

Potentialverlauf  
in der Zwei-Emitter-Diode

Potential distribution in a  
two-emitter-diode

M. Troppmann

IPP 2/79

Juli 1969

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**

**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**



# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Potentialverlauf  
in der Zwei-Emitter-Diode

Potential distribution in a  
two-emitter-diode

M. Troppmann

IPP 2/79

Juli 1969

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



July 1969

Abstract

The existing model of a "collisionless" alkali plasma diode is extended including the case of two incandescent plane electrodes emitting electrons as well as ions with half-Maxwellian velocity distributions. The potential distributions derived from this theory are examined in detail. Physically necessary conditions reduce the well-known ambiguity of solutions to a single one (with uniform plasma potential) at a given set of parameters. Further solutions, corresponding to spatially oscillatory potential shapes which are consistent with the collisionless theory disappear if the ion-ion collision probability within the diode plasma exceeds 0.1 per emitter distance.

In experiment the potential distributions are scanned using an electron beam probe technique. The results are consistent with theory.



## INHALT

1. EINFÜHRUNG	1
2. THEORIE DER STOSSFREIEN ZWEI-EMITTER-DIODE	3
2.1 Vorbemerkung	3
2.2 Allgemeine Beschreibung des Lösungsverfahrens	6
2.2.1 Potentialverlauf mit konstantem Plasmapotential	9
2.2.2 Räumlich oszillierende Potentiale	13
2.3 Numerische Ergebnisse	15
2.3.1 Konstantes Plasmapotential	15
2.3.2 Räumlich oszillierende Potentiale	25
3. EXPERIMENTELLE TECHNIK	29
3.1 Allgemeines	29
3.2 Diodenspannung $\eta_d$	30
3.3 Temperatur $T_E$	30
3.4 Parameter $\alpha$	31
3.5 Ausmessen von Potentialfeldern in Raumladungsschichten	32
3.5.1 Prinzipielles	32
3.5.2 Strahlsondentechnik	35
4. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE	36
5. TEILCHENEINFANG	45
5.1 Theoretisches Modell	45
5.2 Verifizierung durch das Experiment	50
6. DISKUSSION	54
LITERATUR	58



## 1. EINFÜHRUNG

Bei der wirtschaftlichen Umwandlung thermischer in elektrische Energie ist bis heute der Umweg über mechanische Zwischenstufen technisch notwendig. Dieser Umweg senkt den Wirkungsgrad der Kraftwerke erheblich, macht die Anlagen kompliziert und verteuert ihre Wartung.

Durch die Fortschritte der Plasmaphysik begannen sich in den letzten Jahren Möglichkeiten zur direkten Energieumwandlung abzuzeichnen; sie wurden intensiv untersucht und erreichen allmählich ein technisch auswertbares Stadium.

MHD-Generatoren, als direktes Analogon zu den rotierenden Generatoren, wandeln die Strömungsenergie ionisierter Gase durch Wechselwirkung mit einem transversalen Magnetfeld in elektrische Energie um. Ihr Einsatz in Versuchskraftwerken steht kurz bevor.

Der Umweg über mechanische Energie wird völlig vermieden bei den thermionischen Konvertern, die jedoch von der technischen Reife noch wesentlich weiter entfernt sind. Das Prinzip der thermionischen Konverter beruht darauf, daß Elektronen von einer geheizten Metallplatte (Emitter) hoher Austrittsarbeit thermisch emittiert werden und an einer in geringem Abstand angeordneten kalten Gegenelektrode (Kollektor) kondensieren. Das Kontaktpotential zwischen beiden Elektroden steht im Idealfall zur Gewinnung nutzbarer Arbeit zur Verfügung. Ein Füllgas ist notwendig zur Lieferung von Ionen, die die Elektronenraumladung kompensieren müssen. Die hohen Stromdichten in technisch interessanten Konvertertypen erfordern dabei einen hohen Druck des Füllgases: die Ionisation geschieht in diesem Fall durch Elektronenstoß im Volumen.

Die Kompliziertheit der Vorgänge im stoßbestimmten Plasma der Hochdruck-Konverter hat das Interesse an den Eigenschaften der leichter verständlichen, stoßfreien Diode geweckt (Elektrodenabstand  $\ll$  mittlere freie Weglänge). Die für die Funktion unum-



gängliche Ionendichte muß in diesem Fall auf anderem Wege erzeugt werden. Füllt man die Diode mit einem Gas oder Dampf niedriger Ionisierungsspannung, so gewinnt man die Ionen ohne zusätzlichen Aufwand durch Kontaktionisation (LANGMUIR-Effekt /1/) am heißen Emitter. Man verwendet üblicherweise Cäsium.

Zum allgemeineren Verständnis der physikalischen Vorgänge bezog man auch Dioden mit Anodenemission von Elektronen und Anordnungen mit zwei Emittern in die Untersuchungen ein.

Systeme, in denen beide Elektroden sowohl Elektronen wie Ionen emittieren, sind jedoch nicht nur von akademischem Interesse; sie verhalten sich in gewisser Hinsicht analog zu den Q-Maschinen, die mit ihrem Modellplasma u.a. beim Studium von Ladungsträgerverlusten im Magnetfeld und von Phänomenen der Wellenausbreitung im Plasma /2/ eine bedeutende Rolle spielen. Die praktisch ebene Geometrie einer Q-Maschine bei sehr hohem axialem Magnetfeld wird in der Diode durch einen Elektrodenabstand verwirklicht, der klein gegen deren Durchmesser ist.

Ein in der Q-Maschine noch völlig ungelöstes Problem ist die Form der Potentialverteilung in der Raumladungsschicht vor den Emittern. Deren direkte Messung ist mit Sonden wegen deren Störung des Plasmas nicht möglich, während das hohe einschließende Magnetfeld die Abtastung des Potentialverlaufs mit Elektronenstrahlen verhindert. Man nimmt allgemein einen monotonen Verlauf an, ohne beweiskräftige theoretische oder experimentelle Gründe dafür anführen zu können.

Während die Beantwortung dieser Frage in der Q-Maschine bis zu einem gewissen Grade ausgeklammert werden konnte, ist sie in der Diode nicht zu umgehen. Die Form des Potentialverlaufs bestimmt im Konverter die Strom-Spannungs-Charakteristik und die erreichbare Plasmadichte, also auch die abgegebene elektrische Leistung und damit den Wirkungsgrad der Energieumwandlung. Um alle wesentlichen Eigenschaften der Diode zu kennen, genügt es daher allein, die Potentialverteilung zu bestimmen.

Das Fehlen des einschließenden Magnetfeldes ermöglicht es, die Potentialverteilung ohne merkliche Störung des Plasmas aus der Ablenkung eines durch die Anordnung geschossenen Elektronenstrahles zu messen.

Die vorliegende Arbeit untersucht unter allen Betriebsbedingungen der Diode den in der beschriebenen Weise gemessenen Potentialverlauf und vergleicht ihn mit theoretischen Rechnungen.

## 2. THEORIE DER STOSSFREIEN ZWEI-EMITTER-DIODE

### 2.1 Vorbemerkung

Die mathematische Beschreibung von synthetisierten Plasmen, d.h. von Plasmen, in denen Ionen und Elektronen getrennt erzeugt und dann zu einem neutralen Plasma gemischt werden, geht zurück auf AUER und HURWITZ /3/. Die Autoren untersuchten verschiedene denkbare Gleichgewichtszustände eines Niederdruck-Konverters. Ihre Arbeiten wurden von McINTYRE /4/ präzisiert und auf weitere mögliche Modelle von Potentialverteilungen ausgedehnt. OTT /5/ gibt einen Überblick über die bis 1966 erschienenen Arbeiten und zeigt eine qualitative Übereinstimmung von berechneten und im Experiment gefundenen Feldstärke- bzw. Potentialkurven. Einen anderen Weg zum physikalischen Verständnis des dynamischen Verhaltens eines Konverters beschrift BURGER /6/. Er konnte durch Computersimulation den Mechanismus der Diodenschwingung erklären.

Schon sehr bald bezog man auch Anordnungen in die Untersuchungen ein, in denen beide Elektroden sowohl Elektronen als auch Ionen emittierten. EICHENBAUM und HERNQVIST /7/ studierten erstmals eine stromlose Diode dieser Art mit identischen Emittertemperaturen und fanden in einem schmalen Parameterbereich doppeldeutige Lösungen der POISSON-Gleichung, konnten dieses Ergebnis aber experimentell nicht eindeutig bestätigen. Jüngere Arbeiten, wie die von SESTERO und ZANNETTI /8/ zeigten, daß eine Differenz in den Temperaturen beider Emitter die erreichbare Plasmadichte



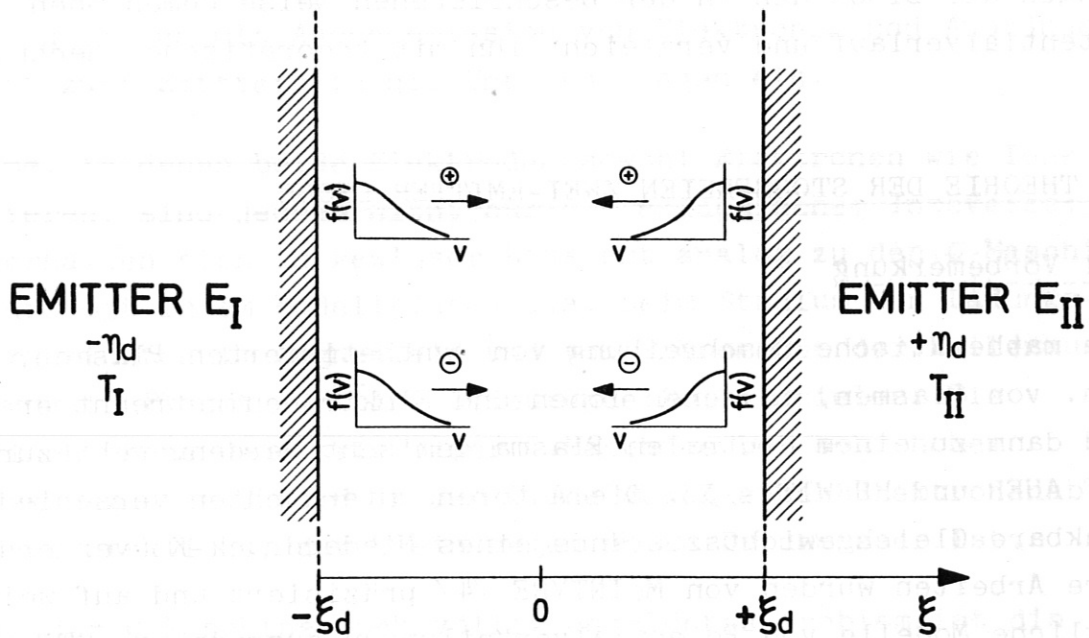


Abb. 1 Modell der Zwei-Emitter-Diode

empfindlich vermindert und die Existenzbereiche möglicher Potentialverteilungen verschiebt. Im Spezialfall identischer Emittertemperaturen finden die Autoren Lösungen mit monotonem Potentialverlauf in den Schichten und in bestimmten Bereichen ihrer Parameterebene mehrdeutige Lösungen, die sich nur in der Größe der Schichtpotentiale unterscheiden. Ihre Ergebnisse stehen im Gegensatz zu einer vor kurzem erschienenen Arbeit von FANG et al. /9/, nach der bei elektronenreicher Emission nur eindeutige Potentialverteilungen mit einem Potential-extremum in der Schicht vor dem negativen Emitter realisierbar sind. Räumlich oszillierende Potentiale werden in beiden Arbeiten als nichtexistent ausgeschlossen.

Die Ursachen dieser Widersprüche sind in den oben genannten Arbeiten nicht offensichtlich. Zu ihrer Klärung ist es daher erforderlich, die Lösungen der POISSON-Gleichung genau zu untersuchen, deren Existenzbereiche abzugrenzen und vor allem die berechneten Potentialkurven mit dem Experiment zu vergleichen. Um das Problem überhaupt der theoretischen Behandlung zugänglich zu machen, übernehmen wir die in der Literatur üblichen Annahmen:

- 1) Ebene Geometrie, d.h. Emitterabstand  $\ll$  Emitterdurchmesser.
- 2) Die Temperaturen der Emitter sind gleich, ebenso ihre Austrittsarbeiten, die als über die Oberfläche homogen angenommen werden.
- 3) Beide Endplatten emittieren Elektronen wie Ionen mit einer halbseitigen MAXWELL-Verteilung der Geschwindigkeiten (Akkommodationskoeffizient = 1) /10/ (Abb. 1).
- 4) Stöße jeglicher Art zwischen den Plasmateilchen im Diodenvolumen sind vernachlässigbar. Vorläufig wird daher der Einfang von Ladungsträgern in der Nähe der Potentialextrema außer acht gelassen. In Kapitel 5 wird der Einfluß der eingefangenen Teilchen jedoch qualitativ untersucht.



Wir geben im folgenden einen Überblick über das numerische Lösungsverfahren und diskutieren die Ergebnisse. Die detaillierten Rechnungen würden die Darstellung des physikalisch Wesentlichen unnötig komplizieren. Sie werden daher in einem separaten Laborbericht /11/ zusammengefaßt.

## 2.2 Allgemeine Beschreibung des Lösungsverfahrens

Die Diode wird - abgesehen von schmalen Schichten nahe den Elektroden - von einem homogenen Plasma verschwindender Raumladungsdichte  $\rho$  erfüllt. An der Plasmagrenze gilt also

$$\rho = 0. \quad (1)$$

Da wir OHMsche Verluste im Plasma vernachlässigen, erhalten wir an der Grenze Schicht-Plasma eine verschwindende elektrische Feldstärke  $E$

$$E = 0. \quad (2)$$

Die POISSON-Gleichung lautet in einer dem Problem angepaßten Form

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 4\pi e \{ \vec{N}_-(x) + \overleftarrow{N}_-(x) - \vec{N}_+(x) - \overleftarrow{N}_+(x) \} \quad (3)$$

Wir haben dabei die örtliche Gesamtdichte  $N(x)$  in ihre Anteile  $\vec{N}(x)$  und  $\overleftarrow{N}(x)$  zerlegt. Die Pfeile geben die beiden möglichen Richtungen an, in denen die Ladungsträger - Elektronen (-) und Ionen (+) - die Diode durchlaufen können.

Die vollständige Integration dieser Gleichung (3) liefert im Prinzip den gesamten Potentialverlauf  $V(x)$  als Funktion der experimentellen Parameter. Wir charakterisieren in Anlehnung an die bisherige Diodentheorie die experimentellen Bedingungen durch die beiden Größen

1)  $\eta_d \equiv \frac{eV_d}{kT}$ , die an die Diode von außen angelegte Spannung  $V_d$ , in Einheiten der thermischen Energie;

2)  $\alpha \equiv \left(\frac{\bar{N}_+}{\bar{N}_-}\right)_{\text{neg. Emitter}}$  das Dichteverhältnis der die Oberfläche des negativen Emitters verlassenden Ionen und Elektronen.

Wir lassen nur Werte  $\eta_d > 0$  zu. Wegen der Symmetrie der Anordnung ergibt sich der Fall  $\eta_d < 0$  durch Vertauschen der Rollen beider Emitter. Von ionenreicher Emission sprechen wir, wenn  $\alpha > 1$ , von elektronenreicher, wenn  $\alpha < 1$  ist. Wir weisen schon an dieser Stelle darauf hin, daß  $\alpha$  mit den uns zur Verfügung stehenden Hilfsmitteln nicht meßbar ist, sein Wert also höchstens abgeschätzt werden kann. Die Größe  $\alpha$  wurde jedoch in der bisherigen Diodentheorie /3 ... 7/ allgemein zur Vereinfachung der Rechnungen verwendet. Wir müssen sie daher übernehmen, um mit der Literatur vergleichen zu können. Näheres wird in Kapitel 3.4 ausgeführt.

Es erweist sich als zweckmäßig, die POISSON-Gleichung auf die normierten Variablen  $\eta$  und  $\xi$  zu transformieren

1)  $\eta \equiv \frac{eV}{kT}$  ;

2)  $\xi \equiv \frac{x}{L}$  , Ortskoordinate  $x$ , in Einheiten von  $L = (kT/8\pi e^2 \bar{N}_+(-\xi_d))^{1/2}$ , einer Größe, die analog der DEBYE-Länge definiert ist.

Durch diese Normierung werden die Formeln übersichtlicher; zum Vergleich mit dem Experiment müssen jedoch die numerischen Ergebnisse auf die Plasma-DEBYE-Länge

$$\lambda_D \equiv (kT/8\pi e^2 N_p)^{1/2}$$

umgerechnet werden.



Mit diesen Symbolen lautet dann Gleichung (3)

$$\eta''(\xi) = \frac{1}{2} \{ \vec{n}_-(\xi) + \beta \vec{n}_-(\xi) - \alpha \vec{n}_+(\xi) - \gamma \vec{n}_+(\xi) \} .$$

Der Strich an den abhängigen Variablen bezeichnet die Ableitung bezüglich des Arguments. Die dimensionslosen Größen bedeuten:

$$\vec{n}_-(\xi) \equiv \vec{N}_-(\xi) / \vec{N}_-(-\xi_d)$$

$$\vec{n}_-(\xi) \equiv \vec{N}_-(\xi) / \vec{N}_-(+\xi_d)$$

$$\vec{n}_+(\xi) \equiv \vec{N}_+(\xi) / \vec{N}_+(-\xi_d)$$

$$\vec{n}_+(\xi) \equiv \vec{N}_+(\xi) / \vec{N}_+(+\xi_d)$$

$$\beta \equiv \vec{N}_-(+\xi_d) / \vec{N}_-(-\xi_d)$$

$$\gamma \equiv \vec{N}_+(+\xi_d) / \vec{N}_+(-\xi_d)$$

Da die Teilchendichten stückweise monotone, explizite Funktionen von  $\eta(\xi)$  sind, können wir anstelle der Ortskoordinate  $\xi$  das normierte Potential  $\eta$  als Unabhängige verwenden und erhalten

$$F'(\eta) = \vec{n}_-(\eta) + \beta \vec{n}_-(\eta) - \alpha \vec{n}_+(\eta) - \gamma \vec{n}_+(\eta) , \quad (4)$$

mit der Definition

$$F(\eta) \equiv \eta'^2(\xi) . \quad (5)$$

Die Voraussetzung identischer Emittertemperaturen fordert, daß die RICHARDSON-Stromdichten  $\vec{j}_-(-\eta_d)$  und  $\vec{j}_-(+\eta_d)$  einander gleich sind, woraus

$$\beta \equiv \frac{\vec{N}_-(+\eta_d)}{\vec{N}_-(-\eta_d)} = \frac{\vec{j}_-(+\eta_d)}{\vec{j}_-(-\eta_d)} = 1$$

folgt. Für die Ionenstromdichten erhält man andererseits

$$\gamma = \alpha \exp(-2\eta_d)$$

- wie im Anhang B von /11/ gezeigt wird.

Die Gleichung (4) läßt sich einmal analytisch integrieren und liefert einen Ausdruck für das Quadrat der normierten elektrischen Feldstärke (Raumladungsdichte und Feldstärke für die verschiedenen Potentialverteilungen siehe im Anhang A von /11/). Die zweite Integration

$$\xi(\eta) = \int_{-\eta_d}^{\eta} (F(\eta))^{-1/2} d\eta \quad (6)$$

muß numerisch durchgeführt werden.

Wir gehen in zwei Schritten vor. Im ersten Teil werden wir die Existenzbereiche verschiedener Typen von Potentialverteilungen in der Parameterebene  $(\alpha, \eta_d)$  abgrenzen und die numerischen Werte der sie charakterisierenden Größen

Plasmapotential  $\eta_p$

Potentialextremum  $\eta_e$

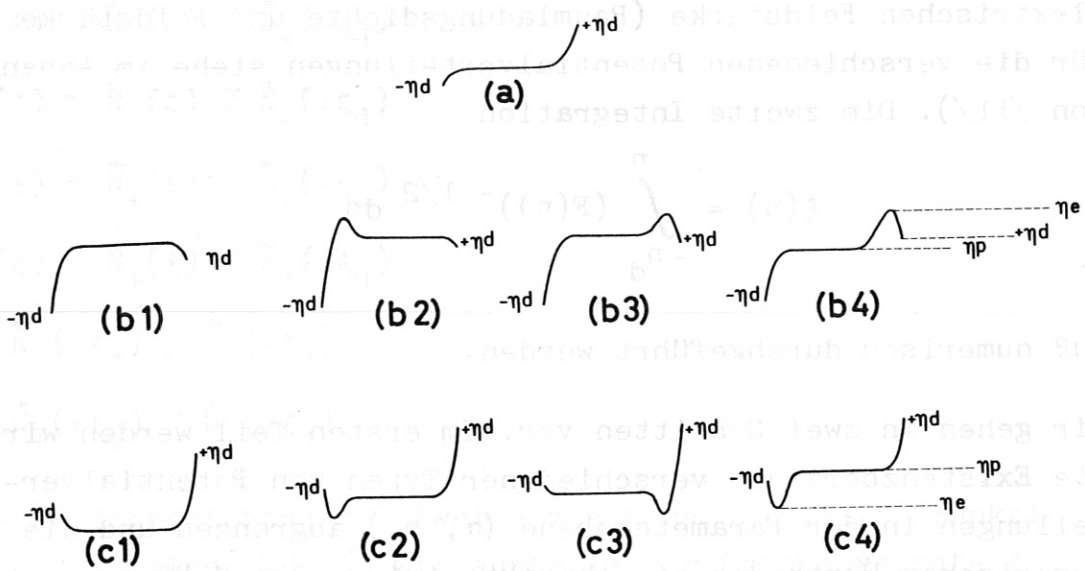
elektrische Feldstärke  $(F(\pm \eta_d))^{1/2}$  unmittelbar vor den Emittlern

aufsuchen. Wir unterscheiden Potentialverteilungen mit konstantem Potential im Diodenplasma (Abb. 2) und räumlich oszillierende Potentiale (Abb. 3). In einem zweiten Schritt lösen wir für die nun bekannten Bereiche und Kenndaten Gleichung (6) auf numerischem Weg und erhalten damit den tatsächlichen Potentialverlauf.

### 2.2.1 Potentialverlauf mit konstantem Plasmapotential

Potentialkurven dieser Art lassen sich in zwei Gruppen unterteilen:





**Abb. 2** Testprofile des Potentialverlaufs mit konstantem Plasmapotential zwischen den Elektroden

2.2.1 Potentialverlauf mit konstantem Plasmapotential  
Potentialkurven dieser Art lassen sich in zwei Gruppen unterteilen:

1) Monotone Verteilungen

Typ A: Negative Emitterschicht ionenreich, die andere elektronenreich (Abb. 2a)

2) Nichtmonotoner Potentialverlauf

Typ B: Beide Schichten zeigen Ionenüberschuß (Abb. 2b)

Typ C: Beide Schichten sind elektronenreich (Abb. 2c)

Wir haben eine weitere Unterscheidung zu treffen, je nachdem ob sich das elektrische Potential in beiden Schichten monoton ändert (Abb. 2(b1), 2(c1)), oder die Potentialkurve ein Extremum in einer der beiden Emitterschichten hat (Abb. 2(b2-4), 2(c2-4)).

An der Grenze Schicht-Plasma haben die genannten Testverteilungen die beiden Bedingungen (1) und (2) bzw. deren transformierte Gleichungen

$$F'(\eta; \eta_d, \eta_e, \alpha) \Big|_{\eta = \eta_p} = 0 \quad (7)$$

und

$$F(\eta; \eta_d, \eta_e, \alpha) \Big|_{\eta = \eta_p} = 0 \quad (8)$$

zu erfüllen. Streng genommen müßten wir die Werte von  $\eta_p$ ,  $\eta_e$  und  $F(\pm \eta_d)$  so bestimmen, daß das Integral in Gl. (6) den vorgegebenen Wert  $2\xi_d$  des Elektrodenabstandes ergibt. Zur Vereinfachung der numerischen Rechnungen können wir jedoch unendlichen Abstand annehmen, da der Potentialverlauf in unmittelbarer Nähe eines jeden Emitters kaum von  $\xi_d$  abhängt, solange

$$\xi_d \gg 1 \quad (9)$$

gilt. Es gibt dabei drei Fälle zu unterscheiden:

Ausgehend von dem monotonen Potentialverlauf A (Abb. 2a) finden wir den Übergang zu den nichtmonotonen Typen B und C, wenn die Steigung der Potentialkurve an einem der beiden Emitter zu Null wird. Die aus dieser Bedingung folgende Grenzkurve in der  $(\alpha, \eta_d)$ -Ebene sowie das Plasmapotential  $\eta_p$  zu vorgegebenen

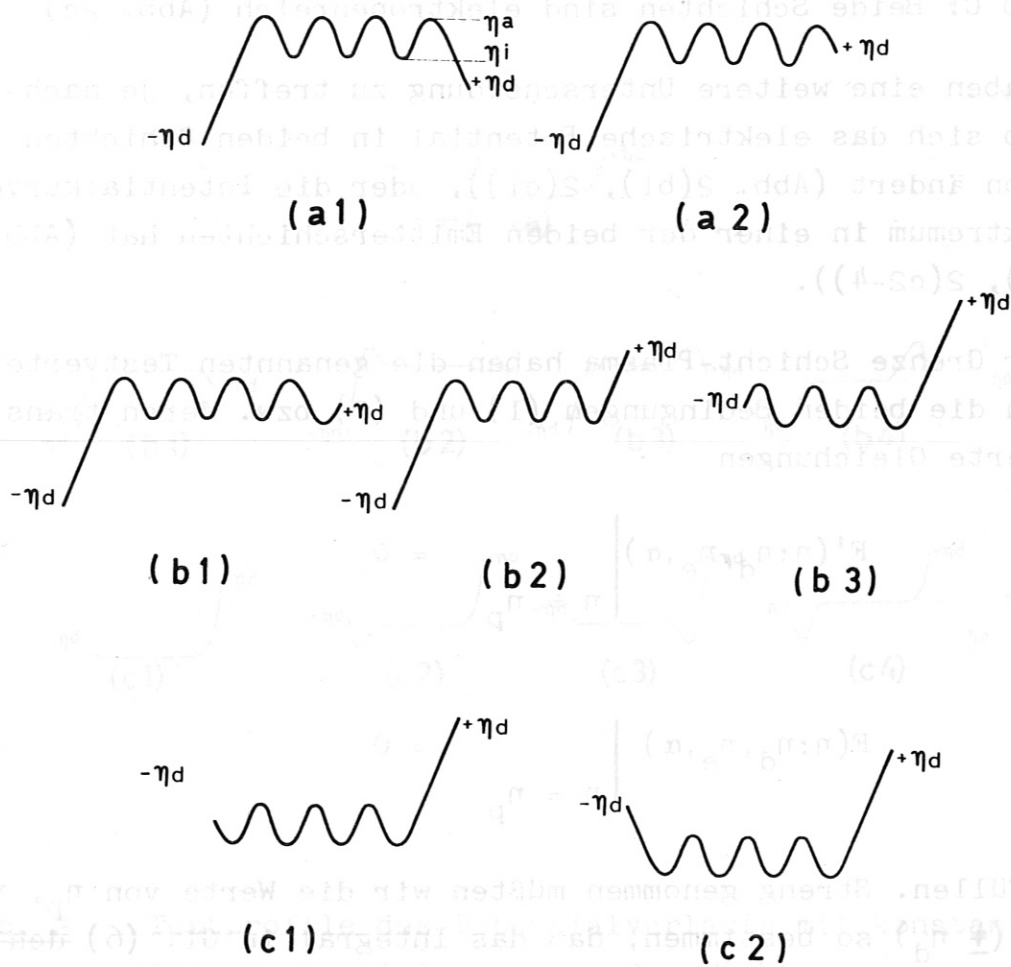


Abb. 3

Testprofile der räumlich oszillierenden Potentialverteilungen

Ausgehend von dem monotonen Potentialverlauf A (Abb. 2a) finden wir den Übergang zu den nichtmonotonen Typen B und C; wenn die Steigung der Potentialkurve an einem der beiden Elektroden Null wird. Die aus dieser Bedingung folgende Grenzkurve ist die  $(\eta, \eta_d)$ -Ebene sowie das Potential  $\eta_0$  zu vorgegebenen

Wertepaaren  $(\alpha, \eta_d)$  lassen sich durch numerische Lösungen jeweils einer Gleichung gewinnen.

Bedeutend schwieriger sind die Werte von  $\eta_p$  und  $\eta_e$  für die nichtmonotonen Potentialverteilungen zu finden. Im allgemeinen müssen die beiden Unbekannten  $\eta_p$  und  $\eta_e$  gleichzeitig aus den beiden gekoppelten Gleichungen (7) und (8) ermittelt werden. Dies geschieht mit großem numerischen Rechenaufwand durch Berechnen der Höhenlinien der Höhe Null beider Gleichungen, wobei eine der Unbekannten variabler Parameter bleibt, und Aufsuchen gemeinsamer Schnittpunkte dieser Höhenlinien.

Die bekannten Nullstellenverfahren bleiben bei der Iteration nicht beschränkt, d.h. die Iterationswerte fallen meist aus dem Definitionsbereich der Funktionen. Dieses Ergebnis fanden wir bei unseren ersten numerischen Rechnungen. Ein zweiter Nachteil der üblichen Methoden liegt darin, daß man nie sicher ist, ob alle Lösungen gefunden werden. Aus diesen Gründen wählten wir das aufwendige Verfahren des Aufsuchens von Höhenlinien der Funktionen, um sämtliche Nullstellen zu erfassen.

Sind die charakteristischen Daten der Modellverteilungen einmal bekannt, dann werden wir untersuchen, ob sie alle zu Lösungen der POISSON-Gleichung führen. Als Auswahlkriterium steht uns die Forderung zur Verfügung, daß das Quadrat der normierten elektrischen Feldstärke im gesamten Intervall  $(\min(-\eta_d, \eta_e), \max(+\eta_d, \eta_e))$  positiv semidefinit sein muß. Nur für solche Kombinationen  $(\eta_p, \eta_e)$ , die diese Bedingungen erfüllen, kann man zu gegebenen Wertepaaren  $(\alpha, \eta_d)$  das Integral in Gl. (6) ausführen.

### 2.2.2 Räumlich oszillierende Potentiale

Wir haben drei Fälle zu unterscheiden:

- 1) Ionenschicht an beiden Emittern (Abb. 3a)
- 2) Ionenschicht am Emitter  $-\eta_d$ , Elektronenschicht am Emitter  $+\eta_d$  (Abb. 3b)



Wertepaaren  $(\alpha, \eta_d)$  lassen sich durch numerische Lösungen der Wellen einer Gleichung gewinnen.

Bedeutend schwieriger sind die Werte von  $\eta_d$  und  $\eta_d'$  für die nichtmonotonen Potentialverläufe zu finden. In diesem Fall müssen die beiden Unbekannten  $\eta_d$  und  $\eta_d'$  gleichzeitig aus den beiden gekoppelten Gleichungen (7) und (8) ermittelt werden. Die resultierende numerische Lösungsverfahren wird durch die Rechnung der Höhe  $\eta_d$  der Wellen über die Schichten, wobei eine der Unbekannten variabler Parameter bleibt, und Aufsuchen gemeinsamer Nullstellen dieser Höhenlinien.

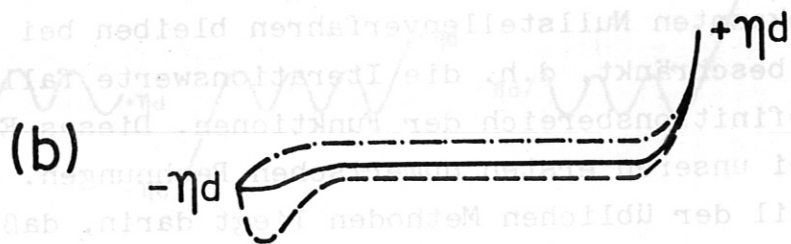
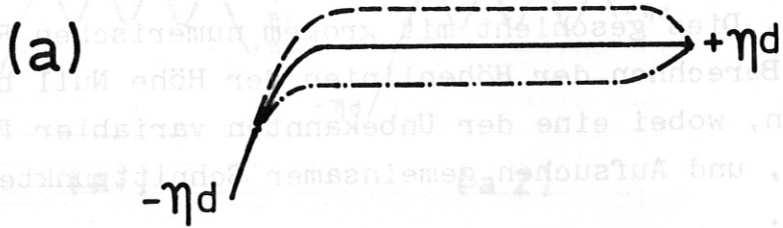


Abb. 4 Potentialverlauf an den Modengrenzen

a) Übergang A → B

----- Typ B

—————  $\eta'(\eta = +\eta_d) = 0; \eta''(\eta = +\eta_d) = 0$

----- Typ A

b) Übergang A → C

----- Typ A

—————  $\eta'(\eta = -\eta_d) = 0; \eta''(\eta = -\eta_d) \neq 0$

----- Typ C

Wir haben drei Fälle zu unterscheiden:

1) Ionenschicht an beiden Enden (Abb. 3a)

2) Ionenschicht am Emitter  $-\eta_d$ , Elektronenschicht am Emitter  $+\eta_d$

(Abb. 3b)

### 3) Elektronenschicht an beiden Emittern (Abb. 3c)

Für Verteilungen mit konstantem Plasmapotential ließen sich die Größen  $\eta_e$  und  $\eta_p$  stets so wählen, daß Raumladung und elektrische Feldstärke an der Plasmagrenze verschwinden, wenn die Ungleichung (9) Gültigkeit hat. Diese Freiheit muß aufgegeben werden, wenn man "gewellte" Potentiale behandeln will, da sich dann der Potentialverlauf in unmittelbarer Emitternähe mit dem Abstand  $\xi_d$  ändert. Jetzt müssen die Extremwerte  $\eta_a$  und  $\eta_i$  (Abb. 3a) zum vorgegebenen Wert  $\xi_d$  "passen": d.h., abgesehen von den Emitter-schichten erfüllt eine ganze Zahl  $K$  von "Potentialhalbwellen" das Diodenvolumen.

Vereinfachend nehmen wir an, alle Extremwerte  $\eta_a$  bzw.  $\eta_i$  seien gleich. Um die Zahl  $K$  zu dem vorgegebenen Wertetripel  $(\alpha, \eta_d, \xi_d)$  zu ermitteln, ist ein zweidimensionales Variationsverfahren in  $\eta_a$  und  $\eta_i$  erforderlich.

## 2.3 Numerische Ergebnisse

### 2.3.1 Konstantes Plasmapotential

Die Kurven, die in der  $(\alpha, \eta_d)$ -Ebene die drei möglichen Typen von Potentialverteilungen abgrenzen, bestimmen sich aus der Forderung, daß die elektrische Feldstärke vor einem der Emitter verschwindet (Abb. 4). Der physikalische Grund für den unterschiedlichen Potentialverlauf an den beiden Modengrenzen liegt in folgendem: Beide Endplatten emittieren gleiche Elektronenströme; die Ionenproduktion am negativen Emitter  $E_I$  übertrifft jedoch die des positiven Emitters  $E_{II}$ , da die Potentialverteilung den größten Teil des Ionenflusses aus dem Plasma zur negativen Elektrode treibt. Die damit verbundene längere Aufenthaltsdauer der Ionen in unmittelbarer Nähe der Endplatte I bedingt daher, daß sich hier eine Raumladungsdoppelschicht ausbildet, wogegen sie vor  $E_{II}$  nicht auftreten kann.

Zu jedem Wert  $\eta_d$  ergeben sich aus der Feldstärkegleichung der monotonen Verteilung A (siehe Anhang von /11/) unter der Bedingung

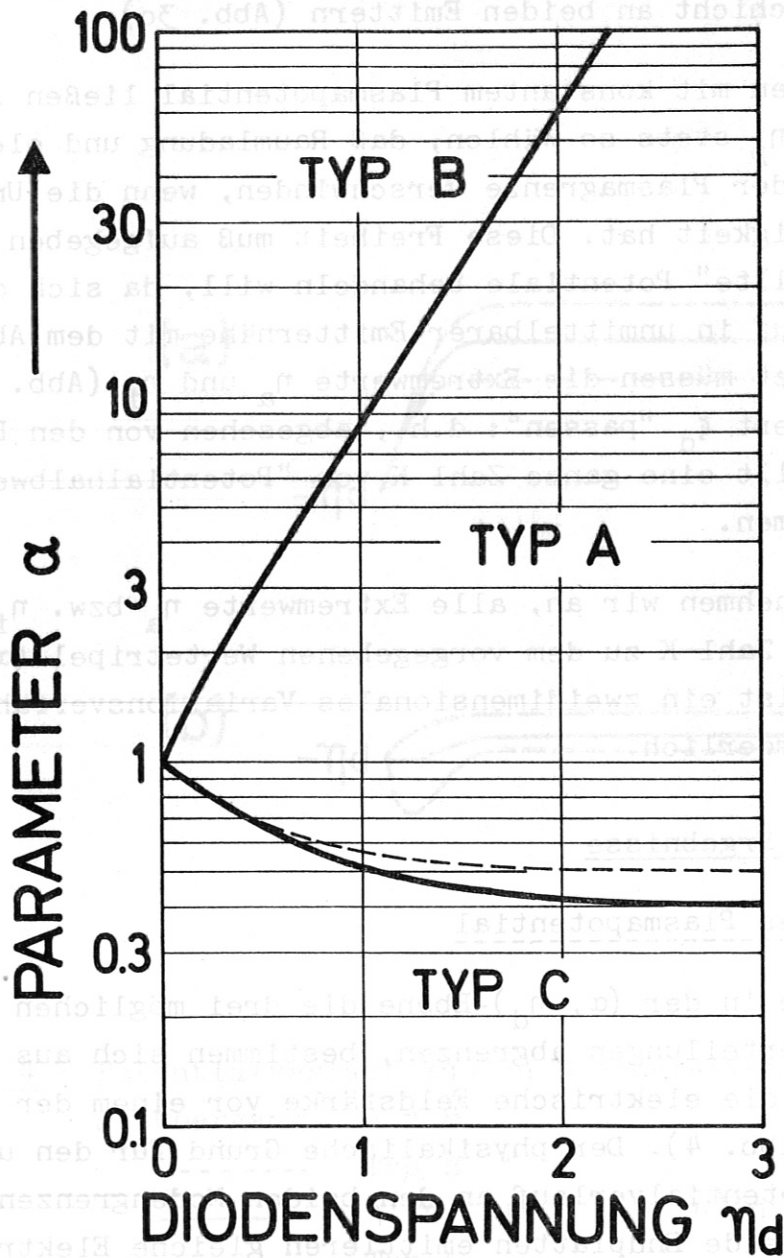


Abb. 5 Modengrenzen der Potentialverteilungen

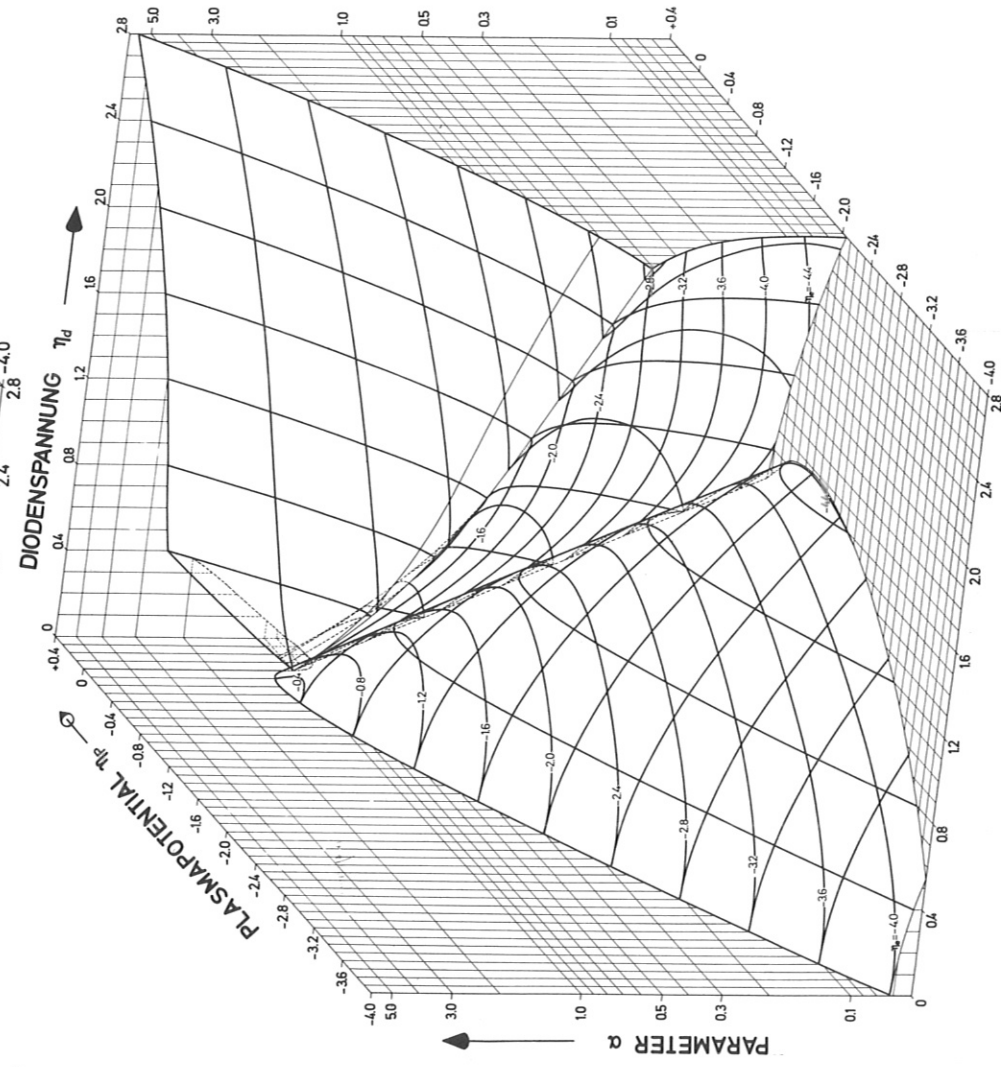
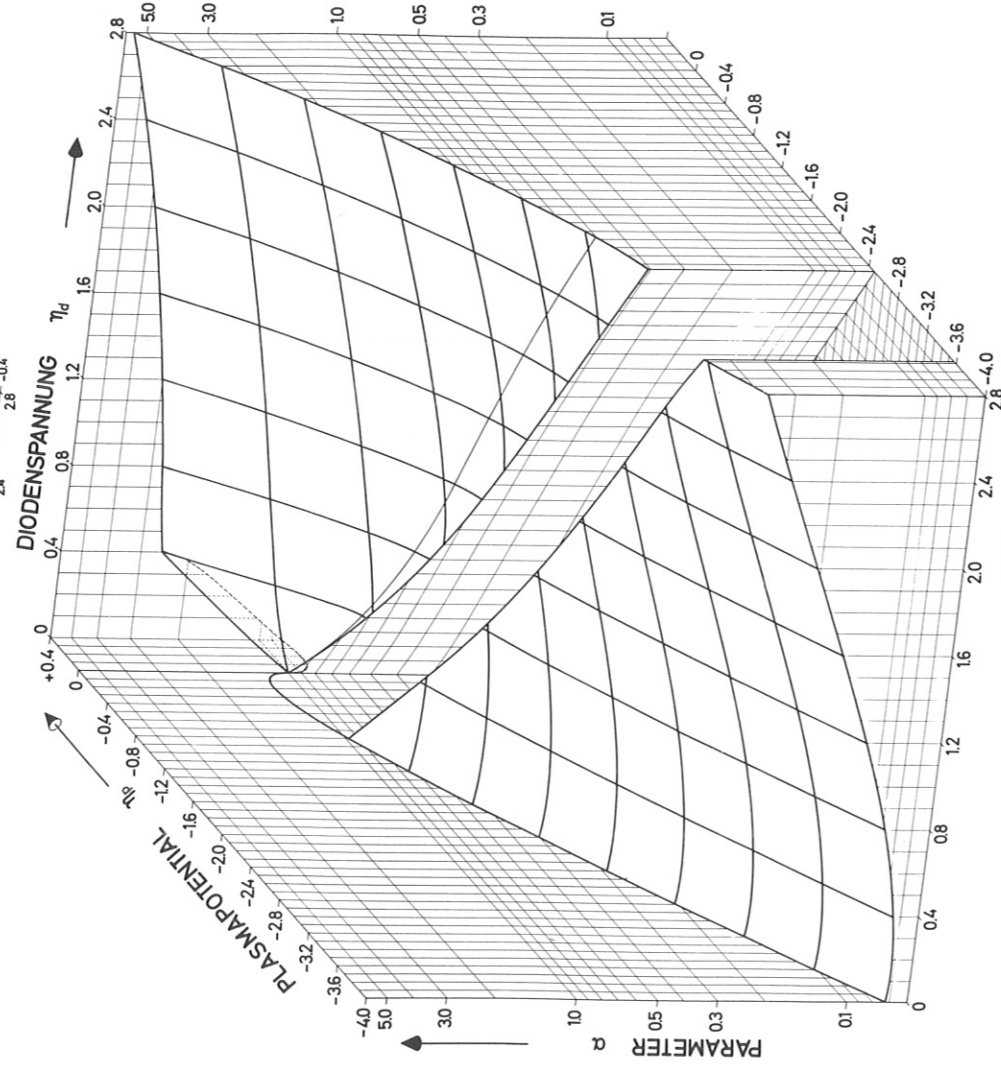
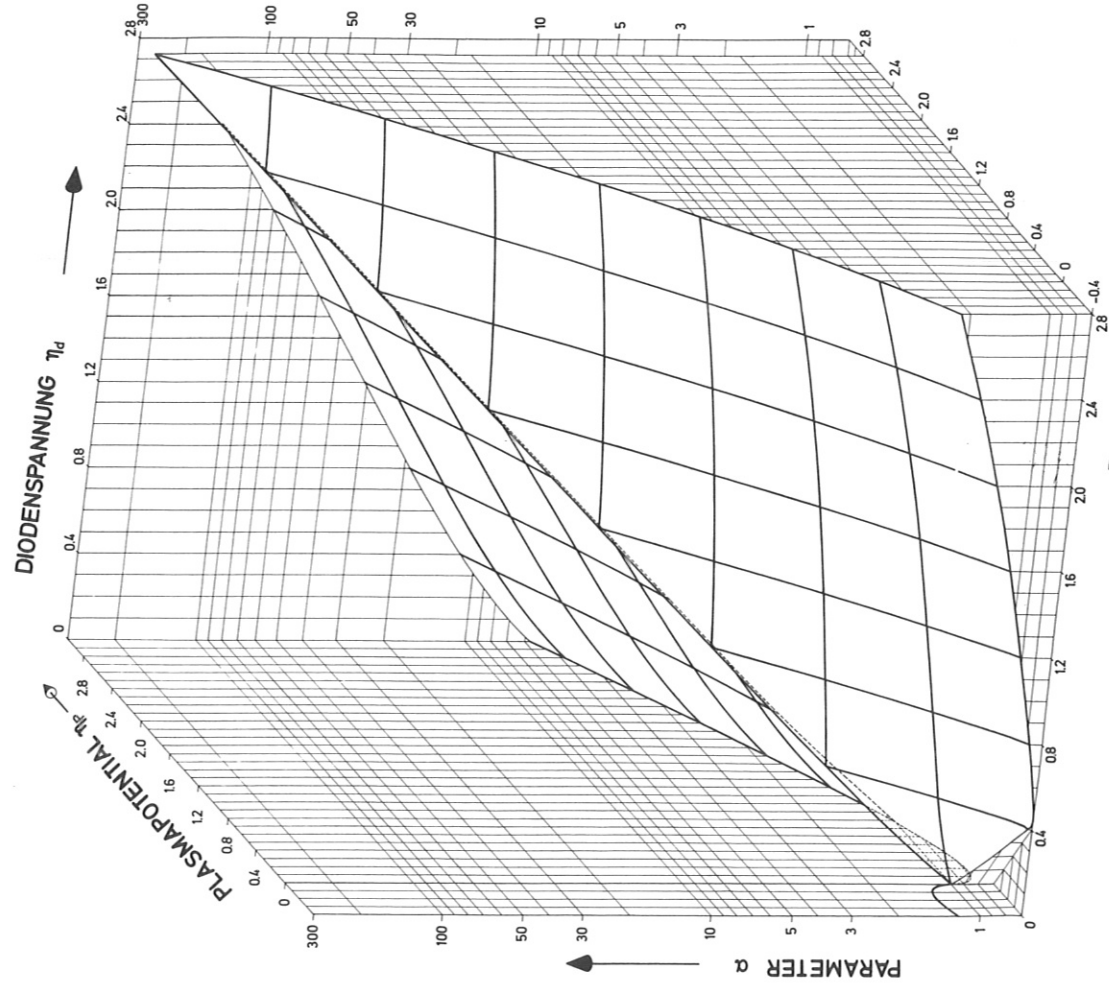
Die gestrichelte Kurve trennt Elektronen- und Ionenschicht vor dem negativen Emitter

Abb. 6 Dreidimensionale Darstellung der Lösungen der

Gl. (7) und (8).

- a)  $\alpha > 1$
- b)  $\alpha < 1, \eta_p = \eta_e$
- c)  $\alpha < 1, \eta_p \neq \eta_e$







$$F(+\eta_d) = 0 \quad \text{bzw.} \quad F(-\eta_d) = 0$$

die dazugehörigen  $\alpha$ -Werte der beiden Grenzkurven; sie sind in Abb. 5 dargestellt. Die gestrichelte Kurve trennt Elektronen- und Ionenschicht vor dem negativen Emitter und entspricht der Forderung nach verschwindender Raumladung an diesem Emitter.

Mit beträchtlichem Rechenaufwand auf der IBM 7090 des Instituts für Plasmaphysik wurde die Schnittfläche der beiden vierparametrischen Gleichungen (7) und (8) für verschiedene Randbedingungen ( $\alpha$ ,  $\eta_d$ ) berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 6 zu sehen. Um die Zeichnungen übersichtlicher zu gestalten, sind die Lösungen für monotone (Abb. 6b) und nichtmonotone Schichten (Abb. 6c) bei elektronenreicher Emission getrennt und die Verteilungen vom Typ B (Abb. 6a) mit einem Extremum in der positiven Emitterschicht (Abb. 2(b4)), deren Existenzbereich sehr schmal ist, nicht dargestellt. Es fällt auf, daß die beiden Gleichungen (7) und (8) in bestimmten Parameterbereichen mehrere Lösungen besitzen.

Für eine genauere Analyse der physikalischen Bedeutung dieser Fläche gemeinsamer Nullstellen wählen wir einen Schnitt parallel zur  $\alpha$ -Achse und erhalten folgendes Bild, wenn wir die verschiedenen Potentialverteilungen als Funktion von  $\alpha$  betrachten (Abb. 7 mit  $\eta_d = 1.2$ ; der Charakter der Ergebnisse hängt nicht von  $\eta_d$  ab). Für große Werte von  $\alpha$  finden wir nur Profile vom Typ B (Abb. 7 (1)), gekennzeichnet durch monotone Schichten vor beiden Emittern. Vermindert sich bei weiter reduziertem  $\alpha$  das Plasmapotential bis auf den Wert  $+\eta_d$ , so nimmt die Potentialverteilung die Form A an (Abb. 7 (2)). In einem schmalen  $\alpha$ -Intervall haben die Gleichungen (7) und (8) zwei Lösungen (Abb. 7 (3)), eine vom Typ A, die andere von der Form B mit  $\eta_p < +\eta_d$  (Abb. 2 (b4)). Reduziert man  $\alpha$  weiter, so erhält man nur mehr die monoton verlaufenden Potentialverteilungen vom Typ A (Abb. 7 (4)), die in ihrem Charakter erhalten bleiben, bis die Steigung der Potentialkurve vor dem negativen Emitter zu Null wird (Abb. 7 (6)). Ein weiteres Absenken von  $\alpha$  läßt die Potentialverteilung in der Nähe des

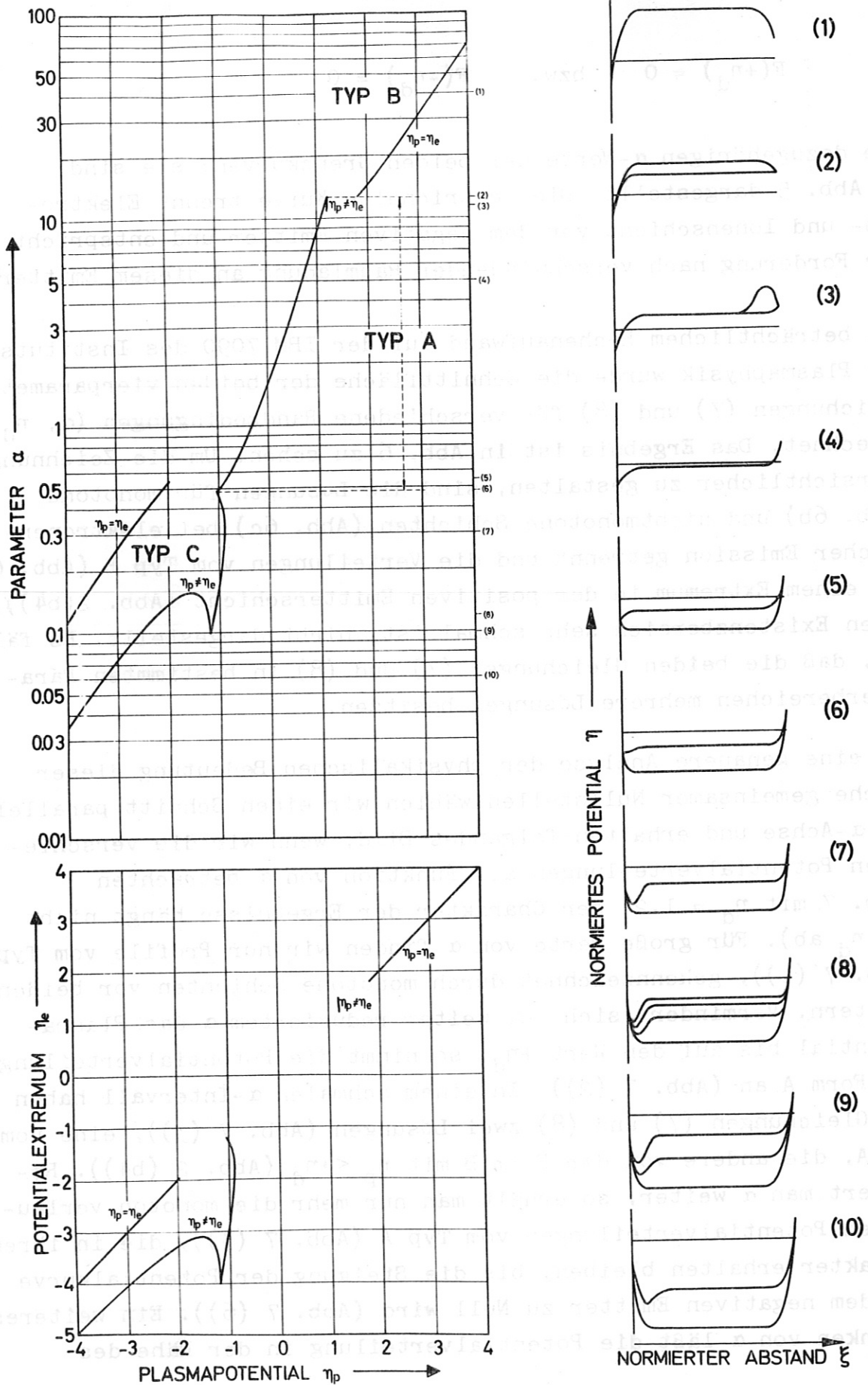


Abb. 7 a) Schnitt durch die Lösungsfläche von Abb. 6 parallel zur  $\alpha$ -Achse;  $\eta_d = 1.2$   
 b) Potentialkurven für verschiedenes  $\alpha$  (schematisch)

Emitters I zu Werten  $\eta < -\eta_d$  absinken (Abb. 7 (7)). Es bildet sich eine Raumladungsdoppelschicht aus mit der negativen Seite zum negativem Emitter, wogegen vor dem Emitter II eine Elektronenschicht bleibt. Im Rest der Diode finden wir ein konstantes Potential  $\eta_p$ , das größer ist als das negative Emitterpotential. Bei abnehmendem  $\alpha$  nimmt das Plasmapotential ebenfalls ab. Wiederum ergeben sich mehrere Lösungen mit  $\eta_p \approx -\eta_d$  (Abb. 7 (8)). Ein ausgezeichnete Punkt ist erreicht, wenn  $\eta_p$  gleich dem Potential des Emitters  $-\eta_d$  wird (Abb. 7 (9)). Für noch niedrigere Werte von  $\alpha$  zeigt sich nur das Potentialprofil mit  $\eta_p < -\eta_d$  (Abb. 7 (10)). Im Bereich  $\alpha < 1$  finden wir einen weiteren Lösungszweig mit monotonen Schichten; er ist in Abb. 7 mit " $\eta_p = \eta_e$ " gekennzeichnet.

Bemerkenswert ist, daß aus der Rechnung stets zwei Potentialverteilungen vom Typ C folgen, eine mit monotonen Schichten und eine mit einer Doppelschicht vor dem negativen Emitter, wobei das Plasmapotential größer oder kleiner als das Potential des negativen Emitters sein kann.

Die oben diskutierten Lösungen haben sich ergeben durch rein "mechanisches" Aufsuchen von gemeinsamen Nullstellen der Gleichungen (7) und (8). Um den physikalischen Sinn dieser Ergebnisse beurteilen zu können, ist es jedoch unumgänglich, den Verlauf von  $F(\eta)$  im ganzen Intervall möglicher Werte von  $\eta$  zu kennen. Da  $F(\eta)$  identisch mit dem Quadrat der normierten elektrischen Feldstärke ist (Gl. (5)), sind physikalisch sinnvolle Lösungen durch die Bedingung

$$F(\eta) \equiv \eta'^2 \geq 0 \quad (10)$$

gekennzeichnet. Wenden wir diese Forderung auf die oben berechnete Lösungsmannigfaltigkeit an, so fallen einige der Lösungszweige weg. Das Ergebnis ist eine eindeutige Zuordnung von  $\eta_p$  zu  $\alpha$  bei gegebenen  $\eta_d$ . Diese physikalisch notwendige Bedingung (10)

wurde in der bisherigen Literatur zur Diodentheorie kaum berücksichtigt<sup>1)</sup>. In Abb. 8a sind in Abhängigkeit von  $\alpha$  diejenigen Werte  $\eta_p$  und  $\eta_e$  als ausgezogene Kurven dargestellt, die bei vorgegebenem  $\eta_d$  Lösungen der POISSON-Gleichung entsprechen. Gemeinsame Nullstellen der Raumladungs- und Feldstärkegleichung (7) bzw. (8), die die Forderung (10) nicht erfüllen, wurden als gestrichelte Linien eingezeichnet. Sie entsprechen physikalisch nicht sinnvollen Ergebnissen. Es sind dies: Verteilungen B mit einem Extremum in der positiven Emitter-schicht (Abb. 2 (b4)), Profile vom Typ C, einmal mit monotonen Schichten (Abb. 2 (b1)) und zum anderen einige Verteilungen mit einer Raumladungsdoppelschicht vor dem negativen Emitter. Die Lösungsäste gehen nicht kontinuierlich ineinander über, sondern weisen "Sprünge" im Plasmapotential auf. Auf diese Frage kommen wir in Kap. 5 noch einmal zurück.

Für einige der sinnvollen Kombinationen ( $\eta_p, \eta_e$ ) wurden in einer Bildfolge bei variierendem  $\alpha$  die tatsächlichen Potentialkurven dargestellt (Abb. 8b). Entgegen der bisherigen Übung haben wir die berechneten Potentiale nicht als Funktion der Pseudo-DEBYE-Länge  $L$  sondern in Einheiten der Plasma DEBYE-Länge aufgetragen. Das alte Vorgehen würde die Ausdehnung der Emitterschichten in unübersichtlicher Weise verfälschen und einen Vergleich der Potentialkurven sowohl untereinander für verschiedene Werte  $\alpha$ , sowie mit dem Experiment sehr erschweren.

Zu jeweils konstantem  $\alpha$  zeigen Abb. 9 ( $\alpha = 0.65$ ) und Abb. 10 ( $\alpha = 10$ ) die physikalischen Lösungen unseres Problems und ausgewählte, aufeinanderfolgende Potentialprofile in Abhängigkeit von der Diodenspannung  $\eta_d$ . Die bereits besprochenen Hauptmerkmale treten hier in gleicher Weise auf.

---

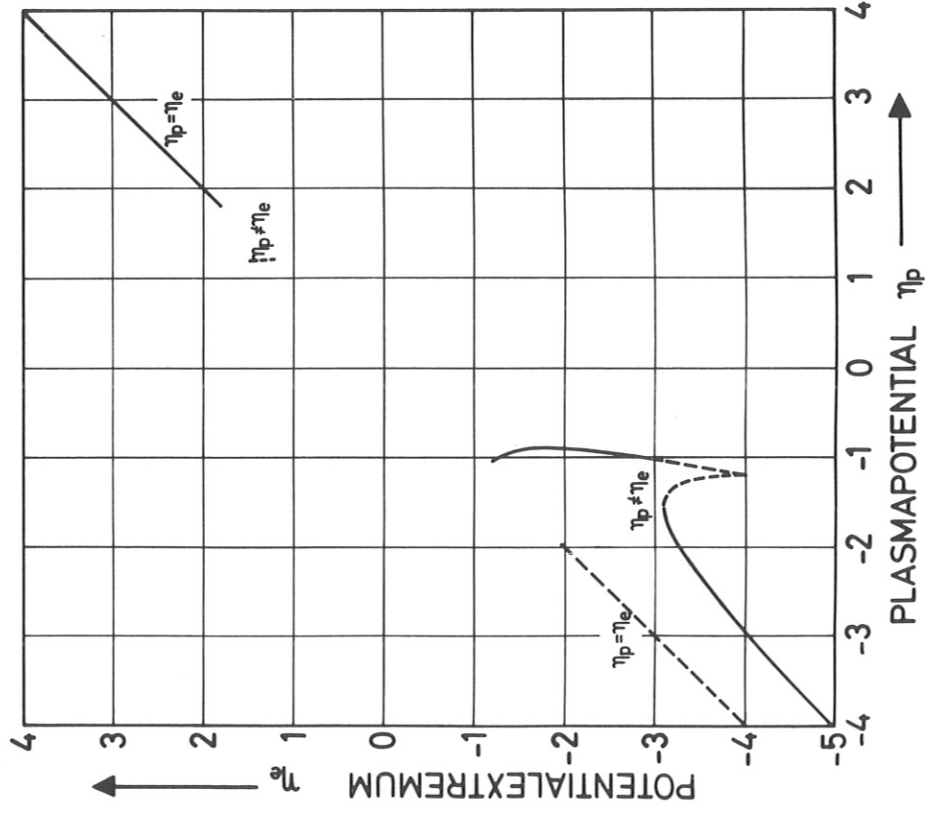
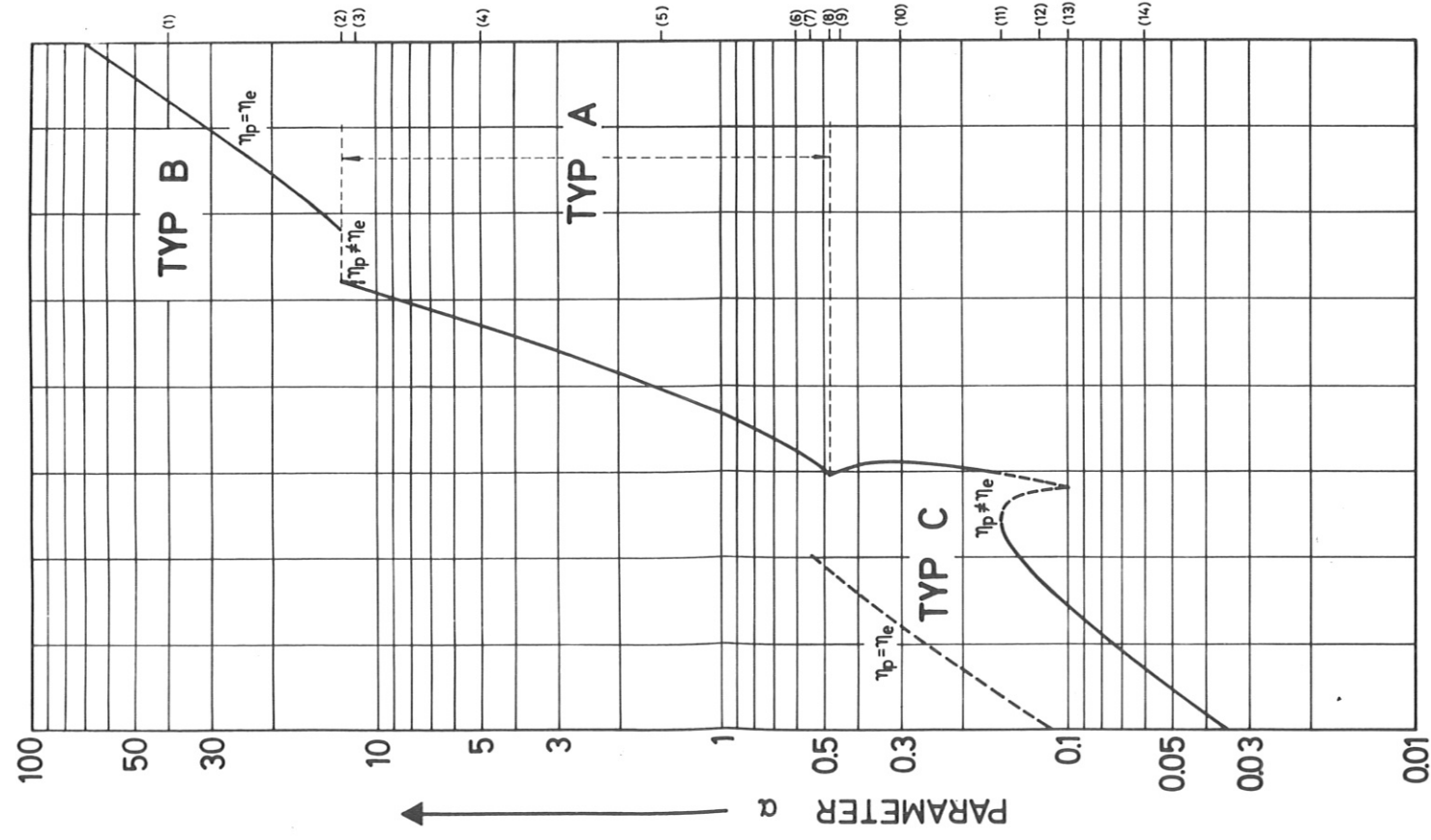
1) Erst während der Berechnung der Potentialverteilung  $\eta = \eta(\xi)$  unter Berücksichtigung von (10) wurde mir /10/ bekannt, wo sich eine nicht explizite Andeutung in dieser Richtung findet.

---

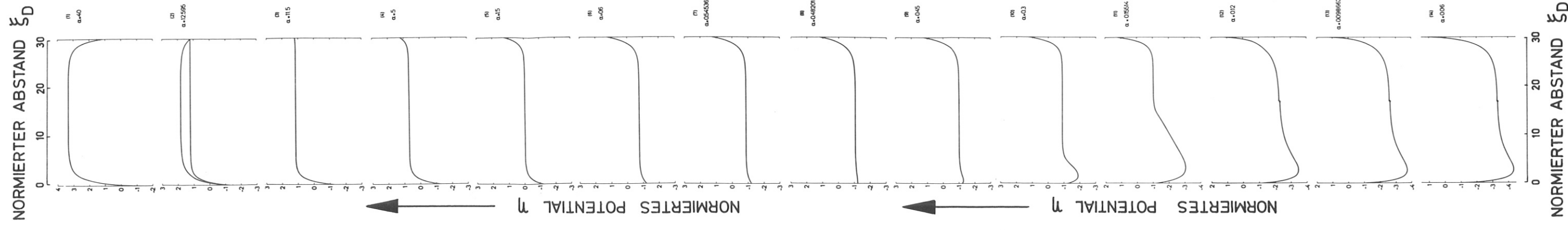
Abb. 8 a) Lösungen der Gleichungen (7) und (8):  $\eta_d = 1.2$   
b) Berechnete Verteilungen für verschiedene Werte  $\alpha$ :  
in Einheiten der Plasma-DEBYE-Länge



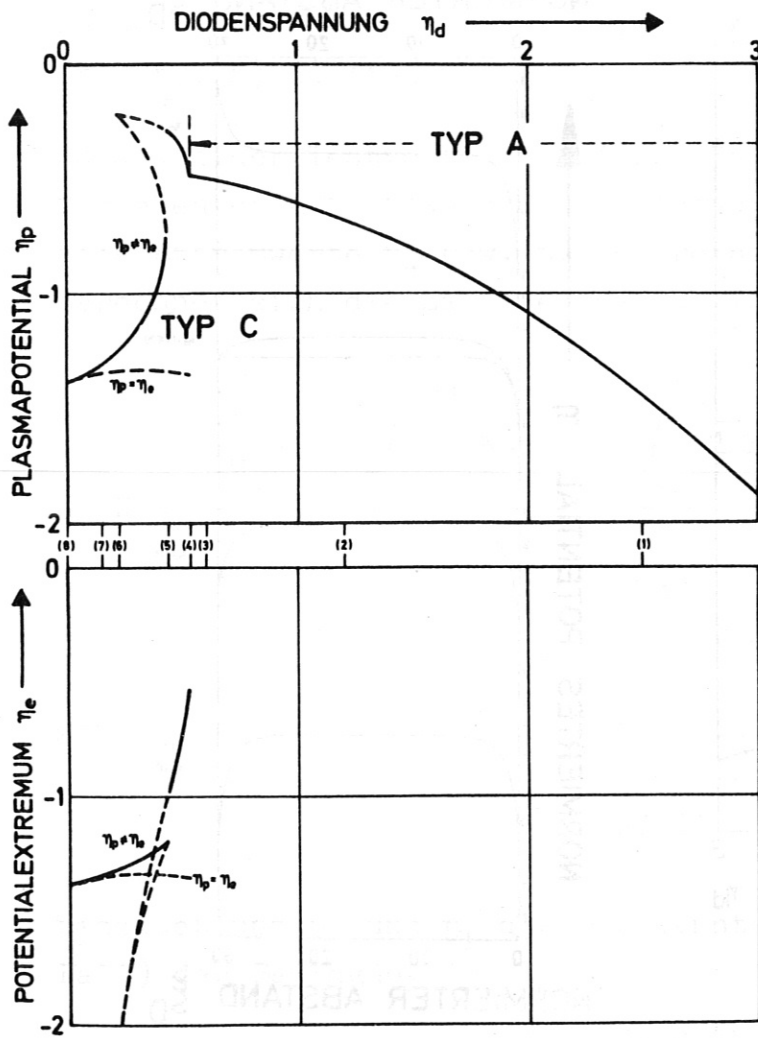




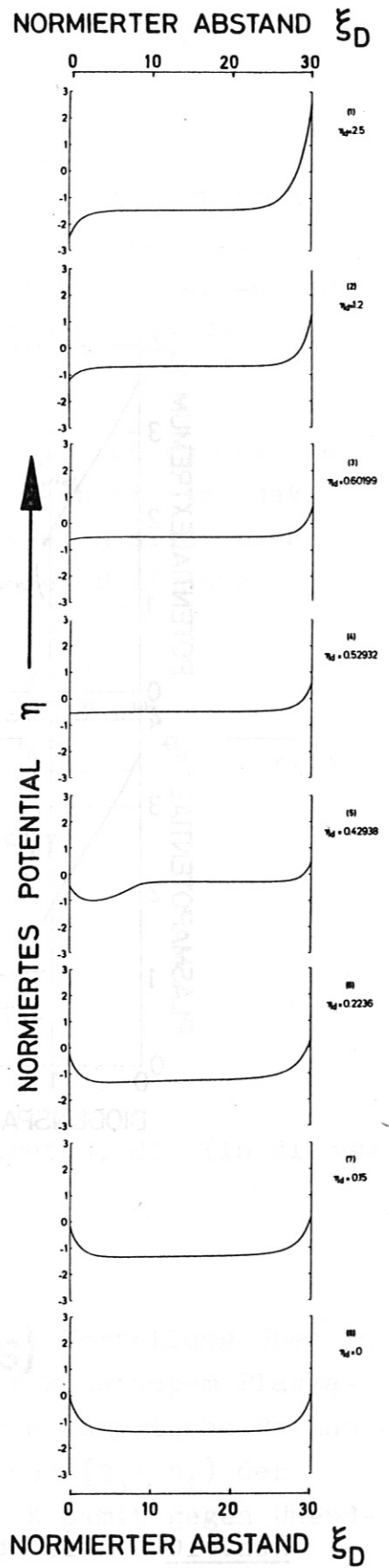
(a)



(b)



(a)

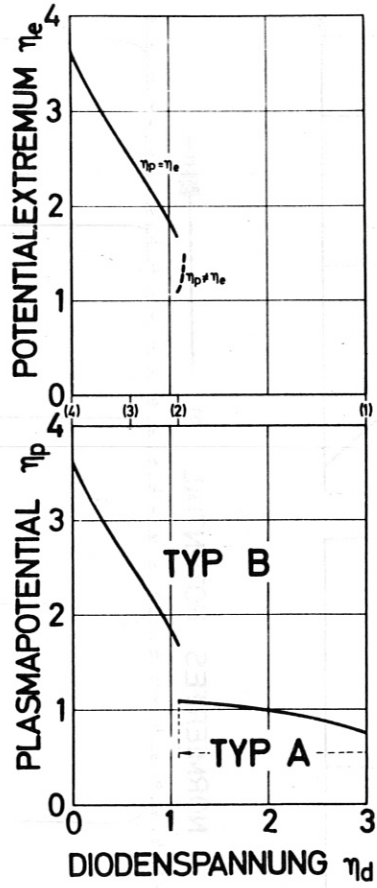


(b)

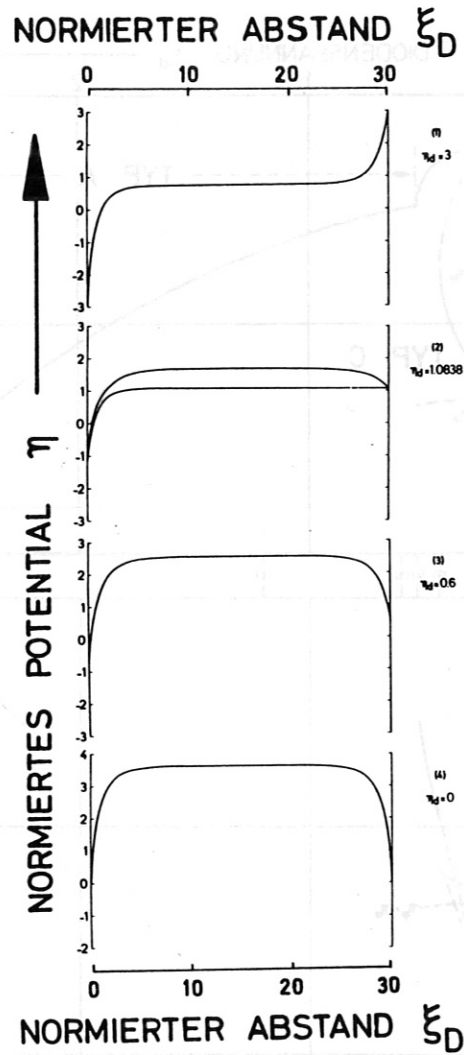
Abb. 9

a) Lösungen der Gl. (7) und (8):  $\alpha = 0.65$

b) Berechnete Verteilungen für verschiedene Werte  $\eta_d$ ; in Einheiten der Plasma-DEBYE-Länge



(a)



(b)

Abb. 10 wie Abb. 9;  $\alpha = 10$

### 2.3.2 Räumlich oszillierende Potentiale

Wie bereits im Abschnitt 2.2.2 besprochen, kompliziert sich die Berechnung des gewellten Potentials dadurch, daß eine ganze Zahl von Halbwellen den Elektrodenabstand ausfüllen muß. Zu dem vorgegebenen Tripel  $(\alpha, \eta_d, \xi_d)$  sind also die Werte  $(\eta_a, \eta_i, K)$  zu finden.

Anhand einer Testverteilung (Abb. 3a (1)) soll das numerische Vorgehen erläutert werden. Vereinfachend nehmen wir an, daß alle Extremwerte  $\eta_a$  bzw.  $\eta_i$  untereinander gleich sind. Dann berechnet sich die Zahl der Halbwellen aus der Beziehung

$$K = \frac{2\xi_d - \int_{-\eta_d}^{+\eta_d} W d\eta - \int_{+\eta_d}^{\eta_a} W d\eta + \int_{\eta_a}^{+\eta_d} W d\eta}{\int_{\eta_i}^{\eta_a} W d\eta}, \quad (11)$$

wobei

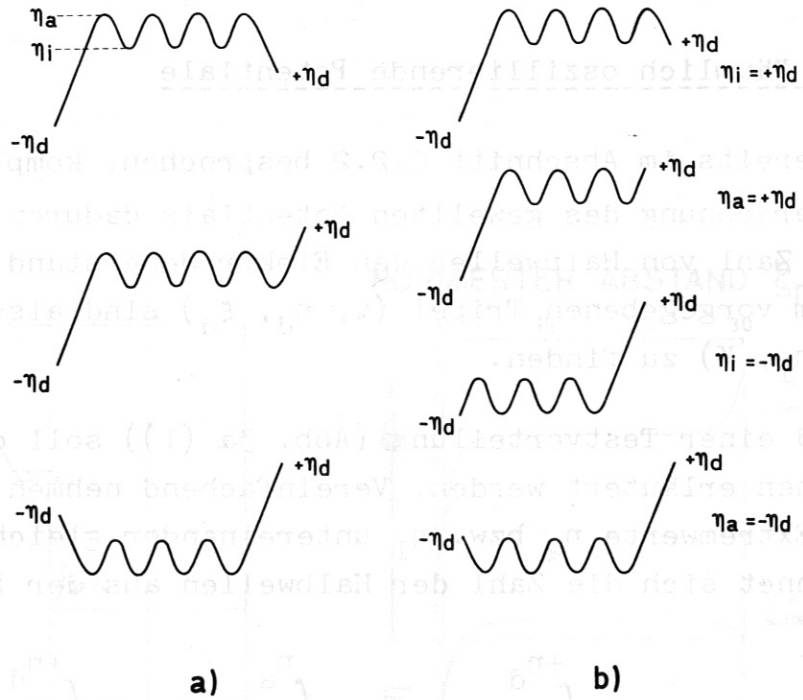
$$W = (F(\eta))^{-1/2}$$

bedeutet und  $\eta_a$  und  $\eta_i$  als Unbekannte auftreten, die (in diesem Fall) der Bedingung

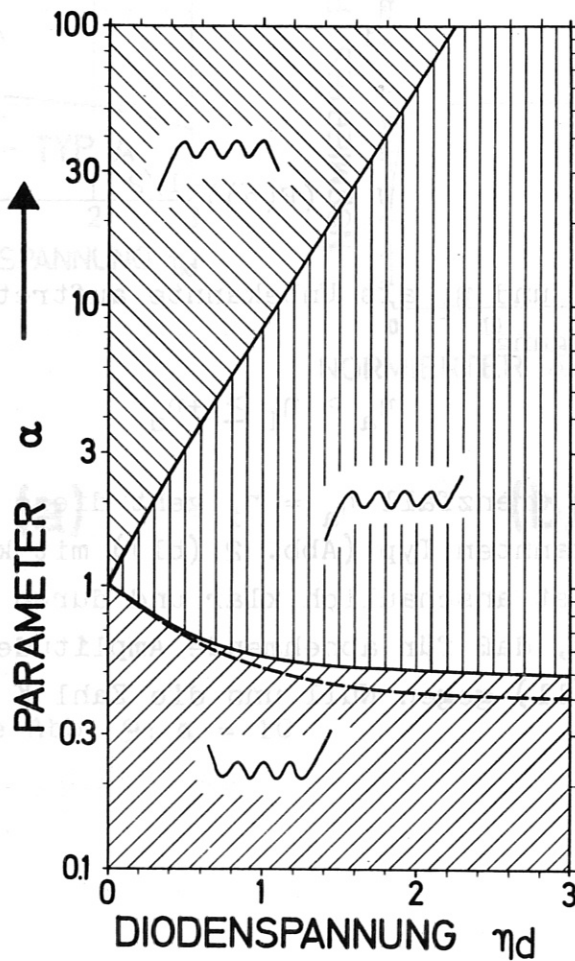
$$\eta_a > \eta_i \geq +\eta_d$$

unterliegen. Im Grenzfall  $\eta_a = \eta_i$  geht diese Verteilung über in den bereits bekannten Typ (Abb. 2 (b1)) mit konstantem Plasma-potential. Es ist anschaulich klar und durch numerische Rechnungen untermauert, daß für abnehmende Amplitude  $(\eta_a - \eta_i)$  der Nenner in Gl. (11) gegen Null und die Zahl K damit gegen Unendlich geht.





**Abb. 11** Räumlich oszillierende Potentialverteilungen  
 a) Testverteilungen  
 b) Profile an den Bereichsgrenzen



**Abb. 12** Existenzbereiche der gewellten Potentiale

Man erhält somit unendlich viele, geradzahlige K-Werte und damit Lösungen zu einem einzigen Wertetripel  $(\alpha, \eta_d, \xi_d)$ . Erst eine Bedingung an K würde eine Kombination  $(\eta_a, \eta_i)$  aussondern.

Wir werden daher nur die Existenzbereiche der verschiedenen Modelle von Abb. 3 gegeneinander abgrenzen. Auf analytischem Weg kann man in einfacher Weise zeigen, daß

- 1) sich die Zahl der Modellverteilungen auf drei reduzieren läßt, da die Bestimmungsgleichung für einen der Extremwerte und die Stetigkeitsforderung bei  $+\eta_a$  bzw.  $-\eta_d$  keine gemeinsamen Lösungen besitzen;
- 2) in der gesamten Parameterebene  $(\alpha, \eta_d)$  gewellte Potentiale möglich sind.

Durch Reihenentwicklungen lassen sich die Grenzkurven ermitteln, die die drei verbleibenden Testverteilungen (Abb. 11) trennen. Die Bedingung, aus der sich der Verlauf der Grenze ergibt, besteht darin, daß eines der Extrema gleich einem Emitterpotential wird.

Für ionenreiche Emission ( $\alpha > 1$ ) fällt die Grenzkurve mit der Modengrenze der Verteilungen A und B mit konstantem Plasmapotential zusammen (Abb. 12). Im Bereich  $\alpha < 1$  finden wir das Ergebnis, daß das Modell mit Elektronenschichten an beiden Emittern über den Existenzbereich der Verteilungen vom Typ C mit konstantem Plasmapotential hinausreicht. Die Grenzlinie fällt mit der Kurve zusammen, die bei dem monoton verlaufenden Profil A die Elektronenschicht von der Ionenschicht vor dem negativen Emitter trennt. Als gestrichelte Kurve wurde die Modengrenze der Verteilungen A und C mit konstantem Plasmapotential (siehe Abb. 5) zum Vergleich eingezeichnet. Ausdrücklich betont werden muß, daß hiermit nur die Bereiche abgegrenzt wurden, in denen die gewellten Potentiale möglich sind. Ob sie darin existieren und unter welchen Bedingungen, kann im Rahmen dieser Arbeit nicht entschieden werden. Die Beantwortung dieser Frage

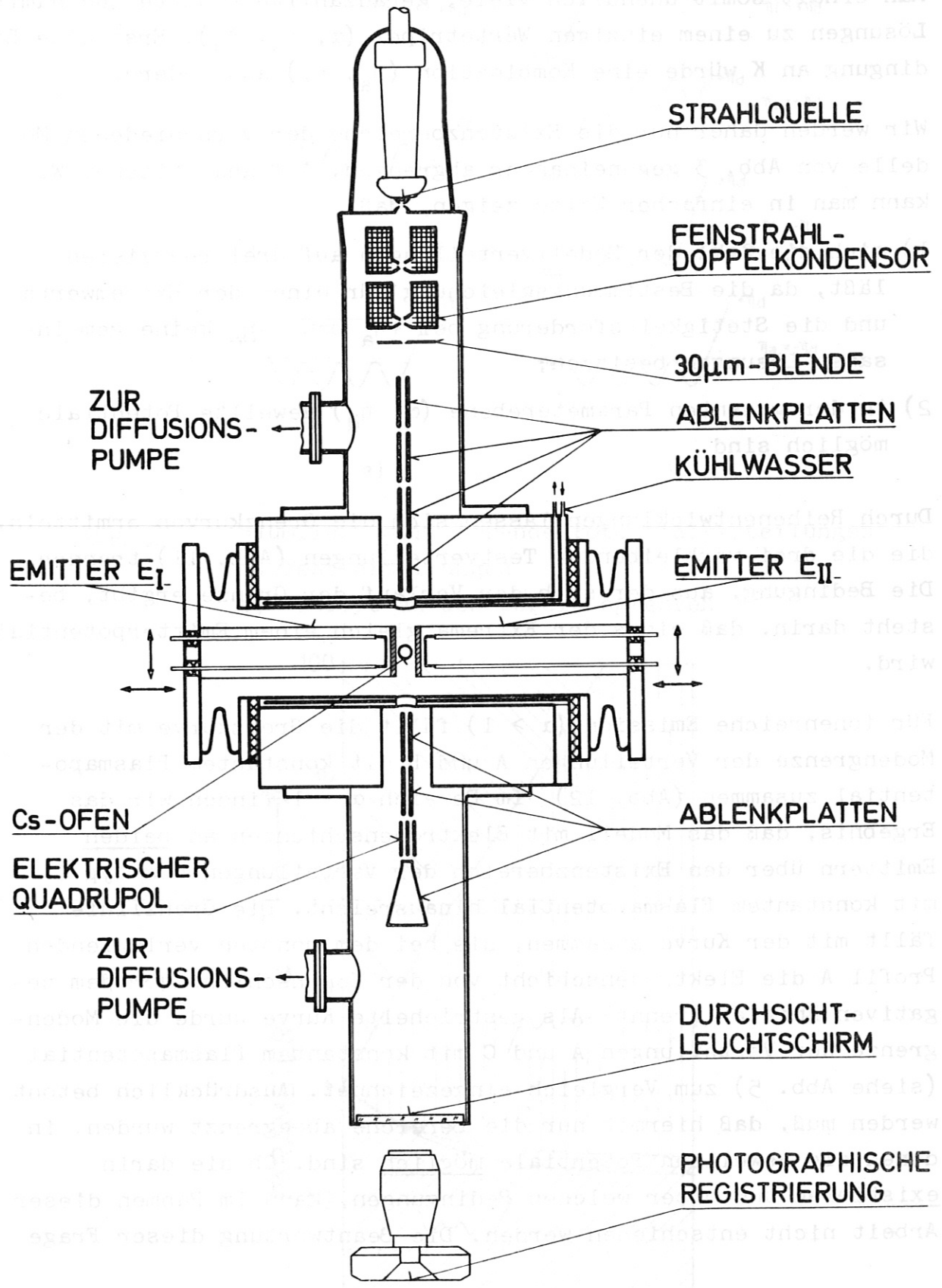


Abb. 13 ELSA, schematisch

würde eine theoretisch komplizierte Stabilitätsuntersuchung erfordern, wobei das System von zeitabhängiger VLASOV-Gleichung und POISSON-Gleichung simultan gelöst werden müßte.

### 3. EXPERIMENTELLE TECHNIK

#### 3.1 Allgemeines

Die Messungen wurden durchgeführt an der Cs-Diode ELSA, deren schematische Darstellung Abb.13 wiedergibt. Die letzte Seite zeigt eine Photographie der Maschine.

In /5/ ist die Grundanordnung beschrieben. Für unsere Zwecke wurde die Apparatur auf den Zwei-Emitter-Betrieb umgebaut. Die beiden Endplatten lassen sich während des Betriebs über eine kardanische Aufhängung und eine Parallelverschiebung in ihrer Stellung zueinander justieren. Ihr Abstand kann von 0 bis 30 mm mit einer Genauigkeit von 0.1 mm variiert werden. Um die Bedingung der ebenen Geometrie, die in unseren Rechnungen vorausgesetzt wurde, annähernd zu erfüllen, wird jedoch bei einem Abstand von 2 - 3 mm gearbeitet. Die Emitter bestehen aus polykristallinen Ta-Platten von 32 mm Durchmesser. Sie werden durch Elektronenbeschuß aus einer Ringkathode aufgeheizt /2/. Die Heizleistung entnehmen sie einem leistungsstabilisierten Netzgerät nach MAISCHBERGER /12/. Nach längerer Einlaufzeit konnte damit eine innerhalb 0,2 % gleichbleibende Emittertemperatur gewährleistet werden.

In einem wassergekühlten Rohr von 80 mm Innendurchmesser wird das Diodenplasma durch Kontaktionisation von Cs an den beiden heißen Ta-Platten erzeugt. Der Cs-Atomstrahl gelangt aus einem absperrbaren Gefäß über eine geheizte Steigleitung seitlich ins Innere der Maschine. Infolge unzureichender Kühlung der Rohrwände war es uns nicht möglich, die Neutralteilchendichte einzustellen. Wir mußten vielmehr in einer Atmosphäre von Cs-Dampf arbeiten, wobei sich der Dampfdruck in unkontrollierbarer Weise mit der Emittertemperatur änderte.



Die Messung der Potentialverteilung durch Ablenken von Strahl-  
elektronen im elektrischen Feld der Diode wird in einem späteren  
Abschnitt beschrieben. Um die gemessenen Potentialprofile in  
die theoretische Parameterebene einordnen zu können, müssen wir  
die beiden Größen  $\eta_d$  und  $\alpha$  kennen.

### 3.2 Diodenspannung $\eta_d$

---

Der Wert von

$$\eta_d = \frac{eV_d}{kT}$$

ist leicht anzugeben. Man hat nur die anliegende Spannung  $V_d$  in  
Einheiten der thermischen Energie  $kT$  umzurechnen, wobei wir an-  
nehmen, daß die Temperatur der Elektronen und Ionen gleich ist  
und der Emittertemperatur entspricht; d.h. wir haben  $V_d$  und  $T_E$   
zu messen.

Die tatsächlich über der Diode liegende Spannung könnte durch  
Kontaktpotentiale verfälscht sein. Da jedoch beide Emitter auf  
sehr hoher Temperatur gehalten werden, fehlen Adsorptionsschich-  
ten auf der Oberfläche. Aus diesem Grunde liegt die einzige  
Störung in der Variation der Austrittsarbeit über die Oberfläche  
der Endplatten. Nach XUAN PHUC et al. /13/ beträgt diese im  
Mittel nur einige Millivolt und kann daher vernachlässigt werden.

### 3.3 Temperatur $T_E$

---

Etwas schwieriger ist die Temperatur der Endplatten zu messen,  
da sie stark vom Abstand beider Emitter abhängt, und zwar gerade  
dann am empfindlichsten, wenn beide nahe beieinander stehen. Die  
Strahlungsverluste vermindern sich dabei durch die Strahlungs-  
reflexion an der gegenüberstehenden Elektrode; sie werden über-  
dies teilweise kompensiert durch deren thermische Abstrahlung.  
Bei kleinem Emitterabstand wird aber aus Raumwinkelgründen die  
Messung der Strahlung von der Emitteroberfläche schwierig <sup>1)</sup>.

1) Ein Neubau der Meßapparatur war aus wirtschaftlichen Gründen  
ausgeschlossen.

Um diese Schwierigkeiten zu umgehen und gleichzeitig die Messung von fragwürdigen Werten von  $\epsilon(\lambda)$  bei streifender Emission unabhängig zu machen, gingen wir zu einer Hohlraummessung über. Zu diesem Zweck wurde seitlich ein Loch in radialer Richtung in die Endplatte gebohrt. Wenn das Verhältnis von Lochtiefe zu Lochdurchmesser größer als 10 ist, darf man erwarten, daß das Loch wie ein schwarzer Körper strahlt ( $\epsilon \approx 1$ ). Unter diesen Umständen ist die schwarze Temperatur des Lochbodens praktisch gleich seiner wahren Temperatur und man hat die Möglichkeit, mit einem Glühfadenpyrometer zu messen. Zwei Schwierigkeiten treten bei dieser Methode auf. Zum einen ist die Relation zwischen Oberflächentemperatur und Temperatur am Lochboden nicht genau zu bestimmen. Aus gleichzeitiger Messung der Temperatur im Loch und an der Oberfläche bei senkrechter Inzidenz konnten wir jedoch abschätzen, daß beide in keinem Fall mehr als 1 - 2 % voneinander abweichen. Zweitens verzerrt das Loch die Temperaturverteilung auf der Oberfläche; der Fehler dürfte in derselben Größenordnung liegen. Da wir ohne Magnetfeld arbeiten, wirken sich kleine azimutale Unsymmetrien in der Temperaturverteilung wenig aus. Ihre Wirkungen entsprechen einer Parallelschaltung mehrerer Dioden, deren Emittertemperaturen jeweils etwas verschieden sind. Der Elektronenstrahl berührt jedoch das Gebiet nicht, in dem Temperaturdifferenzen auftreten könnten.

#### 3.4 Parameter $\alpha$

Bis heute ist in der Literatur noch keine unanfechtbare Messung von

$$\alpha = \left( \frac{\bar{N}_+}{\bar{N}_-} \right)_{\text{neg. Emitter}}$$

bekannt. Sein Wert läßt sich nur mit großen Fehlern abschätzen. Wir werden daher  $\alpha$  nicht berechnen, sondern bei konstantem Wert von  $\eta_d$  die Sequenz gemessener Potentialverteilungen mit den Ergebnissen der Theorie vergleichen. Einen ausgezeichneten Punkt erhalten wir, wenn bei Spannung Null über der Diode die elektrische Feldstärke am Emitter I ihr Vorzeichen wechselt. Dies ist eine sichere Bestimmung des Punktes  $\alpha = 1$ .

### 3.5 Ausmessen von Potentialfeldern in Raumladungsschichten

#### 3.5.1 Prinzipielles

Wie bereits erwähnt, eignen sich LANGMUIR-Sonden nur bedingt zum Abtasten von elektrischen Potentialfeldern. Meist wird die durch die Anwesenheit materieller Körper verursachte Störung unzulässig groß. Daher nützt man schon seit langem /14/ die Ablenkung eines Elektronenstrahles zum Ausmessen elektrischer Felder aus. Gemeinsam ist den in der Literatur (Zusammenstellung siehe /5/) angegebenen Techniken, daß das System mit der zu messenden elektrischen Feldstärke an einem ortsfesten, fadenförmigen Elektronenstrahl vorbeigeführt werden muß. Man kann also nur zeitlich aufeinanderfolgend das Feld punktweise abtasten; schnelle Änderungen der Potentialverteilung lassen sich nicht erfassen. Um eine Momentaufnahme des elektrischen Feldverlaufes zu erhalten, hat OTT /5/ anstelle eines fadenförmigen Elektronenstrahles ein Strahlband verwendet, eine elegante Methode, die jedoch einige Nachteile aufweist.

Ein neues System sollte diese Nachteile vermeiden und darüber hinaus, wie bereits in Kapitel 1 besprochen, auch für den Einsatz in der Q-Maschine geeignet sein.

Sollen elektrische Felder bei Anwesenheit eines starken Magnetfeldes untersucht werden, läßt sich die Elektronenstrahlsonde nicht verwenden. Aus der Elektronenoptik ist bekannt, daß elektrische Felder nur Energiedispersion, Magnetfelder dagegen nur Impulsdispersion zeigen: d.h. für Elektronen und Ionen gleicher Energie ist die Ablenkung im transversalen elektrischen Feld gleich groß, während die Ionen - infolge ihres größeren Impulses - im Magnetfeld eine, um den Faktor  $(m_+/m_-)^{1/2}$  geringere Ablenkung erfahren, Cs<sup>+</sup>-Ionen z.B. um ungefähr den Faktor 500. Eine Ionenstrahlsonde würde also gegenüber dem Elektronenstrahl bei gleicher Empfindlichkeit zur Messung des Potentialverlaufes durch das Magnetfeld weit weniger gestört werden.

Trotz dieses Nachteils haben wir zur Messung des Potentialverlaufs in der Diode Elektronen als Strahlteilchen verwendet, da der Bau einer für diesen Zweck geeigneten  $\text{Cs}^+$ -Ionenquelle noch Schwierigkeiten bereitet und daher auf einen späteren Zeitpunkt verschoben wurde. Aus diesem Grund sollte das neue System verwendbar für Elektronen und Ionen sein. Darüber hinaus ist es wünschenswert, das Auflösungsvermögen der "Sonde" zu steigern. Ferner soll auch die Möglichkeit zur Messung sich schnell ändernder Potentialfelder gegeben sein.

Die Verwendung eines Strahlbandes /5/ wurde dabei von vorneherein wegen der schwerwiegenden Nachteile dieser Methode ausgeschieden. Die Schlitzblenden, die zur Erzeugung des Bandes unumgänglich sind, verschmutzen in kurzer Zeit, auch lassen sie sich während des Betriebs nicht ausheizen, da sich dabei die Blendenlippen gegeneinander verschieben können und das Strahlband verzerren. Elektronenoptische Linsen mit guten Abbildungseigenschaften können nur für kleine Bündelöffnungen hergestellt werden. Man hat daher keine Möglichkeit, die geringe Verformung des Strahlbandes im Diodenfeld, die die Meßinformation enthält, nachträglich elektronenoptisch zu vergrößern.

Um schnelle Änderungen der Potentialverteilung beobachten zu können, ist es nicht nötig, die ganze Diode gleichzeitig zu vermessen. Das Potential darf durchaus punktweise nacheinander abgetastet werden, nur muß dies in einer Zeit geschehen, die kurz gegenüber zu erwartenden Änderungen ist. Zu diesem Zweck kann man den Strahl mit hoher Frequenz durch eine elektrostatische Ablenkung über die Meßstrecke schwenken. Diese Ablenkung läßt sich unterhalb des Emitters wieder rückgängig machen; das resultierende enge Strahlenbündel enthält dann die an verschiedenen Orten aufgenommene Information in zeitlicher Folge. Nun kann man die durch das Diodenfeld hervorgerufene geringe Abweichung der Elektronen aus der Hauptstrahlrichtung elektronenoptisch nachvergrößern. Am Ende des Systems führt eine Ablenkung in einem synchron laufenden Querfeld das



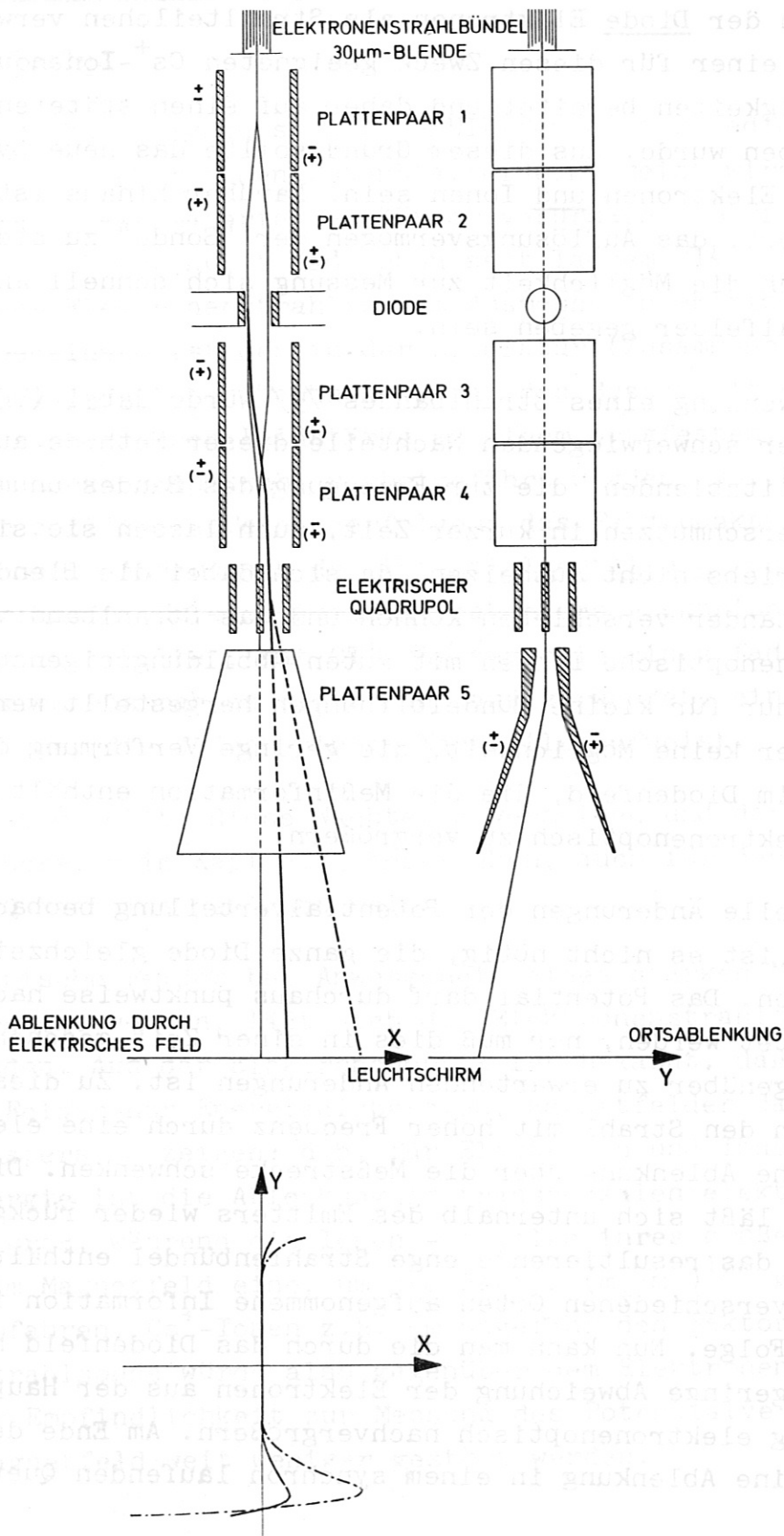


Abb. 14 Prinzip der Strahlsonde

zeitliche Nacheinander in ein räumliches Nebeneinander über. Die Feldverteilung im Diodenraum wird auf diese Weise direkt in cartesischen Koordinaten auf einem Leuchtschirm abgebildet.

### 3.5.2 Strahlsondenteknik

Als Strahlquelle verwenden wir die Elektronenkanone und den Feinstrahldoppelkondensator eines Elektronenmikroskops (ELMISKOP Ia der SIEMENS AG Berlin-München). Hiermit läßt sich ein intensives Strahlenbündel mit sehr kleiner Apertur erzeugen. Ein Fadenstrahl, ausgeblendet durch eine Lochblende - aus Gründen der Intensität nicht kleiner als  $30 \mu\text{m}$  Durchmesser - durchläuft die Plattenpaare 1 und 2 (Abb. 14), an denen eine um das Anodenpotential symmetrische Sägezahnspannung variabler Frequenz (200 - 2000 Hz) liegt. Durch entgegengesetzt gleiche Ablenkung in beiden Kondensatoren wird der Strahl zu sich parallel durch den Diodenraum verschoben. Die Position ist dabei eindeutig der Phase der Sägezahnspannung zugeordnet.

Das System der Plattenpaare 1 und 2 wird so angeordnet, daß die Ebene der Strahlversetzung senkrecht zu den Oberflächen der beiden Emitter steht. Auf diese Weise liegen Ortsablenkung und Ablenkung der Strahlelektronen im elektrischen Feld der Diode in derselben Richtung. Die besprochene Koppelung der Ortskoordinate mit der Phase der Sägezahnspannung ermöglicht es, die Information über die Feldstärke als Funktion vom Ort in jedes beliebige Koordinatensystem umzusetzen. Diesem Zweck dienen unterhalb des Emitterraumes die Ablenkelemente 3, 4 und 5 (Abb. 14). An den Plattenpaaren 3 und 4 liegen dieselben Spannungen wie an den Kondensatoren 1 und 2. Die Parallelverschiebung des Elektronenstrahls wird dadurch rückgängig gemacht. Bis auf die von der Diode hervorgerufene geringe Ablenkung entspricht das austretende Strahlbündel dem eintretenden. Das um  $90^\circ$  versetzte Ablenkelement 5 (Abb. 14) mit synchroner Sägezahnspannung führt die zeitliche Folge der Auslenkung des Strahls wieder in eine örtliche über. Die Länge

der Ortskurve läßt sich durch Variieren der Amplitude an diesem letzten Kondensator beliebig einstellen. Der Strahl durchläuft nach dem Ablenksystem eine Strecke von ca. 320 mm frei, die das Bild geometrisch vergrößert und trifft auf einen Durchsichtleuchtschirm auf.

Häufig sind die Auslenkungen der Strahlelektronen in den Raumladungsfeldern sehr klein. Am Ort des Leuchtschirms sind sie als solche kaum zu erkennen. Da die Strahlelektronen den Kondensator als sehr enges Bündel verlassen, haben wir die Möglichkeit, mit elektronenoptischen Linsensystemen die Strahl- auslenkung zu vergrößern. Als einfachstes System bietet sich ein elektrischer Quadrupol an - er wird zwischen den Ablenkelementen 4 und 5 angeordnet - , in dem die elektrische Feldstärke für achsennahe Strahlen proportional zum Abstand von der optischen Achse anwächst. Er sollte daher proportionale Nachvergrößerung der Auslenkung im Diodenfeld gewährleisten. Trotz Berücksichtigung aller bekannten Korrekturmaßnahmen erwiesen sich die optischen Bildfehler als störend für die Messung. Die im folgenden Kapitel enthaltenen Abbildungen wurden ohne Verwendung des Quadrupols aufgezeichnet. Die Strahlbreite auf dem Leuchtschirm entsprach einer Feldstärke von 3 V/cm.

Auf die Korrektur der Ablenkfehler in allen Ablenkkondensatoren wurde größter Wert gelegt. Für die Ortsablenkung (Plattenpaar 5 in Abb. 14) wurden wegen des großen Ablenkwinkels ( $7^\circ$ ) entsprechend den Systemen in Oszillographenröhren gekrümmte Ablenkplatten verwendet. Einzelheiten des elektronenoptischen Systems sind in /15/ beschrieben.

#### 4. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

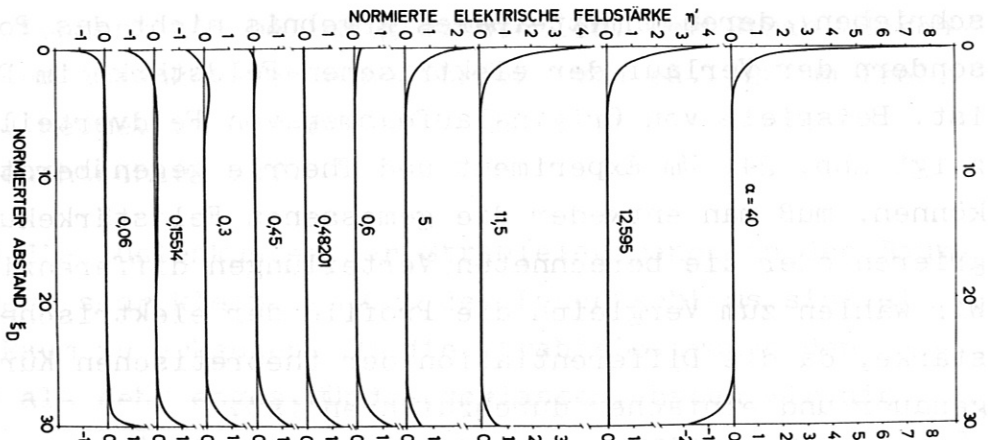
In einem der vorausgegangenen Abschnitte (Kap. 2.3) haben wir für verschiedene Randbedingungen den theoretischen Verlauf des Potentials zwischen den Emittlern berechnet. In Kapitel 3 wurde

die Messung unter Verwendung einer Elektronenstrahlsonde beschrieben, deren unmittelbares Ergebnis nicht das Potential sondern der Verlauf der elektrischen Feldstärke im Diodenraum ist. Beispiele von Originalaufnahmen von Feldverteilungen zeigt Abb. 24. Um Experiment und Theorie gegenüberstellen zu können, muß man entweder die gemessenen Feldstärkekurven integrieren oder die berechneten Verteilungen differenzieren. Wir wählen zum Vergleich die Profile der elektrischen Feldstärke, da die Differentiation der theoretischen Kurven viel genauer und einfacher durchzuführen ist.

Wie bereits in Abschnitt 3.4 besprochen, ist der Zahlenwert von  $\alpha$  nicht meßbar. Im Experiment hängt  $\alpha$  sowohl von der Emittertemperatur wie von der Neutralteilchendichte ab. Bei Erhöhung der Endplattentemperatur ändert sich  $\alpha$  nicht ganz proportional zum RICHARDSON-Strom, weil die Erwärmung der Gefäßwände - wie übrigens in den meisten mit Cäsium arbeitenden Q-Maschinen - den Neutralgasdruck etwas ansteigen läßt. Dieser unerwünschte Effekt wurde minimalisiert durch möglichst schnelle Änderung der Emittertemperatur, also Ausnutzung der großen Wärmeträgheit des Gefäßes. Mindestens läßt sich sagen, daß  $\alpha$  eine monoton fallende Funktion der Endplattentemperatur ist. Die bei schneller Variation der Plattentemperatur erhaltene Sequenz der Feldstärkeverteilung muß der Theorie gegenüber gestellt und die richtige Aufeinanderfolge der verschiedenen Typen geprüft werden. Der beobachtbare Umschlag von der negativen in die positive Raumladungsschicht vor dem Emitter  $E_I$  gibt dabei den Fixpunkt  $\alpha = 1$ .

Im folgenden werden wir in mehreren Bildfolgen Theorie und Experiment vergleichen, wobei entweder  $\alpha$  konstant bleibt und  $\eta_d$  variiert wird oder umgekehrt. Aus unseren Rechnungen wissen wir, daß für elektronenreiche Emission ( $\alpha < 1$ ) bei Änderung von  $\eta_d$  nur vor dem negativen Emitter ein Schichtwechsel auftreten kann; die Schicht am Emitter  $E_{II}$  behält jedoch ihren Charakter und ändert mit der Diodenspannung allein ihre Ausdehnung. Für  $\alpha > 1$



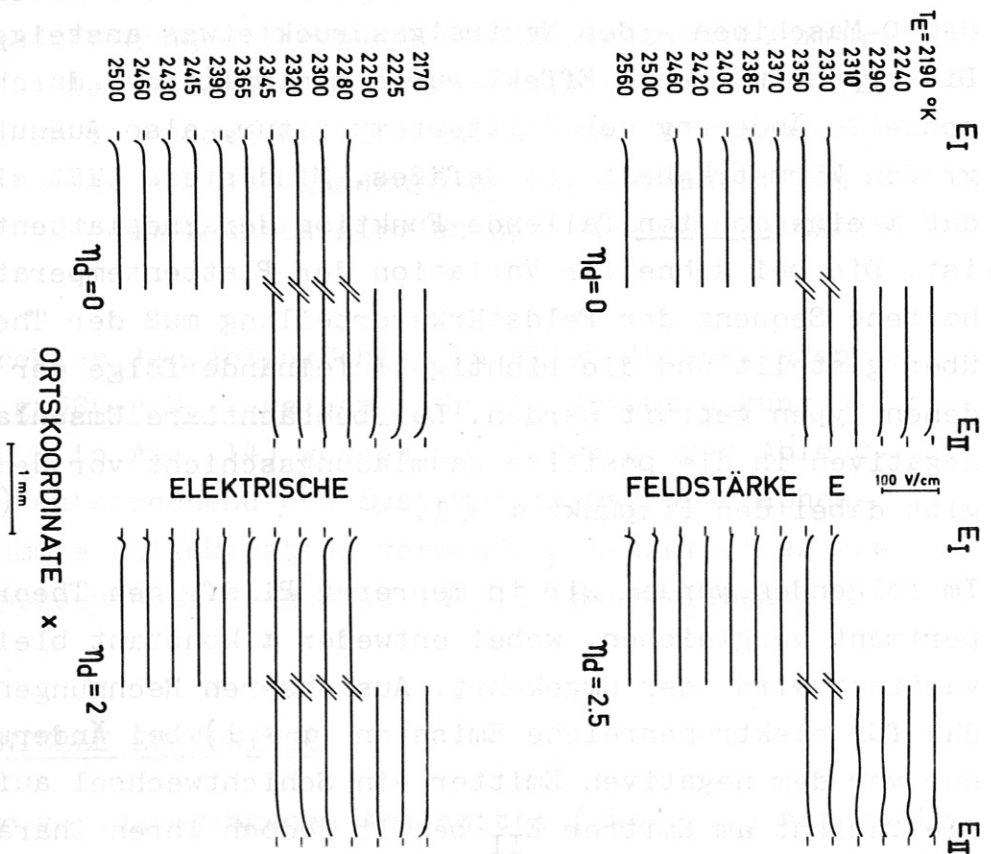


(a)

Abb. 15

Vergleich der Feldstärkekurven für  $\eta_d = \text{const}$ ;  $\alpha$  variabel

a) Theorie:  $\eta_d = 1.2$ , b) Experiment:  $\eta_d = 0$  und  $\eta_d = 2.5$  bzw.  $\eta_d = 2$



(b)

ORTSKOORDINATE  $x$   
1 mm

ELEKTRISCHE

FELDSTÄRKE  $E$

100 V/cm

liegen die Verhältnisse gerade umgekehrt. Aus diesem Grund werden wir vornehmlich die Schichten beobachten, die ihre wesentlichen Eigenschaften ändern. Die abgebildeten Kurven sind typisch für die mehr als 1800 im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Feldverteilungen.

In Abb. 15a sind numerisch berechnete Feldstärkekurven für verschiedene Werte  $\alpha$  ( $\eta_d = \text{const.}$ ) dargestellt. Sie entsprechen den in Abb. 8b aufgeführten Potentialverteilungen. Daneben ist eine im Experiment gemessene Sequenz von Profilen gezeigt; die Kurven wurden im Diabetrachter vom originalen Filmbild abgezeichnet. In Theorie und Experiment ändern die Profile der Sequenz in gleicher Weise ihren Charakter. Auffallend sind die räumlich oszillierenden Potentialverteilungen vor dem positiven Emitter. Noch deutlicher treten die gewellten Potentiale in Erscheinung, wenn wir bei festgehaltenem  $\alpha$  die Diodenspannung  $\eta_d$  variieren (siehe Abb. 17, 18). Der experimentell nutzbare Bereich von  $\eta_d$  wird begrenzt durch das Einsetzen von zeitlichen Schwingungen, die das Feldstärkebild verwischen. Diese Schwingungen treten auf, wenn  $\eta_d$  einer Größe nahekommt, bei der der Sättigungsstrom durch die Diode fließt. Nach NORRIS /16/ und BURGER /6/ ist für diesen Zustand der Diode charakteristisch, daß die Potentialverteilung sich nicht stationär einstellt, sondern in rascher, zeitlicher Folge verschiedene momentane Gleichgewichtszustände durchläuft. Diese Vorstellung ist durch Computersimulation bestätigt worden.

Bei sehr hohen Emittertemperaturen ersehen wir aus Abb. 16 sehr schön, wie sich ausgehend von einer einfachen Elektronenschicht bei Spannung Null mit zunehmendem  $\eta_d$  eine Raumladungsdoppelschicht ausbildet, die sich im Feldstärkebild durch verschiedenes Vorzeichen der Steigung äußert. Wir können für diesen Arbeitsbereich der Diode keinen Übergang zu den monoton verlaufenden Potentialverteilungen finden, in Übereinstimmung mit der Theorie (siehe Abb. 5), nach der für  $\alpha < 0.5$  nur die Verteilung vom Typ C vertreten sind. Erniedrigt man die Emittertemperaturen um

liegen die Verhältnisse gerade umgekehrt. Aus diesem Grund werden wir vornehmlich die folgenden Beobachtungen, die ihre wesentlichen Eigenschaften ändern. Die räumlichen Kurven sind typisch für die mehr als 1000 in dieser Arbeit gemessenen Feldstärkekurven.

In Abb. 16 sind numerisch berechnete Feldstärkekurven für verschiedene Werte von  $\eta_d$  (siehe Text) dargestellt. Sie entsprechen den in Abb. 8b angetriebenen Potentialverteilungen. Daneben ist ein im Experiment gemessenes Gesamtprofil eingezeichnet, die Kurven wurden im Laborapparat vorgetrieben. Im Vergleich mit Theorie und Experiment ändern sich die Kurven in gleicher Weise ihren Charakter. Auffallend sind die räumlich veränderlichen Potentialverteilungen von dem Potentialwert. Noch deutlicher treten die räumlichen Potentiale in Erscheinung, wenn man das Potentialprofil in der Abb. 16 (siehe Text) darstellt.

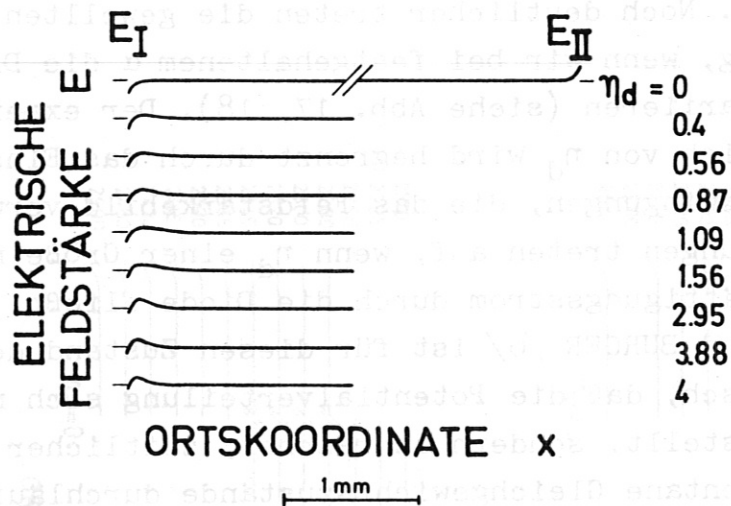


Abb. 16

Experimentelle Feldstärkekurven für  $\alpha < 0.5$ :

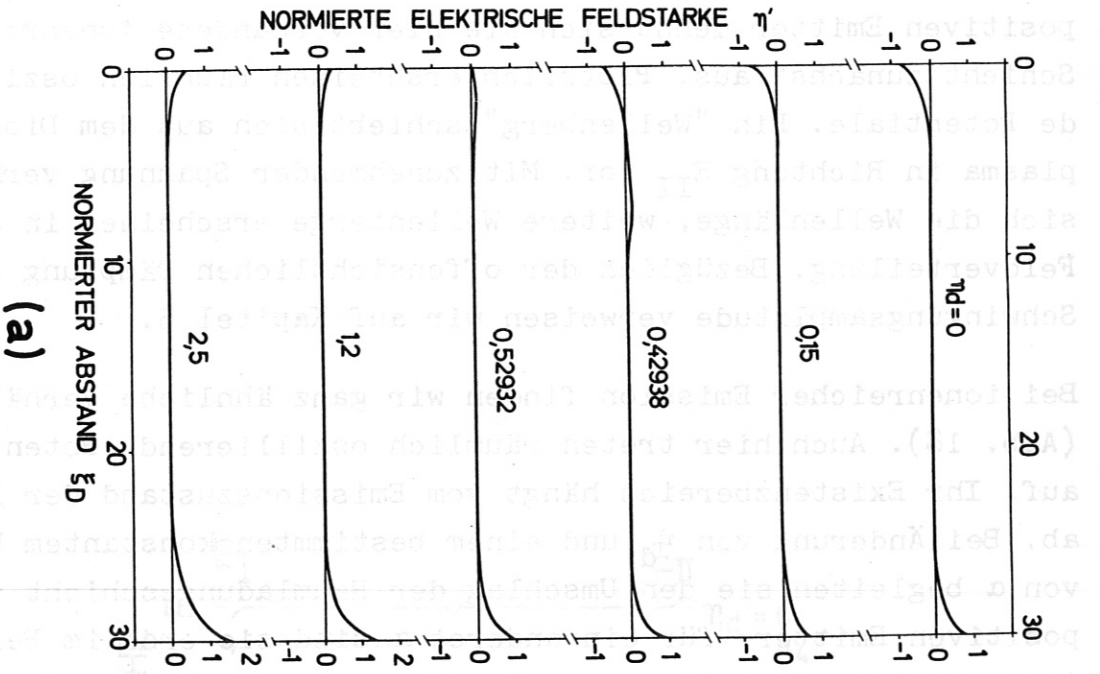
$$T_E = 2570^\circ K, N_p = 8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

etwa  $270^{\circ}\text{K}$ , gelangt man zu den Ergebnissen der Abb. 17. Die elektronenreiche Schicht am Emitter  $E_I$  geht mit wachsender Spannung allmählich in eine Ionenschicht über. Vor dem positiven Emitter dehnt sich die hier vorhandene ionenreiche Schicht zunächst aus. Plötzlich erscheinen räumlich oszillierende Potentiale. Ein "Wellenberg" schiebt sich aus dem Diodenplasma in Richtung  $E_{II}$  vor. Mit zunehmender Spannung verkürzt sich die Wellenlänge, weitere Wellenberge erscheinen in der Feldverteilung. Bezüglich der offensichtlichen Dämpfung der Schwingungsamplitude verweisen wir auf Kapitel 5.

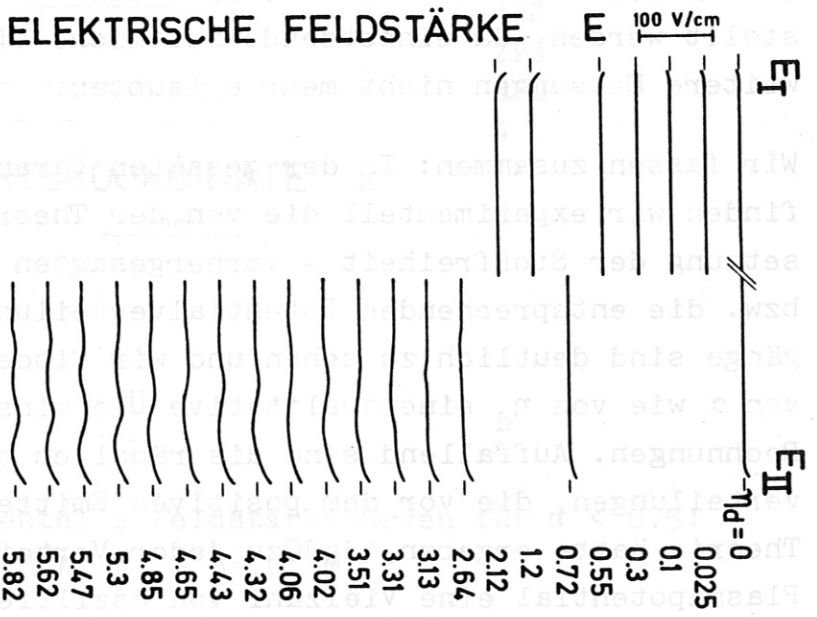
Bei ionenreicher Emission finden wir ganz ähnliche Verhältnisse (Abb. 18). Auch hier treten räumlich oszillierende Potentiale auf. Ihr Existenzbereich hängt vom Emissionszustand der Diode ab. Bei Änderung von  $\eta_d$  und einem bestimmten konstantem Wert von  $\alpha$  begleiten sie den Umschlag der Raumladungsschicht am positiven Emitter; für ein anderes  $\alpha$  sind sie erst im Bereich der monotonen Verteilung vom Typ A anzutreffen. Besonders ausgeprägt treten sie in Erscheinung bei sehr ionenreicher Emission (Abb. 19); der Übergang vom Typ B nach A konnte nicht festgestellt werden, da einsetzende zeitliche Diodenschwingungen weitere Messungen nicht mehr erlaubten.

Wir fassen zusammen: In der gesamten Parameterebene ( $\alpha$ ,  $\eta_d$ ) finden wir experimentell die von der Theorie - unter Voraussetzung der Stoßfreiheit - vorhergesagten Feldstärkekurven bzw. die entsprechenden Potentialverteilungen. Die Modenübergänge sind deutlich zu sehen und wir finden sowohl bei Variation von  $\alpha$  wie von  $\eta_d$  eine qualitative Übereinstimmung mit unseren Rechnungen. Auffallend sind die räumlich oszillierenden Potentialverteilungen, die vor dem positiven Emitter auftreten. Die Theorie hatte ergeben, daß zu jeder Verteilung mit konstantem Plasmapotential eine Vielzahl von oszillierenden Verteilungen möglich sind. Im Experiment wurden sie nur in begrenzten Bereichen gefunden. Welches Kriterium ihr tatsächliches Auftreten einschränkt, konnte nicht geklärt werden. Diese Frage





(a)

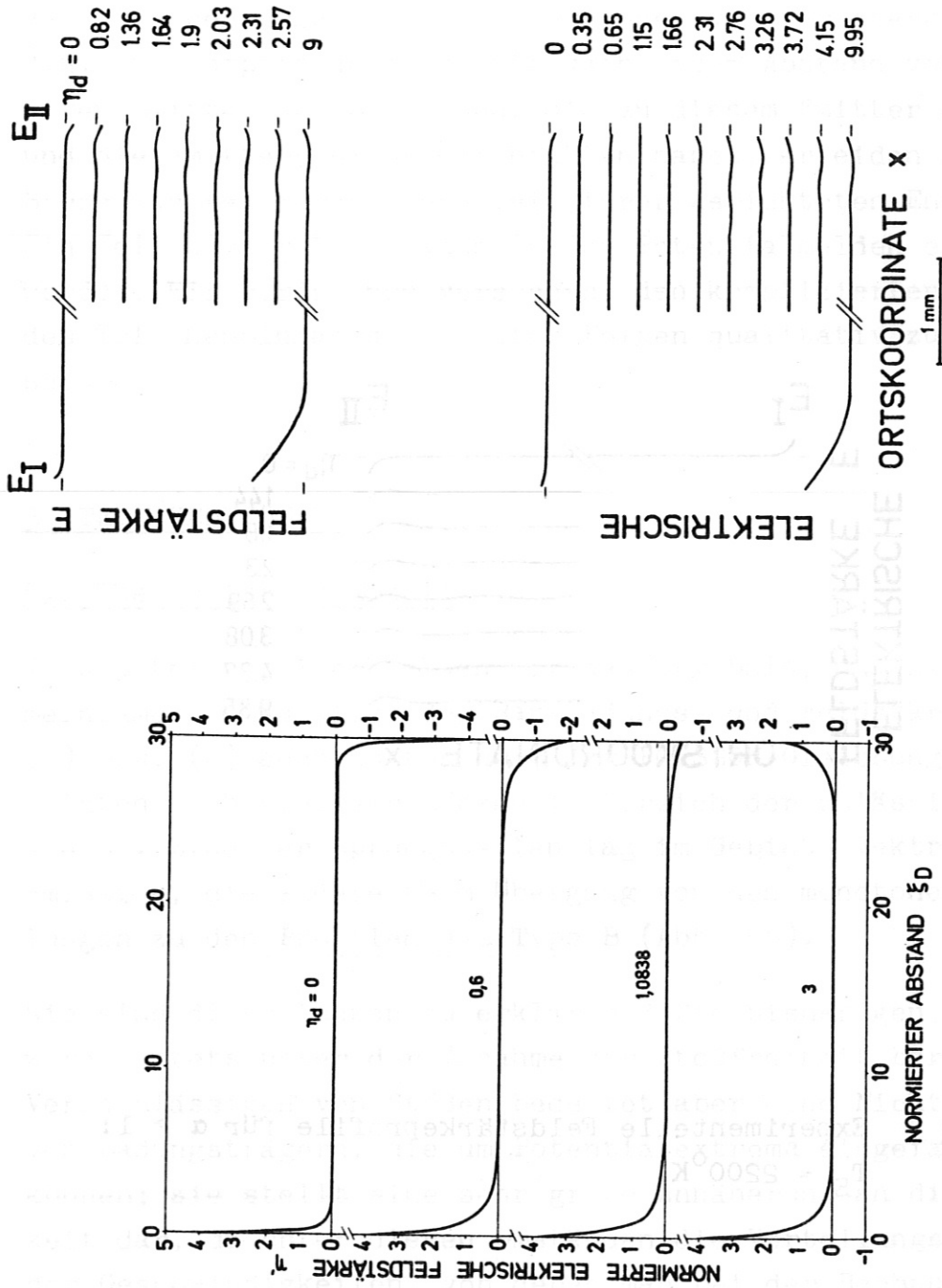


(b)

Abb. 17

Vergleich der elektrischen Feldstärken für  $\alpha < 1$

a) Theorie:  $\alpha = 0.65$ , b) Experiment:  $T_E = 2300^\circ\text{K}$ ,  $N_p = 4.8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$



**Abb. 18** Vergleich der elektrischen Feldverteilungen für  $\alpha > 1$   
 a) Theorie:  $\alpha = 10$ , b) Experiment oben:  $T_E = 2270^\circ K$   
 unten:  $T_E = 2240^\circ K$

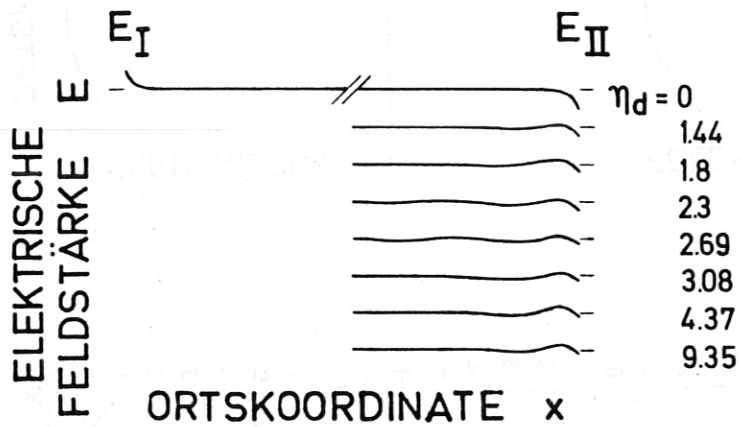


Abb. 19 Experimentelle Feldstärkeprofile für  $\alpha > 1$ :  
 $T_E = 2200^\circ\text{K}$

würde eine komplizierte Stabilitätsuntersuchung erfordern, die den Rahmen dieser Arbeit überschreitet.

Einen Hinweis gibt uns jedoch das Experiment. Die gewellten Verteilungen erscheinen nur mehr oder weniger stark gedämpft, d.h. ihre Amplitude nimmt mit wachsendem Abstand vom positiven Emitter ab. Die Ionen, die an diesem Emitter entstehen und die Emitterschicht durchfallen haben, erleiden im Plasma Stöße und verlieren einen Teil ihrer gerichteten Energie. Ein Teil dieser Ionen kann in den Potentialmulden eingefangen werden. Wir werden nun versuchen, den komplizierten Vorgang des Teilcheneinfangs und seine Folgen qualitativ zu untersuchen.

## 5. TEILCHENEINFANG

### 5.1 Theoretisches Modell

In Kapitel 2.3.1 erhielten wir das Ergebnis, daß nicht alle gemeinsamen Nullstellen der Raumladungs- und Feldstärkegleichung (7) bzw. (8) auch zu Lösungen der POISSON-Gleichung führen. Es zeigten sich vielmehr Lücken im Bereich der zulässigen Werte von  $\eta_p$ . Eine der Sprungstellen lag im Gebiet elektronenreicher Emission, die andere beim Übergang von den monotonen Verteilungen zu den Profilen des Typs B (Abb. 8b).

Wie sind diese Lücken zu erklären? Die bisherigen Ergebnisse wurden stets unter der Annahme der Stoßfreiheit berechnet. Vernachlässigen von Stößen bedeutet aber eine Nichtbeachtung von Ladungsträgern, die um Potentialextrema eingefangen sein können; sie stellt eine sehr grobe Annäherung an die Wirklichkeit dar, da unter diesen Umständen die Verteilungsfunktionen der Geschwindigkeiten, von denen man bei der Rechnung ausgeht, Sprungstellen und Lücken aufweisen. Selbst wenn die Stoßzeit ein Vielfaches der Flugzeit eines geladenen Teilchens durch die

Diode beträgt, bleibt die Stoßwahrscheinlichkeit endlich. Daher wird es stets Ladungsträger geben, die im Phasenraum geschlossene Bahnen beschreiben und nie eine der Emitteroberflächen berühren. Diese "trapped particles" müssen die Raumladung und damit die Potentialverteilung wesentlich ändern.

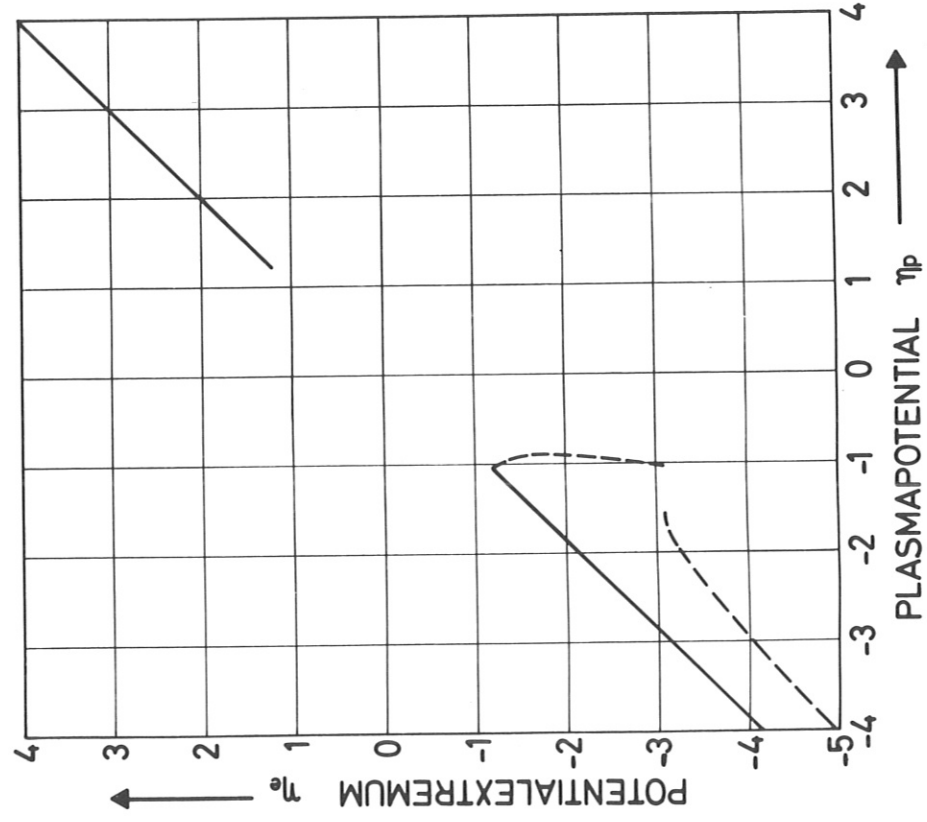
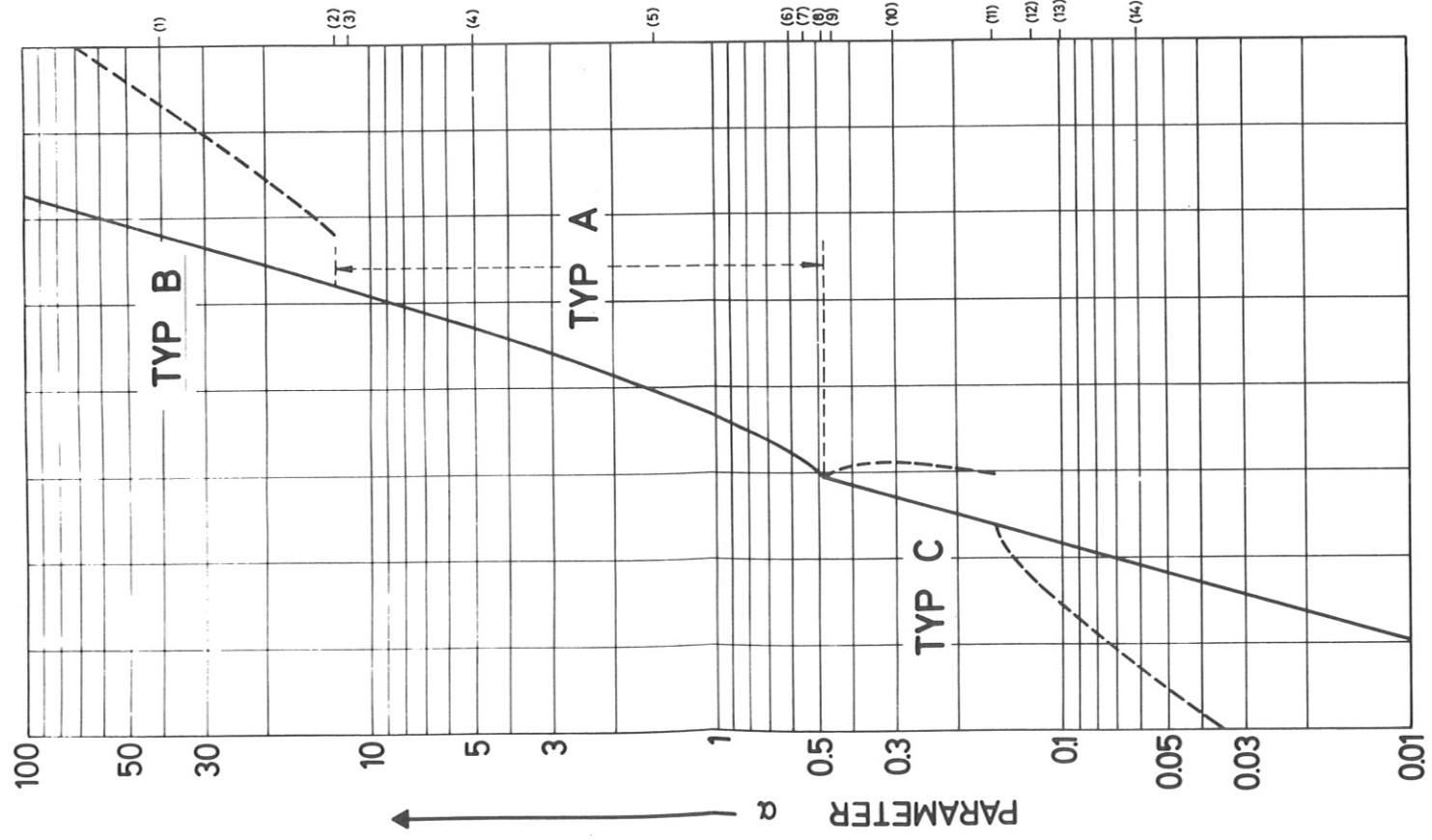
Bis heute gibt es trotz vielfältiger Bemühungen keine vernünftige Annahme über die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten eingefangener Teilchen. KUCHEROV und RIKENGLAZ /17/ versuchten zwar schon 1963 das allgemeine Problem des Teilcheneinfangs anzugehen, konnten jedoch das Stoßintegral der BOLTZMANN-Gleichung nicht behandeln und mußten sich mit dem Spezialfall einer MAXWELL-Verteilung der "trapped particles" begnügen.

Um zu sehen, welchen Einfluß diese Teilchen auf die bisher berechneten Potentialprofile mit konstantem Plasmapotential haben, nehmen wir an, sie stünden mit ihrem jeweiligen kontrapolaren Emitter im thermischen Gleichgewicht. Wir beschränken uns also ebenfalls auf den Extremfall des vollständigen Auffüllens der Lücken in den Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen. Die analog zu Kapitel 2.3 durchgeführten Berechnungen gaben nun die in den Abbildungen 20 ... 22 dargestellten Ergebnisse. Die gestrichelt gezeichneten Kurven stellen zum Vergleich die Resultate der stoßfreien Theorie gegenüber. Man sieht, wie die Unstetigkeiten im Verlauf des Plasmapotentials als Funktion von  $\alpha$  (Abb.20a) verschwinden und die eingefangenen Teilchen glättend auf die Potentialverteilungen einwirken. Die anschauliche Erwartung, daß die Raumladungen sich auffüllen, äußert sich in der Theorie in der Reduzierung der Absolutwerte von  $\eta_e$  und  $\eta_p$ , sowie der Feldstärken. Im Bereich der Profile vom Typ C verschwindet praktisch der Unterschied zwischen Extremwert in der Emitter-schicht und Plasmapotential; er ist nur mehr an den Zahlenwerten zu erkennen (Tabelle 1). Für die Praxis ergibt sich aus dieser

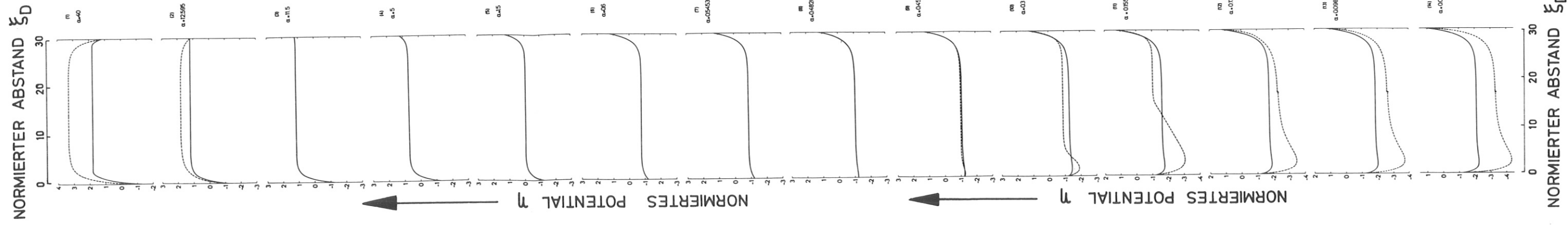
- 
- Abb. 20 a) Lösungen der Gl. (7) und (8); Teilcheneinfang in den Potentialmulden berücksichtigt;  $\eta_d = 1.2$   
b) Berechnete Verteilungen für variables  $\alpha$ : in Einheiten der Plasma-DEBYE-Länge. ▷

Die gestrichelten Kurven sind Lösungen der stoßfreien Theorie.

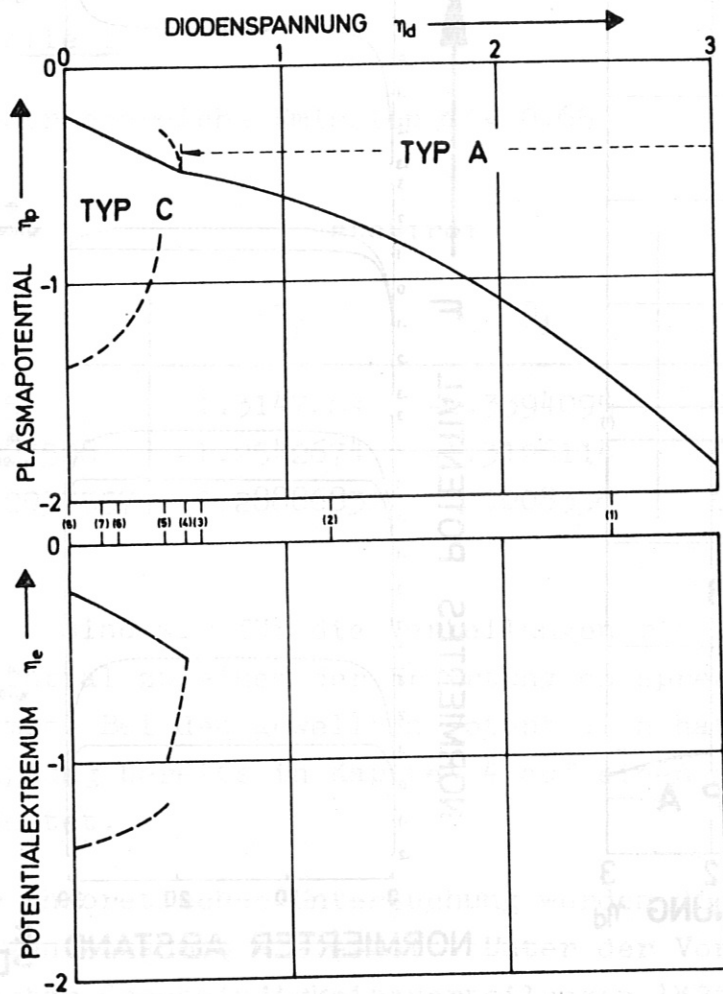




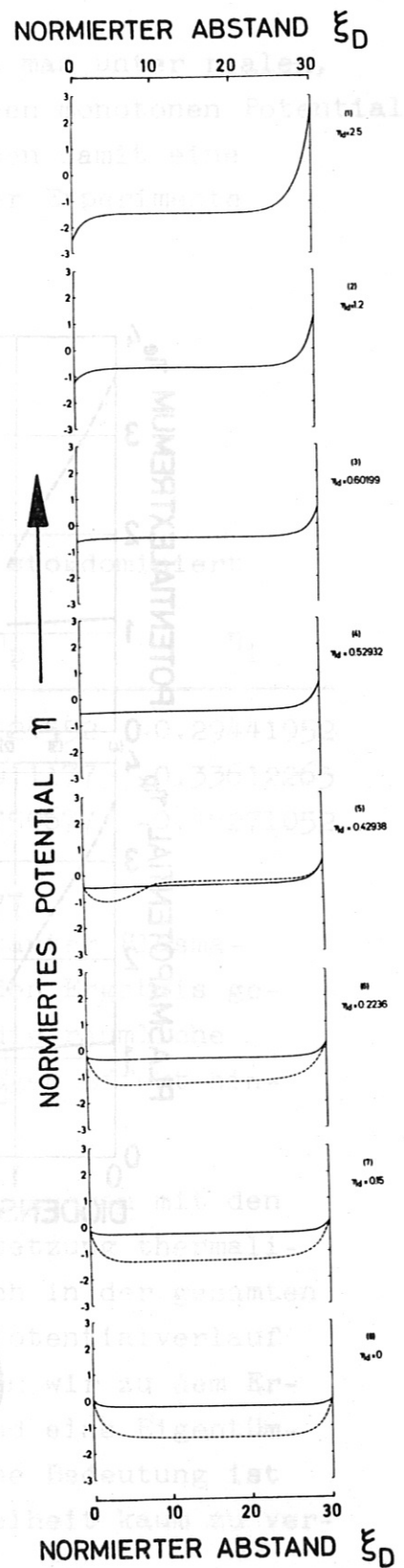
(a)



(b)

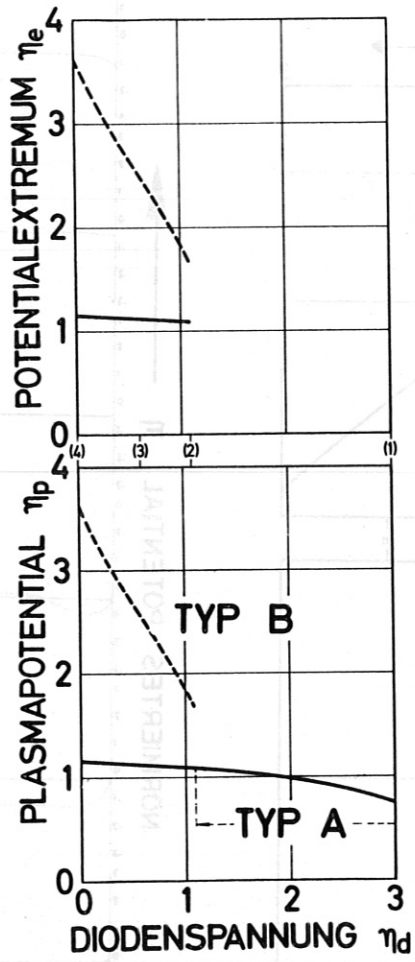


(a)

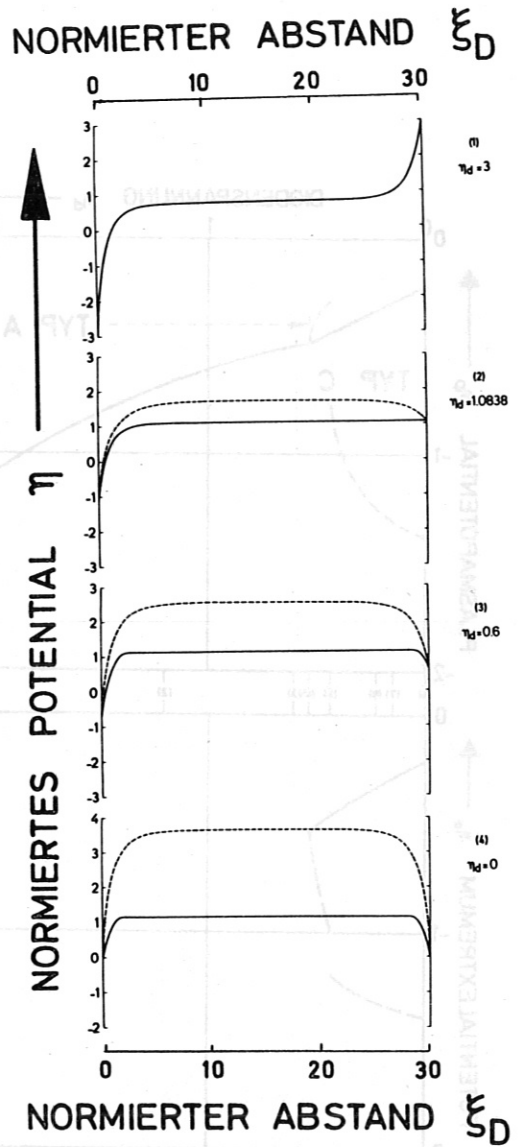


(b)

Abb. 21 a) Lösungen der Gl. (7) und (8) Teilcheneinfang in den Potentialmulden berücksichtigt;  $\alpha = 0.65$   
 b) Berechnete Verteilungen für verschiedene Werte  $\eta_d$ : in Einheiten der Plasma-DEBYE-Länge



(a)



(b)

Abb. 22 wie Abb. 21;  $\alpha = 10$

einfachen Rechnung das wichtige Ergebnis, daß man unter realen, nicht stoßfreien Bedingungen in der Regel einen monotonen Potentialverlauf in der Schicht erwarten darf. Wir haben damit eine Rechtfertigung der üblichen Interpretation der Experimente in den Q-Maschinen erreicht.

Tabelle 1

elektronenreiche Emission  $\alpha = 0.65$

$\eta_d$	stoßfrei		stoßdominiert	
	$\eta_p$	$\eta_i$	$\eta_p$	$\eta_i$
0.15	-1.3147264	-1.3394095	-0.29124552	-0.29441952
0.223598	-1.2542674	-1.3126114	-0.32911177	-0.33612265
0.42937557	-0.28886832	-1.0008336	-0.43750677	-0.46271052

Damit sind wir für die Verteilungen mit konstantem Plasma-potential zu einem der Erwartung entsprechenden Ergebnis gekommen. Bei den gewellten Potentialen hatte die räumliche Dämpfung bereits in Kapitel 4 auf einen analogen Effekt hingedeutet.

Zur theoretischen Untersuchung wurden die Rechnungen mit den obigen Annahmen wiederholt. Unter der Voraussetzung thermalisierter Geschwindigkeitsverteilungen läßt sich in der gesamten Parameterebene  $(\alpha, \eta_d)$  keine einem gewellten Potentialverlauf entsprechende Lösung mehr finden. Damit kommen wir zu dem Ergebnis: Räumlich oszillierende Potentiale sind eine Eigentümlichkeit der stoßfreien Diode. Ihre praktische Bedeutung ist gering, da die Voraussetzung strenger Stoßfreiheit kaum zu verwirklichen ist.

## 5.2 Verifizierung durch das Experiment

Zur Prüfung dieses theoretischen Modells im Experiment müssen wir einen Weg finden, um den Ladungsträgern in der Diode eine

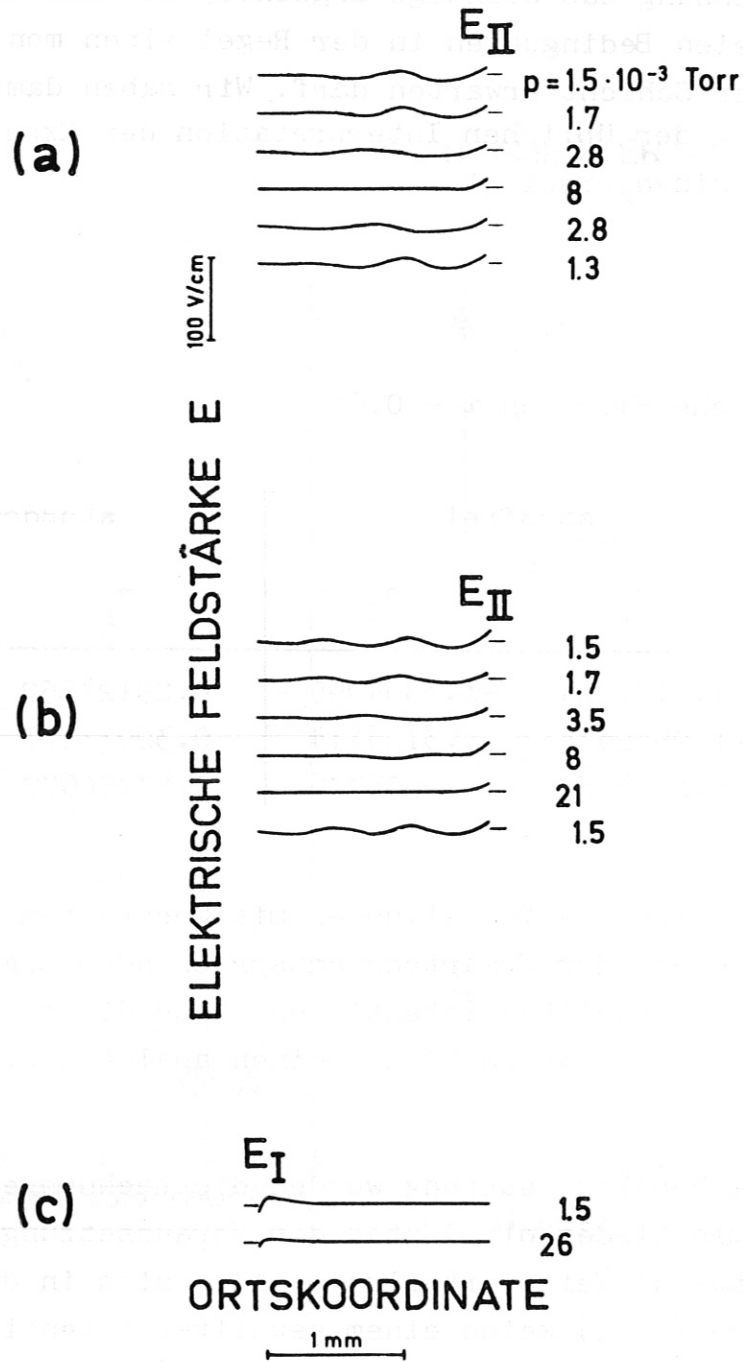


Abb. 23 Einfluß des Neutralgases auf die Feldverteilung

a) Xe:  $T_E = 2300^\circ\text{K}$ ,  $\eta_d = 4.16$

b) Ar:  $T_E = 2300^\circ\text{K}$ ,  $\eta_d = 4.28$

c) Ar:  $T_E = 2560^\circ\text{K}$ ,  $\eta_d = 1.15$



Diffusion im Geschwindigkeitsraum zu ermöglichen. Die Betriebsbedingungen sollten dabei unverändert bleiben. Die Stöße zwischen Teilchen gleicher Art lassen sich in der Diode ohne Änderung der Dichte und damit aller Charakteristika nicht erhöhen; denselben Dienst leisten aber für die Ionen Stöße mit Neutralteilchen gleicher Temperatur und ähnlicher Masse. Es eröffnet sich dabei die Möglichkeit, durch Zusatz von Edelgas die bei elektronenreicher Emission (Elektronenschichten an den Emittern) stark von einer MAXWELL-Verteilung abweichende Geschwindigkeitsverteilung der Ionen zu glätten.

Bevor ein in den Raum zwischen den Elektroden eingedrungenes Neutralteilchen diesen wieder verläßt, muß es aus Raumwinkelgründen viele Male mit der Emitteroberfläche stoßen. Nachdem der Akkomodationskoeffizient nicht sehr von 1 verschieden ist, wird das Neutralgasatom während des größten Teiles seiner Aufenthaltsdauer in der Diode mit den Endplatten in thermischem Gleichgewicht stehen. Es wird also in diesem Versuch durch den Einlaß von Edelgas nur die Stoßfrequenz erhöht, ohne daß die Plasmaionen gekühlt werden /18/.

Abb. 23 zeigt eine Sequenz von gemessenen Feldverteilungen bei langsam ansteigendem Neutralgasdruck in der Diode. Während der Änderung des Drucks, bleiben  $T_E$ ,  $\eta_d$  und  $\alpha$  unverändert. Man kann direkt verfolgen, wie die Wellenlänge sich vergrößert; gleichzeitig nimmt die Amplitude ab, bis schließlich keine Struktur der Feldstärkekurve mehr zu erkennen ist <sup>1)</sup>. Nach Abpumpen des Edelgases stellte sich sofort die ursprüngliche Verteilung wieder ein. In der Theorie führte die Annahme thermalisierter Verteilungsfunktionen der Geschwindigkeiten nicht nur zu einem Verschwinden der oszillatorischen Lösungen, sondern auch zu einer Verringerung der Feldstärken in den Schichten im Fall  $\eta_p = \text{const.}$

---

1) Meßempfindlichkeit: Die Strichbreite des Originalbildes entspricht etwa 3 V/cm.

In einem weiteren Versuch wurde auch diese Voraussage bestätigt. Abb. 23c zeigt den Effekt deutlich.

Um dies noch etwas zu klären, werden wir für den Fall des Verschwindens der gewellten Potentiale die Stoßfrequenzen abschätzen. Bei den Experimenten ist die Plasmadichte in der Größenordnung  $10^{10}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$ . Nach SPITZER /19/ sind die Frequenzen der Stöße zwischen gleichen Teilchen

$$\nu_{ii} = 6 \cdot 10^3 \text{sec}^{-1} .$$

Man würde erwarten, daß eine Erhöhung des Gasdruckes erst dann beobachtbare Effekte erzeugt, wenn die Frequenz  $\nu_{in}$  der Stöße zwischen Ionen und Neutralteilchen von gleicher Größenordnung oder größer wird. Um die räumlich oszillierenden Potentialverteilungen zum Verschwinden zu bringen, war ein Druck von ungefähr  $2 \cdot 10^{-2}$  Torr nötig, entsprechend

$$\nu_{in} = 2.7 \cdot 10^4 \text{sec}^{-1} .$$

Erste Anzeichen einer Veränderung der Feldverteilung durch die Anwesenheit von Edelgas wurden bemerkt bei einem etwa um den Faktor 4 geringeren Druck. Dies entspricht der Vorstellung, daß bei diesem Druck

$$\nu_{ii} \approx \nu_{in}$$

wird. Hieraus berechnet sich die Wahrscheinlichkeit P, mit der ein Teilchen während eines Durchlaufs einen Stoß erleidet:

$$P = \frac{\text{Emitterabstand}}{\text{freie Weglänge}} \lambda_{in} \approx 0.1 .$$

Dieser durch Abschätzung gewonnene Wert von 0.1 gilt sicher nicht für den ganzen Parameterbereich. Die experimentelle Erfahrung zeigt, daß das Auftreten von gewellten Potentialen bei Erhöhung der Diodespannung stark begünstigt wird. Die Versuchs-

bedingungen waren:  $\eta_d \approx 4$ . Es ist demgemäß anzunehmen, daß für höhere Spannungen größere Stoßfrequenzen nötig sind und bei geringer Spannung kleinere Stoßzahlen hinreichen, um die gewellten Potentiale zum Verschwinden zu bringen. Diese Auffassung bestätigt sich insofern, als ohne jeden Zusatz von Neutralgas für  $\eta_d = 0$  nur Verteilungen mit konstantem Plasmapotential beobachtet wurden.

Man sieht, daß selbst seltene Stöße zwischen Ionen und Edelgasatomen ausreichen, um die gewellten Verteilungen zum Verschwinden zu bringen. Theorie und Experiment stimmen in ihren Ergebnissen überein. Wir können also feststellen, daß mit hoher Wahrscheinlichkeit unter Versuchsbedingungen mit nicht zu geringer Stoßfrequenz von den beiden theoretisch möglichen Profilen - oszillatorisches und konstantes Plasmapotential - nur dasjenige mit  $\eta_p = \text{const.}$  verwirklicht sein wird. Damit haben wir ein qualitatives Auswahlkriterium für die mehrdeutigen Lösungen gewonnen, ohne deren theoretische Stabilität zu untersuchen.

## 6. DISKUSSION

Die Strukturen der Potentialverteilungen in Dioden waren in der bisherigen Literatur nicht eindeutig geklärt. In der vorliegenden Arbeit wurde daher als Beispiel die Cs-Diode im Zwei-Emitter-Betrieb mit großem numerischen Rechenaufwand im Detail untersucht. Diese Anordnung wurde gewählt, da aus den Potentialkurven in einer Diode dieses Typs bis zu einem gewissen Grad auf den Potentialverlauf in den Emitterschichten einer Q-Maschine geschlossen werden kann.

Die bestimmenden Gleichungen zusammen mit den durch das Problem gegebenen Randbedingungen (verschwindende Raumladung und elektrische Feldstärke an der Plasmagrenze) ergaben mehrere z.T. bereits bekannte, nebeneinander existierende Lösungen. Durch die in der Literatur wenig beachtete, physikalisch notwendige Bedingung

$$E^2 \geq 0$$

konnte die Zahl der Lösungen mit konstantem Plasmapotential auf eine einzige reduziert werden. Daneben liefert die streng stoßfreie Theorie eine Vielzahl sogenannter gewellter Potentialverteilungen, für die kein Auswahlkriterium angegeben werden konnte; zu dessen Aufstellung bedarf es einer Untersuchung der Stabilität der Lösungen, die den Rahmen dieser Arbeit überschreitet.

Die Sequenzen der Verteilungen bei Änderung einer der den Betriebszustand der Diode charakterisierenden Größe  $\alpha$  und  $\eta_d$  konnte im Experiment bestätigt werden - ein Elektronenstrahl tastete das elektrische Feld im Diodenraum ab und zeichnete es auf einem Durchsichtleuchtschirm auf. In einem begrenzten Bereich der Betriebsdaten, charakterisiert vor allem durch hohes  $\eta_d$ , wurden statt der Lösungen mit konstantem Plasmapotential solche gefunden, bei denen die Feldverteilung räumlich oszilliert. Die Amplitude erscheint mit wachsender Entfernung vom positiven Emitter immer mehr gedämpft. Wir erhielten dadurch den Hinweis, daß Ladungsträger in der Gegend um die Potentialextrema eingefangen sein könnten.

In der Folge wurde versucht, durch die Annahme voll thermalisierter Verteilungsfunktionen der Geschwindigkeiten in qualitativer Weise diesem Teilcheneinfang Rechnung zu tragen. Räumlich oszillierende Potential- bzw. Feldverteilungen wurden unter diesen Bedingungen nicht mehr gefunden. Profile mit konstantem Plasmapotential behalten ihre charakteristischen Eigenschaften; die Absolutwerte der Potentiale vermindern sich.

Diese Resultate wurden im Experiment folgendermaßen bestätigt: Durch Einströmen von Edelgas (Ar, Xe) ließ sich in unserer Anordnung die Frequenz impulsändernder Stöße der Ionen erhöhen, ohne deren Temperatur zu beeinflussen. Wir konnten direkt verfolgen, wie durch die Edelgaszufuhr die Feldverteilungen geglättet wurden.

In der vorliegenden Arbeit erhielten wir durch die Untersuchung der beiden extremen Modelle - Stoßfreiheit und thermalisierte Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen - ein gegenüber der bisherigen akademischen Betrachtung erweitertes Bild. Räumlich oszillierende Potentiale erwiesen sich als eine Eigentümlichkeit der streng stoßfreien Theorie. Für reale Plasmadioden ist die Lösung der POISSON-Gleichung mit konstantem Plasmapotential wahrscheinlicher. Die bei elektronenreicher Emission auftretende nichtmonotone Schicht wurde durch die Erhöhung der Stoßfrequenz den monotonen angenähert, ein Ergebnis, das vor allem für die Q-Maschine von Bedeutung ist. Man kann mit großer Wahrscheinlichkeit annehmen, daß die Vorstellung eines monotonen Potentialverlaufs in den Emitterschichten unter den üblichen Q-Maschinen-Bedingungen wirklich zutrifft.

Den Herren Priv.-Doz. Dr. E.W. Blauth und Dr. G. von Gierke danke ich sehr für ihr förderndes Interesse an dieser Arbeit. Mein Dank gebührt auch meinen Kollegen, insbesondere den Herren Dr. E. Guilino und Dr. W. Ott für klärende Diskussionen und Herrn Diplommathematiker P. Piotrowski für seine Hilfe beim Auffinden der gemeinsamen Lösungen von Raumladungs- und Feldstärkegleichung. Die Mitarbeit von Herrn H. Konrad beim Aufbau der Apparatur und ihrer laufenden technischen Betreuung war mir eine wertvolle Hilfe. Fräulein H. Müller danke ich für die Berechnung des Potentialverlaufs zwischen den Emittern.



LITERATUR

- /1/ I. Langmuir Proc. Royal Soc. (London),  
K.H. Kingdon A 107, 61 (1925)
- /2/ E. Guillino Dissertation TH München, Februar  
1969,  
IPP-Laborbericht 2/76, März 1969  
(mit weiteren Zitaten)
- /3/ P.L. Auer JAP 30, 161 (1959)  
H. Hurwitz  
P.L. Auer JAP 31, 2096 (1960)
- /4/ R.G. McIntyre JAP 33, 2485 (1962),  
Advanced Energy Conversion 2, 405  
(1962),  
Proc. IEEE 51, 760 (1963)
- /5/ W. Ott IPP-Report 2/48, Juni 1966,  
Z.f.Naturforschung 22a, 1057 (1967)
- /6/ P. Burger JAP 36, 1938 (1965)
- /7/ A.L. Eichenbaum JAP 32, 16 (1961)  
K.G. Hernqvist
- /8/ A. Sestero Nuovo Cimento 51, 230 (1967)  
M. Zannetti
- /9/ M.T.C. Fang Brit. J. Appl. Phys. 2, 229 (1969)  
D.A. Fraser  
J.E. Allen
- /10/ N.I. Ionov J. techn. fiz. 18, 96 (1948)
- /11/ M. Troppmann IPP-Report in Vorbereitung
- /12/ K. Maischberger Elektronik 14, No. 3 (März 1965)  
A. Steinhausen

- /13/ N. Xuan Phuc Internat. Conf. on Thermionic  
B. Hutzler Electrical Power Generation,  
T. Alleau London 1965, Section 6
- /14/ J.J. Thomson Proc. Cambridge Phil. Soc.  
15, 70 (1909)  
F.W. Aston Proc. Royal Soc. (London) A 84,  
526 (1911)
- /15/ M. Troppmann wird veröffentlicht  
E. Guillino
- /16/ W.T. Norris JAP 35, 3260 (1964)
- /17/ R.Ya. Kucherov Sov. Phys.- Techn. Phys. 7, 941  
L.E. Rikenglaz (1963)
- /18/ F.P. Blau Phys. Fluids 10, 1116 (1967)  
E. Guillino  
M. Hashmi  
N. D'Angelo
- /19/ L. Spitzer, jr. "PHYSICS OF FULLY IONIZED GASES",  
2nd ed. Interscience Publ., New  
York (1962)

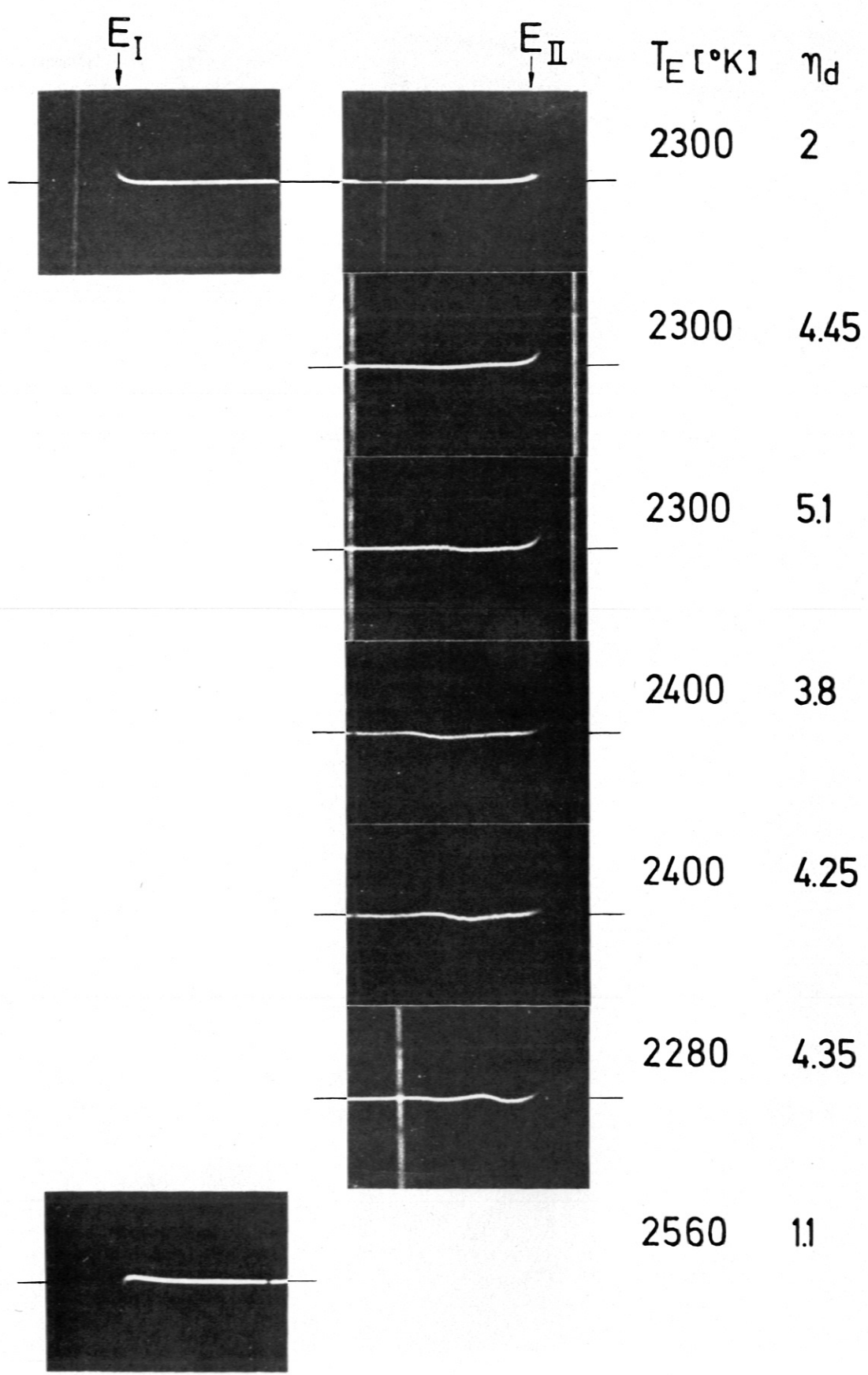


Abb. 24 Originalaufnahmen von Feldstärkekurven

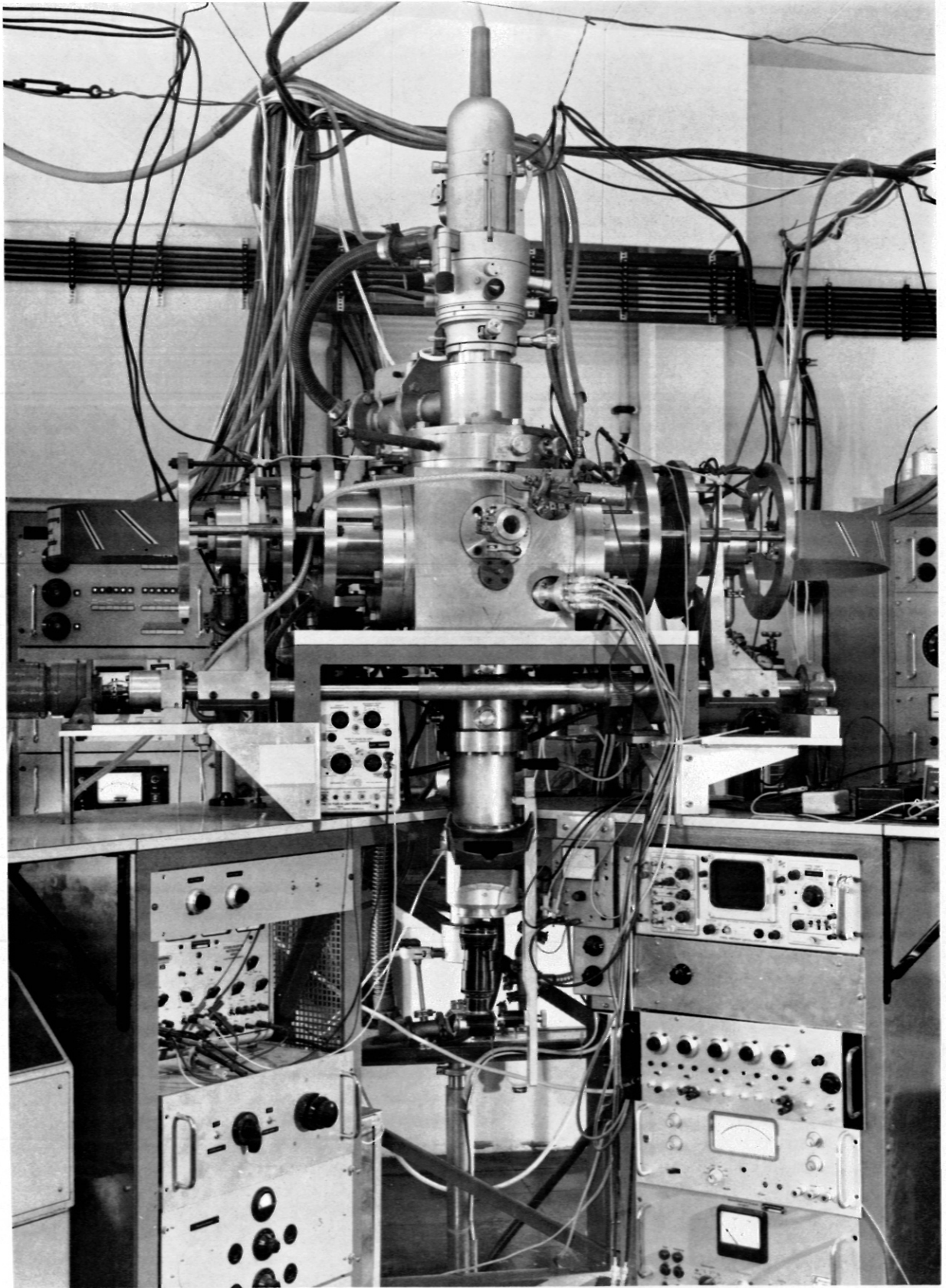


Abb. 25 Cs-Diode ELSA, Vakuumgefäß mit verstellbaren Ermittlern



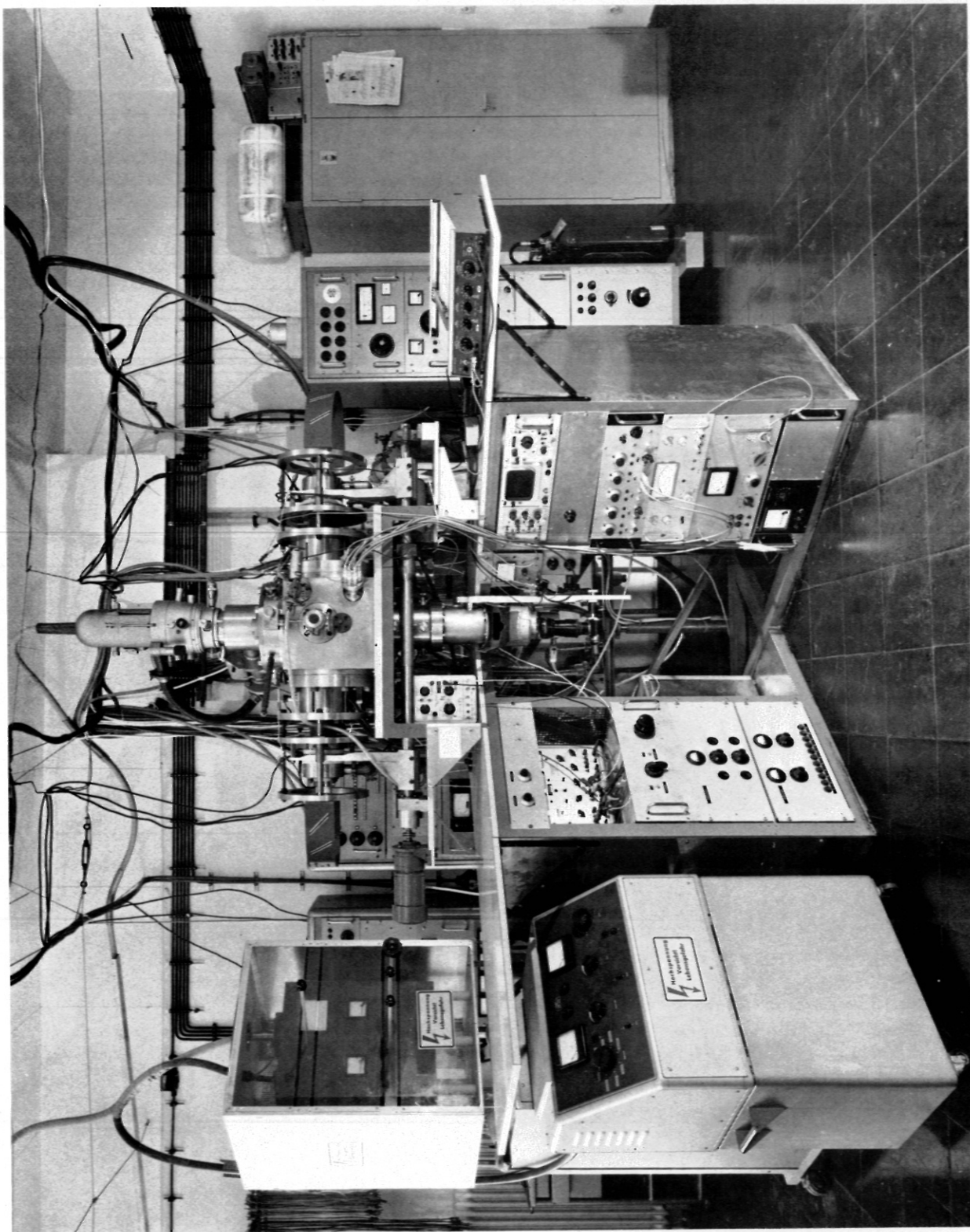


Abb. 26 Cs-Diode ELSA, Gesamtansicht