

O. D ö h l e r : Gleichrichtung im gradlinigen Teil der Kennlinie.

Bei den Zentimeterwellen tritt im gradlinigen Teil der Kennlinien eine Gleichrichtung auf, (O. Döhler und C. Hecker Zeitschr. f. Hochfrq. und Elak. 54 S. 7; W. Jacobs ZWB. Forschungsber. 1311.). Über das Zustandekommen dieser Gleichrichtung hat man sich folgendes Bild zu machen.

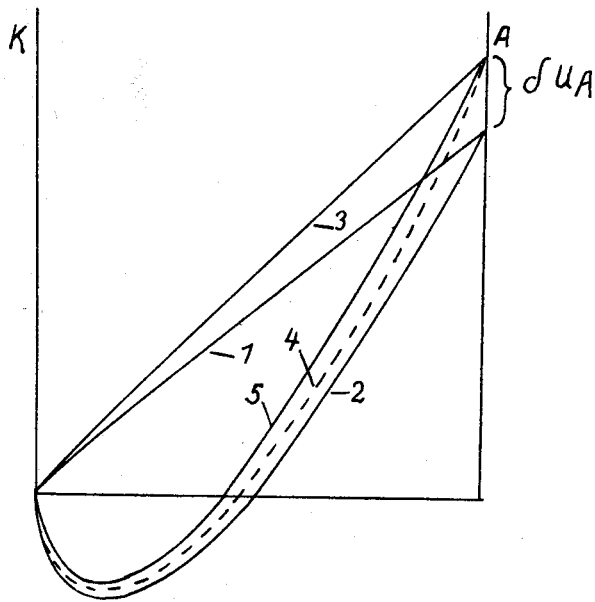


Abb. 1 Potentialverteilung einer ebenen Diode

Betrachtet wird der ebene Fall. Abb. 1 zeigt die Potentialverteilung. Kurve 1 ohne Raumladung, Kurve 2 mit Raumladung. Im Abstand  $x_m$  von der Kathode liegt das Potentialminimum. Legt man jetzt ruckartig in praktisch unendlich kurzer Zeit eine kleine Spannung  $\delta U_A$  an die Anode, dann hat sich zunächst die Raumladung noch nicht geändert, d.h. es bildet sich eine Potentialverteilung nach Kurve 3 aus, die sich einfach

durch Addition von  $\delta U_A \frac{x}{Q}$  zur Potentialverteilung Kurve 2 ergibt. Der Strom, der im statischen Fall fließt, ist

$$J_A = J_S e^{-\frac{\epsilon \cdot \varphi_{\min}}{kT}} ,$$

wenn  $\varphi_{\min}$  das Potential im Potentialminimum ist. Nach Einschalten von  $\delta U_A$  ist  $\varphi_{\min}$  um  $\delta U_A \frac{x_m}{Q}$  erhöht worden, d.h. der neue Strom ist dann

$$J_A = J_S e^{-\frac{\epsilon \cdot \varphi_{\min}}{kT} + \frac{\delta U_A \cdot \frac{x_m}{Q}}{kT}} ;$$

dieser Strom ist erheblich höher, als der, der der statischen Potentialverteilung bei der erhöhten Spannung  $U_A + \delta U_A$  entspricht.

Bei den Zentimeterwellen ist dieser Fall realisiert. Der Effekt wird immer dann eintreten, wenn die Laufzeit der Elektronen groß ist gegen die Schwingungsdauer der gleichzurichtenden Frequenz, so daß sich die statische Potentialverteilung während einer Schwingung nicht einstellen kann. Die Schwingungsdauer der angelegten Frequenz darf andererseits nicht zu klein sein, denn die Elektronen müssen erst das Potentialminimum überschritten haben, bevor sich das Potential wieder gesenkt hat bzw. bevor die negative Halbwelle kommt.

Es sei  $\tau$  die Laufzeit der Elektronen von der Kathode bis zum Potentialminimum; dann kann man bei Berücksichtigung dieser Laufzeit angenähert setzen:

$$I_A = I_S \cdot e^{-\frac{e \cdot \varphi_m}{kT}} + \frac{e \cdot \Delta U_R \cdot \cos \omega t \cdot x_m}{k \cdot T \cdot d} \cdot \left( \frac{T}{2} - \tau \right) \nu.$$

Entwickelt man das in eine Potenzreihe, dann erhält man den Gleichrichtereffekt

$$\delta I_A = \left( \frac{e}{kT} \right)^2 I_S \left( \frac{x_m}{d} \right)^2 \left( \frac{T}{2} - \tau \right) \nu \cdot \delta U_R^2.$$

Wir haben früher für den ebenen Fall den Gleichrichtereffekt berechnet. Dazu wurden die Arbeiten von Epstein und Langmuir über die Potentialverteilung bei Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung benutzt. Größenordnungsmäßig ergibt sich zwischen gemessenem und berechnetem Gleichrichterstrom eine gute Übereinstimmung, wenn man statt  $\frac{x_m}{d}$  für den zylindrischen Fall  $\frac{\ln \frac{\nu_K + x_m}{\nu_K}}{\ln \frac{\nu_a}{\nu_K}}$  setzt,

In einer neueren Arbeit von Wheatcroft <sup>†</sup>) ist die Potentialverteilung mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen für das Zylinderproblem berechnet worden. Durch die Zeitumstände ist es mir bisher nicht möglich gewesen, diese Rechnungen mit den Messungen zu vergleichen. Nach den

im Rothe-Kleen (Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren) angegebenen Daten ergibt sich eine bessere Übereinstimmung mit den Messungen. Eine genauere Durchrechnung kann erst mit dem größeren Zahlenmaterial der Originalarbeit erfolgen.

Der wesentliche experimentelle Unterschied dieser Gleichrichtung gegenüber der Gleichrichtung im gekrümmten Teil der Kennlinie ist im wesentlichen der, daß die Kathode (Kathodenradius, Kathodentemperatur, Kathodenstromdichte) eine sehr wichtige Rolle spielt, während der Abstand Kathode - Anode relativ unwirksam ist.

Die Vorteile dieser Gleichrichtung sind

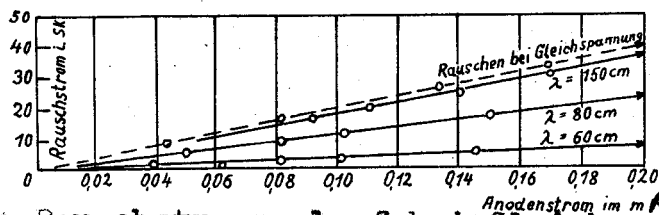
- 1) Man kann selbst bei Zentimeterwellen mit relativ großen Anodenzylindern arbeiten. Bei unseren Messungen benutzten wir Anodendurchmesser von 6 mm bei 13 cm Wellenlänge. Die Wolfram-Kathode hatte dabei einen Durchmesser von 50  $\mu$ .
- 2) Die Dämpfung des Empfangssystems ist klein durch die eingeschaltete Gleichrichterstrecke, da die angelegte Wechselspannung die Elektronen nur über das Potentialminimum zu heben braucht.

Von Nachteil kann das Rauschen des Anodenstromes sein. Die Verhältnisse sind hier auch noch nicht zu übersehen. Wir vermuten aber, daß das Rauschen einer solchen Diode kleiner ist als bei einer gewöhnlichen Diode. Dieser Vermutung liegt die Messung von Gröber (Hochfreq. Techn. und Elak. 56 (1940) S. 174) zugrunde. Er hat das Rauschen einer Diode im Rundfunkwellenbereich gemessen. Gemessen wurde das mittlere Schrotrauschen einer gesättigten Wolfram-Diode in Abhängigkeit vom Sättigungsstrom. Unterbricht man die Sättigungsspannung periodisch, dann sinkt der mittlere Sättigungsstrom und damit auch das Schrotrauschen. Macht man die Unterbrechung sehr schnell, dann sinkt das Schrotrauschen erheblich mehr. Abb. 2) gibt die ge-

---

+) E.L.E. Wheatcroft. The theory of the thermionic diode. J. Instn. Electr. Engrs. 86 (1940) 473/484; 87 (1940) 691/693.  
H. Rothe-W. Kleen. Grundlagen u. Kennlinien der Elektronenröhren S. 34.

gemessenen Resultate.



Bei 1,50 Meter ist das Rauschen noch wie bei Gleichspannung, bei 60 cm ist es bereits um einen Faktor 5 kleiner geworden.

Abb. 2 Rauschstromverlauf bei Gleichspannung u. hochfrequenter Unterbrechung (n. Gröber)

Die Vorstellung, die wir von der Minderung des Rauschens haben, ist die, daß sich während der negativen Halbwelle die Raumladung aufbaut. Diese im Kathoden-Anodenraum vorhandenen Elektronen werden nun das Austreten neuer Elektronen aus dem Glühfaden regeln. Der Austritt der Elektronen ist dann nicht mehr statistisch verteilt. Während der positiven Halbwelle wird diese Raumladung zur Anode gezogen. Dadurch wird das Rauschen kleiner. Wenn man nun mit Überlagerung arbeitet, dann übt die Überlagerungsfrequenz die Regulierung des Rauschstroms aus. Wir erwarten daher bei Überlagerung im gradlinigen Teil eine günstige Rauschamplitude. Wie weit diese noch vagen Vorstellungen stimmen, müssen die Messungen ergeben.

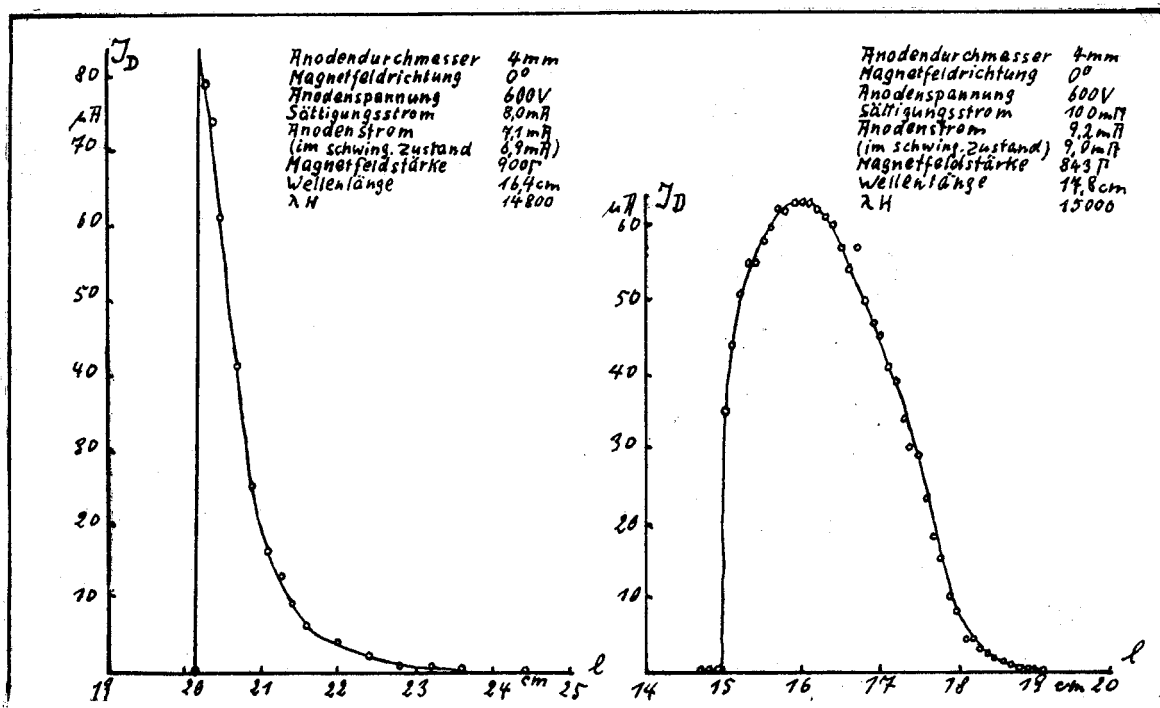


Abb. 4 Resonanzkurven von Barkhausen-Schwingungen

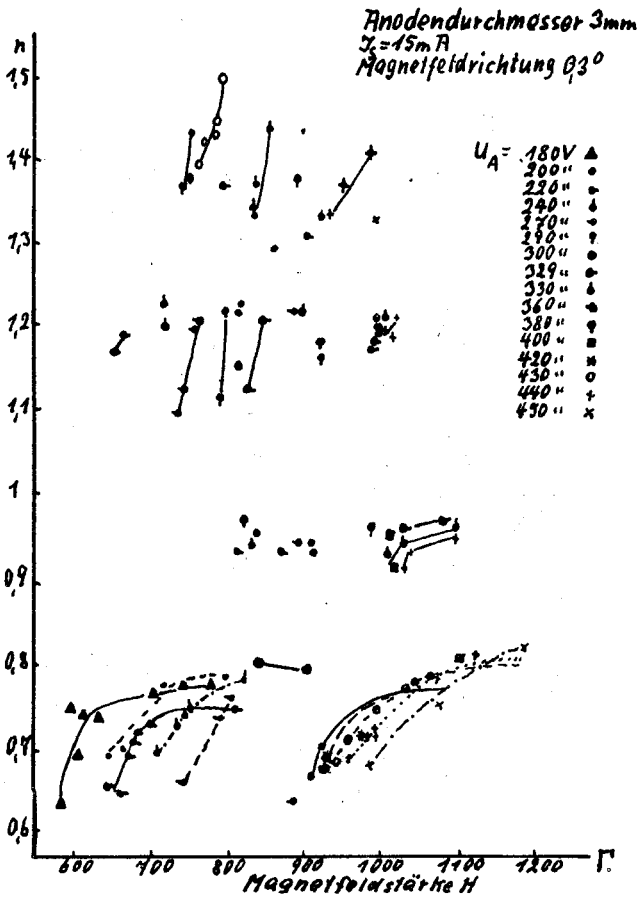


Abb. 3 Die vier Schwingbereiche im ungeschlitzten Magnetron.

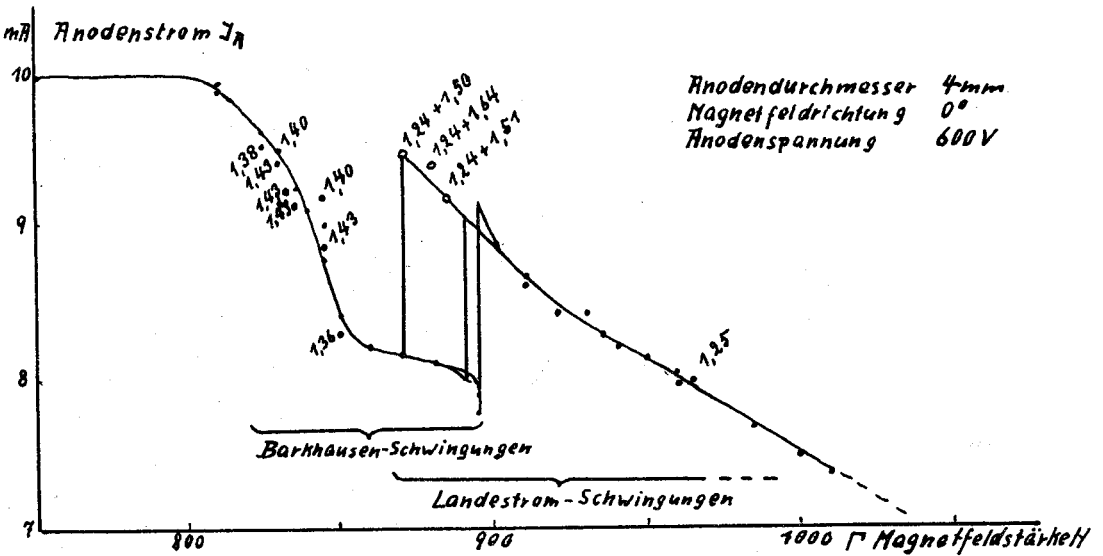


Abb. 5 Die  $J_A$ -H-Kennlinie und die auftretenden Barkhausen- und Landstromschwingungen.