

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 41 (1950)
Heft: 3

Artikel: Erzeugung und Anwendung gerichteter Elektronenstrahlen
Autor: Rusterholz, A.A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1058890>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 25.12.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

BULLETIN

DE L'ASSOCIATION SUISSE DES ELECTRICIENS

Erzeugung und Anwendung gerichteter Elektronenstrahlen

Vortrag, gehalten an der 13. Hochfrequenztagung des SEV vom 20. September 1949 in Baden
Von A. A. Rusterholz, Zürich

537.533.3 : 621.384.62

Die Entwicklung strahlerzeugender Systeme grosser Leistung ist in erster Linie eine Dimensionierungsfrage. Die Leistungsfähigkeit solcher Systeme unterliegt gewissen prinzipiellen Begrenzungen; vor allem ist der Einfluss der Raumladung entscheidend. Die Berücksichtigung der Raumladungseinflüsse führt jedoch auf Schwierigkeiten mathematischer Natur. Es werden Näherungsmethoden besprochen, um diese Einflüsse in ihrer Auswirkung zu erfassen. Die aussichtsreichste Lösung des Problems scheint zur Zeit die Anordnung von Pierce zu sein, welche der rechnerischen Behandlung weitgehend zugänglich ist. Als Anwendungsbeispiel wird der Elektroneninjektor eines Betatrons besprochen.

Le développement de systèmes rayonnants de grande puissance est surtout une question de dimensionnement. Le rendement de ces systèmes est limité par certaines causes essentielles, notamment par suite de l'influence de la charge de l'espace, dont la détermination mathématique se heurte à des difficultés. L'auteur examine des méthodes approchées, qui permettent de tenir compte de ces influences. La meilleure solution actuelle est probablement la disposition de Pierce, qui facilite grandement les calculs. A titre d'exemple, l'auteur étudie l'injecteur d'électrons d'un béatron.

I. Einleitung

Die Erzeugung gerichteter Elektronenstrahlen von grosser Stromstärke und von kleinem Strahlquerschnitt stellt bei der Entwicklung zahlreicher moderner Elektronenröhren eine der Hauptaufgaben dar. In den Laufzeitröhren, in Klystron- und in Wanderfeldröhren soll beispielsweise der Elektronenstrahl bei grosser Stromstärke seinen Durchmesser auf einer möglichst langen Wegstrecke beibehalten. Auch in vielen Kathodenstrahlröhren, wie z. B. in den Projektionsröhren für den Fernsehempfang, handelt es sich zur Erzeugung eines intensiven Leuchtflecks auf dem Fluoreszenzschirm darum, einen Kathodenstrahl so auf den Schirm zu fokussieren, dass er dort bei möglichst grossem Strahlstrom einen möglichst kleinen Querschnitt aufweist; hier stellt sich die Forderung nach maximaler Stromdichte. Weiterhin sind Röhren zur Ultrakurzwellenverstärkung entwickelt worden, deren Arbeitsweise auf der wechselseitigen Beeinflussung von zwei Elektronenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit beruht [30, 31, 32]¹⁾. Schliesslich müssen in den Elektronenbeschleunigern, also z. B. in einem Betatron oder in einem Synchrotron, die Elektronen dem Beschleunigungsraum in Form eines möglichst intensiven Strahles geringster Divergenz zugeführt werden. Diese wenigen angeführten Beispiele zeigen die Weitläufigkeit des Gebietes, in welchem die Elektronenstrahlen von besonderer Wichtigkeit sind. Der A.-G. Brown, Boveri & Cie., Baden, stellte sich das Problem bei der Entwicklung eines Betatrons für 30 MV Elektronengeschwindigkeit. Bevor auf die dabei aufgetretenen Fragen eingegangen wird, sollen nun zunächst ganz allgemein

die Anordnungen besprochen werden, die heute zur Erzeugung von gerichteten Elektronenstrahlen zur Verfügung stehen, unter Weglassung aller jener zahlreichen Fragen, die sich von der technologischen und von der konstruktiven Seite her stellen. Dabei soll das Hauptgewicht auf jene Anordnungen gelegt werden, welche die Erreichung grösserer Stromdichten erlauben.

2. Dimensionierungsprobleme: Prinzipielle Begrenzung der Leistungsfähigkeit strahlerzeugender Systeme

Die Leistungsfähigkeit der strahlerzeugenden Systeme ist teilweise technologisch begrenzt (z. B. durch die an der Kathode verfügbare Stromdichte, durch Lebensdauerfragen usw.), teilweise bestehen aber für die Leistungsfähigkeit gewisse Begrenzungen, die prinzipieller Natur sind. Weiterhin treten bei der Dimensionierung der Elektrodenanordnungen Schwierigkeiten rein mathematischer Art auf, welche restlos zu überwinden bis heute nicht gelungen ist. Dies ist eine sehr unbefriedigende Sachlage, um so mehr als ja das Problem der Strahlerzeugung in erster Linie ein Dimensionierungsproblem ist. Wir wollen wissen, wie wir die Elektrodenanordnungen und die Elektrodenpotentiale zu wählen haben, um noch grössere Elektronenströme, noch grössere Stromdichten, noch geringere Öffnungswinkel der Strahlbündel zu erreichen. Es ist nicht schwierig, Strahlen geringer Stromdichte zu erzeugen. Hier haben wir die Möglichkeit, weiteren speziellen Anforderungen zu entsprechen, konstruktive Vereinfachungen einzuführen, die Betriebsspannung herabzusetzen usw. Für grössere Stromstärken von einigen 100 μ A bis

¹⁾ siehe Literaturverzeichnis am Schluss.

1 mA findet sich heute reiches experimentelles Material, so dass in diesem Strahlstromgebiet die Dimensionierung auf Grund empirisch gewonnener Gesetzmässigkeiten relativ einfach ist. Selbstverständlich ist die Dimensionierung je nach den Anforderungen verschieden. So wird man bei den Fernseh-Projektionsröhren gerne einen grösseren Schaltungsaufwand in Kauf nehmen, wenn sich nur eine grosse Strahlleistung in einem kleinen Fleck erreichen lässt; bei Fernseh-Empfangsröhren hingegen werden keine grossen Strahlströme, dafür aber eine gute Steuerbarkeit verlangt, damit man auch mit kleinen Bildsignalen auskommt.

Das Gebiet über etwa 1 mA bei Kathodenstrahlröhren und über etwa 20 mA bei Laufzeitröhren ist jedoch schon bedeutend schwieriger zu behandeln, und es liegt auch viel weniger experimentelles Material vor. Bei dieser Sachlage ist es von besonderer Wichtigkeit, dass es allgemeine Aussagen gibt, welche ohne Bezugnahme auf spezielle Anordnungen zu entscheiden gestatten, ob die gestellten Anforderungen unter den gewählten Betriebsbedingungen überhaupt noch erfüllt werden können. Die Leistungsfähigkeit der strahlerzeugenden Systeme ist nämlich begrenzt – dies sei vorweggenommen – einerseits durch die Anfangsgeschwindigkeit, welche die Elektronen bei ihrem Austritt aus der Kathode besitzen, andererseits durch die gegenseitige Abstossung der Elektronen. Je nach den Bedingungen spielt die eine oder die andere Begrenzung die entscheidende Rolle. Die passende Dimensionierung besteht darin, möglichst nahe an diese Grenze heranzukommen.

3. Strahlkonzentration im Gasraum und im Hochvakuum

Die alte Braunsche Röhre, die mit Gas gefüllt war und ohne Glühkathode arbeitete, in der die Elektronen durch Ionisation der Gasmoleküle erzeugt wurden, und der Strahl in seinem Verlauf als leuchtende Spur sichtbar war, hat heute nur noch historisches Interesse. Dasselbe gilt für die Kathodenstrahlröhren, welche sowohl gasgefüllt als auch mit einer Glühkathode versehen waren, und in welchen die den Strahl bildenden Elektronen am Auseinanderlaufen durch die von ihnen erzeugten positiven Ionen zusammengehalten wurden. Durch passende Wahl des Gasdruckes und der Emission der Kathode entstehen in diesen Röhren Fadenstrahlen. Fig. 1 zeigt einen solchen leuchtenden Strahl, der im Felde des unten sichtbaren Magneten eine Schleife beschreibt [1]. Ein solcher Fadenstrahl nimmt gewissermassen die fokussierende Anordnung bei der Ablenkung mit; man hat in diesem Zusammenhang von mitbewegter Optik gesprochen. Solche Fadenstrahlen wurden bekanntlich dazu benutzt, um Oszillographenröhren mit niedriger Anodenspannung und dementsprechend hoher Ablenkempfindlichkeit zu bauen. So beträgt z. B. die Anodenspannung der in Fig. 1 gezeigten Anordnung nur 200 V. Da jedoch der Aufbau der konzentrierenden Ionenraumladung stets eine gewisse Zeit erfordert, ist bei hohen Ablenkfrequenzen keine

Konzentration und damit auch keine Strahlbildung mehr möglich. In den Gaskonzentrationsröhren ist deswegen der Vorteil nicht vorhanden, den man beim Arbeiten mit Elektronenstrahlen sonst hat, nämlich jener der weitgehend trägheitslosen Steuerung und Ablenkung. Schon aus diesem Grunde sind die modernen Kathodenstrahlröhren durchwegs Hochvakuumröhren.

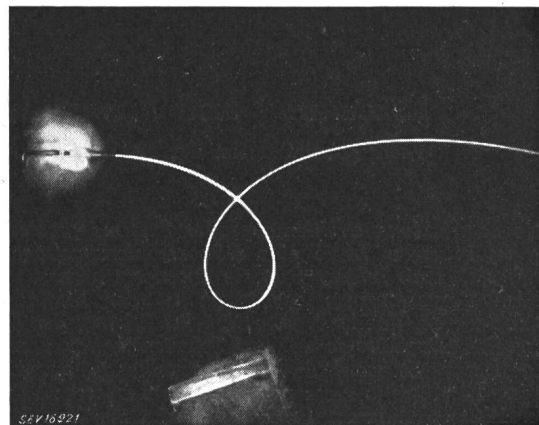


Fig. 1
Fadenstrahl im Magnetfeld [1]

Als Kräfte, welche im Hochvakuum auf die Elektronen einwirken, treten auf:

1. Das elektrische Feld, welches durch die Elektroden und die diesen Elektroden aufgedrückten Potentiale bestimmt ist.
2. Das elektrische Feld, welches durch die negative Raumladung, also durch die sich im Entladungsraum unterwegs befindenden Elektronen hervorgerufen wird (diese Kräfte bedeuten eine gegenseitige Abstossung der Elektronen und kommen um so mehr zur Geltung, je höher die Stromstärke im Strahl ist).

3. Kräfte, welche durch ein magnetisches Feld ausgeübt werden.

Im folgenden sollen die magnetischen Felder beiseite gelassen werden, obwohl in der letzten Zeit recht interessante Anwendungsmöglichkeiten bekannt geworden sind. So kann man mit magnetischen Feldern spiralförmige, sich um die Spiralachse drehende Elektronenstrahlen erzeugen, welche von einem UKW-Generator Leistung aufnehmen und an einen Verbraucher wieder abgeben, wobei das Mass der Energieübertragung in stetig regelbarer Weise beeinflusst werden kann (Amplitudenmodulation) [2].

4. Kathoden

Die Aufgabe bei der Strahlerzeugung besteht also darin, mittels ausschliesslich elektrischer Kräfte die vor der Kathode zur Verfügung stehenden Elektronen in Form eines engen Strahles in Bewegung zu setzen und auf einer möglichst langen Wegstrecke zusammenzuhalten.

Die Ausgangsposition vor der Kathode ist umschrieben durch zwei Angaben: erstens durch die

Zahl der pro s und pro cm² emittierten Elektronen, also durch die Sättigungsstromdichte, und zweitens durch die Geschwindigkeitsverteilung dieser Elektronen. In Fig. 2 ist für eine Reihe der heute verwendeten Kathodenarten die Emission in Funktion der absoluten Temperatur angegeben. Fett hervorgehoben

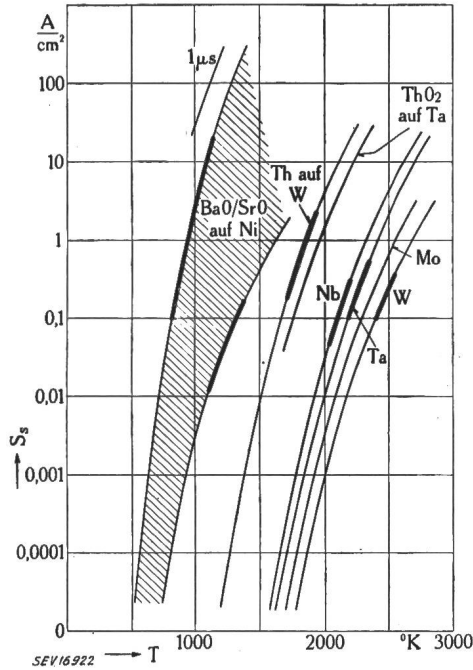
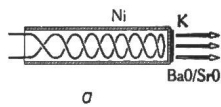


Fig. 2

Spezifische Emission von Glühkathoden in Funktion der Temperatur

S_s Sättigungsstromdichte
T Absolute Temperatur

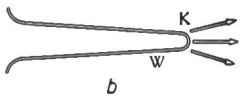
ist das Gebiet, das für normale Betriebsverhältnisse in Frage kommt. Die Betriebstemperaturen richten sich in erster Linie nach der erforderlichen Lebensdauer. Bei den Oxydkathoden (BaO, SrO) ist als untere Kurve das Emissionsvermögen älterer Kathoden eingetragen, als obere Kurve dasjenige der besten heute herstellbaren Kathoden. Zu bemer-



a

Fig. 3

Kathodenaufbau

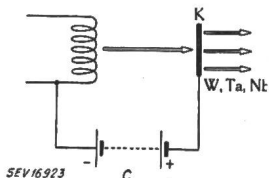


b

a Oxydkathode mit indirekter Heizung

b Direkt geheizte Kathode (Haarnadelkathode)

c Kathode, von Hilfskathode aus durch Elektronenbombardement geheizt



SEV16923

ken ist noch, dass bei Impulsbetrieb die spezifische Emission der Oxydkathoden noch höher sein kann; bei Impulsdauern von 1 μs sind schon Werte von über 100 A/cm² erzielt worden. Die sonst erreich-

baren Stromdichten sind allerdings nicht sehr verschieden und können mit 0,5 bis 2 A/cm² in Rechnung gesetzt werden. Wie noch gezeigt wird, sind in Kathodenstrahlröhren zur Erzielung grosser Stromdichten im Leuchtfleck jene Kathoden am günstigsten, welche eine möglichst tiefe Betriebstemperatur haben; deshalb wird man hier Oxydkathoden vorziehen. In demontierbaren Röhren verwendet man aus technologischen Gründen oft Kathoden aus reinen Metallen, also aus Wolfram, Tantal oder Niob. Oft ist die Verwendung von Aequipotentialkathoden angezeigt, bei welchen die emittierende Oberfläche überall gleiches Potential hat. Bei Oxydkathoden mit indirekter Heizung ist dies ohne weiteres der Fall (Fig. 3). Bei Kathoden aus reinen Metallen jedoch ist eine solche indirekte Heizung nicht möglich; solche Kathoden müssen von einer Hilfskathode aus durch Elektronenbombardement geheizt werden. Vereinzelt kommen auch Haarnadelkathoden zur Anwendung.

Die Geschwindigkeitsverteilung der aus der Kathode austretenden Elektronen ist durch die Maxwell'sche Verteilungsfunktion (Fig. 4a) gegeben. In dieser Figur ist zu jedem Intervall v bis $v + dv$ der Bruchteil jener Elektronen angegeben, deren

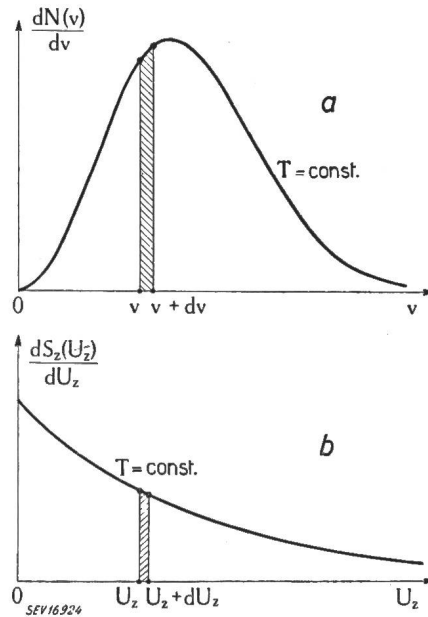


Fig. 4

Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen vor der Kathode

- a Verhältnis von $dN(v)$ zu dv in Funktion von v . $dN(v)$: Anzahl der Elektronen mit Geschwindigkeiten zwischen v und $v + dv$
- b Verhältnis von dS_z zu dU_z in Funktion von U_z . $dS_z(U_z)$: Beitrag jener Elektronen zur Gesamtstromdichte, deren Voltgeschwindigkeit zwischen U_z und $U_z + dU_z$ liegt

Geschwindigkeit in dieses Intervall fällt ²⁾). Für die Lage des Maximums ist die Temperatur der Kathode massgebend; bei wachsender Temperatur verschiebt es sich nach rechts. Bei Oxydkathoden mit einer Betriebstemperatur von 800 °C entspricht das Ma-

²⁾ Die Geschwindigkeit v eines Elektrons kann auch durch die Potentialdifferenz U angegeben werden, welche das ursprüngliche Elektron auf die Geschwindigkeit v beschleunigt. Für $U < 50$ kV gilt: $v = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{U}$ m/s (U in Volt).

ximum einer Geschwindigkeit von 0,05 V, bei Wolf-
ramkathoden bei 2500 °C einer solchen von 0,1 V.
Geben wir die Geschwindigkeiten in Elektronenvolt
an und fragen wir nicht bloss nach der Anzahl der
Elektronen pro Elektronenvolt-Intervall, sondern
nach dem Strom, der in einer bestimmten Richtung
von diesen Elektronen getragen wird, so erhalten
wir eine Exponentialfunktion (Fig. 4 b).

5. Strahlerzeugende Systeme

An einem auf diese Weise charakterisierten Elek-
tronengemisch muss man nun die elektrischen
Kräfte angreifen lassen, um eine gerichtete Elek-
tronenströmung zu erzeugen. Dazu ist zunächst eine
Anode nötig, welche sich auf positivem Potential
befindet (Fig. 5) und deren Spannung die Ge-

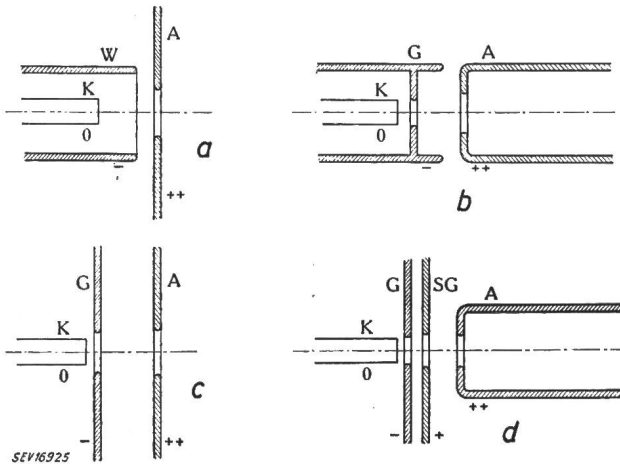


Fig. 5

Strahlerzeugende Systeme

- a Triode mit Wehneltzylinder
- b Triode mit ebenem Gitter und ebener Anode
- c Triode mit zylindrischem Gitter und Anode
- d Tetrode
- A Anode
- G Gitter
- K Kathode
- SG Schirmgitter
- W Wehneltzylinder

schwindigkeit der Elektronen im Strahl bestimmt;
weiterhin eine Steuerelektrode (Gitter), mit dessen
Potential die Stromstärke im Strahl beeinflusst
wird. Die Ausführung *a* besitzt als Steuerelektrode
einen Wehneltzylinder, *c* enthält eine ebene Steuer-
blende und *b* eine Steuerelektrode, welche die Kathode
von allen Seiten umgibt. In *d* ist eine Aus-
führung mit zwei positiven Elektroden skizziert, die
den Vorteil hat, dass hier die Steuercharakteristik
von der Anodenspannung weitgehend unabhängig
ist. Solche Tetrodensysteme werden meistens in
Röhren mit magnetischer Fokussierung angewendet.
Der Zusammenhang zwischen Strahlstrom I_s
und Gitterspannung U_g derartiger Systeme ist ähn-
lich den Charakteristiken gewöhnlicher Röhren.
Bei der Steuerung hat das Gitter einen doppelten
Einfluss. Bei negativer Gitterspannung besteht in
der Mitte der Kathode ein Gebiet, in welchem die
emittierten Elektronen weggeführt werden; in die-
sem emittierenden Bereich ist die Feldstärke gegen
die Kathode gerichtet. Ausserhalb des Bereiches hat
die Feldstärke die entgegengesetzte Richtung. Dort

müssen die Elektronen zur Kathode zurückkehren.
Bei Vergrösserung der negativen Gitterspannung
zieht sich nun der emittierende Bereich zusammen,
bis schliesslich Sperrung eintritt. Andererseits ändert
sich mit der Gitterspannung auch die Grösse der

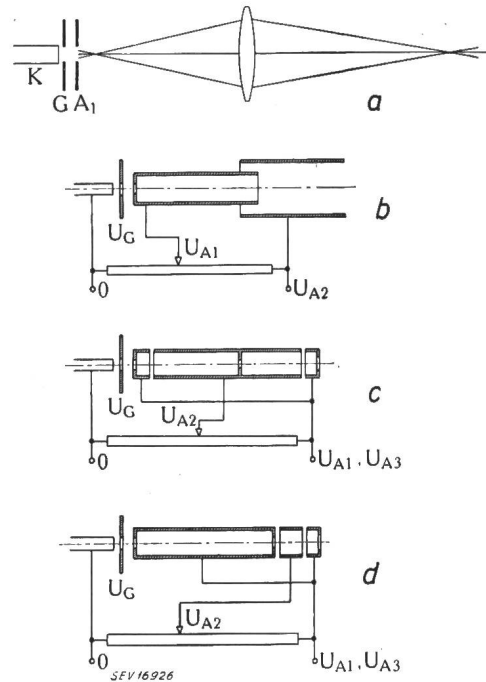


Fig. 6

Elektrostatische Fokussierungsanordnungen für
Kathodenstrahlröhren

- U_{A1}, U_{A2}, U_{A3} Anodenspannungen
- U_G Gitterspannung

elektrischen Feldstärke vor dem emittierenden Be-
reich und damit nach den Raumladungsgesetzen
der Strom. Aus dem Zusammenspiel beider Ein-
flüsse ergibt sich eine Zunahme des Strahlstromes
mit der Potenz $7/2$ von der Steuerspannung. Erfolgt
später eine teilweise Ausblendung des Strahles, so
kann eine quadratische Charakteristik resultieren
[19].

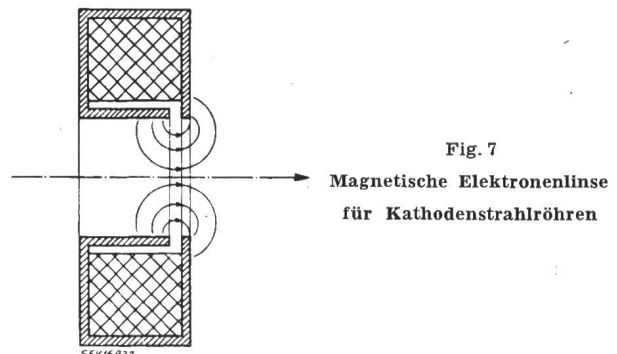


Fig. 7

Magnetische Elektronenlinse
für Kathodenstrahlröhren

Die Elektronen verlassen das Triodensystem mit
gewissen Neigungen gegen die Symmetrieachse z und
man erhält ein divergentes Strahlenbündel. Zur Be-
einflussung der Divergenz oder zur Konzentrierung
der Elektronenstrahlen auf einen kleinen Quer-
schnitt folgt unter Umständen eine Fokussierungs-
anordnung, bestehend aus elektrischen oder ma-
gnetischen Elektronenlinsen (Fig. 6). Die Anord-

nung *b* ist früher oft verwendet worden; man hat sie jedoch verlassen, weil die Anodenspannung kleiner ist als die Endbeschleunigungsspannung. Dadurch ist der Divergenzwinkel grösser, und die Anordnung weist schlechtere Fokussiereigenschaften auf. Die Anordnung *c* ist besser, jedoch fliesst auch hier ein gewisser Strom zur Anode *A2*, was eine grössere Potentiometerbelastung nach sich zieht. Bei *d* kommt eine Einzellinse zur Anwendung, wobei der Strom zur Anode *A2* ganz gering ist, und man mit einem hochohmigen Potentiometer auskommt. Zur magnetischen Fokussierung werden vorwiegend eisengekapselte Spulen verwendet (Fig. 7).

6. Dimensionierung der Systeme: Mathematische Schwierigkeiten bei Erfassung der Raumladungseinflüsse

Zur richtigen Wahl eines strahlerzeugenden Systems sind quantitative Angaben über die Dimensionen der Elektroden, über die richtigen Potentialwerte, über die erreichbaren Strahlströme und über die Divergenz des das strahlerzeugende System verlassenden Elektronenbündels notwendig. Nun liegen die Verhältnisse hier insofern ungünstig, als ja die Elektronenbahnen sowohl durch das äussere Feld als auch durch das Raumladungsfeld bestimmt sind. Andererseits kann das Raumladungsfeld erst dann angegeben werden, wenn die Elektronenbahnen bekannt sind. Die mathematische Formulierung des Problems führt auf Differentialgleichungen, welche auch in relativ einfachen Fällen kaum zu lösen sind. Dies sei an einem ganz einfachen Beispiel erläutert. Wenn wir die Elektronenströ-

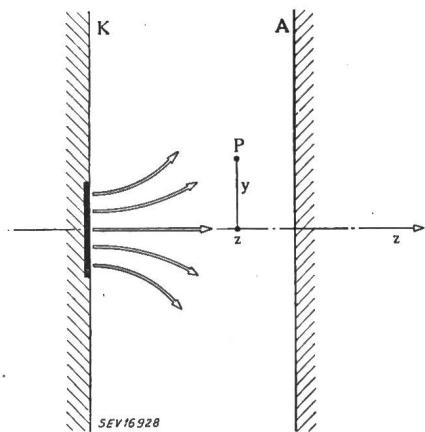


Fig. 8
Ebene Diode mit begrenztem Emissionsbereich
A Anode
K Kathode
z, y Koordinaten des Punktes P

mung zwischen zwei parallelen unendlich ausgedehnten Ebenen betrachten und auf der einen der Platten, auf der Kathode, nur einen begrenzten emittierenden Bereich, einen unendlich langen Streifen annehmen (Fig. 8), so sehen wir sofort, dass die die Elektronenströmung charakterisierenden Grössen (Potential *V*, Stromdichte *S*, Raumladungsdichte ρ und Geschwindigkeit *v*) nur von den zwei Lagekoordinaten *z* und *y* abhängen. Alle

diese Grössen lassen sich aus einer einzigen Funktion durch einfache Differentialoperationen berechnen, nämlich aus der sogenannten Wirkungsfunktion *A*. Es genügt also die Kenntnis von *A* (*z*, *y*) allein. Die Differentialgleichung, welcher die Wirkungsfunktion genügen muss, ist jedoch sehr kompliziert, und ein Versuch zu einer Lösung wird wohl ziem-

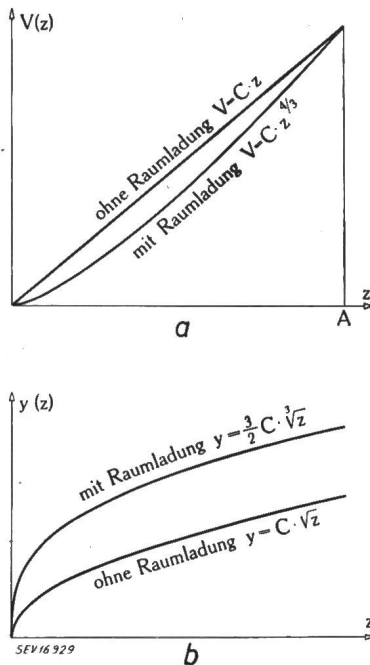


Fig. 9
Potentialverlauf und Elektronenbahnen in der ebenen Diode
a Potential V_z in Funktion der Koordinate *z*
b Elektronenbahnen mit und ohne Raumladung

lich aussichtslos sein [3]. Nur wenn das Feld nur von *z* abhängt (dies ist der Fall, wenn die ganze Kathode emittiert), wird die Differentialgleichung einfach und liefert als Lösung die Langmuirsche Formel, wonach z. B. das Potential mit $z^{4/3}$ zunimmt. Dann ist es aber auch einfach, die Elektronenbahnen selber zu berechnen. Fig. 9 zeigt sowohl

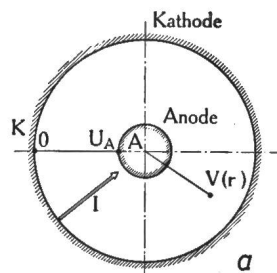
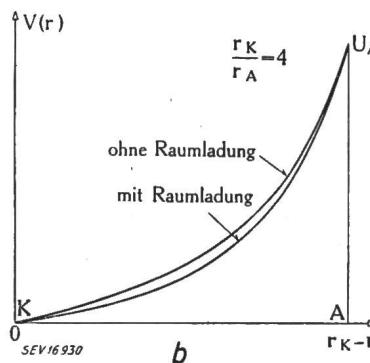


Fig. 10
Potentialverlauf in der sphärischen Diode
a Kugelsymmetrische Anordnung
 V_r Potential
I Elektronenstrom
b Potential V_r in Funktion des radialen Abstandes von der Kathode K



die Potentialverteilung als auch die Elektronenbahnen mit und ohne Raumladung für den ebenen Fall. Wir sehen, dass das raumladungsfreie Feld und

das Raumladungsfeld stark verschieden sind. Auf die gleiche Weise können wir das Raumladungsfeld in einer kugelsymmetrischen Anordnung berechnen, in welcher zwischen der äusseren Kugel, der Kathode (Fig. 10), und der inneren Kugel, der Anode, eine raumladungsbegrenzte Strömung besteht [4]; auch hier ist der Unterschied gegenüber dem raumladungsfreien Fall beträchtlich. Wir werden auf diese Verhältnisse noch zurückkommen.

7. Näherungsmethoden zur Berücksichtigung der Raumladung

Bei komplizierteren axialsymmetrischen Anordnungen ist eine Lösung nicht zu erhalten. Wir müssen — zunächst wenigstens — das Problem vereinfachen und als erste Näherung die Verhältnisse unter Vernachlässigung der Raumladung untersuchen. Dies ist eine sehr weitgehende Vereinfachung, und wir können bestenfalls erwarten, dass die tatsächlichen Verhältnisse auf diese Weise nur bei ganz kleinen Strömen genügend genau erfasst werden. Aber auch so lassen sich wertvolle Hinweise gewinnen, und es sei besonders betont, dass die Entwicklung der modernen Kathodenstrahlröhren weitgehend durch die Heranziehung elektronenoptischer Gesichtspunkte und fast ausschliesslich unter Vernachlässigung der Raumladungseinflüsse geleitet und gefördert worden ist. Hingegen ist die theoretische Elektronenoptik unter Berücksichtigung der Raumladungen noch sehr in den Anfängen, obwohl gerade bei Anwesenheit von Raumladungen gewisse Einschränkungen dahinfallen, welche in der raumladungsfreien Elektronenoptik bestehen. So lassen sich ohne Raumladung keine zerstreuen Einzelinsen bauen, mit Raumladung hingegen sollte dies möglich sein. Leider haben wir heute noch keine Mittel, um die passenden Raumladungswolken aufrechtzuerhalten; gewisse Ansätze dafür sind allerdings vorhanden [25].

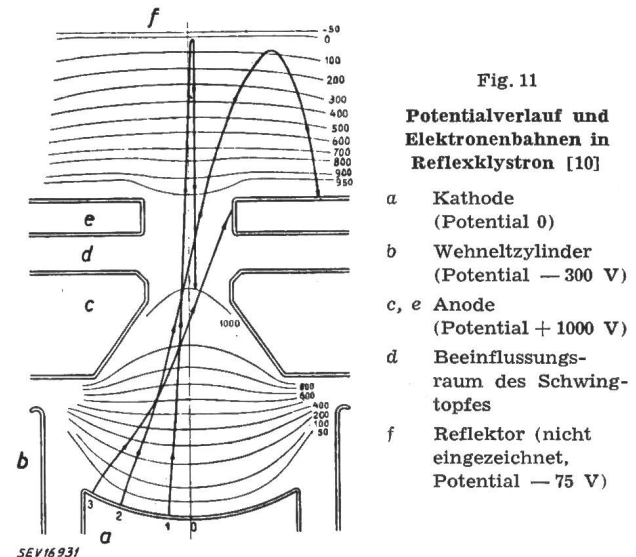
Die Vernachlässigung der Raumladung bedeutet, dass wir an Stelle der Poissonschen Gleichung die Laplacesche Gleichung setzen. Da die Lösung dieser Gleichung nicht von den Elektronenbahnen abhängt, können wir unsere Aufgabe in zwei voneinander unabhängige Probleme aufteilen:

1. Lösung der Laplaceschen Gleichung, d. h. Bestimmung der Potentialfelder, welche von den Elektroden und ihren Potentialen erzeugt werden.

2. Berechnung der Elektronenbahnen in diesen Feldern. Durch Abänderung der Elektrodengeometrie und der Elektrodenpotentiale lässt sich dann feststellen, bei welchen Anordnungen die günstigsten Strahlverhältnisse vorliegen.

Was das erste Problem, die Feldbestimmung, betrifft, so ist auch dies in den meisten Fällen rechnerisch eine komplizierte Angelegenheit und analytisch selten durchführbar. Man greift hier entweder zu numerischen Näherungsmethoden [5, 6], welche den Vorteil haben, dass man die Genauigkeit prinzipiell beliebig weit treiben kann, oder zu Messungen am vergrösserten Modell des Elektroden-systems im elektrolytischen Trog, die eine be-

grenzte, aber doch meistens hinreichende Genauigkeit erreichen lassen [7]. Neuerdings führt man auch Messungen an Widerstandsnetzwerken durch [8]. Für die Bahnbestimmung stellt uns die Elektronenoptik eine Anzahl numerischer und graphischer Verfahren zur Verfügung [9]. In Fig. 11 ist das Feld eines Reflexklystrons dargestellt; unten sind die Kathode und der Wehneltzylinder, in der Mitte die Anode und der Schwingtopf angeordnet,



oben befindet sich die negativ gegen die Kathode vorgespannte Elektrode des Elektronenspiegels, der die Elektronen zur Umkehr zwingt, so dass sie nochmals den Schwingtopf passieren müssen. In Fig. 11 sind für drei verschiedene Ausgangspunkte auf der Kathode die graphisch ermittelten Elektronenbahnen eingezeichnet [10].

Der nächste Schritt besteht nun darin, dass man auf Grund der so berechneten Bahnen und aus der Strahlstromstärke das Feld der Raumladung des Strahls — in erster Näherung — berechnet und so die Potentialverteilung von Fig. 11 korrigiert. Ein solches Verfahren ist ziemlich langwierig, denn man muss dazu den Strahl in aufeinanderfolgende Scheiben unterteilen, welche senkrecht zur Achse stehen, dann das von jeder Scheibe erzeugte Feld berechnen, wobei ihre Ladung an den Elektroden elektrisch gespiegelt werden muss. Zuletzt summiert man die Felder der einzelnen Scheiben [10]. Die auf diese Weise erhaltene Potentialverteilung ist allerdings noch nicht die richtige Verteilung, stellt jedoch eine bessere Näherung dar als das Feld von Fig. 11. Eine Wiederholung des Verfahrens unter Neubestimmung der Elektronenbahnen erlaubt eine weitere Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse. Das Ergebnis einer einmaligen Raumladungskorrektur ist in Fig. 12 dargestellt [10]; der Unterschied zwischen den ohne Raumladung berechneten Bahnen und dem bei 60 mA Strahlstrom richtigen Bahnverlauf ist sehr gross. Fig. 12 gibt ein Beispiel dafür, wie grundlegend die Anwesenheit der Raumladung die Verhältnisse ändern kann; jedenfalls liefert die raumladungsfreie Elektronenoptik in einem solchen Fall ganz falsche Aussagen, nament-

lich was die Austrittswinkel betrifft. Durch abermalige Wiederholungen der Raumladungskorrektur kann man zwar die Verhältnisse genauer berechnen, aber stets nur für spezielle numerisch vorgegebene Fälle. Man kommt rasch zu einem Punkt, wo der rechnerische Aufwand nicht mehr zu verantworten ist. Auch Verfahren, die bei Messungen im elektrolytischen Trog die Raumladung näherungsweise zu berücksichtigen gestatten [11, 12], verlangen einen zu grossen Arbeitsaufwand. Wir kommen rascher ans Ziel, wenn wir die Systeme direkt experimentell untersuchen.

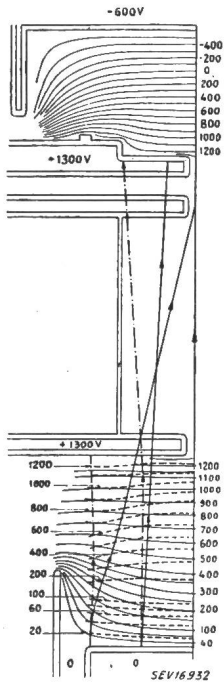


Fig. 12
Potentialfeld und Elektronenbahnen in Reflexklystron unter Berücksichtigung des Einflusses der Raumladung [10]
Anodenpotential 1300 V
Anodenstrom 60 mA
Ausgezogen: Bahnen ohne Raumladung
Strichpunktiert: Bahnen mit Raumladung

8. Strahlverbreiterung infolge der eigenen Raumladung

Es soll nun nicht der Eindruck erweckt werden, als sei die Raumladung nur deswegen hinderlich, weil die Verhältnisse sich rechnerisch nur schwer erfassen lassen. Leider treten auch Schwierigkeiten prinzipieller Natur auf, welche mit dem Vorhandensein von Raumladungen verknüpft sind, nämlich die Verbreiterung der Strahlen infolge der gegenseitigen Abstossung der Elektronen. Selbst wenn es

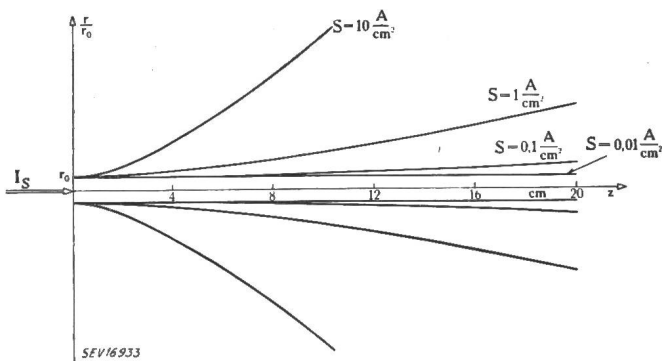


Fig. 13
Zerstreung eines Elektronenstrahls durch eigene Raumladung bei verschiedenen Stromdichten
 I_s Strahlstrom
 S Stromdichte
 z Abstand von der Blendenebene
 r Strahlradius
 r_0 Strahlradius in der Blendenebene

gelingt, einen Elektronenstrahl so zu fokussieren, dass alle seine Elektronen gegen einen Punkt zu laufen, bewirkt diese Abstossung, dass die Elektronen schon vor Erreichen dieses Punktes auseinan-

derlaufen. Die Strahlverbreiterung lässt sich aber rechnerisch leicht behandeln [13, 14]. Fig. 13 zeigt, wie stark der Querschnitt eines ursprünglich parallelen Strahles durch die eigene Raumladung geändert wird. Es handelt sich hier um eine runde Blende und ein axialsymmetrisches Elektronenbündel. Die Spannung an der Blende und damit die Geschwindigkeit der Elektronen beträgt 10 kV, die Stromdichte wächst von 10 mA/cm² bis 10 A/cm². Unterhalb 100 mA/cm² ist kein starker Einfluss der Stromdichte auf den Strahlquerschnitt festzustellen, oberhalb 0,1 A/cm² setzt jedoch eine starke Verbreiterung ein, welche mit zunehmender Stromdichte ungemein rasch anwächst. Eine zusätzliche anfängliche Konvergenz hilft nicht viel, denn je stärker die Konvergenz am Anfang ist, um so stärker divergent ist das Elektronenbündel nachher. Dies ist in

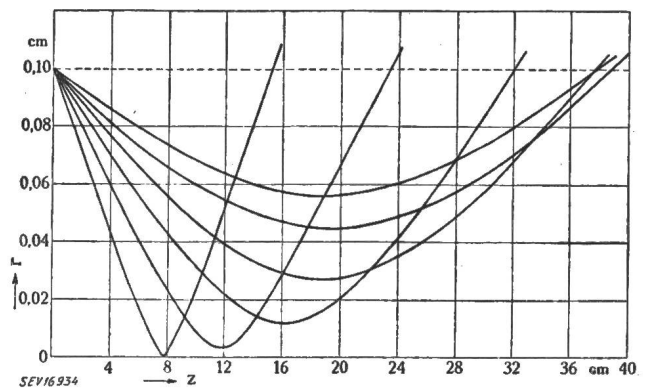


Fig. 14
Zerstreung eines konvergenten Elektronenstrahls bei verschiedener Anfangskonvergenz [14]
Anodenpotential 10 kV
Strahlstrom 1 mA
 r Strahlradius
 z Abstand von der Blendenebene
 r_0 Strahlradius in der Blendenebene 0,1 cm

Fig. 14 deutlich festzustellen, in welcher bei einem Strahlstrom von 1 mA und einer Anodenspannung von 10 kV die Elektronenbahnen für verschiedene Anfangsneigungen eingezeichnet sind [14]. Eine Wiedervereinigung in einem Punkte findet nicht mehr statt. Es gibt jedoch eine bestimmte günstigste Konvergenz, bei welcher der Strahlquerschnitt auf einer maximalen Wegstrecke kleiner bleibt als der Anfangsquerschnitt. Sollen Strahlen noch grösserer Stromstärke fokussiert werden, so steht als einziger Ausweg nur die Vergrösserung der Anodenspannung zur Verfügung. Will man z. B. den Strahlstrom verzehnfachen und doch gleiche Divergenzverhältnisse erhalten, so muss die Spannung 4,6mal grösser gewählt werden. Dies ist einer der Gründe, weshalb bei Projektionsröhren für Fernsehempfang, an deren Konzentration sehr hohe Anforderungen gestellt werden müssen, die Spannungen immer mehr erhöht werden. Dies geht auch Hand in Hand mit der Erhöhung der Leuchtfähigkeit der Fluoreszenzsubstanzen bei steigender Geschwindigkeit der auffallenden Elektronen. Der heutige Stand lässt sich mit folgenden Zahlen umschreiben: Anodenspannung 100 kV, Strahlstrom 1 mA, Leuchtfleckdurchmesser 0,1 mm. In vielen Fällen steht uns aber

der Ausweg der Spannungserhöhung nicht zur Verfügung. Die Anodenspannung und damit auch der im Gerät verarbeitbare Strahlstrom sind begrenzt, einerseits aus konstruktiven Gründen (z. B. wegen der Spannungsfestigkeit der Elektroden), andererseits aber von der schaltungstechnischen Seite her (z. B. wegen des zu grossen Energieaufwandes bei der magnetischen Ablenkung). Bei Kathodenstrahlröhren mit kleinem Leuchtfleck wird die Grenze, über die hinaus der Strahlstrom nicht gesteigert werden kann, bald erreicht sein; in Laufzeitröhren mit grösserem zulässigen Strahlquerschnitt, also bei geringeren Ansprüchen, erst später.

9. Einfluss der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Kathode

In Kathodenstrahlröhren wird der Leuchtfleck durch die gegenseitige Abstossung vergrössert. Aber auch ohne diese Abstossung sind der Erzeugung grosser Stromdichten im Brennfleck Grenzen gezogen, und zwar ist hier die Geschwindigkeit massgebend, welche die Elektronen bei ihrem Austritt aus der Kathode besitzen, die von der Kathodentemperatur abhängt. Zur Erläuterung soll an Hand von Fig. 15 der Vorgang der Leuchtfleckentstehung

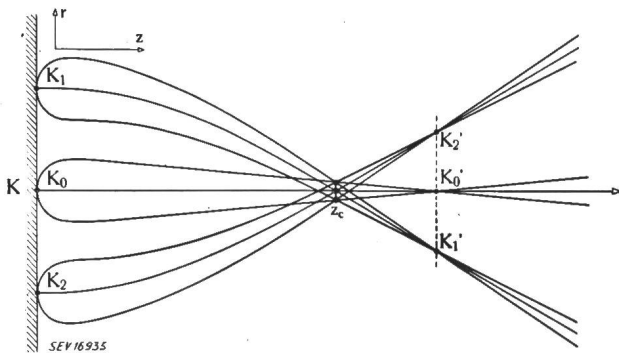


Fig. 15

Zwischenbild und Überkreuzung (cross over) im Triodenteil eines strahlerzeugenden Systems
 K₁...K₂ Kathode
 z_c Überkreuzungsstelle
 K'₁...K'₂ Zwischenbild der Kathode

etwas genauer betrachtet werden. Hier sind zunächst drei Bahnen innerhalb des Triodensystems eingezeichnet, und zwar für Elektronen, welche senkrecht zur Kathodenoberfläche austreten (Hauptstrahlen), dann aber auch für Elektronen, welche die Kathode in den Punkten K₁, K₀ und K₂ tangential verlassen und am stärksten von den Hauptstrahlen abweichen. Die Strahlen, welche von K₁ ausgehen, schneiden sich alle im Punkte K'₁. Wir erhalten in der Ebene K'₂ K'₀ K'₁ ein Zwischenbild der Kathode, und dieses ist um so grösser, je grösser die Kathode selbst ist. In der Ebene jedoch, in der sich die Hauptstrahlen schneiden, ergibt sich ein Strahlquerschnitt, dessen Durchmesser nicht von der Grösse der Kathode abhängt, sondern nur von der Grösse der tangentialen Geschwindigkeit an der Kathode. Diese Ebene ist zugleich die Stelle, an der das gesamte Strahlenbündel den kleinsten Querschnitt aufweist (Überkreuzung). Dieser Querschnitt wird von der

Fokussierlinse auf dem Leuchtschirm abgebildet. Da nun die Elektronen an der Kathode eine Maxwell'sche Verteilung haben, ist dieser Querschnitt nicht scharf begrenzt und die Stromdichteverteilung innerhalb dieser Ebene je nach der Temperatur der Kathode mehr oder weniger flach (Fig. 16). Die gleiche Stromdichteverteilung ergibt sich nach der Abbildung auch im Leuchtfleck [15]. In der Mitte ist die Stromdichte am grössten; sie wird bei gleicher Stromdichte an der Kathode mit abnehmender

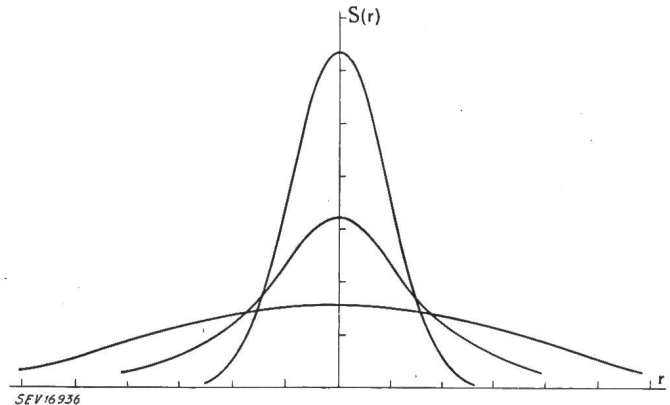


Fig. 16

Stromdichteverteilung in der Überkreuzungsebene
 S(r) Stromdichte
 r Abstand von der Symmetrieachse z
 Parameter: Kathodentemperatur

Temperatur der Kathode grösser. Es lässt sich nun zeigen, dass sie bei vorgegebener Kathodentemperatur einen gewissen Wert nicht überschreiten kann.

Wir können dazu eine allgemeine Beziehung anwenden, welche aus der Lichtoptik bekannt ist und aussagt, dass bei der Abbildung durch axialsymmetrische Systeme (Fig. 17) die Leuchtdichte B_b im Bild höchstens den Wert $B_0 \theta^2 \frac{n_b^2}{n_0^2}$ erreichen

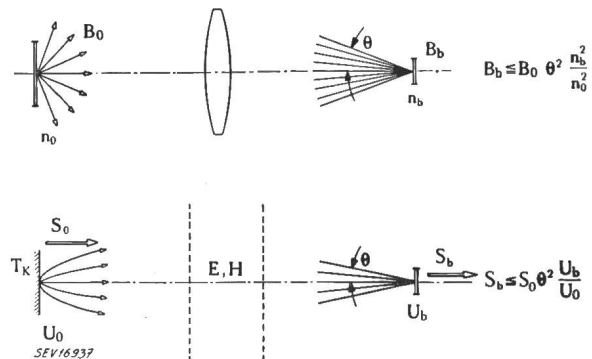


Fig. 17

Intensitätsverhältnisse bei lichteptischer und elektronenoptischer Abbildung

- B_b, B₀ Leuchtdichte im Bild bzw. im Objekt
- n_b, n₀ Brechungsindex am Bild bzw. am Objekt
- θ halber Öffnungswinkel im Bildraum
- S_b, S₀ Stromdichte im Bild bzw. im Objekt
- U_b Potential am Bildort
- U₀ Austrittsgeschwindigkeit des Elektrons aus der Kathode in Volt
- T_K Absolute Temperatur der Kathode

kann, wenn B₀ die Leuchtdichte im Objekt, θ der halbe Öffnungswinkel im Bildraum, n_b und n₀ die Brechungsindizes am Bild bzw. am Objekt sind. Nun entspricht in der Elektronenoptik der Leucht-

dichte die Stromdichte S , dem Brechungsindex n_b die Wurzel aus dem Potential am Bildort U_b und dem Brechungsindex am Objekt n_o die Wurzel aus der Austrittsvoltgeschwindigkeit des Elektrons aus der Kathode U_o . Somit gilt:

$$S_{max} \leq S_o \theta^2 \frac{U_b}{U_o}$$

Da wir an der Kathode Elektronen verschiedener Austrittsgeschwindigkeit haben, müssen wir diesen Ausdruck über alle Geschwindigkeiten summieren, und erhalten dann

$$S_{max} \leq S_o \left(1 + \frac{e U_b}{k T_K} \right) \sin^2 \theta$$

k ist die Boltzmannsche Konstante $= 1,38 \cdot 10^{-16}$ erg/Grad, e die Elektronenladung und T_K die absolute Temperatur der Kathode. Das Gleichheitszeichen gilt nur für den Fall, dass wir keine

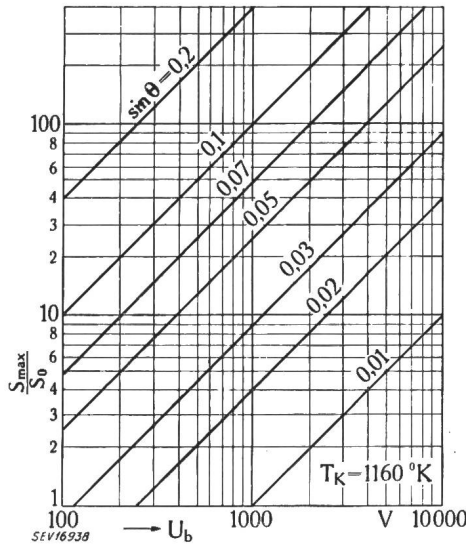


Fig. 18

Maximal erreichbare Stromdichten in der Überkreuzungsebene und in der Bildebene [17]

- S_o Stromdichte an der Kathode
- S_{max} Maximal erreichbare Stromdichte
- U_b Potential am Bildort oder in der Überkreuzungsebene
- T_K Absolute Temperatur der Kathode

Verluste an Elektronen durch Ausblendung haben. Als wichtigste Folgerung (Fig. 18) erhält man auch hier das Ergebnis, dass grosse Stromdichten nur bei grossen Spannungen zu erreichen sind. Auch der halbe Öffnungswinkel θ sollte so gross wie möglich gewählt werden; eine Vergrößerung von θ bei vorgegebenem Abstand Linse-Bild bedingt aber einen grossen Querschnitt

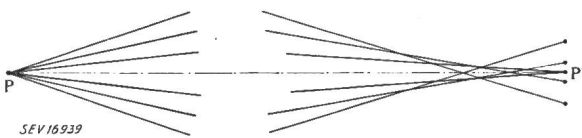


Fig. 19

Strahlengang bei sphärischer Aberration

innerhalb der Linse und damit durch das Auftreten der sphärischen Aberration (Fig. 19) eine Verzerrung und eine Herabsetzung der Stromdichte. Dazu

kommt noch, dass bei Vergrößerung des Strahlstromes auch die Verhältnisse vor der Kathode durch die Raumladung geändert werden. Die Feldstärke wird reduziert, der Emissionsbereich verkleinert, der Durchmesser des Überkreuzungskreises vergrößert; auch kommt die Überkreuzung an eine andere Stelle. Bei grossen Stromstärken kommt überhaupt keine Überkreuzung mehr zustande, sondern nur noch eine Verengung des Strahles.

10. Beispiele für empirisch gewonnene Gesetzmässigkeiten

Neben maximaler Stromstärke ist für uns auch die Winkelöffnung des Strahles beim Verlassen des Triodensystems von Bedeutung; sie ist aus Rücksicht auf die sphärische Aberration der Fokussierungslinse möglichst klein zu halten. Der Strahlstrom pro Raumwinkeleinheit soll möglichst gross sein. Es ist Sache der Dimensionierung, hier

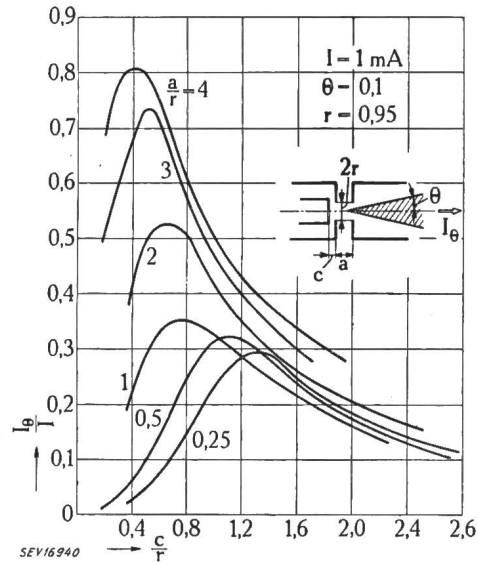


Fig. 20

Strahlstrom pro Raumwinkel in Funktion des Abstandes Kathode-Gitter [18]

- I Strahlstrom 1 mA
- θ Raumwinkel 0,1
- I_θ Strahlstrom im Raumwinkel θ
- r Radius der Gitter- und Anodenblende
- $\frac{c}{r}$ Relativer Abstand Kathode-Gitter
- $\frac{a}{r}$ Relativer Abstand Gitter-Anode (Parameter)

optimale Verhältnisse zu schaffen. Als Beispiel sei in Fig. 20 gezeigt, wie der Strom innerhalb eines bestimmten Raumwinkels sich ändert, wenn wir den Abstand Kathode-Gitter ändern und die Gitter- und Anodenspannung so einstellen, dass der Strahlstrom stets 1 mA beträgt [18]. Der Abstand Anode-Gitter tritt als Parameter auf. Für jeden Wert dieses Parameters haben wir einen günstigsten Abstand Kathode-Gitter, bei welchem der Strahlstrom pro Winkeleinheit maximal wird. Fig. 21 zeigt, wie sich für verschiedene Anodenspannungen der Divergenzwinkel mit der Gitterspannung ändert [19]. Derartige experimentell aufgenommene Kurven erlauben, die günstigsten Verhältnisse zu wählen. Es gelingt jedoch aus den oben dargelegten Gründen

nicht, mit den beschriebenen Anordnungen Strahlen grosser Stromstärke zu erzeugen. Deshalb wird in der letzten Zeit bei der Konstruktion von Laufzeitröhren mehr und mehr zu einer Anordnung gegriffen, die vor etwa 10 Jahren von Pierce angegeben worden ist [20].

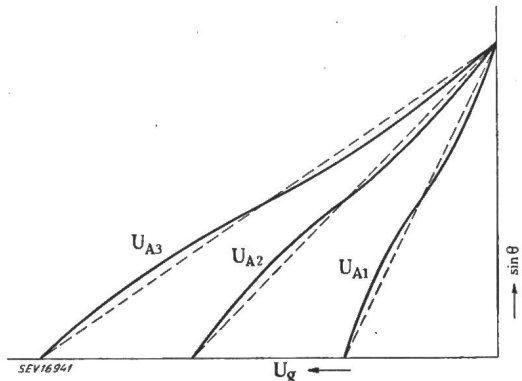


Fig. 21

Öffnungswinkel in Funktion der Gitterspannung für verschiedene Anodenspannungen einer Triode zur Strahlerzeugung [19]

- U_g Gitterspannung
- θ Halber Öffnungswinkel
- U_A Anodenspannungen ($U_{A1} < U_{A2} < U_{A3}$)

11. Strahlerzeugende Systeme nach J. R. Pierce

Wir greifen auf die Potentialverteilung zurück, welche in der Raumladungsströmung zwischen zwei konzentrischen Kugeln besteht (Fig. 10) und betrachten wieder die äussere Kugel als Kathode. Nur soll jetzt nicht die ganze Kathode emittieren, sondern nur der in Fig. 22 links eingezeichnete Bereich. Wir schneiden gewissermassen aus der Elektronenströmung einen Kegel heraus, und wissen

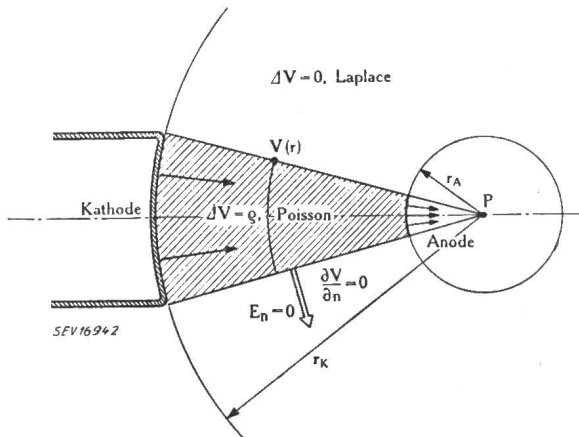


Fig. 22

Sphärische Diode bei begrenztem Emissionsbereich der Kathode

- V_r Potential auf der Kugelschale mit dem Radius r (im Inneren des Strahlkegels)
- r_A, r_K Radius der Anode bzw. Kathode
- E_n Normalkomponente der Feldstärke senkrecht zu den Erzeugenden des Strahlkegels

dann, dass alle Elektronen gegen die Spitze dieses Kegels gerichtet sind (die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen an der Kathode sei vernachlässigt). Durch den Fortfall der Raumladung ausserhalb des Kegels sind die äusseren Bedingungen jedoch geändert. An die Stelle der Poissonschen Gleichung

$\Delta V = \rho$ tritt dort jetzt die Laplacesche Gleichung $\Delta V = 0$. Damit der Kegel erhalten bleibt, müssen zwei Forderungen erfüllt werden: erstens muss die Feldstärkekomponente senkrecht zu den Erzeugenden des Kegels Null sein, und zweitens muss das Potential längs einer Erzeugenden nach der von uns

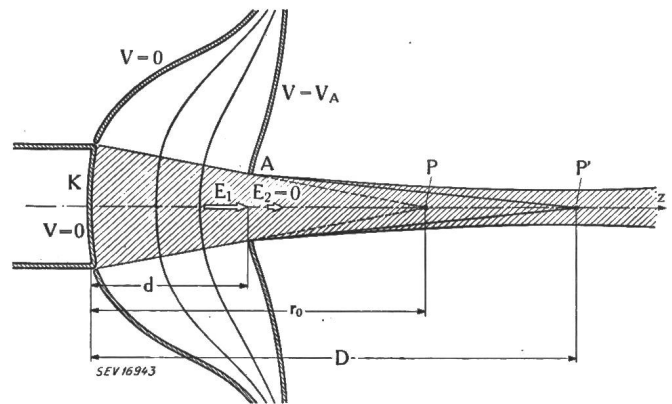


Fig. 23

Strahlerzeugendes System nach Pierce [21]

- A Anode
- K Kathode
- P Konvergenzpunkt
- P' verschobener Konvergenzpunkt
- E_1 Feldstärke vor der Anodenblende
- E_2 Feldstärke hinter der Anodenblende 0 V/cm

in Fig. 10 gezeigten Funktion zunehmen. Unsere Aufgabe ist es nun, das Potential ausserhalb des Kegels so zu gestalten, dass diese beiden Forderungen erfüllt sind.

Die Lösung dieser Aufgabe lässt sich mit Hilfe des elektrolytischen Troges leicht ermitteln. Das Resultat ist in Fig. 23 in Form von vier Niveaulinien dargestellt [21]. Die Niveaufläche, welche an die Kathode anschliesst, entspricht Kathodenpotential. Wir bilden sie aus Metall nach, ebenfalls die vierte Niveaufläche, welcher wir Anodenpotential erteilen. Dann wissen wir, dass die Strömung zwischen Kathode und Anode die gleiche sein wird wie im Falle der Fig. 10, und dass die Elektronen alle gegen die Spitze des Kegels konvergieren werden, allerdings nur solange sie sich zwischen der Kathode und der Anode befinden. Da jedoch in der Anode eine Öffnung vorhanden ist, tritt an dieser Öffnung eine Störung ein. Wir haben vor der Öffnung eine gewisse Feldstärke, welche sich aus den Raumladungsformeln bestimmt; jenseits der Anodenblende aber ist der Raum feldfrei, und die Feldstärke ist dort null. Daraus ergibt sich, dass die Anodenblende als zerstreue Lochblendenlinse wirkt. Je nach dem Verhältnis von Kathodenradius zu Anodenradius wird der Konvergenzpunkt P entweder nach P' herausgeschoben, oder aber virtuell sein, so dass man einen divergenten Strahl erhält. Für die Lage von P' ergeben sich die in Fig. 24 dargestellten Verhältnisse. In dieser Figur ist der Zusammenhang zwischen dem Abstand Anode-Kathode und der Entfernung des verschobenen Konvergenzpunktes P' von der Kathode eingetragen [22]. Links von der gestrichelten vertikalen Linie ist der Strahl divergent. Verlangen wir einen konvergenten Strahl, so schränkt dies die Wahl für den Ab-

stand Anode-Kathode stark ein. Was die erreichbaren Stromstärken im Strahl betrifft, so ist hier die Oberfläche der Kathode massgebend, welche durch den Winkel ϑ angegeben wird (Fig. 25). Der

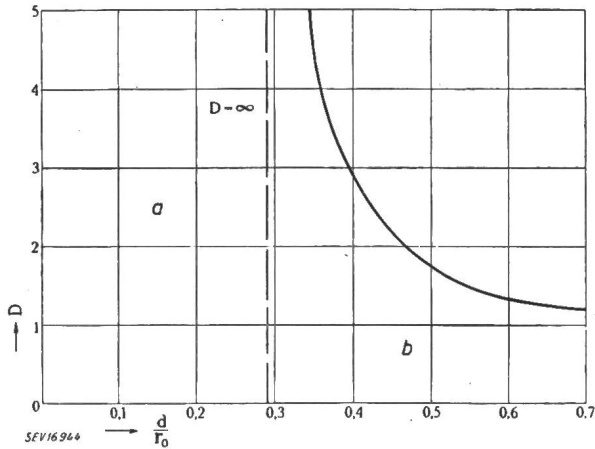


Fig. 24

Strahlerzeugendes System nach Pierce [22]

Lage des Konvergenzpunktes P' bei verschiedenem Abstand Kathode-Anode

- a' Gebiet, in dem der Strahl jenseits der Anodenöffnung divergiert
- b Gebiet, in dem der Strahl konvergiert
- D Abstand zwischen Kathode und verschobenem Konvergenzpunkt P'
- d Abstand Kathode-Anode bezogen auf Abstand Kathode-Konvergenzpunkt P

Zusammenhang zwischen Strahlstrom I , Anodenspannung U und Winkel ϑ ist dann gegeben durch die Gleichung

$$I = 14,7 \cdot 10^{-6} \frac{1 - \cos \vartheta}{\alpha_A^2} U_A^{3/2}$$

Als Parameter tritt in Fig. 25 die Strahlkonstante $I/U^{3/2}$ auf. Wie gesagt, ist der Divergenzbereich hier nicht brauchbar, und so ist eine sehr grosse Stromstärke nicht einfach durch Vergrösserung des Winkels ϑ zu erzielen. Man muss dann zu abgeänderten Anordnungen greifen, auf welche hier nicht

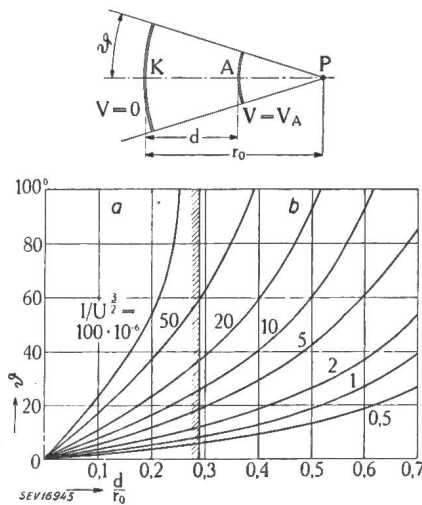


Fig. 25

Strahlerzeugendes System nach Pierce

Zusammenhang zwischen Strahlstrom, Anodenspannung und Abstand Kathode-Anode [22]

ϑ halber Kathodenwinkel

Weitere Legenden siehe Fig. 24

eingegangen werden soll. Die Frage nach der Lage des Konvergenzpunktes ist wichtig, weil ja auch hier jenseits der Anode infolge der Abstossungskräfte eine Verbreiterung des Strahles auftritt. Vor der Anode wurden diese Kräfte durch richtige Wahl der Elektrodenform kompensiert. Es ist dann selbstverständlich möglich, die Konvergenz an der Anodenblende so zu wählen, dass der Strahl auf eine möglichst lange Wegstrecke zusammenhält [23, 24]; nachher übernimmt ein magnetisches Längsfeld das Zusammenhalten des Strahles.

Da man hier die Verhältnisse auch rechnerisch weitgehend beherrscht, lässt sich das Äusserste herausholen, das prinzipiell möglich ist. Dies ist vor allem der Grund, warum die zuletzt besprochene Anordnung immer mehr zur Anwendung kommt. Als Anhaltspunkt seien die folgenden ungefähren Zahlenwerte angegeben: Strahlstrom 250 mA, Anodenspannung 4000 V, Strahlquerschnitt 1 mm, Weglänge rund 10 cm.

Es sei noch bemerkt, dass es selbstverständlich möglich ist, an Hand der gleichen Gedankengänge auch Systeme zu entwickeln, welche flache, zweidimensionale Strahlenbündel erzeugen. Diese Systeme unterscheiden sich von den hier angeführten nur in quantitativer Hinsicht.

12. Anwendungsbeispiel: Elektroneninjektor eines Betatrons

Als Anwendungsbeispiel für strahlerzeugende Systeme soll hier der Elektroneninjektor eines Betatrons angeführt werden. Bei Brown Boveri wurde unter der Leitung von R. Wideröe ein Betatron oder Strahlentransformator entwickelt, in welchem Elektronen auf eine Geschwindigkeit von 30 MV beschleunigt werden. Diese raschen Elektronen lösen beim Auftreffen auf eine Antikathode eine elektromagnetische Strahlung aus, welche noch

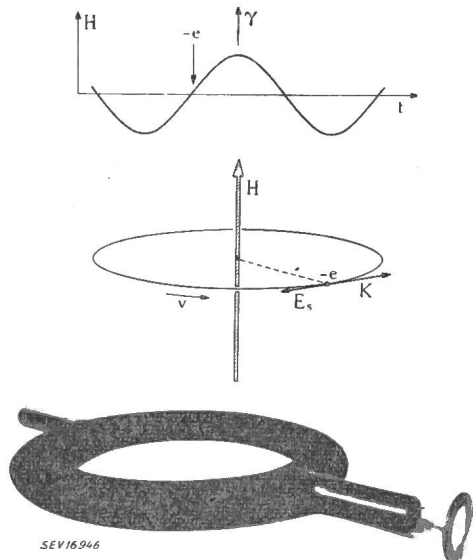


Fig. 26

Wirkungsweise des Betatrons

- E_s Induzierte elektrische Feldstärke
- H Magnetische Feldstärke
- K Kraft, die das Elektron beschleunigt
- v Umlaufsrichtung des Elektrons

bedeutend durchdringender ist als die γ -Strahlung von Radium C. Diese Strahlung wird für gewisse therapeutische Zwecke verwendet.

In Fig. 26 ist unten der Laufräum für die Elektronen abgebildet, ein evakuierter Hohlring aus Glas, in welchem die Elektronen unter dem Einfluss eines Magnetfeldes H Kreise beschreiben.

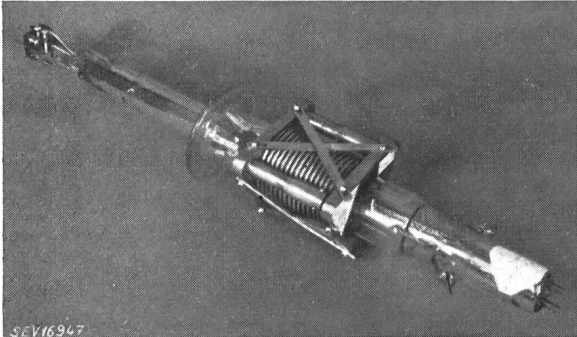


Fig. 27
Elektroneninjektor des Betatrons

Wird nun der Wert von H geändert, so entsteht eine elektrische Umlaufspannung, welche auf die Elektronen beschleunigend wirkt. Das magnetische Feld liefert ein passend gestalteter Elektromagnet, dessen Primärwicklung mit Wechselstrom beschickt wird; der Elektronenstrahl stellt dann gewissermassen die Sekundärwicklung dar. Die Elektronen werden in dem Augenblick eingeführt, in welchem das magnetische Feld durch Null geht. Die Beschleunigung erfolgt in der ganzen Zeit zwischen dem Nulldurch-

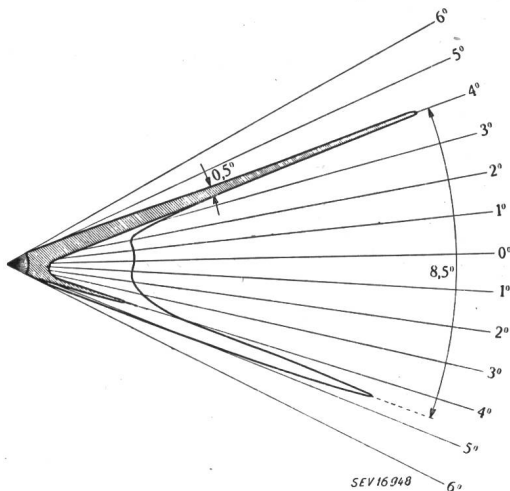


Fig. 28
Strahlungsdiagramm eines Elektroneninjektors
Anodenspannung 15 kV
Strahlstrom 50 mA
Halbwertwinkelbreite 0,5 °

gang und dem nachfolgenden Maximum. Ist die Frequenz des Erregerstromes 50 Hz, so machen die Elektronen in dieser Zeit rund 1 Million Umläufe. Da die Umlaufspannung im Mittel 30 V beträgt, werden die Elektronen auf eine Geschwindigkeit von 30 MV beschleunigt. Durch eine Störung im geeigneten Moment, nämlich dann, wenn das Feld seinen grössten Wert erreicht hat, erfolgt eine Än-

derung der Elektronenbahnen und der Aufprall der Elektronen auf eine Antikathode, somit auch die Emission eines γ -Strahlungsimpulses.

Zum Einspritzen der Elektronen in die Ringröhre dient ein Elektroneninjektor (Fig. 27), der einen flachen Strahl erzeugt. Die Elektronen treten mit einer Geschwindigkeit von 20 bis 40 kV in den Beschleunigungsraum ein, wobei der Strahlstrom Werte bis zu 1 A erreichen kann. Fig. 28 zeigt das Strahlungsdiagramm eines von uns untersuchten Systems; bemerkenswert ist das Auftreten von zwei Strahlrichtungen, welche um rund 8° auseinanderliegen. Durch unsymmetrischen Aufbau lässt es sich erreichen, dass die eine Spitze unterdrückt wird, so dass der gesamte Strom in der anderen Richtung fliesst. Im angeführten Beispiel beträgt die Anodenspannung 15 kV, der Strahlstrom 50 mA, und die erreichbare Halbwertwinkelbreite des Strahles, auf welche es besonders ankommt, etwa 0,5°. Es lassen sich aber auch schmalere Elektronenbündel erzielen.

Literatur

- [1] Brüche, E.: Modellversuche mit sichtbaren Elektronenstrahlen zu Störers Theorie des Polarlichtes und des «Weltraumecho». Naturwiss. Bd. 18(1930), Nr. 50, S. 1085.
- [2] Cuccia, C. L.: The electron coupler — A developmental tube for amplitude modulation and power control at ultra-high frequencies. RCA-Rev. Bd. 10(1949), Nr. 2, S. 270.
- [3] Spangenberg, K.: Use of the action function to obtain the general differential equations of space charge flow in more than one dimension. J. Franklin Inst. Bd. 232 (1941), Nr. 4, S. 365.
- [4] Langmuir, I. L., u. K. Blodgett: Currents limited by space charge between concentric spheres. Phys. Rev. Bd. 24(1924), 2. Ser., Nr. 1, S. 49.
- [5] Shortley, G. H., u. R. Weller: The numerical solution of Laplace's equation. J. Appl. Phys. Bd. 9(1938), Nr. 9, S. 334.
- [6] Frocht, M. M., u. M. M. Levin: A rational approach to the numerical solution of Laplace's equation (The four-point influence method). J. Appl. Phys. Bd. 12(1941), Nr. 12, S. 596.
- [7] Striegel, R.: Die Aufnahme von Potentialfeldern im elektrolytischen Trog. Arch. techn. Messen 1943, Nr. 140, V 312—1.
- [8] Packh, D. C. de: A resistor network for the approximate solution of the Laplace equation. Rev. Sci. Instrum. Bd. 18(1947), Nr. 10, S. 798.
- [9] vgl. z. B. A. A. Rusterholz: Elektronenoptik Bd. I. Basel, Birkhäuser, 1950.
- [10] Charles, D.: L'optique électronique des tubes h.f. Ann. Radioélectr. Bd. 4(1949), Nr. 15, S. 33.
- [11] Musson-Genon, R.: Application des méthodes rhéographiques à l'étude des trajectoires électroniques planes compte tenu de la charge d'espace. Ann. Télécommun. Bd. 2(1947), Nr. 8/9, S. 254.
- [12] Musson-Genon, R.: Représentation à la cuve électrolytique de l'effet de charge d'espace dans les tubes à vide. Onde élect. Bd. 28(1948), Nr. 255, S. 236.
- [13] Borries, B. v., u. J. Dosse: Zerstreung von Elektronenstrahlen durch eigene Raumladung. Arch. Elektrotechn. Bd. 32(1938), Nr. 4, S. 221.
- [14] Thompson, B. J., u. L. B. Headrick: Space-charge limitations on the focus of electron beams. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 28(1940), Nr. 7, S. 318.
- [15] Law, R. R.: High current electron gun for projection kinescopes. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 25(1937), Nr. 8, S. 954.
- [16] Pierce, J. R.: Limiting current densities in electron beams. J. Appl. Phys. Bd. 10(1939), Nr. 10, S. 715.

- [17] *Langmuir, D. B.*: Theoretical limitations of cathode-ray tubes. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 25(1937), Nr. 8, S. 977.
- [18] *Klemperer, O., u. B. J. Mayo*: Electron optics and space charge in simple emission systems with circular symmetry. J. Instn. Electr. Engr., Part III, Bd. 95(1948), Nr. 35, S. 135.
- [19] *Moss, H.*: The electron gun of the cathode-ray tube. J. Brit. Inst. Radio Engr. Bd. 5(1945), Nr. 1, S. 10; Bd. 6(1946), Nr. 6, S. 99.
- [20] *Pierce, J. R.*: Rectilinear electron flow in beams. J. Appl. Phys. Bd. 11(1940), Nr. 8, S. 548.
- [21] *Helm, R., K. Spangenberg u. L. M. Field*: Cathode-design procedure for electron-beam tubes. Electr. Commun. Bd. 24(1947), Nr. 1, S. 101.
- [22] *Samuel, A. L.*: Some notes on the design of electron guns. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 33(1945), Nr. 4, S. 233.
- [23] *Guénard, P.*: Sur la possibilité d'une focalisation purement électrostatique dans un tube à modulation de vitesse à conversion par glissement. Ann. Radioélectr. Bd. 1(1945), Nr. 1, S. 74.
- [24] *Huber, H.*: Détermination d'un canon électronique en tenant compte de la charge spatiale du faisceau. Ann. Radioélectr. Bd. 4(1949), Nr. 15, S. 26.
- [25] *Gabor, D.*: Stationary electron swarms in electromagnetic fields. Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A, Bd. 183(1945), Nr. 995, S. 436.
- [26] *Paehr, H. W.*: Zur Theorie der Braunschen Röhre. Fernseh-Hausmitt. Bd. 1(1939), Nr. 5, S. 193.
- [27] *Dosse, J.*: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über Elektronenstrahler. Z. Phys. Bd. 11(1940), Nr. 9/10, S. 530.
- [28] *Gundert, E.*: Das Triodensystem zur Kathodenstrahlerzeugung. Z. techn. Phys. Bd. 24(1943), Nr. 11/12, S. 267.
- [29] *Klemperer, O.*: Electron optics and space charge in strip-cathode emission systems. Proc. R. Phys. Soc. Lond. Bd. 59(1947), Nr. 3, S. 302.
- [30] *Pierce, J. R., u. W. B. Hebenstreit*: A new type of high-frequency amplifier. Bell Syst. Techn. J. Bd. 28(1949), Nr. 1, S. 33.
- [31] *Haeff, A. V.*: The electron-wave tube — A novel method of generation and amplification of microwave energy. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 37(1949), Nr. 1, S. 4.
- [32] *Pierce, J. R.*: Double stream amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 37(1949), Nr. 10, S. 980.

Adresse des Autors:

Dr. A. A. Rusterholz, Gladbachstrasse 114, Zürich 44.

Ein Messverfahren zur Bestimmung der Diffusionskonstanten von Kabelmänteln aus Thermoplasten

Von E. Müller, Pfäffikon (ZH)

621.315.229.0014

Aus der Diffusionskonstante lässt sich überschlägig die Lebensdauer von Kabeln mit Thermoplastmänteln und hygroskopischer Isolation bestimmen. In der vorliegenden Arbeit wird eine Messmethode beschrieben, bei der an Stelle der sonst üblichen Bestimmung auf gravimetrischem Wege oder Druckmessverfahren die Diffusionskonstante aus den Änderungen der dielektrischen Eigenschaften eines hygroskopischen Isoliermaterials auf relativ einfache Weise ermittelt werden kann. Aus der Diskussion der heute verwendbaren Materialien folgt, dass man mit Thermoplastmänteln auf Kohlenwasserstoffbasis unter gewissen Vorsichtsmassnahmen bei papierisolierten Kabeln mit einer Lebensdauer bis zu etwa 20 Jahren rechnen kann. Dagegen ist eine Mindestlebensdauer von 30...40 Jahren erreichbar, wenn auch für die Aderisolation Kohlenwasserstoffe Verwendung finden.

Par la constante de diffusion on peut déterminer approximativement la durée des câbles avec enveloppes thermoplastiques et isolation hygroskopique. Pour la détermination de cette sonstante on a employé jusqu'à présent la méthode gravimétrique ou par mesurage de la tension sous pression. L'article suivant décrit une méthode assez simple, permettant de mesurer la constante de diffusion par la variation des pertes diélectriques d'une matière hygroskopique. De la discussion sur les matériaux, aujourd'hui applicables à ce but, il s'ensuit qu'on peut compter avec une durée de 20 ans environ pour les enveloppes en thermoplastes sur la base de carbures d'hydrogène et, en observant certaines précautions, pour les câbles isolés au papier. En outre on peut atteindre une durée d'au moins 30 à 40 ans si l'isolation du fil conducteur se compose aussi de produits ayant pour base des carbures d'hydrogène.

1. Einleitung

In den letzten Jahren haben die Thermoplaste in zunehmendem Masse Eingang in die Kabeltechnik gefunden. Seit es gelungen ist, Thermoplaste mit geringer Wasseraufnahme herzustellen, ist auch immer wieder das Problem diskutiert worden, den Bleimantel von Kabeln durch einen Thermoplastmantel zu ersetzen. Neben einer bedeutenden Gewichtsersparnis würden damit auch die Schwierigkeiten, die ein wirksamer Korrosionsschutz für den Kabelbleimantel bereitet hat, mühelos beseitigt werden. Gleichzeitig tritt aber eine grosse prinzipielle Schwierigkeit mit der Frage auf, für welche Zeitdauer Thermoplastmäntel einen hinreichenden Schutz gegen das Eindringen von Feuchtigkeit bieten. Das bedeutet für die Praxis die Klärung der Frage, ob es technisch in grossem Umfang herstellbare Thermoplaste gibt, die eine so niedrige «Diffusionskonstante» aufweisen, dass auch Kabel mit hygroskopischer Isolation, z. B. Kabelpapier, im Erdboden eine ausreichende Lebensdauer haben. Es

hat den Anschein, als ob man durch die Herstellung von Thermoplasten auf Polyisobutylen- oder Polyäthylenbasis einer Lösung dieses Problems bedeutend näher gekommen ist. Jedenfalls ist die Kenntnis und Messung der Diffusionskonstanten von Thermoplastmänteln eine unumgängliche Voraussetzung für die Diskussion dieser Frage. Ihre messtechnische Bestimmung ist kein einfaches Problem und auch bereits in einigen Arbeiten behandelt worden¹⁾. Meistens erfolgt die Bestimmung auf gravimetrischem Wege oder aus einer Druckmessung. In dieser Arbeit soll ein Verfahren beschrieben werden, das ermöglicht, durch Messung der dielektrischen Eigenschaften von Faserstoffen in Abhängigkeit von der Feuchtigkeitsaufnahme ohne grossen apparativen Aufwand eine Bestimmung der Diffusionskonstanten vorzunehmen. Bevor auf das Messverfahren näher eingegangen wird, soll noch kurz ein Überblick über die Definition und Bedeutung der Diffusionskonstanten gegeben werden.

¹⁾ siehe Literatur am Schluss.