

Hechtel: Die Erzeugung von Elektronenstrahlen
hoher Stromdichte.

1. Einführung.

Beim Bau von Laufzeitgeneratoren und Verstärkern ist die Erzeugung eines Elektronenstrahles hoher Stromdichte ein Problem von besonderer Wichtigkeit. Hält man an einer bestimmten Stromstärke fest, die auf Grund der geforderten Leistung und evtl. noch der Anschwingbedingung (beim Generator) nicht unterschritten werden darf, so gelangt man mit kürzer werdender Wellenlänge wegen des Abnehmens aller geometrischen Abmessungen zu immer kleineren Strahlquerschnitten und damit zu immer höheren Stromdichten. Aus zwei Gründen ist das vorliegende Problem von den in der Elektronenoptik im allgemeinen vorkommenden Aufgaben ganz verschieden und mit den üblichen Mitteln nicht zu lösen. Erstens ist die Raumladungsdichte so groß, daß sie eine ganz ausschlaggebende Rolle spielt, zweitens ist der Querschnitt des Elektronenstrahles meist ebenso groß wie die Öffnung der verwandten elektrischen Linsen, womit die "Fehler" dieser Linsen sehr stark in den Vordergrund treten. Im folgenden sollen zunächst die Möglichkeiten, die sich zur Erzeugung eines Strahles von parallel fliegenden Elektronen bieten, theoretisch untersucht und anschließend experimentelle Ergebnisse mitgeteilt werden.

2. Theoretische Grundlagen.

Versucht man, einen Strahl von parallel fliegenden Elektronen, der beispielsweise durch einen Kreiszyylinder oder durch zwei parallele Ebenen begrenzt ist, zu realisieren, so ist es notwendig, das Potentialfeld in- und außerhalb des Strahles zu kennen. Dieses Problem ist theoretisch von Pierce (1) behandelt worden. Pierce geht von der Poisson'schen Gleichung aus und findet durch konforme Abbildung eine Lösung für den Fall des durch zwei parallele Ebenen begrenzten Strahles. (Abb. 1).

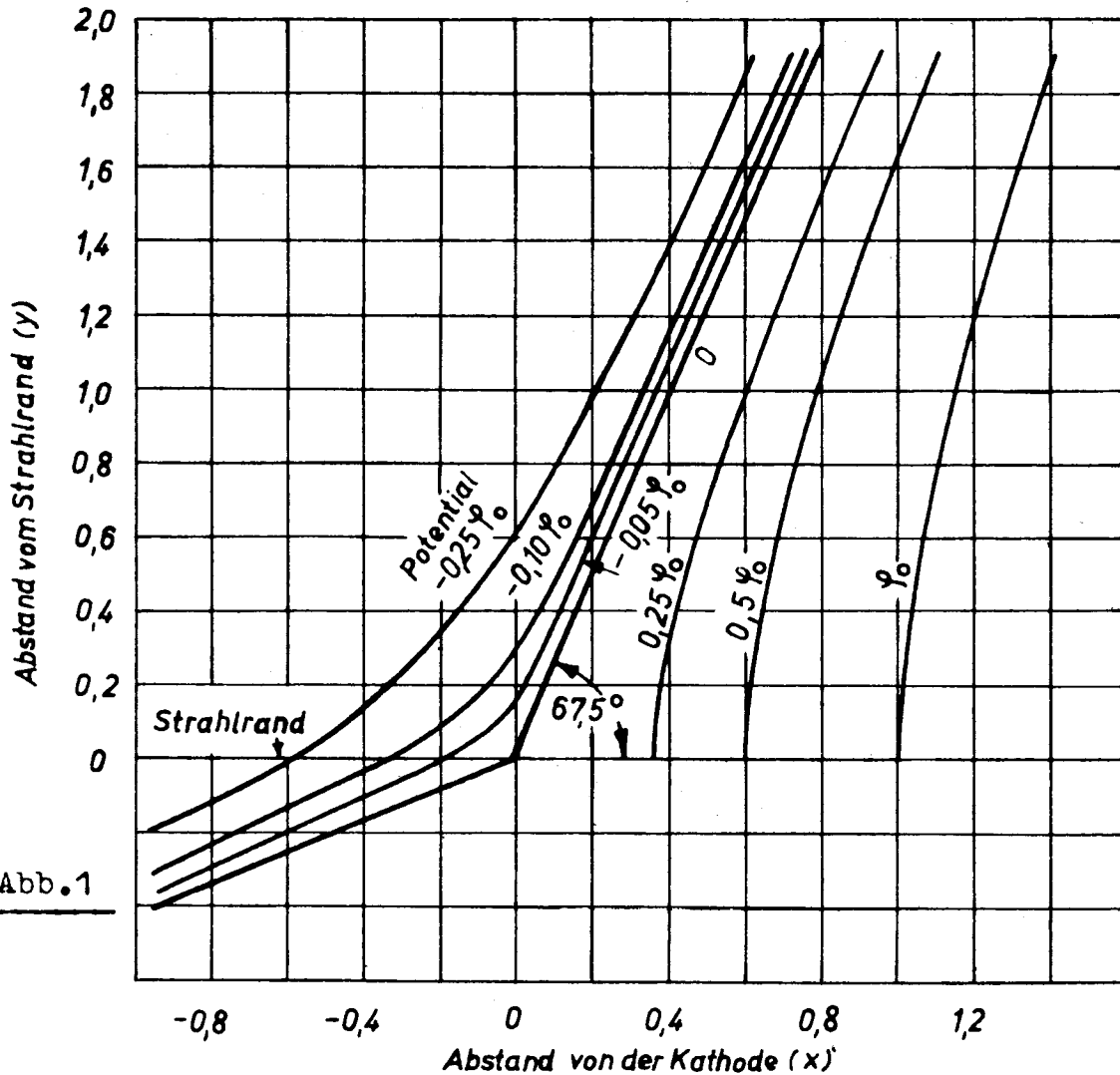


Abb.1

Abb.1: Potentialfeld in der Umgebung eines durch parallele Ebenen begrenzten Elektronenstrahles nach Pierce.

Die Flächen gleichen Potentials sind innerhalb des Strahles Ebenen senkrecht zur Strahlrichtung, wobei das Potential längs der Achse mit $x^{4/3}$ zunimmt, wenn x der Abstand vom Ursprung (Kathode) ist. Außerhalb des Strahles lassen sich die Flächen gleichen Potentials am besten in Polarkoordinaten darstellen durch die Gleichung

$$U = \text{const.} \cdot r^{4/3} \cdot \cos(4/3 \varphi). \quad (1)$$

Für den Fall des durch einen Kreiszyylinder begrenzten Strahles findet Pierce durch Messungen im elektrolytischen Trog auf halbempirischem Wege einen Potentialverlauf, der dem im erstgenannten Fall sehr ähnlich ist. Zwei Beispiele für praktisch ausführbare Anordnungen (nach Pierce) sind in Abb. 2 wiedergegeben.

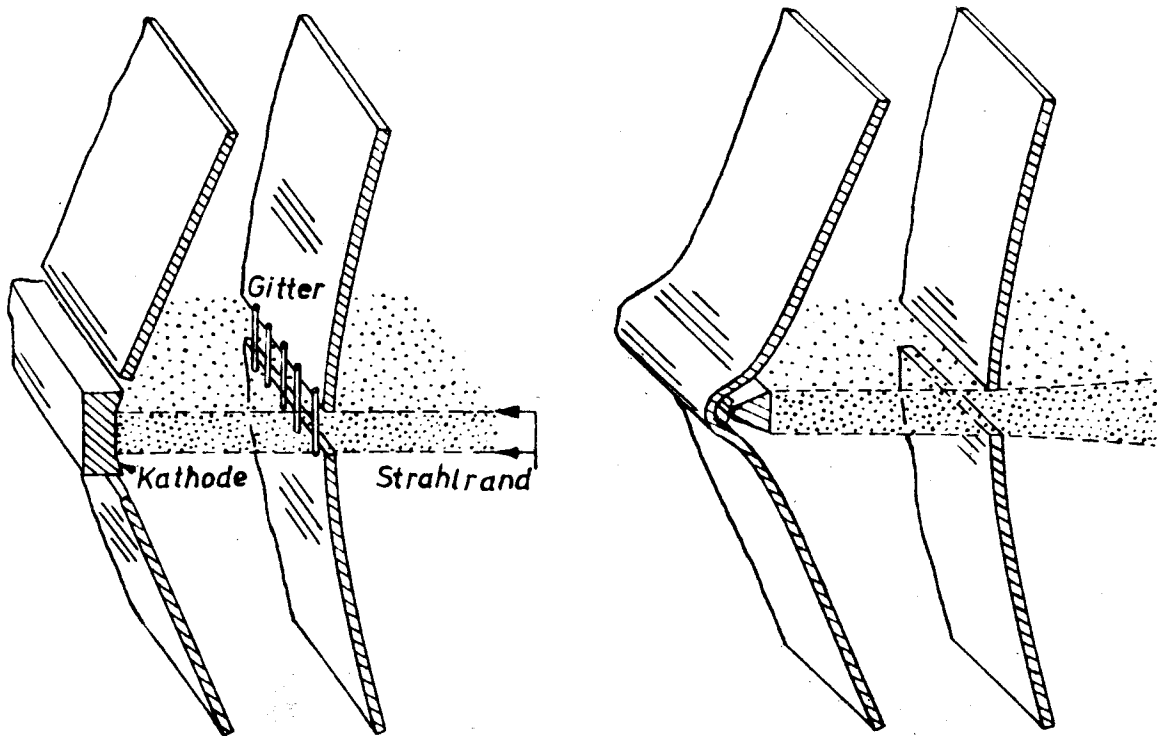


Abb.2

Abb.2: Ausführungsbeispiele einer Elektronenoptik nach Pierce.

Als wichtiges Ergebnis der Pierce'schen Arbeit soll festgehalten werden, daß ein Strahl von parallel fliegenden Elektronen grundsätzlich nur in einem elektrischen Beschleunigungsfeld bestehen kann. Tritt der Strahl - durch eine Öffnung in der Zuanode - in einen elektrisch feldfreien Raum, so erleidet er dort infolge der Raumladungskräfte eine stetig zunehmende Verbreiterung, die für einen Strahl mit zylindrischer Begrenzung zuerst von Watson (2) berechnet worden ist. Für kleine Verbreiterungen gilt näherungsweise die Formel

$$\frac{r}{r_0 - 1} = 2,4 \cdot 10^4 \frac{x^2 \cdot j_0}{\sqrt{U^3}} \quad (2)$$

Dabei ist

- r_0 der anfängliche Radius des Strahles
 r der Radius des verbreiterten Strahles
 x der Abstand auf der Achse vom Ursprung (in cm)
 j_0 die anfängliche Stromdichte (in Amp./cm²)
 U die durchlaufene Beschleunigungsspannung (in Volt).

Für einen durch parallele Ebenen begrenzten Strahl gilt die strenge Formel

$$\frac{h}{h_0 - 1} = 4,72 \cdot 10^4 \cdot \frac{j_0 \cdot x^2}{\sqrt{U^3}} \quad (3)$$

Dabei ist h_0 die anfängliche und h die laufende "Höhe" des Strahles.

Diese Strahlaufspreizung ist recht beträchtlich. Für einen durch parallele Ebene begrenzten Strahl erhält man bei $j = 1$ Amp/cm², $U = 2000$ V und $x = 1$ cm beispielsweise $h/h_0 = 1,5$.

Ein Mittel, die Strahlaufspreizung weitgehend herabzusetzen, ist die Anwendung eines homogenen Magnetfeldes, dessen Richtung mit der des Elektronenstrahles übereinstimmt. Die Randelektronen beschreiben unter dem Zusammenwirken von Raumladung und magnetischer Kraft relativ verwickelte Bahnen, die in einer früheren Arbeit (3) berechnet wurden. Aus der gleichen Arbeit ist auch die maximale Strahlverbreiterung, die bei Anwesenheit eines Magnetfeldes noch zu erwarten ist, zu entnehmen.

Zur Verwendung eines Gitters in der Öffnung der Zusanode ist zu sagen, daß für eine Verwendung im Dauerstrich Gitter nur bei kleinen oder mittleren Strahlstromstärken in Frage kommen. Bei größeren Strahlstromstärken treten störende Effekte durch thermische Emission oder vollständige Zerstörung des Gitters ein. Muß man auf ein Gitter in der Zusanode verzichten, so wirkt diese nach den Gesetzen der Elektronenoptik wie eine elektrische Zerstreulinse. Diese Wirkung wurde - für eine Schlitzblende - im elektrolytischen Trog näher untersucht. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 3 und 4 wiedergegeben. Die Größe α in der Nebenzeichnung stellt den Winkel dar, um den die Strahlrichtung nach dem Durchgang durch die Zusanode von der ursprünglichen Richtung abweicht. Die Größe $\frac{\alpha}{F_a}$, die den Kehrwert der Brennweite darstellt, ist nicht konstant, d.h. die Linse hat einen starken Öffnungsfehler.

Die Wirkung dieser Zerstreulinse läßt sich weitgehend herabsetzen, wenn man der Zusanode eine besondere Form gibt in
Gestalt.

Gestalt eines gegen die Kathode vorspringenden Randes. Potentialverlauf, Elektronenbahnen und der Winkel α für eine derartige Anordnung sind in Abb. 4 wiedergegeben. Die Verbesserung gegenüber der Anordnung von Abb. 3 ist augenscheinlich und bedarf keiner weiteren Erklärungen.

3. Experimentelle Ergebnisse.

Es wurden vorwiegend Anordnungen für Elektronenstrahlen mit rechteckigem Querschnitt, die in ihrem Verhalten weitgehend dem durch parallele Ebenen begrenzten Strahl entsprechen, untersucht. Die Größe der aus thoriertem Wolframband bestehenden Kathode betrug im allgemeinen 1,5. 20 mm, die Öffnungen in den Blenden (Hohlräumen von Laufzeitröhren), durch die der Strahl geschickt wurde, betragen 3.20 mm. Es gelang bei Beschleunigungsspannungen von 2000 V Ströme bis zu 400 mA zu erzeugen bei einem Magnetfeld parallel zur Strahlrichtung von einigen 100 Gauß. Der Strom, der - durch Fehler der Elektronenoptik bedingt - auf die Blenden fiel, hing sehr stark von der Genauigkeit ab, mit der das System mechanisch aufgebaut wurde. Bei sorgfältigstem Aufbau betrug er etwa 2 bis 3 % des Gesamtstromes, bei schlechtem Aufbau u.U. das Zehnfache davon.

Erwähnt sei noch, daß sich mit der Spannung des Wehneltzylinders, d.i. die an die Kathode grenzende und im allgemeinen auf Kathodenpotential befindliche Elektrode (vgl. Abb.1), eine sehr bequeme und leistungslose Steuerung des Elektronenstromes durchführen lässt. Abb.5 gibt über ein Beispiel dieser Art Auskunft.

Abb. 3 Potentialfeld und Elektronenbahnen einer Schlitzblende nach Messungen im elektrolytischen Trog.

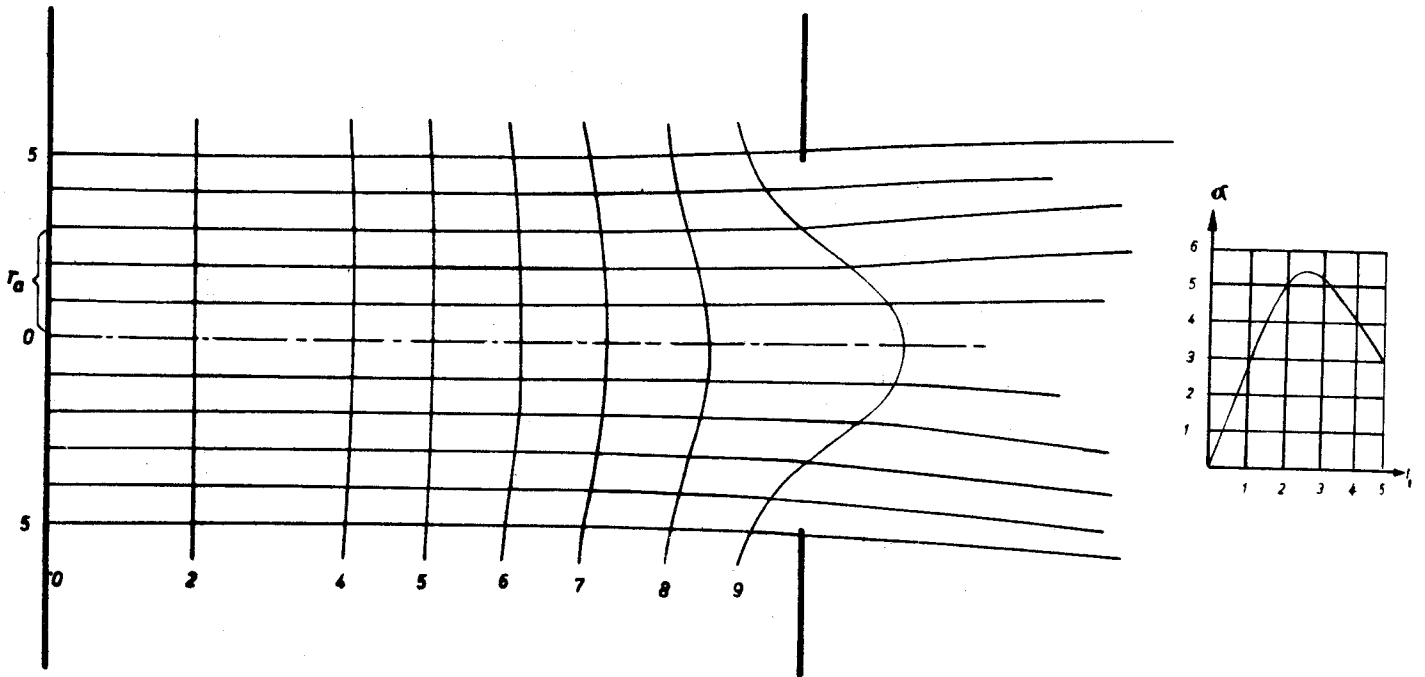
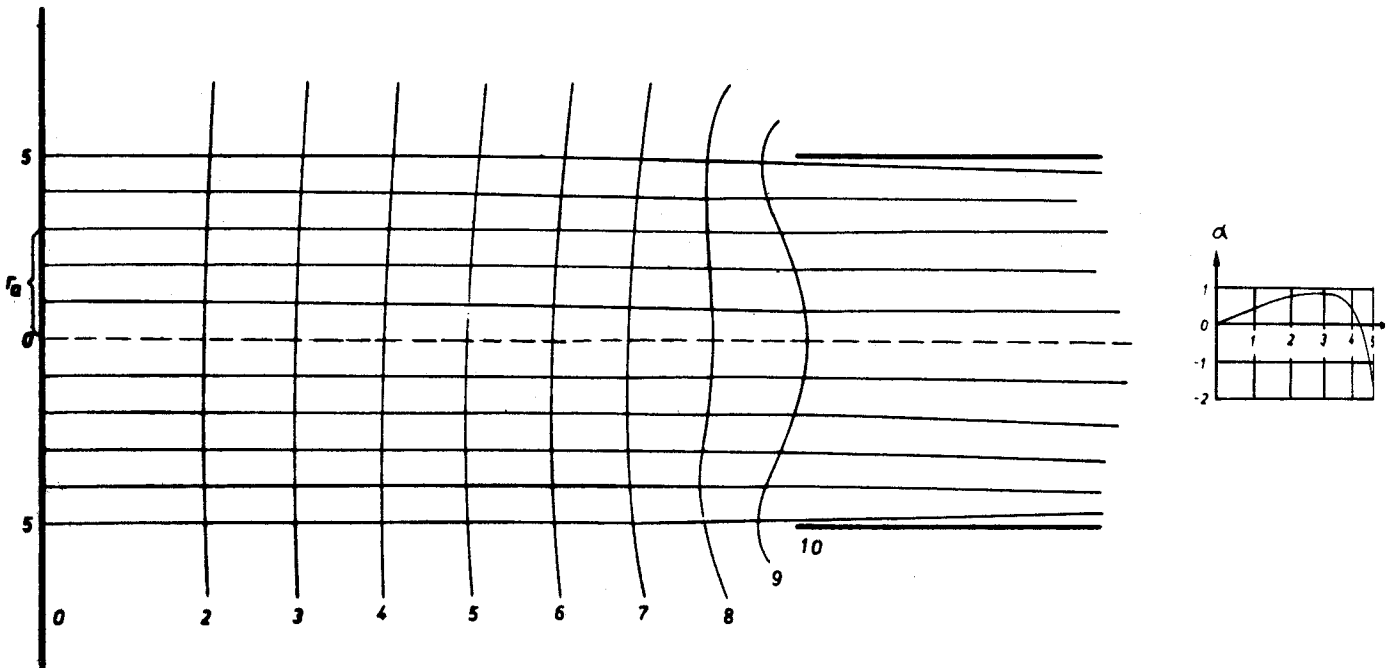


Abb. 4 Potentialfeld und Elektronenbahnen mit vorspringendem Rand nach Messungen im elektrolytischen Trog.



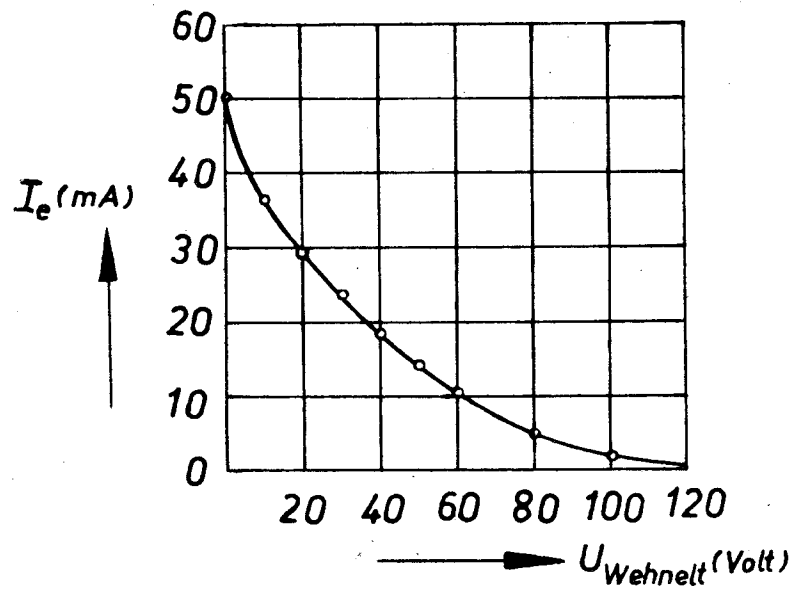


Abb.5

Abb. 5: Steuerbarkeit des Emissionsstromes durch die Spannung des Wehneltzylinders.

Schrifttum.

Pierce, Journ. of Applied Phys. (1940) 548-54.

Watson, Phil. Mag.3 (1927) 849.

Hechtel, Dt. Luftfahrtforsch. FB Nr. 1785,
Die Erzeugung von Elektronenstrahlen
hoher Stromdichte.