

Untersuchungen an einem 1 kA, 2 MeV
Elektronenstrahl

J. Fink, W. Ott

IPP 0/17

Juli 1973

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchungen an einem 1 kA, 2 MeV
Elektronenstrahl

J. Fink, W. Ott

IPP 0/17

Juli 1973

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

IPP 0/17

J. Fink

Untersuchungen an einem

W. Ott

1 kA, 2 MeV Elektronenstrahl

Abstract

It is shown that the current density must exceed a critical value for the pulsed emission of a cold cathode to be reproducible. Measurements of the beam emittance at the exit of an electron tube gave a brightness three times as large as the brightness of the useful current behind a magnetic lens. Foils of polyethylene are well suited for generating an energy spread, if a pattern of small pyramids is pressed into the foils.

Das Elektronenring-Experiment des IPP benötigt einen Elektronenstrahl hoher Phasendichte, der Ringe mit starken Eigenfeldern erlaubt. In dem Laborbericht /1/ sind die Ergebnisse beschrieben, die mit einer nach Rechnungen von W. Dommaschk /2/ gebauten Elektronenröhre gewonnen wurden. In der vorliegenden Arbeit wird über weitere Untersuchungen an dieser "ersten" Röhre und an einer anderen, einfacher gebauten Röhre berichtet. Test von Kathoden, Messung der Strahlemittanz, Verbreiterung der Energiestreuung der Elektronen.

Optimaler Kathodendurchmesser

Die "erste" Röhre war für einen Kathodendurchmesser von 5 cm berechnet. Die hauptsächlichsten Ergebnisse /1/ indes waren mit einer Kathode von 2 cm Durchmesser gewonnen worden. Eine Erhöhung der Strahlqualität konnte von einer besseren Übereinstimmung der experimentellen Bedingungen mit der Rechnung erhofft werden. Bei den größeren Kathodendurchmessern jedoch verschlechterte sich die Reproduzierbarkeit der Emission. Und zwar nahm die Emission bei aufeinanderfolgenden Schüssen z.B. bis auf die Hälfte der ursprünglichen Emission ab. Bei längeren Pausen trat eine gewisse Erholung ein. Dann aber begann der Strom von neuem abzunehmen. Andererseits bekamen wir bei zu geringem Saugabstand eine schwache Zunahme der Emission. Dieses Verhalten war unabhängig davon, ob die Kathoden aus Rasierklingen oder aus Nähnadeln zusammengesetzt waren.

Eine Erklärung dieser Erscheinung mag sich daraus ergeben, daß der gesamte Emissionsstrom der Röhre wegen der erforderlichen Anpassung an den Marxgenerator auf dem gleichen Wert gehalten werden sollte. Größere Durchmesser bedingen geringere Stromdichten, also kleinere Absaugfeldstärken (die man durch Vergrößerung des Saugabstands erreicht). Offensichtlich muß eine kritische Feldstärke überschritten sein, damit eine von Schuß zu Schuß gleichbleibende Emission garantiert ist. Diese Interpretation wird durch Abb. 1

erhärtet, in der die über die Kathodenfläche gemittelte Stromdichte im Emissionsmaximum für Rasierklingenkathoden als Funktion der Schunummer dargestellt ist.

Emissionsmechanismus

Dieses Verhalten des Emissionsstroms ist nicht vereinbar mit der Annahme, daß wir es mit reiner Feldemission zu tun haben. Vielmehr scheint eine enge Verwandtschaft zu bestehen mit der Explosion von Metallspitzen, sogenannten "Whiskern", die u.a. von Mesyats /3/, Fursei /4/, Brodie /5/, Bradley /6/ untersucht worden ist: Am Anfang des Spannungspulses bekommt man Feldemission vor allem von den mikroskopischen Erhöhungen auf der Oberfläche. Brodie /5/ gibt als Basisdurchmesser der Whisker $7 \cdot 10^{-6}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ mm und eine 10mal so große Höhe an. Durch Feldemission heizen sich die Whisker auf, emittieren stärker, bilden vielleicht auch noch während des Pulses Spitzen und explodieren schließlich. Diese Oberflächenaktivität muß so tiefe Spuren hinterlassen, daß die Mikrorauigkeit nicht von Puls zu Puls abnimmt. Das entgegengesetzte Verhalten strebt man beim "conditioning" von Hochspannungsgerten an: Man erhöht die Spannung langsam. Bei den ersten zaghaften berschlgen werden die Spitzen abgebaut, und man kann die Spannung weiter erhöhen.

Das physikalische Geschehen bei den Whiskerexplosionen ist im einzelnen jedoch schwer durchschaubar. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Explosionsplasmas wurde u.a. von Mesyats /3/ gemessen. Sie beträgt $2 \dots 3 \cdot 10^6$ cm/s und ist fast völlig unabhängig vom Atomgewicht des verwendeten Materials und der angelegten Spannung.

Die Vorgänge bei Whiskerexplosionen sind offensichtlich eng verwandt mit denen bei Drahtexplosionen. So wurde für die Ausbreitungsgeschwindigkeit des bei Drahtexplosionen entstandenen Plasmas auch ein ganz ähnlicher Wert gemessen, nämlich $3 \cdot 10^6$ cm/s /7/.

Die Abhängigkeit vom Material ist hier ebenfalls nur ganz gering. Die Physik der Drahtexplosionen ist besser untersucht als die der Whiskerexplosionen. Es dürfte jedoch schwierig sein, diese Kenntnisse beim Bau von Kathoden zu verwerten.

Neue Elektronenröhre

Die vorhandene Röhre konnte also vom Kathodendurchmesser her nicht so betrieben werden, wie es nach der Rechnung erforderlich gewesen wäre, und es war nicht zu übersehen, mit welchen Aberrationen der Strahl die Röhre verläßt. Unter Umständen wurde ein Teil des Strahls schon innerhalb der Röhre an den Elektroden abgestreift und war einer Messung unzugänglich. Wollte man die Kathoden untersuchen, so schien es angezeigt, eine ganz einfache Röhre zu bauen. Die erforderliche Optik sollte der Strahl selber liefern: Für sehr kurze Abstände zwischen Kathode und Anode kann sich kein elektrisches Radialfeld ausbilden. Die magnetische Kontraktion überwiegt. Für sehr große Abstände jedoch überwiegt die elektrische Abstoßung. Der Kompromiß, bei dem sich die von beiden Kräften hervorgerufenen Querimpulse aufheben und die Elektronenbahnen näherungsweise achsenparallel verlaufen, wurde mit einem Computerprogramm gesucht. Beispiele zeigt Abb. 2.

Auch diese einfache Röhre benötigt Zwischenelektroden, die aber lediglich die gefürchteten Gleitentladungen entlang den Isolatorflächen verhindern sollen. Deshalb wurde die Laplace-Gleichung für die vorgegebenen Randbedingungen gelöst und den Elektroden eine Form gegeben, die sich den so berechneten Potentialflächen anpaßt (Abb. 3). Bei einem Gesamtstrom von etwa 2 kA erbrachte die neue Röhre einen nutzbaren Strom von 460 A in eine Emittanz von 165 mrad cm (Abb. 4). Der nutzbare Strom entsprach damit dem der "ersten" Röhre.

Emittanzmessung

Die Struktur des von der Röhre ermittelten Strahls mißt man am besten unmittelbar nach der Anode. Bei unserer Röhre war das jedoch nicht möglich. Wir mußten uns begnügen mit einer einzigen zentralen Apertur zur Ausblendung eines Teilstrahls, dessen Winkelverteilung mit einer quadratischen Matrix einzelner Auffänger gemessen wurde. Blende und Auffänger waren kreisförmig. Die Teil-emittanzen in beiden Richtungen betragen $2/3$ mrad cm. Abb. 5 zeigt drei aufeinanderfolgende Serien für nebeneinanderliegende Auffänger.

Diese Messungen zeigten zwei auffallende Erscheinungen: Einmal eine starke Unreproduzierbarkeit auch bei aufeinanderfolgenden Schüssen, zum andern eine ausgeprägte zeitliche und räumliche Feinstruktur innerhalb eines Schusses. Beides ist unvereinbar mit der Vorstellung, daß sich eine durch die Whiskerexplosionen gebildete, halbwegs ebene Plasmaschicht ausbreitet, aus der der Elektronenstrahl abgesaugt wird. Im Gegenteil scheint es einzelne Emissionsprozesse zu geben, die etwa 10 ns dauern, dann aber wieder aufhören, ganz so als ob das Plasma aufgezehrt würde. Die Autoren /6/ jedoch glauben ihre Messungen an einer Diode durch eine sich ausbreitende Plasmafläche erklären zu können. Wahrscheinlich bringt ihre wesentlich höhere Stromdichte ein anderes Verhalten.

Aus Abb. 5 kann man eine mittlere Winkelverteilung der Emission bestimmen: Abb. 6. Ihr entspricht ein Konuswinkel von $2.1/48$ rad, der die Hälfte des Stroms enthält. Der Gesamtstrom durch die Blende, gemessen mit einem Faraday-Cup, war 8 A. Denselben Wert liefert die in Abb. 6 gezeichnete Intensitätsverteilung über die Auffänger. Die zugehörige Emittanz ist $\epsilon = 1/120$ rad cm.

Wir definieren die Phasenleuchtdichte als das Verhältnis des Strahlstroms zu dem Produkt aus Fläche und Raumwinkel, in dem er enthalten ist, also in diesem Fall

$$B = I / \left(\frac{\pi}{4} \cdot 2r \cdot 2\mathcal{J} \right)^2. \quad (1)$$

Das ergibt hier $B^{(1)} = 94000 \text{ A}/(\text{rad cm})^2$. Falls diese Leuchtdichte über den Querschnitt konstant ist, so entspricht in der Anodenebene ein Strom von 1000 A einer (von kreisrunden Blenden gebildeten) Emittanz von 130 mrad cm.

Ein größerer Teil des Strahls wurde bei einer Emittanzmessung im Abstand von 22 cm von der Anode erfaßt. Dazu wurden 5 parallele Schlitzblenden und dahinter 25 ebenfalls parallele Auffänger eingesetzt. Die Integration über Orts- und Winkelbereich der zur Meßkoordinate senkrechten Richtung brachte besser reproduzierbare Ergebnisse. Zu jeder Schlitzblende konnte die Winkelverteilung grob bestimmt werden. Diese Verteilungen konnten durch Gaussverteilungen repräsentiert werden, die alle fünf ungefähr die gleiche Höhe hatten. In Abb. 7 ist der jeweilige Winkelbereich bis zur Halbwertshöhe eingezeichnet. Nimmt man als Emittanzfläche das diese Linien umschließende kleinste, ursprungssymmetrische Parallelogramm, so erhält man $E = 80 \text{ mrad cm}$. Durch eine Quadratblende, die an Stelle der Schlitzblende eingesetzt war und die die gleiche Fläche umfaßte, wurde ein Strom von 720 A gemessen. Eine Gauss'sche Winkelverteilung erfaßt davon innerhalb der Halbwertsbreite annähernd 80%, also 570 A. Das entspricht einer Leuchtdichte von

$$\begin{aligned} B^{(2)} &= 570 \text{ A}/(0.08 \text{ rad cm})^2 \\ &= 89\,000 \text{ A}/(\text{rad cm})^2 \end{aligned}$$

(Hier in der Formel für $B^{(2)}$ kein Faktor $(\pi/4)^2$ wegen der anderen Geometrie.) Die Leuchtdichte besitzt also nahezu den gleichen Wert wie an der Anode.

Falls die Bahnrechnung stimmt, die zu den Abb. 2 geführt hat, und der Strahl danach nicht turbulent durch die Röhre läuft, dann muß die gemessene, hohe Emittanz schon durch die Emissionsprozesse hervorgerufen werden.

Aus der Gestalt des Emittanzdiagramms in Abb. 7 kann man die Lage eines fiktiven Waists oder einer fiktiven Quelle errechnen, aus der der Strahl kommt. Diese Quelle müßte 92 cm vor der Schlitzblende liegen, also noch 70 cm vor der Anode. Der bei dieser Messung erfaßte Teil des Strahls läuft also annähernd achsenparallel.

Der oben angegebene in ein Blendensystem fokussierte nutzbare Strom entspricht einer Leuchtdichte von

$$B^{(3)} = 27\ 000\ \text{A}/(\text{rad cm})^2$$

und beträgt weniger als ein Drittel des Wertes am Röhrenaussgang. Eine Elektronenlinse mit geringeren Aberrationen müßte somit die Strahlqualität verbessern können. (Vgl. die Diskussion in /1/.)

Vergrößerung der instantanen Energiebreite

Bei der Kompression der Elektronenringe treten verschiedene kollektive Instabilitäten auf. Ihr Anwachsen kann durch Landau-Dämpfung gebremst werden, wenn die Umlaufzeit der Ringelektronen einige Prozent streut.

Die schnelle zeitliche Energievariation unseres Elektronenpulses mag eine solche Energiestreuung im Ring hervorrufen. Gerade aber zur Dämpfung der unmittelbar nach dem Einschuß schon erscheinenden negative mass instability wird man den Elektronen von vornherein eine instantane Energiestreuung erteilen müssen. Es wäre vorteilhaft, könnte man diese Erweiterung des longitudinalen auf Kosten des transversalen Phasenraums vornehmen. Ein solcher Trick muß aber erst noch erfunden werden. Stattdessen wird praktisch mit dem einen auch der andere Phasenunterraum erweitert.

Eine einfache Methode zur Erhöhung der Energiebreite des Strahls wurde bei der ERA-Gruppe in Berkeley angewandt. Sie besteht darin, den Strahl durch eine Folie mit über den Querschnitt schwankender

Dicke zu schicken. Dabei ist der Energieverlust gegeben durch /8/

$$-\Delta E = 2\pi r_0^2 m_0 c^2 NZ \left(\ln \frac{E^3}{2m_0 c^2 I^2} + \frac{1}{\beta} \right) \cdot \Delta X \quad (2)$$

Hier ist r_0 der klassische Elektronenradius, $m_0 c^2$ die Ruhenergie des Elektrons, N die Zahl der Atome pro Volumeinheit, Z ihre Kernladungszahl, E die Energie der einfallenden Elektronen und I das mittlere Anregungspotential des Atoms. Für I sind verschiedene Werte in /9/ zusammengestellt, siehe Tab. 1.

H	Be	C	Al
15,6	60,4	76,4	150 eV

Tab. 1: Mittleres Ionisierungspotential I

Die Winkelaufblähung in der Folie ist nach /10/

$$\langle \vartheta_s^2 \rangle = 4\pi r_0^2 \cdot \frac{NZ(Z+1)}{\beta^4 \gamma^2} \cdot \Delta X \quad (3)$$

wo β und γ die relativistischen Faktoren darstellen. In Tab. 2 sind aus (2) und (3) für 2-MeV-Elektronen errechnete Werte des Energieverlustes, der Winkelstreuung und deren Verhältnis zusammengestellt für Be, C, Al und Polyäthylen (CH_2 -Ketten).

	Be	C	Al	P.Ä.	
$\frac{\Delta E}{\Delta X}$	3,37	4,0	4,4	1,9	10^6 eV/cm
$\frac{\langle \vartheta_s^2 \rangle}{\Delta X}$	0,11	0,205	0,48	0,08	cm^{-1}
$\frac{\langle \vartheta_s^2 \rangle}{\frac{\Delta E}{\Delta X}}$	3,3	5,1	11,0	4,2	$10^{-8} (\text{eV})^{-1}$

Tab.2: Energieverlust und Winkelstreuung

Neben dem schwer zu bearbeitenden Beryllium ist danach Polyäthylen das geeignetste Material. Der angegebene Energieverlust für Polyäthylen entspricht bei 2-MeV-Elektronen rund 1% pro 0,1 mm Folienstärke.

Bei dieser Methode ist die interessante Größe nicht einfach die Gestalt der Energieverteilung $f(E) dE$, da ja die stärker abgebremsten Elektronen auch stärker gestreut werden und ein entsprechend geringerer Teil in die Elektronenringe eingefangen werden kann. Tatsächlich ist bei dem Garching Experiment die schon ohne Streufolie vorhandene Strahlemittanz größer als die Akzeptanz des Kompressors. Jede zusätzliche Winkelstreuung ist schädlich. So ist die für das Ringexperiment relevante Größe die (differentielle) Energieabhängigkeit der Leuchtdichte $b(E)$, wobei die Normierung gelten soll.

$$B = \int_0^{\infty} b(E) dE,$$

$b(E) dE$ ist die Leuchtdichte der im Energiebereich $E \dots E + dE$ enthaltenen Elektronen.

Ist der Strahl vor der Folie monomagnetisch mit der Energie E_0 und der Leuchtdichte B_0 , und ist $g(h)$ die Höhenverteilung in der Folie, so ergibt sich die Verteilung der Leuchtdichte

$$b(E) dE = B_0 \frac{\langle v_e^2 \rangle}{\langle v_e^2 \rangle + \langle v_s(h)^2 \rangle} \cdot g(h) dh$$

Dabei ist $E = E_0 - \Delta E(h)$, $\langle v_e^2 \rangle$ die mittlere Winkelstreuung des Strahls vor der Folie und $\langle v_s^2 \rangle$ die von der Folie verursachte zusätzliche Streuung. Das negative Vorzeichen von ΔE ist unterdrückt. Mit der Definition

$$\begin{aligned} \langle v_e^2 \rangle &= \text{const. } h_E \\ \langle v_s^2(h) \rangle &= \text{const. } h \end{aligned}$$

und der Forderung, daß $b(E)$ konstant ist, erhält man für die gewünschte Höhenverteilung der Folie

$$g(h) = \frac{h_E + h}{h_0 \left(h_E + \frac{1}{2} h_0 \right)}$$

mit der maximalen Dicke h_0 , die die gesamte Energiebreite festlegt und der Normierung

$$\int_0^{h_0} g(h) \, dh = 1$$

Zu einer solchen Höhenverteilung läßt sich Polyäthylen pressen, indem man die Pressform aus leicht zu fräsenden Pyramidenstümpfen zusammensetzt, so daß die gepresste Folie einem Katzenauge ähnlich sieht. Die Höhe der abgekappten Spitzen entspricht einer Folienstärke, die die gleiche Winkelstreuung hervorruft, wie sie die Emittanzstreuung darstellt. Beim Durchgang durch die Folie sinkt die Leuchtdichte auf den Wert

$$B = B_0 \cdot \frac{h_E}{h_E + \frac{1}{2} h_0}$$

In unserem Fall, einer Emittanz von 130 mrad cm und einem Durchmesser der Schnauze von 1,3 cm ist die äquivalente Folienstärke $h_E = 0,1$ mm.

So strukturierte Folien, bei denen die Spitzen der Pyramiden allerdings nicht gekappt waren, wurden vor dem Eintrittsspalt eines 180° -Magnetfeldspektrometers angebracht und die Energieverteilung des Strahls gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 8 dargestellt. Das Magnetfeld des Analysators wurde jeweils so einjustiert, daß die Verteilungskurve zentriert war. Die Kurven wurden dem unterschiedlichen Magnetfeld entsprechend seitlich verschoben, damit gleiche Energien übereinander liegen. Nach Abb. 8 ist die Halbwertsbreite der Energie bei einer 0,4-mm Streufolie 3,8% und bei einer 0,2-mm Folie 1,9%. Beide Werte stimmen gut mit den nach Tab. 2 erwarteten Energiebreiten überein. Die 1%-Halbwertsbreite für den Fall ohne Streufolie ist wahrscheinlich die Apparatebreite des Analysators.

Literatur

- /1/ C. Andelfinger und W. Ott, Max-Planck-Institut für Plasma-physik, Laborbericht IPP 0/13, Mai 1972
- /2/ W. Dommasch, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Laborbericht IPP 0/12, 1973
- /3/ G.A. Mesyats et.al., Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Proceedings of the III-rd Int.Symp., Paris, 1968, p. 212; G.A. Bazhenov et.al., Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Proceedings of the IV-th Int.Symp., Waterloo/Ontario, Canada, 1970, p.116
- /4/ G.N. Fursei und P.N. Vorontsov-Valyaminov, Sov.Phys.-Tech. Phys. 12, 1370 (1968) und 12, 1377 (1968)
- /5/ I. Brodie, J. Appl. Phys., 35, 2324 (1964)
- /6/ L.P. Bradley, Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Proc. V-th Int.Conf., Posen, Polen, 1972, p.159
- /7/ D.P. Ross and O.H. Zinke, Proc. IV-th Conf. on the Exploding Wire Phenomenon, Boston, 1967, ed. by W.G. Chace and H.K. Moore, Plenum Press, New York, 1968
- /8/ H.A. Bethe and J. Ashkin, Passage of Radiations through Matter, in E. Segre (ed.), Experimental Nuclear Physics, Vol. I, p. 254, John Wiley, New York, London, 1953
- /9/ loc. cit. /8/, p. 203
- /10/ loc. cit. /8/, p. 284

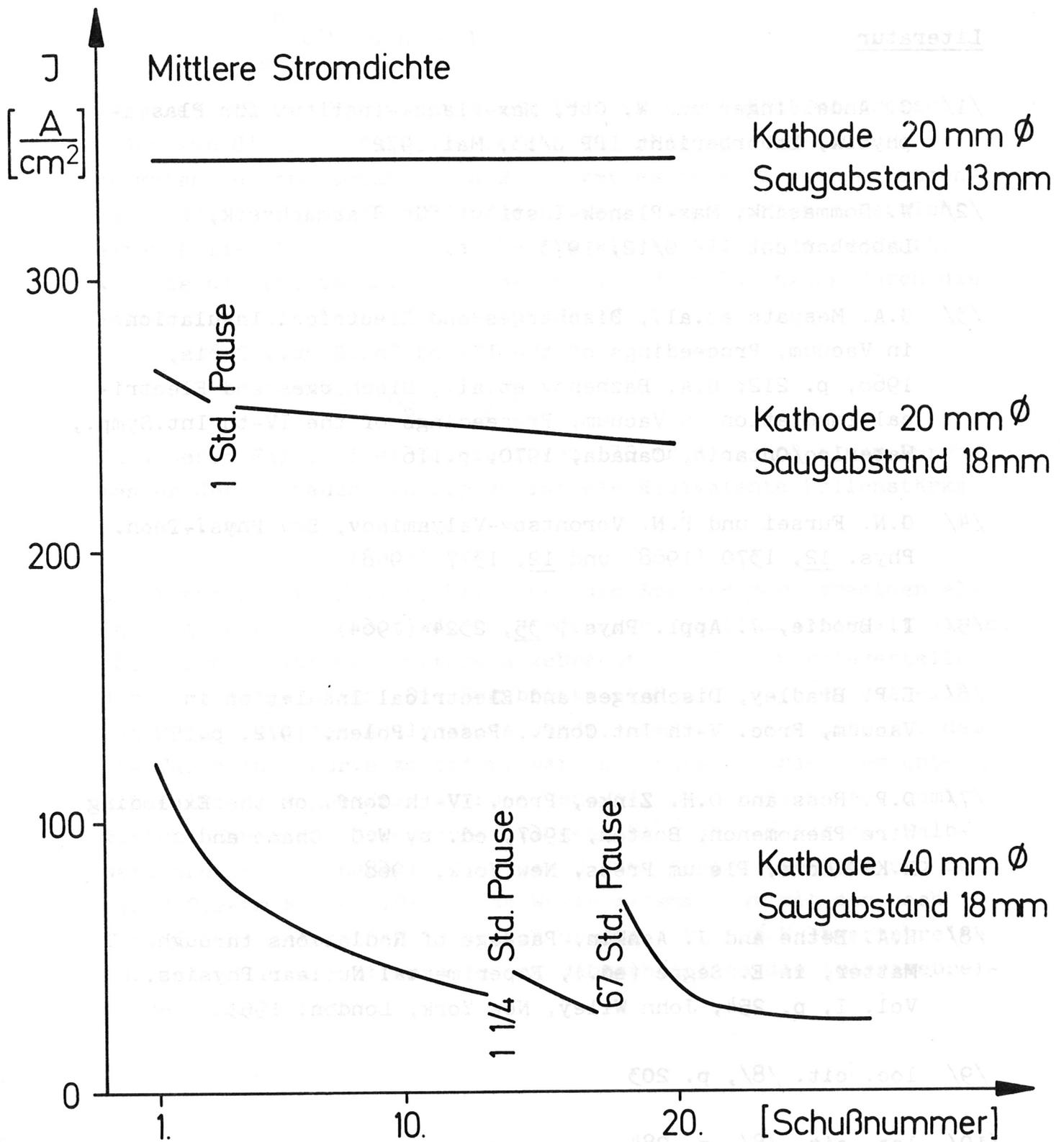
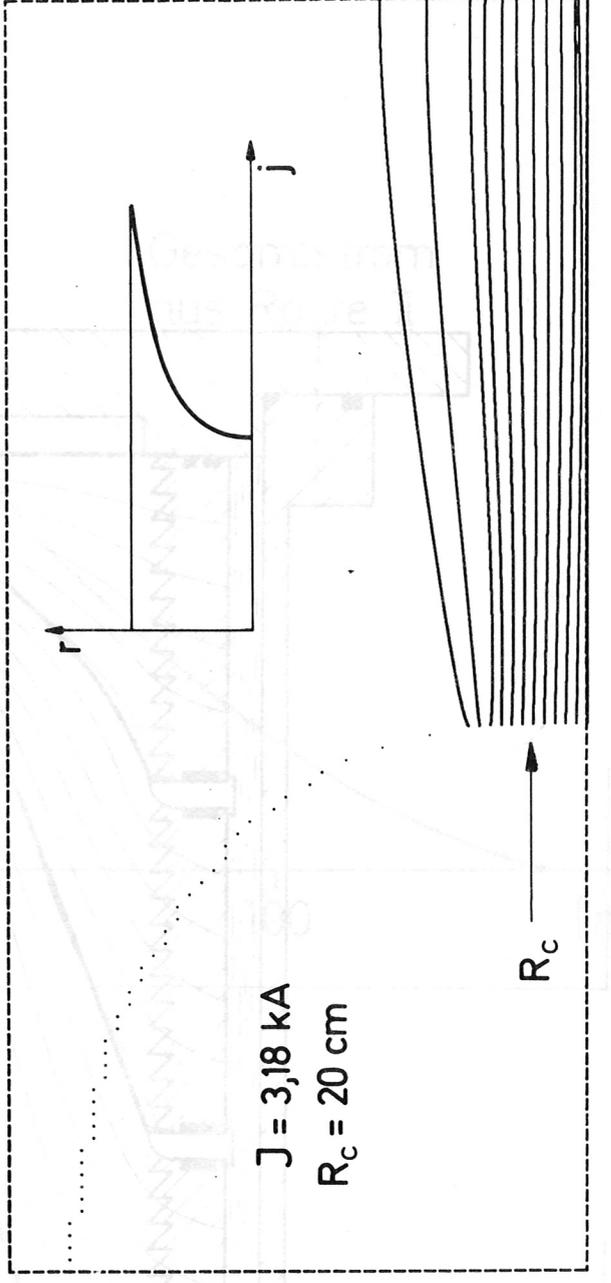
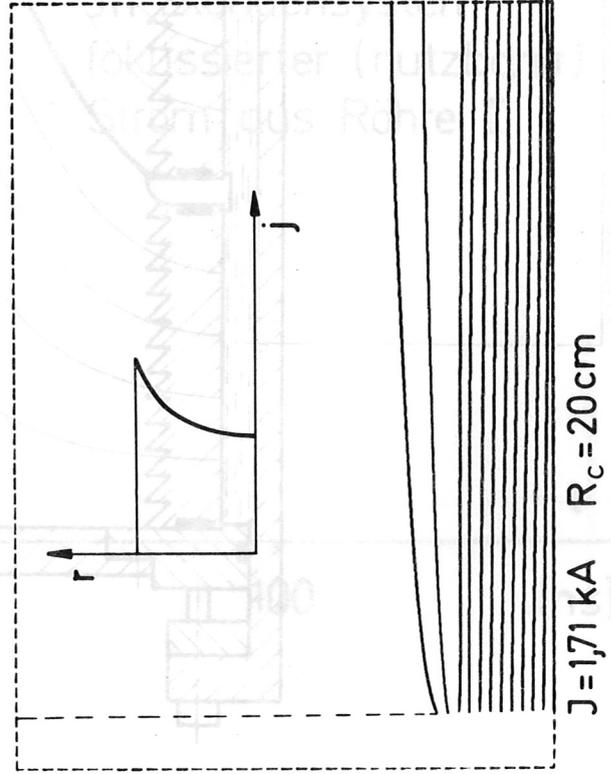
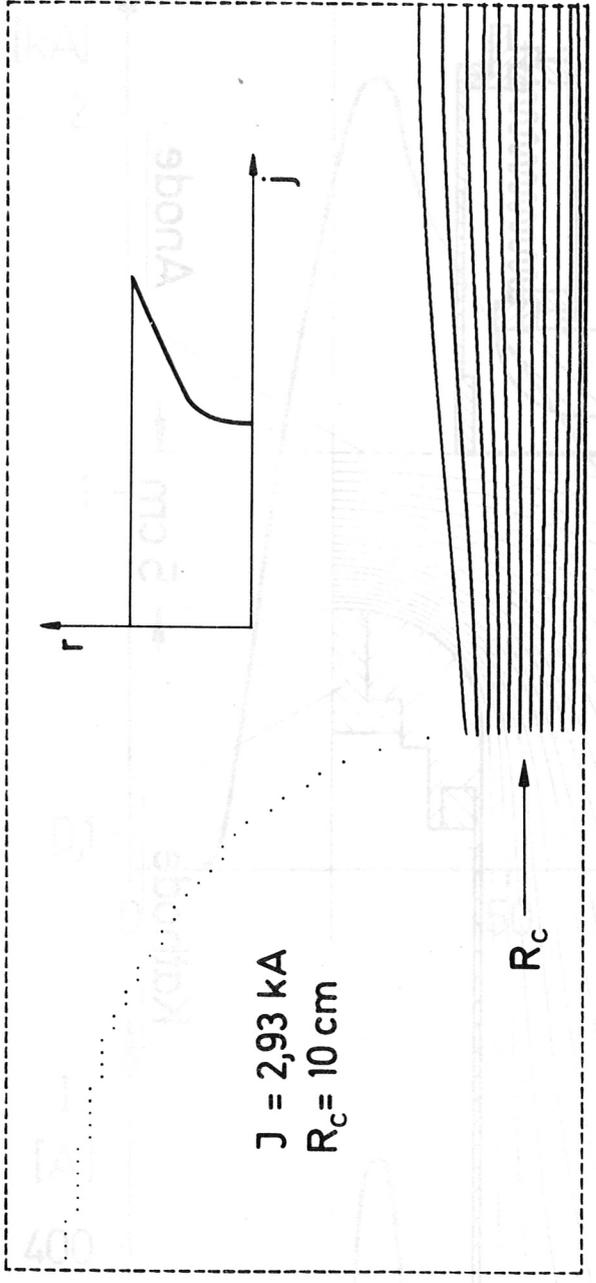
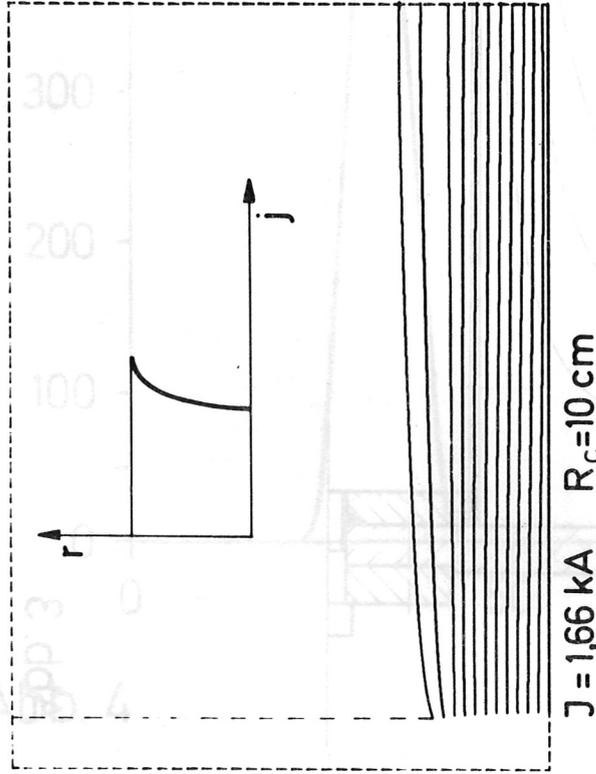


Abb. 1



Berechnete Bahnen in der Röhre
raumladungsbegrenzter Emission.

Abb. 2

Wasserwiderstand

Elektrode

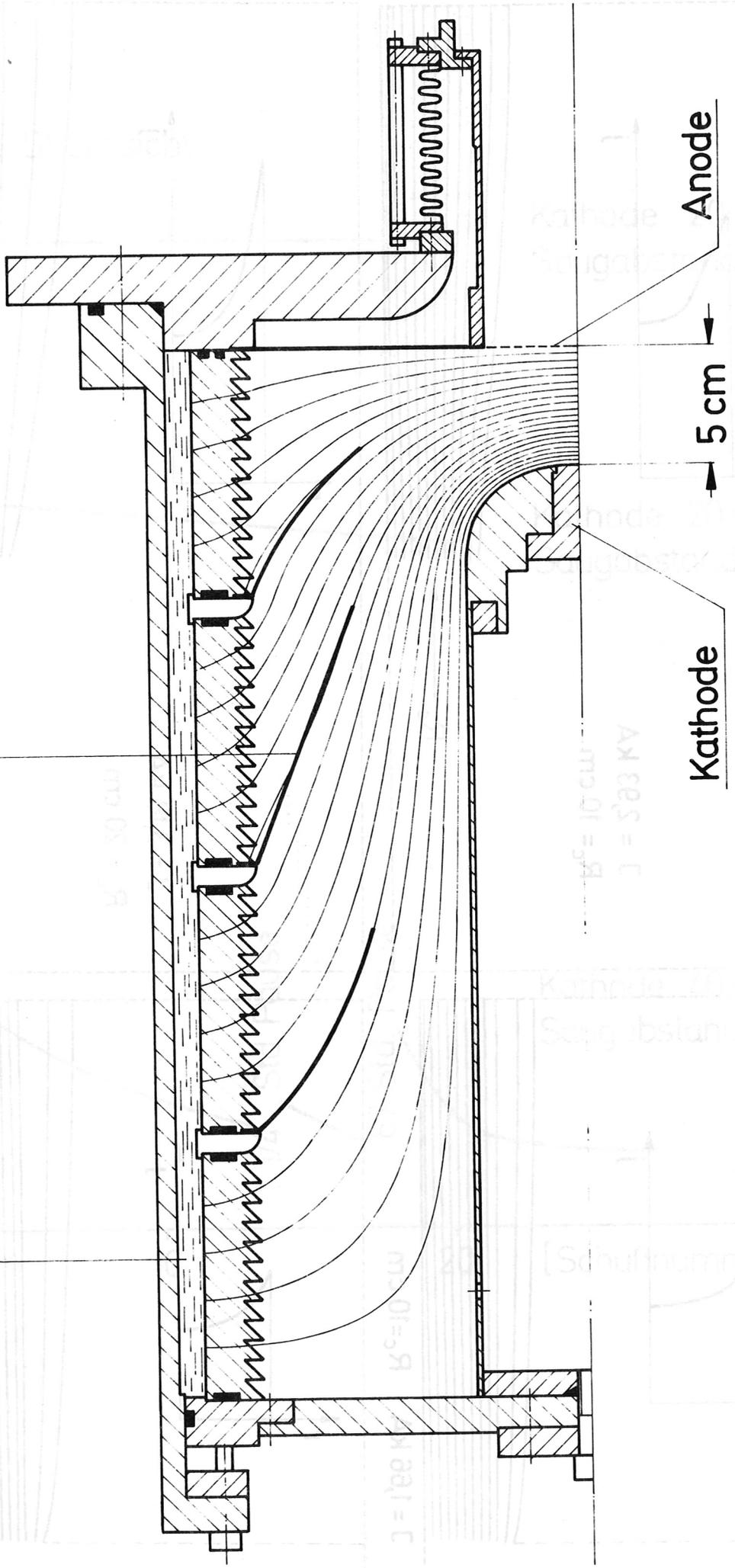


Abb. 3

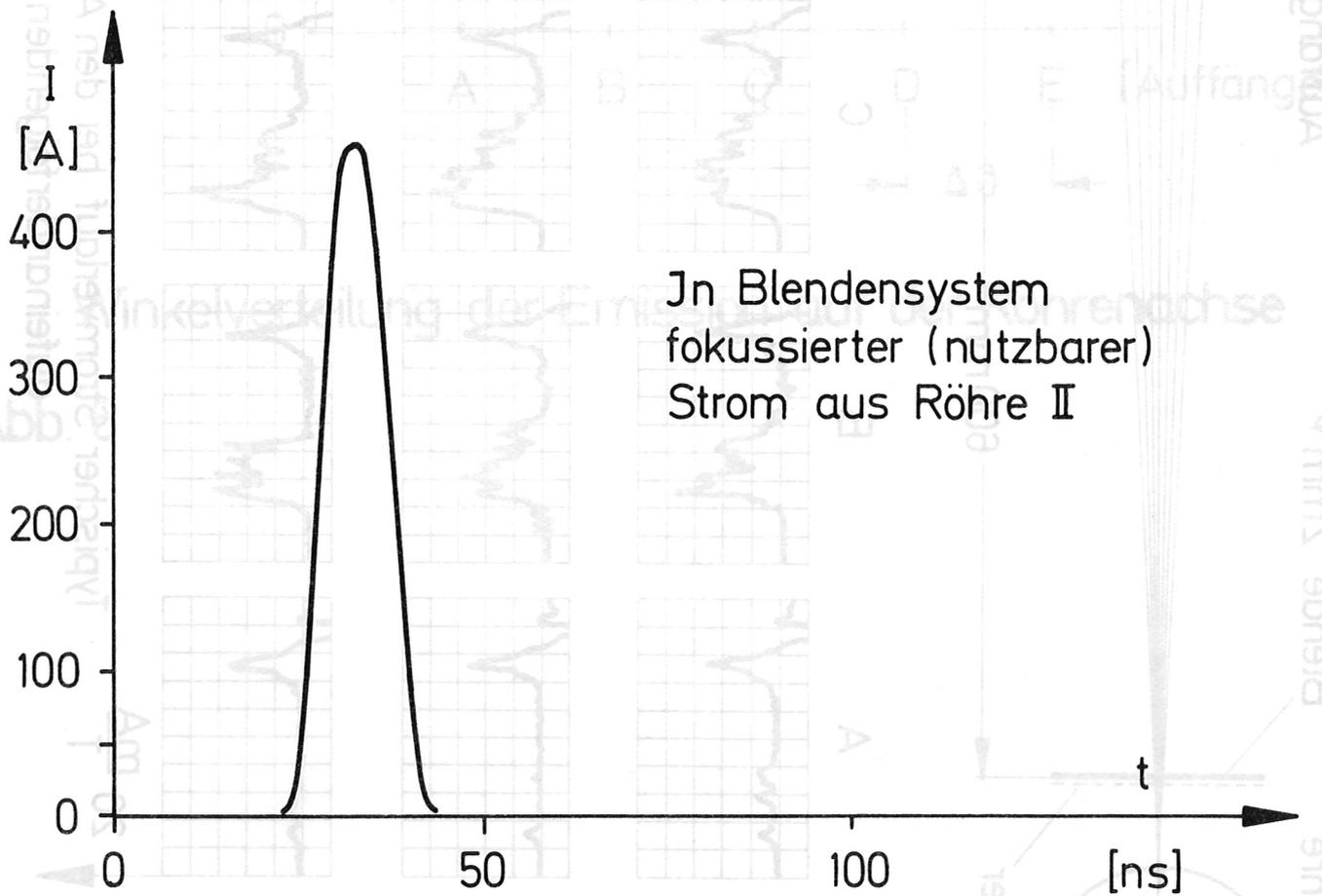
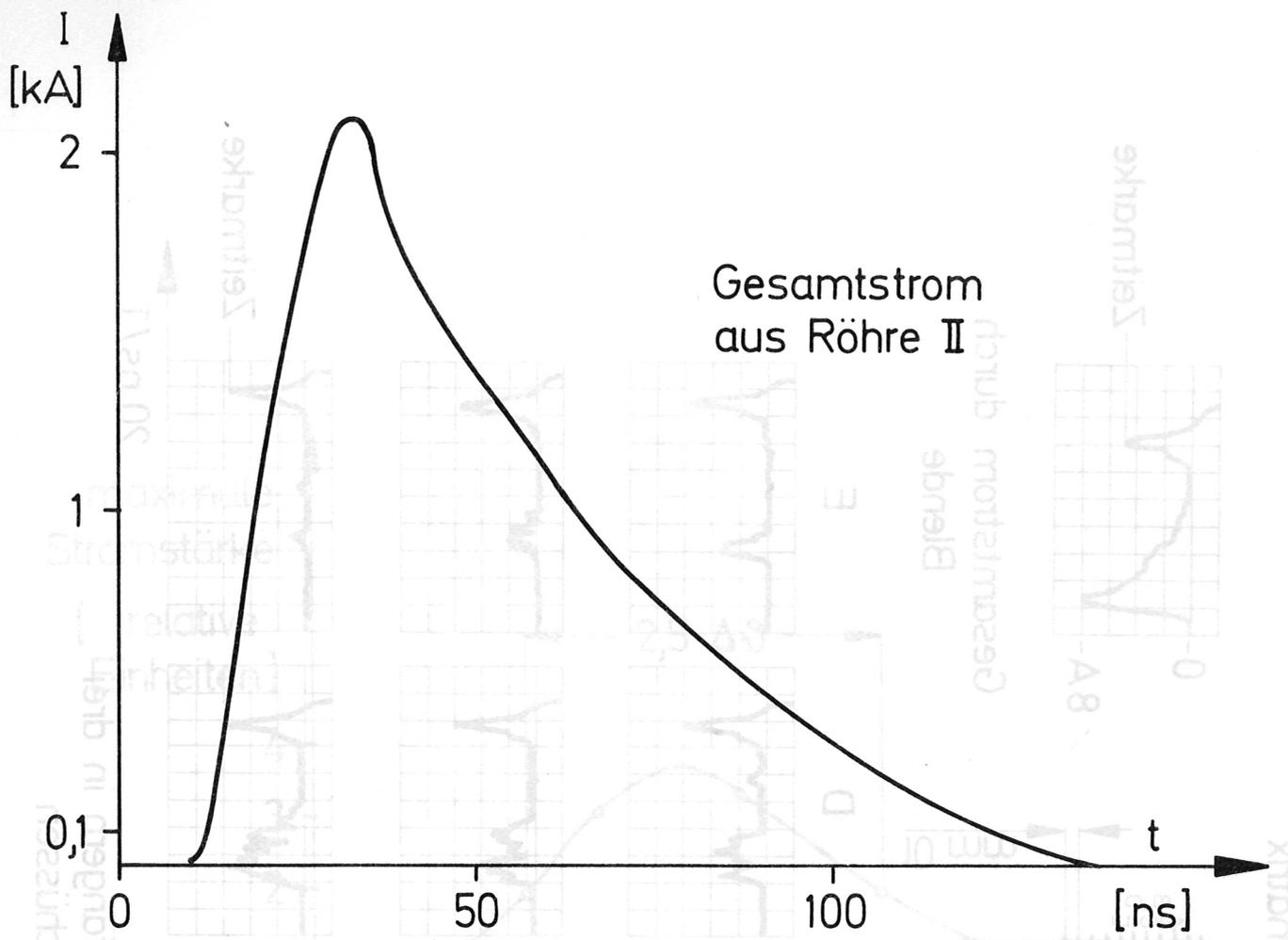
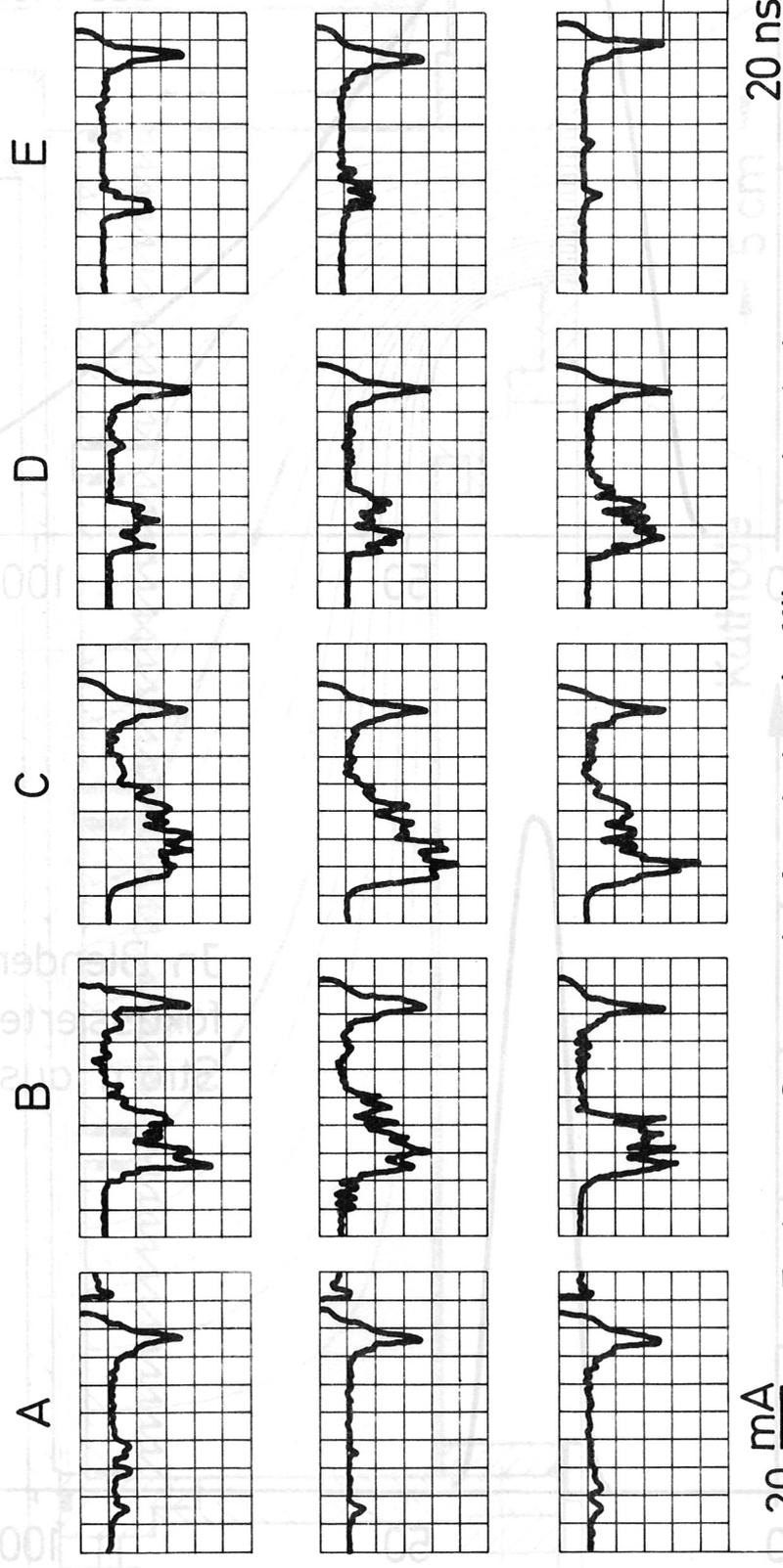
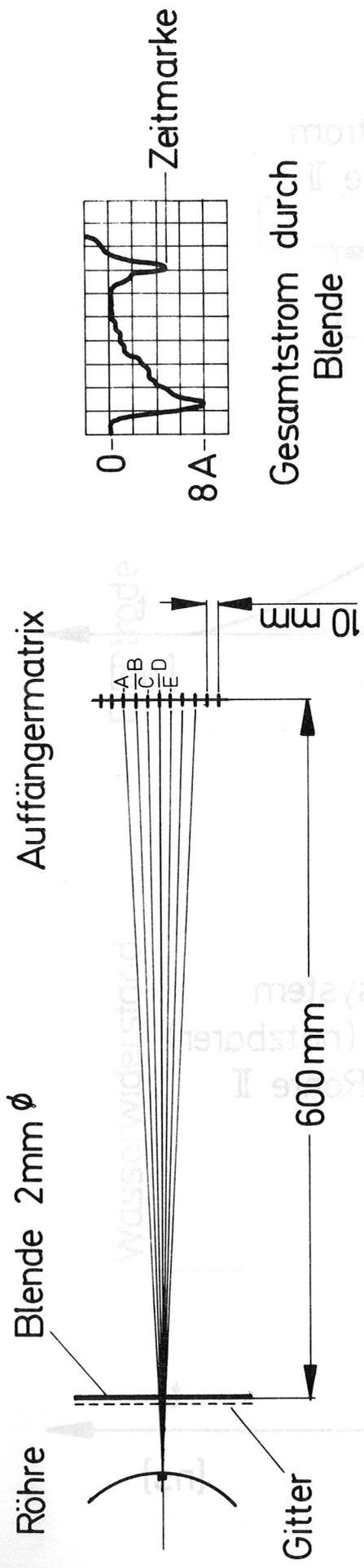
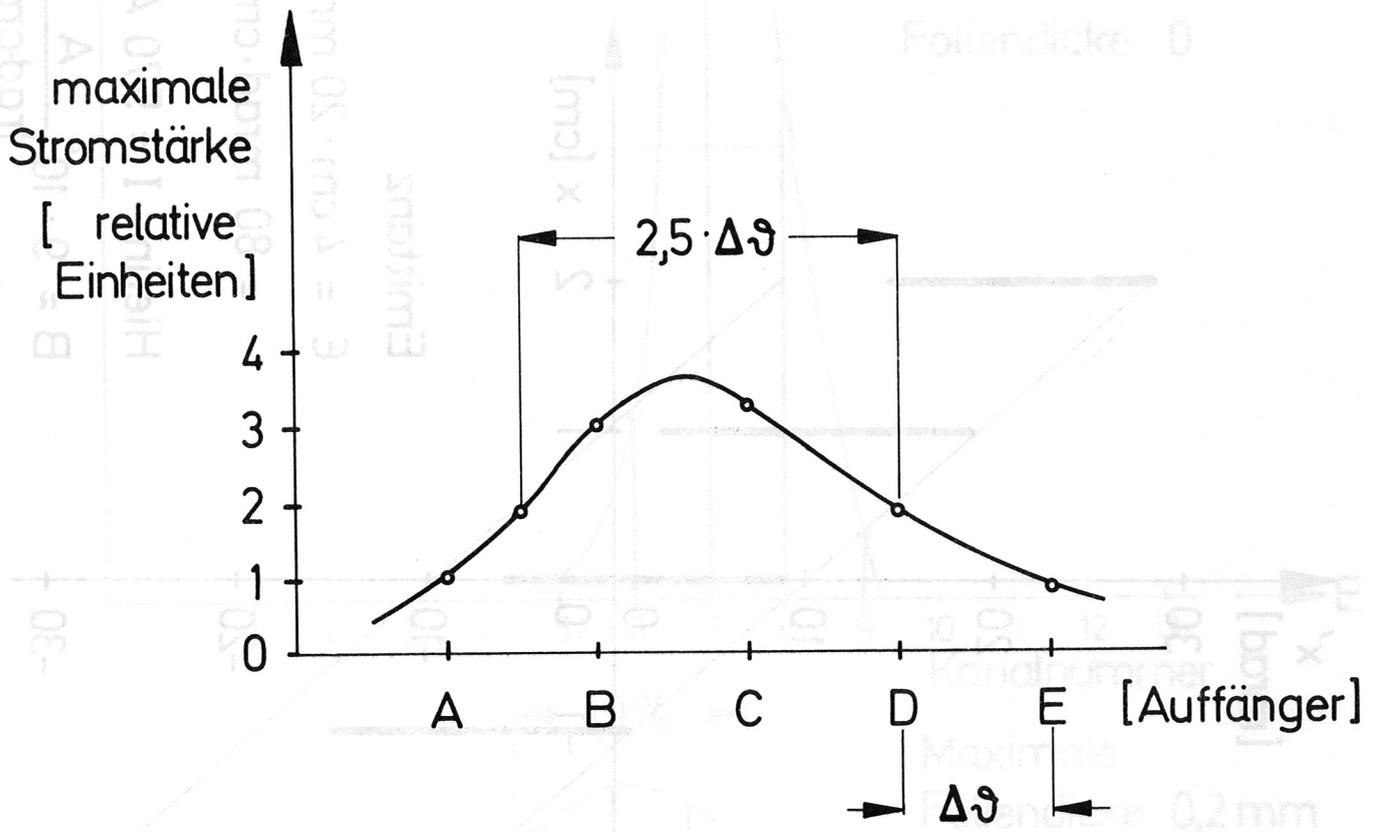


Abb. 4



Typischer Stromverlauf bei den Auffängern in drei aufeinanderfolgenden Schüssen

Abb. 5



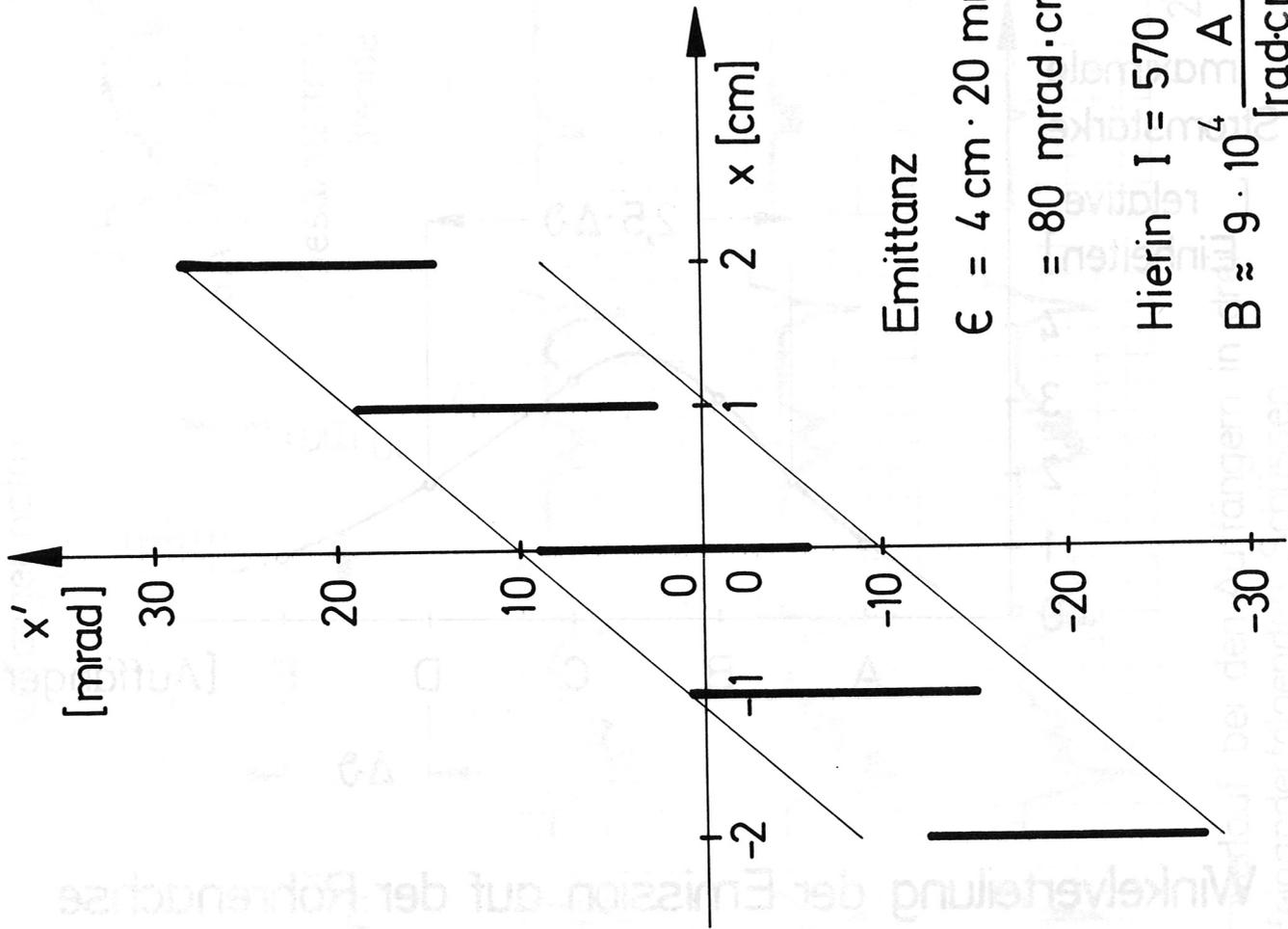
Winkelverteilung der Emission auf der Röhrenachse

Abb. 6

$$1 \text{ Kanalbreite} \approx \frac{\Delta E}{E} = 0,6 \%$$

Energiestreuung durch strukturierte Polyäthylenfolien

Abb. 8



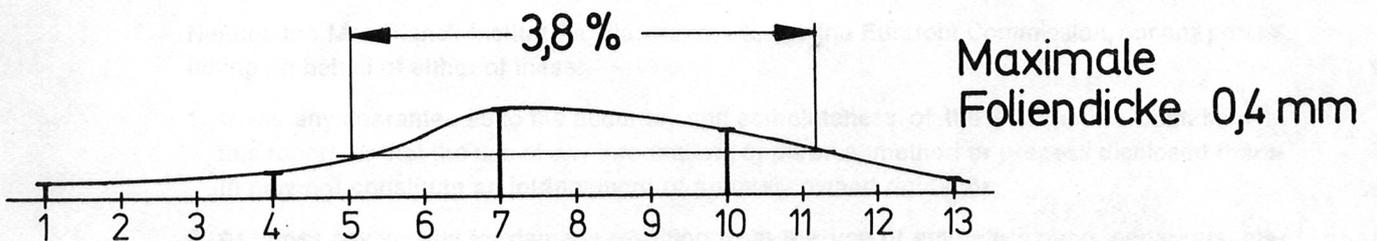
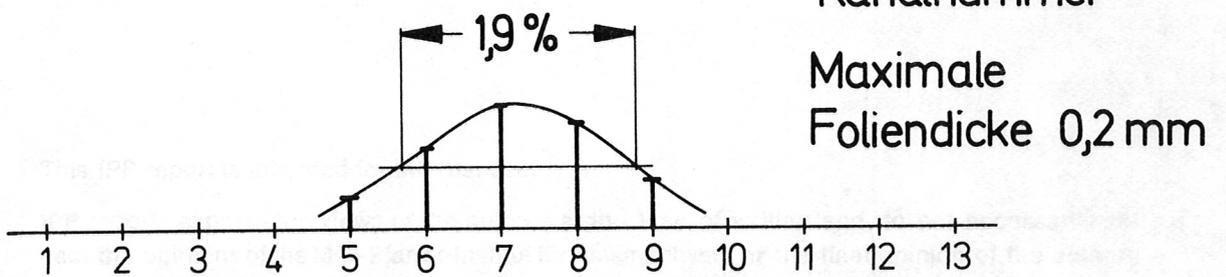
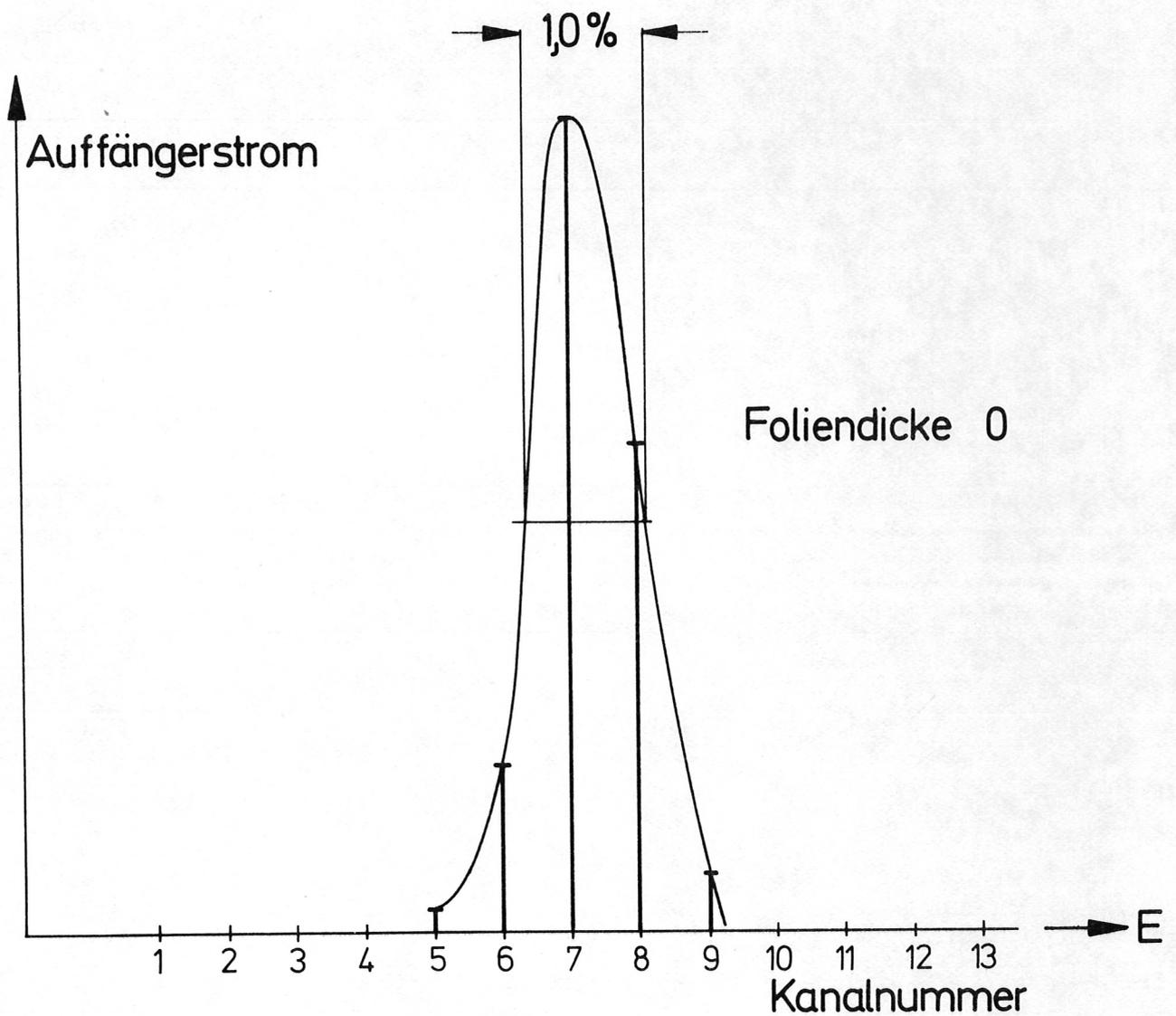
Emittanz

$$\epsilon = 4 \text{ cm} \cdot 20 \text{ mrad} \\ = 80 \text{ mrad} \cdot \text{cm}$$

$$\text{Hierin } I = 570 \text{ A}$$

$$B \approx 9 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{[\text{rad} \cdot \text{cm}]^2}$$

Abb. 7



$$1 \text{ Kanalbreite} \cong \frac{\Delta E}{E} = 0,6 \%$$

Energiestreuung durch strukturierte
Polyäthylenfolien