerbiet~~. Die Verstärkung nimmt daher bei zunehmendem Außenwiderstand schließlich wieder ab (Vergl. Aufg. 20.2). Wollte man dem begegnen, so müßte man extrem hohe Betriebsspannungen wählen, welche einen erheblichen technischen Aufwand erforderlich machen. Im allgemeinen hat es daher auch bei der Spannungsverstärkung keinen Sinn, mit dem Außenwiderstand über einen Wert von einigen 10 bis 100 k $\Omega$  hinauszugehen.
- F 20.2 Die Arbeitsgerade ist die Strom-Spannungskennlinie eines aktiven Zweipols, nämlich der Betriebsspannung  $U_b$  zusammen mit dem Außenwiderstand  $R_a$ . Ihr Fußpunkt liegt bei  $U_a = U_b$ , ihre Steigung ist  $-\frac{1}{R_a}$ . Entsprechend diesen beiden Tatsachen läßt sie sich konstruieren. Der Schnittpunkt der Arbeitsgeraden mit der entsprechenden  $I_a$ - $U_a$ -Kennlinie der Röhre ist der Arbeitspunkt. Dieser kann sich bei Veränderung der Gitterspannung nur längs der Arbeitsgeraden verschieben.
- F 20.3 Die Arbeitskennwerte sind Zahlengrößen, welche das Verhalten der gesamten Verstärkerstufe (nicht der Röhre allein!) kennzeichnen. Es ist der

Verstärkungsfaktor: 
$$v_u = - \frac{U_{a\sim}}{U_{g\sim}} = - \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_1 + R_a}$$

und die

Arbeitssteilheit: 
$$S_{\text{Arb}} = \frac{I_{a\sim}}{U_{g\sim}} = S \cdot \frac{R_a}{R_1 + R_a}$$

Ihre Ermittlung aus dem Kennlinienfeld geschieht mit Hilfe der Arbeitsgeraden entsprechend Bild 1o8.

F 2o.1 Als Leistungsverstärkung bezeichnet man den Fall der Verstärkung, bei welchem als Ausgangsgröße eine Wechselleistung benötigt wird. Sie unterscheidet sich von der Spannungsverstärkung durch die Wahl des Außenwiderstandes. Die Größe des Außenwiderstandes charakterisiert die Wirkungsweise einer Verstärkerstufe als Spannungs- oder Leistungsverstärkung. Die Forderung für die Spannungsverstärkung, das Verhältnis von Ausgangs- zu Eingangsspannung möglichst groß zu machen, wird durch einen optimalen Außenwiderstand erfüllt, dessen Größe gewöhnlich bei etwa 100 kΩ liegt. Bei der Leistungsverstärkung führt nicht, wie theoretisch zu erwarten, Anpassung des Außenwiderstandes an den Innenwiderstand ( $R_a = R_1$ ) zum Ziel der gewünschten maximalen Ausgangsleistung. Ein graphisches Verfahren über das Leistungsdreieck im Kennlinienfeld führt zur Ermittlung des optimalen Außenwiderstandes, welcher gewöhnlich wesentlich niedriger liegt, als der günstigste Außenwiderstand für die Spannungsverstärkung.

F 21.2 Der optimale Außenwiderstand für die Leistungsverstärkung läßt sich auf dem Wege des Probierens über das Leistungsdreieck ermitteln. Nach günstiger Wahl des Arbeitspunktes auf dem Schnittpunkt der mittelsten Kennlinie mit der Kurve für die max. Anodenverlustleistung ist die Arbeitsgerade so durch den Arbeitspunkt zu legen, daß das Lei-

stungsdreieck bei vollständiger Aussteuerung einen maximalen Flächeninhalt besitzt. Aus der Steigung der Arbeitsgeraden ergibt sich dann der optimale Außenwiderstand.

- F 21.3 Entsprechend ihrer Anwendung zur Spannungs- oder Leistungsverstärkung sind die Verstärkerröhren verschieden auszuwählen. Während für die Spannungsverstärkung Röhren mit kleinem Durchgriff zu wählen sind, müssen Leistungsröhren entsprechend hoch belastbar sein.
- F 21.4 Der Ausgangsübertrager einer Leistungsstufe hat gewöhnlich die Aufgabe, den vorgegebenen Verbraucherwiderstand an die Leistungsröhre anzupassen, also in den optimalen Außenwiderstand zu übersetzen. Darüber hinaus birgt er den Vorteil eines kleinen Gleichstromwiderstandes, so daß in ihm praktisch kein Verlust an Gleichstromleistung auftritt und daher die Betriebsspannung niedrig gehalten werden kann. Der Wirkungsgrad der Leistungsstufe wird dadurch wesentlich erhöht. Daher werden Ausgangstransformatoren auch dann verwendet, wenn der Verbraucherwiderstand den optimalen Wert besitzt.
- F 22.1 Nichtlineare Verzerrungen treten grundsätzlich an allen Übertragungsgliedern einer Schaltung auf, welche keine linearen Kennlinien besitzen. In Verstärkerschaltungen sind das hauptsächlich die Verstärkerröhren, daneben aber auch Übertrager, Drosseln u.ä.. Bei großer Aussteuerung einer solchen nichtlinearen Kennlinie besitzt die Ausgangsgröße nicht mehr die gleiche Form, wie die Eingangsgröße, sie ist verzerrt. Die Größe dieser Verzerrung wird durch den Klirrfaktor  $k$  angegeben (Gl.(4.46)). Bei Trioden äußert sich die Verzerrung in einer Überhöhung der positiven Amplituden und einer Verkleinerung der negativen Amplituden der Ausgangsgröße gegenüber der symmetrischen Eingangsgröße (Bild 114).



Bei ihnen ist der Klirrfaktor  $k_2$  vorrangig an der Verzerrung beteiligt. Bei Pentoden dagegen erscheinen beide Amplituden der Ausgangsgröße entsprechend dem anderen Verlauf der Arbeitskennlinie gequetscht (Bild 115). Während hier  $k_2$  klein gehalten werden kann, ist  $k_3$  für die Größe der Verzerrung maßgebend (vergl. Aufg. 21.2), wenn die Röhre bis an die Grenzen des Kennlinienfeldes ausgesteuert wird.

- F 22.2 Bei stark ausgesteuerten Verstärkerstufen benutzt man zur Vergrößerung der Ausgangsleistung eine Gegentaktschaltung. Damit wird gleichzeitig eine Herabsetzung der 1., 3., 5., ... Oberwelle erreicht. Bessere Entzerrungsergebnisse erzielt man mit einer Gegenkopplung. Die prinzipiellen Schaltungen sind den Bildern 116 und 118 bzw. 119, 120 oder 121 zu entnehmen.
- F 22.3 Zur Wirkungsweise einer Gegentakt-Endstufe ist Bild 116 und 117 zu betrachten. Die Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  liegt an den beiden im Gegentakt geschalteten Röhren stets in entgegengesetzter Richtung. Infolgedessen fließt durch die beiden Hälften der Primärwicklung des Ausgangsübertragers der Anodenwechselstrom der beiden Röhren in entgegengesetzter Richtung. Bei der in der Sekundärwicklung induzierten Ausgangsspannung addieren sich daher jeweils die Wirkungen einer negativen Stromhalbwellen der einen Röhre und einer positiven Halbwellen der zweiten Röhre. Die Verzerrungen heben sich zum großen Teil auf, so daß die symmetrische Ausgangsspannung als weitgehend entzerrt angesehen werden kann. Gleichzeitig wird die Ausgangsleistung mindestens doppelt so groß, wie bei einer einzelnen Röhre.
- F 22.4 Unter Rückkopplung versteht man die Rückführung eines Teiles der Ausgangsgröße eines Verstärkers an seinen Eingang bzw. an den Eingang der betreffenden Verstär-

kerstufe. Dabei überlagert sich der rückgekoppelte Betrag der Eingangsgröße und kann entweder zu einer Vergrößerung oder einer Verkleinerung der Eingangsgröße und damit der Verstärkung führen. Man spricht dann von einer Mittkopplung bzw. einer Gegenkopplung. Bei der Gegenkopplung werden <sup>Herab</sup> ~~die~~ <sup>Störgrößen</sup> der Verkleinerung der Verstärkung auch alle Störgrößen, wie nichtlineare Verzerrungen usw. herabgesetzt. Man verwendet die Gegenkopplung daher - besonders bei Verstärkern mit Endpentoden - zur Herstellung einer außerordentlich guten Verzerrungsfreiheit.

---



# INGENIEUR- FERNSTUDIUM

SCHOLZ

**ELEKTRONIK**

**5**

HERAUSGEBER  
INGENIEURSCHULE FÜR  
FEINWERKTECHNIK JENA

1007-05/63



1963

ZENTRALSTELLE FÜR FACHSCHULAUSSBILDUNG · BEREICH MASCHINENBAU, ELEKTROTECHNIK, LEICHTINDUSTRIE · DRESDEN

# Elektronik

## Lehrbrief 5

von

Dipl.-Ing. Joachim Scholz

2.Auflage

Herausgeber:  
Ingenieurschule für Feinwerktechnik Jena

**Alle Rechte vorbehalten**

**Nur für den internen Gebrauch im Ingenieur-Fernstudium**

---

**Gebühr DM 2,50      Ag 616/ 35 /63      Best.-Nr. 1007-05/63**

# Inhaltsverzeichnis

<u>23. Lektion</u>	Seite
4. Röhrenverstärker (Fortsetzung)	291
4.2 Verstärkerschaltungen	291
4.21 Automatische Gittervorspannungen	295
4.22 Der RC-Verstärker	297
4.221 Frequenzabhängigkeit der RC-Kopplung	297
4.222 RC-Kopplung der Gegentakt-Endstufe	303
Aufgaben zur 23. Lektion	306
Prüfungsfragen zur 23. Lektion	306
 <u>24. Lektion</u>	
4.23 Drossel- und Übertragerkopplung	307
4.24 Resonanzverstärker	308
4.25 Gleichspannungsverstärkung	310
4.251 Direkter Gleichspannungsverstärker	311
4.252 Elektronischer Wechselrichter	314
Aufgaben zur 24. Lektion	317
Prüfungsfragen zur 24. Lektion	319
 <u>25. Lektion</u>	
4.3 Stromtorverstärker	320
4.31 Zündeinrichtungen für Stromtore	321
4.311 Vertikalsteuerung	321
4.312 Horizontalsteuerung	326
4.313 Impulssteuerung	330
Prüfungsfragen zur 25. Lektion	333
 <u>26. Lektion</u>	
4.32 Schaltungsarten von Stromtorverstärkern	334
4.321 Einphasenschaltung	334
4.322 Mehrphasenschaltungen	338
4.323 Die Antiparallelschaltung	341
Übungsaufgaben zur 26. Lektion	344
Prüfungsfragen zur 26. Lektion	345
Lösungen der Aufgaben zu den Lektionen 23 bis 26	346
Antworten auf die Prüfungsfragen zu den Lektionen 23 bis 26	353

## Elektronik 5. Lehrbrief

### Berichtigungen und Anmerkungen

#### Achtung!

Nachfolgende Berichtigung ist zweckmäßig vor Beginn des Studiums in den Lehrbrief einzutragen!

#### Seite 293 Zeile 20

Die Abkürzung für Dezibel ist hier wie im folgenden in dB zu ändern.

#### Seite 296 Zeile 12

Es muß heißen:  
... (in Bild 124 eingezeichnet).

#### Zeile 21 und 22

Es muß heißen:  
...Vorwiderstand ...

#### Zeile 22

Es muß heißen:  
... (Bild 125).

#### Seite 297 Zeile 3

Hierzu Anmerkung 1):

- 1) Zur überschlägigen Berechnung von Kathoden- bzw. Schirmgitterkondensator genügt es meist, deren Wechselstromwiderstände für die niedrigste zu verstärkende Frequenz kleiner als 10 % der entsprechenden Widerstände  $R_k$  bzw.  $R_{g2}$  zu wählen.

#### Seite 299 Gleichung (4.55) heißt vollständiger:

$$\frac{1}{d} = \frac{U_{2\sim}}{U_{1\sim}} = \dots \quad (4.55)$$

#### Seite 300 Zeile 1

Es heißt richtiger:  
Die untere Grenzfrequenz des RC-Vierpols berechnet..

#### Seite 301 Zeile 16

Hierzu Anmerkung 2):

- 2) Ist  $R_g$  größer als 10 % von  $R_g$ , ist bei der Berechnung von  $R_g$  ges. der Parallelwiderstand  $R_g$  mit zu berücksichtigen.



Seite 304 Bild 132

Die Richtungspfeile von  $U_{g\sim}$  und  $U_{e\sim}$  sind umzukehren und nach unten einzutragen.

Seite 305 Gleichung (4.63) und (4.64)

Es muß heißen:

$$U_{e\sim} \dots = -\frac{1}{2} U_{a\sim} \quad (4.63)$$

$$v_u = -\frac{U_{a\sim}}{U_{e\sim}} \approx 2 \dots \quad (4.64)$$

Seite 306 Zeile 10

Es muß heißen:

... dem Bild 123 ist ...

Zeile 13

Es muß heißen:

$$(R_{g1} = R_{g2} = \dots$$

Seite 311 Bild 138

Die obere Spitze des Richtungspfeils von  $R_{g2}$  ist zu entfernen.

Zeile 14

Es muß heißen:

... die Kathode der zweiten Röhre ein höheres Potential besitzen muß als die Anode der ersten Röhre.

Seite 314 Bild 141

Die Gittervorspannung der beiden Röhren des Wechselrichters wird zur Vermeidung einer Gleichstrom-Gegenkopplung gewöhnlich nicht über Kathodenwiderstände, sondern aus einer besonderen Gitterspannungsquelle in Reihe mit der Wechselspannung gewonnen. Die Zeichnung ist dahingehend zu ändern. Die Eingangsspannung muß die Bezeichnung  $2 \Delta U_{g-}$  erhalten, so daß an jeder Röhre die Spannung  $\Delta U_{g-}$  liegt.

Seite 315 Zeile 5

Es muß heißen:

... wird durch eine gemeinsame Gitterspannung  $U_{g-}$  festgelegt.

Seite 320 Zeile 18

Es muß heißen:

...nur bei Verwendung einer Betriebswechselspannung

Seite 322 Zeile 11

Es muß heißen:

Die dieser Wechselspannung  $U_{g\sim}$  zu überlagernde ...

Seite 323 Bild 147

Die Pfeilrichtungen von  $U_{g-}$  und  $U_g$  sind zu ändern.

Seite 330 Zeile 13

Hierzu Anmerkung 1):

1) Da sich die Zündkennlinie z.B.infolge von Temperaturschwankungen verändern kann (Lb.2,Abb.53), ist der Zündpunkt auch längs der übrigen Kennlinie bei schräger Flanke der Gitterspannung nicht genau bestimmt.

Seite 337 Zeile 13

Es muß genauer heißen:

... den Effektivwert  $U_{\sim eff} = ....$

da es auch einen Effektivwert der Gleichspannung an R gibt,welcher vom Effektivwert der Wechselspannung sehr genau unterschieden werden muß..

Auch im weiteren ist die Bezeichnung dahingehend zu verbessern.

Seite 340 Bild 163

Das schraffierte Rechteck des Gleichstrommittelpunktes muß bereits bei  $2\pi$  beendet sein.

Seite 343 Zeile 2

Es muß heißen:

...gelten die Werte der Einwageschaltung,wenn jeweils nur eine Röhre in Betrieb ist.

## 23. L e k t i o n

### 4. Röhrenverstärker (Fortsetzung)

#### 4.2 Verstärkerschaltungen

Wie bereits unter 4.1 bemerkt, benötigt man in einem elektronischen Verstärker zur Erzielung eines bestimmten Verstärkungsgrades gewöhnlich mehrere Verstärkerstufen. Diese sind untereinander mit Hilfe irgendwelcher Schaltelemente gekoppelt, welche sich in sogenannten "Vierpolen" zusammenfassen lassen. In Bild 123 ist die prinzipielle Anordnung eines solchen Verstärkers dargestellt. Durch die Koppelvierpole wird jeweils die Anodenwechselspannung der vorhergehenden Röhre an das Gitter der nächsten Röhre geführt. In dieser Darstellung ist bereits berücksichtigt, daß die Betriebsspannungen aller Stufen des Verstärkers einer gemeinsamen Spannungsquelle  $U_b$  entnommen werden. In der Praxis wird diese Spannungsquelle durch eine Gleichrichter- und Siebschaltung - gegebenenfalls mit elektronischer Stabilisierung - gebildet, wie sie in Lb. 2, Abschn. 3.13, Lb. 3, Abschn. 3.52 und in Aufgabe 24.1 des vorliegenden Lb. behandelt wird.

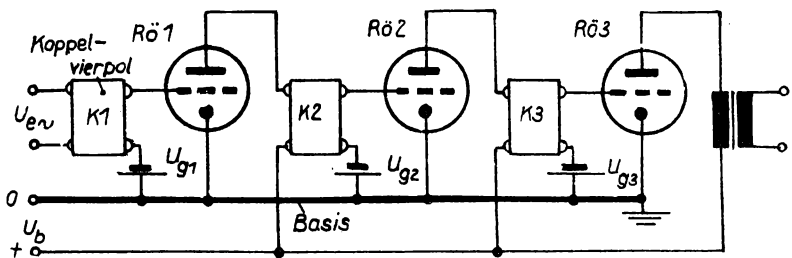


Bild 123

Schematischer Aufbau eines dreistufigen Verstärkers.

Die Kathoden der drei Stufen dieses Verstärkers sind direkt miteinander verbunden und an Erdpotential geführt. Diese geerdete Verbindung aller Röhren bezeichnet man als "Basis"

des Verstärkers und spricht dabei im vorliegenden Falle von einer Kathodenbasis-Schaltung <sup>1)</sup>.

Enthält eine Verstärkerschaltung mehrere Stufen, so arbeiten - wie schon gesagt wurde - alle Stufen außer der letzten als Spannungsverstärkerstufen, da jede nächste Röhre zu ihrer Steuerung einer Spannung bedarf. Erst die letzte Röhre gibt dem Verstärker seinen Charakter als Spannungs- oder Leistungsverstärker, je nachdem welche Aufgabe sie zu erfüllen hat und wie dementsprechend ihr Außenwiderstand beschaffen ist. Will man nun von einer "Gesamtverstärkung" des Verstärkers sprechen, so ist es zum Beispiel bei einem Leistungsverstärker wenig sinnvoll, den Begriff der Spannungsverstärkung  $v_u$  auch über die letzte Stufe auszudehnen. Jedoch hat es stets einen Sinn, von einer Gesamt(spannungs)verstärkung sämtlicher Vorstufen zu sprechen. Diese Verstärkung ergibt sich aus dem Verhältnis

$$v_{u \text{ ges}} = \frac{U_{anv}}{U_{ev}} = \frac{\text{Ausgangsspannung der letzten Vorstufe}}{\text{Eingangsspannung des Verstärkers}} \quad (4.49)$$

Die Größe dieser Verstärkung ist nicht allein von den Röhren, sondern auch von der Wirkung der Koppelvierpole abhängig. Durch (Spannungs-) Verluste innerhalb der Koppelvierpole ist deren Ausgangsspannung nicht gleich der Eingangsspannung, wie es im Idealfalle sein sollte, sondern gewöhnlich kleiner <sup>2)</sup>.

1)

Man kennt auch Anodenbasis- und Gitterbasis-Schaltungen von Verstärkern. Jedoch ist ihre Anwendung gegenüber der meist gebräuchlichen Kathodenbasis-Schaltung auf spezielle Zwecke beschränkt. Sie sollen daher in diesem Rahmen nicht behandelt werden.

2)

Bei Verwendung eines Übertragers als Koppelvierpol kann die Ausgangsspannung entsprechend dem Übersetzungsverhältnis des Übertragers auch größer als die Eingangsspannung sein.

Man spricht daher bei derartigen Vierpolen von einer

Dämpfung:  $d = \frac{\text{Eingangsspannung des Vierpols}}{\text{Ausgangsspannung des Vierpols}}$

$$= \frac{1}{v_{\text{Vierpol}}} \geq 1 \quad (4.50)$$

Mit dieser Schreibweise erhält man als Gesamtverstärkung eines n-stufigen Verstärkers

$$\begin{aligned} v_{u, \text{ges}} &= \frac{1}{d_1} \cdot v_1 \cdot \frac{1}{d_2} \cdot v_2 \cdot \dots \cdot \frac{1}{d_n} \cdot v_n \\ &= \frac{U_{g1n}}{U_{e1n}} \cdot \frac{U_{a1n}}{U_{g1n}} \cdot \frac{U_{g2n}}{U_{a1n}} \cdot \frac{U_{a2n}}{U_{g2n}} \cdot \dots \cdot \frac{U_{gnn}}{U_{a(n-1)n}} \\ &\quad \cdot \frac{U_{ann}}{U_{gnn}} \\ &= \frac{U_{ann}}{U_{e1n}} \quad (\text{alle übrigen Faktoren heben sich weg}) \quad (4.51) \end{aligned}$$

Anmerkung:

Besonders bei der Berechnung von Leitungsnetzen ist es in der Praxis üblich und vorteilhaft, anstelle der Dämpfung  $d$ , also des numerischen Verhältnisses der Spannungen, ein Dämpfungsmaß  $b$  zu verwenden, welches durch den Logarithmus der Dämpfung definiert ist:

Dämpfungsmaß:  $b = \log d \quad (4.52)$

Je nachdem, ob man den natürlichen Logarithmus ( $\ln d$ ) oder den Zehner-Logarithmus ( $\lg d$ ) verwendet, erhält man als (dimensionslose) Einheiten das Neper (N) oder das Bel (B) bzw. das Dezibel (db). Bei der Angabe des Dämpfungsmaßes in db wird außerdem als Dämpfung  $d$  nicht das Spannungsverhältnis, sondern das Verhältnis der Leistungen verwendet. Die Definitionen für diese beiden Dämpfungsmaße lauten damit

$$b_N = \ln d = \ln \frac{U_{1n}}{U_{2n}} = \ln \sqrt{\frac{N_{1n}}{N_{2n}}} = \frac{1}{2} \ln \frac{N_{1n}}{N_{2n}} \quad (4.52a)$$

$$b_{/db} = 10 \lg d = 10 \lg \frac{N_{1\sim}}{N_{2\sim}} = 10 \lg \frac{U_{1\sim}^2}{U_{2\sim}^2} = 20 \lg \frac{U_{1\sim}}{U_{2\sim}} \quad (4.52b)$$

In ähnlicher Weise rechnet man auch mit dem Verstärkungsmaß:

$$v_{/N} = \ln \frac{U_{2\sim}}{U_{1\sim}} = \frac{1}{2} \ln \frac{N_{2\sim}}{N_{1\sim}}$$

$$v_{/db} = 10 \lg \frac{N_{2\sim}}{N_{1\sim}} = 20 \lg \frac{U_{2\sim}}{U_{1\sim}}$$

Sind in einer Schaltung Verstärkungen und Dämpfungen zu berücksichtigen, so benutzt man für die dämpfenden Vierpole ebenfalls das Verstärkungsmaß und erhält dabei negative Zahlenwerte. Bei der Berechnung tritt dann anstelle der Multiplikation der Verstärkungen die Addition der Verstärkungsmaße.

In ähnlicher Weise wird in Nachrichtennetzen mit Verstärkern zur Darstellung der Spannungs- und Leistungsverhältnisse der Begriff Pegel verwendet. Dabei wird die Spannung oder Leistung der Meßstelle verglichen mit dem Wert am Anfang des Netzes oder mit einem genormten Bezugswert  $U_0$  bzw.  $N_0$ . Als Spannungspegel gibt man dann zum Beispiel

$$p_{u/N} = \ln \frac{U_{\sim}}{U_{0\sim}}$$

an, welcher ein logarithmisches Maß für die Spannung  $U_{\sim}$  darstellt.

(Literaturhinweis: Rint, Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechnik, Bd. 1, Seite 200 ff.)

Sowohl die Verstärkungsfaktoren der einzelnen Stufen als auch die Dämpfungen der Koppelvierpole sind abhängig von der zu verstärkenden Frequenz, da in ihnen gewöhnlich kapazitive bzw. induktive Schaltelemente enthalten sind. Diese Frequenzabhängigkeit wird im folgenden noch ausführlicher zu untersuchen sein.

Vorerst aber soll noch eine andere Lücke geschlossen werden, welche absichtlich bisher offen geblieben ist.

#### 4.21 Automatische Gittervorspannungen

Das Problem der gemeinsamen Betriebsspannung für alle Stufen eines Verstärkers ist entsprechend Bild 123 bereits im Prinzip gelöst und wird aus späteren ausführlicheren Schaltungen noch genauer hervorgehen. Jedoch haben wir bisher stets zur Erzeugung der Gittervorspannungen in jeder Stufe eine besondere Spannungsquelle in den Gitterkreis gezeichnet. Diese Spannungsquellen lassen sich auf Kosten der Betriebs-

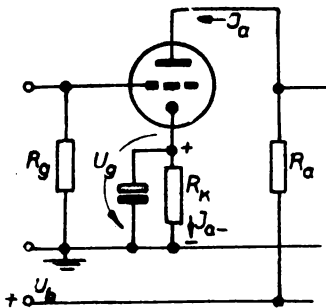


Bild 124  
Gittervorspannung durch  
Kathodenwiderstand.

spannung einsparen, wenn man entsprechend Bild 124 vor die Kathode einen Widerstand  $R_k$  schaltet, wie er bereits bei der Stromgegenkopplung (Bild 121) verwendet wurde. An diesem Widerstand entsteht infolge des durch ihn fließenden Anodenruhestromes  $I_{a-}$  ein Spannungsabfall  $I_{a-}R_k$ , um welchen nun das Gitter negativer ist als die Kathode.

Für die Berechnung des Kathodenwiderstandes ergibt sich damit

$$R_k = \frac{U_{g-}}{I_{a-}} \quad 1) , \quad (4.53)$$

wobei  $U_{g-}$  und  $I_{a-}$  die im Arbeitspunkt der Röhre abgelesenen bzw. für einen gewünschten Arbeitspunkt erforderlichen Werte sind. Zu bemerken ist dazu, daß nach Zuschalten des Kathodenwiderstandes die nunmehr wirksame Betriebsspannung  $U_b'$  um den Wert  $U_{g-}$  kleiner ist als  $U_b$ , so daß die Arbeitsgerade von vornherein um den Betrag der Gitterspannung nach links verlegt werden muß. Bei Vorstufenröhren ist dieser Wert gewöhnlich vernachlässigbar klein,

1) Diese Gleichung ist nur für Trioden richtig. Bei Pentoden wird  $R_k$  außer vom Anodenstrom  $I_{a-}$  auch noch vom Schirmgitterstrom  $I_{g2-}$  durchflossen, so daß dann die Berechnung aus  $U_{g1-}$   $U_{g2-}$

während bei stark ausgesteuerten Endstufen oft berücksichtigt muß.

In Abschnitt 4.135 haben wir gesehen, daß ein solcher Kathodenwiderstand  $R_k$  eine Stromgegenkopplung zur Folge hat. Infolge des Anodenwechselstromes  $I_{a\sim}$  tritt an ihm außer dem Gleichspannungsabfall  $I_{a\sim} R_k$  noch ein Wechselspannungsabfall  $I_{a\sim} R_k$  auf, welcher sich der Eingangsspannung  $U_{e\sim}$  überlagert und gewöhnlich unerwünscht ist. Um ihn zu vermeiden, muß  $R_k$  durch einen Kondensator hoher Kapazität wechselstromseitig kurzgeschlossen werden, dessen Wechselstromwiderstand  $\frac{1}{\omega C}$  für alle zu verstärkenden Frequenzen klein gegen  $R_k$  sein muß (s. Bild 124 eingezeichnet). Dieser Kathodenkondensator braucht nur für die niedrige Gittergleichspannung  $U_{g-}$  ausgelegt zu sein. Gewöhnlich wählt man daher Niederspannungs-Elektrolytkondensatoren mit Kapazitäten von 1 bis 100  $\mu F$ .

Ähnlich wie die Vorspannung für das Steuergitter wird bei Pentoden auch die Schirmgitterspannung  $U_{g2-}$  der gemeinsamen Betriebsspannung entnommen. Das war bereits in Bild 110 schematisch angedeutet worden. Da die Betriebsspannung  $U_b$  gewöhnlich höher ist als die gewünschte Schirmgitterspannung  $U_{g2-}$ , wird ein Vorderwiderstand  $R_{g2}$  verwendet, um die Restspannung  $U_b - U_{g2-}$  aufzunehmen (Bild 125). Dieser Vorderwiderstand wird lediglich vom Schirmgitterstrom  $I_{g2}$  durchflossen, so daß er sich aus der Gleichung

$$R_{g2} = \frac{U_b - U_{g2-}}{I_{g2}} \quad (4.54)$$

berechnen läßt. Der Schirmgitterstrom ist dabei dem Kennlinienfeld (oder dem Röhrentaschenbuch) zu entnehmen.

Der Schirmgitterstrom wird gemeinsam mit dem Anodenstrom durch die Gitterwechselspannung gesteuert. Er enthält also auch einen Wechselanteil  $I_{g2\sim}$ . Die Schirmgitterspannung jedoch muß sehr gut konstant gehalten werden, um keine Schirmgitterrückwirkung hervorzurufen (vergl. Abschn. 3.31, Lbf.2). Daher muß auch das Schirmgitter gegen die Kathode wechselstromseitig kurzgeschlossen werden, damit am Schirmgitterwiderstand keine Spannungsschwankungen auftreten können.



Das geschieht ebenfalls mittels eines hinreichend großen Kondensators, dessen Widerstand bei den zu verstärkenden Frequenzen klein sein muß gegenüber  $R_{g2}$  (Bild 125).

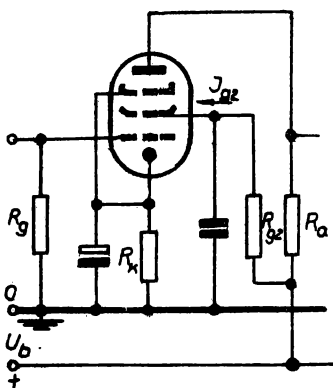


Bild 125

Zuführung der Schirmgitterspannung.

ste, billigste und für viele Zwecke beste Art der Kopplung, sie soll daher hier ausführlich besprochen werden.

#### 4.22 Der RC-Verstärker

Verstärker werden entweder nach ihrer Aufgabe (als Spannungs-, Leistungs-, Sende-, Meßverstärker usw.) oder nach ihrer Kopplung bezeichnet. Einen Koppelvierpol, welcher lediglich aus Widerständen und Kondensatoren aufgebaut ist, nennt man einen RC-Vierpol, den Verstärker dementsprechend RC-Verstärker. Die RC-Kopplung ist die weitaus häufigste

##### 4.221 Frequenzabhängigkeit der RC-Kopplung

Aus Bild 126 geht die Grundschaltung eines RC-Vierpols hervor. In ihm sind der Außenwiderstand  $R_a$  der vorhergehenden Röhre, der Gitterableitwiderstand  $R_g$  der nächsten Röhre und ein Koppelkondensator  $C_k$  enthalten. Der Koppelkondensator dient zur Abriegelung der Anodengleichspannung vom Gitter der nächsten Röhre. Ein solcher Vierpol ist daher nur zur Wechselspannungsübertragung geeignet, kann also in Gleichspannungsverstärkern nicht verwendet werden!

Durch den frequenzabhängigen Wechselstromwiderstand  $\frac{1}{\omega C_k}$  des Koppelkondensators wird auch die Übertragung und dementsprechend die Dämpfung des Koppelvierpols abhängig von der zu übertragenden Frequenz. Zur Untersuchung dieser Frequenzabhängigkeit wollen wir uns den RC-Vierpol in vereinfachter Darstellung noch einmal gesondert herauszeichnen.

Da bei dieser Betrachtung nur Wechselstromgrößen eine Rolle spielen und die Betriebsspannungsquelle infolge des großen Siebkondensators wechselstromseitig praktisch keinen Widerstand besitzt, können wir sie durch eine direkte Verbindung

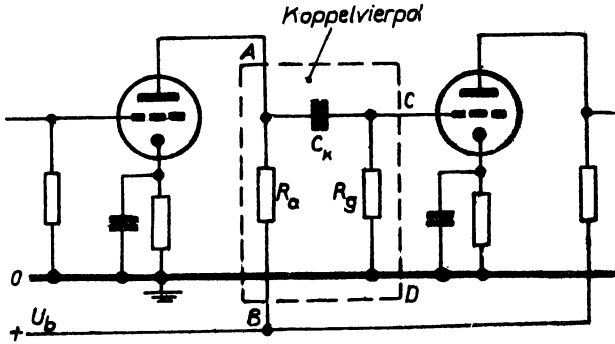


Bild 126  
RC-Kopplung zweier Verstärkerstufen.

der Punkte B und D ersetzen (Bild 127). Aus dieser Anordnung geht sofort hervor, daß  $R_g$  und  $C_k$  einen Spannungsteiler bilden, an welchem sich die Eingangsspannung  $U_{1\sim}$  aufteilt in die Spannungen  $U_{2\sim}$  und  $U_{C_k\sim}$ . Die Ausgangsspannung  $U_{2\sim}$  ist mithin um so kleiner gegenüber  $U_{1\sim}$ , je größer die Spannung  $U_{C_k\sim}$  am Koppelkondensator, je größer also der Widerstand  $\frac{1}{\omega C_k}$  gegenüber dem Widerstand  $R_g$  ist.

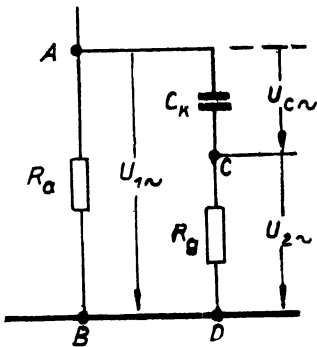


Bild 127  
Spannungsteilung im RC-Vierpol.

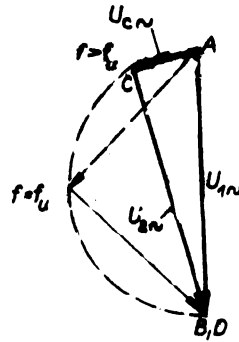


Bild 128  
Zeigerdiagramm der Spannungen im RC-Vierpol.

Nehmen wir  $R_g$  und  $C_k$  als gegeben an, so ergibt sich als Spannungsverhältnis zwischen Ausgangs- und Eingangsspannung

$$\frac{U_{2\nu}}{U_{1\nu}} = \frac{R_g}{\sqrt{R_g^2 + R_{C_k}^2}} = \frac{R_g}{\sqrt{R_g^2 + \left(\frac{1}{\omega C_k}\right)^2}} \leq 1 \quad (4.55)$$

Der Widerstand des Kondensators wird bei hohen Frequenzen offenbar klein gegenüber  $R_g$ , so daß in diesem Falle die Ausgangsspannung praktisch gleich der Eingangsspannung ist.

Mit abnehmender Frequenz  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  jedoch verschlechtert sich dieses Verhältnis,  $U_{2\nu}$  nimmt stetig ab, bis sie schließlich bei  $f = 0$  (Gleichspannung!) Null geworden ist. Gleichzeitig ändert sich auch die Phasenlage von  $U_{2\nu}$  zu  $U_{1\nu}$ , wie aus Bild 128 hervorgeht. In Bild 129 ist das Verhältnis  $\frac{U_{2\nu}}{U_{1\nu}}$  in Abhängigkeit von der Frequenz  $f$  in doppelt logarithmischem Maßstab aufgetragen. Daraus ist zu ersehen, daß der Abfall des Übertragungsverhältnisses praktisch erst bei einer bestimmten Frequenz beginnt.

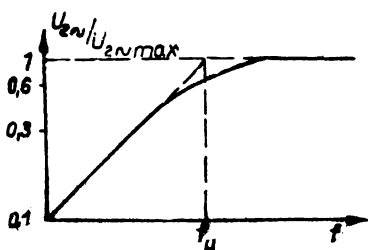


Bild 129  
Frequenzabhängigkeit des Übertragungsverhältnisses eines RC-Vierpols bei tiefen Frequenzen.

Als untere Grenzfrequenz  $f_u$  des Koppelvierpols bezeichnet man diejenige Frequenz, bei welcher  $U_{2\nu}$  auf den  $0,7 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ -fachen Betrag von  $U_{1\nu}$  abgesunken ist. Das ist genau dann der Fall, wenn  $U_{2\nu} = U_{C_k}$  geworden ist und damit  $C_k$  eine Phasendifferenz von  $45^\circ$  gegenüber  $U_{1\nu}$  angenommen hat.

Die untere Grenzfrequenz berechnet sich also einfach aus

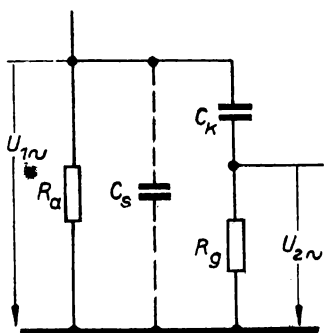
$$R_g = \frac{1}{\omega C_k} \quad (4.56)$$

zu

$$f_u = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{R_g \cdot C_k} \quad (4.57)$$

Die untere Grenzfrequenz  $f_u$  läßt sich durch Vergrößerung von  $R_g$  oder  $C_k$  weitgehend herabsetzen. Die Vergrößerung von  $R_g$  ist durch den Isolationswiderstand zwischen Kathode und Gitter der folgenden Röhre begrenzt.  $R_g$  muß noch klein gegen diesen Widerstand sein, daraus resultieren die praktisch erprobten Werte von 1 bis 2 MOhm. Aus wirtschaftlichen und technischen Gründen, welche hier nicht weiter erläutert werden können, wird auch  $C_k$  nicht größer gewählt, als es für die Anwendung des Verstärkers erforderlich ist.

Entsprechend den Betrachtungen anhand des Bildes 127 ist anzunehmen, daß mit wachsender Frequenz oberhalb der unteren Grenzfrequenz  $f_u$  die Übertragung des Vierpols praktisch konstant und  $U_{2\omega} = U_{1\omega}$  bleibt. Jedoch treten bei hohen Frequenzen Erscheinungen auf, mit welchen der Nichtfachmann zunächst nicht rechnet. Zwischen den Leitungsverbindungen des Koppelvierpols mit den Röhren, sowie innerhalb des Vierpols bestehen Kapazitäten, welche bei normalem Aufbau größer als 20 pF sind. Auch innerhalb der Röhren bestehen zwischen Kathode und Anode bzw. zwischen Kathode und Gitter Kapazitäten (vergl. Abschn. 3. 23, Lb. 2), welche jedoch gegenüber den Kapazitäten der Schaltung zurücktreten (< 5 pF). Sie alle denken wir uns zusammengefaßt in der Schalt- und Röhrenkapazität  $C_g$ , welche in Bild 130 in den RC-Vierpol parallel zu  $R_g$  eingezeichnet ist. Sie liegt gewöhnlich in der Größenordnung von 30 ... 50 pF.



Bei tiefen Frequenzen ist der Widerstand dieser Schaltkapazität so groß, daß er als Parallelwiderstand zu  $R_a$  vernachlässigbar ist. Bei hohen Frequenzen jedoch wird der für die Verstärkung der vorangehenden Röhre wirksame Gesamtaußenwiderstand  $R_{a \sim \text{ges}}$  durch den Parallelwiderstand  $R_{C_s} = \frac{1}{\omega C_s}$  herabgesetzt.

Bild 130  
RC-Vierpol mit Schaltkapazität.

Es ist dann

$$R_{a \sim \text{ges}} = R_a \parallel \frac{1}{\omega C_s} \parallel \sqrt{R_g^2 + \left(\frac{1}{\omega C_k}\right)^2} \quad 1) \quad (4.58)$$

Der dritte Anteil ist gewöhnlich groß gegen  $R_a$  und daher bei der Bestimmung des Verstärkungsfaktors der Röhre zu vernachlässigen. Der zweite Anteil kommt jedoch bei hohen Frequenzen in die Größenordnung von  $R_a$  und verkleinert daher mit  $R_{a \sim \text{ges}}$  auch die Verstärkung

$$v = \frac{1}{D} \cdot \frac{R_{a \sim \text{ges}}}{R_i + R_{a \sim \text{ges}}} \quad , \quad (4.59)$$

um so mehr, je höher die zu verstärkende Frequenz liegt. Auf eine mathematische Behandlung dieser Verhältnisse wollen wir hier verzichten. Auch hier läßt sich eine Grenze angeben, von welcher ab die Verstärkung der Röhre einschließlich Koppelvierpol unter den 0,7-fachen Betrag der Maximalverstärkung sinkt. Diese obere Grenzfrequenz ergibt sich etwa analog (4.57)

zu

$$f_o = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{R \cdot C_s} \quad (4.58)$$

1) Das Zeichen  $\parallel$  bedeutet "parallel zu".

wobei  $R$  die Parallelschaltung von  $R_a$  und  $R_i$  bedeutet. Im Bild 131 ist die Abhängigkeit der Verstärkung bei hohen Frequenzen dargestellt.

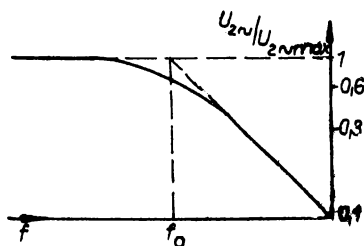


Bild 131  
Frequenzabhängigkeit der Verstärkung bei hohen Frequenzen.

Die obere Grenzfrequenz läßt sich durch Herabsetzen des Außenwiderstandes  $R_a$  sowie der Schaltkapazitäten  $C_s$  erhöhen. Aus dieser Bemerkung lassen sich bereits die Schwierigkeiten erkennen, welche bei der Verstärkung extrem hoher Frequenzen durch die erforderlichen kleinsten Röhrenabmessungen und Schaltverbindungen entstehen. Jedoch kann in die-

sem Rahmen darauf nicht weiter eingegangen werden.

Bisher wurden die Begriffe der unteren und oberen Grenzfrequenz jeweils nur für eine Verstärkerstufe mit Koppelvierpol definiert und die entsprechenden Berechnungsgrundlagen zusammengestellt. Soll für einen  $n$ -stufigen Verstärker die gleiche Forderung gelten, wie sie oben für eine Stufe aufgestellt wurde, also

$$v = 0,7 \cdot v_{\max} \quad (\text{bei } f_u \text{ und } f_o), \quad (4.59)$$

so müssen die Grenzfrequenzen der einzelnen Stufen entsprechend tiefer bzw. höher gewählt werden. Es gilt dann insbesondere für jede Stufe

$$v_1 = \sqrt[3]{0,7} \cdot v_{1 \max}$$

oder

$$U_{2n} = \sqrt[3]{0,7} \cdot U_{1n}. \quad (4.60)$$

Daraus lassen sich dann nach Gleichung (4.55) die erforderlichen Koppelkondensatoren berechnen.

Die durch die Frequenzabhängigkeit des Koppelvierpoles auftretenden Verzerrungen bei der gleichzeitigen Verstärkung mehrerer Frequenzen

(z.B. Tonfrequenzen ) nennt man auch lineare Verzerrungen. Sie äußern sich darin, daß beispielsweise die tiefen und die hohen Töne weniger verstärkt werden als das mittlere Frequenzband. Nichtlineare Verzerrungen treten an einen RC-Vierpol nicht auf, da alle Schaltelemente geradlinige Kennlinien besitzen. Bei geeigneter Wahl der Schaltelemente läßt sich bei einem RC-Vierpol der Abstand zwischen unterer und oberer Grenzfrequenz außerordentlich groß machen, so daß ein breites Frequenzband gleichmäßig gut verstärkt werden kann. Einen solchen Verstärker bezeichnet man als Breitbandverstärker. Er ist besonders als Meßverstärker (z.B. im Elektronenstrahl-Oszillografen) oder als Niederfrequenzverstärker in der Nachrichtentechnik von Bedeutung. RC-Verstärker lassen sich bei entsprechendem Aufwand mit einer Bandbreite ( $f_u \dots f_o$ ) von einigen Hz bis zu einigen MHz ausführen.

#### 4.222 RC-Kopplung der Gegentakt-Endstufe.

Im Abschnitt 4.134 haben wir die Bedeutung und Wirkungsweise der Gegentakt-Leistungsstufe kennengelernt. Sie diente im wesentlichen zur Verdopplung der Ausgangsleistung und zur Herabsetzung der nichtlinearen Verzerrungen. Will man eine solche Gegentaktstufe nicht - wie in Bild 116 - mit Hilfe eines Übertragers, sondern durch einen RC-Vierpol an die Vorstufen ankoppeln, so stößt man auf Schwierigkeiten, wenn die beiden Endröhren aus der gleichen Betriebsspannungsquelle gespeist werden sollen wie die Vorstufen. Dazu muß man die Kathoden der Endröhren an die gemeinsame Basis legen. Die beiden Gitter müssen dabei so gesteuert werden, daß die Gitterwechselspannungen ihrer Größe nach gleich, aber um  $180^\circ$  gegeneinander phasenverschoben sind.

Beide Forderungen lassen sich erfüllen durch Verwendung einer sogenannten Phasenumkehr-Röhre, wie sie in Bild 132 dargestellt ist. Bei dieser zusätzlich zwischenzuschaltenden Stufe ist der Außenwiderstand aufgeteilt in die beiden genau gleichen Widerstände  $R_{a1}$  und  $R_{a2}$ , von denen der eine wie gewohnt an der Anode, der zweite jedoch an der Kathode der Röhre liegt. Beide sind über die Betriebsspannung wechselstrommäßig unmittelbar miteinander verbunden. Die Ba-

sis liegt also bei dieser Stufe nicht an der Kathode, sondern genau zwischen  $R_{a1}$  und  $R_{a2}$ , also zwischen Kathode und Anode.

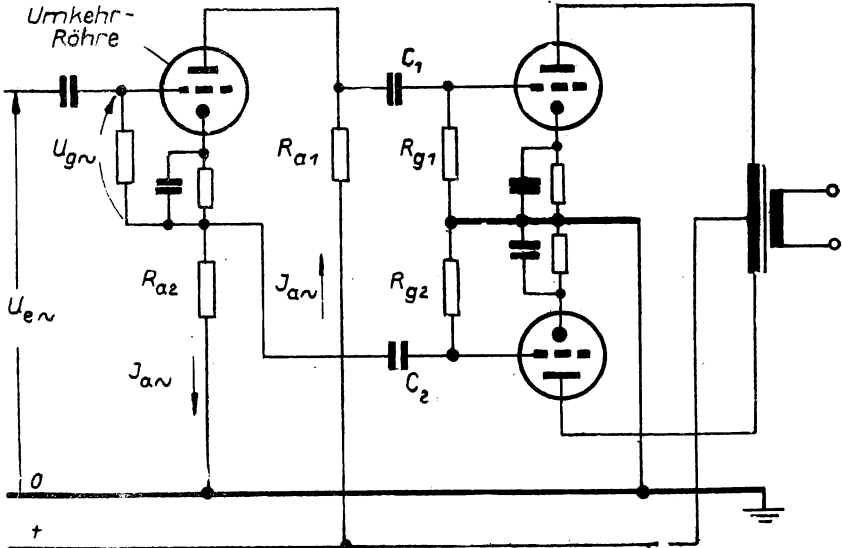


Bild 132  
Gegentaktendstufe mit Umkehrrohr und RC-Kopplung.

Da der Anodenwechselstrom  $I_{aV}$  durch beide Außenwiderstände gleichzeitig fließt, treten an ihnen auch die gleichen Wechselspannungen  $I_{aV} R_{a1} = I_{aV} R_{a2}$  auf, von denen die eine über den Kondensator  $C_1$  und die andere über den Kondensator  $C_2$  an die Gitter der beiden Endröhren geführt werden. Entsprechend der Anordnung von  $R_{a1}$  und  $R_{a2}$  liegen diese beiden Spannungen gegenüber der Basis in entgegengesetzter Phase, wie für die Steuerung der Gegentaktstufe erforderlich ist.

Bei dieser Schaltung ist zu beachten, daß der Widerstand  $R_{a2}$  im Gitterkreis der Umkehrstufe liegt und daher eine hohe Stromgegenkopplung bewirkt. Entsprechend den Bezeichnungen des Bildes 132 ergeben sich folgende Verhältnisse:



Die Gitterwechselspannung  $U_{g\nu}$  der Umkehrrohr ergibt sich aus der Differenz der Eingangswechselspannung  $U_{e\nu}$  und der gegengekoppelten Spannung  $I_{a\nu} R_{a2}$  zu

$$U_{g\nu} = U_{e\nu} - I_{a\nu} R_{a2} \quad (4.61)$$

Dabei ist  $|I_{a\nu} R_{a2}| = |U_{a2\nu}| = \frac{1}{2} |U_{a\nu}|$ . Da als Umkehrrohr gewöhnlich eine Röhre mit kleinem Durchgriff und demzufolge hoher Verstärkung gewählt wird, ist

$$U_{g\nu} \approx U_{a2\nu} \quad (4.62)$$

und daher

$$U_{e\nu} \approx I_{a\nu} R_{a2} = \frac{1}{2} U_{a\nu} \quad (4.63)$$

Damit ergibt sich also eine Gesamtverstärkung der Umkehrstufe

$$v_u = \frac{U_{a\nu}}{U_{e\nu}} \approx 2 \text{ (etwas kleiner als 2)} \quad (4.64)$$

Bezogen auf jede der beiden Endröhren ist die Verstärkung der Umkehrstufe entsprechend der Aufteilung der Anodenspannung  $U_{a\nu}$  etwas kleiner als 1. Die Umkehrrohr ist also nicht mehr an der Vorverstärkung beteiligt, sondern dient allein zur Phasenspaltung für die Gegentaktendstufe. Man verwendet dafür gewöhnlich Trioden oder Pentoden in Triodenschaltung (Vergl. Bild 105).

Ergänzungsliteratur: (1) Band 2, Seite 120 bis 135

Aufgaben zur 23. Lektion:

- A 23.1 a) Berechnen Sie Kathodenwiderstand und Schirmgitterwiderstand der Pentode EF 12 entsprechend dem in Aufgabe 20.1 angegebenen Arbeitspunkt.
- b) Wie groß müssen Kathoden- und Schirmgitterkondensator gewählt werden, wenn ihr Widerstand bei 50 Hz höchstens 1% des Kathoden- bzw. Schirmgitterwiderstandes betragen soll?
- A 23.2 Für einen dreistufigen RC-Verstärker entsprechend dem Bild 122 ist die Kapazität für die drei Koppelkondensatoren zu berechnen, wenn die untere Grenzfrequenz  $f_u = 35 \text{ Hz}$  betragen soll!  
 $(R_g = R_{g2} = R_{g3} = 1 \text{ M}\Omega)$ .

Prüfungsfragen zur 23. Lektion:

- F 23.1 Erklären Sie die automatische Erzeugung der Gittervorspannung einer Verstärkerröhre!
- F 23.2 Welche Aufgabe hat der Schirmgitterkondensator, wie muß er demzufolge bemessen sein?
- F 23.3 Was verstehen Sie unter einem RC-Verstärker? Zeichnen Sie das Schaltbild eines dreistufigen RC-Verstärkers mit Pentoden!
- F 23.4 Was wissen Sie über die Frequenzabhängigkeit eines einfachen RC-Koppelvierpols?
-

## 24. L e k t i o n

### 4.23 Drossel- und Übertragerkopplung

Ersetzt man in einem RC-Vierpol den Ohmschen Außenwiderstand  $R_a$  durch einen induktiven Widerstand  $R_{a\omega}$ , also durch eine Drosselspule, so spricht man von Drosselkopplung (Bild 133). Diese Kopplungsart wird gegenüber der RC-Kopplung nur sehr selten angewendet, da sie nur in Sonderfällen Vorteile bietet. Besonders bei tiefen Frequenzen ( $\leq 50$  Hz) ist es schwierig, den induktiven Widerstand der Drossel groß genug zu machen, um gegenüber dem ohmschen Außenwiderstand Vorteile zu erzielen. Bei der Verstärkung verschiedener Frequenzen (Breitbandverstärkung) ist die starke Frequenzabhängigkeit des induktiven Außenwiderstandes zu beachten.

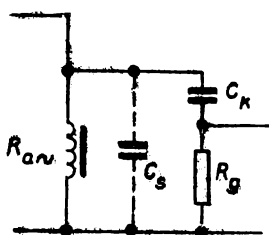


Bild 133  
Drosselkopplung

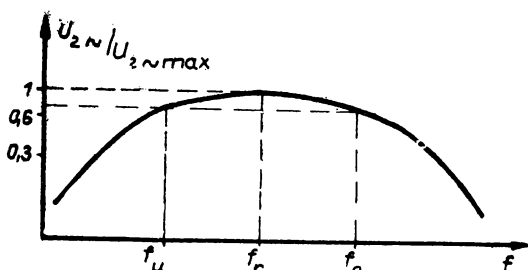


Bild 134  
Frequenzabhängigkeit der  
Verstärkung bei der  
Drosselkopplung.

Die Verstärkung eines Drosselverstärkers liegt am höchsten, wenn zwischen der Drossel und der Schalt- und Röhrenkapazität  $C_s$  Parallelresonanz eintritt. Bei Ausnützung dieser Resonanzfrequenz, welche sich aus der Beziehung

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{L \cdot C_s}} \quad (4.65)$$

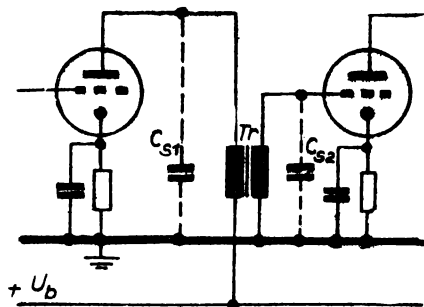
errechnet, spricht man von Resonanzverstärkung.

Die Abhängigkeit der Verstärkung eines Drosselverstärkers von der Frequenz geht aus Bild 134 hervor. Die untere und obere Grenzfrequenz berechnet sich aus den Formeln

$$\begin{aligned} f_u &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{R}{L} \\ f_o &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{C_s \cdot R} \end{aligned} \quad (4.66)$$

wobei  $R$  die Parallelschaltung von  $R_g$  und  $R_1$  (der vorangehenden Röhre) bedeutet. Auf die Ableitung dieser Formeln soll wegen der geringen Bedeutung der Drosselkopplung hier verzichtet werden.

Auch die Übertragerkopplung tritt gegenüber der RC-Kopplung bei der praktischen Anwendung in den Hintergrund. Hierbei wird der Koppelvierpol durch einen Übertrager gebildet (Bild 135), welcher gleichzeitig die Trennung der Anodengleichspannung vom nächsten Gitterkreis und die Zuführung der Gittervorspannung an das Gitter übernimmt. Da der Gitterableitwiderstand wegfällt, läuft der Übertrager praktisch leer (er ist nur durch die Eingangs- und Schaltkapazität des Gitterkreises belastet). Die Hysteresekurve des Eisens ist bei den verhältnismäßig kleinen Aussteuerungen praktisch nicht zu berücksichtigen.



Der Übertrager ist teuer und hat größeres Gewicht, als ein RC-Vierpol. Seine Bedeutung liegt vor allem in der Anpassung des Verstärkerausgangs (vergl. Abschn. 4.133), sowie in besonderen Fällen auch des Verstärkereingangs.

Bild 135  
Übertragerkopplung

#### 4. 24 Resonanzverstärker

Während die Drossel allein als Koppelglied entsprechend der Ausführungen des vorangehenden Abschnittes kaum praktische Bedeutung besitzt, läßt sich die dort bereits erwähnte Resonanzverstärkung durch Parallelschalten einer entsprechend gewählten Kapazität so ausgeprägt herbeiführen, daß der Verstärker dadurch zum "Selektivverstärker" <sup>1)</sup> wird (Bild 136). Drossel und Kondensator bilden miteinander einen Parallelschwingkreis, dessen Gesamt(wechselstrom)widerstand ein ausgeprägtes Maximum bei der Resonanzfrequenz besitzt <sup>2)</sup>. Der Verstärker verstärkt praktisch nur diese Resonanzfrequenz und die unmittelbar benachbarten Frequenzen (Bild 137).

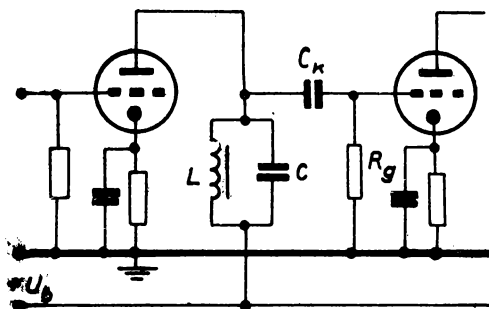


Bild 136  
Resonanzverstärker mit Koppe-  
lung durch Parallelschwingkreis.

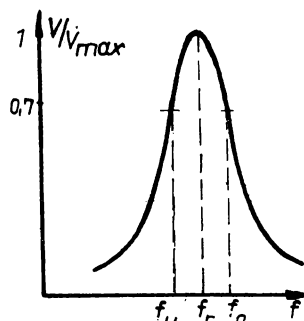


Bild 137  
Frequenzabhängigkeit  
der Verstärkung des  
Resonanzverstärkers

Der Selektivverstärker kann überall dort angewendet werden, wo aus einem Frequenzband eine einzelne Frequenz herausverstärkt werden soll (z.B. Hochfrequenzverstärkung in der Rundfunktechnik), oder wo überhaupt nur eine bestimmte Frequenz verstärkt wird. Mit ihm lassen sich wesentlich höhere Verstärkungen erreichen als mit Breitbandverstärkern. Außerdem ist - ähnlich wie bei der Verwendung eines Anpassungsübertragers - der Gleichstromwiderstand des Resonanzkreises

<sup>1)</sup> selektiv = auswählend (lat.) Vergl. auch Seite 51, Lb.1

<sup>2)</sup> vergleiche "Grundlagen der Elektrotechnik" Lehrbr.

gewöhnlich sehr klein gegenüber dem Wechselstromwiderstand, so daß die Betriebsspannung niedrig gehalten werden kann. Da der Resonanzkreis durch einen niedrigen Innenwiderstand  $R_i$  der Röhre stark gedämpft wird, eignen sich für die Resonanzverstärkung besonders Pentoden mit hohem Innenwiderstand.

#### 4.25 Gleichspannungsverstärkung

Am Anfang der Behandlung einzelner Verstärkerstufen wurde darauf hingewiesen, daß sich mit derartigen Stufen nicht allein Wechselspannungen bestimmter Frequenzen, sondern auch kleine Gleichspannungen verstärken lassen (vergl. auch Aufgabe 19.1 und 21.3). Solche Fälle treten besonders in der Meß- und Regelungstechnik wie auch bei elektronischen Rechenmaschinen auf. Kommt man dabei mit einer einzigen Verstärkerstufe aus, so ist das Problem der Gleichspannungsverstärkung - wozu auch die Verstärkung von Spannungsschwankungen sehr niedriger Frequenzen zu zählen ist - noch nicht besonders kritisch. Sind jedoch mehrere Röhren erforderlich, so ist nicht allein die Frage der Koppelung, sondern auch der erforderliche Aufwand zur Erzeugung der Betriebsspannungen einer näheren Betrachtung zu unterziehen.

Untersuchen wir alle bisher besprochenen Koppelvierpole bezüglich ihre Verwendbarkeit für Gleichspannungsverstärkung, so stellen wir fest, daß sie alle unter anderem die Aufgabe haben, Gleichspannungen aus dem Anodenkreis vom Gitterkreis der nächsten Röhre fernzuhalten und nur Wechselspannungen bis herab zu einer unteren Grenzfrequenz durchzulassen. Sie alle sind demnach nicht zur Koppelung von Gleichspannungsverstärkerstufen geeignet. Solche Stufen müssen zweckmäßig direkt, ohne Zwischenschaltung von Kondensatoren oder Übertragern aneinander gekoppelt werden, wodurch sich verschiedenartige Schwierigkeiten ergeben. Wir wollen im folgenden Abschnitt die Erfordernisse einer derartigen direkten Gleichspannungsverstärkung untersuchen.



Aus dem Schaltbild ergeben sich folgende Eizelspannungen:

Gittervorspannung der ersten Röhre:

$$U_{g1} = U_1$$

Betriebsspannung der ersten Röhre:

$$U_{b1} = U_2 + U_3$$

Gittervorspannung der zweiten Röhre:

$$U_{g2} = I_{a1} R_{a1} - U_3$$

Betriebsspannung der zweiten Röhre:

$$U_{b2} = U_3 + U_4$$

Gesamtbetriebsspannung:

$$U_b = U_1 + U_2 + U_3 + U_4$$

Diese Betriebsspannung wird gewöhnlich nicht wie hier aus mehreren einzelnen Spannungsquellen bestehen, sondern aus einer einzigen Spannungsquelle über einen entsprechenden Spannungsteiler entnommen. Sie vergrößert sich mit jeder Verstärkerstufe und ist bei  $n$  Stufen größer als  $\frac{n+1}{2} \cdot U_{b1}$ .

Die Wirkungsweise eines solchen Gleichspannungsverstärkers ergibt sich aus folgender Überlegung: Bereits ohne Eingangsspannung fließt in jedem Anodenkreis ein Anodenruhestrom entsprechend der Lage des jeweiligen Arbeitspunktes (wie beim Wechselstromverstärker auch). Tritt nun an  $R_g$  eine kleine z.B. negative Gleichspannung  $\Delta U_{g1}$  auf, so verändert sich die gesamte Gittergleichspannung von Röhre 1 um diesen Wert. Der Arbeitspunkt verlagert sich nach negativen Gitterspannungen, bringt dadurch eine Verkleinerung  $\Delta I_{a1}$  des Anodengleichstromes  $I_{a1}$  und schließlich auch eine entsprechend verstärkte Veränderung  $\Delta I_{an}$  des Anodengleichstromes der letzten Röhre



mit sich. Diese Stromänderung  $\Delta I_{an}$  läßt sich von dem ursprünglichen Ruhestrom  $I_{an}$  nicht mehr trennen, genau wie sich die Stromänderungen  $\Delta I_{a1}$  usw. von den zugehörigen Ruhestromen nicht trennen lassen, wie es bei der Wechselspannungsverstärkung der Fall war!

Infolgedessen wird auch jede unerwünschte Änderung der Anodenruhestrome infolge Schwankung der Betriebsspannung, Schwankung der Röhrenheizung, Alterung der Röhren usw. vom Verstärker mitverstärkt und verfälscht das Ausgangsergebnis!

Um eine gute Nullpunkt Konstanz des Gleichstromverstärkers zu erreichen, ist daher ein besonderer Aufwand zur Stabilisierung der (hohen) Betriebsspannung  $U_b$  und (evtl.) der Heizspannung erforderlich. Darüber hinaus kann es erforderlich sein, das Röhrenmaterial besonders auszuwählen, z.B. künstlich gealterte Röhren zu verwenden, deren Kennwerte sich nur noch wenig ändern. Trotz solcher Maßnahmen muß der Nullpunkt von Gleichspannungsverstärkern gewöhnlich von Zeit zu Zeit neu eingestellt werden.

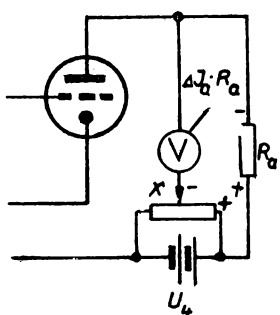


Bild 140  
Kompensation des Strommessers für die Ausgangsgröße eines Gleichstromverstärkers.

Will man die Ausgangsgröße eines Gleichspannungsverstärkers lediglich ablesen, so ist es ungünstig, den Ausgangsstrom  $I_a + \Delta I_a$  direkt durch einen Strommesser anzeigen zu lassen. Besser schaltet man entsprechend Bild 140 einen empfindlichen Spannungsmesser so in den Ausgangsstromkreis, daß die Ruhespannung  $I_a \cdot R_a$  durch einen Teil der Betriebsspannung kompensiert wird und am Spannungsmesser lediglich die Spannungsänderungen  $\Delta I_a R_a$  angezeigt werden. An diesem Spannungsmesser läßt sich der Nullpunkt durch Verschieben des Kontaktes X

leicht justieren.

#### 4. 252 Elektronischer Wechselrichter

In der Regelungstechnik müssen Verstärker gewöhnlich über lange Zeit hinaus ununterbrochen und ohne Störung in Betrieb sein, wobei die Möglichkeit einer Nullpunktverschiebung von vornherein ausgeschlossen sein muß. Ist man in solchem Falle gezwungen, irgendwelche kleinen Gleichspannungen zu verstärken, z.B. die Thermo-Urspannungen eines Thermoelementes, so verwendet man dazu gewöhnlich keinen direkten Gleichstromverstärker. Durch Umwandlung solch kleiner Gleichspannungen in Wechselspannungen mit Hilfe eines Wechselrichters lassen sich zur Verstärkung gewöhnliche Wechselspannungsverstärker verwenden, deren Ausgangswechselspannung dann gegebenenfalls wieder gleichgerichtet werden muß. Zur Wechselrichtung stehen die verschiedensten Möglichkeiten zur Verfügung. Zu erwähnen ist dabei in erster Linie der mechanisch arbeitende Zerkacker. Daneben lassen sich zur Wechselrichtung eine Reihe von Schaltelementen verwenden, welche eine nichtlineare Strom-Spannungskennlinie besitzen, deren Widerstand sich also mit wachsender Aussteuerung ändert. Beispiele dafür sind Trockengleichrichter, Eisendrosseln und nicht zuletzt die Elektronenröhren. Wir wollen daher in diesem Abschnitt eine solche elektronische Wechselrichtung in ihrer Wirkungsweise näher kennenlernen.

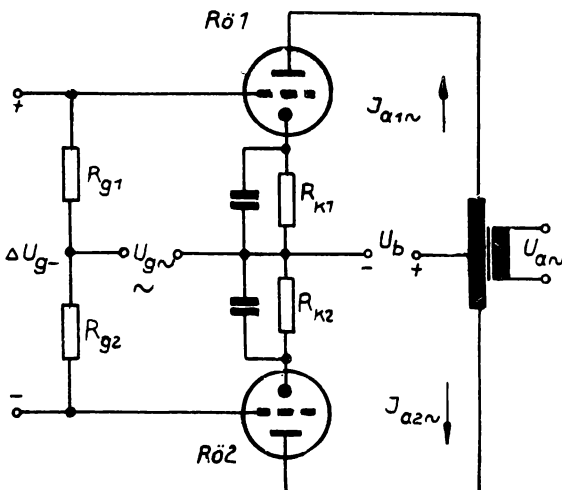


Bild 141  
Prinzipschaltung eines elektronischen Wechselrichters.

Die Prinzipschaltung (Bild 141) ist uns in ihrer grundsätzlichen Anordnung bereits im Abschnitt 4.134 begegnet. Die beiden Verstärkerröhren arbeiten im Gegentakt und werden durch eine gemeinsame Betriebsspannung  $U_b$  gespeist. Ihr (gleicher) Arbeitspunkt wird durch die an  $R_{k1}$  bzw.  $R_{k2}$  erzeugte gleiche Gitterspannung festgelegt. Im Gitterkreis liegt darüber hinaus noch eine beiden Röhren gemeinsame Wechselspannung  $U_{g\sim}$ , welche während des Betriebes konstant bleibt. Die Eingangsgleichspannung  $\Delta U_{g-}$  liegt an den beiden sehr genau gleichen Gitterableitwiderständen  $R_{g1}$  und  $R_{g2}$ .

Die Wirkungsweise dieses Wechselrichters beruht - wie bereits erwähnt - auf der Nichtlinearität der Kennlinien. Die beiden Röhren müssen dabei so ausgesucht sein, daß ihre Kennlinien sehr genau übereinstimmen. Der Arbeitspunkt A wird in den gebogenen Teil der Kennlinien gelegt (Bild 142a). Solange die Eingangsspannung  $\Delta U_{g-} = 0$  ist, liegen beide Arbeitspunkte  $A_1$  und  $A_2$  genau gleich. Infolge der gemeinsamen Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  fließen - außer den Anodengleichströmen - durch die beiden Halbwicklungen des Ausgangsübertragers genau gleiche Wechselströme  $I_{a1\sim}$  und  $I_{a2\sim}$  in entgegengesetzter Richtung, so daß sie sich in ihrer Wirkung auf den Magnetfluß kompensieren und die induzierte Ausgangsspannung Null ist (Bild 142a).

Tritt nun an den Gitterableitwiderständen eine zu verstärkende Gleichspannung  $\Delta U_{g-}$  auf, so wird der Arbeitspunkt  $A_1$  z.B. nach positiveren Gitterspannungen zum Punkte  $A_1'$ , der Arbeitspunkt  $A_2$  entsprechend nach negativeren Gitterspannungen zum Punkte  $A_2'$  verschoben (Bild 142b); sie rücken in Gebiete verschiedener Steilheit der Kennlinien. Da auch die Lage der Gitterwechselspannungen  $U_{g\sim}$  durch die Lage der Arbeitspunkte bestimmt ist, werden nun offenbar die beiden Ausgangswechselströme  $I_{a1\sim}$  und  $I_{a2\sim}$  infolge der Nichtlinearität der Kennlinien in ihrer Größe verschieden und kompensieren sich nur zum Teil. Es entsteht eine Ausgangswechselspannung  $U_{a\sim}$ , welche in ihrer Größe etwa proportional der Eingangsgleichspannung  $\Delta U_{g-}$  ist und in ihrer Phase mit der Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$  übereinstimmt.

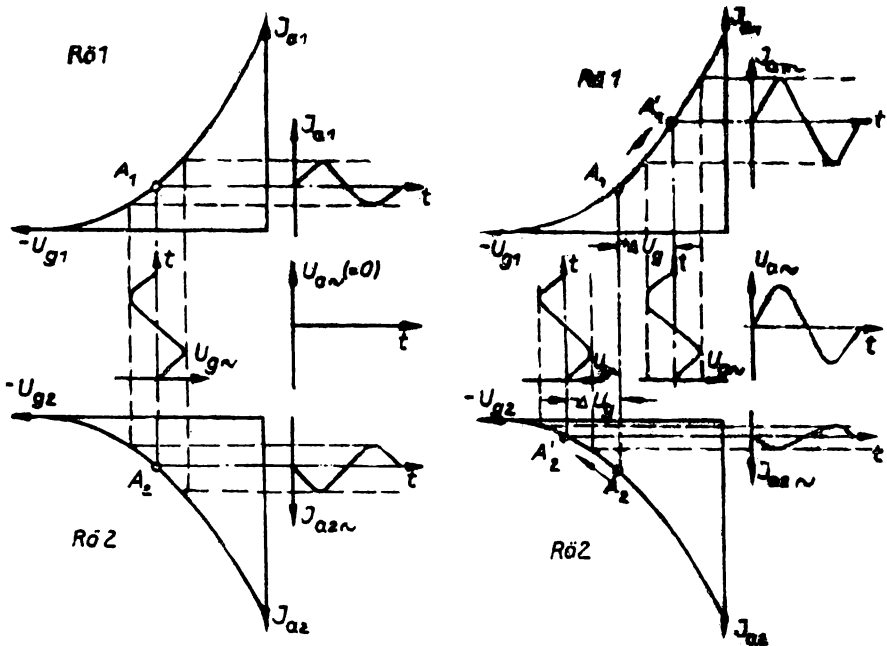


Bild 142  
Zur Wirkungsweise des elektronischen Wechselrichters.

Ändert die Eingangsgleichspannung  $\Delta U_{g-}$  ihre Richtung, so verschieben sich beide Arbeitspunkte entsprechend in entgegengesetzter Richtung wie vorher. Die Ausgangsspannung  $U_{a\sim}$  ändert dadurch ihre Phasenlage um  $180^\circ$ , liegt also entgegengesetzt der Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$ . Größe und Richtung der Eingangsgleichspannung werden daher wiedergegeben durch Amplitude und Phasenlage der Ausgangswechselspannung.

Diese Wechselspannung läßt sich nun z.B. mit einem RC-Verstärker weiterverstärken und schließlich - wenn erforderlich - auch wieder phasenempfindlich gleichrichten, wobei also die Ausgangsgleichspannung auch ihre Richtung mit der Eingangsgleichspannung ändert.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Wir verweisen diesbezüglich z.B. auf (6), Seite 72 ff

Mit diesen Betrachtungen wollen wir die Behandlung von Röhrenverstärkern mit Vakuumröhren beenden. Es bleibt noch die Anwendung von gasgefüllten Röhren in der Leistungsverstärkung zu untersuchen, mit welcher sich die folgenden Abschnitte beschäftigen sollen.

Ergänzungsliteratur: (1) Band 2, Seite 135 ff  
(6) Seite 61 bis 81

### Aufgaben zur 24. Lektion:

#### A 24.1

Die zum Betrieb von direkten Gleichstromverstärkern erforderlichen Betriebsspannungen werden oft mit Hilfe einfacher elektronischer Spannungsregelungen stabilisiert. Dazu wird gewöhnlich auch wieder ein Gleichspannungsverstärker verwendet, welcher jedoch meist nur aus einer Stufe besteht. Bild 143 zeigt die Schaltung eines solchen Spannungsreglers. Hierbei werden Röhren verwendet, deren Kennlinienfelder Ihnen zur Verfügung stehen.

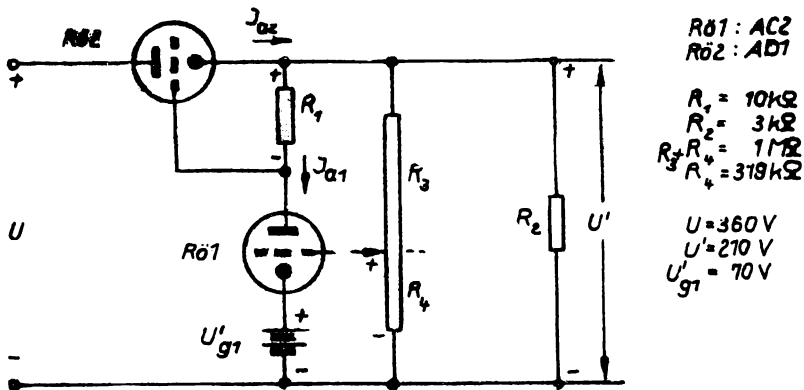


Bild 143  
Einfache elektronische Spannungsregelung.

Die Schaltung hat die Aufgabe, am Widerstand  $R_2$  eine Spannung  $U' = 210 \text{ V}$  zu stabilisieren. Die Eingangsspannung  $U$  beträgt  $360 \text{ V}$ . An dem Spannungsteiler  $R_3 + R_4$  wird der an  $R_4$  liegende Teil der Ausgangsspannung  $U'$  abgegriffen und bildet zusammen mit der Spannung  $U'_{g1}$  die negative Gittervorspannung  $U_{g1}$  der Verstärkerröhre 1. Außenwiderstand der Rö 1 ist der Widerstand  $R_1$ , Betriebsspannung die Spannung  $U' - U'_{g1}$ . Der Spannungsabfall an  $R_1$  bildet gleichzeitig die (negative) Gittervorspannung  $U_{g2}$  der Regelröhre 2, deren Betriebsspannung die Eingangsspannung  $U$  und deren Außenwiderstand praktisch der Widerstand  $R_2$  ist. (Der Widerstand der Parallelschaltung von Spannungsteiler  $R_3 + R_4$  mit Rö 1 ist groß gegen  $R_2$  und soll vernachlässigt werden).

- Erklären Sie die Wirkungsweise der Schaltung mit Hilfe der Röhrenkennlinien, wenn sich die Eingangsspannung  $U$  um einen kleinen Wert  $\Delta U$  (z.B.  $-40 \text{ V}$ ) ändert!
- Ermitteln Sie die Änderung  $\Delta U$  der Eingangsspannung, welche erforderlich ist, um eine Änderung  $\Delta U' = 2 \text{ V}$  ( $\approx 1\%$ ) der Ausgangsspannung  $U'$  herbeizuführen!

Anleitung zu a):

- Zeichnen Sie die Arbeitsgeraden in die Kennlinienfelder der beiden Röhren entsprechend den angegebenen Werten:  
 $Rö\ 1: U_{b1} = U' - U'_{g1} = 140 \text{ V} ; R_{a1} = R_1 = 10 \text{ kOhm}$   
 $Rö\ 2: U_{b2} = U = 360 \text{ V} ; R_{a2} \approx R_2 = 3 \text{ kOhm}$
- Bestimmen Sie die Gitterspannungen der beiden Röhren und legen Sie die Arbeitspunkte fest (Zuerst bei Rö 1!).
- Untersuchen Sie im Kennlinienfeld der Rö 2, welche Veränderungen eine kleine Veränderung  $\Delta U$  der Betriebsspannung mit sich bringt (Verschiebung der Arbeitsgeraden!).
- Bestimmen Sie den Einfluß dieser Änderung auf die Gitterspannung und Betriebsspannung der Rö 1 und tragen Sie diese Änderung in das Kennlinienfeld der Rö 1 ein.
- Untersuchen Sie schließlich den Einfluß dieser Änderungen auf die Gitterspannung der Rö 2 und diskutieren Sie das

Anleitung zu b):

- 1) Wie bei a)
- 2) Wie bei a)
- 3) Bestimmen Sie die Änderung der Gitterspannung von Rö 1 bei  $\Delta U' = 2 \text{ V}$  und legen Sie den neuen Arbeitspunkt fest (Die gleichzeitige Änderung der Betriebsspannung  $U'$  von 1% ist vernachlässigbar klein).
- 4) Bestimmen Sie die Änderung der Gitterspannung von Rö 2 und verändern Sie die Betriebsspannung (Verschiebung der Arbeitsgeraden) so, daß der Anodenstrom trotz der ermittelten Gitterspannungsänderung praktisch konstant bleibt (Er ändert sich mit  $U'$  auch nur um 1%). Diese Betriebsspannungsänderung der Rö 2 ist das gesuchte Ergebnis  
 $\Delta U_{b2} = \Delta U$ .

Prüfungsfragen zur 24. Lektion:

- F. 24.1 Warum wird Drossel- und Übertragerkopplung in Breitbandverstärkern gegenüber der RC-Kopplung selten angewendet?
  - F 24.2 Wie unterscheidet sich der direkte Gleichspannungsverstärker vom Wechselspannungsverstärker bezüglich seiner Schaltung und Wirkungsweise?
  - F 24.3 Welche Schwierigkeiten treten beim Betrieb direkter Gleichspannungsverstärker auf? Welche Möglichkeiten kennen Sie, diese Schwierigkeiten zu umgehen?
-

## 25. L e k t i o n

### 4.3 Stromtorverstärker

In Abschnitt 3.4 (Lehrbr. 2) haben wir eine Röhrenart kennengelernt, welche sich von den üblichen Verstärkerröhren im wesentlichen durch ihre Gasfüllung unterscheidet, das Stromtor oder Thyatron <sup>1)</sup>. Auch bei ihm läßt sich der Anodenstrom mittels der Gitterspannung in gewisser Weise steuern. Da die gesteuerten Leistungen dabei erheblich größer sein können als die zur Steuerung erforderlichen Leistungen, liegt auch bei diesen Röhren eine Verstärkerwirkung vor. Die Art und Weise dieser Verstärkung ist jedoch überaus verschieden von der in den Abschnitten 4.1 und 4.2 behandelten Verstärkung mit Vakuumröhren.

Bekanntlich läßt sich bei Thyatronröhren durch die Gitterspannung lediglich der Zündpunkt festlegen, während das Gitter nach der Zündung seine Steuerwirkung verliert. Infolgedessen ist eine Steuerung des Anodenstromes von Thyatronrohren mittels der Gitterspannung nur bei Verwendung von Wechselspannung möglich. Die Röhre wirkt dabei als Gleichrichter, wobei der Mittelwert des gleichgerichteten Stromes durch geeignete Wahl der Gitterspannung von Null bis zu seinem Maximalwert stetig gesteuert werden kann (Vergl. Abschn. 3.42 und 3.43, Lb.2). Dieser Maximalwert hängt lediglich von der Höhe der Betriebswechselspannung und dem Widerstand des äußeren Stromkreises ab. Wir werden auf seine Berechnung noch besonders eingehen.

Eine derartige gittergesteuerte Gleichrichtung läßt sich natürlich auch mit Vakuumröhren durchführen. Der Vorteil der Thyatronröhren gegenüber den Vakuumröhren liegt in ihrer niedrigen Brennspannung ( $\approx 30$  V), welche von der Höhe des Anodenstromes praktisch unabhängig ist. Daher lassen sich mit Thyatronröhren Gleichströme von 10 A und darüber steuern, ohne daß die Betriebs(wechsel)spannung dabei die üblichen Netzspannungswerte überschreitet. Der Leistungsverlust

---

<sup>1)</sup> Zum besseren Verständnis der nachfolgenden Betrachtungen wird empfohlen, den genannten Abschnitt noch einmal durchzulesen.



innerhalb der Röhre ist demzufolge sehr niedrig gegenüber der gesteuerten Leistung. Verstärkerstufen mit Thyatronröhren fungieren daher gewöhnlich als Endstufen, d.h. sie dienen zum direkten Antrieb irgendwelcher zu steuernder Geräte<sup>1)</sup>. Im folgenden soll nun die verschiedenartige Schaltungsweise von Thyatron-Leistungsstufen betrachtet werden. Dabei lassen sich von vornherein die verschiedenen Schaltungen des Gitterkreises von den Schaltungsmöglichkeiten des Anodenkreises getrennt behandeln, da jede Art der Steuerung für jede Art der Thyatronschaltungen Verwendung finden kann.

#### 4.31 Zündeinrichtungen für Stromtore

Wie aus Abschnitt 3.43 bekannt ist, läßt sich eine vollständige Austeuerung eines Thyatrons, also die Verschiebung des Zündpunktes über die gesamte Zündkennlinie (Bild 55), mit Gittergleichspannung allein nicht erreichen. Dort wurden auch bereits die drei grundsätzlichen Möglichkeiten erörtert, welche eine solche vollständige Aussteuerung gewährleisten. Es sind dies die Vertikal-, Horizontal- und Impulssteuerung. Die schaltungstechnische Ausführung dieser drei Steuerungsarten soll nun im vorliegenden Abschnitt dargelegt werden.

##### 4.311 Vertikalsteuerung

Entsprechend Bild 56 (Lb. 2) ist zur Vertikalsteuerung eines Stromtores eine gegenüber der Anodenwechselspannung (Netzspannung) um annähernd  $90^\circ$  phasenverschobene Gitterwechselspannung konstanter Amplitude erforderlich, welche mittels einer überlagerten Gleichspannung angehoben oder abgesenkt werden kann. Diese Wechselspannung läßt sich einem Spannungsteiler entnehmen, wie er in Bild 144 dargestellt ist. Die Wirkungsweise eines derartigen Spannungsteilers ist bereits bei der Behandlung des RC-Vierpols zur Sprache gekommen (Vergl. Bild 128 und 129).

---

<sup>1)</sup> Ein Sonderfall ist die Anwendung von Stromtoren in den Zündeinrichtungen von gittergesteuerten Quecksilberdampf-Gleichrichtern, mit welchen sich Ströme bis zu 1000 A steuern lassen. Dort sind die Thyatronstufen dann gewissermaßen als "Vorstufen" anzusehen.

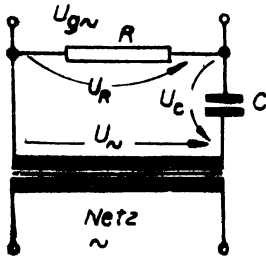


Bild 144  
RC-Spannungsteiler zur Erzeugung der gegen die Netzspannung um  $\approx 90^\circ$  phasenverschobenen Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$ .

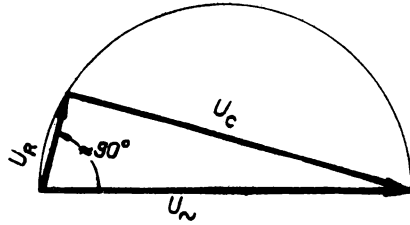


Bild 145  
Zeigerdiagramm zum RC-Spannungsteiler.

Die beiden Spannungen am Widerstand und Kondensator stehen stets aufeinander senkrecht, da die Spannung am Widerstand mit dem Strom in Phase liegt, die Spannung am Kondensator jedoch dem Strom um  $90^\circ$  nacheilt. Ihre geometrische Summe ist gleich der Trafo-Spannung. Wählt man nun den Wechselstromwiderstand des Kondensators groß gegenüber dem Ohmschen Widerstand, so steht die Spannung am R entsprechend Bild 145 annähernd senkrecht auf der Trafo-Spannung und besitzt damit die gewünschte Phasenverschiebung von  $\approx 90^\circ$  gegenüber der Netzspannung.

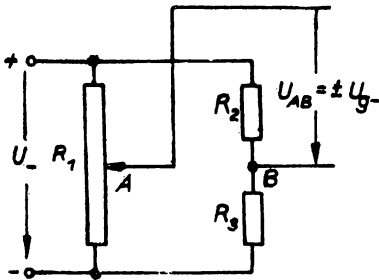


Bild 146  
Brückenschaltung zur Erzeugung der veränderbaren Gittergleichspannung  $\pm U_{g\sim}$ .

Die dieser Wechselspannung  $U_{g\sim}$  zu überlagernde Gleichspannung muß sich von Null nach negativen und positiven Werten hin verändern lassen. Eine derart veränderbare Spannung läßt sich am einfachsten mittels einer Brückenschaltung erzeugen, wie sie in Bild 146 dargestellt ist. Steht der Schiebekontakt A in der Mitte des Widerstandes  $R_1$ , so ist die Spannung zwischen A und B Null.

Durch Verschieben in beiden Richtungen lassen sich maximal die Spannungen  $+\frac{U}{2}$  und  $-\frac{U}{2}$  einstellen. Dabei ist angenommen, daß die Widerstände  $R_2$  und  $R_3$  einander gleich sind. Benötigt man einen negativen Spannungswert, welcher größer ist als der erreichbare positive, so ist  $R_3$  entsprechend größer als  $R_2$  zu wählen.

In Bild 147 ist das Prinzipschaltbild einer vollständigen Vertikalsteuerung dargestellt. Dabei hat der Widerstand  $R_g$  lediglich die Aufgabe, den Gitterstrom nach der jeweiligen Zündung auf den vorgeschriebenen Höchstwert  $I_{gm}$  zu begrenzen. Er errechnet sich einfach aus

$$R_g \geq \frac{U_{gm}}{I_{gm}} \quad (4,68)$$

wobei bereits die Brennspannung zwischen Gitter und Kathode vernachlässigt und dadurch ein Sicherheitsfaktor in die Rechnung aufgenommen ist.

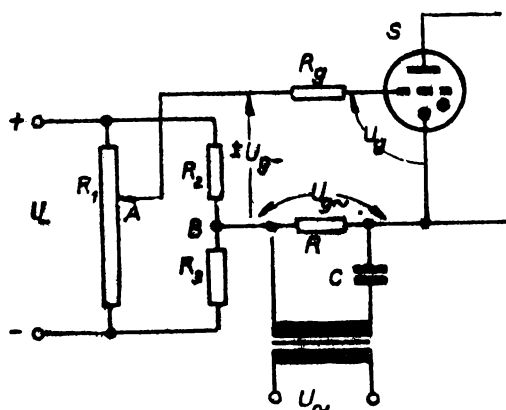


Bild 147

Gitterkreis eines Stromtores S bei Vertikalsteuerung mittels Potentiometereinstellung.

In der bisher betrachteten Schaltung läßt sich der Zündpunkt und damit der Mittelwert des Anodenstromes ausschließlich durch mechanische Verstellung des Schiebekontaktes A verändern. Will man nun die Steuerung des Anodenstromes mittels einer kleinen Eingangsspannung vornehmen, wie es in elektronischen

Regelungseinrichtungen häufig der Fall ist, so muß man den Potentiometerwiderstand  $R_1$  durch den Anodenkreis ( $R_0 + R_a$ ) einer Verstärkerstufe ersetzen.

In Bild 148 ist die entsprechende Schaltung dargestellt. Am Widerstand  $R_4$  wird die Gittervorspannung der Triode RÖ 1 eingestellt. Anstelle einer Verschiebung des Punktes A am Potentiometer wird hier eine Veränderung des Röhrenwiderstandes durch die steuernde Gitterspannung  $\Delta U_g$  vorgenommen.

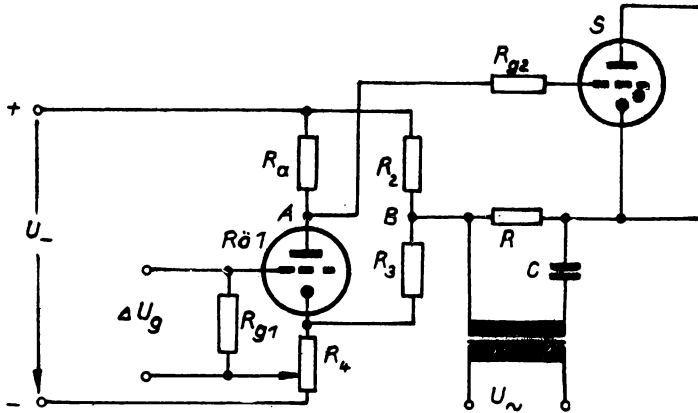


Bild 148

Vertikalsteuerung eines Stromtores S mittels einer kleinen Gleichspannung  $\Delta U_g$  über eine Verstärkerröhre RÖ 1.

Ist die Gitterspannung  $\Delta U_g$  so stark negativ, daß RÖ 1 vollständig gesperrt ist, so liegt an der Röhre die volle Spannung  $U_-$ . Das entspricht in Bild 146 einer Stellung des Schiebekontaktes A am oberen Ende des Potentiometers  $R_1$ . Das Gitter des Thyratrons erhält demzufolge eine positive Spannung ( $\approx + \frac{U}{2}$ ), wodurch der Zündpunkt ganz an den Anfang der Zündkennlinie verlegt wird und somit der volle Anodenstrom fließt (Bild 149, Stellung a). Je kleiner die negative Steuerspannung  $\Delta U_g$  wird, umso mehr sinkt der Widerstand der Röhre RÖ 1 gegenüber ihrem Außenwiderstand  $R_a$  ab. Das entspricht aber ganz dem Fall, daß der Schiebekontakt A in Bild 146 vom oberen Ende des Potentiometers  $R_1$  immer weiter nach unten geschoben wird. Die Spannung zwischen A und B sinkt ab und wird schließlich negativ, bis sie bei voller Öffnung der Röhre ( $\Delta U_g = 0$ ) ihren größten negativen Wert erreicht hat.

Dabei wandert gleichzeitig der Zündpunkt des Thyratrons längs der Zündkennlinie nach rechts (die Gitterwechselspannung sinkt ab), bis es schließlich vollständig gesperrt bleibt (Bild 149, Stellung b und c).

Abgesehen von dieser Steuerung des Thyratrons durch die Eingangsgleichspannung  $\Delta U_g$  läßt sich mittels des veränderbaren Widerstandes  $R_4$  noch eine Steuerung von Hand vornehmen. Vor allen kann dadurch die Größe des Ausgangsstromes bei bestimmter Eingangsspannung  $\Delta U_g$  festgelegt und damit die ganze Schaltung für den gewünschten Betriebszustand eingestellt werden (Sollwerteinstellung).

Dabei haben wir eine grundsätzliche Möglichkeit für die Schaltung der Vertikalsteuerung kennengelernt. Es bleibt zu bemerken, daß es davon verschiedene Variationen und Abarten gibt, auf welche hier nicht weiter eingegangen werden kann. Diese Bemerkung gilt auch für die weiteren Betrachtungen über die Horizontal- und Impulssteuerung.

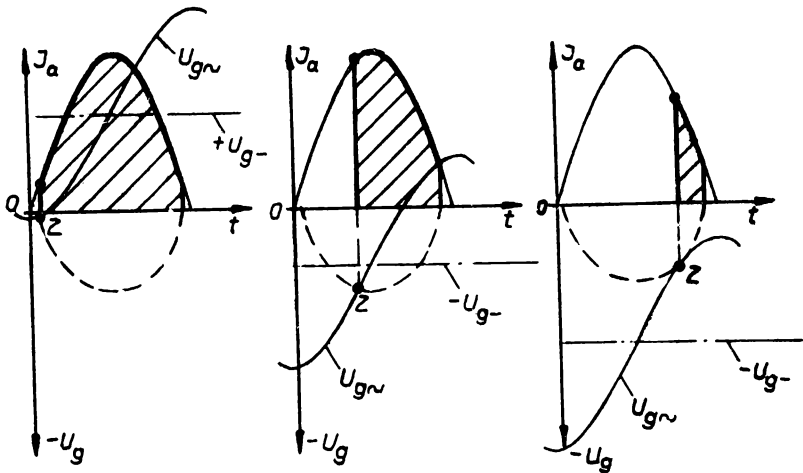


Bild 149

Lage des Zündpunktes und Stromverlauf bei verschiedenen Werten der Gittergleichspannung (Vertikalsteuerung).

#### 4.312 Horizontalsteuerung

Eine zweite Möglichkeit für die Einstellung des Zündpunktes eines Thyratrons bietet die Horizontalsteuerung. Zu ihrer Erklärung betrachten wir noch einmal Bild 57 im Lehrbr. 2.

Eine Wechselspannung, welche oft noch durch eine überlagerte konstante Gleichspannung in die günstige Lage zur Zündkennlinie des Thyratrons gebracht ist, wird in ihrer Phasenlage gegenüber der Anodenwechselspannung des Thyratrons "horizontal" verschoben. Erreicht diese Phasenverschiebung  $\pm 90^\circ$ , also insgesamt  $180^\circ = 1/2$  Periode, so läßt sich der Zündpunkt an jede beliebige Stelle der Zündkennlinie verlegen. Im Gitterkreis des Thyratrons muß also neben einer Gleichspannung  $U_g$  noch eine Wechselspannung  $U_{g\sim}$  liegen, deren Phase sich gegenüber der Netzspannung stetig um  $180^\circ$  verschieben läßt.

Eine derartige Phasenverschiebung läßt sich angenähert mittels einer Brückenschaltung erreichen, wie sie in Bild 150 dargestellt ist. Der eine Zweig dieser "Phasenschieberbrücke" besteht der Einfachheit halber gleich aus der mit Mittelabgriff versehenen Sekundärwicklung eines Transformators, welcher die Speisespannung  $U_{\sim}$  liefert. Der andere Zweig enthält einen Kondensator und einen stetig veränderbaren Ohmschen Widerstand (Potentiometerwiderstand). Die Brückenspannung  $U_{AB\sim}$  läßt sich mit Hilfe dieses Widerstandes gegenüber der Eingangsspannung  $U_{\sim}$  in ihrer Phase verschieben und bleibt dabei in ihrer Größe praktisch konstant.

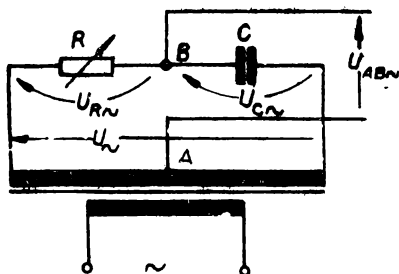


Bild 150  
RC-Phasenbrücke zur Verschiebung der Spannung  $U_{AB\sim}$  um  $0 \dots 180^\circ$  gegen  $U_{\sim}$ .

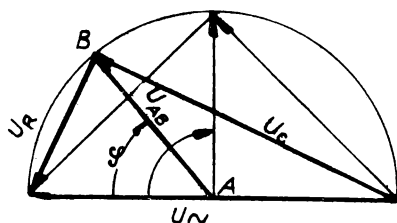


Bild 151  
Zeigerdiagramm zur RC-Phasenbrücke.

Die genauen Beziehungen zwischen den einzelnen Spannungen gehen aus dem Zeigerdiagramm (Bild 151) hervor. Dieses Spannungsdiagramm ist nur gültig, solange der Brücke AB praktisch kein Strom entnommen wird. Das ist aber im Gitterkreis eines Thyratrons vor der Zündung und nach dem Löschen der Fall. Ebenso wie im Bild 144/145 stehen wieder die Spannungen  $U_{C\sim}$  am Kondensator und  $U_{R\sim}$  am Widerstand aufeinander senkrecht und addieren sich geometrisch zur Gesamtspannung  $U_{\sim}$ . Der Punkt B liegt daher auf einem Halbkreis (Thaleskreis) um  $U_{\sim}$  und kann sich bei einer Veränderung des Widerstandsverhältnisses von R und C nur längs dieses Halbkreises verschieben. Die Brückenspannung  $U_{AB\sim}$  behält dabei offenbar die gleiche Größe, während sich ihr Phasenwinkel  $\varphi$  gegenüber der Eingangsspannung  $U_{\sim}$  ändert. Ist zum Beispiel  $R = \frac{1}{\omega C}$ , also  $U_{R\sim} = U_{C\sim}$ , so ist  $\varphi = 90^\circ$ . Mit wachsendem R, also ansteigendem  $U_{R\sim}$  geht  $\varphi$  gegen  $180^\circ$ , mit abnehmendem R gegen  $0^\circ$ . Der Phasenwinkel läßt sich (wegen  $\varphi = 2\varphi'$ ) einfach aus der geometrischen Beziehung

$$\tan \frac{\varphi}{2} = \tan \varphi' = \frac{U_{R\sim}}{U_{C\sim}} = R \cdot \omega C \quad (4.69)$$

berechnen. Für  $\varphi = 180^\circ$  müßte also R unendlich groß gemacht werden! Jedoch genügt in der Praxis ein maximaler Phasenwinkel von  $\approx 170^\circ$ , da die Zündkennlinie des Thyratrons ohnehin an ihren Enden sehr steil verläuft und sich dadurch nicht vollständig aussteuern läßt (vergl. Aufg. 26.1). Man erhält für diesen Wert dann

$$\frac{U_{R\sim}}{U_{C\sim}} = \tan 85^\circ \approx 10. \quad (4.70)$$

Es genügt also, den Ohmschen Widerstand R etwa 10 mal so groß zu wählen als den Wechselstromwiderstand  $\frac{1}{\omega C}$  des Kondensators<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Da für die Veränderung des Phasenwinkels  $\varphi$  von  $0$  bis  $90^\circ$  bereits der Bereich von  $0$  bis  $\frac{1}{10} R$  ausreicht, während für die übrigen  $\frac{9}{10}$  des Widerstandes durchfahren werden müssen, ist es zweckmäßig, einen Drehwiderstand zu verwenden, dessen Wert sich logarithmisch mit dem Drehwinkel ändert, bei welchem also der Drehwinkel von  $0$  bis  $\frac{1}{10} R$  etwa gleich dem Drehwinkel von  $\frac{1}{10} R$  bis  $1 R$  ist.

In Bild 152 ist schließlich die vollständige Schaltung des Gitterkreises bei Horizontalsteuerung dargestellt. Der Kondensator  $C_1$  dient lediglich zum Festlegen der Ausgangsphasenlage von  $U_{AB\sim}$  bei  $\varphi = 0$ , von welcher aus dann eine Phasenschiebung um  $180^\circ$  vorgenommen werden kann.

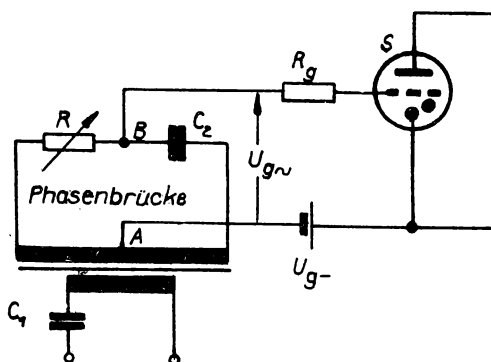


Bild 152  
Gitterkreis mit Phasenbrücke  
für Horizontalsteuerung.

Auch hier ist wie in Bild 147 die Einstellung des Zündpunktes durch mechanisches Verstellen des Widerstandskontaktes zu erreichen. Soll die Steuerung durch eine veränderliche Eingangsspannung vorgenommen werden, so muß die Phasenbrücke entsprechend anders ausgeführt werden.

Eine verhältnismäßig einfache Möglichkeit bietet sich bei Verwendung einer sogenannten "Verstärkerdrossel" (Bild 153). In dieser Schaltung ist der Kondensator durch eine Induktivität  $L$  ersetzt, wodurch wieder zwischen  $U_{R\sim}$  und  $U_{L\sim}$  ein Phasenwinkel von  $90^\circ$  ganz entsprechend Bild 151 erzielt wird. Jedoch wird hier zur Phasenverschiebung der Brückenspannung  $U_{AB\sim}$  nicht der Ohmsche Widerstand  $R$  sondern die Induktivität  $L$  verändert.

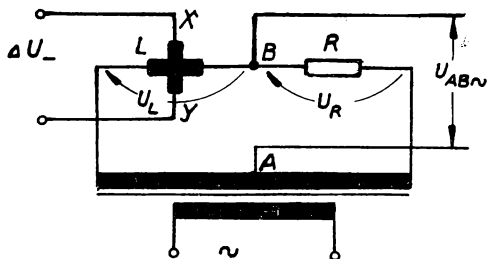


Bild 153  
Phasenbrücke mit gleichstromgesteuerter  
Drossel.



Bekanntlich <sup>1)</sup> ändert sich die Permeabilität des Eisens und damit die Induktivität  $L$  einer Eisendrossel mit wachsender Magnetisierung, sie nimmt von einem Maximum nach kleinen Werten hin ab.

Die Veränderung der Magnetisierung erfolgt über eine zweite **Wicklung XY** der Drossel mittels Gleichstrom. Man spricht daher auch von Gleichstrom- Vormagnetisierung der Drossel. Die Klemmen X,Y stellen jetzt den Eingang des Gitterkreises dar, an welchen die steuernde Gleichspannung zu legen ist. Gegebenenfalls läßt sich über eine dritte Wicklung (in Bild 153 nicht eingezeichnet) noch von Hand eine Einstellung des Sollwertes vornehmen, ähnlich wie in Bild 148 am Widerstand  $R_4$ .

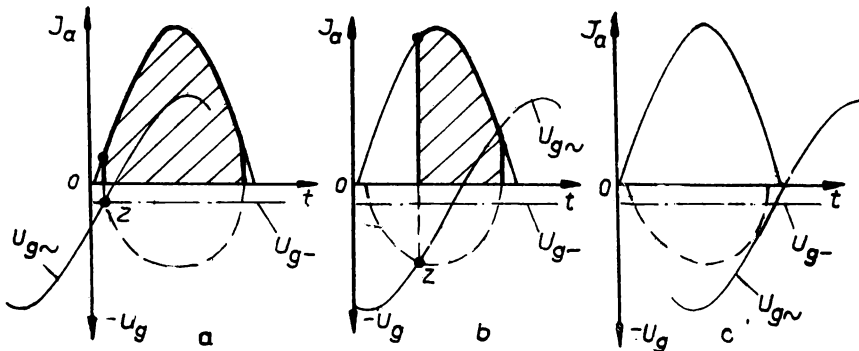


Bild 154

Horizontalsteuerung; Lage des Zündpunktes und Stromverlauf bei drei verschiedenen Phasenwinkeln der Gitterwechselspannung  $U_{g\sim}$

Die Einstellung des Zündpunktes bei der Horizontalsteuerung ist in Bild 154 für drei verschiedene Phasenlagen der Steuerspannung dargestellt. Ist zum Beispiel  $\varphi = 0$ , so liegt der Zündpunkt am Anfang der Zündkennlinie, wodurch das Thyatron vollständig geöffnet ist, der gesteuerte Strom also sein Maximum besitzt, (Bild 154a). Mit wachsendem Phasenwinkel  $\varphi$  rückt der Zündpunkt stetig längs der Zündkennlinie nach rechts, wodurch das Thyatron mehr und mehr gesperrt wird.

<sup>1)</sup> Vergl. "Grundlagen der Elektrotechnik", Lehrbr. 6, Seite 11 bis 13 (Bild 5 und 6).

Bei  $\varphi \approx 180^\circ$  (Bild 154c) tritt überhaupt keine Zündung mehr ein; der gesteuerte Strom ist Null geworden. Im Prinzip läßt sich also mit der Horizontalsteuerung das gleiche erreichen wie mit der Vertikalsteuerung.

#### 4.313 Impulssteuerung

Betrachtet man die Zündverhältnisse bei der Vertikal- und Horizontalsteuerung genauer, so stellt man fest, daß die schräg aufsteigende Flanke der steuernden Wechselspannung  $U_{g\sim}$  am Ende der Zündkennlinie mit dieser ein Stück lang etwa parallel verläuft (Vergl. z. B. Bild 149c und 154c). Sie besitzt dort keinen genau bestimmten Schnittpunkt mit der Zündkennlinie, wodurch auch die Lage des Zündpunktes in diesem Gebiet nicht exakt eingestellt werden kann. In vielen Fällen werden jedoch hohe Ansprüche an die Einstellgenauigkeit der Zündung längs der ganzen Zündkennlinie gestellt. Dann genügen beide Steuerungsarten nicht den Anforderungen. Es bedarf einer Zündspannung, deren Flanke so steil ist, daß sie in jedem Gebiet der Zündkennlinie einen exakt definierten Zündpunkt gewährleistet,

Diese Aufgabe erfüllt eine Impulsspannung, deren Frequenz natürlich gleich der Frequenz der Betriebsspannung des Thyratrons sein muß. Die Dauer der Impulse ist dabei von untergeordneter Bedeutung, da nur die ansteigende Flanke zur Zündung in Betracht kommt. Natürlich dürfen sie nicht länger dauern als eine halbe Periode.

In Bild 155 ist der Zündvorgang bei der Impulssteuerung graphisch dargestellt. Es handelt sich dabei offenbar auch um eine Horizontalsteuerung, bei welcher die steuernde Impulsspannung  $U_{imp}$  einer hohen negativen Gleichspannung  $U_{g-}$  überlagert ist, deren Betrag größer sein muß als die Zündspannung bei maximaler Anodenspannung. Die Impulse werden zur Steuerung in ihrer Phase gegen die Anodenspannung verschoben.

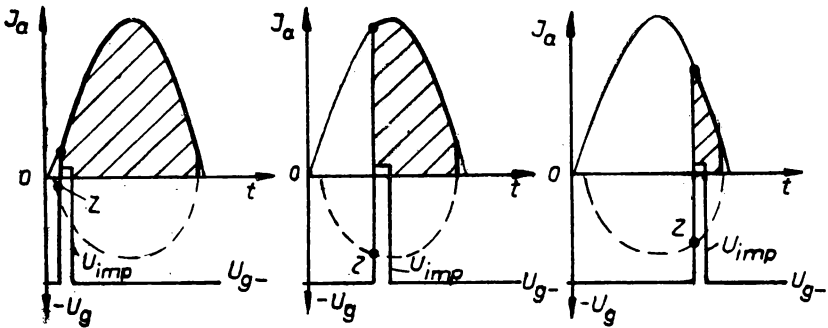


Bild 155

Impulssteuerung; Lage des Zündpunktes und Stromverlauf bei drei verschiedenen Phasenlagen des Impulses.

Die Schaltung des Gitterkreises kann bei der Impulssteuerung im Prinzip ebenso aussehen wie bei der Horizontalsteuerung (siehe Bild 152). Nur muß die Wechselspannung  $U_{AB}$  noch zusätzlich in eine Impulsspannung umgewandelt werden. Das geschieht in einfacher Weise mittels eines Impulstransformators,

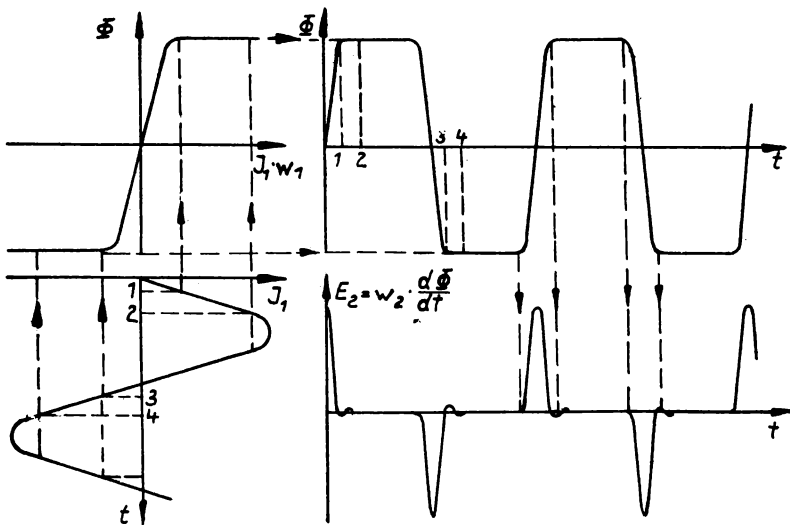


Bild 156

Entstehung der Sekundärspannung  $E_2$  eines Impulstransformators durch Aussteuerung der Magnetisierungskurve bis weit in die Sättigung hinein.

welcher bei sinusförmiger Eingangsspannung eine impulsförmige Ausgangsspannung besitzt. Das läßt sich dadurch erreichen, daß man für den Trafokern ein Material mit möglichst rechteckiger Magnetisierungskurve verwendet und bei geeigneter Anordnung der Spulen weit im Gebiet der magnetischen Sättigung arbeitet. Im Bild 156 ist graphisch die Entstehung der impulsförmigen Ausgangsspannung mit Hilfe der Magnetisierungskurve des Eisens dargestellt.

Zur Beseitigung der negativen Spannungsspitzen und zur Verhinderung von etwa auftretenden Schwingungen wird parallel zur Sekundärwicklung des Trafos noch ein Gleichrichter geschaltet. Darüber hinaus lassen sich zu hohe Spannungsspitzen durch eine Glimmlampe abschneiden (Bild 157). Die steuernde Impulsspannung besitzt damit die Höhe der Zündspannung der Glimmlampe. Bild 157 zeigt schließlich die vollständige Schaltung eines Gitterkreises bei Impulssteuerung. Sie stellt wiederum nur eine von den verschiedensten Möglichkeiten dar und enthält als Eingang eine Verstärkerdrossel mit zwei Steuerwicklungen, von denen die eine die steuernde Eingangsspannung und die andere einen von Hand einzustellenden Vorstrom erhält. Auf andere Schaltungen für die Steuerung von Thyratrons soll hier nicht eingegangen werden. Der besonders interessierte Leser wird diesbezüglich auf die Fachliteratur verwiesen (z.B. (6) S. 96 ff).

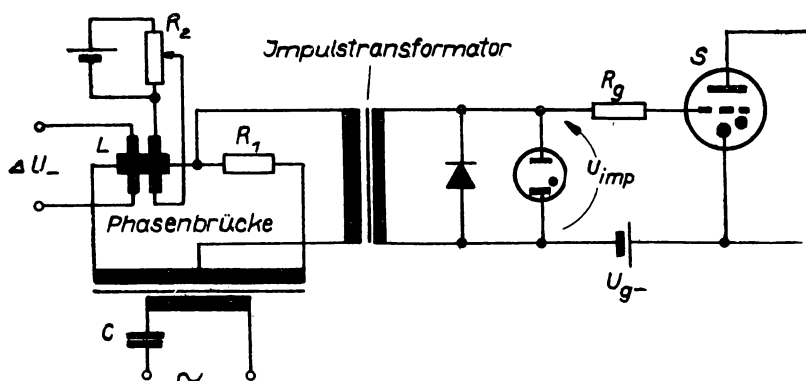


Bild 157

Schaltung des Gitterkreises eines Thyratrons für Impulssteuerung mit Impulstransformator und RL-Phasenbrücke. Die Steuerung der Phasenbrücke kann über zwei Steuerwicklungen erfolgen.

Prüfungsfragen zur 25. Lektion:

- F 25.1 Warum kann man die gittergesteuerte Gleichrichtung mittels Thyatronröhren als Verstärkung bezeichnen?
  - F 25.2 Zeichnen Sie die Schaltung eines Gitterkreises für die Vertikalsteuerung eines Thyatrons und erklären Sie den Steuervorgang an Hand der Zündkennlinie!
  - F 25.3 Was verstehen Sie unter Impulssteuerung? Erklären Sie den Steuervorgang an Hand der Zündkennlinie!
  - F. 25.4 Welchen Vorteil besitzt die Impulssteuerung gegenüber der Vertikal-und Horizontalsteuerung?
-

## 26. L e k t i o n

### 4.32 Schaltungsarten von Stromtorverstärkern

Unabhängig von der Wahl der Zündeinrichtungen, von denen die drei grundlegenden Prinzipien im vorangehenden Abschnitt erklärt worden sind, lassen sich verschiedenartige Schaltungen der Stromtorverstärker angeben, welche je nach Aufgabe und Anforderung zu verwenden sind. Diese Schaltungen sind in ihrer prinzipiellen Anordnung verwandt mit den in Abschnitt 3.13 und 3.14 behandelten Gleichrichterschaltungen. Es handelt sich ja beim Stromtorverstärker auch um eine gittergesteuerte Gleichrichtung. Während jedoch bei den oben erwähnten Gleichrichterschaltungen das Problem der Gleichrichtung, also das Erzielen einer möglichst glatten konstanten Ausgangsspannung im Vordergrund stand, ist es hier das Problem der Steuerung, also der Verstärkung. Daher auch die Einordnung dieser gittergesteuerten Gleichrichter in die Gruppe der Verstärkerschaltungen. Daß mit der Steuerung gleichzeitig eine Gleichrichtung verbunden ist, liegt in der Natur des Thyatronverstärkers. Diese Gleichrichtung ist in vielen Fällen erwünscht, oft jedoch nicht erforderlich. Sie läßt sich durch geeignete Schaltung unter Verwendung von zwei Thyatronen auch vermeiden.

#### 4.321 Einphasenschaltung

Die einfachste Schaltung einer Stromtorstufe entspricht genau der Einweggleichrichterschaltung, welche im Abschnitt 3.13 (Bild 27, Lb 2) besprochen wurde. Jedoch darf hier wegen der Gasfüllung der Röhre kein Ladekondensator verwendet werden, wie bereits im Abschnitt 3.14 ausgeführt wurde. Die Schaltung ist in Bild 158 dargestellt. Die Betriebswechselspannung  $U_{\sim}$  wird über einen Transformator  $Tr$  zugeführt; der Verbraucher ist als Ohmscher Widerstand  $R$  angegeben. Die Zündeinrichtung, also der Gitterkreis, fehlt in dieser Darstellung. Er kann zum Beispiel einem der Bilder 147, 148, 152 oder 157 entsprechen. Der Stromverlauf im Verbraucher ist aus Bild 159 zu entnehmen. Dabei ist der Zündpunkt

der Röhre willkürlich gewählt; er läßt sich mit Hilfe der jeweiligen Zündeinrichtung beliebig einstellen.

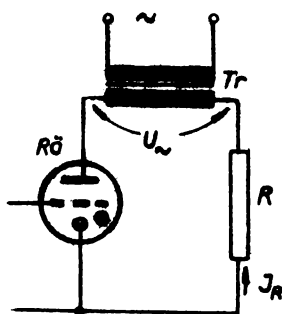


Bild 158  
Einwegschaltung eines  
Stromtores.

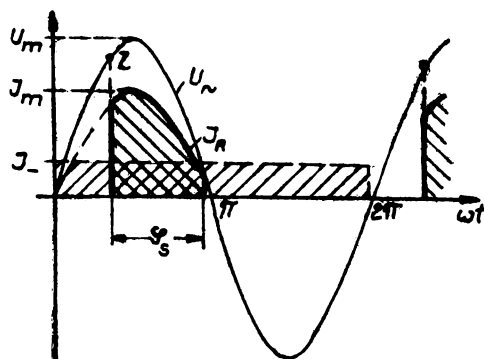


Bild 159  
Stromverlauf bei der Ein-  
wegschaltung.

Die Dauer des Stromimpulses  $\Delta t$  multipliziert mit der Kreisfrequenz  $\omega$  bezeichnet man als

Stromflußwinkel <sup>1)</sup>  $\varphi_s = \omega \cdot \Delta t$  (4.71)

Er kann Werte von 0 bis  $180^\circ$  annehmen. Mit Hilfe dieses Stromflußwinkels läßt sich der Gleichstrommittelwert des Verbraucherstromes, wie auch der Effektivwert einfach errechnen. Man erhält für den Gleichstrommittelwert:

$$I_- = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_R d\varphi. \quad (4.72)$$

Da der Strom  $I_R$  nur während der Zeit  $\Delta t$ , also im Stromflußwinkel  $\varphi_s$  fließt und dort Sinusform besitzt, kann man das Integral genauer schreiben

$$I_- = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\varphi_s} I_m \cdot \sin \omega t d\varphi, \quad (\varphi = \omega t) \quad (4.73)$$

<sup>1)</sup> Auch die Bezeichnung "Zündwinkel" ist üblich. Manchmal wird in der Literatur der Winkel  $\pi - \varphi_s$ , also die Zeit vor der Zündung der Röhre, als Zündwinkel bezeichnet und für die nachfolgenden Rechnungen benützt!

Gleichstrom-  
mittelwert bei  
Einwegschaltung

$$I_- = \frac{I_m}{2\pi} \int_0^{\varphi_s} \sin \varphi \, d\varphi . \quad (4.74)$$

Daraus läßt sich sofort der Maximalwert des "Gleich"stromes berechnen für den Fall, daß  $\varphi_s = 180^\circ$  ist. Man erhält

$$I_{-\max} = \frac{I_m}{\pi} = 0,32 I_m . \quad (4.75)$$

Von diesem Gleichstrommittelwert unterscheidet sich der Effektivwert des gleichgerichteten Stromes:

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_R^2 \, d\varphi} . \quad (4.76)$$

Auch hier führt die genaue Festlegung der Integrationsgrenzen zu einer einfachen Formel für die Berechnung:

Effektivwert  
bei Einweg-  
schaltung

$$I_{\text{eff}} = I_m \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{\varphi_s} \sin^2 \varphi \, d\varphi} . \quad (4.77)$$

Als Maximum des Effektivwertes findet man leicht für  $\varphi_s = 180^\circ$

$$I_{\text{eff max}} = \frac{I_m}{2} = 0,5 I_m \quad (4.78)$$

Bereits aus den Maximalwerten von Gleichstrommittelwert und Effektivwert geht hervor, daß der Effektivwert größer ist als der Gleichstrommittelwert:

$$I_{\text{eff}} > I_- \quad (4.79)$$

Dieses Verhältnis wird um so krasser, je kleiner der Stromflußwinkel ist. Bei  $\varphi_s = 20^\circ$  ist  $I_{\text{eff}}$  etwa viermal so groß wie  $I_-$ ! Diese Feststellungen sind von Wichtigkeit für die Berechnung der Schaltelemente. Der Gleichstrommittelwert ist maßgebend für die Belastung der Stromtore. Ferner interessiert er als wirksamer Ankerstrom, falls der Verbraucher ein Gleichstrommotor ist.



Der Effektivwert dagegen ist verantwortlich für die Erwärmung des Verbrauchers und wird z.B. von Dreheisenmeßgeräten angezeigt.<sup>1)</sup>

Interessiert man sich für die Ausgangsspannung, also den Gleichspannungsmittelwert am Verbraucher, so führt eine ähnliche Rechnung zum Ziel, wie sie in den Gleichungen (4.72) bis (4.74) angegeben wurde. Vernachlässigt man die Spannungsverluste im Stromtor ( $U_1 \leq 30 \text{ V}$ ) und im Transformator ( $I_- \cdot R_{Tr}$ ), so kann man für die Rechnung direkt die Betriebswechselspannung  $U_{\sim} = U_m \cdot \sin \omega t$  verwenden und erhält

$$U_- \approx \frac{U_m}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \, d\varphi \quad (4.80)$$

entsprechend Gl. (4.74). Setzt man für  $U_m$  noch den Effektivwert  $U_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} U_m$  der Transformatorspannung  $U_{\sim}$  ein, so erhält man als

Gleichspannungs-  
mittelwert bei  
Einwegschaltung:

$$U_- \approx \frac{\sqrt{2} U_{eff}}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \, d\varphi. \quad (4.81)$$

Der Maximalwert dieser "Gleich"spannung beträgt mithin

$$U_{-max} \approx 0,32 \cdot \sqrt{2} U_{eff} = 0,45 U_{eff}. \quad (4.82)$$

Dabei besteht natürlich zwischen den Gl. (4.81) und (4.74) die Beziehung

$$I_- = \frac{U_-}{R}, \quad (4.83)$$

wobei wie gesagt die Spannungsverluste im übrigen Stromkreis vernachlässigt sind.

Damit sind die wichtigsten Grundlagen zur Berechnung einer einfachen Stromtorstufe mit Ohmschen Verbraucher zusammengestellt.

<sup>1)</sup> Diese Tatsachen sind auch bei der Berechnung der Transformatoren für Gleichrichterschaltungen zu beachten. Je kürzer der Stromflußwinkel wird, um so stärker sinkt die Typbelastung des Transformators.

Bei induktiver Belastung des Stromtores komplizieren sich die Verhältnisse infolge der Phasenverschiebung zwischen den Stromimpulsen und der Betriebsspannung. Wir wollen darauf in diesem Rahmen nicht eingehen und verweisen auf die angegebene Literatur.

Die Auswahl der Röhren und des Transformators erfolgt auf Grund der am Verbraucher benötigten Größen  $U$  und  $I$  bzw.  $I_{\text{eff}}$ . Daneben ist zu beachten, daß die Spitzenwerte  $I_m$  und  $U_m$  die für die Röhre erlaubten Grenzen nicht überschreiten. (Während der negativen Halbwelle liegt die volle Trafospannung  $U_n$  an der Röhre!)

#### 4.322 Mehrphasenschaltungen

Neben der Einweggleichrichtung wurde in Abschn. 3.13 bereits eine Schaltung besprochen, welche unter Verwendung zweier Röhren und eines Transformators mit doppelter Sekundärwicklung auch die zweite Halbwelle der Betriebswechselspannung ausnützte. Sie wurde dort als Zweiweggleichrichterschaltung bezeichnet, da der Verbraucher  $R$  seinen Strom abwechselnd über zwei verschiedene Wege zugeführt bekommt (Bild 31, S. 98 oder S. 154). Hierbei wird gewissermaßen eine zweiphasige Wechselspannung zur Speisung des Verbrauchers verwendet, deren beide Phasen um  $180^\circ$  gegeneinander verschoben sind.

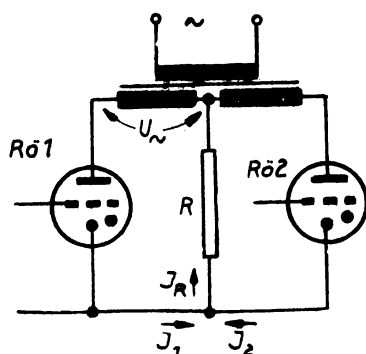


Bild 160

Zweiwegschaltung einer Stromtorstufe.

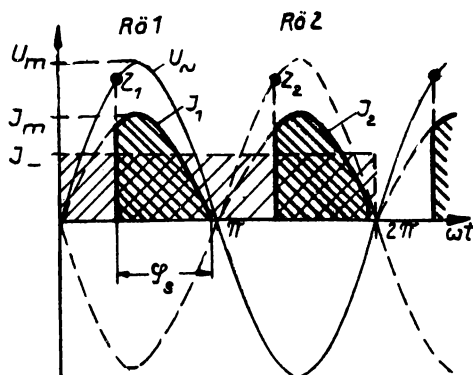


Bild 161

Stromverlauf bei der Zweiwegschaltung.

Bild 160 zeigt die entsprechende Schaltung mit Thyatronröhren. Dabei ist zu bemerken, daß die beiden (nicht gezeichneten) Gitterkreise im Prinzip getrennt voneinander angeordnet sein müssen, da die Röhren nicht gleichzeitig zünden und demzufolge nicht gleichzeitig Strom führen. Die Zündpunkte beider Röhren liegen ebenfalls um  $180^\circ$  gegeneinander versetzt.

In Bild 161 ist der Stromverlauf bei einer derartigen zwei-phasigen Gleichrichtung dargestellt. Es ist leicht einzusehen, daß sich durch die Ausnützung beider Halbwellen sowohl Strommittelwert als auch Spannungsmittelwert am Verbraucher verdoppelt haben. Es gilt also

Gleichstrommittelwert bei Zweiwegschaltung

$$\begin{aligned} I_- &= \frac{I_m}{\pi} \int_0^{\pi} \sin \varphi \, d\varphi \\ I_{-\max} &= 0,64 I_m \end{aligned} \quad (4.84)$$

Gleichspannungsmittelwert bei Zweiwegschaltung

$$\begin{aligned} U_- &\approx \frac{\sqrt{2} U_{\text{eff}}}{\pi} \int_0^{\pi} \sin \varphi \, d\varphi \\ U_{-\max} &\approx 0,9 U_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (4.85)$$

Damit hat sich die Gleichstromleistung am Verbraucher vervierfacht gegenüber der Einwegschaltung. Außerdem ist die Welligkeit des gleichgerichteten Stromes nicht so groß wie bei der Verwendung nur einer Röhre. Die Belastung der beiden Röhren ist dabei die gleiche wie bei der Einwegschaltung, jedoch ist die Spitzenspannung je Röhre gleich  $2 U_m$ , da ja in der negativen Halbwelle an R ebenfalls die Spannung  $U_m$  auftritt!

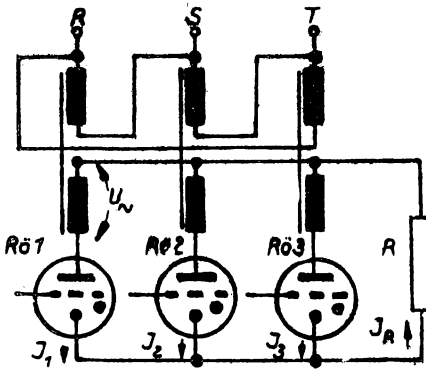


Bild 162  
Stromtorstufe in Dreiphasen-  
schaltung.

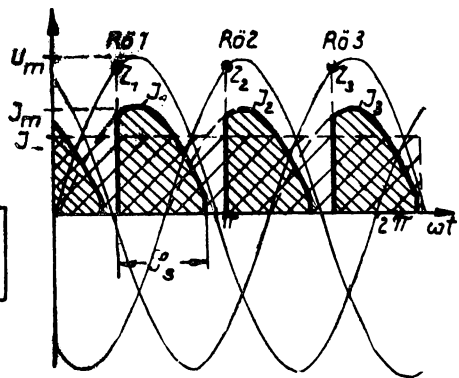


Bild 163  
Stromverlauf bei der  
Dreiphasenschaltung.

Ein weiterer Schritt zur Verbesserung der Strom- und Spannungsverhältnisse wie zur Erhöhung der Ausgangsleistung ist die Verwendung drei- oder gar sechshephasiger Wechselspannung. Bei der dreiphasigen Gleichrichterschaltung (Bild 162) werden die drei um je  $120^\circ$  gegeneinander versetzten Phasen der Wechselspannung der sterngeschalteten Sekundärseite eines Drehstromtransformators entnommen. Bild 163 zeigt den Stromverlauf im Verbraucher. Die Berechnung des Gleichstrommittelswertes ist hier etwas komplizierter, da durch das Übereinandergreifen der einzelnen Spannungshalbwellen gewisse Voraussetzungen für die Integrationsgrenzen bestehen. Wir beschränken uns darauf, die Maximalwerte für Gleichspannung und Gleichstrom im Verbraucher anzugeben <sup>1)</sup>:

Gleichstrom- und Gleichspannungsmittelwerte bei Dreiphasengleichrichtung:

$$I_{\text{-max}} = 0,83 I_m$$

$$U_{\text{-max}} = 1,17 U_{\text{eff}}$$

(4.86)

<sup>1)</sup> Ausführliche Berechnungen sind z.B. bei (5) Seite 41 ff, 61 ff und 151 ff zu finden.

Die Spitzenspannung je Röhre während der Sperrzeit liegt hier niedriger als bei der Zweiweggleichrichtung, da das negative Spannungsmaximum nicht mit einem Strommaximum am Verbraucher zusammenfällt; sie beträgt  $1,73 \cdot U_m$ .

Eine Glättung des gleichgerichteten Stromes läßt sich bei allen besprochenen Schaltungen erreichen, wenn man in Reihe mit dem Verbraucher eine Drossel und gegebenenfalls parallel zu ihm einen Kondensator schaltet.

#### 4.323 Die Antiparallelschaltung

Neben diesen Grundtypen der Thyatronschaltung gibt es eine Vielzahl von Abarten, mit denen das gleiche oder ein besseres Ergebnis erzielt wird. Mit allen derartigen Schaltungen läßt sich ein gleichgerichteter Strom von Null bis zu seinem Maximalwert stetig steuern. Außer diesen Steuerungsarten interessiert aber noch eine andere Schaltung, von welcher in der Praxis häufig Gebrauch gemacht wird. Sie ermöglicht die Steuerung eines Gleichstromes in beiden Richtungen oder auch eines Wechselstromes.

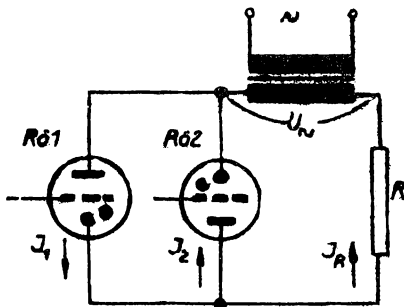


Bild 164  
Antiparallelschaltung zweier Stromtore.

Schaltet man entsprechend Bild 164 in einer Einwegschaltung anstelle der einen Röhre zwei Stromtore so aneinander, daß jeweils die Anode des einen mit der Kathode des anderen verbunden ist, so spricht man von einer Antiparallelschaltung. Die Wirkungsweise dieser Schaltung hängt nun ganz entschieden von der Art der Steuerung ab. Grundsätzlich kann in jeder Halbwelle eine

Röhre Strom führen, so daß bei offenen Röhren durch den Verbraucher ein Wechselstrom fließt.

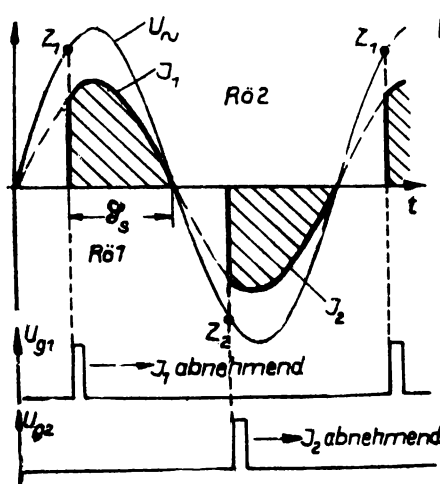


Bild 165  
Stromverlauf bei gleichsinniger Steuerung der Antiparallelschaltung:  
Wechselstromausgang

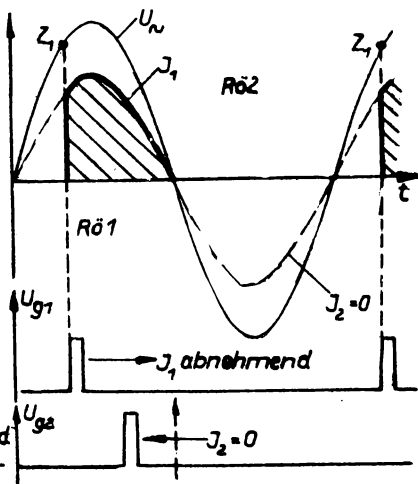


Bild 166  
Stromverlauf bei ungleichsinniger Steuerung der Antiparallelschaltung:  
Gleichstromausgang in beiden Richtungen.

Verschiebt man nun mit Hilfe der Zündeinrichtung die Zündpunkte beider Röhren gleichsinnig, so daß ihr Abstand stets  $180^\circ$  beträgt, so kann man den Effektivwert dieses Wechselstromes stetig von seinem Maximum bis Null verändern (Bild 165). Verschiebt man die Zündpunkte jedoch gegensinnig (Bild 166), so bleibt jeweils ein Stromtor gesperrt, während der Strom durch das andere stetig verändert wird. Der gesteuerte Strom ist dabei also ein Gleichstrom in der einen oder anderen Richtung, je nachdem welches der beiden Stromtore geöffnet ist. Mit einer derartigen Schaltung läßt sich zum Beispiel die Drehzahl eines Gleichstrommotors in beiden Richtungen stetig von Null bis Maximum steuern.

Für die Berechnung der Antiparallelschaltung mit Gleichstromausgang gelten die Werte der Einwegschaltung, da jeweils nur eine Röhre in Betrieb ist. Bei Wechselstromausgang ergibt sich für die

Effektivwerte von Strom und Verbraucherspannung bei Antiparallelschaltung:

$$\begin{aligned} I_{\text{eff}} &= I_m \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \varphi \, d\varphi} \\ U_{\text{eff}} &\approx U_m \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \varphi \, d\varphi} \end{aligned} \quad (4.87)$$

Damit sind die wichtigsten Schaltungen von Thyatronverstärkern erwähnt. Auch die Antiparallelschaltung kann - wenn erforderlich - in Mehrphasenschaltungen verwendet werden. Jedoch ist dabei stets zu untersuchen, ob der Gewinn den hohen Aufwand rechtfertigt.<sup>1)</sup>

Ergänzungsliteratur: (3) Seite 243 bis 249

(5) " 46 " 65, Seite 151 ff

(6) " 87 " 96 ff

<sup>1)</sup> Antiparallelschaltung kann auch bei Vakuumröhren Verwendung finden, wenn im Ausgang zum Beispiel eine phasempfindliche Wechselspannung gefordert wird.  
(Vergl. (6), Seite 72, 73)

Übungsaufgaben zur 26. Lektion:

## A 26.1

Berechnen Sie Gleichstrommittelwert und Effektivwert bei Einweggleichrichtung für die Stromflußwinkel  $\varphi_s = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ$  und  $150^\circ$  bezogen auf  $I_m$ . Stellen Sie beide Werte in Abhängigkeit von  $\varphi_s$  graphisch dar und diskutieren Sie das Ergebnis.

## A 26.2

Die Drehzahl  $n$  von Gleichstromnebenschlußmotoren läßt sich unterhalb der Nenndrehzahl entsprechend der Gleichung

$$n = C \frac{U_A - I_A R_A}{\Phi} \quad (4.88)$$

durch Verändern der Ankerspannung  $U_A$  steuern. Diese Steuerung läßt sich wirtschaftlich durch Verwendung gittergesteuerter Gleichrichter durchführen, wenn der Motoranker in den Bildern 158, 160 oder 162 an die Stelle des Verbraucherwiderstandes  $R$  geschaltet wird. Das Feld  $\Phi$  des Motors muß dabei natürlich aus einer anderen konstanten Gleichspannungsquelle fremderregt werden.

Ein Gleichstrommotor für 220 V/ 10 A soll seinen Ankerstrom über Thyatronröhren aus einem Wechsel- oder Drehstromnetz zugeführt bekommen.

1. Es ist zu untersuchen, welche Effektivspannung jede Trafowicklung liefern muß, wenn man den Spannungsabfall in den Röhren vernachlässigt!

a) bei Einwegschaltung, b) bei Zweiwegschaltung, c) bei **Dreiphaseneinwegschaltung**

2. Zur Verfügung stehen die Stromtore

		Spitzenstrom:	Sperrspannung:
S 1/6 iM	mit	$I_{a \max} = 6 \text{ A}$	und $U_{a \max} = 1 \text{ kV}$
S 1/20 iM	"	$I_{a \max} = 20 \text{ A}$	und $U_{a \max} = 1 \text{ kV}$
S 1/50 iM	"	$I_{a \max} = 50 \text{ A}$	und $U_{a \max} = 1 \text{ kV}$

Zu berechnen sind die maximal erlaubten Gleichstromwerte  $I_{a \max}$  für alle drei Typen. Welche Röhren und welche Schaltungen kommen für die Speisung des Motors in Frage?



Prüfungsfragen zur 26. Lektion:

- F 26.1 Erklären Sie den zeitlichen Stromverlauf im Verbraucher mittels graphischer Darstellung bei Einphasen-, Zweiphasen- und Dreiphasengleichrichterschaltung!
- F 26.2 Welche Vorteile besitzen Mehrphasenschaltungen gegenüber der Einwegschaltung?
- F 26.3 Welcher Unterschied besteht zwischen dem Gleichstrommittelwert und dem Effektivwert des gleichgerichteten Stromes?
-

# Lösungen der Aufgaben zu den Lektionen 23 bis 26

## A 23.1

- a) Der Arbeitspunkt der Pentode EF 12 in Aufgabe 20.1 liegt bei  $I_a = 1,2 \text{ mA}$ ,  $U_{g1} = -3 \text{ V}$ .

Als Schirmgitterstrom ist für  $U_{g1} = -3 \text{ V}$  abzulesen:

$I_{g2} = 0,45 \text{ mA}$ . Daraus erhält man

$$R_k = \frac{U_{g1}}{I_a + I_{g2}} = \frac{3 \text{ V}}{1,65 \text{ mA}} = 1,8 \text{ k}\Omega$$

Für den Schirmgitterwiderstand erhält man mit  $U_{g2} = 100 \text{ V}$  und  $U_b = 350 \text{ V}$

$$R_{g2} = \frac{U_b - U_{g2}}{I_{g2}} = \frac{250 \text{ V}}{0,45 \text{ mA}} = 550 \text{ k}\Omega$$

Praktisch würde man in diesem Falle

$R_k = 2 \text{ k}\Omega$  und  $R_{g2} = 500 \text{ k}\Omega$  wählen.

- b) Man erhält

$$R_{Ck} = 20 \Omega \quad \text{und} \quad R_{Cg} = 5 \text{ k}\Omega \quad \text{bei } 50 \text{ Hz, also}$$

$$C_k = \frac{1}{\omega R_{Ck}} = \frac{1}{314 \frac{1}{\text{sec}} \cdot 20 \Omega} = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ F} = 160 \mu\text{F}$$

$$C_{g2} = \frac{1}{\omega R_{Cg}} = \frac{1}{314 \frac{1}{\text{sec}} \cdot 5 \text{ k}\Omega} = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ F} = 0,65 \mu\text{F}$$

## A 23.2

Da drei Koppelkondensatoren vorhanden sind, darf die Dämpfung an jedem nur  $\sqrt[3]{0,7} = 0,89$  betragen. Man erhält damit nach Gl. (4.55)

$$\frac{R_g}{\sqrt{R_g^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}} = 0,89 ; \quad R_g^2 = 0,89^2 (R_g^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2)$$

$$R_g^2 (1 - 0,89^2) = \left(\frac{0,89}{\omega C}\right)^2$$

$$C = \frac{0,89}{\omega R_g} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - 0,89^2}} = \frac{0,89}{2\pi \cdot 35 \frac{1}{\text{sec}} \cdot 1 \text{ M}\Omega \cdot 0,46}$$

$$C = 8,1 \cdot 10^{-9} \text{ F} = 0,0081 \text{ }\mu\text{F}$$

=====

Gewählt wird  $0,01 \text{ }\mu\text{F}$

Die untere Grenzfrequenz für jeden einzelnen Koppelvierpol ist dann

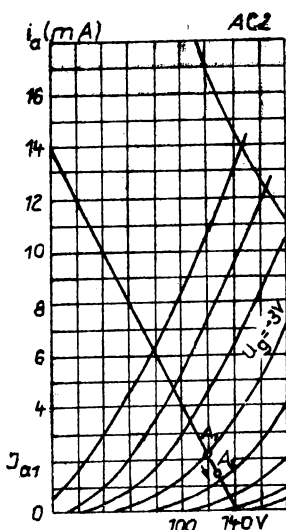
$$f_u = \frac{1}{2\pi \cdot R_g \cdot C_k} = 16 \text{ Hz}$$

=====

A 24.1

Lösung entsprechend den Anleitungen:

a) Arbeitsgerade für R<sub>ö</sub> 1 (AC 2) in nebenstehendem Bild



mit  $U_{b1} = U' - U'_{g1} = 140 \text{ V}$

$$R_{a1} = R_1 = 10 \text{ k}\Omega$$

Arbeitspunkt bei

$$U_{g1} = U_{R4} - U'_{g1} = -3 \text{ V}$$

Dabei errechnet sich  $U_{R4} = 67 \text{ V}$  aus

$$\frac{U_{R4}}{U'} = \frac{R_4}{R_3 + R_4}$$

Im Arbeitspunkt ist

$$U_{a1} = 120 \text{ V}$$

$$I_{a1} = 2 \text{ mA}$$

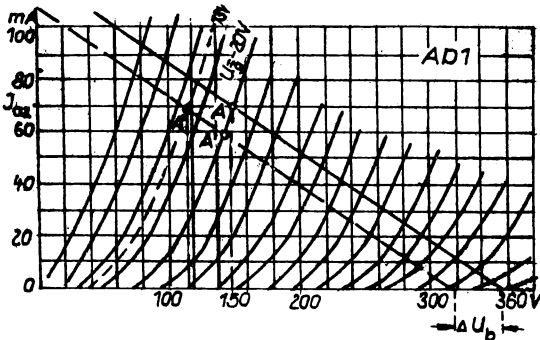
Arbeitsgerade für R<sub>ö</sub> 2 (AD 1) in nachstehendem Bild mit

$$U_{b2} = U = 360 \text{ V}$$

$$R_{a2} = R_2 = 3 \text{ k}\Omega$$

Arbeitspunkt bei

$$U_{a2} = -I_{a1} R_{a1} = -20 \text{ V}$$



Im Arbeitspunkt ist

$$U_{a2} = 150 \text{ V}$$

$$I_{a2} = 70 \text{ mA}$$

Damit ist wie angegeben

$$U' = U - U_{a2} =$$

$$I_{a2} R_{a2} = 210 \text{ V}.$$

Eine angenommene Veränderung der Eingangsspannung  $\Delta U$  ( $\approx -40 \text{ V}$ ) ergibt eine Verschiebung der Arbeitsgeraden von  $R_2$  nach links und damit eine Verlagerung des Arbeitspunktes A nach A' (unter der Annahme, daß  $U_{g2}$  zunächst konstant bleibt). Dadurch sinkt auch  $I_{a2}$  (auf  $\approx 60 \text{ mA}$ ) und  $U_{a2}$  (auf  $\approx 140 \text{ V}$ ) ab, und es wird  $U' \approx 320 \text{ V} - 140 \text{ V} = 180 \text{ V}$ . Mithin verschiebt sich auch die Arbeitsgerade von  $R_1$  (um  $\approx 30 \text{ V}$ ) nach links (in dem Bild nicht eingezeichnet). Gleichzeitig mit  $U'$  sinkt auch  $U_{R4}$  und damit  $U_{g1}$  (auf  $\approx -12,5 \text{ V}$ !) ab, so daß  $R_1$  praktisch gesperrt und damit die Gitterspannung an  $R_2$  (wegen  $I_{a1} = 0$ ) auf den Wert 0 ansteigen würde. Das würde aber wiederum ein Ansteigen von  $U' = U_{b2} - U_{a2}$  zur Folge haben, so daß eine Reaktion in umgekehrter Richtung zustande käme. Es stellt sich schließlich (nach sehr kurzer Zeit) ein neuer Gleichgewichtszustand ein, bei welchem der Strom  $I_{a2}$  und damit auch die Ausgangsspannung  $U'$  nahezu ihren ursprünglichen Wert annehmen. Der Arbeitspunkt von  $R_2$  liegt dann etwa bei A'.

b)

Festlegung der Arbeitsgeraden und Arbeitspunkte bei Sollwert wie unter a) (Bilder).

Bei einer Änderung  $\Delta U' = 2 \text{ V}$  (1% von  $U'$ ) ändert sich die Lage der Arbeitsgeraden von  $R_1$  praktisch nicht. Jedoch sinkt die Gitterspannung merklich ab:

$U_{R4}$  sinkt mit  $U'$  um 1% (von  $67 \text{ V}$  auf  $\approx 66,3 \text{ V}$ ) und damit

$U_{g1}$  von  $-3 \text{ V}$  auf  $-3,7 \text{ V}$ .

Der Arbeitspunkt von R<sub>ö</sub> 1 verlagert sich damit auf A<sub>2</sub> und es wird

$$I_{a1} \approx 1,3 \text{ mA} ; I_{a1} R_{a1} \approx 13 \text{ V} = -U_{g2}$$

Die Gitterspannung von R<sub>ö</sub> 2 beträgt mithin nur noch - 13 V. Da sich der Anodenstrom  $I_{a2} = \frac{U'}{R_2}$  von R<sub>ö</sub> 2 praktisch nicht ändern soll (nur um 1%), liegt<sup>2</sup> der neue Arbeitspunkt A" von R<sub>ö</sub> 2 etwa auf gleicher Höhe mit A, jedoch bei  $U_{g2} = -13 \text{ V}$ . Durch ihn muß die neue Arbeitsgerade von R<sub>ö</sub> 2 verlaufen, das heißt, die Betriebsspannung  $U_{b2} = U$  muß um  $\Delta U \approx 35 \text{ V}$  abgesunken sein (Aus dem Kennlinienfeld abzulesen!). Das bedeutet eine Änderung um etwa 10 % des ursprünglichen Wertes.

Da dieser elektronische Regelkreis proportional arbeitet, ist eine bleibende Regelabweichung der Ausgangsspannung U' erforderlich, um die Schwankungen der Eingangsspannung auszuregeln. Die Regelabweichung ist um so geringer, je höher die Verstärkung des Regelverstärkers (R<sub>ö</sub> 1) liegt. Man verwendet daher in der Praxis hochverstärkende Pentoden als Regelverstärker, bei welchen meist noch eine Störgrößenaufschaltung über das Schirmgitter und damit eine zusätzliche Steuerung der Verstärkerröhre vorgenommen wird. Die in der vorliegenden Aufgabe angegebenen Verhältnisse sind daher keineswegs optimal, sondern wurden lediglich gewählt, um durch bequeme Konstruktion der Arbeitsgeraden und Arbeitspunkte die prinzipielle Wirkungsweise verständlich zu machen.

(Literaturhinweis: (5), Seite 87, 300 ff. (5a) Seite 93, ferner Masel, Gleichrichter und Spannungsregler)

#### A 26.1

Aus den Gleichungen (4.74 und 4.77) erhält man

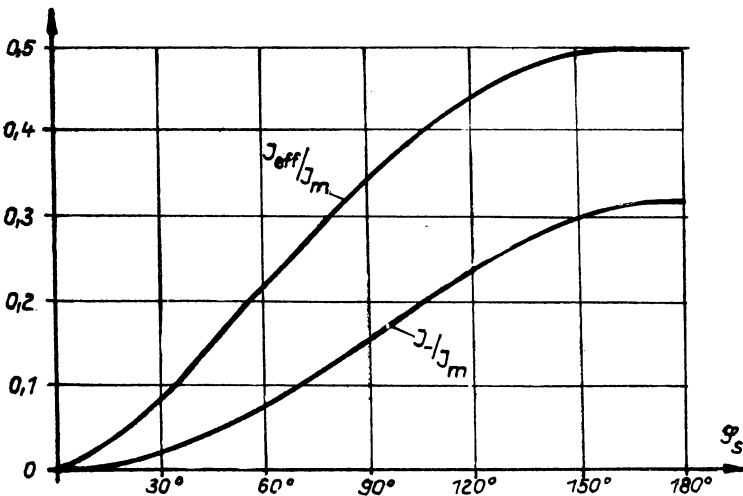
$$\begin{aligned} \frac{I_-}{I_m} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\varphi_s} \sin \varphi \, d\varphi = \frac{1}{2\pi} (-\cos \varphi)_0^{\varphi_s} = \frac{1}{2\pi} (1 - \cos \varphi_s) \\ \frac{I_{\text{eff}}}{I_m} &= \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{\varphi_s} \sin^2 \varphi \, d\varphi} = \sqrt{\frac{1}{4\pi} (\varphi_s - \sin \varphi \cos \varphi)_0^{\varphi_s}} \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi} (\varphi_s - \frac{1}{2} \sin 2\varphi_s)} \end{aligned}$$

Daraus ergeben sich die Werte

$\varphi_s$	$I_-/I_m$	$I_{\text{eff}}/I_m$
$0^\circ$	0	0
$30^\circ$	0,021	0,085
$45^\circ$	0,047	0,15
$60^\circ$	0,08	0,22
$90^\circ$	0,16	0,35
$120^\circ$	0,24	0,45
$135^\circ$	0,27	0,475
$150^\circ$	0,3	0,49
$180^\circ$	0,32	0,5

Die Kurven zeigen, daß der Effektivwert stets über dem Gleichstrommittelwert liegt, und zwar um so mehr, je kleiner der Stromflußwinkel  $\varphi_s$  ist. Ferner ist zu erkennen, daß der wesentliche Aussteuerbereich zwischen  $20^\circ$  und  $160^\circ$  liegt. Bei einer Aussteuerung über diesen Bereich hinaus werden praktisch keine Strom-

änderungen mehr erzielt. Daraus ergibt sich, daß eine vollständige Aussteuerung von  $\varphi_s = 0$  bis  $180^\circ$  in vielen Fällen nicht erforderlich ist.



A 26. 2

- 1) Die Effektivspannungen der Trafowicklungen ergeben sich entsprechend den Gl. (4.82), (4.85) und (4.86) aus den Maximalwerten für die Ausgangsspannung bei

a) Einwegschaltung:

$$U_{\text{-max}} = 0,45 U_{\text{Tr}}$$

$$U_{\text{Tr}} = \frac{220 \text{ V}}{0,45} \approx 500 \text{ V}_{\text{eff}}$$

b) Zweiwegschaltung:

$$U_{\text{Tr}} = \frac{220 \text{ V}}{0,9} \approx 250 \text{ V}_{\text{eff}}$$

c) Dreiphaseneinwegschaltung:

$$U_{\text{Tr}} = \frac{220 \text{ V}}{1,17} \approx 190 \text{ V}_{\text{eff}}$$

- 2) Für die genannten Stromtore ergeben sich die max. Gleichstromwerte aus Gl. (4.75):

$$\begin{aligned} \text{S1/6 iM} \quad I_{\text{-max}} &= 0,32 I_m \\ &= 0,32 \cdot 6 \text{ A} = 2 \text{ A} \end{aligned}$$

$$\text{S1/20 iM} \quad I_{\text{-max}} = 0,32 \cdot 20 \text{ A} = 6,4 \text{ A}$$

$$\text{S1/50 iM} \quad I_{\text{-max}} = 0,32 \cdot 50 \text{ A} = 16 \text{ A}$$

Der Motor ist für einen Nennstrom von 10 A vorgesehen. Bei der Einwegschaltung muß dieser Strom als Gleichstrommittelwert über ein Stromtor zugeführt werden. Es kommt dafür nur die Type S 1/50 iM in Betracht.

Bei der Zweiwegschaltung verteilt sich der Gleichstrom auf zwei Stromtore, mithin hat jedes Stromtor maximal nur einen Mittelwert von 5 A zu führen. Die auftretenden Strommaxima betragen nach Gl. (4.85)

$$I_m = \frac{1}{0,64} I_{\text{-max}} = \frac{10 \text{ A}}{0,64} \approx 16 \text{ A}$$

Geeignet ist also bereits die kleinere Type S 1/20 iM.

Bei der Dreiphaseneinwegschaltung liegen die Strommaxima nach Gl. (4.28) bei

$$I_m = \frac{1}{0,83} I_{\text{-max}} = \frac{10 \text{ A}}{0,83} \approx 12 \text{ A}$$

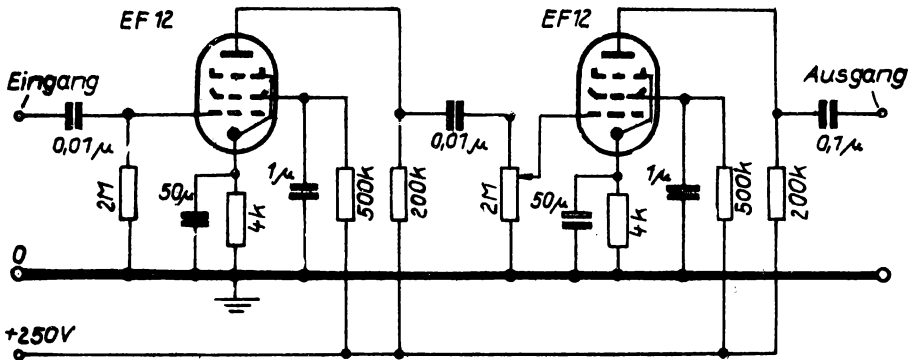
Der Gleichstrommittelwert verteilt sich dabei auf drei Röhren mit je 3,3 A. Für diese Schaltung ist also auch nur die Type S 1/20 iM geeignet. Die Röhren S 1/6 iM kommen für diese Aufgabe überhaupt nicht in Betracht, da sowohl Spitzenwert als auch Mittelwert des max. Motorstromes für sie unerlaubt hoch liegen.



Antworten auf die Prüfungsfragen  
zu den Lektionen 23 bis 26.

- F 23.1 Die Erzeugung der selbsttätigen Gittervorspannung geht aus Bild 124 hervor. Durch den am Kathodenwiderstand  $R_k$  auftretenden Spannungsabfall  $I_a R_k$  wird das Gitter gegenüber der Kathode auf negativem Potential gehalten. Dieser Spannungsabfall ersetzt daher die bisher als besondere Spannungsquelle dargestellte Gittervorspannung  $U_{g-}$ . Damit an  $R_k$  nicht gleichzeitig eine Stromgegenkopplung auftreten kann, muß  $R_k$  wechselstromseitig durch einen großen Kondensator kurzgeschlossen werden.
- F 23.2 Wie aus Abschnitt 3.31 (Lb.2) bekannt ist, besteht die wesentliche Aufgabe des Schirmgitters (bei Niederfrequenzverstärkung) in der Verminderung der Anodenrückwirkung und damit des Durchgriffs zwecks Erzielung einer hohen Spannungsverstärkung. Die Schirmgitterspannung übernimmt dabei praktisch die Aufgabe der Anodenspannung bei der Triode (Vergl. Formel (3.32) bzw. (3.34). Um nun eine Steuerwirkung durch das Schirmgitter - also eine Schirmgitterrückwirkung - zu unterbinden, muß die Schirmgitterspannung sehr gut konstant gehalten werden, während der Schirmgitterstrom zwangsläufig durch die Steuergitterspannung mitgesteuert wird. Zu diesem Zweck muß der Schirmgitterwiderstand, welcher die Betriebsspannung auf den für das Schirmgitter vorgesehenen Wert herabsetzt, - ähnlich wie der Kathodenwiderstand - durch einen Kondensator wechselstromseitig gegen die Kathode kurzgeschlossen sein. Der Widerstand des Kondensators muß also klein sein gegenüber dem Schirmgitterwiderstand ( $<1\%$  von  $R_g$ ).
- F 23.3 In einem RC- Verstärker sind die einzelnen Verstärkerstufen untereinander durch Widerstände und Kondensatoren (RC-Koppelvierpole) verbunden. Er ist daher nur zur Verstärkung von Wechselspannung einer bestimmten Mindestfrequenz, nicht aber für die Verstärkung von

Gleichspannungen geeignet. Nachfolgendes Bild zeigt einen zweistufigen RC-gekoppelten Spannungsverstärker mit Pentoden.



Er besitzt bei den angegebenen Größen eine untere Grenzfrequenz  $f_u = 12 \text{ Hz}$ , eine obere Grenzfrequenz  $f_o \approx 20 \text{ kHz}$  und eine Gesamtverstärkung von  $2,5 \cdot 10^4$ , solange die Eingangsspannung  $2 \text{ mV}_{\text{eff}}$  nicht überschreitet. Die Verstärkung läßt sich an dem als Potentiometer ausgebildeten zweiten Gitterableitwiderstand stetig herabsetzen. Es empfiehlt sich sehr, diese Angaben zur Übung anhand des Kennlinienfeldes zu überprüfen und nachzurechnen!

- F 23.4 Die Frequenzabhängigkeit eines RC-Vierpols ist bedingt durch den Koppelkondensator  $C_k$  und die Schalt- und Röhrenkapazitäten, zusammengefaßt in  $C_s$ .

$C_k$  bildet mit  $R_g$  einen Spannungsteiler, sobald sein Widerstand bei niedrigen Frequenzen gegenüber  $R_g$  nicht mehr vernachlässigbar ist. Dann wird die Ausgangsspannung  $U_{2\omega}$  infolge des Spannungsabfalls an  $C_k$  kleiner als die Eingangsspannung  $U_{1\omega}$  und gegen diese in der Phase verschoben. Die „untere Grenzfrequenz“, bei welcher  $U_{2\omega} = 0,7 \cdot U_{2\omega\text{max}}$  ist, wird erreicht bei  $R_g = \frac{1}{\omega C_k}$ . Die Phasenverschiebung beträgt dabei  $45^\circ$  (Vergl. Bild 128 und 129).

$C_s$  liegt parallel zu  $R_a$  und setzt den wirksamen Außenwiderstand herab, sobald sein Widerstand bei hohen Frequenzen nicht mehr groß gegen  $R_a$  ist. Dann sinkt auch der von  $R_a$  ges abhängige Verstärkungsfaktor der Röhre ab.

Die „obere Grenzfrequenz“, bei welcher wieder  $U_{2\sim} = 0,7 U_{2\sim \max}$  ist, wird erreicht, wenn  $R_a \parallel R_i = \frac{1}{\omega C_s}$  ist. Auch hier beträgt der Phasenwinkel zwischen Eingangsspannung (der Verstärkerstufe) und Ausgangsspannung  $45^\circ$  (genauer  $-45^\circ$ ).

F 24.1 Während sich mit RC-Kopplung bei geringstem Aufwand an Kosten und Gewicht außerordentlich breite Frequenzbänder gleichmäßig gut verstärken lassen, ist bei der Drossel- und Übertragerkopplung die Breite des zu verstärkenden Frequenzbandes begrenzt durch die größere Frequenzabhängigkeit der Koppellemente. Daneben sind sie schwer und teuer und besitzen infolge des Eisens keine linearen Kennlinien.

F 24.2 Der direkte Gleichspannungsverstärker, bei welchem also die zu verstärkende Gleichspannung nicht vorher in eine Wechselspannung umgeformt wird, muß im Gegensatz zum Wechselspannungsverstärker eine direkte Kopplung ohne kapazitive und induktive Trennglieder besitzen (Bild 138). Daher lassen sich die Betriebsspannungen der einzelnen Röhren nicht mehr der gleichen Spannungsquelle entnehmen (Bild 139), bzw. müssen als Teilspannungen von einer verhältnismäßig hohen Gesamtspannung abgegriffen werden.

Infolge dieses Aufbaus wirken sich kleine Änderungen der Betriebsspannung, der Heizung und der Röhrenkennwerte erheblich auf das Verstärkungsergebnis aus, da sie sich von den zu verstärkenden Gleichspannungen nicht trennen lassen. Alle Spannungen müssen daher sehr gut stabilisiert und die Röhren besonders ausgesucht sein. Trotzdem muß der Nullpunkt eines Gleichspannungsverstärkers häufig überprüft und neu eingestellt werden. All das ist bei Wechselspannungsverstärkern nicht erforderlich, da sich die verstärkten Wechselspannungen durch die Koppelvierpole von allen Betriebsgrößen trennen lassen. Der Verstärkungsvorgang als solcher ist im Prinzip der gleiche wie bei der Wechselspannungsverstärkung.

- F 24.3 Die Schwierigkeiten beim Betrieb von Gleichspannungsverstärkern wurden bereits unter F 24.2 genannt. Es sind im wesentlichen die Stabilisierung der Betriebs- und Heizspannungen, Vorbehandlung der Röhren und häufige Eichung des Verstärkers. Sie lassen sich umgehen, wenn man die zu verstärkenden Spannungen in Wechselspannungen umformt und dann mit Wechselspannungsverstärkern verstärkt. Dazu sind mechanische, magnetische und elektronische Wechselrichter geeignet. Die verstärkten Wechselspannungen müssen gegebenenfalls wieder gleichgerichtet werden.
- F 25.1 Thyatronröhren besitzen eine sehr niedrige Brennspannung (etwa 15 ... 30 V) bei hoher Strombelastung (bis 15 A Gleichstrommittelwert) und hoher Sperrspannung (bis 20 kV), so daß mit ihnen große Leistungen gesteuert werden können (bis 10 kW). Die zur Steuerung erforderliche Leistung ist dagegen verschwindend klein (bis 100 W), so daß von einer hohen Leistungsverstärkung gesprochen werden kann ( $v_L > 100$ ). Daneben besitzen derartige Leistungsverstärker wegen der niedrigen Brennspannung einen außerordentlich günstigen Wirkungsgrad gegenüber Verstärkern mit Vakuumröhren.
- F 25.2 Die Beantwortung ergibt sich unmittelbar aus den Bildern 147 und 149. Die gegenüber der Betriebsspannung um  $90^\circ$  phasenverschobene konstante Gitterwechselspannung wird durch eine überlagerte Gleichspannung angehoben oder abgesenkt, wodurch der Zündpunkt über die ganze Kennlinie verschoben werden kann.
- F 25.3 Impulssteuerung ist eine Horizontalsteuerung mit Hilfe einer Impulsspannung, deren Frequenz gleich der Betriebsfrequenz ist und welche sich in ihrer Phasenlage gegenüber der Betriebsspannung stetig von 0 bis  $180^\circ$  verschieben läßt. Die Impulse lassen sich mit einem Impulstransformator erzeugen. Schaltung und Steuervorgang zeigen die Bilder 155 und 157.

- F 25.4 Die Impulssteuerung besitzt gegenüber der Vertikal- und Horizontalsteuerung mit sinusförmiger Wechselspannung den Vorteil eines exakten Schrittpunktes mit allen Teilen der Zündkennlinie. Sie wird daher überall dort angewendet, wo hohe Einstellgenauigkeit zu fordern ist. Das ist in modernen Thyatron-Regeleinrichtungen sehr häufig der Fall.
- F 26.1 Die Erklärung ergibt sich aus den Bildern 159, 161 und 163.
- F 26.2 Mehrphasenschaltungen besitzen gegenüber der Einwegschaltung den Vorteil eines gleichmäßigen Ausgangsstromes. Mit ihnen lassen sich bei Verwendung der gleichen Stromtortypen größere Leistungen steuern als mit der Einwegschaltung. Daneben wird das Netz gleichmäßiger belastet.
- F 26.3 Der Gleichstrommittelwert als arithmetischer Mittelwert des gleichgerichteten Stromes liegt in seiner Größe unter dem quadratischen Mittelwert (Effektivwert). Er ist maßgebend für die Belastung der Thyatrons und interessiert als wirksamer Stromwert bei der Steuerung von Gleichstrommotoren. Der Effektivwert ist für die Erwärmung des Verbrauchers (wie auch des übrigen Stromkreises) verantwortlich. Er kann beträchtlich über dem Gleichstrommittelwert liegen.
-

