

Prom. Nr. 2866

Untersuchungen über Elektronenstrahlen mit rechteckigem Querschnitt

Von der
Eidgenössischen Technischen
Hochschule in Zürich

zur Erlangung
der Würde eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

PROMOTIONSARBEIT

vorgelegt von

Reinhard Alfred Aeschlimann

dipl. Physiker E. T. H.

von Burgdorf



Referent: Herr Prof. Dr. F. Tank

Korreferent: Herr Prof. E. Baumann

Juris-Verlag Zürich

1959

Leer - Vide - Empty

**Meinen Eltern in Dankbarkeit
gewidmet**

Leer - Vide - Empty

Inhaltsverzeichnis

Seite

1. EINLEITUNG	7
2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN	
2.1 Beziehungen zwischen Verzögerungsleitungen und Elektronenstrahl	8
2.2 Der unendlich breite Flachstrahl im feldfreien Raum	10
2.3 Spezielle Elektronenbahnen im Flachstrahl endlicher Breite	11
2.4 Berechnung der Diode und der Linsenwirkung der Anodenöffnung	15
2.5 Fokussierung eines Flachstrahls	21
3. EXPERIMENTELLER AUFBAU	
3.1 Experimentelle Methoden zur Erzeugung von Flachstrahlen	31
3.2 Methoden zur Untersuchung von Stromdichteverteilung und Strahlkontur	32
3.3 Der Aufbau des Strahlerzeugungssystems	33
3.4 Das Strahlprüfrohr	38
3.5 Die elektrische Schaltung der Strahlerzeugungs- und Messapparatur	40
4. MESSUNGEN UND MESSERGEBNISSE	
4.1 Messung der Leuchtschirm-Charakteristiken	43
4.2 Messung der Strahlverbreiterung im feldfreien Raum	45
4.3 Durchgang eines Flachstrahls durch eine Unipotentiallinse	47
5. ZUSAMMENFASSUNG	51
Literaturverzeichnis	52
Verzeichnis der Symbole	54

Leer - Vide - Empty

1. EINLEITUNG

Die Arbeitsweise einer bestimmten Klasse von Mikrowellenröhren, nämlich der sogenannten Wanderfeldröhren, beruht auf der kontinuierlichen Wechselwirkung zwischen einer elektromagnetischen Welle und einer Elektronenströmung. Ein merklicher Energieaustausch zwischen Welle und Elektron kommt in dieser Art von Röhren aber nur zustande, wenn die Phasengeschwindigkeit der Welle ungefähr gleich der Elektronengeschwindigkeit ist. Um diesen sogenannten Synchronismus zu erreichen, müssen einerseits Elektronen beschleunigt, andererseits muss die Phasengeschwindigkeit der Welle durch geeignete Verzögerungsleitungen herabgesetzt werden. So lassen sich beim Bau von Mikrowellenröhren zwei Hauptgruppen von Problemen unterscheiden, nämlich erstens Berechnung und Bau von Verzögerungsleitungen, zweitens Herstellung von Elektronenstrahlen. Eine völlig getrennte Behandlung beider Problemgruppen ist selbstverständlich nicht möglich, zum Beispiel wird die geometrische Form des Strahles weitgehend durch den Typus und die Konstruktion der Verzögerungsleitung bestimmt. Es hat sich nun gezeigt, dass im Gebiet sehr hoher Frequenzen ($\nu > 10$ kHz) Leitungen von Rechteckstruktur Vorteile bieten. Daraus ergibt sich die Forderung nach einem Elektronenstrahl von rechteckigem Querschnitt. Solche Strahlen werden in der vorliegenden Arbeit untersucht.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Beziehungen zwischen Verzögerungsleitungen und Elektronenstrahl

Neben der im allgemeinen gestellten Forderung nach möglichst geringer Dispersion der Verzögerungsleitung ist vor allem der Grad der Kopplung zwischen Welle und Elektronenstrahl von Bedeutung, da mit wachsender Kopplung normalerweise auch die Verstärkung wächst. Am Beispiel der Wanderfeldröhre, bei welcher ein Elektronenstrahl von kreisförmigem Querschnitt durch eine Wendel hindurchfließt, sollen die Einflüsse der Geometrie einer solchen Verzögerungsleitung sowie diejenigen von Strom und Spannung des Elektronenstrahls gezeigt werden.

Nach Pierce¹⁾ ist die Verstärkung der Welle in einer Wanderfeldröhre proportional einem Verstärkungsparameter C, wobei *)

$$C = \left(\frac{J_0}{4 V_0} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{E_z^2}{2 \beta^2 P} \right)^{1/3} \quad (2-1)$$

Die Grösse $K = \frac{E_z^2}{2 \beta^2 P}$ wird als Kopplungswiderstand bezeichnet, und bestimmt im wesentlichen nach Gl. (2-1) die Grösse der Verstärkung, solange Spannung und Stärke des Elektronenstromes konstant gehalten werden.

Wie in ¹⁾ gezeigt wird, ändert sich die E_z -Komponente der Welle mit variierendem r wie die Besselfunktion $I_0(\gamma r)$. Da der Verstärkungsparameter C proportional $(E_z^2)^{1/3}$ ist, gibt also die Grösse $[I_0(\gamma r)]^{2/3}$ die Variation des Kopplungswiderstandes, beziehungsweise des Verstärkungsparameters an, was in Fig. 2, 1 dargestellt ist.

Man ersieht aus Fig. 2, 1 deutlich den wesentlichen Einfluss, den das Verhältnis Strahlradius zu Helixradius auf den Verstärkungsparameter hat in dem Sinne, dass mit kleiner werdendem Radienverhältnis die Verstärkung sinkt. Zudem ist ebenfalls ersichtlich, dass diese Abnahme des Verstärkungsparameters umso schneller erfolgt, je grösser γa , das heisst je höher die Frequenz ist.

Geht man zu kürzeren Wellenlängen über, so müssen die Dimensionen der Helix entsprechend verkleinert werden, wodurch sich die konstruktiven Schwierigkeiten stark erhöhen, insbesondere nimmt die thermische Belastbarkeit der Wendel stark ab. Ihre

*) Vgl. Verzeichnis der Symbole, S. 54.

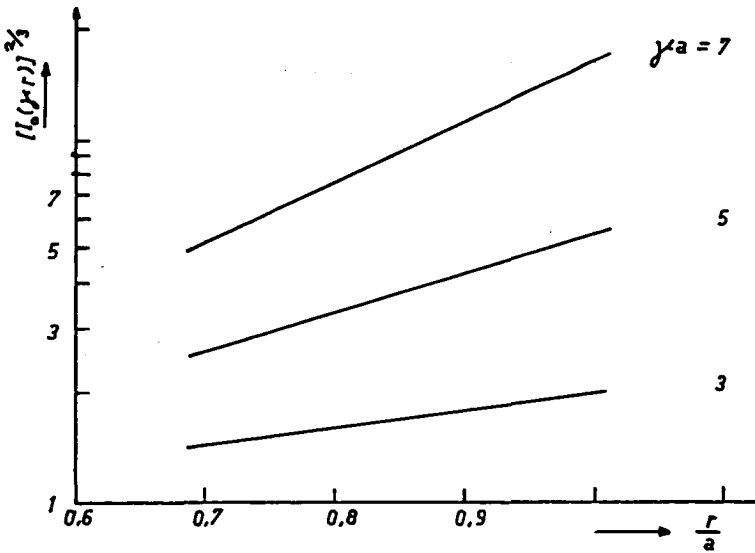


Fig. 2, 1 Aenderung der dem Kopplungswiderstand proportionalen Grösse $[I_0(\gamma r)]^{2/3}$ als Funktion des normierten Strahlradius $\frac{r}{a}$.
 r = Strahl-, a = Helixradius

Erwärmung ist eine Folge des Aufpralls von Elektronen, die wegen der nie vermeidbaren Fehler im Fokussierungssystem den Strahl verlassen können. Der Elektronenstrom J_0 darf aber nicht zu klein gewählt werden, da nach Gl. (2-1) der Verstärkungsparameter mit $(J_0)^{1/3}$ sinkt. Erstrebenswert wäre also bei höheren Frequenzen ein Elektronenstrahl mit höherer Stromdichte. Damit wachsen aber gerade die Schwierigkeiten der Fokussierung stark an, und in der Folge auch die oben geschilderte thermische Wendelbelastung, welche schliesslich der Anwendbarkeit der konventionellen Wanderfeldröhre bei höchsten Frequenzen in erster Linie eine Grenze setzt.

Aus den geschilderten Gründen hat man versucht, Verzögerungsleitungen zu entwickeln, die eine wesentlich robustere Konstruktion zulassen als eine Helix. Man hat dabei gefunden, dass sich auch periodisch belastete Hohlleiter mit rechteckigem Querschnitt als Verzögerungsstrukturen eignen. Sie und ihre wichtigsten Charakteristiken, nämlich Disperion und Kopplungswiderstand, sind in verschiedenen Ausführungen untersucht worden, siehe z. B. 2), 3), 4), 5). Sie besitzen alle das gleiche Merkmal, dass der Raum, in dem sich Welle und Elektronenströmung in Wechselwirkung befinden, einen rechteckigen Querschnitt aufweist. Man wird demzufolge bestrebt sein, einen Elektronenstrahl von demselben Querschnitt, das heisst einen sogenannten Flach-

strahl durch die Verzögerungsleitung laufen zu lassen. Ueber solche Flachstrahlen ist im Gegensatz zu Elektronenstrahlen mit kreisförmigem Querschnitt noch wenig bekannt, weshalb die vorliegende Arbeit sich mit einigen Problemen ihrer Herstellung und Fokussierung befasst.

2.2 Der unendlich breite Flachstrahl im feldfreien Raum

Es erweist sich als nötig, für die Berechnung des Verlaufs von Elektronenstrahlen gewisse vereinfachende Annahmen zu treffen, nämlich:

- a) Innerhalb eines gegebenen Strahlquerschnittes ist die Raumladungsdichte konstant.
- b) Die durch die Raumladung in der Mitte des Strahles entstehende Potentialsenke ist vernachlässigbar gegenüber dem Beschleunigungspotential U_0 , d.h. die Elektronengeschwindigkeit v_z in Richtung des Strahles ist konstant.
- c) Die relativistische Aenderung der Elektronenmasse kann vernachlässigt werden.

Für die Kenntnis des Strahlverlaufs wird es in erster Näherung genügen, die Bahn eines Randelektrons zu ermitteln. Nach Huber und Kleen⁶⁾ lässt sich unter den obigen Voraussetzungen das Raumladungsfeld aus der Poisson'schen Differentialgleichung sehr einfach ermitteln zu

$$E_x = \frac{\rho_0 x_0}{\epsilon_0} \quad (2-2)$$

Mit diesem Ausdruck für das elektrische Feld kann die Bewegungs-Differentialgleichung für ein Randelektron sofort integriert werden, und man erhält

$$\frac{x}{x_0} = \frac{x_0 P}{16 \epsilon_0 y_0 \sqrt{2 \eta}} \left(\frac{z}{x_0} \right)^2 + \operatorname{tg} \gamma_0 \left(\frac{z}{x_0} \right) + 1 \quad (2-3)$$

wobei γ_0 den Winkel der Bahntangente mit der z-Achse im Punkte $z = 0$ bedeutet.

Die Strahlbegrenzung ist also nach Gl. (2-3) für diesen Fall eines unendlich breiten Strahls eine Parabel. Je nach Grösse und Vorzeichen von $\operatorname{tg} \gamma_0$ wäre es möglich, dass $\frac{x}{x_0} \leq 0$ würde, das heisst, der Elektronenstrahl würde an dieser Stelle auf eine Linie zusammengedrückt, oder die Randstrahlen würden sich sogar schneiden, was physikalisch unmöglich ist wegen der sonst unendlich gross werdenden Raumladungsdichte. Dieser Fall kann theoretisch eintreten für

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = 2 \cdot \sqrt{\frac{x_0 P}{16 \varepsilon_0 y_0 \sqrt{2\gamma}}}$$

Wie Huber und Kleen⁶⁾ zeigen, ist der obige Widerspruch zwischen dem Resultat der Rechnung und der physikalischen Wirklichkeit letzten Endes darin begründet, dass die Annahme einer konstanten Raumladungsdichte innerhalb eines Querschnittes unhaltbar ist.

Ein numerisches Beispiel für die Grösse der relativen Strahlverbreiterung wird in Kapitel 4.2 gegeben, im Vergleich mit einer auf andere Art berechneten Strahlbegrenzung.

2.3 Spezielle Elektronenbahnen im Flachstrahl endlicher Breite

Nach Houtermans und Riewe⁷⁾ lässt sich das elektrische Feld \vec{E} unter denselben Voraussetzungen wie in Kapitel 2.2 berechnen für einen Strahl endlicher Breite $2y_0$ in y -Richtung.

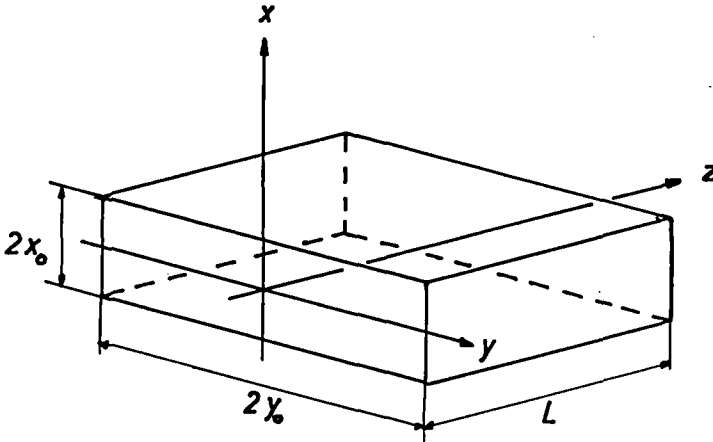


Fig. 2,2 Zur Berechnung des Raumladungsfeldes

Zu diesem Zweck wird das Poisson'sche Integral

$$U = \int_V \frac{\rho_0}{\epsilon_0 r} dV$$

ausgewertet. Integriert wird über ein Volumen V , welches aus dem Quader mit der Dicke $2x_0$, der Breite $2y_0$ und der Länge $2L$ besteht, das heisst über einen Ausschnitt aus dem Strahl, für welchen die Verbreiterung noch vernachlässigbar und dementsprechend als Quader anzusehen ist. Nun muss aber bei der Integration eine ArSh-Funktion in eine Reihe entwickelt werden, und für deren Konvergenz ist die Forderung $L \gg x_0, y_0$ zu stellen. Das auf diese Weise berechnete Strahlpotential kann somit nur dann die tatsächlichen Verhältnisse richtig wiedergeben, wenn die Strahlverbreiterung über eine zu den Querabmessungen des Strahls grosse Strecke klein bleibt. Die in Kapitel 4.2 wiedergegebenen Messresultate zeigen, dass obige Forderungen nur schlecht erfüllt sind für Strahlmessungen und Elektronenströme, wie sie für die Verwendung in Mikrowellenröhren von Interesse sind.

Durch Gradientenbildung findet man aus dem berechneten Potential die gesuchten Raumladungsfelder. In erster Linie interessieren uns die Feldstärken in den Seitenmitten des Strahls. Sie lassen sich nach Houtermans und Riewe⁷⁾ schreiben:

$$E_{x, m} = \frac{2 \rho_0}{\epsilon_0} y_0 \left[\ln(1 + 4 \alpha_0^2) + 4 \alpha_0 \operatorname{arctg} \frac{1}{2 \alpha_0} \right] = \frac{2 \rho_0}{\epsilon_0} y_0 K_x \quad (2-4a)$$

$$E_{y, m} = \frac{2 \rho_0}{\epsilon_0} x_0 \left[\ln\left(1 + \frac{4}{\alpha_0^2}\right) + \frac{4}{\alpha_0} \operatorname{arctg} \frac{\alpha_0}{2} \right] = \frac{2 \rho_0}{\epsilon_0} x_0 K_y \quad (2-4b)$$

Dabei ist $\alpha_0 = \frac{x_0}{y_0}$ das Verhältnis von Strahldicke zu Strahlbreite. Die Gln. (2-4a) und (2-4b) werden nun in die Bewegungsdifferentialgleichungen eingesetzt und ergeben:

$$\ddot{x} = \eta E_x = \eta \frac{2 \rho y}{\epsilon_0} \cdot K_x \quad (2-5a)$$

$$\ddot{y} = \eta E_y = \eta \frac{2 \rho x}{\epsilon_0} \cdot K_y \quad (2-5b)$$

Nach den genannten Autoren werden dabei x_0 und y_0 , welche zur Potentialberechnung als konstant angesehen wurden, als Variable aufgefasst und dementsprechend

mit x und y bezeichnet. Dies ist zweifellos richtig, da man mit der Berechnung der Elektronenbahn die Aenderung der Ortskoordinaten x, y eines Randlektrons mit fortschreitendem z bestimmen will. Man muss deshalb auch die in den Glgn. (2-4a, b) definierten Ausdrücke K_x und K_y als Funktionen von x, y auffassen, nicht mehr von x_0, y_0 . Eine Integration der Glgn. (2-5a, b) mit den komplizierten Faktoren K_x und K_y dürfte schwierig explizit durchzuführen sein, weshalb die genannten Ausdrücke im weitem Verlauf der Rechnung in erster Näherung als konstant angesehen werden. Dies ist aber nur gerechtfertigt, wenn sich das Verhältnis $\frac{x}{y}$ nicht ändert, was am Schluss dieser Rechnung geprüft werden soll.

Die Lösung der Glgn. (2-5a, b) lautet:

$$z = \int_1^{X_2} \frac{dX}{\sqrt{2k_x^2 \cdot \ln X + (X_1')^2}} \quad (2-6)$$

Einen analogen Ausdruck findet man für die Bahn in der Symmetrieebene $x = 0$. In Gl. (2-6) haben die Symbole folgende Bedeutung: $X = \frac{x}{x_0}$ und $Y = \frac{y}{y_0}$, als Anfangswert für $z = 0$ ist $X = 1$ und $X' = \frac{dX}{dz} = X_1'$, für $z = z$ ist $X = X_2$. Das Integral der Gl. (2-6) lässt sich numerisch auswerten, wenn man die Transformationen vornimmt:

$$(X_1')^2 = 2k_x^2 \cdot \ln X_1 \quad \text{und} \quad X \cdot X_1 = e^{t^2} \quad *)$$

Es ergibt sich schliesslich für die Bahn eines Randlektrons in der Symmetrieebene $y = 0$ die Formel:

$$z = \frac{\sqrt{2}}{X_1 k_x} \left\{ \int_0^{\sqrt{\ln X_1 X_2}} e^{t^2} dt - \int_0^{\sqrt{\ln X_1}} e^{t^2} dt \right\} \quad (2-7)$$

Um die Gültigkeit der Voraussetzungen zu prüfen, insbesondere der Annahme, dass der Quotient $\frac{x}{y}$ für nicht zu grosse z konstant bleibe, rechnen wir ein numerisches Beispiel durch mit den Daten, die der in Kapitel 4.2 beschriebenen experimentellen Anordnung entsprechen. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass $X_1' = Y_1' = 0$ sei. Gl. (2-7) vereinfacht sich damit zu

*) t bedeutet hier nicht Zeit, sondern ist Integrationsvariable in Uebereinstimmung mit "Jahnke-Emde, Funktionentafeln".

$$z = \frac{\sqrt{2}}{k_x} \int_0^{\sqrt{\ln X_2}} e^{t^2} dt \quad (2-8)$$

In Fig. 2, 3 sind die berechneten Werte für X und Y aufgetragen, zusammen mit dem Verhältnis $\alpha = \frac{x}{y} = \frac{X}{Y} \cdot \frac{x_0}{y_0}$. Das Ergebnis zeigt deutlich, dass die Annahme $\alpha = \text{const.}$ kaum berechtigt ist.

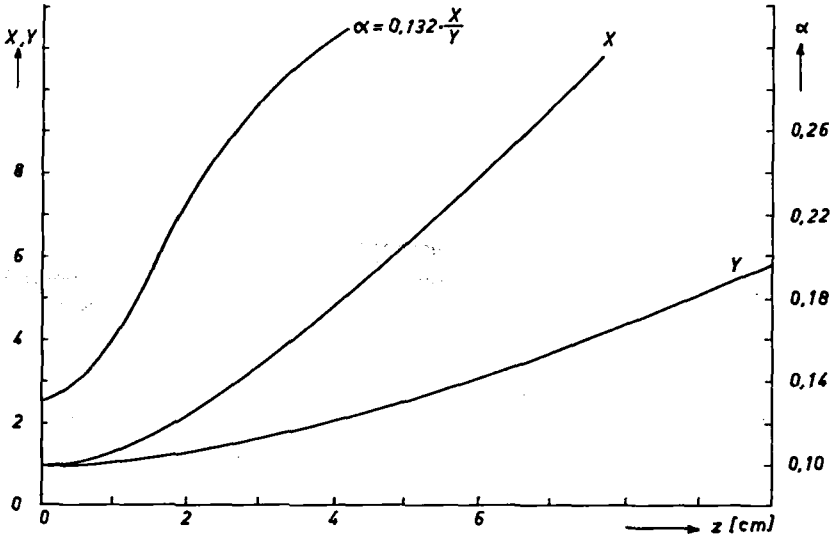


Fig. 2, 3 Relative Strahlverbreiterungen X und Y sowie eine ihrem Verhältnis proportionale Grösse α . Berechnete Werte

Ebenso ist die Forderung, dass K_x und K_y als konstant angesehen werden dürfen (siehe S. 13), nicht erfüllt, wie Fig. 2, 4 zeigt.

Bei der Potentialberechnung (siehe S. 12) wurde angenommen, dass die Strahlverbreiterung klein sei über eine Distanz L, die ihrerseits gross sein muss gegen die Querabmessungen x_0 , y_0 des Strahles. Wenn wir die der experimentellen Anordnung zugrunde liegenden Daten $x_0 = 0,15$ cm, $y_0 = 1,25$ cm als Beispiel nehmen, so müsste man etwa mit einem $L = z \cong 3$ cm rechnen, nur damit L wenigstens $20 x_0$ wäre. Dem entspricht laut Fig. 2, 3 ein $X \approx 3$, das heisst die bei der Potentialberechnung getroffenen Annahmen sind schlecht erfüllt.

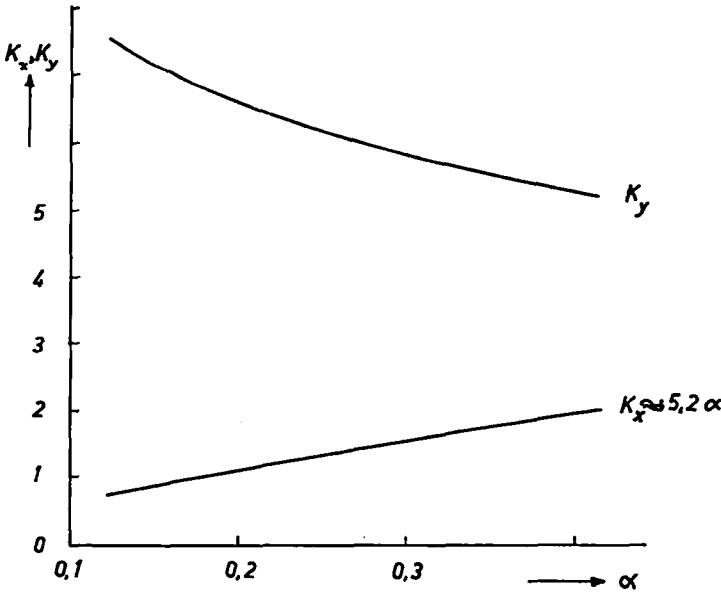


Fig. 2, 4 Klammerausdrücke K_x und K_y der Gln. (2-4a, b) als Funktionen des Parameters α

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine gute Uebereinstimmung zwischen der Theorie in dieser Form und dem Experiment kaum erwartet werden darf. In Kapitel 4.2 wird dies auch nachgewiesen werden.

2.4 Berechnung der Diode und der Linsenwirkung der Anodenöffnung

In der vorliegenden Arbeit wird eine Elektronenkanone mit ebener Kathode verwendet, einmal weil ihre Herstellung einfacher ist als die einer konkaven Kathode für einen konvergenten Strahl, dann aber auch weil die ebene Diode die einzige bekannte Form ist, welche eine analytische Berechnung der Geometrie der Anode gestattet.

Nach Pierce⁸⁾ lässt sich das Potential einer raumladungsbegrenzten ebenen Diode im Raume ausserhalb des Strahles darstellen in der Form

$$U = \text{Re} [c(z + jx)^{4/3}] \quad (2-9)$$

oder in Polarkoordinaten

$$U = C (z^2 + x^2)^{2/3} \cdot \cos \frac{4}{3} \delta \quad (2-10)$$

Die Potentialfläche $U = 0$ im Aussenraum wird durch eine Ebene gebildet, die den Winkel $\delta_0 = 67\frac{1}{2}^\circ$ mit dem Strahlrand einschliesst, wir nennen sie im folgenden Kathodenblende, vgl. Fig. 2, 5.

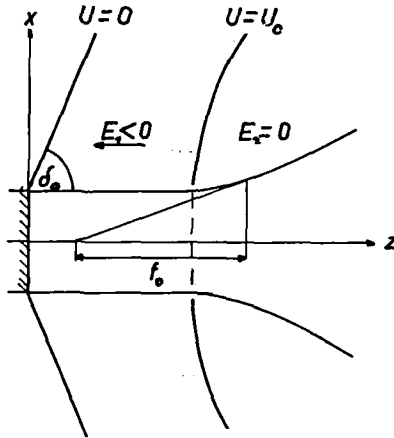


Fig. 2, 5 Schematische Darstellung einer ebenen Diode

Die Gleichung der Anodenelektrode lautet:

$$C (z^2 + x^2)^{2/3} \cdot \cos \frac{4}{3} \delta = U_0$$

Gl. (2-10) ist hergeleitet unter Vernachlässigung der für den Durchtritt des Elektronenstrahls benötigten Öffnung in der Anode. Diese wirkt wie eine Schlitzblende mit einem elektrischen Feld $E_1 < 0$ links der Elektrode und $E_2 = 0$ rechts davon. Eine solche Blende stellt immer eine Linse dar, siehe zum Beispiel ⁹⁾, mit der Brennweite

$$f_0 = \frac{2 U_0}{E_1 - E_2} \quad (2-11)$$

Da $E_1 < 0$, $E_2 = 0$ ist, wird $f_0 < 0$, die Anodenöffnung wirkt als Zerstreuungslinse. Das hat zur Folge, dass eine in einer ebenen Diode erzeugte Elektronenströmung diese divergent verlässt.

Die Brennweitenformel Gl.(2-11) ist unter Vernachlässigung des Raumladungsfeldes innerhalb der Linse hergeleitet. Wie Birdsall¹⁰⁾ für kreisförmige Blenden zeigt, kann dies einen erheblichen Fehler verursachen, wenn die Raumladungsdichten so gross sind, wie das üblicherweise bei Elektronenstrahlen in Mikrowellenröhren der Fall ist. Im folgenden wird die Brennweite f einer Schlitzblende mit Berücksichtigung der Raumladungsfelder hergeleitet (vgl. Fig. 2, 6).

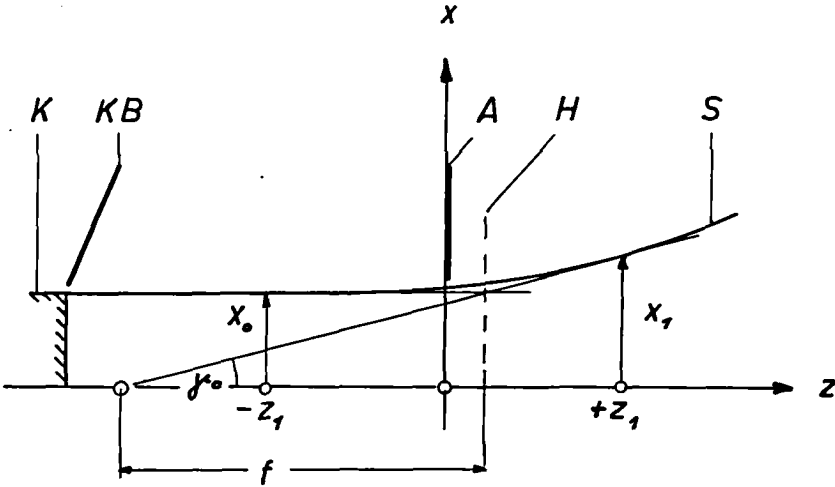


Fig. 2, 6 Zur Herleitung der Brennweitenformel

K Kathode, KB Kathodenblende, A Anode, H Linsenhauptebene, S Strahlrand

Die der Rechnung zugrunde liegenden Voraussetzungen sind:

- a) Die Änderung von x sei klein gegen x_0 .
- b) $\text{tg } \gamma_0$ sei klein.
- c) Die Felder E_1 und E_2 , links bzw. rechts von $z = 0$ seien konstant.
- d) Die Geschwindigkeit v_z der Elektronen sei im Bereich der Linse konstant.
- e) Der Strahl sei in y -Richtung unendlich breit.

Der Schnittpunkt der Bahntangenten in den Punkten $z = +z_1$ und $z = -z_1$ definiert die Lage der Hauptebene H . Da die bildseitige Tangente die z -Achse links von H schneidet, ist die dadurch definierte Brennweite negativ zu rechnen. Wir haben somit:

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = - \frac{x_1}{f} = \frac{dx}{dz} \Big|_{z=+z_1} \quad (2-12)$$

Die Bewegungsgleichung für ein Elektron lautet:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) = - \frac{|e|}{m} E_x = - |\eta| E_x$$

Unter Berücksichtigung der Voraussetzung d) folgt daraus:

$$\frac{dx}{dz} \Big|_{-z_1}^{+z_1} = - \frac{|\eta|}{v_z} \int_{-z_1}^{+z_1} E_x dz \quad (2-13)$$

Die rechte Seite der Gleichung (2-13) kann berechnet werden durch Anwendung des Gauss'schen Satzes:

$$\epsilon_0 \int_0 \vec{E} dO = \int_V g dV \quad (2-14)$$

Das Oberflächenintegral berechnet sich zu

$$\epsilon_0 \int_0 \vec{E} dO = 4 \epsilon_0 x_0 y_0 (E_2 - E_1) + 4 \epsilon_0 y_0 \int_{-z_1}^{+z_1} E_x dz \quad (2-15)$$

Das Volumenintegral ergibt

$$\int_V g dV = - \frac{2 z_1 |I|}{v_z} \quad (2-16)$$

Wir erhalten somit:

$$\int_{-z_1}^{+z_1} E_x dz = - \frac{z_1 |I|}{2 \epsilon_0 y_0 v_z} - x_0 (E_2 - E_1)$$

Nach Gl. (2-12) ist

$$\frac{1}{f} = - \frac{\operatorname{tg} \gamma_0}{x_1} = - \frac{\left. \frac{dx}{dz} \right|_{z=+z_1}}{x_1} = \frac{|\eta|}{x_1 v_z^2} \int_{-z_1}^{+z_1} E_x dz$$

Mit der Beziehung $v_z = \sqrt{2 |\eta| U_0}$ erhält man:

$$\frac{1}{f} = - \frac{z_1 |I|}{4 \epsilon_0 x_0 y_0 \sqrt{2 |\eta|} U_0^{3/2}} - \frac{E_2 - E_1}{2 U_0} \cdot \frac{x_0}{x_1} \quad (2-17)$$

Da nach Voraussetzung a) $x_0 \approx x_1$ ist, geht Gl. (2-17) über in

$$\frac{1}{f} = - \frac{z_1 |I|}{4 \epsilon_0 x_0 y_0 \sqrt{2 |\eta|} U_0^{3/2}} - \frac{E_2 - E_1}{2 U_0}$$

Unter der Verwendung von Gl. (2-11) ergibt sich daraus

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_0} \left[1 - \frac{f_0 z_1 |I|}{4 \epsilon_0 x_0 y_0 \sqrt{2 |\eta|} U_0^{3/2}} \right] \quad (2-18)$$

Nun gilt nach dem Langmuir-Child'schen Gesetz

$$U = U_0 \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}$$

wobei d die Distanz Kathode-Anode bedeutet. Andererseits ist $E = - \frac{\partial U}{\partial z}$, also $E_1 = - \frac{4 U_0}{3 d}$. E_2 ist in unserem Falle Null zu setzen. Damit wird

$$f_0 = - \frac{3d}{2} \quad (2-19)$$

Nach dem Raumladungsgesetz ist die Stromdichte in einer ebenen Diode gegeben durch

$$i = \frac{U^{3/2}}{a z^2} \quad \text{oder für } z = d \quad i = \frac{U_0^{3/2}}{a d^2} \quad (2-20)$$

wobei $a = 4,31 \cdot 10^5 v^{3/2} A^{-1}$ ist. Mit der Abkürzung Perveanz $P = \frac{|I|}{U_0^{3/2}}$ und den Glgn. (2-19) und (2-20) geht Gl. (2-18) über in

$$\frac{f}{f_0} = \frac{1}{1 + \frac{3 z_1 \sqrt{P}}{4 \epsilon_0 \sqrt{a} \sqrt{2|\eta|} \sqrt{x_0 y_0}}} \quad (2-21)$$

Um diese Gleichung auswerten zu können, müssen wir noch z_1 abschätzen, das heisst die wirksame Länge der Linse. Wie aus Messungen und numerischen Rechnungen an Schlitzblenden bekannt ist (siehe z. B. ¹¹⁾, fällt die Feldstärke bei kleinem $\frac{x_1}{d}$ schon im Abstand $z_1 \approx x_1$ auf wenige Prozente ihres Wertes bei $z = 0$ ab, sodass man in Gl. (2-21) z_1 durch $x_1 \approx x_0$ ersetzen darf und somit für die durch die Raumladungswirkung verkürzte Brennweite f den Ausdruck erhält:

$$\frac{f}{f_0} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4 \epsilon_0 \sqrt{a} \sqrt{2|\eta|}} \sqrt{P} \sqrt{\frac{x_0}{y_0}}} \quad (2-22)$$

Man ersieht aus Fig. 2, 7, dass die Wirkung der Raumladungskräfte in einer Schlitzblendenlinse umso kleiner ist, je kleiner das Verhältnis Schlitzdicke zu Schlitzbreite ist. Für den Fall des quadratischen Strahles erhält man Brennweitenänderungen, die nicht wesentlich von denjenigen für runde Strahlen abweichen (vgl. ¹⁰⁾).

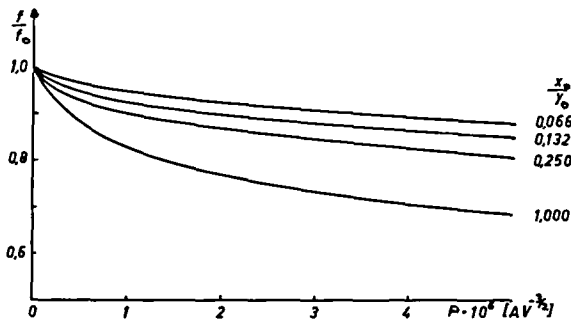


Fig. 2, 7 Brennweitenverhältnis der Anodenlinse in Funktion der Perveanz, als Parameter das Verhältnis Dicke zu Breite des Strahls. f : Brennweite mit Berücksichtigung der Raumladung, f_0 : Brennweite ohne Berücksichtigung der Raumladung

2.5 Fokussierung eines Flachstrahls

2.5.1 Das Verhalten von Flachstrahlen im homogenen magnetischen Längsfeld

Die Anwendung flacher Elektronenstrahlen in Mikrowellenröhren verlangt im allgemeinen, dass die Länge des Strahles in dem Teil der Röhre, in welchem er in Wechselwirkung mit einer verzögerten Welle tritt, mehrere Wellenlängen beträgt. Da der Elektronenstrahl möglichst verlustfrei die ganze Verzögerungsleitung passieren soll, muss die Wirkung des Raumladungsfeldes durch äussere statische elektrische oder magnetische Felder kompensiert werden.

In zahlreichen Arbeiten, die sich mit dem Problem der Fokussierung von Elektronenstrahlen mit rundem Querschnitt befassen, wird deren Verhalten speziell im homogenen magnetischen Longitudinalfeld untersucht, siehe z. B. ⁸⁾, ¹²⁾, ¹³⁾, ¹⁴⁾. Diese Fokussierungsmethode hat erstens den Vorteil, dass sie technisch leicht zu realisieren ist. Zweitens kann gezeigt werden, dass sich damit unter geeigneten Bedingungen eine Elektronenströmung mit genau konstantem Querschnitt erzielen lässt. Eine Abklärung, ob sich derartige Felder auch zur Führung von Flachstrahlen eignen, schien daher wünschenswert. Ein weiterer Grund für die spezielle Berücksichtigung homogener longitudinaler Magnetfelder ergibt sich durch eine Arbeit von Hagger ¹⁵⁾. In dieser werden die Eigenschaften von Verzögerungsleitungen mit rechteckigem Querschnitt untersucht, ferner ihre Verwendungsmöglichkeit zusammen mit Flachstrahlen als Rückwärtswellen-Verstärker. Die Theorie setzt aber voraus, dass die zur Strahlfokussierung benötigten elektrischen oder magnetischen Felder keine Querkomponenten besitzen. Unabhängig von einer Arbeit von Lawson ¹⁶⁾, wurde deshalb das Verhalten eines Flachstrahls im homogenen magnetischen Längsfeld $B_z = B_0$ untersucht, Fig. 2, 8.

Es sind die beiden Fälle zu unterscheiden, ob sich Kathode und Beschleunigungsstrecke innerhalb oder ausserhalb des Magnetfeldes befinden. Im ersten Fall bezeichnet man den Elektronenfluss als "confined-flow", im zweiten als "Brillouin flow". Bei der Herleitung der Bahngleichungen der Elektronen werden wir vorerst auf diese Unterscheidung verzichten. Sie kann nach-

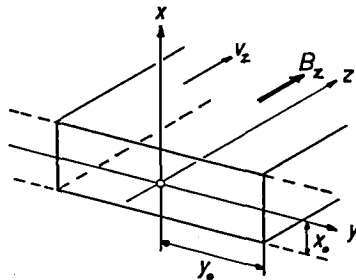


Fig. 2, 8 Zum Verhalten eines Flachstrahls im magnetischen Längsfeld

träglich berücksichtigt werden, indem die Anfangswerte der Raum- und Geschwindigkeitskoordinaten der Elektronen für beide Fälle gesondert bestimmt werden.

Die folgende Rechnung stützt sich auf die Voraussetzungen:

- a) Der Strahl ist in y-Richtung unendlich breit.
- b) Das einzige elektrische Feld ist das durch die Raumladung erzeugte, somit gilt mit Voraussetzung a): $E_x \neq 0$, $E_y = E_z = 0$.
- c) Eventuell auftretende Geschwindigkeiten \dot{x} und \dot{y} seien klein gegen $\dot{z} = v_z$, sodass dieses konstant ist.
- d) Der Elektronenfluss sei laminar, d. h. die Bahnen kreuzen sich nicht.
- e) Die Raumladungsdichte ϱ sei innerhalb eines Querschnittes konstant.
- f) Für das Magnetfeld gelte: $B_x = B_y = 0$, $B_z = B_0 = \text{const.}$

Unter diesen Voraussetzungen lauten die Bewegungsgleichungen für ein Elektron:

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= -|\eta| (E_x + \dot{y} B_0) \\ \ddot{y} &= |\eta| \dot{x} B_0 \\ \ddot{z} &= 0\end{aligned}$$

Das Raumladungsfeld E_x ist nach Gl. (2-2) $E_x = \frac{\varrho_0 x_0}{\epsilon_0}$. Wir ersetzen noch ϱ_0 durch den Strom J pro Längeneinheit, gemessen in y-Richtung, mittels der Beziehung $\varrho_0 = -\frac{|J|}{2 x_0 v_z}$. Damit nehmen die Bewegungsgleichungen die Form an:

$$\ddot{x} = |\eta| \frac{|J|}{2 \epsilon_0 v_z} - |\eta| B_0 \dot{y} \quad (2-23a)$$

$$\ddot{y} = |\eta| B_0 \dot{x} \quad (2-23b)$$

Mit den Abkürzungen $\omega_c = |\eta| B_0$ (Cyclotronfrequenz) und $\kappa = \frac{|\eta| |J|}{2 \epsilon_0 v_z}$ lauten die Lösungen der Gln. (2-23a, b):

$$x = \frac{1}{\omega_c} (\dot{y}_0 - \frac{\kappa}{\omega_c}) (\cos \omega_c t - 1) + \frac{\dot{x}_0}{\omega_c} \sin \omega_c t + x_0 \quad (2-24a)$$

$$y = \frac{1}{\omega_c} (\dot{y}_0 - \frac{\kappa}{\omega_c}) \sin \omega_c t - \frac{\dot{x}_0}{\omega_c} (\cos \omega_c t - 1) + \frac{\kappa}{\omega_c} t + y_0 \quad (2-24b)$$

Wir führen die Diskussion dieser Gleichungen zuerst durch für den Fall des "confined-flow", d. h. die Kathode befindet sich im Felde B_0 . Die Anfangswerte heißen somit $\dot{x}_0 = \dot{y}_0 = 0$ und führen auf die Gleichungen

$$x = - \frac{\mathcal{K}}{\omega_c^2} (\cos \omega_c t - 1) + x_0 \quad (2-25a)$$

$$y = - \frac{\mathcal{K}}{\omega_c^2} \sin \omega_c t + \frac{\mathcal{K}}{\omega_c} t + y_0 \quad (2-25b)$$

Wir können daraus folgende wichtigsten Eigenschaften des Strahls ablesen (vgl. Fig. 2, 9).

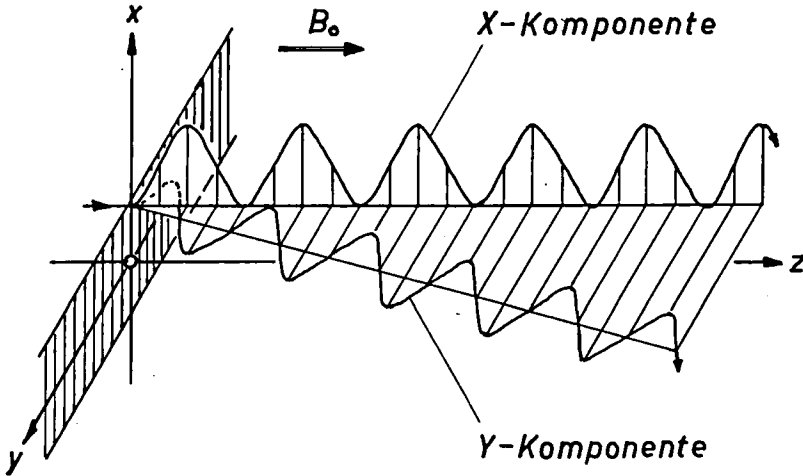


Fig. 2,9 Verlauf der Elektronenbahn, wenn sich die Kathode im Felde B_0 befindet

1. Einen von Welligkeit freien Strahl erhält man nur dann, wenn $\frac{\mathcal{K}}{\omega_c^2} = 0$ ist, d. h. wenn entweder der triviale Fall $J = 0$ oder der physikalisch nicht realisierbare mit $B_0 = \infty$ eintritt.
2. Die unter 1. genannten Bedingungen sind die einzigen, welche einen Strahl liefern würden, der in y-Richtung keine Quergeschwindigkeit besäße, da nur unter diesen Bedingungen das zweite Glied der Gl. (2-25b) verschwindet.
3. Durch Umschreiben von Gl. (2-25a) in die Form

$$\Delta x = x - x_0 = - \frac{\mathcal{K}}{\omega_c^2} (\cos \omega_c t - 1)$$

erkennt man sofort, dass $\Delta x \geq 0$ für beliebige t , da $\frac{x}{\omega_c^2} > 0$ und $-2 \leq (\cos \omega_c t - 1) \leq 0$, d. h. die Strahldicke kann niemals kleiner werden als an der Kathode.

Ein Zahlenbeispiel soll einen Begriff geben von der Grösse der Strahlwelligkeit und der Quergeschwindigkeit. Für die Werte $J = 0,1 \text{ Acm}^{-1}$, $x_0 = 0,15 \text{ cm}$, (entsprechend einer Stromdichte $i = 0,333 \text{ Acm}^{-2}$), $U_c = 2000 \text{ V}$ und maximale Welligkeit $\Delta x = 10\% x_0$ ist ein Magnetfeld $B_0 = 403 \text{ Gauss}$ erforderlich, und die Quergeschwindigkeit ist $v_{yc} = 2\% v_z$. Für eine Welligkeit von 1% ergäbe sich ein $B_0 = 1270 \text{ Gauss}$.

Einige kritische Bemerkungen sollen zu diesen Betrachtungen über den "confined-flow" noch angebracht werden. Wir haben beim Ansatz der Differentialgleichungen entsprechend Voraussetzung b) angenommen, dass $E_z = 0$ sei. Diese Annahme steht im Widerspruch zur Tatsache, dass beim "confined-flow" die Kathode schon im Magnetfeld liegt und dementsprechend auch die Beschleunigungsstrecke mit $E_z \neq 0$. Wie man sich aber überzeugen kann, ändert auch ein $E_z \neq 0$ nichts an den Differentialgleichungen für x und y , sodass die oben hergeleiteten Bahngleichungen ihre Gültigkeit behalten.

Wie man beim Betrachten von Gl. (2-25b) sieht, müsste die Elektronenbahn beim Uebergang vom Beschleunigungsfeld in den feldfreien Raum (feldfrei in Bezug auf äussere aufgeprägte elektrische Felder) einen Knick erleiden. Dieses physikalisch unmögliche Verhalten lässt sich erklären, wenn man bedenkt, dass mit einem Feld E_x gerechnet wurde, welches für $z \geq 0$ konstant und ungleich Null, für $z \leq 0$ aber gleich Null sein soll, entsprechend der Tatsache, dass in einer ebenen Diode sich Raumladungs- und Beschleunigungsfeld in x -Richtung gerade kompensieren. Ein solcher Sprung der elektrischen Feldstärke ist physikalisch nicht möglich.

Um die Bewegungsgleichungen für den Fall der vom Magnetfeld abgeschirmten Kathode diskutieren zu können, muss noch das Verhalten des Elektronenstrahls im Gebiet des Uebergangs des Feldes $B_0 = 0$ in das Feld $B_0 = \text{const.}$ untersucht werden. Wir folgen dem Rechnungsgang, wie er von Müller¹⁴⁾ für Strahlen von kreisförmigem Querschnitt benützt wurde, vgl. Fig. 2, 10.

Die Wirkung der Raumladungskräfte in der Uebergangszone wird vernachlässigt. Aus Fig. 2, 10 folgen die Beziehungen

$$B_0 x = B_x z \quad \text{und} \quad \frac{x}{h} = \frac{z}{l}$$

oder

$$B_x = \frac{h}{l} B_0$$

Es ist bekannt, dass ein Elektron, welches in ein zu seiner Bewegungsrichtung senkrecht stehendes Magnetfeld eintritt, auf einem Kreisbogen mit dem Radius r abgelenkt wird, wobei $r = \frac{v_0}{\eta B_x}$. Aus den in Fig. 2, 10 abgeleiteten Beziehungen und Fig. 2, 11 folgt schliesslich

$$v_y = \eta B_0 x_0 \quad (2-26)$$

Wir haben in dieser Gleichung $x = x_0$ gesetzt um anzudeuten, dass im folgenden nur das Verhalten der Randstrahlen untersucht wird. Setzt man Gl. (2-26) in die Gln. (2-24a, b) ein und beschränkt sich zudem auf den Fall $\dot{x}_0 = 0$, so lauten die Bahngleichungen:

$$x = \left(x_0 - \frac{x}{\eta^2 B_0^2}\right) (\cos \eta B_0 t - 1) + x_0 \quad (2-27a)$$

$$y = \left(x_0 - \frac{x}{\eta^2 B_0^2}\right) \sin \eta B_0 t + \frac{x}{\eta B_0} t + y_0 \quad (2-27b)$$

Wir unterscheiden fünf Fälle:

- a) $B_0 > \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{2x}{x_0}}$. Die Elektronenbahnen schneiden sich, Voraussetzung d), Seite 22, ist nicht mehr erfüllt, die Bahngleichungen sind ungültig.
- b) $B_0 = \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{2x}{x_0}}$. Der Strahl zieht sich periodisch auf die Dicke Null zusammen. Auch in diesem Fall können die Gln. (2-27a, b) die tatsächlichen Verhältnisse nicht mehr richtig wiedergeben, da an den

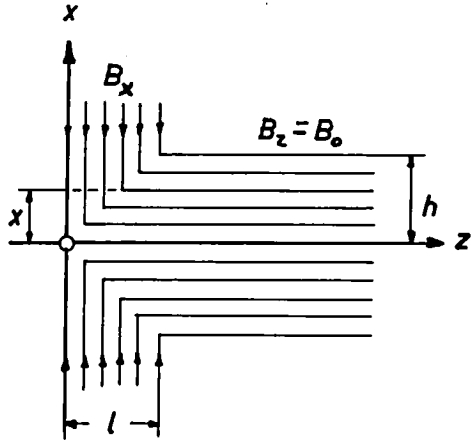


Fig. 2, 10 Das Magnetfeld in der Übergangszone vom Wert $B_z=0$ auf den Wert $B_z=B_0$

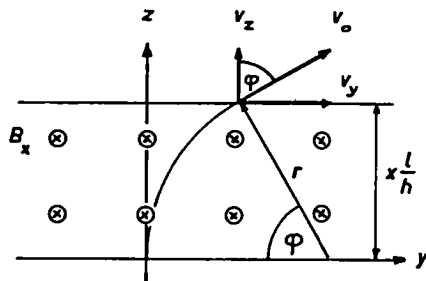


Fig. 2, 11 Bewegung des Elektrons in der Übergangszone des Magnetfeldes

Stellen mit der Strahldicke Null die Raumladungsdichte unendlich gross sein müsste.

- c) $\frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{x}{x_0}} < B_0 < \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{2x}{x_0}}$. Die x-Komponente der Bahn des Randelektrons bewegt sich zwischen den Werten Null und x_0 .
- d) $B_0 = \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{x}{x_0}}$. Dieser Fall ist der interessanteste, da er der einzige ist, für welchen die Welligkeit des Strahles sowohl in x wie in y-Richtung verschwindet. In dieser Hinsicht hat er ein Analogon im Falle von Elektronenstrahlen mit rundem Querschnitt, das kritische Feld B wird dort als Brillouin-Feld bezeichnet. Im Gegensatz zum rotationssymmetrischen Strahl jedoch verschwindet hier der Term $\frac{x}{\eta B_0} t$ in Gl. (2-27b) nicht, d. h. der Strahl ist wohl frei von Welligkeit, verbreitert sich jedoch mit konstanter Geschwindigkeit $v_y = \sqrt{x/x_0}$. Mit denselben Zahlenwerten wie beim numerischen Beispiel im Falle des "confined-flow" ergibt sich hier $B = 90$ Gauss, $v_y = 9\% v_z$. Die Strahlverbreiterung ist mithin schon über kurze Strahllängen beträchtlich und dies umso mehr, als in Wirklichkeit noch die die E_y -Komponente des Raumladungsfeldes eine zusätzliche Verbreiterung verursacht.
- e) $B_0 < \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{x}{x_0}}$. In diesem Fall ist ständig $x > x_0$, ähnlich wie es für den "confined-flow" gezeigt wurde.

In Fig. 2, 12 sind die oben diskutierten Möglichkeiten für den Strahlverlauf schematisch dargestellt.

Es ist durchaus denkbar, trotz dem ungünstigen theoretischen Resultat, in der Praxis befriedigende Ergebnisse zu erzielen hinsichtlich der Fokussierung von Flachstrahlen im homogenen magnetischen Längsfeld, besonders mit der Methode des "confined-flow". Obwohl dazu relativ starke magnetische Felder in der Grössenordnung von mehreren hundert Gauss erforderlich sind, lassen sich doch auf diese Weise Welligkeit und Querverbreiterung des Strahls auf ziemlich kleine und durchaus brauchbare Werte herabdrücken.

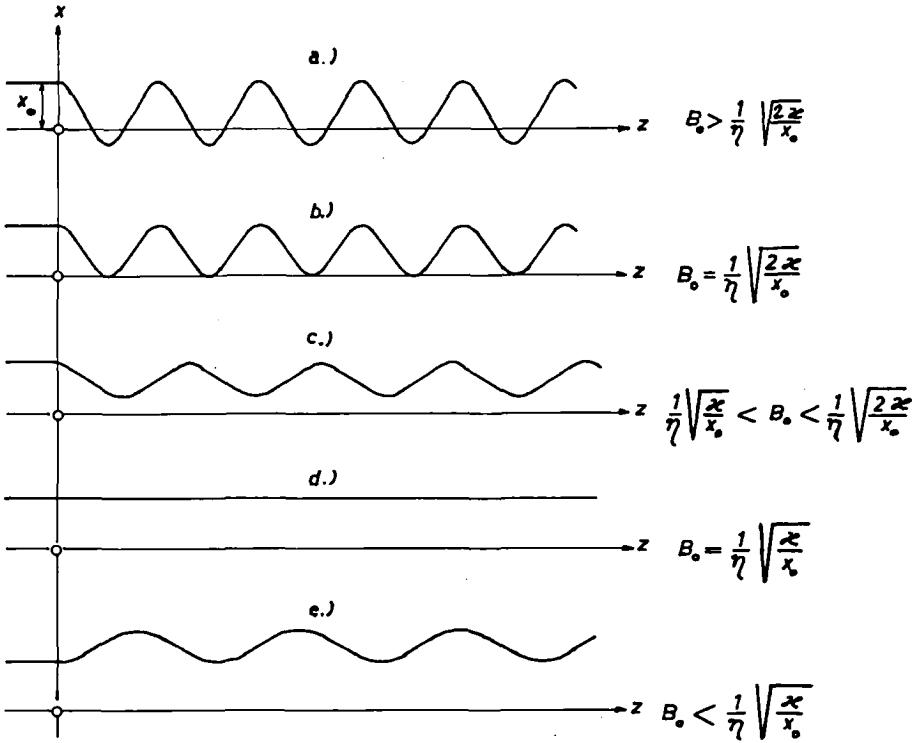


Fig. 2,12 Schematische Darstellung des Strahlverlaufs
im homogenen magnetischen Längsfeld, mit ab-
geschirmter Kathode

2.5.2 Räumlich periodische Felder zur Fokussierung eines Flachstrahls

Wegen der grossen benötigten Feldstärken zur Fokussierung von Elektronenstrahlen (runden oder rechteckigen Querschnitts) mit Hilfe von homogenen magnetischen Längsfeldern, die entweder Permanentmagnete von grossem Gewicht oder Solenoide mit beträchtlicher Leistungsaufnahme erfordern, hat man die Anwendung periodischer magnetischer Felder untersucht. Wie Mendel¹⁷⁾ für axialsymmetrische Strukturen gezeigt hat, kann durch Anwendung einer Reihe von Permanentmagneten zur Erzeugung eines periodischen Feldes das Gewicht der benötigten Magnete um

einen Faktor dreissig reduziert werden gegenüber dem Gewicht des entsprechenden Magneten für ein homogenes Feld.

Chang^{18), 19), 20)} und Mendel²¹⁾ haben sich eingehend mit der periodischen Fokussierung axialsymmetrischer Strahlen befasst. Die mathematische Formulierung des Problems führt immer auf Differentialgleichungen vom Mathieu'schen oder Hill'schen Typus. Ihre Integration gelingt häufig nur mit Hilfe von Analogie-Rechenmaschinen. Meistens kann jedoch durch allgemeine Betrachtungen gezeigt werden, dass die Lösungen der oben genannten Differentialgleichungen für gewisse Parameterwerte von Stromdichte, Spannung und Magnetfeld stabil, für andere instabil sind.

Man kann versuchen, dieselben Rechenmethoden auch auf unendlich breite Flachstrahlen anzuwenden. Wenn man dementsprechend das Magnetfeld als in y-Richtung unendlich ausgedehnt und in bezug auf die yz-Ebene symmetrisch annimmt, so können die B_x - und B_z -Komponenten nach Zworykin²²⁾ in Potenzreihen entwickelt werden, mit B_0, B'_0, B''_0, \dots auf der z-Achse als Koeffizienten. Setzt man B_0 als periodische, zum Beispiel sin-förmige Funktion von z an, so erhält man zur Bestimmung der x-Komponente der Elektronenbahn eine Mathieu'sche Differentialgleichung mit konstantem Störglied. Ihre Auswertung ist wohl ohne umfangreiche numerische Rechnungen nicht möglich. Dagegen kann im Hinblick auf den Gleichungstypus gesagt werden, dass vermutlich auch bei der Fokussierung von Flachstrahlen mit Hilfe periodischer Magnetfelder Stabilitätsprobleme auftreten werden.

Man kann versuchen, mit einer andern Methode, die sich an die Begriffe der Optik anlehnt, einen Ueberblick über das Verhalten eines flachen Elektronenstrahls im periodischen Magnetfeld zu erhalten. Ein solches Feld stellt eine Hintereinanderschaltung von Zylinderlinsen dar. Zworykin²²⁾ bestimmt die Brennweite einer solchen und findet ferner, dass $y_f = \text{const} \int B_0 dz$, wobei das Integral über das Gebiet des Linsenfeldes erstreckt wird.

Wie Fig. 2, 13 zeigt, dreht sich die Ebene xz (oder eine dazu parallele), in welcher die betrachteten Elektronenbahnen liegen vor ihrem Eintritt in die Linse, beim Durchgang durch diese um die z-Achse. Dies ist nun speziell interessant im Hinblick auf das Verhalten von Flachstrahlen im homogenen magnetischen Längsfeld. Diese sind, wie Webster²³⁾ gefunden hat, bei hohen Stromdichten instabil. Cutler²⁴⁾ gibt dafür eine qualitative Erklärung, indem er zeigt, dass eine zufällig vorhandene Störung in der Homogenität der Raumladungsdichte ein zusätzliches elektrisches Quersfeld und damit eine Quergeschwindigkeit erzeugt. Diese Driftgeschwindigkeit gibt im Zusammenwirken mit dem magnetischen Längsfeld eine Verdrehung eines Teils des Strahles, welche ihrerseits ein verändertes Raumladungsfeld erzeugt. Diese Veränderung tritt in dem Sinne auf, dass die entstehende elektrische Störfeldstärke die ursprüngliche Abweichung der Raumladungsdichte von ihrem konstanten Wert zu vergrössern trachtet. Damit wird der Strahl instabil und spaltet schliesslich in einzelne

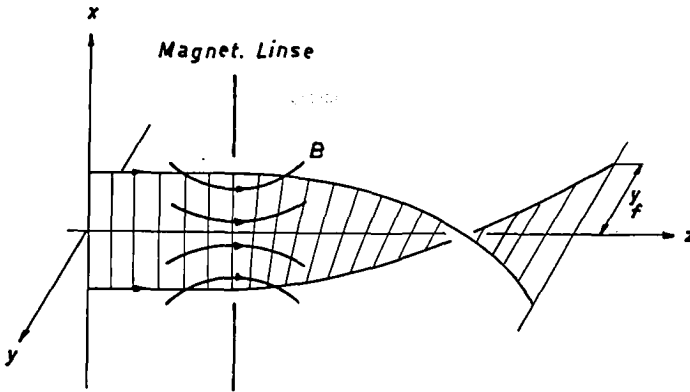


Fig. 2,13 Elektronenbahnen in einer magnetischen Zylinderlinse
(nach Zworykin²²⁾)

spiralförmig gewundene Strahlen auf. Der Effekt wird also wesentlich durch das Vorhandensein eines magnetischen Längsfeldes mit konstanter Richtung bewirkt. Es wäre nun denkbar, dass diese Instabilität des Strahles durch Anwendung der oben geschilderten periodischen Magnetfelder mit abwechselndem Vorzeichen der B_z -Komponente teilweise unterdrückt werden könnte.

An Stelle magnetischer lassen sich auch periodische elektrische Felder zur Strahlfokussierung heranziehen. Dieselbe Betrachtungsweise, die Pierce²⁵⁾ für axial-symmetrische Strahlen benützt, kann auch auf den Flachstrahl angewandt werden. Fig. 2,14 zeigt schematisch, wie man sich ein fokussierendes elektrisches Feld durch Hintereinanderschaltung von einzelnen Zylinderlinsen aufgebaut denken kann.

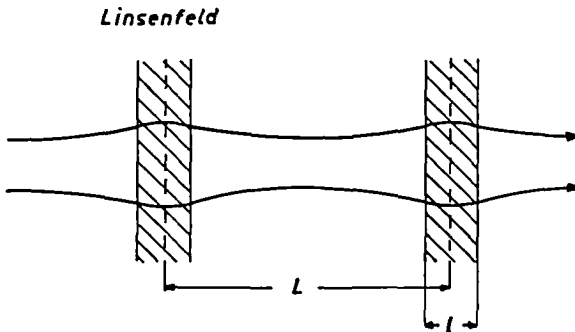


Fig. 2,14 Zur periodischen Fokussierung mit elektrischen Linsen

Um die Wirkungsweise der in Fig. 2, 14 skizzierten Anordnung zu studieren, muss man erstens das Verhalten des Bandstrahles im Linsenraum kennen, zweitens dasjenige im feldfreien Raum zwischen den Linsen. Das letztere der beiden Teilprobleme haben wir in Kapitel 2. 2 und 2. 3 untersucht. Die Eigenschaften einer elektrischen Zylinderlinse hängen stark von ihrem Aufbau ab. Eine der einfachsten Möglichkeiten stellt die Unipotentiallinse dar, die aus drei zueinander parallelen, mit einem Schlitz versehenen Elektroden besteht. Die beiden äusseren sollen auf dem Potential U_0 , dem Strahlpotential, liegen, die innere auf dem Potential U . Werden die Elektroden noch als unendlich dünn angesehen, so lässt sich das elektrische Feld dieser Anordnung analytisch berechnen (siehe Archard²⁶). Die in der zitierten Arbeit für verschiedene Linsenparameter berechneten Potentialfelder werden benützt, um mit Hilfe numerischer Bahnbestimmungen die Brennweiten zu berechnen. Dabei wird allerdings die Wirkung der Raumladung vernachlässigt. Nun ergeben aber nach Brewer²⁷) schon Elektronenstrahlen mit Perveanzen über $10^{-8} AV^{-3/2}$ Raumladungsfelder, die beträchtliche Abweichungen bei der Bestimmung der Brennweiten verursachen. Deshalb dürften die in²⁶) berechneten Brennweiten für die Dimensionierung eines periodischen Fokussiersystems für Mikrowellenröhren nicht ohne weiteres verwendbar sein, da man in diesen Fällen mit Perveanzen von $\sim 10^{-6} AV^{-3/2}$ arbeitet. Mithin wird es unumgänglich sein, auf empirischem Wege die Linsenfelder zu bestimmen, wobei zum Beispiel bei Verwendung eines Widerstandsnetzwerkes die Raumladungsfelder gleich berücksichtigt werden können (siehe z. B. ²⁸)).

Zum Schluss soll noch darauf hingewiesen werden, dass in einem Linsensystem mit endlicher Schlitzlänge elektrische Felder entstehen, die unter Umständen eine teilweise Fokussierung des Strahls auch in Querrichtung ermöglichen würden (siehe Fig. 2, 15). Dies lässt die noch wenig untersuchte periodische elektrostatische Fokussierung von Flachstrahlen besonders interessant erscheinen.

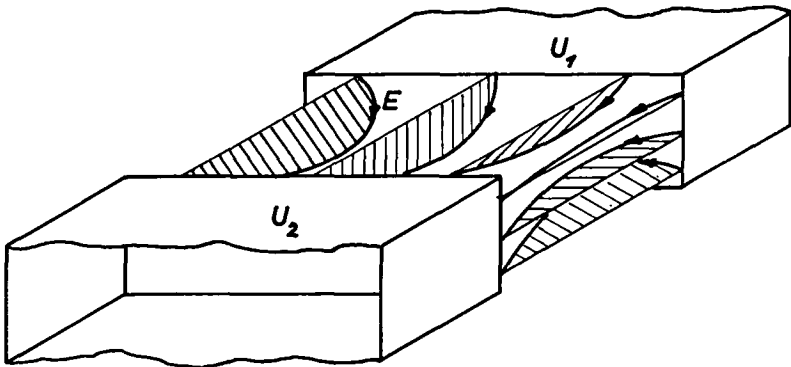


Fig. 2, 15 Schematische Darstellung des Feldes einer Rechteckrohrlinse

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

3.1 Experimentelle Methoden zur Erzeugung von Flachstrahlen

Als wichtigste Frage beim Bau einer Apparatur zur Erzeugung und Untersuchung von Elektronenstrahlen müssen die Vor- und Nachteile abgeklärt werden, welche ein kontinuierlich ausgepumptes Vakuumsystem gegenüber einer abgeschmolzenen Versuchseinrichtung bietet. Als Vorteile einer dauernd an der Diffusionspumpe liegenden Apparatur, wie sie für die vorliegenden Untersuchungen gebaut wurde, sind zu nennen: Leichte Auswechselbarkeit einzelner Systemteile, zahlreiche Möglichkeiten zum Anbringen dreh- oder schiebbarer hochvakuumdichter Durchführungen. Der Hauptnachteil gegenüber einer abgeschmolzenen Versuchseinrichtung liegt darin, dass sich mit einer Oeldiffusionspumpe kaum ein Endvakuum besser als einige 10^{-7} mmHg herstellen lässt. Bei solchen Drücken fällt die Saugleistung der Pumpe gegen Null ab, und überdies liegt der Dampfdruck der als Treibmittel verwendeten Öle bei 20°C zwischen 10^{-7} und 10^{-8} mmHg.

Beim Arbeiten mit Elektronenstrahlen und einem Vakuum von 10^{-6} bis 10^{-7} mmHg muss man sich aber bewusst sein, dass durch Stösse zwischen Elektronen und Restgasmolekülen eine grosse Anzahl von Ionen entsteht, welche die Raumladung der Elektronenströmung unter Umständen neutralisieren können. Es verhalten sich nämlich bei einem Druck von 10^{-6} mmHg, einer Elektronenstromdichte von 100 mAcm^{-2} und einer Elektronengeschwindigkeit entsprechend 2000 V Beschleunigungsspannung die Anzahl Gasmoleküle zur Anzahl Elektronen, beide pro cm^3 , wie 20:1. Die Ansichten über die Ionisationszeit gehen zum Teil auseinander. Nach Hernqvist²⁹⁾ lässt sich die Zeit τ , nach welcher die Elektronenraumladung durch Ionen völlig neutralisiert ist, ausdrücken durch die Beziehung

$$\tau = \frac{1,69 \cdot 10^{-8}}{p \cdot P(U_0) \cdot U_0^{1/2}} \quad [\text{sec}]$$

wobei p der Druck in mmHg, U_0 die Strahlspannung in Volt und $P(U_0)$ die Anzahl Ionen bedeuten, die von einem Elektron auf 1 cm Weg erzeugt werden bei einem Druck von 1 mmHg. Für $U_0 = 2000 \text{ V}$ und $p = 10^{-6}$ mmHg ergibt dies eine Ionisationszeit von ungefähr $130 \mu\text{sec}$. Nach obiger Formel müsste also die Ionisationszeit unabhängig von der Elektronenstromdichte sein. Andererseits hat Mihran³⁰⁾ durch Messungen von Ionenschwingungen in Elektronenstrahlen bei Drücken $p \geq 4 \cdot 10^{-7}$ mmHg gezeigt, dass

die Verzögerungszeit ψ , mit welcher die Schwingungen einsetzen gegenüber dem Einsatz des gepulsten Elektronenstrahls, sinkt mit steigender Stromdichte. Dies lässt zum mindesten erwarten, dass mit zunehmender Elektronenstromdichte eine für den Schwingungseinsatz kritische Ionendichte früher erreicht wird. Die Messungen von Mihran ergaben schon ein Einsetzen der Ionenschwingungen ungefähr $5 \mu\text{sec}$ nach dem Einsatz des Elektronenstroms. Wenn in diesem Zeitpunkt auch vermutlich die negative Raumladung erst teilweise kompensiert ist, so können sich doch schon Störungen im Verhalten des Elektronenstromes bemerkbar machen.

Die Anwesenheit von Ionen ist noch aus weiteren Gründen unerwünscht. Erstens setzen sie durch Aufprall auf der Kathode deren Lebensdauer beträchtlich herab. Zweitens können sich ionisierte Oelmoleküle, entstanden durch Zersetzung von Dämpfen des Pumpenöls, je nach Ladungsvorzeichen auf der Kathode niederschlagen oder auf einem Leuchtschirm, wie er zur Untersuchung des Elektronenstrahls verwendet wurde. Rottgardt³¹⁾ hat gezeigt, dass die Leuchtstärke eines Zinksilikat-Leuchtschirmes nach dem Aufprall von $1,25 \cdot 10^{18}$ Elektronen auf 40% der ursprünglichen Stärke abgefallen ist in einer nicht abgeschmolzenen und entgasten Apparatur, dagegen in einer hochevakuierten und gegetterten Röhre noch praktisch 100% betrug.

Die erwähnten nachteiligen Ioneneffekte können in ihrer Wirkung stark gemildert werden durch Pulsbetrieb des Elektronenstrahls mit Pulsdauern von wenigen Mikrosekunden.

3.2 Methoden zur Untersuchung von Stromdichteverteilung und Strahlkontur

Zur Untersuchung von Elektronenstrahlen stehen prinzipiell verschiedene Methoden zur Verfügung. Durch die Wahl der einen oder andern wird der Aufbau der Apparatur wesentlich beeinflusst, weshalb wir die drei wichtigsten Möglichkeiten zum Nachweis von Elektronen kurz streifen wollen.

Auf direkteste und genaueste Art lassen sich Stromdichteverteilungen im Strahl messen mit Hilfe eines Faraday-Käfigs. Nachteilig sind lediglich die konstruktiven Schwierigkeiten, die sich aus der Forderung ergeben, dass er in drei senkrecht zueinander stehenden Richtungen verschiebbar und unter Umständen mit einer Wasserkühlung versehen sein muss.

Wenn sich die Untersuchungen in erster Linie auf den Strahlverlauf beziehen, was in unserer Arbeit der Fall ist, so gestattet die Anwendung von Leuchtphosphoren zur Lokalisierung des Elektronenstrahls und zur Bestimmung seines Querschnittes ein wesentlich rascheres Arbeiten, als dies mit einem Faraday-Käfig der Fall wäre. Für Stromdichtemessungen ist diese Methode etwas weniger geeignet, da eine grosse Zahl

von unsicheren Faktoren (Zustand des Phosphors, Dichte und Dicke der Leuchtschirmschicht u. a.) in der Beziehung zwischen Leuchtstärke und Stromdichte eine Rolle spielen. Trotzdem können mit einiger Vorsicht quantitative Aussagen über die Stromdichteverteilung gemacht werden (siehe Abschnitt 4).

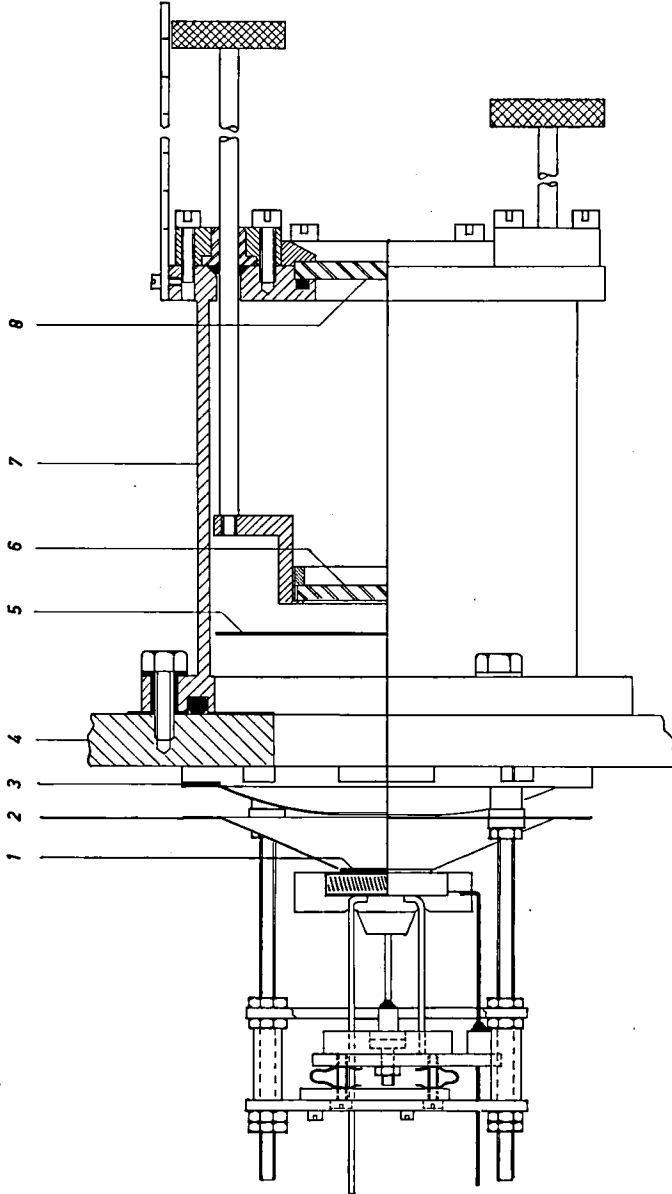
Schliesslich sei noch erwähnt, dass auch thermische Effekte, verursacht durch den Aufprall von Elektronen auf einen Draht oder ein dünnes Bleck, zum Nachweis des Strahls verwendet werden können. Da jedoch wegen der Wärmeableitung und Abstrahlung die Grenzen, innerhalb welcher Elektronen auftreten, stark verwischt werden, ist auf diese Weise höchstens ein grobes Uebersichtsbild der Strahlform zu gewinnen.

3.3 Der Aufbau des Strahlerzeugungssystems

Die Art des Zusammenbaus von Kathode, Heizung, Kathodenblende und Anode wurde in erster Linie durch die Forderung nach leichter Auswechselbarkeit der Einzelteile bestimmt (siehe Fig. 3, 1).

Die Dimensionen sind im wesentlichen bestimmt, wenn Beschleunigungsspannung U_0 , Strahlstrom I und Kathodenbelastung, d. h. Stromdichte i auf der Kathode festgelegt sind. Diese Werte wurden in einem Bereich gewählt, der für Elektronenstrahlen in Mikrowellenröhren mittlerer Leistung üblich ist, und betragen: $U_0 = 2000$ V, $I = 75$ mA, $i = 100$ mAcm⁻². Daraus ergibt sich eine Kathodenfläche $F = 0,75$ cm². Die genauen Dimensionen der Kathode sind: Länge $2y_0 = 2,5$ cm, Breite $2x_0 = 0,33$ cm. Diese Abmessungen wurden deshalb relativ gross gewählt, weil die erforderliche absolute Genauigkeit bei der Herstellung der Einzelteile leichter innezuhalten ist (für eine vorgegebene relative Genauigkeit), als wenn der Strahlquerschnitt allzu klein gewählt wird.

Das Strahlerzeugungssystem wurde auf einem Flansch montiert, der seinerseits eine Öffnung in der evakuierten Testkammer verschliesst und abnehmbar ist. Die Testkammer selbst steht über ein Plattenventil und eine Kühlfalle aus Pyrex-Glas zur Aufnahme flüssigen Stickstoffs mit der Oeldiffusionspumpe in Verbindung (siehe Fig. 3, 3).



- 1 Kathode
- 2 Kathodenblende
- 3 Anode
- 4 Testkammer - Flansch
- 5 Leuchtschirmblende
- 6 Leuchtschirm
- 7 Strahlprüfrohr
- 8 Fenster

Fig. 3,1



Fig. 3, 2 Das Strahlerzeugungssystem, montiert auf Testkammer-Flansch

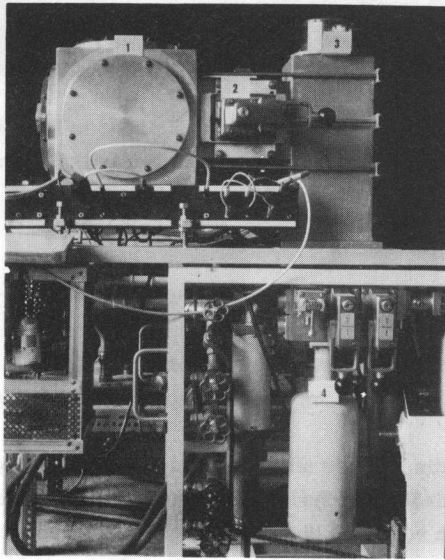


Fig. 3, 3 Pumpstand mit Testkammer

- 1 Testkammer, aus Al-Platten zusammengeschweisst
- 2 Plattenventil
- 3 Kühlfalle
- 4 Pumpenwagen mit Diffusions- und Vorvakuumpumpen

3.3.1 Die Kathode

Um mit einer möglichst geringen Heizleistung auszukommen und dadurch Schwierigkeiten mit der Kühlung kathodennaher Teile zu vermeiden, wurde eine Oxydkathode als Elektronenquelle gewählt. Sie besteht aus einem geschlitzten Molybdänrohr von 6 mm Durchmesser mit einem in den Schlitz eingepressten prismatischen Stück Kathodennickel als Basismaterial für die Oxydschicht (siehe Fig. 3,4).

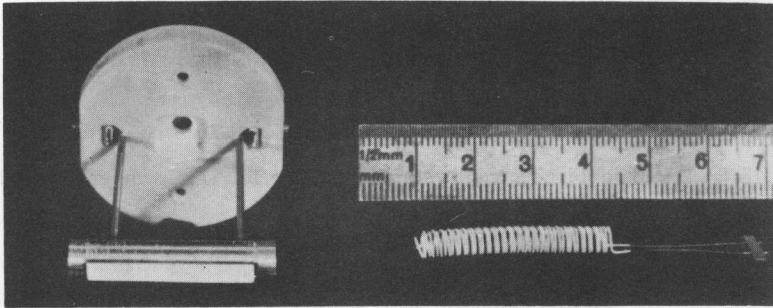


Fig. 3,4 Kathodeneinzelteile. Links Kathode in Mo-Röhrchen, mit Haltestäben, eingepresst in Keramikplättchen. Rechts bifilare Heizwendel

Zwei dünne Molybdänstäbe sind durch Punktschweissung mit dem Mo-Rohr verbunden. Nach Espe-Knoll³²⁾ und unseren eigenen Erfahrungen ist es aber schlecht möglich, mit Punktschweissen zwei Molybdänstücke direkt zu verbinden. Eine besser haltbare Schweisstelle erhält man, wenn zwischen die Molybdänteile eine Platinfolie gelegt wird.

Bedeckt wurde die Kathode mit einem Ba-Sr-Tripelkarbonat der Firma Gignoux & Cie. Lyon. Verschiedene Methoden zum Auftragen des Karbonats wurden untersucht. Das Aufpinseln von Hand lässt sich leicht ausführen mit minimalem Substanzverlust und ergibt eine ziemlich feinkörnige Oberfläche, jedoch ist es schwierig, das Entstehen von Rillen und ungleichen Schichtdicken zu vermeiden.

Das Spritzen mit einer Glasspritzpistole und ölfreiem Stickstoff als Treibmittel ergibt homogenere Schichten, wenn sie auch etwas grobkörniger sind. Spritzdruck und Abstand zwischen Düse und Kathode müssen so aufeinander abgestimmt sein, dass beim Auftreffen des Strahls auf die Nickeloberfläche gerade noch soviel Flüssigkeit

im Strahl vorhanden ist, dass die Karbonatteilchen sich richtig sedimentieren und zusammenfliessen können, ohne dass es aber zu einem Fliessen der ganzen Schicht kommt und demzufolge zur Tropfenbildung. Die Spritzmethode wurde fast ausschliesslich zur Herstellung der Kathode benützt, mit folgender Zusammensetzung der Suspension: 6 gr Tripelkarbonat, 11,8 cm³ Aethylacetat, 6 cm³ Isopropylalkohol und als Bindemittel 3 cm³ einer 6%igen Lösung von Dinitrozellulose in Methylacetat.

Schliesslich wurde noch versucht, mittels Kataphorese das Karbonat aufzutragen. Egerer³³⁾ beschreibt eine grössere Zahl von geeigneten Suspensionen. Leider ist dieses Verfahren bei der vorliegenden Form der Kathode nicht sehr geeignet. Es ist nämlich kaum möglich, eine Benetzung der Seitenflächen des Nickelstückes zu verhindern; ferner treten an den Kanten der Kathode hohe Feldstärken auf, verbunden mit einer stärkeren Ablagerung von Karbonat.

3.3.2 Die Kathodenhalterung

Der Aufbau der Halterung geht aus Fig. 3,1 hervor. Er wurde vor allem so gewählt, dass die Kathode in drei zueinander senkrecht stehenden Richtungen verschoben und um zwei zueinander senkrecht stehende Achsen geneigt werden kann. Diese weitgehenden Zentriermöglichkeiten sind vorteilhaft, wenn man die Kathoden wirklich auswechseln will. Kleine Abweichungen in den Dimensionen, vor allem verursacht durch nicht völlig präzises Anschweissen der Haltestäbe an das Molybdänröhrchen, müssen ausgeglichen werden können. Die gegenseitige Lage von Kathode und Kathodenblende hat nämlich einen sehr grossen Einfluss auf die Formierung des Elektronenstrahls. Besonders genau muss beim Zentrieren die Kathodenebene zur Deckung gebracht werden mit derjenigen, die durch die Kanten der Kathodenblendenöffnung definiert wird. Schon eine Distanz von 0,1 mm zwischen den genannten Ebenen hat zur Folge, dass ein Hilfspotential von der Grösse 10 bis 20 Volt an die Blende angelegt werden muss, wenn der ganze Kathodenstrom durch die Anodenöffnung hindurch treten soll (siehe Cutler und Saloom³⁴⁾).

Die Gewindestangen, Distanzhülsen und Muttern sowie der Ring zur Erhöhung der Starrheit des Systems bestehen aus unmagnetischem 18/8 CrNi-Stahl. Aus demselben Material sind auch die Bodenplatten hergestellt, auf denen die isolierende Keramikplatte mit der Kathode montiert ist. Wenn der ganze Aufbau einmal zentriert ist, so können die oben genannten Bodenplatten samt der Kathode demontiert werden, wenn diese zum Beispiel neu gespritzt werden muss, ohne dass nachher irgendwelche Neuzentrierung vorgenommen werden muss.

3.3.3 Die Heizwendel

Die Heizwendel besteht aus Wolframdraht von 0,25 mm Durchmesser (vgl. Fig. 3, 4). Da die Kathode unbedingt frei sein muss von magnetischen Wechselfeldern, die wegen der dort erst kleinen Elektronengeschwindigkeit eine starke Strahlmodulation zur Folge hätten, wurde die Wendel bifilar ausgeführt. Ein Wickeldorn aus leicht oxydiertem V2A-Stahl wurde mit einem zweigängigen Gewinde versehen und darauf der Wolframdraht gewickelt. Durch anschliessendes Glühen in einer Wasserstoff-Atmosphäre wurde der Draht entspannt. Auf kataphoretischem Wege wurde die Wendel schliesslich mit einer einige Zehntelmillimeter dicken Al_2O_3 -Schicht bedeckt. Die dazu verwendete Suspension setzte sich nach Egerer³³⁾ zusammen aus 20 gr Al_2O_3 , 30 cm³ Butylacetat, 30 cm³ Isopropanol, 20 cm³ einer 3%igen Lösung von Kolloidumwolle in Amylacetat. Um der Schicht die nötige Härte zu geben, wurde die Wendel zum Schluss in Wasserstoff bei 1850°C geblüht.

3.3.4 Kathodenblende und Anode

Die Kathodenblende (siehe Fig. 3, 1 und 3, 2) wurde durch Tiefziehen eines 0,5 mm dicken Bleches aus vakuumgeschmolzenem Kupfer hergestellt. Versuche zur Formung der Blende aus Molybdänblech scheiterten infolge seiner mangelhaften Tiefziehbarkeit. Die thermische Belastung der Blende durch Strahlung von der Kathode her ist dank der guten Wärmeleitfähigkeit des Kupfers und der grossen abstrahlenden Fläche nicht übermässig hoch.

Die Anode besteht ebenfalls aus einem tiefgezogenen Kupferblech. Ihr Querschnitt ist in Wirklichkeit eine stetig gekrümmte Kurve, wie sie sich aus der Gl. (2-10) ergibt für $U = U_0 = \text{const.}$ Tatsächlich ist die Krümmung so schwach, dass sich die Kurve durch einen Polygonzug ersetzen lässt, was eine bedeutende Vereinfachung in der Herstellung der Ziehwerkzeuge erlaubt.

3.4 Das Strahlprüfrohr

Von den in Kapitel 3.2 erwähnten Methoden zur Strahluntersuchung gelangte die mit einem Leuchtschirm arbeitende zur Ausführung, da geplant war, in erster Linie den Strahlverlauf im feldfreien Raum sowie nach dem Durchgang durch eine Unipotential-

linse festzustellen. Die Apparatur (Fig. 3, 1 und 3, 5) besteht aus einem Messingrohr, das auf denselben Flansch aufgeschraubt wird, auf dem auch das Strahlerzeugungssystem montiert ist. Zwei dreh- und schiebbare dünne Stangen aus 18/8 Cr-Ni-Stahl sind vakuumdicht in das Prüfrohr eingeführt und tragen an ihrem inneren Ende eine

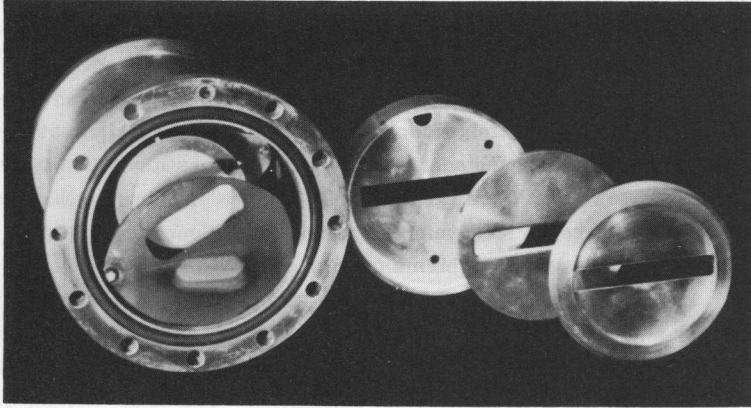


Fig. 3, 5 Links Strahlprüfrohr mit drehbarer Blende und dahinterliegendem Leuchtschirm, rechts die Elektroden der Unipotentiallinse

Blende aus Molybdänblech, beziehungsweise einen Halter aus Kupfer zur Aufnahme des Leuchtschirms. Ein rundes Fenster gestattet den Blick auf den Schirm. Trotz der Einfachheit der Dichtungen mit O-Ringen aus Neopren, wie sie aus Fig. 3, 1 ersichtlich sind, ist die Vakuumdichtigkeit ausgezeichnet. Um ein Anfressen der Neoprenringe beim Verschieben der Durchführungsstangen zu verhindern, mussten sie leicht mit Diffusionspumpenöl eingefettet werden. Das Ionisationsmanometer zeigte beim Hin- und Herschieben der Stangen keine grösseren Druckschwankungen als ungefähr $1 \cdot 10^{-6}$ mmHg.

Die Molybdänblende ist normalerweise so eingestellt, dass der Elektronenstrahl auf das Blech fällt, und nur gerade während der Beobachtung oder einer photographischen Aufnahme wird sie so gedreht, dass der Strahl durch die Oeffnung auf den Leuchtschirm trifft. Durch diese Arbeitsweise konnte dessen Lebensdauer beträchtlich erhöht werden.

3.4.1 Die Herstellung der Leuchtschirme

Zur Verwendung kam ein blau leuchtender Phosphor, bestehend aus einem mit Ag aktivierten ZnS (Hersteller: Leuchtstoffwerk GmbH., Heidelberg), Firmenbezeichnung Kl blau/1, ungefähr der amerikanischen Type P 11 entsprechend. Ein blau leuchtender Phosphor wurde deshalb gewählt, weil photographische Aufnahmen gemacht werden sollten und Filme bekanntlich stark blauempfindlich sind.

Hergestellt wurden die Schirme durch Sedimentation der Phosphorteilchen aus einer wässrigen Suspension mit folgender Zusammensetzung der Stammlösung: 2000 cm³ Aqua dest., 20 gr. Leuchtsubstanz, 30 gr. Natriumsilikat. Von dieser Stammlösung wurden jeweils 200 cm³ genommen und 50 cm³ Ammoniumcarbonatlösung (40 gr./1000 cm³) dazugegeben sowie einige Tropfen eines Benetzungsmittels.

Nach dieser Methode wurden Schirme mit Schichtdicken von 20 μ bis 90 μ hergestellt. Nach Leverenz³⁵⁾ sollte die Schicht etwa zehnmal dünner sein, wenn man als optimale Dicke die Eindringtiefe der Elektronen annimmt. Nun liegt aber nach Angaben des Herstellers und eigenen Messungen die Partikelgrösse des verwendeten Pulvers zwischen 5 μ bis 20 μ , und es hätte demzufolge wenig Sinn, mit der Schichtdicke unter 20 μ zu gehen.

3.5 Die elektrische Schaltung der Strahlerzeugungs- und Messapparatur

In Fig. 3,6 ist die Schaltung gezeigt, mit welcher der gepulste Elektronenstrahl erzeugt wurde. Ausgenommen bei der Aktivierung der Kathode wurde mit einem gepulsten Elektronenstrahl gearbeitet. Das Pulsgerät besteht aus einem Pulsgenerator, der Impulse von 1 μ sec bis 100 msec bei Repetitionsfrequenzen von 25 Hz bis 100 kHz abgibt, mit einer maximalen Ausgangsspannung von 20 V, einem stabilisierten Hochspannungsnetzgerät mit dem positiven Pol auf Masse und dem Impulsverstärker, der nach dem Prinzip des "Hard tube-pulser" arbeitet (siehe z. B. ³⁶⁾). Da die Intensität des Leuchtschirmbildes stark von der Energie der auffallenden Elektronen abhängt, muss man für einen möglichst rechteckförmigen Spannungsimpuls auf der Kathode des Strahlerzeugungssystems sorgen. Dieses hat eine Kapazität von rund 180 pF, und mit der Strahlimpedanz $R = \frac{U_0}{I} = 27 \text{ k}\Omega$ ergibt dies eine Zeitkonstante $\tau = 5 \text{ }\mu\text{sec}$, die viel zu gross ist für Impulse von 2 μsec Dauer. Deshalb wurde der Impulsverstärker so gebaut, dass mit einem zum Strahlerzeugungssystem parallelen Widerstand von 500 Ω gearbeitet werden konnte, wodurch die Zeitkonstante für den Impulsabfall

auf $0,09 \mu\text{sec}$ sinkt. Unter diesen Umständen erhält man aus dem Verstärker eine Impulsleistung von 8 kW bei 2000 V Spannung. Mit dieser Leistung darf der Verstärker allerdings nur mit Impulsdauern bis $20 \mu\text{sec}$ und Repetitionsfrequenzen bis 1 kHz betrieben werden.

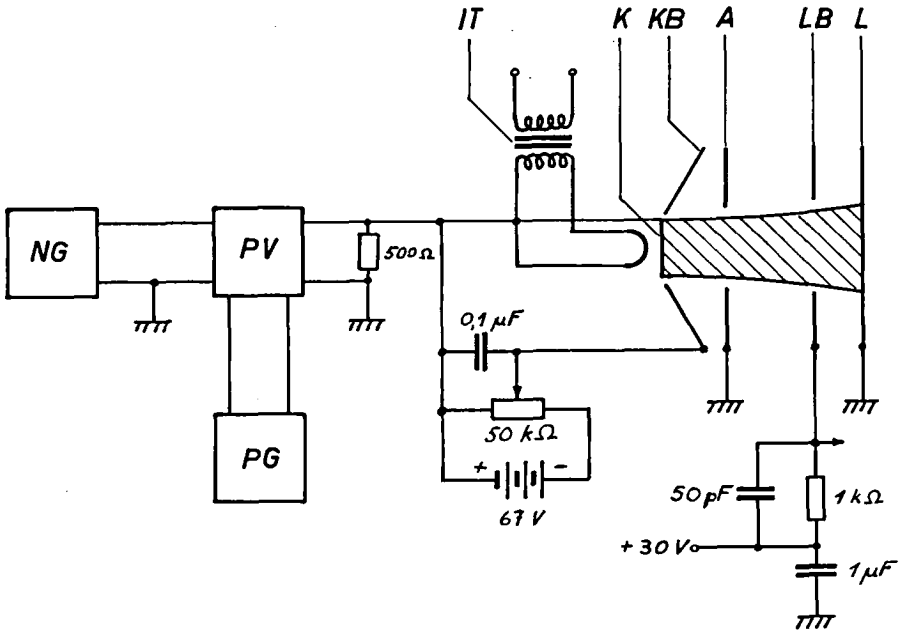


Fig. 3,6 Schaltung zur Erzeugung eines gepulsten Elektronenstrahls.

Es bedeuten: NG Netzgerät, PV Pulsverstärker, PG Pulsgenerator, IT Isoliertransformator, K Kathode, KB Kathodenblende, A Anode, LB Leuchtschirmblende, L Leuchtschirm, KO Kathodenstrahl-
oszillograph

Mit der zwischen Null und $\pm 70 \text{ V}$ regelbaren Hilfsspannung einer Batterie kann das Potential der Kathodenblende, das theoretisch gleich dem Kathodenpotential sein müsste, so eingestellt werden, dass der durch die Anodenöffnung tretende Strahlstrom maximal wird. Die Anwendung einer Hilfsspannung von der Größe $10\% U_0$ erwies sich als notwendig zur Kompensation unvermeidlicher Fehler in der Zentrierung von Kathode und Kathodenblende.

Von der Leuchtschirmblende wurde der auftreffende Elektronenstrom über einen $1\text{ k}\Omega$ -Widerstand auf Masse abgeleitet und die über dem Widerstand entstehende Spannung auf einem Oszillographen gemessen. Um Fälschungen des Messresultates durch Sekundärelektronen von der Leuchtschirmblende zu vermeiden, wurde diese um 30 V positiv vorgespannt gegen Masse. Diese Vorspannung genügt, da der grösste Teil der Sekundärelektronen eine Energie entsprechend ungefähr 10 V besitzt (siehe Jonker³⁷).

4. MESSUNGEN UND MESSERGEBNISSE

4.1 Messung der Leuchtschirm-Charakteristiken

Die Leuchtschirme wurden hinsichtlich der Beziehungen zwischen Leuchtintensität und Elektronenstromdichte, bzw. Strahlspannung untersucht. Die Stromdichtemessungen wurden nur in einem ziemlich kleinen Intervall ausgeführt, da der Strahlstrom lediglich durch Unterheizen der Kathode verändert werden konnte, sofern die Strahlspannung konstant gehalten wurde. Innert enger Grenzen konnte die Stromdichte

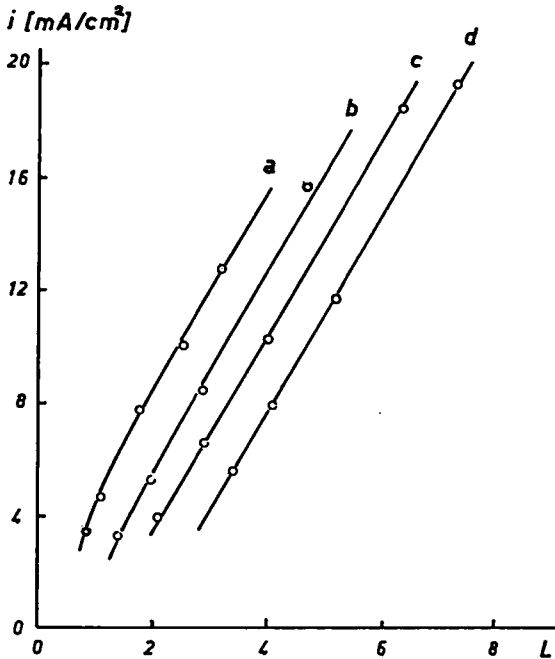


Fig. 4,1 Leuchtintensität als Funktion der Stromdichte, Strahlspannung als Parameter. Den Kurven a, b, c, d entsprechen die Spannungen 1.50, 1.75, 2.00 und 2.25 kV

zusätzlich variiert werden, indem der Leuchtschirm in verschiedenen Abständen von der Anode in den Strahl gebracht wurde und sich damit wegen der Strahlverbreiterung auch die Stromdichte änderte. Die Figuren 4, 1 und 4, 2 zeigen die Leuchtintensität L in Abhängigkeit von der Stromdichte, bzw. der Strahlspannung. Man ersieht daraus, dass in den untersuchten Bereichen die gegenseitigen Beziehungen noch linear sind.

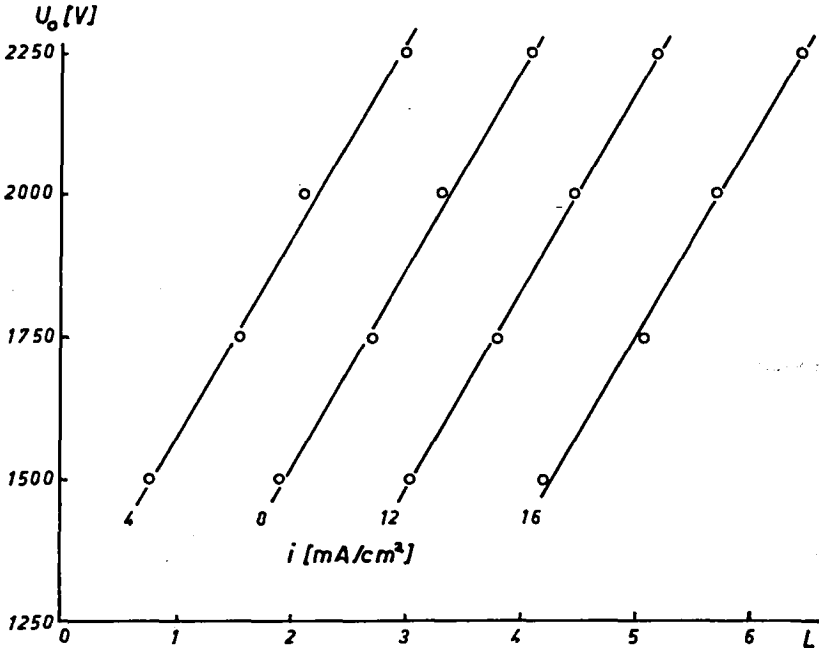


Fig. 4, 2 Leuchtintensität L als Funktion der Strahlspannung U_0 , verschiedene Stromdichten als Parameter

Die Leuchtintensität L wurde bestimmt durch photographische Aufnahme des Leuchtschirmbildes. Die Entwicklung des Filmes wurde unter genau kontrollierten Bedingungen hinsichtlich Dauer, Temperatur und Alter des Entwicklers durchgeführt. Anhand eines Prüffilmes, der stufenweise mit verschiedenen Lichtmengen bestrahlt worden war, konnte nach Ausmessung mit einem geeichten Photometer die Beziehung zwischen Schwärzung S des Filmes und aufgefallener Lichtmenge festgelegt werden.

4.2 Messung der Strahlverbreiterung im feldfreien Raum

Zur Bestimmung der Strahlverbreiterung wurden die Leuchtschirmbilder photographiert und ausgemessen. Figur 4, 3 zeigt für verschiedene Vorspannungen der Kathodenblende gegenüber der Kathode die Strahlaufspreizung. Die Kurven a und b decken sich, was darauf hindeutet, dass für negative Blendenvorspannungen von ungefähr -17 V und weniger der Strahl die Anodenöffnung vollständig ausfüllt.

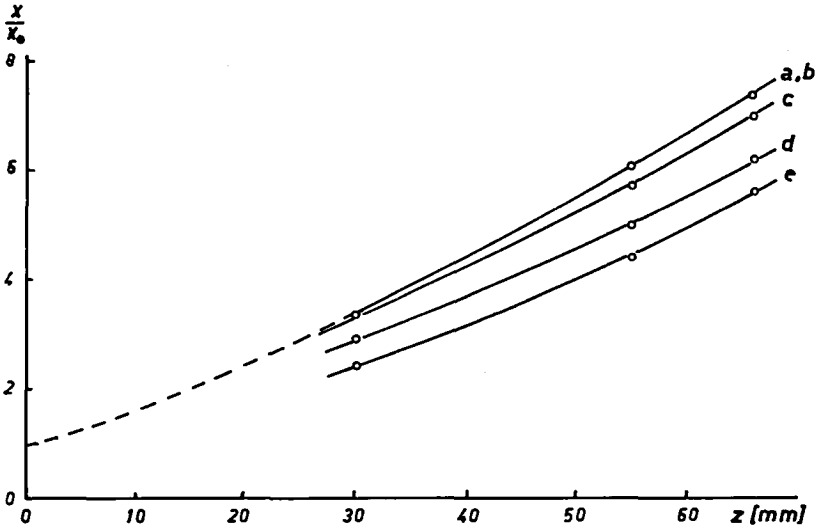


Fig. 4,3 Relative Strahlverbreiterung $\frac{x}{x_0}$ als Funktion des Abstandes z von der Anodenöffnung, als Parameter die Vorspannung der Kathodenblende. Den Kurven a, b, c, d und e entsprechen die Vorspannungen -8, -17, -25, -35 und -45 Volt

Für grössere Vorspannungen scheint jedoch die Lage der Kurven c bis e anzudeuten, dass der Strahlquerschnitt in der Anodenöffnung etwas kleiner ist als diese, d. h. der Strahl tritt in diesen Fällen leicht konvergent aus der Diode aus.

Einen Vergleich zwischen den unter verschiedenen Voraussetzungen gerechneten Strahlverbreiterungen (siehe Kap. 2.2; 2.3 und 2.4) und der gemessenen erlaubt Figur 4, 4. Die Unterschiede zwischen den Kurven c und d sind klein, was zu erwar-

ten ist, wenn man aus Figur 2, 7 das zu $\frac{x_0}{f_0} = 0,132$ und $P \approx 8 \cdot 10^{-7} AV^{-3/2}$ gehörige $\frac{f}{f_0}$ abliest, daraus den $\text{tg } \gamma_0 = -\frac{x_0 y_0}{f_0}$, beziehungsweise $\text{tg } \gamma = -\frac{x_0}{f}$ bestimmt und in Gleichung (2-3) einsetzt.

Relativ gross dagegen ist der Unterschied zwischen dem gemessenen Strahlverlauf b und dem nach Houtermans und Riewe⁷⁾ gerechneten (Kap. 2.3). Diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment dürfte zum grossen Teil davon herrühren, dass die den Rechnungen zugrunde liegenden Voraussetzungen den tatsächlichen Verhältnissen nicht genügend gerecht werden, worauf schon in Kapitel 3.2 hingewiesen wurde. Figur 4, 5 zeigt zum Beispiel, dass die in der Theorie geforderte Konstanz von $\frac{x}{y}$ kaum erfüllt ist.

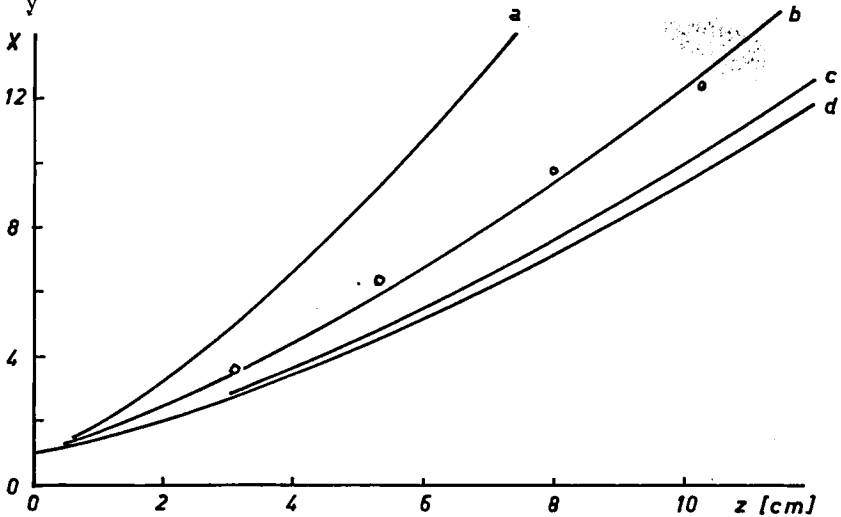


Fig. 4, 4 Relative Strahlverbreiterungen $X = \frac{x}{x_0}$ als Funktion des Abstandes z von der Anodenöffnung. a: für einen Strahl endlicher Breite gerechnete Kurve. b: gemessene Werte. c: gerechnet für einen unendlich breiten Strahl mit Berücksichtigung der Raumladungswirkung in der Anodenlinse, d ohne deren Berücksichtigung

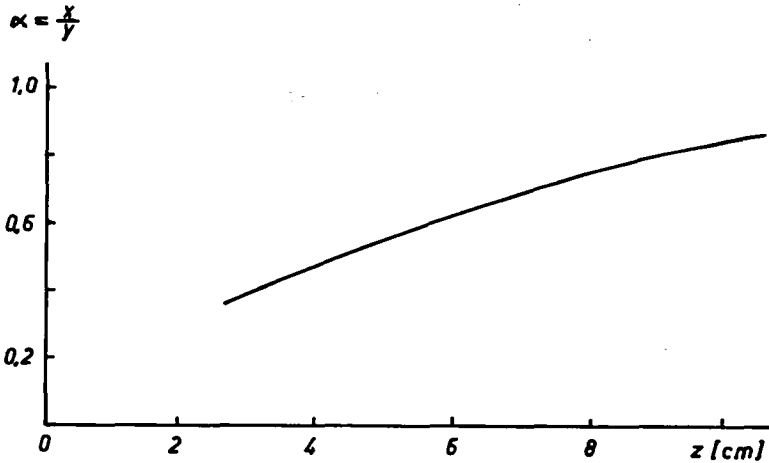


Fig. 4,5 Verlauf des Verhältnisses $\alpha = \frac{x}{y}$ als Funktion des Abstandes z von der Anodenöffnung

4.3 Durchgang eines Flachstrahls durch eine Unipotentiallinse

Entsprechend den in Kapitel 2.5.2 durchgeführten Ueberlegungen wurde auch das Verhalten eines Flachstrahls beim Durchgang durch eine elektrische Unipotentiallinse untersucht. Sie besteht aus drei ebenen Elektroden, die in Figur 3, 5 abgebildet sind. Die beiden äusseren liegen auf Erdpotential, an der mittleren wurden Spannungen zwischen -800 und -1300 V angelegt. Der Verlauf des Strahles nach Durchgang durch die Linse wurde wieder mit dem Leuchtschirm untersucht. Die Messungen der Strahlverbreiterungen ergaben die in Figur 4, 6 dargestellten Verhältnisse.

Um den Einfluss zu untersuchen, den die Anfangswerte der Lagekoordinate der Elektronenbahn und deren Neigung beim Eintritt ins Linsenfeld haben in bezug auf den Strahlverlauf hinter der Linse, wurde die Vorspannung der Kathodenblende variiert. Auf diese Weise konnte in erster Linie der Strahlquerschnitt beim Linseneintritt verändert werden (vgl. Fig. 4, 3). Als Hauptergebnis, das für alle untersuchten Linsenspannungen gilt, sei festgehalten, dass der Strahl umso weniger konvergent aus der Linse austritt, je kleiner der Strahlquerschnitt beim Linseneintritt war. Vermutlich rührt dies in erster Linie davon her, dass die Randbahnen in den Fällen b, d und f der Figur 4, 6 durch Gebiete höherer Feldstärke nahe den Rändern der Mittelelektrode

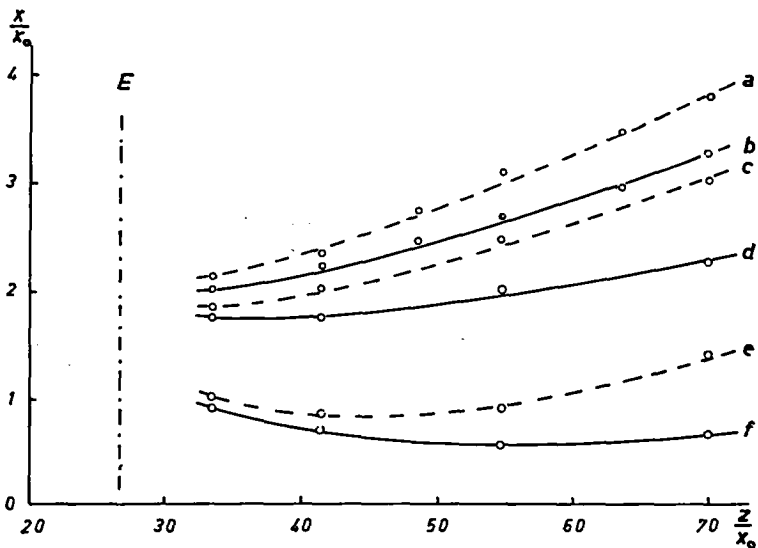


Fig. 4,6 Strahlverlauf nach Durchgang durch die Linse. Gestrichelte Kurven a, c, e für eine Kathodenblendenvorspannung von -45 V, b, d, f für -17 V. Die Linsenspannungen betragen für a, b -810 V, für c, d -1000 V, für e, f -1200 V. E = Ebene der letzten Linselektrode

laufen und dementsprechend stärker fokussiert werden als in den Fällen a, c und e, in welchen der Strahl mit kleinerem Querschnitt in die Linse eintritt. Inwieweit die Anfangsneigung der Bahn sowie Raumladungseffekte für dieses Verhalten verantwortlich sind, kann aus den vorliegenden Messungen nicht entnommen werden.

Wie die Abbildungen in Figur 4,7 erkennen lassen, ist die Raumladungsdichte innerhalb eines gegebenen Querschnittes nach Durchgang des Strahles durch die Linse nicht mehr homogen.

Deutlich erkennt man, dass im Gebiet unmittelbar hinter der Linse die Strahlränder eine höhere Stromdichte aufweisen als die Strahlmitte. Die Aufnahmen bei hoher Linsenspannung (3a bis d und 4a bis d in Fig. 4,7) zeigen, dass mit wachsendem Abstand von der Linse die Randzonen hoher Stromdichte verschwinden, dafür wird der Strahlkern von einem ziemlich breiten Gebiet niedriger Stromdichte umsäumt. Ein quantitatives Bild von diesen Verhältnissen konnte durch mikrophotometrisches Ausmessen der Filme gewonnen werden. Das Resultat ist in Figur 4,8 dargestellt. Bedenkt man, dass die Stromdichte im logarithmischen Masstab aufgetragen ist, so findet man, dass im Gebiet unmittelbar hinter der Linse ein merklicher

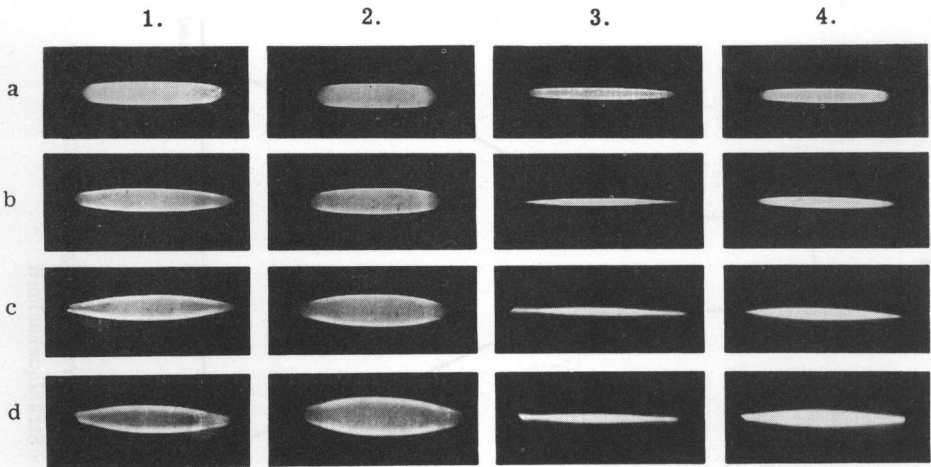


Fig. 4,7 Strahlquerschnitte nach dem Durchgang durch eine Unipotentiallinse, ca. 0,7-fach verkleinert

1. Kolonne:	Kathodenblendenspg.	-17 V,	Linsenspg.	-1000 V
2. "	"	-45 V,	"	-1000 V
3. "	"	-17 V,	"	-1200 V
4. "	"	-45 V,	"	-1200 V

Die Buchstaben a bis d beziehen sich auf die Abstände der Querschnitte von der letzten Linsenelektrode; sie betragen 11, 23.5, 46, 66.5 mm.

Teil des Gesamtstromes sich auf den Strahlrand konzentriert, dagegen fließt nur ein verschwindender Teil in den später auftretenden diffusen Randgebieten.

Eine sichere Interpretation der geschilderten Effekte ist schwierig und dürfte nur möglich sein in Verbindung mit numerisch gerechneten Elektronenbahnen, wobei auch die Raumladungswirkung innerhalb der Linse berücksichtigt werden müsste. Immerhin wäre es denkbar, dass zum Beispiel Elektronen nahe dem Strahlrand auf die Mittelelektrode aufprallen und Sekundärelektronen auslösen könnten. Diese ihrerseits würden möglicherweise im zweiten Teil des Linsenfeldes beschleunigt und könnten im weiteren Verlauf Anlass geben zur diffusen Randzone. Auf jeden Fall zeigen die Aufnahmen der Figur 4,7, dass der Strahl nach dem Durchgang durch die Linse keine laminare Elektronenströmung mehr darstellt.

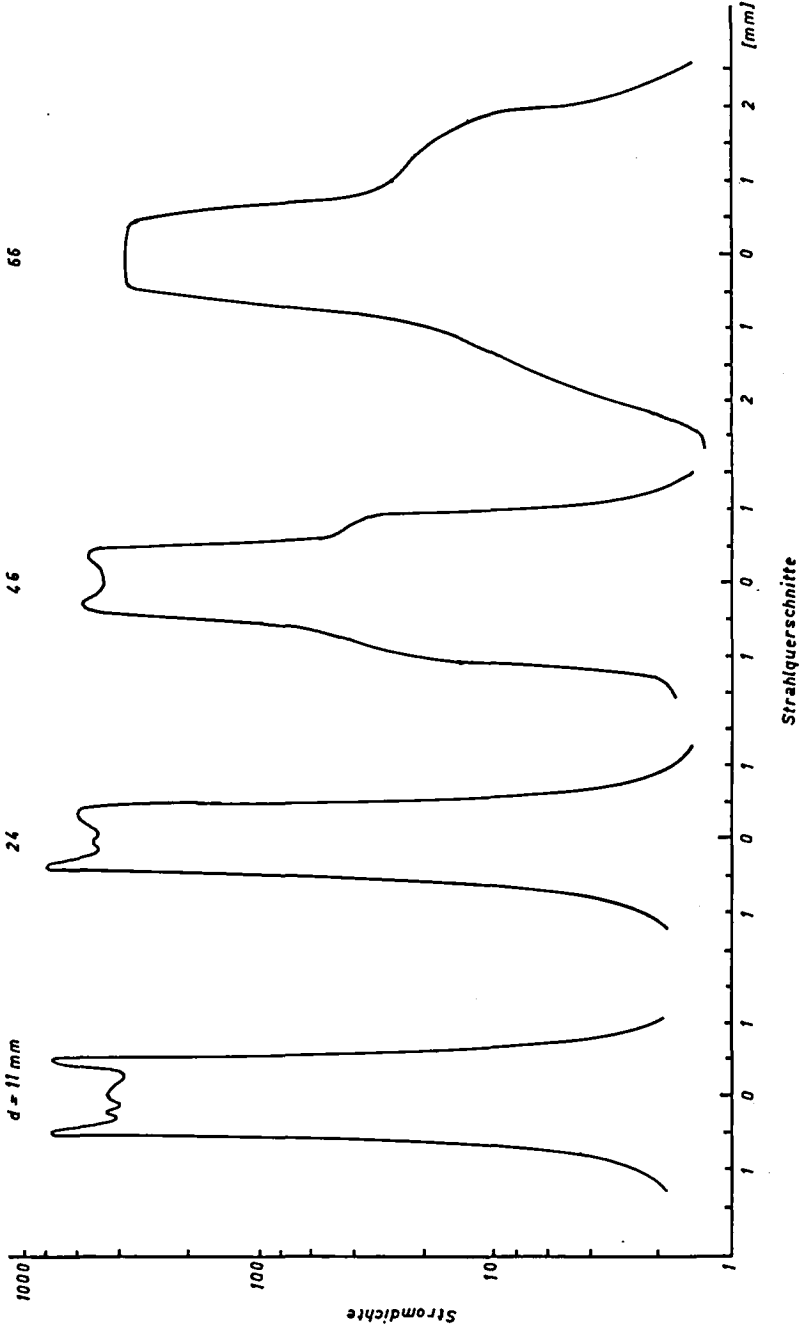


Fig. 4, 8 Stromdichteverteilung in verschiedenen Strahlquerschnitten. Linsenspannung -1200 V, Kathodenblendenspg. -17 V. d = Distanz letzte Linsenelektrode - Strahlquerschnitt

5. ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Herstellung und dem Verhalten von Elektronenstrahlen hoher Stromdichte und rechteckförmigem Querschnitt, sogenannten Flachstrahlen, im feldfreien Raum sowie mit Möglichkeiten zu ihrer Fokussierung mittels elektrischer und magnetischer Felder. Arbeiten anderer Autoren betreffend die Verbreiterung von Flachstrahlen infolge der abstossenden Kräfte zwischen den Elektronen werden kritisch untersucht und die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment diskutiert. Für die als Zerstreuungslinse wirkende Anodenöffnung einer Diode wird die Brennweite berechnet unter Berücksichtigung der Raumladungswirkung. Durch Berechnung von Elektronenbahnen in einem homogenen magnetischen Längsfeld wird gezeigt, dass sich ein solches nicht eignet für eine einwandfreie Fokussierung eines Flachstrahls. Andere Fokussierungsmöglichkeiten mit periodischen magnetischen und elektrischen Feldern werden diskutiert. Im experimentellen Teil der Arbeit wird der Aufbau einer Elektronenkanone zur Erzeugung eines Flachstrahls beschrieben sowie die Apparatur zur Untersuchung desselben. Schliesslich wird das Verhalten einer Elektronenströmung nach dem Durchgang durch eine elektrische Zylinderlinse als fokussierendes Element beschrieben.

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Hochfrequenztechnik an der ETH mit Mitteln aus einem Arbeitsbeschaffungskredit des Bundes ausgeführt, wofür bestens gedankt sei. Herrn Prof. Dr. F. Tank möchte ich aufrichtig danken dafür, dass er mir die Möglichkeit bot, am Institut für Hochfrequenztechnik zu arbeiten, sowie für das fördernde Interesse, das er diesen Untersuchungen immer entgegenbrachte. Herzlich danken möchte ich den Herren Hans Hagger, dipl. Ing., und Dr. Helmuth Louis, dipl. Ing., für ihre stete Hilfsbereitschaft und manche anregende Diskussion. Schliesslich gilt mein Dank auch den Mechanikern des Institutes, welche die Werkstattarbeiten mit grosser Sorgfalt ausgeführt haben.

Zürich, im Oktober 1958

Reinhard A. Aeschlimann, dipl. Phys.

Literaturverzeichnis

- 1) J. R. Pierce: Travelling-Wave Tubes, D. Van Nostrand, Comp. Inc. 1950 New York.
- 2) S. Millman: Proc. IRE, 39 (1951) 1035.
- 3) A. Karp: Proc. IRE, 43 (1955) 41.
- 4) P. Palluel u. A. K. Goldberger: Proc. IRE, 44 (1956) 333.
- 5) R. Warnecke, O. Döhler u. P. Guénard: C.R.Ac.Sc. Paris, 231 (1950) 1220.
- 6) H. Huber u. W. Kleen: Arch. Elektrotechn. 39 (1949) 394.
- 7) F. G. Houtermans u. K. H. Riewe: Arch. Elektrotechn. 35 (1941) 686.
- 8) J. R. Pierce: J. Appl. Phys., 11 (1940) 548.
- 9) E. Brüche u. O. Scherzer: Geometrische Elektronenoptik, Verlag Julius Springer, 1934, Berlin.
- 10) C. K. Birdsall: Trans. IRE, ED-4 (1958) 132.
- 11) A. A. Rusterholz: Elektronenoptik, Bd.1, Verlag Birkhäuser, 1950, Basel.
- 12) L. Brillouin: Phys. Rev., 67 (1945) 260.
- 13) C. C. Wang: Proc. IRE, 38 (1950) 135.
- 14) M. Müller: Telefunken Ztg., 26 (1953) 95.
- 15) H. Hagger: Unveröffentlichte Arbeit.
- 16) J. D. Lawson: Proc. IRE, 42 (1954) 1147.
- 17) J. T. Mendel u. C. F. Quate: Proc. IRE, 42 (1954) 800.
- 18) K. K. N. Chang: Proc. IRE, 43 (1955) 62.
- 19) K. K. N. Chang: RCA Rev. 16 (1955) 423.
- 20) K. K. N. Chang: J. Appl. Phys., 27 (1956) 1527.
- 21) J. T. Mendel: Proc. IRE, 43 (1955) 327.
- 22) V. K. Zworykin et al.: Electron Optics and the Electron Microscope, J. Wiley & Sons, Inc. 1948, New York.
- 23) H. F. Webster: J. Appl. Phys. 26 (1955) 1386.
- 24) C. C. Cutler: J. Appl. Phys. 27 (1956) 1028.
- 25) J. R. Pierce: Theory and Design of Electron Beams, D. Van Nostrand Comp. Inc., 1954 New York.

- 26) G. D. Archard: Brit. J. Appl. Phys. 5 (1954) 395.
- 27) G. R. Brewer: J. Appl. Phys. 25 (1954) 243.
- 28) G. Cremosnik u. M. J. O. Strutt: Arch. El. Uebertr. 11 (1957) 63.
- 29) E. G. Linder u. K. G. Hernqvist: J. Appl. Phys. 21 (1950) 1088.
- 30) T. G. Mihran: Trans. IRE, ED-3 (1956) 117.
- 31) K. H. J. Rottgardt: Electr. Communic. 34 (1957) 130.
- 32) W. Espe u. M. Knoll: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik, 1944, Edwards Brothers Inc., Ann Arbor, Mich.
- 33) K. A. Egerer u. G. Landsberg: Z. Elektrochemie, 59 (1955) 207.
- 34) C. C. Cutler u. J. A. Saloom: Proc. IRE, 43 (1955) 299.
- 35) H. W. Leverenz: Television 2, RCA Inst. Techn. Press (1937) 396.
- 36) G. N. Glasoe u. J. V. Lebacqz: Pulse Generators, Mc Graw-Hill Book Comp. Inc. 1948 New York.
- 37) J. L. N. Jonker: T. Nederlands Radiogenootschap, 19 (1954) 267.

Verzeichnis der Symbole

I	Strahlstrom, ausgenommen in Kap. 2.1, wo J_0 den Strahlstrom bezeichnet.
I_0	Besselfunktion nullter Ordnung.
J	Strahlstrom pro Längeneinheit.
i	Stromdichte.
$j = \sqrt{-1}$	Imaginäre Einheit.
U, bzw. U_0	Potential, bzw. Anodenspannung.
$P = \frac{I}{U_0^{3/2}}$	Perveanz, ausgenommen in Kap. 2.1, wo P die in z-Richtung fließende Leistung der Welle bezeichnet.
\vec{E}, \vec{B}	Elektrischer, bzw. magnetischer Feldvektor.
$\beta = \frac{\omega}{v}$	Axiale Phasenkonstante.
ω	Kreisfrequenz.
v	Elektronengeschwindigkeit, ausgenommen in Kap. 2.1, wo v Phasengeschwindigkeit der Welle.
$\omega_c = \eta B_0$	Cyclotronfrequenz.
γ	Winkel der Bahntangente mit z-Achse, ausgenommen in Kap. 2.1, wo $\gamma^2 = \beta^2 - \beta_0^2$ die radiale Phasenkonst. bedeutet, mit $\beta_0 = \frac{\omega}{c}$.
δ_0	Winkel zwischen Kathodenblende und z-Achse.
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums.
$\eta = \frac{e}{m}$	Spezifische Elektronenladung.
ϱ	Raumladungsdichte.
$\alpha = \frac{\eta J}{2 \epsilon_0 v_z}$	
x_0	Halbe Strahldicke an der Kathode, bzw. für $z = 0$.
$X = \frac{x}{x_0}$	normierte Strahldicke.
y_0	halbe Strahlbreite.
$Y = \frac{y}{y_0}$	normierte Strahlbreite.
f_1, f_0	Brennweiten.

$$\alpha = \frac{x}{y}$$

$$k_x^2 = \frac{2 q_0 \gamma y_0}{\epsilon_0 x_0 v_z^2} \cdot K_x$$

Lebenslauf

Am 3. Oktober 1925 wurde ich in Bern geboren. In Burgdorf durchlief ich die Primar- und Sekundarschulen und anschliessend das Städtische Gymnasium, an dem ich 1944 die Maturitätsprüfung bestand (Typus B). Nach einjährigem Studium an der Abteilung für Chemie an der Eidgenössischen Technischen Hochschule trat ich 1945 in die Abteilung für Mathematik und Physik an der ETH über. 1946 wurde mein Studium unterbrochen durch einjährigen Militärdienst. Im Herbst 1951 bestand ich die Diplomprüfung als Physiker. Im Jahre 1952 arbeitete ich während mehrerer Monate am Institut du Radium in Paris. Zweimal war ich als Stellvertreter für Mathematik am Technikum Burgdorf tätig. Im Frühling 1953 trat ich in die Firma Trüb, Täuber & Cie. A.G. in Zürich ein. Seit Ende 1954 bin ich am Institut für Hochfrequenztechnik an der ETH als wissenschaftlicher Mitarbeiter angestellt, wo ich von 1955 bis 1958 die vorliegende Arbeit ausführen durfte.

Reinhard A. Aeschlimann