

B e r g e r : Die obere Frequenzgrenze bei der Dichtesteuerung von Elektronenströmungen.

Die Frage nach der kürzesten Wellenlänge, bis zu der man unsere dichtegesteuerten Röhren, wie Trioden, Tetroden, Pentoden usw. zur Schwingungserzeugung verwenden kann, beschäftigt die Röhrenentwickler schon seit vielen Jahren.

Das Verhalten der Elektronenströmungen in diesen Röhren bei hohen Frequenzen und kleinen Amplituden wurde bereits von mehreren Autoren sowohl theoretisch als auch praktisch behandelt. Der Fall der großen Amplituden, der beim Senderbetrieb vorherrschend ist, wurde in der Literatur nur wenig erörtert, da sich der mathematischen Behandlung des Verstärkerproblems bei kurzen Wellen und großen Amplituden stärkere Schwierigkeiten entgegenstellen. Im folgenden soll versucht werden, diesen Fall und damit die Frage nach der kürzesten Wellenlänge, welche mit dichtegesteuerten Röhren vom Standpunkt der Elektronenströmung aus erreicht werden kann, mit einer graphisch-rechnerischen Methode zu klären. Es ist aber nicht gesagt, daß die dabei errechneten kürzesten Wellenlängen in der Praxis auch wirklich erreicht werden können. Die Wellenlängenangaben stellen einen Grenzfall dar. Es soll dem Röhrenentwickler damit nur die Frage beantwortet werden, bis zu welchen Wellenlängen es Sinn hat, dichtegesteuerte Röhren zu planen. Im folgenden beschränken wir uns der Einfachheit halber auf die Beschreibung der Triode in B-Verstärkerschaltung.

Die modernen Kurzwellentrioden besitzen aus verschiedenen Gründen einen sehr kleinen Durchgriff der Anode durch das Steuergitter, wodurch die Vorgänge im Raum zwischen Kathode und Steuergitter von denen im Steuergitteranodenraum nicht berührt werden. Auf die aus der Kathode austretenden Elektronen wirkt also im wesentlichen nur die Wechselspannung zwischen Kathode und Gitter.

Das erste Bild zeigt uns, wie wir uns die Gitter-Kathodenstrecke durch eine Diode ersetzt denken können. 0,1 und 2 be-

deuten Kathode, Gitter und Anode einer Hochvakuumröhre. Beim B-Verstärker können wir die Vorgänge im Raum zwischen Kathode 0 und Gitter 1, wie auf der rechten Seite des Bildes angedeutet ist, mit denen in einer Diode mit Kathode 0 und Ersatzanode 1 ersetzt denken, an welcher ausschließlich eine Wechselspannung U_{01} sinotliegt. Es ist klar ersichtlich, daß nur für den Fall, daß an der Ersatzanode 1 die positive Halbwelle der Wechselspannung liegt, ein Strom aus der Kathode austreten kann. Liegt am Gitter eine positive Spannung, so werden die ausgetretenen Elektronen beschleunigt und zum Gitter 1 gezogen. Benötigt ein Elektron bei diesem Flug z.B. eine Zeit von $\frac{1}{6}$ Periode, so spricht man davon, daß das Elektron einen Laufzeitwinkel von $2\pi/6 = 60^\circ$ im Steuerraum durchlaufen hat.

Es ist erklärlich, daß alle Elektronen, welche zu verschiedenen Zeitpunkten aus der Kathode austreten, auch verschieden lange Zeiten bzw. Laufzeitwinkel benötigen, um zum Gitter 1 zu gelangen.

Wenn wir annehmen, daß zwischen Gitter 1 und Kathode keine Wechselspannung, sondern nur eine Gleichspannung von der Größe der Amplitude der Wechselspannung U_{01} liegt, so können wir für diesen Fall auch einen Laufzeitwinkel angeben, welcher die Größe besitzt :

$$\Theta_{01} = 2 \frac{d_{01} \cdot \omega}{v_1} = 6340 \cdot \frac{d_{01}}{\lambda \sqrt{U_{01}}} = \text{stat. Laufzeitwinkel.}$$

Dabei bedeutet :

d_{01} den Abstand zwischen Kathode und Elektrode 1 (in cm)

$v_1 = 6 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{U_{01}}$ die durch eine Gleichspannung von der Größe U_{01} erzeugte Endgeschwindigkeit der Elektronen an der Elektrode 1 (in cm sec^{-1})

λ bzw. ω die Wellenlänge bzw. Kreisfrequenz, bei der die Röhre betrieben werden soll (in cm bzw. sek^{-1}).

Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß Θ_{01} ein Laufzeitwinkel ist, der praktisch in der Röhre gar nicht auftritt, da an dieser eine in Größe und Richtung wechselnde Spannung liegt und die Spitzenspannung U_{01} immer nur einen Moment auftritt. Während des gesamten übrigen Teiles der Periode ist die Spannung an der Röhre kleiner als die Spitzenspannung, und dadurch sind auch alle wirklich auftretenden Laufzeitwinkel etwas größer als der eben beschriebene. Dennoch erweist sich dieser gedachte Laufzeitwinkel Θ_{01} zur Charakterisierung der Vorgänge in der Röhre als so günstig, daß wir ihn beibehalten wollen.

In der Formel für Θ_{01} sehen wir, daß der Laufzeitwinkel umso größer wird, je weiter der Abstand zwischen Kathode und Gitter und je kleiner die Wellenlänge und die Spannung U_{01} ist.

Das 2. Bild zeigt das Weg-Zeitdiagramm der Elektronenbewegung bei hohen Frequenzen für den Fall, daß nur Wechselspannung an der Diode liegt. Während der halben Periode tritt Strom aus der Kathode aus, dessen jeweilige Größe durch die zeitliche Dichte der Startpunkte dargestellt wird. Da die Elektronenbewegung in Röhren mit gleichen Laufzeitwinkeln im gleichen Rythmus erfolgt, ist es möglich, mit einem Diagramm sämtliche Vorgänge bei den verschiedensten Röhren zu erfassen. Aus diesem Grunde ist in dem Diagramm die Wegachse mit einem reduzierten Maßstab $X_R = \frac{\Theta_{01}}{2}$ versehen, welcher nur vom Laufzeitwinkel Θ_{01} abhängt.

Es ist verständlich, daß die nach den im Diagramm gezeigten Weg-Zeitkurven aus der Kathode austretenden Elektronen bei hohen Frequenzen im Gitter-Kathodenraum eine Geschwindigkeitssteuerung erfahren, welche zufolge der auch in diesem Raum auftretenden Triftwirkung die Form des Konvektionsstromes auf dem Wege zum Gitter verändert. Es tritt also durch das Gitter bzw. durch die Anode der Ersatzdiode eine andere Stromform, als die Kathode verlassen hat. Aus der Dichte der gezeichneten Bahnkurven lassen sich auf graphische Art diese Konvektionsstromformen für verschiedene Lagen X_R der Anode bzw. für verschiedene Laufzeitwinkel Θ_{01} ermitteln. Man hat also

für gegebenes X_R bzw. Θ_{01} die Durchstoßpunkte der Bahnkurven auszuwerten und erhält dann die im 3. Bild gezeigte Formänderung des durch das Gitter hindurchtretenden Konvektionsstromes bei verschiedenen Laufzeitwinkeln. Die Form des Stromes bei $\Theta_{01} = 0^\circ$ ist identisch mit der Stromkurvenform, welche beim B-Verstärker im Langwellenfall auftritt. Wie man sieht, wird für größer werdende Laufzeitwinkel zunächst die von der Stromkurve umschlossene Fläche in Auswirkung der aus Kathode zurückkehrenden Elektronen immer kleiner, d. h. der Gleichstrom nimmt ab. Außerdem tritt bei sehr großen Laufzeitwinkeln auch eine Verwaschung der Kurvenform auf. War bei den Kurven für $\Theta_{01} = 0^\circ$ bis $\Theta_{01} = 120^\circ$ die Kurvenform für den Senderbetrieb günstig, so ist für 150° bis 180° die Kurvenform breit und niedrig geworden, was für den Senderbetrieb ungünstig ist und den Wirkungsgrad verschlechtert.

Die gezeigten Ströme treten, wie bereits erwähnt, durch das Gitter hindurch in den Gitteranodenraum ein. In diesem Raum werden die Elektronen durch eine hohe Gleichspannung sehr stark beschleunigt und können dann, wenn dieser Gleichspannung eine entsprechende Wechselspannung überlagert wird, Energie an den Außenkreis abgeben. Wenn wir annehmen, daß im Gitteranodenraum infolge der hohen angelegten Gleichspannung keine wesentlichen Laufzeiteffekte mehr auftreten, so können wir durch graphische Fourier-Zerlegung dieser Stromkurven die Grundwelle sowie den Gleichstrommittelwert für jeden betrachteten Laufzeitwinkel auf graphische Weise erhalten und dadurch den Anodenwirkungsgrad der Anordnung bekommen.

Das 4. Bild zeigt die Auswertung der Stromkurven. Auf der Ordinatenachse ist der Wirkungsgrad für 100%ige Spannungsaussteuerung aufgetragen, auf der Abszissenachse der Laufzeitwinkel. Wie wir sehen, bleibt der Wirkungsgrad bis zu ungefähr $\Theta_{01} = 130^\circ$ praktisch konstant und nimmt dann erst in dem darauffolgenden Bereich bis 180° ab.

Aus dieser Wirkungskurve ist zu erkennen, daß von Seiten der Stromkurvenform gar keine Ursache vorliegt, daß die bisher üblichen Senderöhren bei kurzen Wellen einen so stark abneh-

menden Wirkungsgrad aufweisen. Eine starke Verwaschung der Stromform tritt erst bei sehr hohen Laufzeitwinkeln auf.

Wenn man handelsübliche Preßglas- Dezimetertrioden durchrechnet, so kommt man zu dem überraschenden Ergebnis, daß sie bereits bei einem Laufzeitwinkel von $30 - 40^\circ$ sehr schlechte Wirkungsgrade aufweisen. Dies läßt den Schluß zu, daß der starke Wirkungsgradabfall auf andere Ursachen zurückzuführen sein muß, und daß die Stromkurvenverwaschung durch die Laufzeiteinflüsse im Kathodensteuergitterraum garnicht die Ursache für den geringen Wirkungsgrad ist, wie man annehmen möchte.

Um zu erkennen, ob die bei der Berechnung gemachten Vereinfachungen zulässig sind und zu einem quantitativ einigermaßen richtigen Ergebnis führen, wurde eine einfach zu kontrollierende theoretisch gefundene Kurve experimentell geprüft.

Das 5. Bild zeigt die theoretisch ermittelte Abnahme des mittleren Gleichstromes einer mit einer konstanten Spannung ausgesteuerten Diode mit steigendem Laufzeitwinkel θ_{01} . In der horizontalen Achse ist der Laufzeitwinkel aufgetragen und wir erkennen, daß die mittlere Steilheit der Elektronenströmung und damit der Strom im Bereich von $0 - 115^\circ$ stark abnimmt, um dann bis zu den höchsten Laufzeitwinkeln konstant zu bleiben. Dieses charakteristische Verhalten eignet sich besonders gut zur experimentellen Kontrolle.

Es wurde zu diesem Zweck eine Diode (Abb. 8) gebaut, welche einen sehr großen Abstand zwischen Anode und Kathode besaß. Außerdem war zur absoluten Messung der Spitzenspannung, welche an dieser großen Diodenstrecke lag, eine Meßdiodenstrecke eingebaut, die einen sehr kleinen Abstand zwischen Anode und Kathode hatte und kapazitiv zur großen Diode parallel geschaltet war. Die Diode mit dem großen Abstand zeigt bereits im Meterwellengebiet starke

Laufzeiteffekte, wobei wir mit der Meßdiodenstrecke die absolute Spannungsmessung noch gut vornehmen können.

Die aus einigen hundert Messungen gemittelten Streuwerte sind ebenfalls im 5. Bild eingetragen, und wir erkennen, daß der Strom wirklich bis zu einem Laufzeitwinkel von ungefähr 120° abnimmt, um dann bis zu sehr großen Laufzeitwinkeln konstant zu bleiben. Daß die Kurvenform nicht so ausgeprägt ist, wie die theoretisch ermittelte, ist zum Teil auf Ungenauigkeiten der Meßanordnung zurückzuführen. Die Erklärung, warum die gemessenen Stromwerte bei großen Laufzeitwinkeln gleichbleibend etwas größer sind als die theoretisch ermittelten, kann qualitativ gegeben werden, würde hier jedoch zu weit führen.

Da die theoretisch gefundene Kurvenform mit der praktisch gemessenen in großen Zügen in Einklang zu bringen ist, kann angenommen werden, daß auch die vorhin gezeigte Wirkungsgradkurve der Wirklichkeit entspricht.

Wenn wir den Grenzwinkel, bis zu dem eine dichte gesteuerte Röhre brauchbar ist, mit 180° annehmen, so müssen wir noch sehen, ob die zur Aussteuerung der Röhre notwendige Steuerleistung bei diesen hohen Frequenzen nicht zu groß wird und dadurch den Wirkungsgrad wieder wesentlich verschlechtert.

Das 6. Bild zeigt die graphisch ermittelten Ströme in der Kathodenzuleitung. Bei diesem Schaubild wurde angenommen, daß die Röhre mit Gitterbasisschaltung arbeitet, d.h. daß der Steuerkreis in der Kathodenzuleitung liegt. Der Kathodenwirkstrom, der gleichzeitig auch die Belastung des Steuerkreises angibt, nimmt bei Aussteuerung mit konstanter Steuerspannung, wie aus der Abbildung zu ersehen ist, mit steigendem Laufzeitwinkel sogar ab. Das würde bedeuten, daß der Steuerleistungsbedarf mit größer werdendem Laufzeitwinkel sogar kleiner wird. Dies ist aber praktisch nicht der Fall, weil wir infolge der bei hohen Frequenzen geringeren mittleren Steilheit der Röhre eine größere Wechselspannung verwenden müssen, um die gleiche Leistungsaussteuerung zu erhalten. Das 6. Bild ist jedoch unter der Voraussetzung gewonnen worden, daß für niedrige sowohl

wie für hohe Frequenzen dieselbe Steuerspannung verwendet wird. Der Kathodenwirkstrom wird also bei größeren Laufzeitwinkeln größer sein als in der Abbildung angegeben. Der durch die Elektronenströmung hervorgerufene Steuerleistungsbedarf wird bei der Gitterbasisschaltung mit steigender Frequenz nicht größer, sondern bleibt in weiten Grenzen gleich dem bei langen Wellen.

Die Leistungsverringerung der bisher verwendeten Röhren bei kurzen Wellen kann also seine Ursache auch nicht im vergrößerten Steuerleistungsbedarf haben. Der Grund ist also in den stark ansteigenden Kreisverlusten und möglicherweise Laufzeiteinflüssen im Gitteranodenraum zu suchen.

Unter Zugrundelegung eines noch als brauchbar erachteten Laufzeitwinkels von 180° können wir aus der Formel für den Laufzeitwinkel Θ_{01} die Wellenlänge λ ausrechnen, welche lautet:

$$\lambda = 2000 \cdot \frac{d_{01}}{\sqrt{U_{01}}}$$

Wir könnten nach dieser Formel zu beliebig kleinen Wellen vordringen, wenn wir entweder den Abstand d_1 stark verkleinern oder, was die gleiche Wirkung besitzt, die Steuerspannung U_{01}

vergrößern. Für kleine Röhren können wir nach dem jetzigen Stand der Röhrentechnik sagen, daß ein Gitter-Kathodenabstand von etwas weniger als 0,1 mm die Grenze sein dürfte, während große Röhren wahrscheinlich nicht unter 0,15 mm Gitter-Kathodenabstand gebracht werden können. Wenn wir die genannten Abstände als gegeben annehmen, so können wir zu kürzeren Wellenlängen nur durch Vergrößerung der Gitterwechselspannung U_{01} gelangen. Da wir mit raumladebegrenzten Röhren arbeiten, ist mit der Gitterwechselspannung auch der Kathodenspitzenstrom verknüpft. Wir können an das Gitter der Röhre nur so hohe Wechselspannungen anlegen, wie die Kathode verträgt.

Im Bild 7 ist unter Zugrundelegung der Belastungsfähigkeit für die verschiedenen Kathodenarten die zugehörige Grenzwellenlänge für einen Laufzeitwinkel im Gitter-Kathodenraum von 180° ausgerechnet und in der Tabelle eingetragen. Für die allgemein gebräuchliche Karbonat-Kathode wurde bei technischen Röhren

bisher ein Spitzenstrom von 1 A/cm^2 als zulässig erachtet. Für kleine Röhren ergibt sich eine minimale Wellenlänge von 5,1 cm, für größere Röhren von 6,6 cm. Die Spitzenbelastung von Thorium film-Kathoden ist mit 4 A/cm^2 bereits wesentlich besser als die einer normal belasteten Oxydkathode. Die entsprechenden Grenzwellenlängen sind 3,3 bzw. 4,2 cm. 3 cm dürfte wohl die kürzeste mit dichtegesteuerten Röhren überhaupt im Dauerstrich herstellbare Wellenlänge sein. Verwendet man Karbohat-Kathoden, so kann man für sehr kurze Zeiten (ungefähr 10^{-6} Sek.) bis zu 10 A/cm^2 aus der Kathode entnehmen. In diesem Fall ergibt sich für kleine Röhren eine kürzeste Wellenlänge von 2,4 cm, für größere Röhren von 3,6 cm. Die in der angegebenen Tabelle berechneten Werte setzen eine normale Kathodenbelastung voraus. Wenn wir die Lebensdauer der Kathode auf ungefähr 200 Stunden herabsetzen, so ist eine weitere Verkürzung der Wellenlänge möglich.

Wie man sieht, ist es durchaus möglich, in das cm-Wellengebiet mit normalen dichtegesteuerten Röhren vorzudringen. Es ist klar, daß man dabei konstruktiv und schaltungsmäßig größere Schwierigkeiten überwinden muß. Da die theoretisch erzielbaren Wirkungsgrade jedoch bei den dichtegesteuerten Röhren wesentlich besser sind, als bei den anderen cm-Wellen-Generatoren, und da der Betrieb von Sendern dieser Art wesentlich angenehmer ist als bei Triftröhren und Magnetron, können wir annehmen, daß die schon oft totgesagte Triode bzw. allgemein die dichtegesteuerte Röhre noch nicht tot ist, sondern sich auch noch das obere cm-Wellengebiet erobern wird.

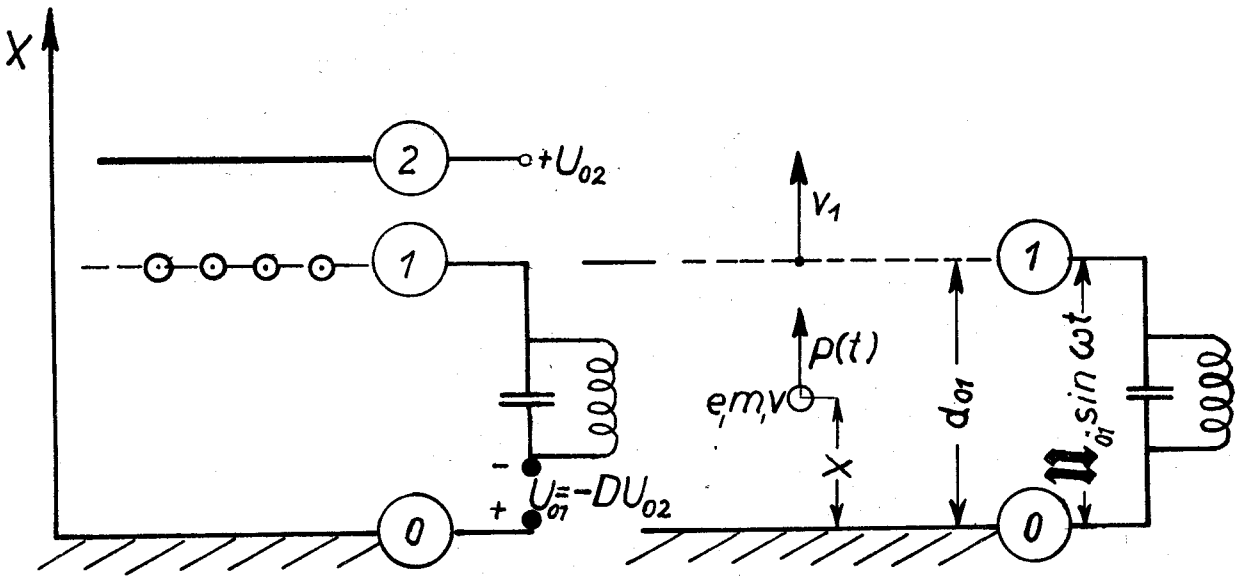
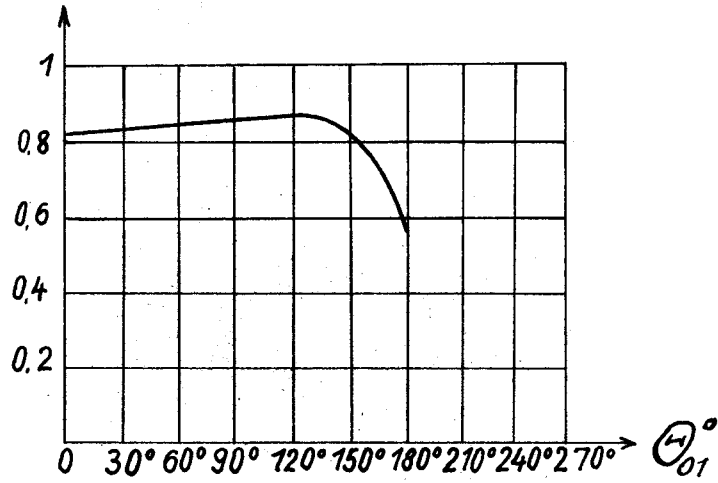


Abb.1 Ebene Dreipolröhre und ihre Zweipolersatzröhre

Abb.4 Stromaussteuerungsfaktor $j/2$ in Abhängigkeit von Θ_{01} . Aus der Stromkurvenform ermittelter Wirkungsgrad einer dichtegesteuerten Röhre in Abhängigkeit vom Laufzeitwinkel Θ_{01} , wobei angenommen wird, daß die Auskopplung der Energie in einem sehr kurzen Auskoppelungsfeld vorgenommen wird und daß die Spannungsaussteuerung $h = 1$ betrage.

$$\eta_{\max} = \frac{1}{2} \cdot \frac{J_{k1}}{I} = \frac{j}{2} \cdot \frac{n}{h}$$



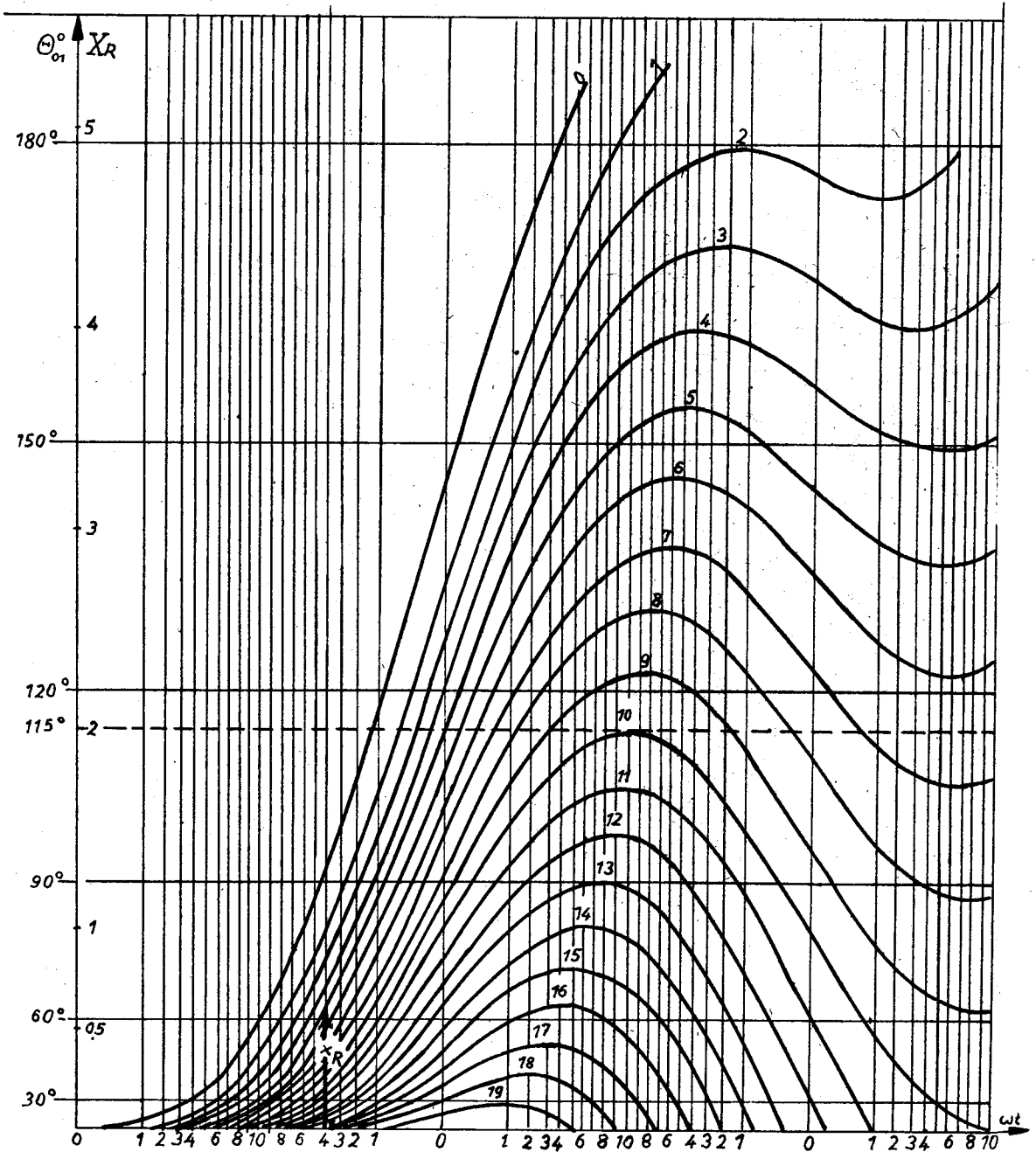


Abb.2 Reduziertes Weg-Zeitdiagramm der Elektronenbewegung im Gitterkathodenraum

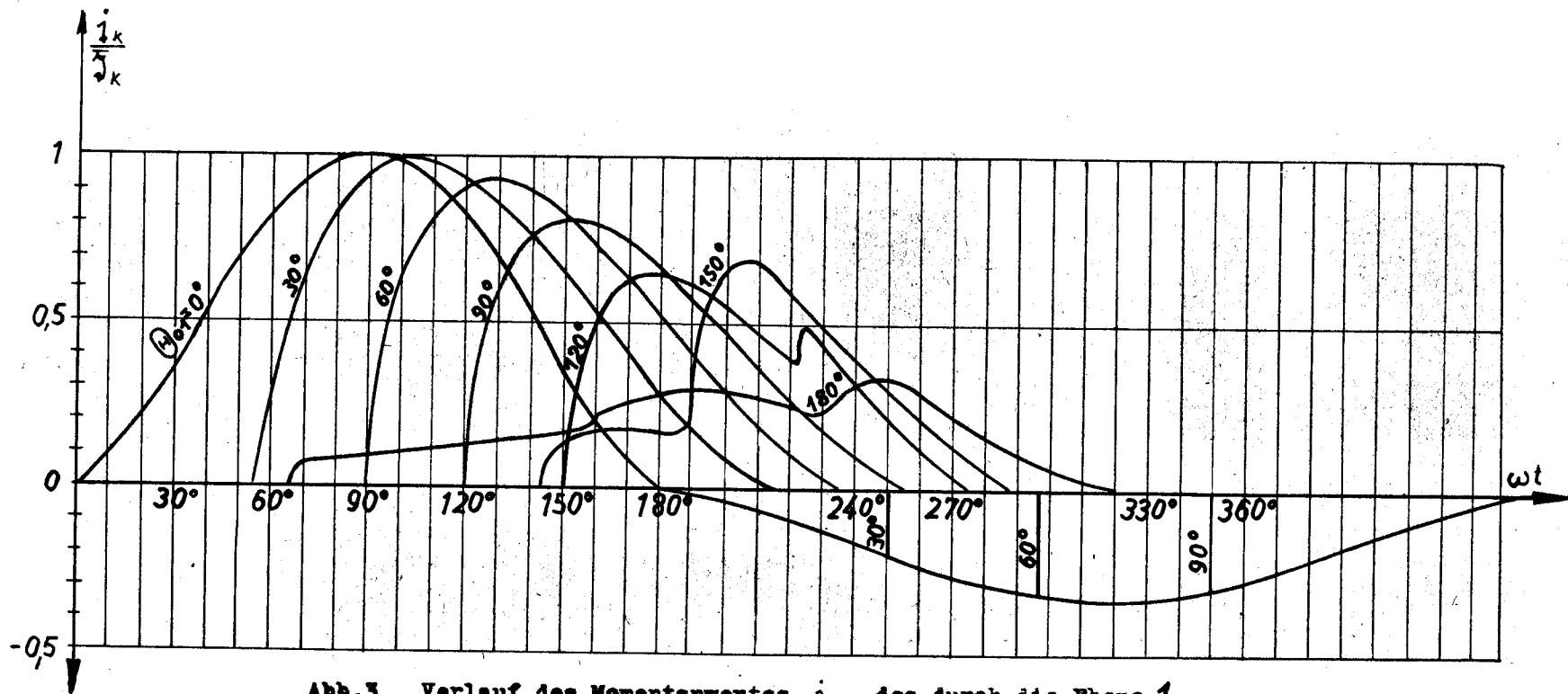


Abb.3 Verlauf des Momentanwertes i_k des durch die Ebene 1 (Gitterebene) hindurchtretenden Konvektionsstromes bezogen auf den Langwellenspitzenstrom \tilde{J}_k

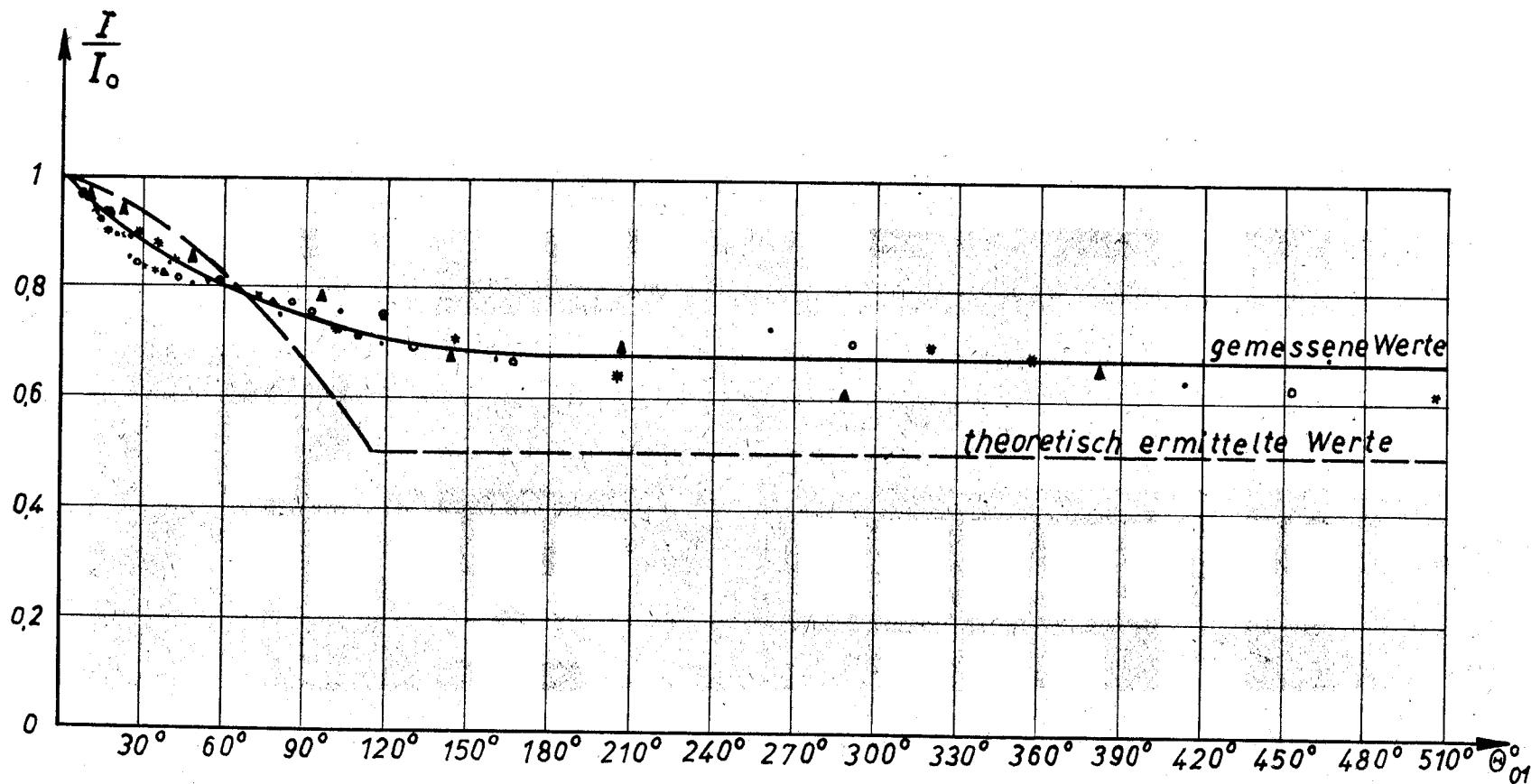


Abb.5 Theoretisch ermittelte Abnahme des mittleren Gleichstromes einer Diode mit steigendem Laufzeitwinkel θ_{01} und deren experimentelle Nachprüfung.

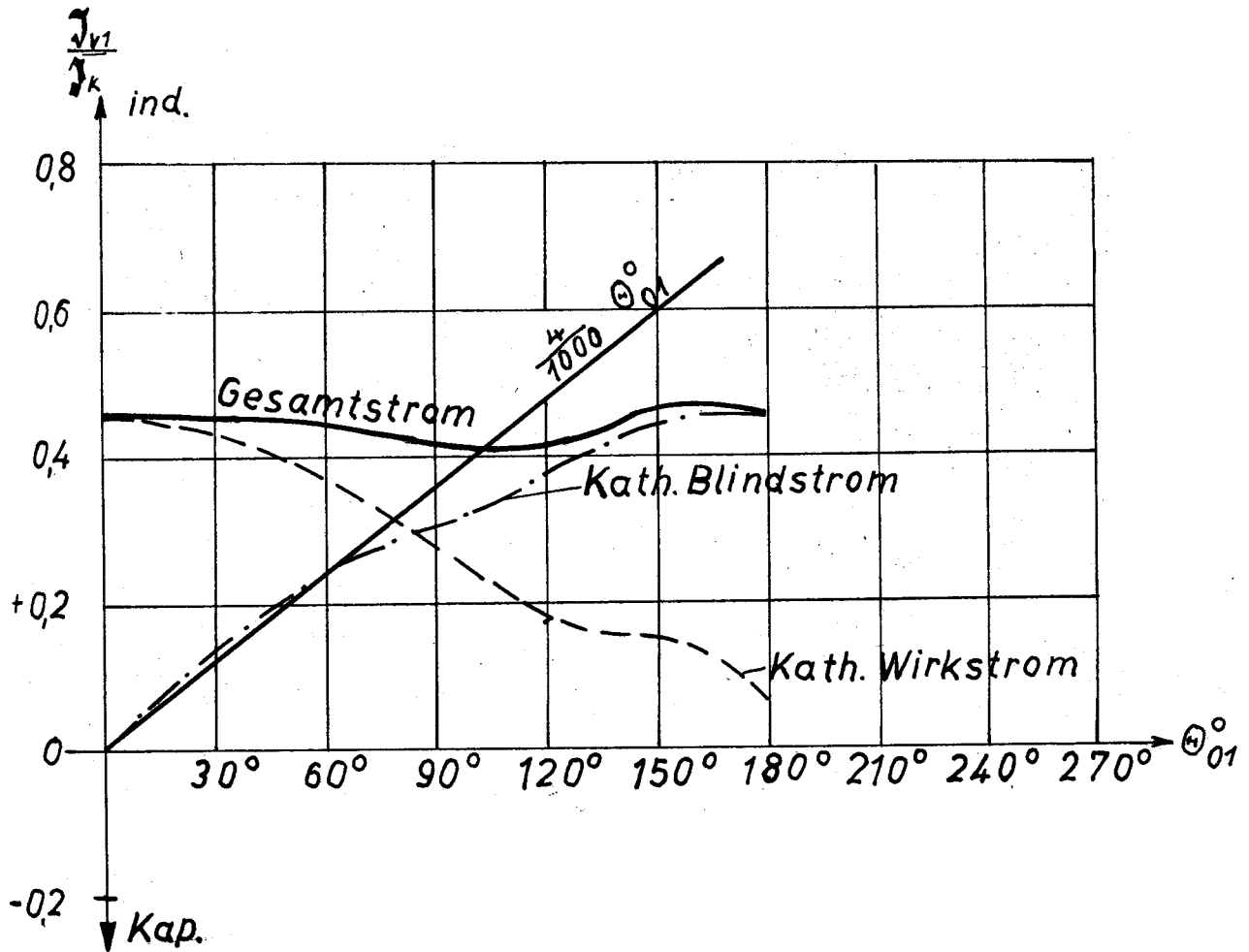


Abb.6 Wirk- und Blindkomponente sowie absolute Größe des Außenkreisgesamtstromes in Abhängigkeit vom Laufzeitwinkel. Zu beachten ist, daß der Gesamtstrom und damit die absolute Größe des Eingangsleitwertes praktisch konstant bleibt. Der Kathodenblindstrom kann für kleine Laufzeitwinkel als linear ansteigend angesetzt werden und ist induktiv.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Kathodenart	Spitzenstrom bei B Betrieb	Abstand Gitter-Kathode in mm	Spitzenstrom U_g i. V.	λ min. für $\theta_{01} = 180^\circ$ in cm	P_K mm ²	I_a mA	U_a Volt	H_a Watt	π Watt
Karbonat-Kathode (dauernd)	$1^A / \text{cm}^2$	$d_{01} = 0,07$	7,6	5,1	13	20	200	4	0,4
		$d_{01} = 0,15$	21,3	6,6	22	33	330	11	1,1
Thorium-film Kathode (dauernd o. kurzzeitig)	$4^A / \text{cm}^2$	$d_{01} = 0,07$	18	3,3	6	36	360	13	1,3
		$d_{01} = 0,15$	53,6	4,2	10	60	600	36	3,6
Karbonat-Kathode (kurzzeitig für $\tau \leq 10^{-5} \text{s}$)	$10^A / \text{cm}^2$	$d_{01} = 0,07$	35,4	2,4	3,0	45	450	20	2
		$d_{01} = 0,15$	99	3,6	6,0	70	900	80	8

Abb.7 Schätzung der kürzesten mit Trioden erzeugbaren Wellenlängen in Abhängigkeit von der verwendeten Kathodenart.

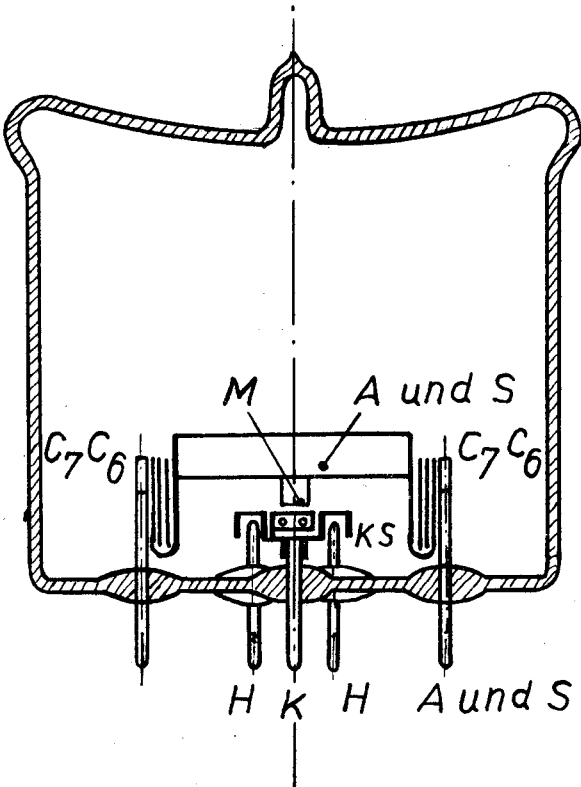
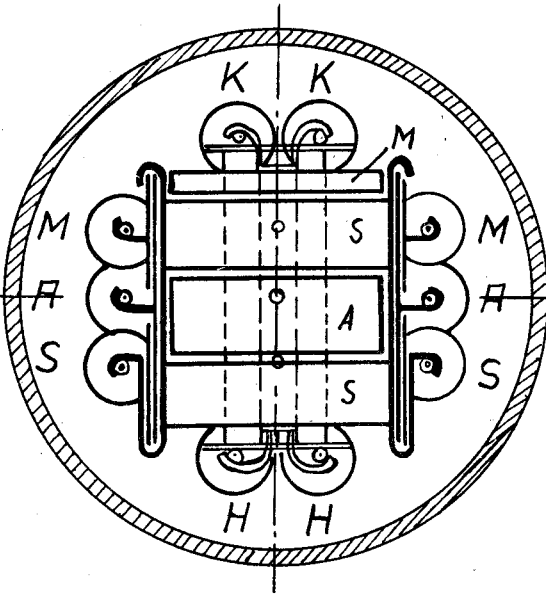


Abb.8 Diode