Elektronenstrahl-angeregter chemischer HF-Laser

Electron-beam initiated HF chemical laser

R.W.F. Gross and F.Wesner

IPP 4/110 April 1973

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Elektronenstrahl-angeregter chemischer
HF-Laser

Electron-beam initiated HF chemical laser

R.W.F. Gross and F.Wesner

IPP 4/110 April 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.

R.W.F. Gross, F.Wesner

Elektronenstrahl-angeregter chemischer HF-Laser

Electron-beam initiated HF chemical laser

(in English and German)

IPP 4/110

April 1973

Abstract

Zur Anregung eines chemischen HF-Lasers wurde eine Elektronenkanone mit Feldemissionskathode entwickelt, die einen großflächigen Elektronenstrahl mit einer Amplitude von 5,5 kA, einer Elektronenenergie von 120 keV und einer Puls-Halbwertsdauer von etwa 25 ns erzeugt. Damit konnteneine Pumprate von 4×10^{24} Photonen/cm^2s und eine Laserenergie von 0,2 J pro Puls erreicht werden. Der Wirkungsgrad betrug 3,5 %, bezogen auf die Elektronenstrahl-Energie. Bei einer weiteren Verbesserung der Elektronenkanone sollten beachtliche Werte für Ausbeute und Wirkungsgrad erreichbar sein.

For HF chemical laser initiation, an electron gun with field emission cathode was developed, which produces a large-area electron beam with an amplitude of 5,5 kA, an electron energy of 120 keV, and a half-amplitude pulse length of 25 ns. A pump rate of 4×10^{24} photons/cm^2s and a laser energy of 0,2 J/pulse were reached. The efficiency was 3,5 % with reference to the electron beam energy. With a further improved electron gun, remarkable values of efficiency and yield should be reached.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Introduction	3
2.	Versuchsaufbau	5
2.1	Schaltung	5
2.2	Elektronenkanone (Diode) und Laserkammer	5
2.3	Blumlein-Leitung	6
2.4	Pulsladung und Schaltung der Blumlein-Anordnung	7
2.5	Spannungs- und Strommessung	8
3.	Elektronenkanone	9
3.1	Grundlagen	9
3.2	Eigenschaften der gebauten Anordnung	11
3.2.1	Geometrische Verhältnisse	11
3.2.2	Spannungsverhältnis U_D/U_o	12
3.2.3	Elektronenstrom	12
3.2.4	Überschläge in der Elektronenkanone	16
3.2.5	Verbesserungsmöglichkeiten	17
4.	Laser Experiments	17
Literatur		26
Abbildungen		27

1. Introduction

The purpose of this investigation was to produce HF laser emission from the chemical reaction of F with H_2. F-atoms are produced by electron impact from SF_6. To date electrically initiated HF lasers use direct discharge techniques such as in a TEA laser arrangement [1, 2, 3]. Using the electron gun, we aimed at generating a controlled indirectly initiated discharge in the SF_6-H_2 mixtures, in the hope that the efficiency and yield of such a discharge could be improved in comparison with direct discharge techniques, and possibly be pushed to higher pressures of the SF_6-H_2 mixtures. Similar indirect, electron beam controlled discharges have been used very successfully for the pumping of CO_2-N_2 lasers [4, 5].

The problem in our case is the electron-phyllic nature of SF_6 which has an exceedingly high electron attachment cross-section forming negative SF_6-ions. Existing literature [6] indicates, however, that (1) the electron capture takes place at very low electron energies of less than 0.1 eV and the cross section, though large, has a very narrow peak of less than 0.03 eV. (2) The negative SF_6-ion is estimated to have a lifetime of some 10^{-6} sec and appears to dissociate into largely SF_5, SF_4, SF_3, and F atoms. The ratio of the products of this dissociation process has been measured [6] using a source of 70 eV electrons and a mass spectrometer. Though only qualitatively indicative, $SF_5 : SF_4 : SF_3 =$ 100 : 10 : 20, the result is encouraging if one wishes to produce F atoms by electron impact. No information exists about the rates of such a dissociation, and the details of the processes leading to the successive splitting off of F atoms are completely unknown. Most probably SF_5 and F are formed in two main processes:

$$SF_6 + e \longrightarrow SF_6^- \qquad \text{(attachment)}$$

$$\text{a)}\quad SF_6^- + M \longrightarrow SF_5^- + F + M$$

$$\text{b)}\quad SF_6^- + e \longrightarrow SF_5^- + F + e$$

A detailed investigation of the kinetics of the SF_6 dissociation by electron impact would be very desirable, and certainly necessary if one wants to understand and model the discharge mechanisms.

Pending such an investigation, we decided to simply attempt a direct experiment. The choice of experimental parameters was guided by existing information on HF and on electron beam controlled discharge in CO_2.

It is known that deactivation of HF vibrationally excited states by HF itself is very rapid and is typically of the order of $P\tau = 10^{-5}$ Torr sec [7]. This collisional (VT) deactivation limits the lifetime of the excited state. Simultaneously HF^* has, however, a very large stimulated emission cross section of the order of 10^{-16} cm^2. It should, therefore, be possible to successfully overcome the deactivation processes by stimulated emission, provided the production rates of HF^* can be made very large. A fast electrical discharge producing in excess of 10^{24} active centers per $cm^2 \cdot sec$ in an optical cavity should be sufficient to completely emit all excited molecules formed by stimulated processes before collisional deactivation can occur.

Such large pumping rates can only be produced by special electric discharges. Considering here electron beam controlled discharges, it is clear that only a fast high current field emission cathode in conjunction with a fast Marx or Blumlein storage system could yield such values. It was, therefore, decided to use the latter combination. Commercially existing electron beam guns [8] of the large area required have beam currents of no more than 0.3 - 0.8 Amp/cm^2 in times of the order of 0.1 - 2 μsec. We are asking for

2 to 3 orders or magnitude larger currents in times of less than 300 nsec. The gun developed here is described in section 3., whilst experimental results are reported in section 4.

2. Versuchsaufbau

2.1 Schaltung

Abb. 1 zeigt das Prinzipschaltbild des Versuchsaufbaus: Von einer Bandleiter-Blumlein-Anordnung (1) wird ein Spannungspuls erzeugt und an die Elektronenkanone (2) angelegt. Der von der Feldemissionskathode emittierte Elektronenstrahl tritt durch ein Lenard-Fenster in die Laserkammer (3) ein, an die eine Saugspannung U_s angelegt werden kann. Das Blumlein wird von einem dreistufigen Marx-Generator (4) über Induktivitäten (5) schwingend geladen und von einer Mehrkanal-Funkenstrecke (6) geschaltet. Ein zweistufiger, koaxial aufgebauter Marx-Generator (Steilwellengenerator, 7) liefert die Pulsspannung zur Zündung dieser Funkenstrecke über vier Pulskabel. Die Anode der Elektronenkanone ist als einziger Punkt der Anordnung über das Abschirmrohr der Meßleitungen und die Meßkabine mit Erde verbunden (vgl. Abschnitt 2.5).

2.2 Elektronenkanone (Diode) und Laserkammer

Abb. 2 zeigt einen Schnitt durch die Elektronenkanone (1), im folgenden kurz als Diode bezeichnet, und die Laserkammer (2).

Die Feldemissionskathode (3) ist aus 10 Klingenpaketen von je 35 x 35 mm Grundfläche aufgebaut. Sie überdeckt eine Gesamtfläche von etwa 450 x 35 mm. Der Elektrodenabstand d (als Abstand der Kathode zu den Stützstegen definiert) und die Breite b der Klingenpakete können verändert werden. Es wurde mit verschiedenen Klingenstärken und Klingenabständen gearbeitet. Die Anode (4) besitzt gegenüber der Kathode ein Fenster von 520 x 50 mm, in das zur Gasabdichtung eine 20 µm dicke Alu-

minium- oder eine 10 µm dicke Hostaphanfolie (5) eingespannt werden kann. Zur Stützung der Folie sind 45 Stege (6) in das Fenster eingeschweißt. An die obere Elektrode (Anode, 7) der Laserkammer kann mit Hilfe der induktivitätsarm angeschlossenen Kapazität C_S eine positive Spannung U_S zur Speisung der vom Elektronenstrahl ausgelösten Entladung angelegt werden.

2.3 Blumlein-Leitung

Die Blumlein-Bandleitung ist als sogenannte "angepaßte Blumlein-Leitung" ausgeführt [9], bei der der mittlere Bandleiter in einer gewissen Entfernung vom Verbraucher endigt (Abb. 3). Bei einer solchen Anordnung läuft in die Verbraucherbandleitung eine Welle der Ladespannung U_o ein. Bei ideal kurzgeschlossenen bzw. offenen Bandleiterenden heben sich am Ende des mittleren Bandleiters alle Reflexionen auf, und am Verbraucher entsteht ein einziger Spannungspuls, dessen Amplitude bei Anpassung gleich der Ladespannung des Blumleins ist und dessen Dauer der doppelten Laufzeit der oberen bzw. unteren Teilleitung entspricht. Die Bandleiteranordnung liegt zur besseren Potentialsteuerung unter leitfähigem Wasser.

Daten der Anordnung:

Bandleiterbreite:	500 mm
Isolation:	8 x 0,25 mm Styroflex für Teilleitungen ($\varepsilon_r \approx 2,5$); 16 x 0,25 mm Styroflex für Verbraucherleitung
Folienüberstand:	ca. 280 mm
Länge der Teilleitungen:	4,4 m
Länge der Verbraucherleitung:	0,8 m
Wellenwiderstand der Teilleitungen:	0,95 Ω

Wellenwiderstand der Verbraucherleitung:	1,8 Ω
Pulsdauer:	45 ns
Kapazität (obere und untere Teilleitung):	50 nF
Gespeicherte Energie bei 120 kV Ladespannung:	360 J
Gespeicherte Energie bei 150 kV Ladespannung:	560 J
Ohm'scher Ableitungswiderstand durch das Wasser:	ca. 400 Ω

2.4 Pulsladung und Schaltung der Blumlein-Anordnung

Der Marx-Generator für die Pulsladung der Blumlein-Anordnung, die Mehrkanal-Funkenstrecke und der Triggergenerator zum Zünden dieser Funkenstrecke sind dieselben wie beim 500 kV-Theta-Pinch [10].

Pulsladung: 3-stufiger Marx-Generator
Kondensatoren 1,1 µF; 48 kV
Druckfunkenstrecken

Die Spulen (5 in Abb. 1) zur Einstellung der Pulsladefrequenz besitzen zusammen eine Induktivität von etwa 60 nH. Die Spannung am Blumlein steigt nach einer (1-cos t)-Funktion in etwa 4,5 µs auf die rund 4,2-fache Stufenspannung des Marx-Generators an. Im Maximum erfolgt die Zündung durch die Mehrkanal-Funkenstrecke.

Mehrkanalfunkenstrecke: Mehrfach getriggerte Druckfunkenstrecke mit vier Triggerelektroden, die über vier 10 m lange Kabel vom Triggergenerator gezündet werden. Die Triggerelektroden sind über die Kabellaufzeit entkoppelt. Der Schalter kann mit einer Ladespannung von maximal 160 kV betrieben werden. Er besitzt eine Induktivität von etwa 20 nH.

Triggergenerator: 2-stufiger, koaxial aufgebauter Marx-Generator (Steilwellengenerator) mit der Möglichkeit zum Anschluß von bis zu 16 Pulskabeln.

Kapazität: 110 nF/Stufe

Ladespannung/Stufe: 40 kV

Ausgangsspannung am offenen Kabelende: ca. 140 kV

Anstiegszeit: <10 ns

Die Zündung des Marx- und Triggergenerators erfolgt über ein Impulsverzögerungsgerät, zwei 15 kV-Triggergeräte und 2 Pulstrafos.

2.5 Spannungs- und Strommessung

Die Messung der Blumlein-Ladespannung erfolgt mit einem ohmischen Spannungsteiler, der aus Kohlemassewiderständen (R = 12 kΩ) aufgebaut ist.

Der Spannungspuls an der Diode wird mit einem kapazitiven Spannungsteiler nach [11] in Verbindung mit einem Tektronix-Tastkopf P 6051 oder P 6057 gemessen (Abb. 4). Der Spannungsteiler ist kurz vor dem Anschluß an die Elektronenkanone in den oberen Bandleiter eingesetzt. Die Anstiegszeit dieser Meßanordnung wird vom Oszillografen (Tektronix 7704) auf etwa 2,4 ns begrenzt.

Der in der Laserkammer fließende, durch den injizierten Elektronenstrahl ausgelöste Strom wird mit einem koaxialen Flächenwiderstand (R = 3 mΩ) gemessen (Abb. 4) [12]. Die Anstiegszeit der Strommessung wird ebenfalls nur durch den verwendeten Oszillografen begrenzt. Zur direkten Messung des in die Laserkammer injizierten, unverstärkten Elektronenstroms kann ohne Saugspannung U_s und ohne Kapazität C_s gearbeitet und die obere Elektrode der Laserkammer direkt an den Strom-Meßwiderstand angeschlossen werden. Die Genauigkeit der Injektionsstrommessung hängt stark vom Druck in der Laserkammer ab (vgl. Abschnitt 3.2.3).

3. Elektronenkanone (Diode)

3.1 Grundlagen

Der Emissionsstrom einer Feldemissionskathode wird durch das Raumladungsgesetz

$$I_D = a \quad U_D^{3/2} \tag{1}$$

(I_D = Emissionsstrom der Diode, U_D = Diodenspannung) begrenzt [13, 8], wobei der Faktor a von der Geometrie der Anordnung abhängig ist. Für ebene Elektroden gilt

$$a = K \frac{F}{d^2} \quad \text{mit } K = 2{,}35 \frac{\mu A}{V^{3/2}} \tag{2}$$

(F = Fläche der Emissionskathode, d = Elektrodenabstand)

Für die Stromdichte ergibt sich damit

$$\bar{I}_D = \frac{I_D}{F} = \frac{K}{d^2} \quad U_D^{3/2} \tag{3}$$

Diese Abhängigkeit ist für verschiedene Spannungswerte in Abb. 5 dargestellt.

Wird an die Diode ein rechteckförmiger Spannungsimpuls der Amplitude U_o aus einer Leitung mit dem Wellenwiderstand Z angelegt, so gelten die obigen Beziehungen nur bei Anpassung, also bei $U_D = U_o$. In diesem Fall, bei dem sich zwischen den Elektroden ein ohmischer Widerstand R = Z einstellen muß, wird die größtmögliche Energie aus der Leitung auf den emittierten Elektronenstrom übertragen.
Im allgemeinen, nicht angepaßten Fall wird die ankommende Spannungswelle der Amplitude U_o an der Diode reflektiert, und es gilt

$$U_D = U_o + U_R \ , \tag{4}$$

wenn U_R die reflektierte Spannung ist. Für die Ströme gilt analog unter Beachtung des Vorzeichens

$$I_D = I_o - I_R = \frac{U_o - U_R}{Z} = \frac{2\,U_o - U_D}{Z} \qquad (5)$$

Mit (1) und (2) ergibt sich für den Zusammenhang zwischen U_D und U_o

$$K\,\frac{ZF}{d^2}\,U_D^{3/2} = 2\,U_o - U_D \qquad (6)$$

In Abb. 6 ist U_D als Funktion von $\frac{ZF}{d^2}$ für verschiedene Pulsspannungen U_o aufgetragen. Die Bedingung für Anpassung ergibt sich aus (6) für $U_D = U_o$ zu

$$\frac{ZF}{d^2} = \frac{1}{k\sqrt{U_o}} = 4{,}26\,.\,10^5\,\frac{V^{3/2}}{A}\,\frac{1}{\sqrt{U_o}} \qquad (7)$$

Diese Kurve ist in Abb. 6 mit eingetragen. Der bei Anpassung geltende Wert von ZF/d^2 verändert sich im hier betrachteten Spannungsbereich nur wenig und kann in erster Näherung als konstant betrachtet werden. Für

$$\frac{ZF}{d^2} \approx 1{,}2\ k\Omega$$

ergibt sich bei $U_o \approx 126$ kV genau und zwischen 100 und 160 kV angenähert Anpassung.

In Abb. 7 sind $\frac{U_D}{U_o}$ und $\frac{I_D}{I_o} = \frac{I_D}{U_o/Z}$ in Abhängigkeit von $\frac{ZF}{d^2}$ für Anpassung bei 1,2 kΩ entsprechend $U_o = 126$ kV aufgetragen. Um die Abweichung für andere Pulsspannungen abschätzen zu können, sind die Kurven für Anpassung bei 80 kV und 165 kV mit eingetragen.

Eine Diode sollte nach Möglichkeit bei Anpassung betrieben werden, um die Energiequelle optimal auszunützen. Nach Abb. 6 und 7 ist bei gegebenem Aufbau ($Z \frac{F}{d^2}$ = konst.) ein Betrieb in einem weiten Spannungsbereich ohne wesentliche Fehlanpassung möglich. Eine bewußte Fehlanpassung durch Variation von $Z\frac{F}{d^2}$ ermöglicht aber auch eine wesentliche Vergrößerung des Emissionsstroms bei kleinerer Beschleunigungsspannung oder umgekehrt.
Der Emissionsprozeß besitzt nach [8] eine natürliche zeitliche Begrenzung. Bei Beginn der Emission an Stellen höchster Feldstärke werden diese stark erhitzt, teilweise verdampft, und es entsteht ein leitfähiges Plasma als eigentliche Emissionsquelle. Dieses Plasma bewegt sich in Richtung Anode und führt bei seinem Eintreffen zum Kurzschluß der Diode. Seine Ausbreitungsgeschwindigkeit wird von [8] mit 4 cm/µs angegeben. Daneben besteht auch durch die intensive Elektronenbestrahlung der Isolierwände stets die Gefahr von Überschlägen in der Diode (vgl. Abschnitt 3.2.4).

3.2 Eigenschaften der gebauten Anordnung

3.2.1 Geometrische Verhältnisse

Die gebaute Diode hat folgende Daten:

Mit Klingen bestückte Fläche:	$F \approx 120\ cm^2$
Elektrodenabstand:	$d = 0 \ldots 35$ mm in Stufen einstellbar
Wellenwiderstand des angeschlossenen Bandleiters:	$Z = 1{,}8\ \Omega$

Mit $Z \frac{F}{d^2} = 1200\ \Omega$ (vgl. Abb. 6) ergibt sich damit Anpassung bei einem Abstand von $\underline{d_o \approx 4{,}2\ mm}$ für ebene Elektroden.

Die Anode besteht aus einer V2A-Platte mit einem Fenster, in das V2A-Stäbe zur Stützung der Folie eingesetzt sind (vgl. Abb. 2). Sowohl durch die Fensterwände als auch durch die Stäbe ergeben sich um so größere Abweichungen vom homogenen Feld, je kleiner der Elektrodenabstand d und der Abstand der Kathodenkante zum Rand des Fensters sind. Es hat sich nun gezeigt, daß solche Inhomogenitätsstellen die Emission sehr stark beeinflussen. Bei kleinem Elektrodenabstand neigen diese Stellen verstärkt zu Überschlägen (vgl. Abschnitte 3.2.2 und 3.2.4). Deshalb wurde vorgezogen, einen Elektrodenabstand von 6 bis 6,5 mm einzustellen, der für Anpassung zu groß ist, für die gegebene Anordnung jedoch einen günstigen Kompromiß darstellt. Für diesen Abstand ist $Z \frac{F}{d^2} \approx 670\ \Omega$.

3.2.2 Spannungsverhältnis U_D/U_o

Das Verhältnis der Spannung U_D an der Diode zur Pulsspannung U_o, die gleich der Ladespannung des Blumleins ist, kann darüber Auskunft geben, ob das einfache Raumladungsgesetz für homogenes Feld nach Abschnitt 3. und Abb. 6 von dieser Anordnung erfüllt wird. Dies kann dann nachgeprüft werden, wenn an der Diode das Dach des Spannungspulses erreicht wird, bevor der Puls endigt oder bevor ein Überschlag eintritt. In Abb.8 sind 3 Oszillogramme gezeigt, die die Gültigkeit belegen können. Die entsprechenden Betriebspunkte sind in Abb. 6 eingetragen. Sie liegen etwa 10 % unter den berechneten Werten. Damit kann angenommen werden, daß die einfachen Beziehungen in Abschnitt 3.1 die Eigenschaften der Anordnung trotz erheblicher Abweichung von der homogenen Feldform mit guter Näherung beschreiben.

3.2.3 Elektronenstrom

Ein bestimmtes Verhältnis U_D/U_o erzwingt nach den Wanderwellengesetzen (Abschnitt 3.1) unabhängig von der Art des Verbrauchers einen Strom $I_D = 1/Z\ (2\ U_o - U_D)$. Da sowohl U_o als auch U_D gemessen wurden, ist auch der Strom in der Elektronenkanone

bekannt. Er muß als reiner Elektronen-Emissionsstrom fließen, solange keine Überschläge auftreten. In Abb. 9 ist dieser Emissionsstrom in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand d aufgetragen. Eine direkte meßtechnische Überprüfung dieser Stromwerte ist nur möglich, wenn das obere Bandleiterende über den Meßwiderstand zur Anode geführt wird (vgl. Abb. 4). Die Anschlußinduktivität der Diode wird dadurch allerdings wesentlich vergrößert. Eine solche Kontrollmessung wurde für $d \approx 6$ mm durchgeführt. Der entsprechende Meßpunkt ist in Abb. 9 eingezeichnet.

Der in der Laserkammer fließende Strom wird nach Abschnitt 2.5 und Abb. 4 direkt gemessen. Als Beispiel zeigt Abb. 10 die in Luft, 760 Torr, bei einer Saugspannung von 40 kV und verschiedenen Elektrodenabständen ausgelösten Ströme. Die hierbei eingesetzte Kapazität $C_S = 24$ nF wurde bei d = 8 mm völlig entleert. Abb. 9 zeigt die Abhängigkeit dieses gasverstärkten Stroms vom Abstand d. Die Messung des nicht gasverstärkten injizierten Elektronenstroms konnte bisher nicht fehlerfrei durchgeführt werden, weil der Druck für den großen Abstand zwischen Fenster und Sammelelektrode in der Laserkammer nicht klein genug gemacht werden konnte. Abb. 11 zeigt die Abhängigkeit dieser Strommessung vom Gasdruck. Bei kleinen Drücken tritt eine wenig durckabhängige Stromspitze auf, deren Breite der Dauer der Pulsspannung entspricht, und die den eigentlichen Injektionsstrom darstellt. Der Folgestrom setzt sich wohl hauptsächlich aus gestreuten Elektronen und bei Stößen neu erzeugten Ladungsträgern zusammen. Eine Erhöhung des Druckes führt zu einer Vermehrung der Stöße, wodurch der Folgestrom die Amplitude des eigentlichen injizierten Elektronenstromes schließlich übersteigt. Ein Stromverlauf nach Abb. 11d kann einen erheblich zu großen Injektionsstrom vorspiegeln; dagegen bleibt der Meßfehler gering, wenn der Stromverlauf wie in Abb. 11a und 11b eine ausgeprägte Stromspitze aufweist. Die in Abb. 11 angegebene Abhängigkeit des gemessenen Stroms vom

Gasdruck deutet auf eine ab einigen mTorr merkbare Gasentladungsverstärkung des Stromes schon in der Diode hin. Bei einem raschen Anstieg des Elektronenstroms entsteht an der Induktivität des oberen Stromkreises ($L \approx 100 \ldots 150$ nH) eine Gegenspannung, die bei den größten erreichten Steilheiten bis zu 40 kV betragen kann. Diese Bremsspannung kann den gemessenen Stromverlauf ebenfalls verfälschen.
In Abb. 9 sind einige Meßwerte des Injektionsstroms mit eingetragen. Es zeigt sich deutlich die große Differenz zwischen dem in der Diode fließenden Emissionsstrom und dem durch das Fenster in die Laserkammer injizierten Elektronenstrom. Diese große Differenz kann nur dadurch zustandekommen, daß ein erheblicher Teil der emittierten Elektronen auf den nicht durchbrochenen Teil der Anode trifft. Ahlstrom u.a. [8], die bei einer vergleichbaren Anordnung mit einem Elektrodenabstand von 5,5 cm eine ähnlich große Differenz feststellten, geben einen Halbwinkel von 45° für die Elektronenemission an Klingenkathoden an. Durch das stärker inhomogene Feld zwischen Fensterrändern und Kathodenkante und den kleinen Elektrodenabständen (vgl. Abb. 2) dürfte im vorliegenden Fall die Emission zu den Fensterrändern hin noch verstärkt sein. Die qualitative Verteilung des von der Kathode emittierten Elektronenstroms könnte eine Form nach Abb. 17 haben.

Wie sich gezeigt hat, ist zum raschen Einsetzen eines hohen hohen Injektionsstroms ein inhomogenes Feld an der Kathodenkante notwendig. In Abb. 12 ist eine solche Inhomogenität durch den Fensterrand (Abb. 12a) und durch einen in das Fenster eingesetzten Draht (Abb. 12b) dargestellt. Im ersten Fall (Abb. 12a) entsteht ein wesentlich höherer Folgestrom, wohl durch am Fensterrand gestreuten (und dabei abgebremsten) Elektronen. Im zweiten Fall (Abb. 12b) ergibt sich ein höherer, schmalerer Strompuls, der wohl hauptsächlich vom Kathodenrand herrührt, denn der Abstand der Kathodenoberfläche zu den Stützstäben im Fenster ist gegenüber Abb. 12a vergrößert.

Der Einfluß der Trennfolie auf den Injektionsstrom richtet sich in bekannter Weise (z.B.[14]) nach der Foliendicke und der Dichte des Materials. Die Anwendungsmöglichkeit ist außerdem beschränkt durch thermische Belastbarkeit und die mechanische Festigkeit der Folien, die einen Druckunterschied von max. 1 at bei einem Abstand der Stützstege von 10 mm aushalten müssen. Bisher konnte mit 20 µm dicken Alu-Folien und mit 10 µm dicken Hostaphan-Folien erfolgreich gearbeitet werden. Die Stromdurchlässigkeit für 120 keV-Elektronen ist für die Hostaphan-Folie nach [14] $>$ 85 %. Die thermische Belastungsgrenze ist in erheblichem Maße von der Homogenität des Elektronenstrahls, die bisher nur sehr lückenhaft untersucht wurde (vgl. Abschnitt 4.), abhängig. Ein in das Fenster eingesetztes Drahtgitter (Drahtdurchmesser 0,5 mm ;Öffnungen 1 mm) verändert die Amplitude des Injektionsstroms nur wenig (Abb. 13 im Vergleich zu Abb. 12a). Deshalb kann möglicherweise eine wesentlich engmaschigere Unterstützung der Trennfolie benützt werden, die das Feld in Anodennähe homogenisieren und dadurch auch die thermische Belastung der Folie vergleichmäßigen würde.

Der Einfluß der Kathodenform auf die Höhe des Injektionsstroms muß noch näher untersucht werden. Eine Veränderung des Abstands der Klingen zueinander zwischen 0 und 2 mm und verschiedene Klingenstärken brachten keine merkbare Veränderung. Selbst das Einsetzen einer einfachen Kupferblechkathode, die zur Erzeugung von Spitzen an unregelmäßig verteilten Stellen mit einer Reißnadel durchstoßen wurde, ergibt einen (gasverstärkten) Injektionsstrom, der auf der Kennlinie für Klingenkathoden liegt (für d = 42 mm in Abb. 9 eingezeichnet). Dies deutet darauf hin, daß es genügt, durch sinnvoll auf der Kathode verteilte Stellen hoher Feldstärke die Emission einzuleiten.

3.2.4 Überschläge in der Elektronenkanone

Überschläge in der Elektronenkanone bedeuten einen Stromfluß parallel zum Emissionsstrom oder gar einen Kurzschluß, der eine weitere Emission unterbindet. Abb. 14 zeigt einen Überschlag zwischen Kathode und einem Stützstab und einen Überschlag entlang der rechten Isolierwand.

Überschläge von der Kathode zu den Gitterstäben oder zum Fensterrand führen zum sofortigen Kurzschluß der Elektronenkanone und meist zur Zerstörung der Folie. Sie entstehen nach [8] durch die Ausbreitung des an der Kathode erzeugten Metallplasmas in Richtung Anode. Bei stark inhomogenen Feldern bildet sich ein solcher Überschlag schneller aus, so daß neben einer Vergrößerung des Elektrodenabstands auch eine Homogenisierung des Feldes zwischen Kathode und Anode zu einer Verzögerung eines solchen Überschlags führt. Bei einem Abstand von mehr als 6 mm zwischen Kathode und Gitterstäben bzw. Fensterrand tritt bei der hier benützten Pulsdauer ein solcher Überschlag nicht mehr auf.

Überschläge entlang der Isolierwände der Diode sind beim gewählten einfachen Aufbau und dem dadurch bedingten schlechten Vakuum nur sehr schwer zu beherrschen. Es handelt sich dabei um Gasentladungen, die durch Ausschlagen von Gasteilchen bei Bestrahlung der Wände begünstigt werden. Bevorzugte Überschlagsstellen sind die Ecken des Isoliergehäuses und Isolierstoffoberflächen in zu geringem Abstand von den Kanten der Kathode oder ihres Sockels. Durch weitgehende Vermeidung solcher Stellen und wohl auch dadurch, daß ein großer Teil der Isolierwände in einem Bereich kleiner Feldstärke liegt, konnten diese Überschläge bei den vorliegenden Versuchsbedingungen schließlich weitgehend unterdrückt werden, ohne daß der Druck in der Elektronenkanone unter 5 mTorr abgesenkt werden mußte.

3.2.5 Verbesserungsmöglichkeiten

Nach Abschnitt 3.2.3 gelangt nur ein kleiner Teil der von der Kathode emittierten Elektronen durch das Fenster in die Laserkammer. Der Injektionsstrom sollte sich wesentlich vergrößern lassen, wenn das Verhältnis von Kathodenbreite zu Fensterbreite verkleinert wird.

Die Homogenität des Elektronenstrahls und der Einfluß der Kathodenform bedürfen näherer Untersuchung. Vor allem ist der Anteil des von den Kanten der Kathode emittierten Stroms am Gesamtstrom noch unklar. Einige Ergebnisse deuten darauf hin, daß möglicherweise mit einem sehr viel einfacheren Kathodenaufbau gearbeitet werden kann.

Bei einer Neukonstruktion des Fensters sollten durch eine feinmaschigere Stützkonstruktion für die Folie eine homogenere Feldverteilung in Anodennähe und eine wirksame Feldsteuerung erreicht werden.

Um die Eignung des einfachen Aufbaus der Elektronenkanone auch für größere Pulsdauern prüfen zu können, muß die Laufzeit der Blumlein-Anordnung vergrößert werden.

Zum Erzeugen kurzer Elektronenstrahl-Pulse ist ein möglichst rascher Anstieg der Spannung an der Elektronenkanone erforderlich. Um Anstiegszeiten unter 10 ns zu erreichen, ist die Neuentwicklung einer schnellen Bandleiterfunkenstrecke erforderlich.
Die Überschlagfestigkeit muß weiter verbessert werden.

4. Laser Experiments

Two sets of experiments were performed in the upper discharge chamber to which an optical cavity was attached:

1. Discharge experiments in air at atmospheric pressure,
2. Discharge and laser emission experiments in SF_6-H_2 mixtures over a wide range of pressures.

These experiments were done with the described diode configuration which permitted a stable reproducible operation for many shots. The distance from the razor blades to anode (foil supporting struts) was 6,5 mm. Foil: Hostaphan 10 µm, Blumlein charging voltage: 4 x 30 kV.

The configuration is very nearly impedance matched to the Blumlein resulting in a diode voltage of 120 - 130 kV. The losses in the foil for electrons of this energy can be obtained from tables in e.g. v.Ardenne [14], and are no more than 10 - 15 %. At a pressure of 2 mTorr of air, the maximum total electron beam current to the upper electrode (see fig. 15) was measured to be

$$I_e \approx 5{,}4 \text{ kAmp.}$$

Using low pressures of SF_6 of about 20 Torr, the duration of the injected electron beam current was determined (fig. 16)

$$t_{e\ 1/2} \approx 26 \text{ nsec.}$$

This pulse shape was assumed to represent the actual pulse shape of the injected electron beam, arguing that the follow-up current observed with low pressure atmospheric air (fig. 11, 15) is due to secondary electrons and ions of low energy (see section 3.2.3).

Laser and discharge experiments at higher SF_6 pressures to be discussed later (fig. 19) show that all electrons are absorbed at approximately 450 Torr SF_6 over a path length

of 5 cm. Using v.Ardenne's tables [14] for the absorption length in air and the molecular weight of SF_6, one finds that the maximum energy of the injected electrons must be

$$E_e \cong 120 \text{ keV}.$$

This procedure is only correct for relativistic electrons above 20 keV where the scattering cross section depends only on the density of the gas. This value is in good agreement with the diode voltage at the time of maximum current.

The electrons do not leave the field emission cathode on normal paths but are scattered over a large angle [8]. The distribution of the electron current in the space above the cathode is further distorted by concentrations of an extremely high electric field strength near the edges of the cathode and the aperture hole in the anode. Although such a determination of the electron current distribution has not been made except over the aperture hole using Blue Cellophane [15], the qualitative distribution must appear somewhat like in fig. 17.

The distribution over the aperture using the diode configuration specified above was fairly good anddid not vary more than 10 - 20 %. The volume sprayed by the injected electrons is then considerably larger than the volume seen by the mirror cavity, not to mention here the electrons lost entirely, because they hit the anode plate itself.

A calculation of this volume into which the beam is actually injected results in

$$V_e = 40 \text{ cm}^2 \times 55 \text{ cm} = 2200 \text{ cm}^3.$$

We can, therefore, now calculate the number density of

injected electrons per cm^3. Taking the average beam current at pulse half width and the pulse half duration, we find a mean electron density

$$\bar{N}_e = \frac{I_e \max t_{el/2}}{2} \times \frac{1}{e} \quad \frac{1}{V_e}$$

$$= \frac{5,5}{2} 10^3 \quad \frac{2,6 \times 10^{-8}}{1,6 \times 10^{-19}} \quad \frac{1}{2,2 \times 10^3} \quad [cm^{-3}]$$

$$\bar{N}_e = 2,1 \times 10^{11} \quad \frac{\text{electrons}}{cm^3} \quad \text{injected.}$$

The mean energy deposited over the sprayed volume is then

$$\bar{E} = N_e \times E_e = 2,1 \times 10^{11} \times 1,2 \times 10^5 \frac{eV}{cm^3}$$

$$\bar{E} \approx 4,05 \times 10^{-3} \frac{\text{Joule}}{cm^3}$$

Obviously neither the electrons nor the energy are uniformly distributed over the entire volume since the scattering losses depend exponentially on the path length of the electrons, there is going to be a higher electron concentration near the aperture and the bottom of the chamber.

The purpose of the injected electron beam is, however, the generation of secondary electrons in the upper gas volume in a sufficient number so that a uniform high current discharge dan be carried without any futher ionization processes. In this way, an arc free discharge should be possible.

To this end, a secondary high voltage storage capacitor was inserted between the upper electrode and the bottom plate

(See fig. 1 and 4). The capacitance of this battery was varied between 0.02 μF and 0.08 μF. It was connected with low inductance parallel plate conductors to the electrodes. The current measuring resistor was inserted near the Blumlein upper, grounded conductor as described before (section 2.5). This battery could be charged to maximally 60 kV. We then performed a series of experiments in atmospheric air to investigate the electron multiplication process (see fig. 9, 10).

The results show that we obtain only a current multiplication of 2 to 3 at the highest applicable potential near self-breakdown. This does not permit to discharge an appreciable portion of the stored energy into the volume during the available electron beam pulse duration. The reason is, of course, the small concentration of injected high energy electrons, and further work on improving the output of the diode is needed.

We decided to attempt the initiation of the HF laser reaction despite the deficiency of the diode. It has, then, to be borne in mind that these experiments reflect largely the dissociation effected by the high energy electrons injected by the beam.

Fig. 18 shows the optical layout of the laser. The detector was placed inside a screen room together with a 100 MHz high gain amplifier (AVANTEK) and the oscilloscopes. The detector amplifier combination was designed and wired by P. Gensel who also used it in his HF amplifier experiments. Three series of experiments were performed:

1) Laser output power as a function of pressure of the SF_6-H_2 mixture (fig. 19),

2) Laser output power at optimum pressure as a function of the secondary accelleration voltage applied to the upper chamber (fig. 20),

3) Pulse energy at maximum output.

In all power experiments, a near optimum ratio H_2: SF_6 = 1: 11 was used. The experiments under 2) showed that the output power increases only by about a factor of 2 between no applied secondary voltage and a voltage very close to self-breakdown. This reinforces the experiments in air but also shows that the multiplication factors in air and SF_6 are not drastically different, leaving the hope that at higher injected electron beam currents and during longer times electron multiplication in SF_6 is indeed possible.

Fig. 19 shows the results of the pressure dependent experiments. The output power rises rapidly to reach a very pronounced peak at 450 Torr SF_6-H_2 mixture. It then drops equally rapidly again. If one assumes that the peak is at the pressure where all injected electrons are absorbed over the 5 cm distance between the electrodes, one can calculate the initial electron energy. This was done using the tables of ref. [14], and an initial energy of 120 keV is found. The current measured at the upper electrode also goes to zero near 400 Torr.

The pulse duration was obtained from the detector records. It varies very little with pressure, the half width is a nearly constant 20 - 30 nsec. This result is open to questioning, it could be possible that the combined response time of detector, amplifier, and oscilloscope is of the same order, and faster pulses at higher pressures would then be electrically distorted. Further work using a faster detector

would be important.

The total pulse energy was measured using the big SILAS cone calorimeter of the Nd-glass laser group. At 450 Torr we find about 0,2 Joule per pulse.

An interesting observation was made at low SF_6-H_2 pressures, 70 Torr (fig. 21). Two pulses are observed, a small one initially and the big one later. The time delay between the current pulse and the first small pulse is about 100 nsec and another 120 nsec elapses between the two pulses. At higher pressures, the time delay decreases rapidly, and the two pulses merge. Undoubtedly the time delays are of chemical origin [16]. The explanation of the two pulses is, however, unclear.

A few experiments using C_3H_8, propan, instead of H_2 were made. It appears that a factor 2 higher pulse powers are obtainable at lower pressures, but near the optimum pressure the effect disappeared.

Experiments using the same diode and cavity but CF_3I in an attempt to search for lasing of I^* showed no stimulated emission. Since, however, the cavity is loaded with an infrasil coupling plate of about 93 % transmission, and considering the much lower $\sigma \sim 10^{-18}$ of I^*, these experiments are inconclusive.

In conclusion we find that with the electron beam currents of the present diode and during the very short current pulse times available, lasing action is initiated only by the electron beam. There is very little electron multiplication taking place. Taking the total pulse energy, it is possible to calculate the total number of photons emitted:

$$n_{phot} = \frac{E_{phot}}{h\nu}$$

$$h\nu = 7{,}3 \times 10^{-20} \text{ Joule/photon}$$

$$h_{phot} = \frac{2 \times 10^{-1}}{7.3 \times 10^{-20}} = 2.8 \times 10^{18} \text{ photons.}$$

We can assume here that during the brief pulse time only a negligible number of active centers are lost through collisional deactivation. So that taking the full volume, V_{cavity}, seen by the mirrors we find

$$V_{cavity} = \frac{\pi}{4} \; 6^2 \times 50 = 1400 \text{ cm}^3$$

$$N_{phot} = \frac{n_{phot}}{V_{cavity}} = \frac{2{,}8 \times 10^{18}}{1{,}4 \times 10^3} = 2 \times 10^{15} \left[\frac{\text{photons}}{\text{cm}^3}\right]$$

which should be equal to about half the average number density of active HF molecules ($N_{active} \approx 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), assuming a two-level laser scheme. We, therefore, find that we produce with 120 keV electrons about

$$\frac{2 \times 10^{15}}{2{,}1 \times 10^{11}} \approx 10^4 \; \frac{\text{photons}}{\text{electron}}$$

Also the pump rate P of active centers is given by

$$P = \frac{N_{phot} \; \ell}{t_{pulse}} \times \left[\frac{\text{phot}}{\text{cm}^2 \times \text{sec}}\right]$$

and can be calculated now $= \dfrac{2 \times 10^{15} \times 50}{2{,}6 \times 10^{-8}}$

$$P = 3{,}8 \times 10^{24} \left[\frac{\text{phot}}{\text{cm}^2 \; \text{sec}}\right]$$

Energetically we find that we produce about

$$1{,}4 \times 10^{-4} \text{ Joule/cm}^3 \text{ of laser light}$$

for $4{,}05 \times 10^{-3}$ Joule/cm^3 injected electrons.
The efficiency on this basis is

$$\eta = \frac{1{,}4 \times 10^{-4}}{4{,}05 \times 10^{-3}} = 3{,}5\ \%.$$

One other number is of interest. It is known that in energetic electric discharges with electrons of energy larger than 100 eV about 20 - 30 active centers are produced for every 100 eV input energy. This empirical value is fairly independent of the gas and the process. In our case this value becomes:

$$\bar{E}_{in} = 2{,}5 \times 10^{16} \text{ eV/cm}^3$$

$$N_{active} = 4 \times 10^{15} \text{ part/cm}^3$$

$$\frac{N_{active}}{E_{in}} = 16 \frac{\text{active centers}}{100 \text{ eV}}$$

This is in surprising good agreement with the empirical value for other gases given above.

In conclusion, therefore, we believe that, if a further improved electron beam diode producing 10^{12} injected electrons/cm^3 can be built, the technique of an electron beam controlled discharge should be successfully applicable to the $SF_6 + H_2 \longrightarrow$ HF laser, and efficiencies should be respectable.

Literatur

[1] T. F. Deutsch
Appl. Phys. Lett. 10, 234 (1967)
IEEE J. Quant. Electr. QE-7, 174 (1971)

[2] Vollständige Bibliographie siehe C. E. Wiswall, D. P. Ames, T. J. Menne
IEEE J. Quant. Electr. QE-9, 181 (1973).

[3] A. Pummer, K. L. Kompa
Appl. Phys. Lett. 20, 356 (1972)
Appl. Phys. Lett. im Druck

[4] T. F. Stratton, G. F. Erickson, C. A. Fenstermacher, E. O. Swickard
IEEE J. Quant. Electr. QE-9, 157 (1973)

[5] Weitere Literatur siehe IEEE J. Quant. Electr. QE-8, 503 (1972)

[6] H. Massey, E. Burhop, H. Gilbody
"Electronic and Ionic Impact Phenomena", Vol. II, S. 1052 ff, Oxford, Clarendon Press 1969

[7] J. F. Bott, N. Cohen
J. Chem. Phys. 55, 3698 (1971) und 55, 5124 (1971)

[8] H. G. Ahlstrom, G. Inglesakis, J. F. Holzrichter, T. Kan, J. Jenson, A. C. Kolb
Appl. Phys. Lett. 21, 492 (1972)

[9] J. H. Crouch, W. S. Risk
Rev. Sci. Instrum. 43, 632 (1972)

[10] G. Herppich, IPP 4/68

[11] F. Wesner, ETZ-A 92, 633 (1971)

[12] F. Wesner, ETZ-A. 91, 521 (1970)

[13] K. Kuepfmueller, "Einführung in die theoretische Elektrotechnik", S. 139, Springer 1959

[14] M. v. Ardenne, "Tabellen zur angewandten Physik", Band 1, S. 161

[15] Simulation Physics Division Company, Inc., Bedford, Mass., USA

[16] A. Chester, IEEE J. Quant. Electr. QE-8, 1 (1972)

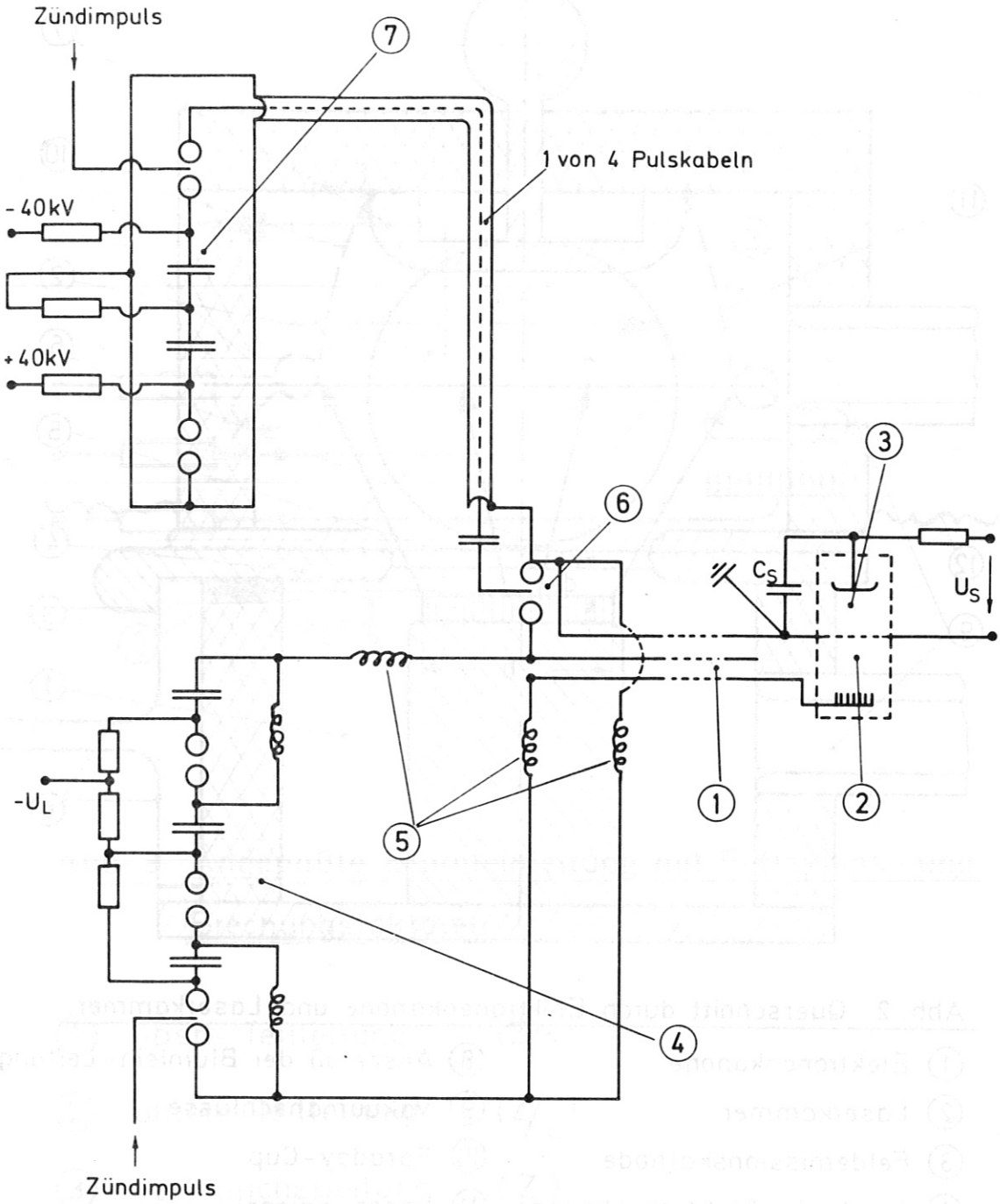


Abb. 1 Prinzipschaltung der Anordnung

① Blumlein-Leitung
② Elektronenkanone
③ Laserkammer
④ Marx-Generator zur Pulsladung der Blumlein-Leitung
⑤ Induktivitäten zur Einstellung der Pulsladefrequenz
⑥ Mehrkanal-Bandleiter-Funkenstrecke
⑦ Steilwellen-Generator

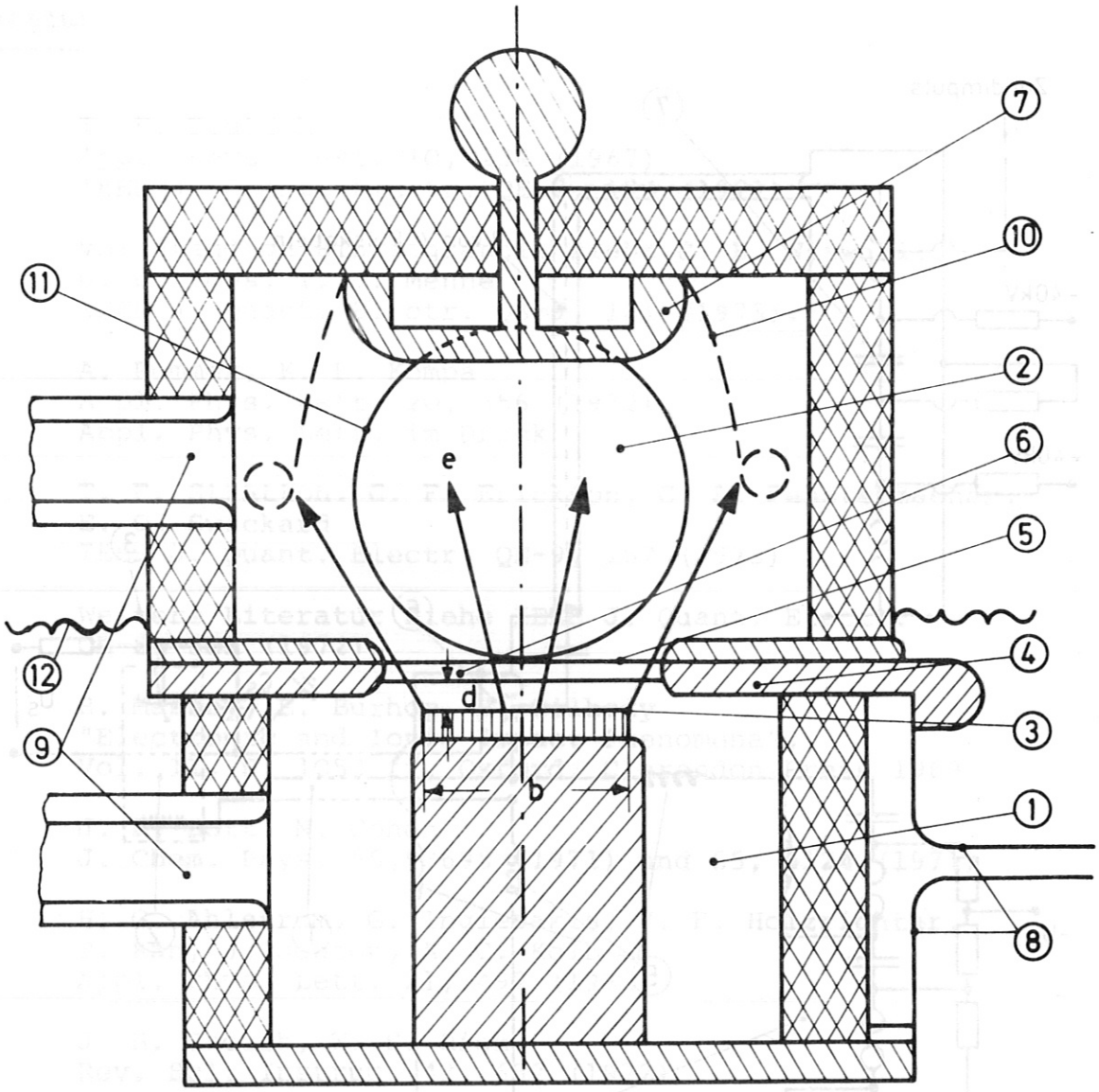


Abb. 2 Querschnitt durch Elektronenkanone und Laserkammer

① Elektronenkanone
② Laserkammer
③ Feldemissionskathode
④ Anode der Elektronenkanone
⑤ Trennfolie
⑥ Stützstäbe
⑦ Obere Anode zum Anlegen der Saugspannung U_S
⑧ Anschluß der Blumlein-Leitung
⑨ Vakuumanschlüsse
⑩ Faraday-Cup
⑪ Laser-Spiegel
⑫ Wasserstand

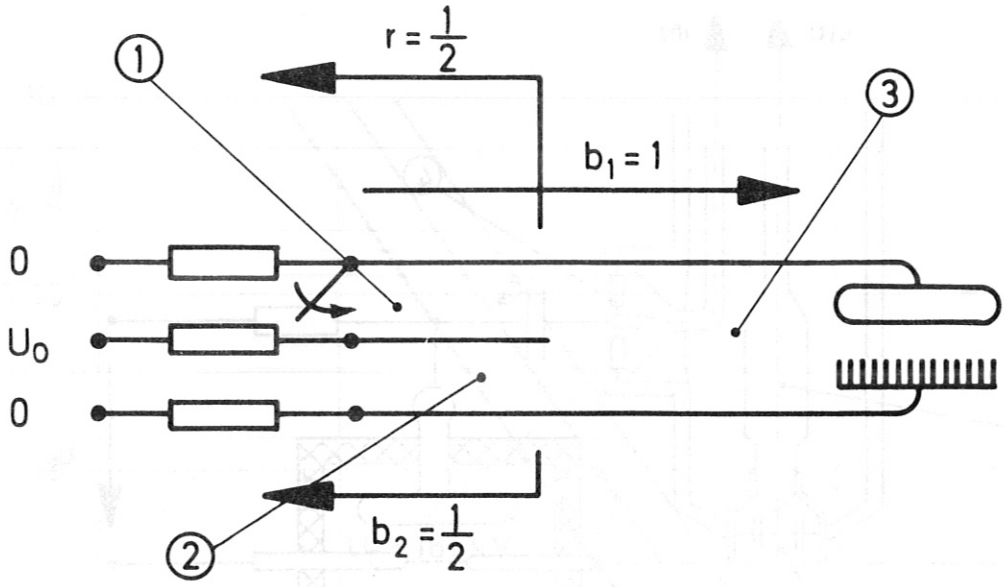


Abb. 3 Angepaßte Blumleinleitung mit Reflexions- und Brechungsfaktoren

① Obere Teilleitung (Z/2)

② Untere Teilleitung (Z/2)

③ Verbraucherleitung (Z)

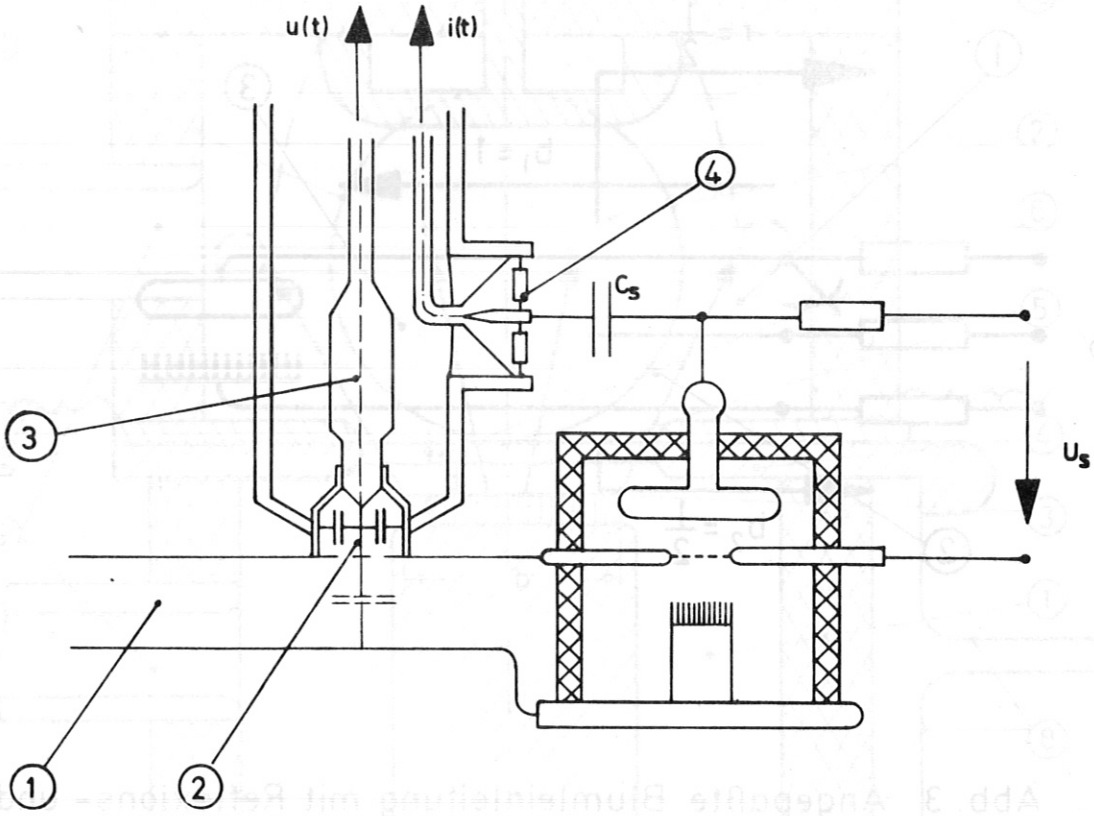


Abb. 4 Messung der Diodenspannung und des Stroms in der Laserkammer

① Verbraucherleitung des Blumlein

② Kapazitiver Spannungsteiler

③ Tastkopf Tetronix P 6057 oder P 6051

④ Koaxialer Flächenwiderstand zur Strommessung

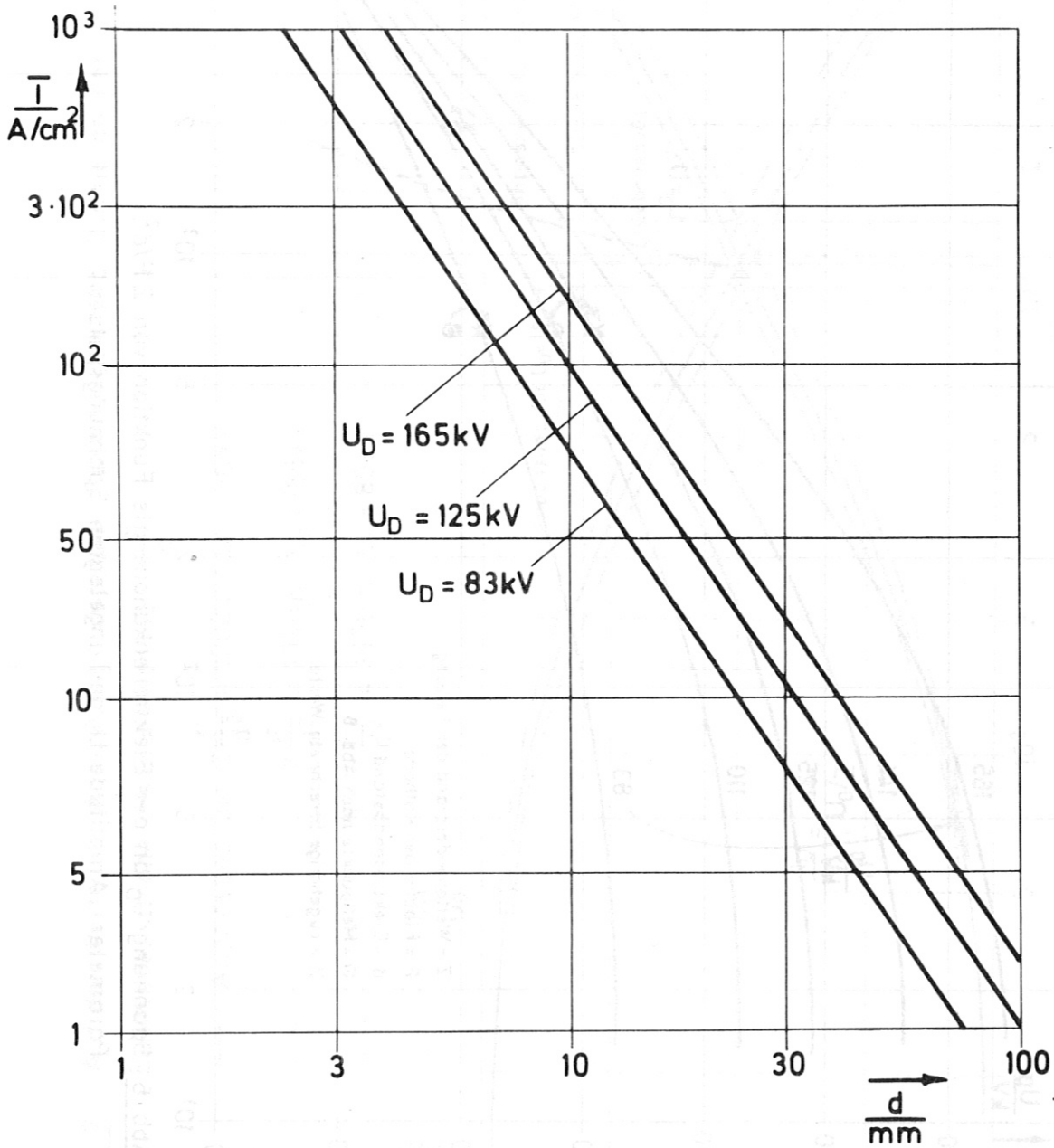


Abb. 5 Stromdichte als Funktion des Abstands bei Anpassung

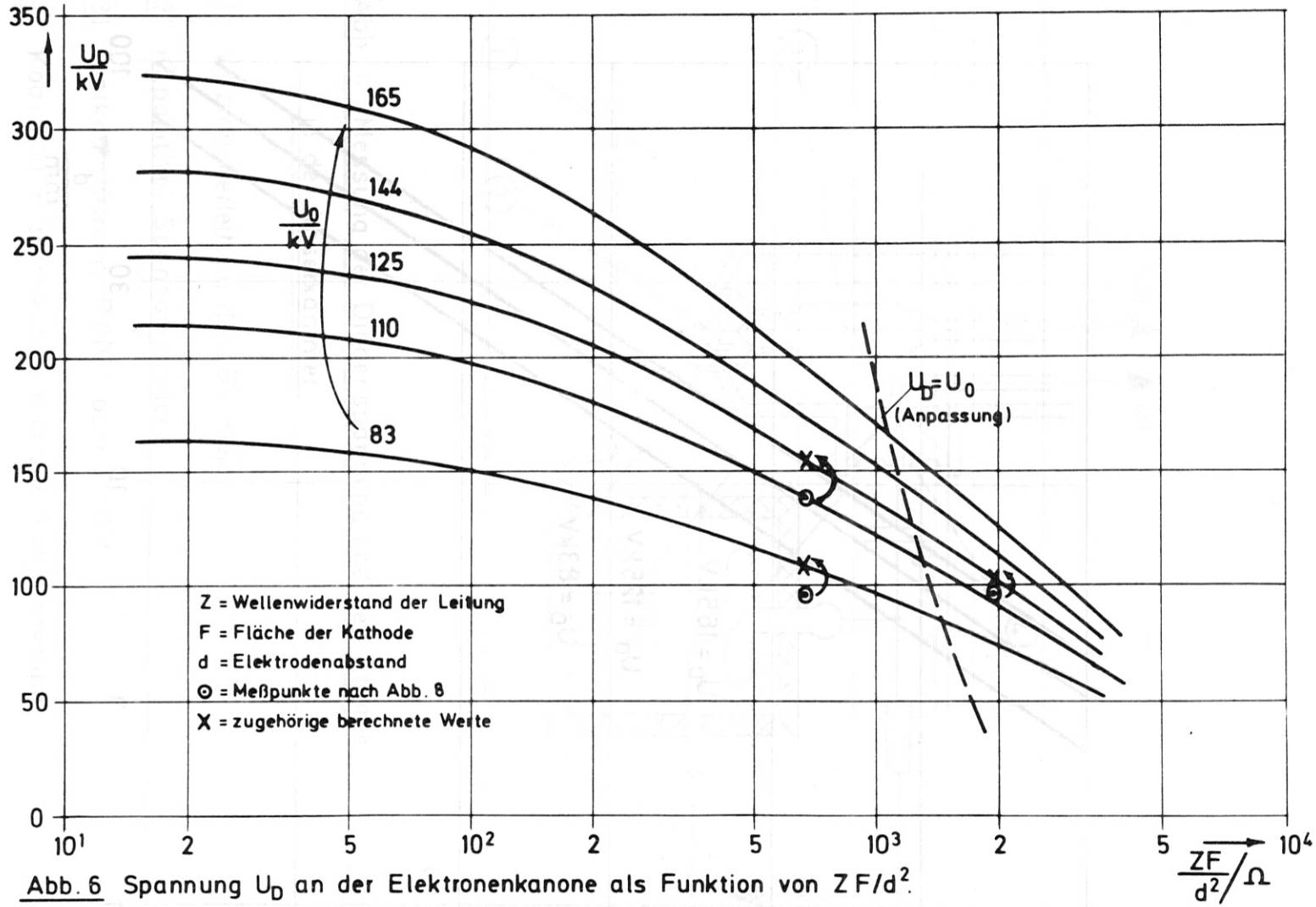


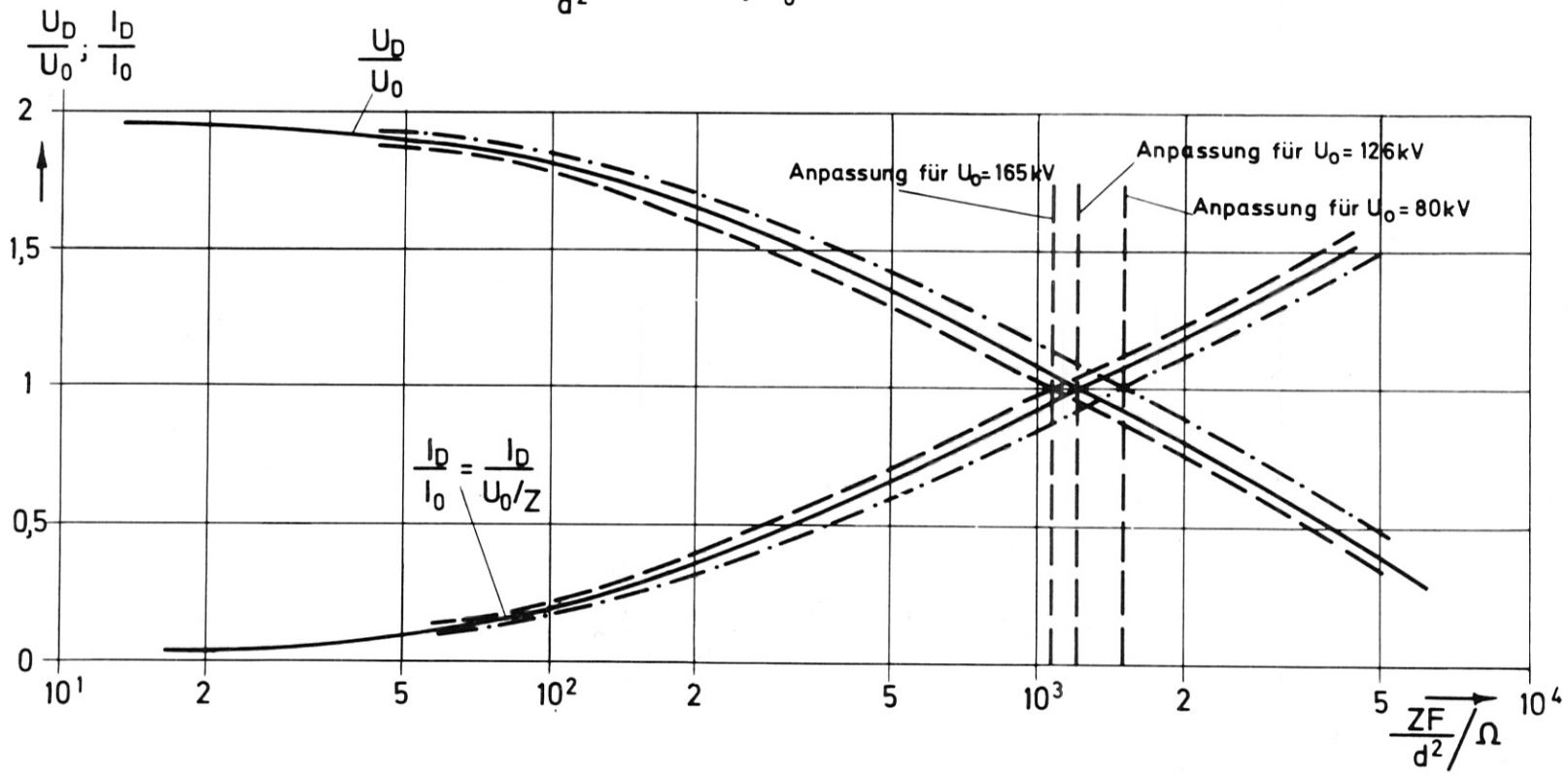
Abb. 6 Spannung U_D an der Elektronenkanone als Funktion von ZF/d^2.
Parameter: Amplitude U_0 des angelegten Spannungspulses.

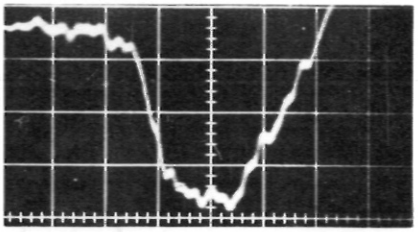
Abb. 7 Auf die Werte bei Anpassung bezogene Spannungen und Ströme an der Elektronenkanone als Funktion von $\frac{ZF}{d^2}$

—— Anpassung bei $Z\frac{F}{d^2} = 1200\,\Omega$; $U_0 = 126\,kV$

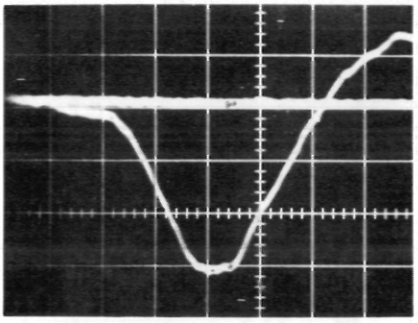
– – " " $Z\frac{F}{d^2} = 1050\,\Omega$; $U_0 = 165\,kV$

—·— " " $Z\frac{F}{d^2} = 1500\,\Omega$; $U_0 = 80\,kV$

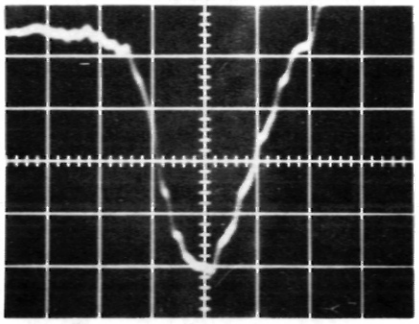




U_o = 125 kV; d $\approx$ 3,5 mm



U_o = 83 kV; d $\approx$ 6 mm



U_o = 125 kV; d $\approx$ 6 mm

Abb. 8 Spannungsverlauf an der Elektronenkanone bei verschiedenen Blumlein-Ladespannungen U_o und Elektrodenabständen d.

Spannung: 30 kV/Raster
Zeitablenkung: 20 ns/Raster

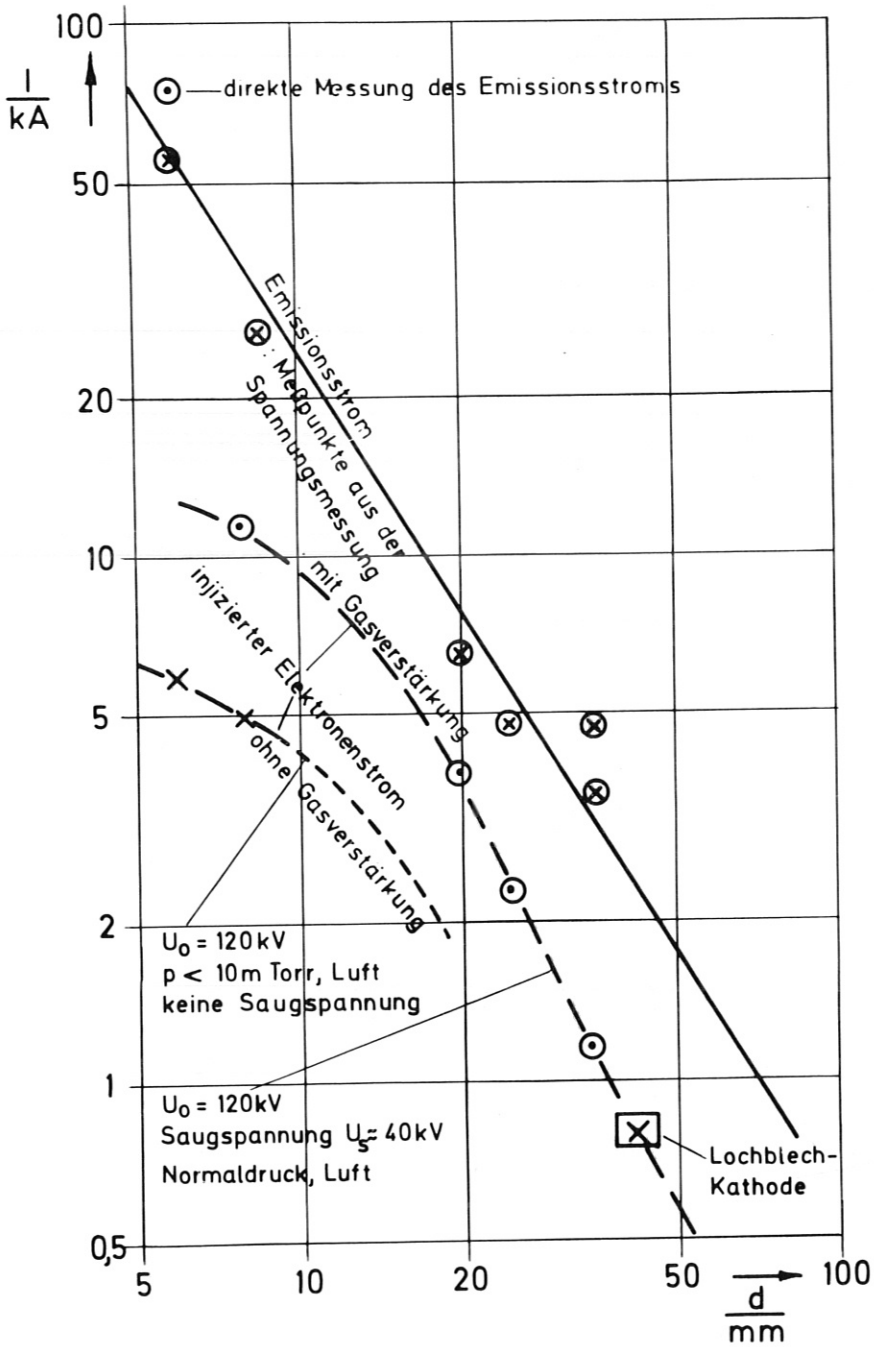
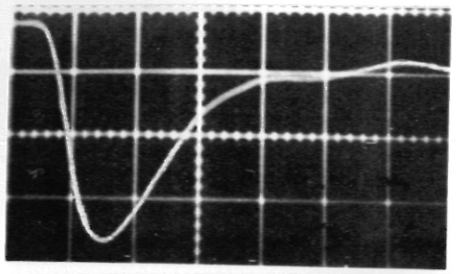


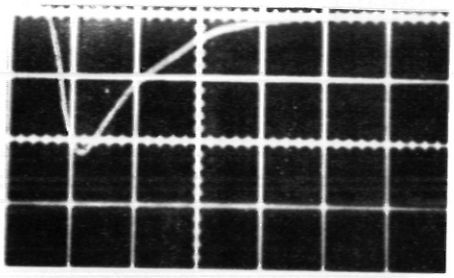
Abb. 9 Von der Kathode emittierter und durch das Fenster injizierter Elektronenstrom als Funktion des Elektrodenabstands d

Kathodenoberfläche : ca. 120 cm^2

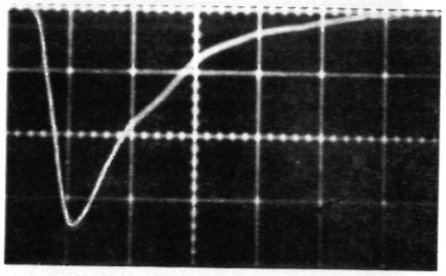
Trennfolie : Alu 20 µm dick



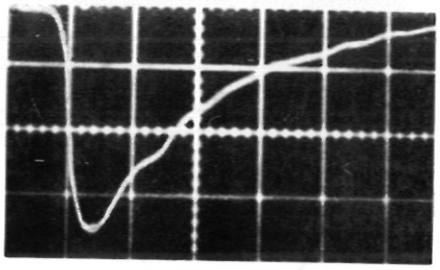
d = 8 mm
3,33 kA/Raster



d = 20 mm
1,66 kA/Raster

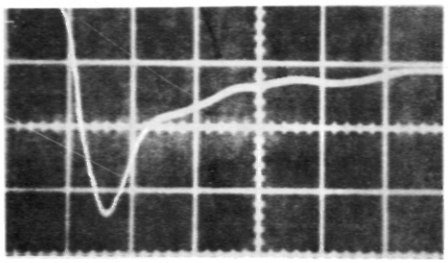


d = 25 mm
666 A/Raster

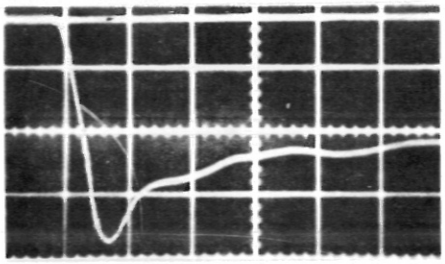


d = 35 mm
333 A/Raster

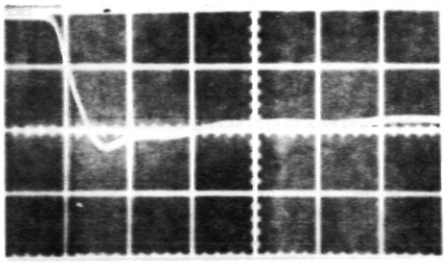
Abb. 10 In der Laserkammer ausgelöster Stromverlauf bei verschiedenen Elektrodenabständen d der Elektronenkanone.
U_s = 40 kV
Druck in der Laserkammer: 760 Torr, Luft
Zeitablenkung 40 ns/Raster



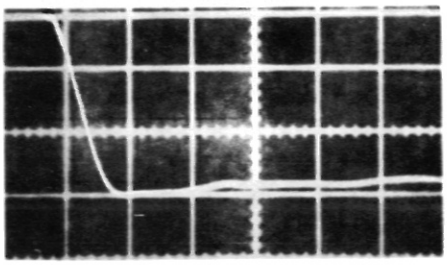
1 m Torr
1,66 kA/Raster



3 m Torr
1,66 kA/Raster

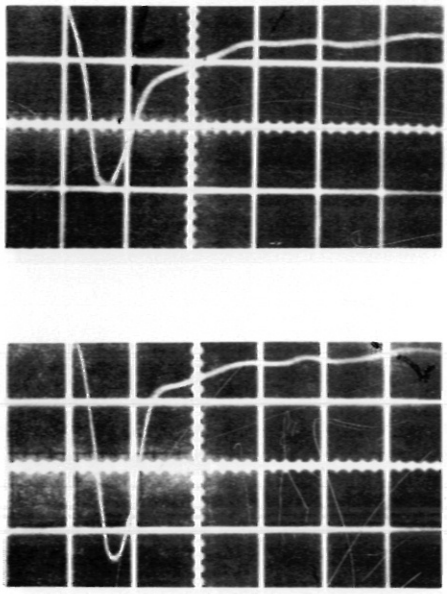


5 m Torr
3,33 kA/Raster



10 m Torr
3,33 kA/Raster

Abb. 11 Beeinflussung der Elektronenstrom-Messung durch den Gasdruck bei Luft. Ohne Folie. Zeitablenkung 40 ns/Raster



a)

b)

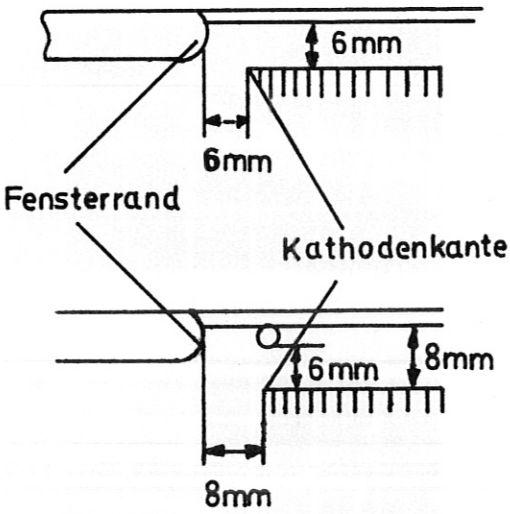


Abb. 12 Injektionsstromverlauf bei zwei verschiedenen Elektrodenanordnungen. Druck 2 m Torr, Luft. keine Folie.
Strom: 1,66 kA/Raster. Zeitablenkung: 40 ns/Raster.

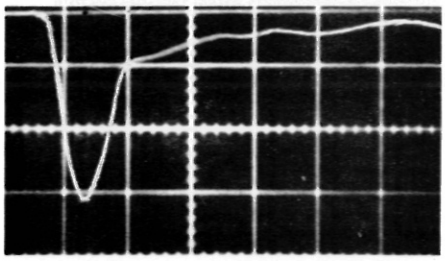


Abb. 13 Injektionsstromverlauf bei eingelegter Gaze (Maschenweite 0,7 mm, Drahtdruchmesser 0,2 mm) und sonst gleicher Anordnung wie in Abb. 12a.
Strom: 1,66 kA/Raster. Zeitablenkung: 40 ns/Raster.

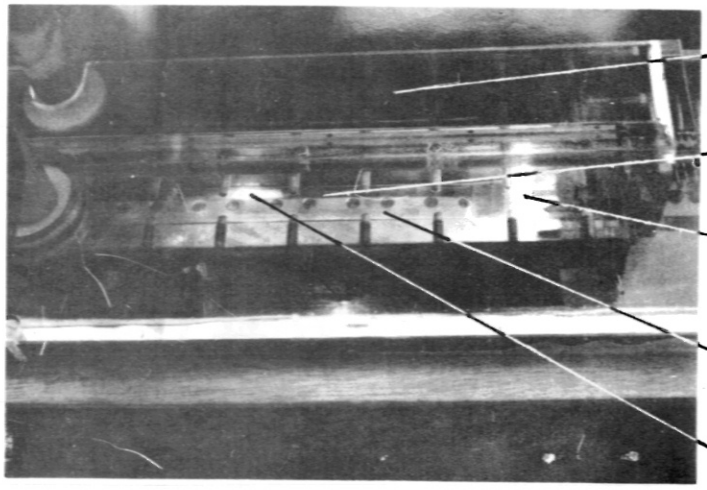


Abb. 14 Überschläge in der Elektronenkanone, schräg von unten fotografiert.

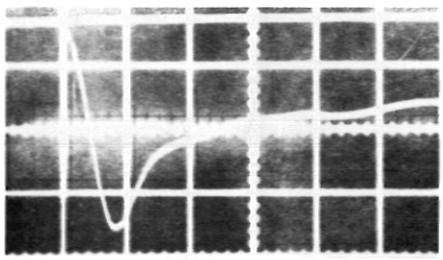


Abb. 15
Injizierter Elektronenstrom bei eingelegter, 10 µm dicker Hostaphan-Folie.
Druck in beiden Kammern 1 - 2 m Torr.
Strom 1,66 kA/Raster.
Zeitablenkung 40 ns/Raster.

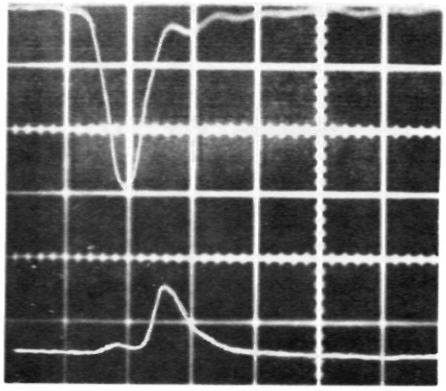


Abb. 16
Strom in der Laserkammer und Laserpuls bei 20 Torr SF_6-H_2
Strom (oben) 1,66 kA/Raster
Laserpuls (unten): Verstärker-Signal 0,1 V/Raster, mit Absorberscheiben.
Zeitablenkung 40 ns/Raster.

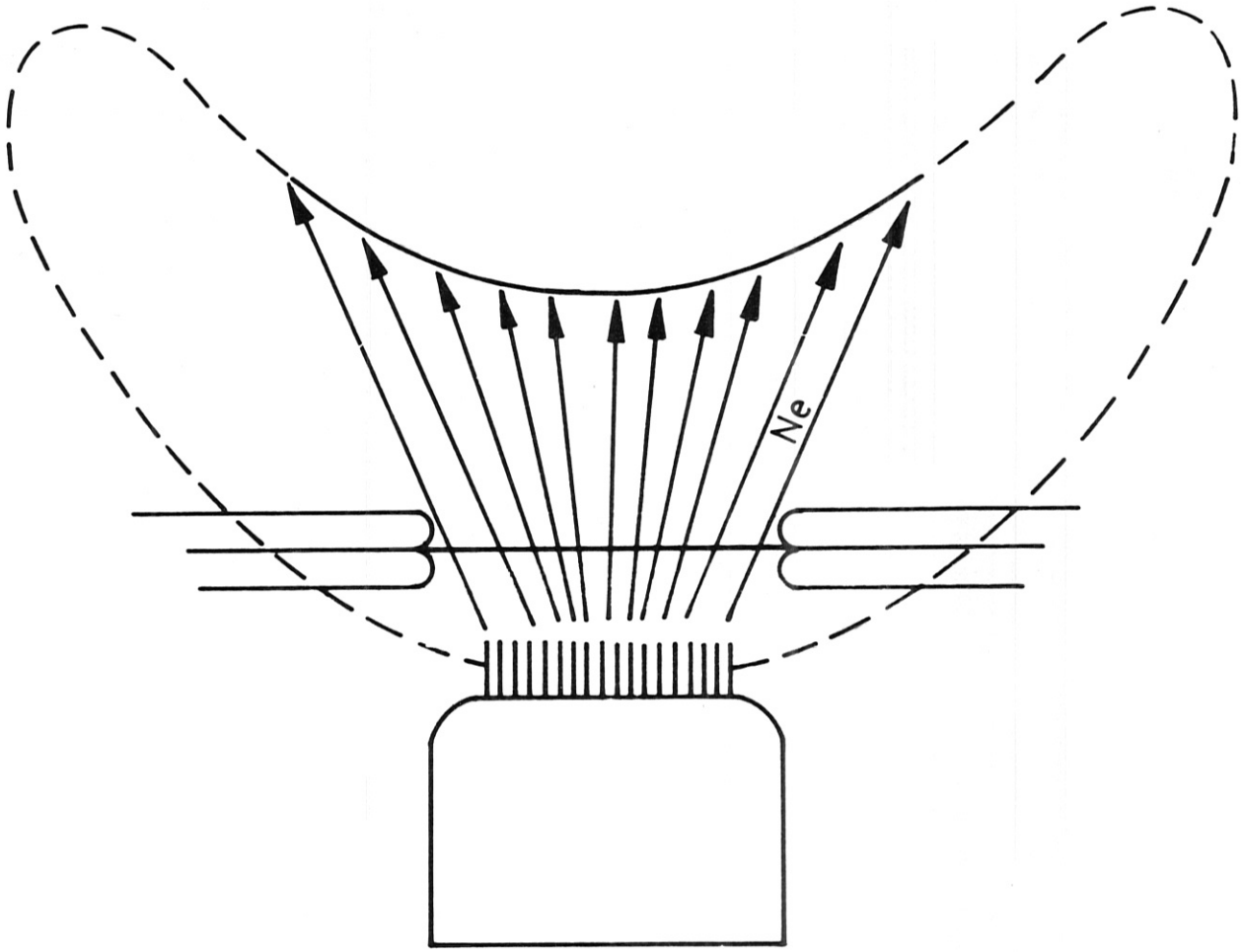


Abb. 17 Qualitative räumliche Verteilung der emittierten Elektronen

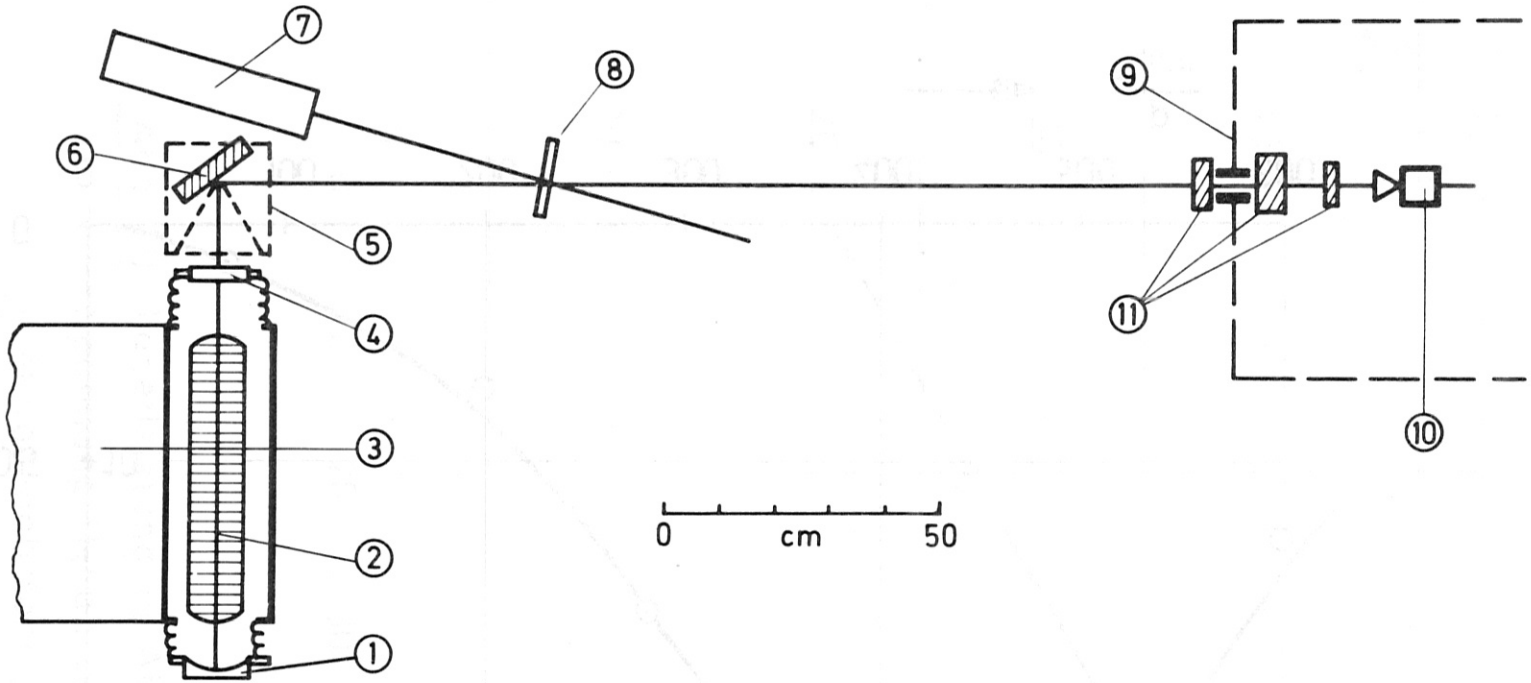


Abb. 18 Optische Anordnung

① Goldspiegel R = 10 m, 65mm ø
② Lenard-Fenster 5x50cm
③ Blumlein-Anschluß
④ Infrasil Auskoppler, 93% Durchlässigkeit
⑤ Cone Calorimeter, alternativ zu 6
⑥ Spiegel
⑦ He-Ne-Laser
⑧ Infrasil Strahlaufspalter
⑨ Geschirmte Meßkabine
⑩ Philco-Ford Sb-In-Detektor
⑪ 0,5cm und 1cm Teflonscheiben zur Abschwächung

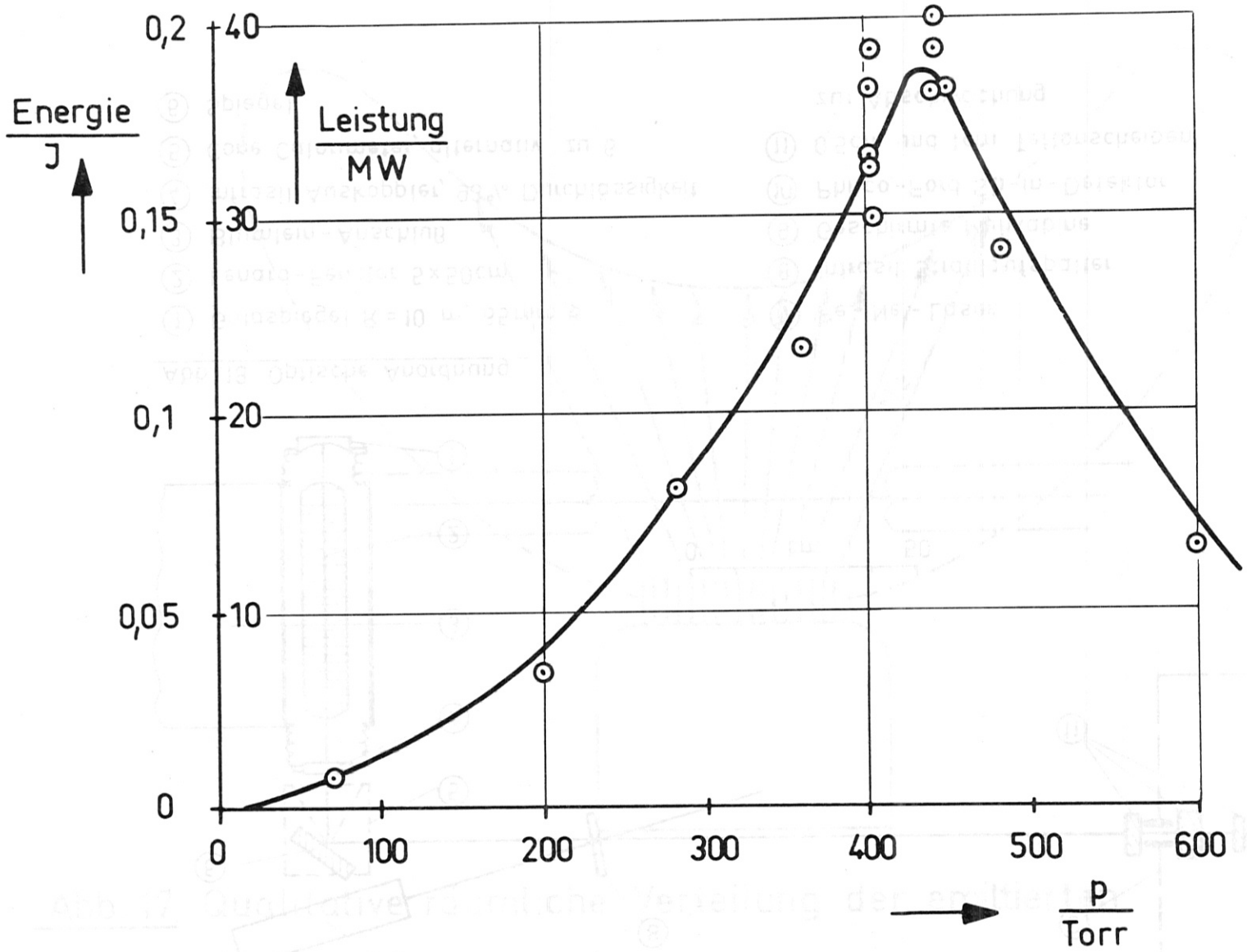


Abb. 19 Leistungs- und Energieausbeute des Lasers in Abhängigkeit vom Druck.
$SF_6 : H_2 = 11 : 1$

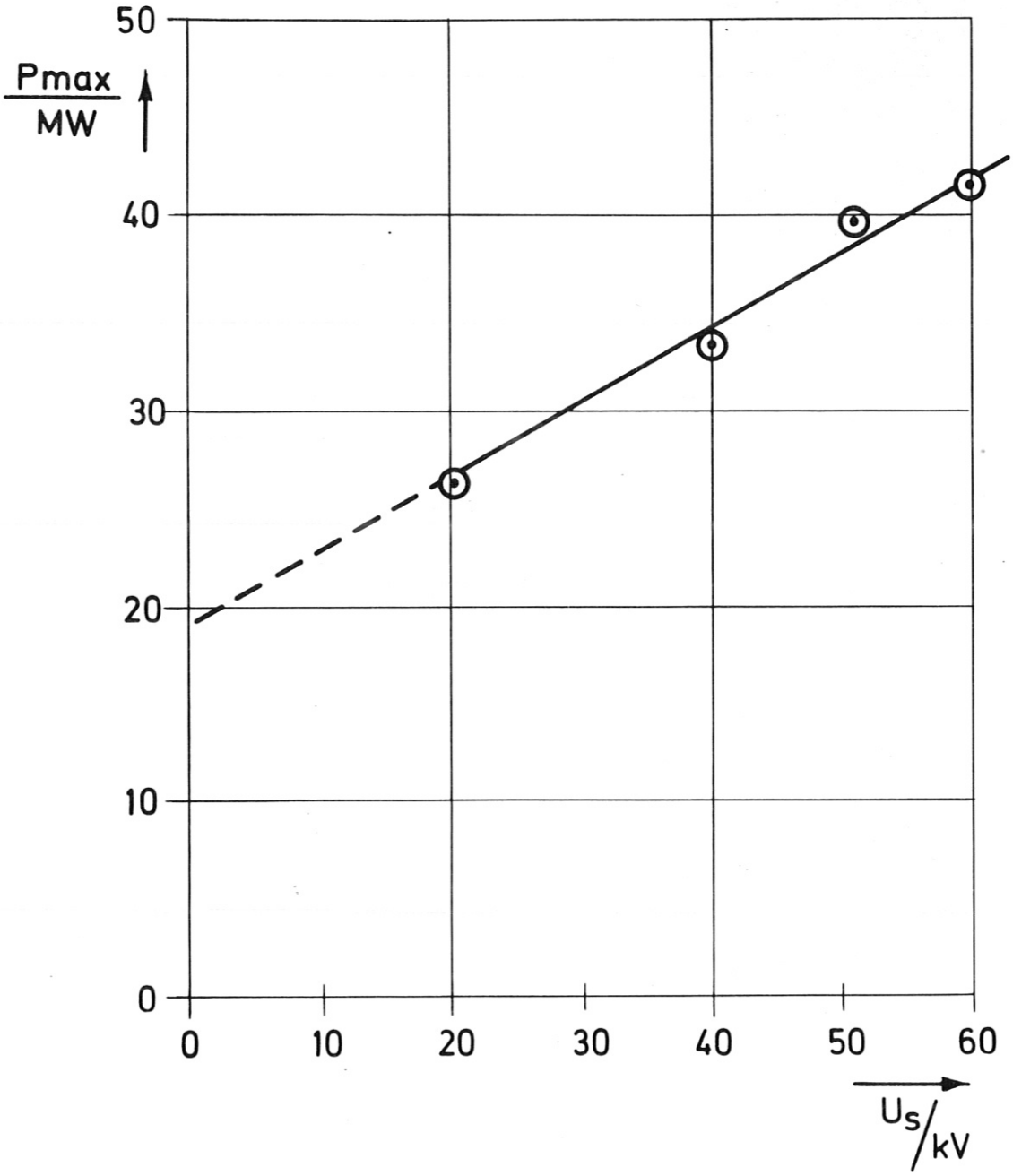
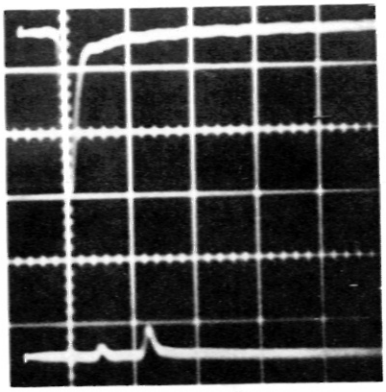


Abb. 20 Laserleistung in Abhängigkeit von der Spannung U_S an der Laserkammer
Elektrodenabstand 5 cm
Injizierter Elektronenstrom 5,4 kA
Druck 400 Torr
$SF_6 : H_2 = 11:1$



1,66 kA/Raster

200 ns/Raster

Verstärkersignal 0,05 V/Raster

Abb. 21 Strom in der Laserkammer und Laserpuls bei 70 Torr SF_6-H_2, 640 Torr He.