

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

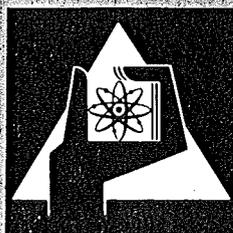
September 1973

KFK 1870

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

**Untersuchungen an Caesium-Plasmadioden mit
Einstrahlung von Fremdlicht**

H.-U. Karow



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1870

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Untersuchungen an Caesium-Plasmadioden mit Einstrahlung
von Fremdlicht*

H.-U. Karow

*Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Kurzfassung

In Cs-Plasmadioden mit 1...2 mm Elektrodenabstand wurde durch Einstrahlung von Laserlicht erstmals auf definierte Weise zusätzliche Volumionisierung erzeugt und die dadurch bewirkte Steigerung der elektr. Ausgangsleistung des thermionischen Konverters gemessen. Die für die Zusatzionisierung absorbierte Lichtleistung wurde theoretisch ermittelt, wobei die spektroskopisch gemessene Cs-Plasmadichte und ein kinetisches Modell des Cs-Plasmas von anderen Autoren verwendet wurden. An konkreten Fällen wurde gezeigt, daß dieses Verfahren ("aktive optische Diagnostik") u.a. die Bestimmung wichtiger Kenngrößen eines thermionischen Konverters mit Zusatzionisierung ermöglicht.

Im Rahmen der Arbeit wurden außerdem Pulsexperimente an Cs-Plasmadioden mit intensiven ringförmigen Xe-Entladungslampen durchgeführt, wobei das auf die Elektroden gestrahlte Pumplicht zur teilweisen Photodesorption des Cs-Films und damit zu einer Veränderung der Austrittsarbeit führte. Die Experimente haben damit gezeigt, daß es bei Verwendung eines geeigneten Lasers möglich sein muß, die Austrittsarbeit von Emitter oder Kollektor unabhängig von den übrigen Parametern der Plasmadiode definiert zu verändern, wodurch sich die Elektrodenparameter weiter optimalisieren lassen.

Die verwendeten Plasmadioden, die auch für anderweitige thermodynamische Untersuchungen verwendbar sind, haben ebene austauschbare Elektroden mit variablem Abstand (0...10 mm). Im Elektrodenspalt können Temperaturgradienten bis über 200 000°C/cm erzeugt werden. Für die Aufheizung der Emittierelektrode wurde eine hochtemperaturbeständige Pierce-Elektronenkanone entwickelt.

Investigation of Cs-Plasma Diodes by Irradiation with Light

Abstract

In Cs-plasma diodes with 1...2 mm electrode spacing additional volume ionisation was achieved for the first time in a defined manner by irradiation with laser light; the resulting rise of the power output of the thermionic converter was measured. The light power absorbed for the additional ionisation was evaluated theoretically, using spectroscopically measured Cs-plasma densities and a kinetic Cs-plasma model obtained by other authors. As demonstrated for some practical cases, this technique ("active optical diagnostics") also allows to evaluate important parameters and characteristics of thermionic converters with additional ionisation.

Furthermore, pulsed experiments at Cs-plasma diodes were performed with intense torroidal Xe-flash tubes with the light emitted onto the electrodes causing partial photo-desorption of the Cs-film and thereby changing the work function. As shown by these experiments, it must be possible to change the work function of the emitter or collector independently of the other plasma diode parameters, which is useful for further optimization of the electrode parameters.

The plasma diodes used in these experiments, which are suitable in other thermodynamic studies, too, are equipped with plane exchangeable electrodes with variable spacing (0...10 mm). Temperature gradients of more than $200\,000^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ can be maintained in the electrode gap. A high-temperature resistant Pierce electron gun was developed for heating of the emitter electrode.

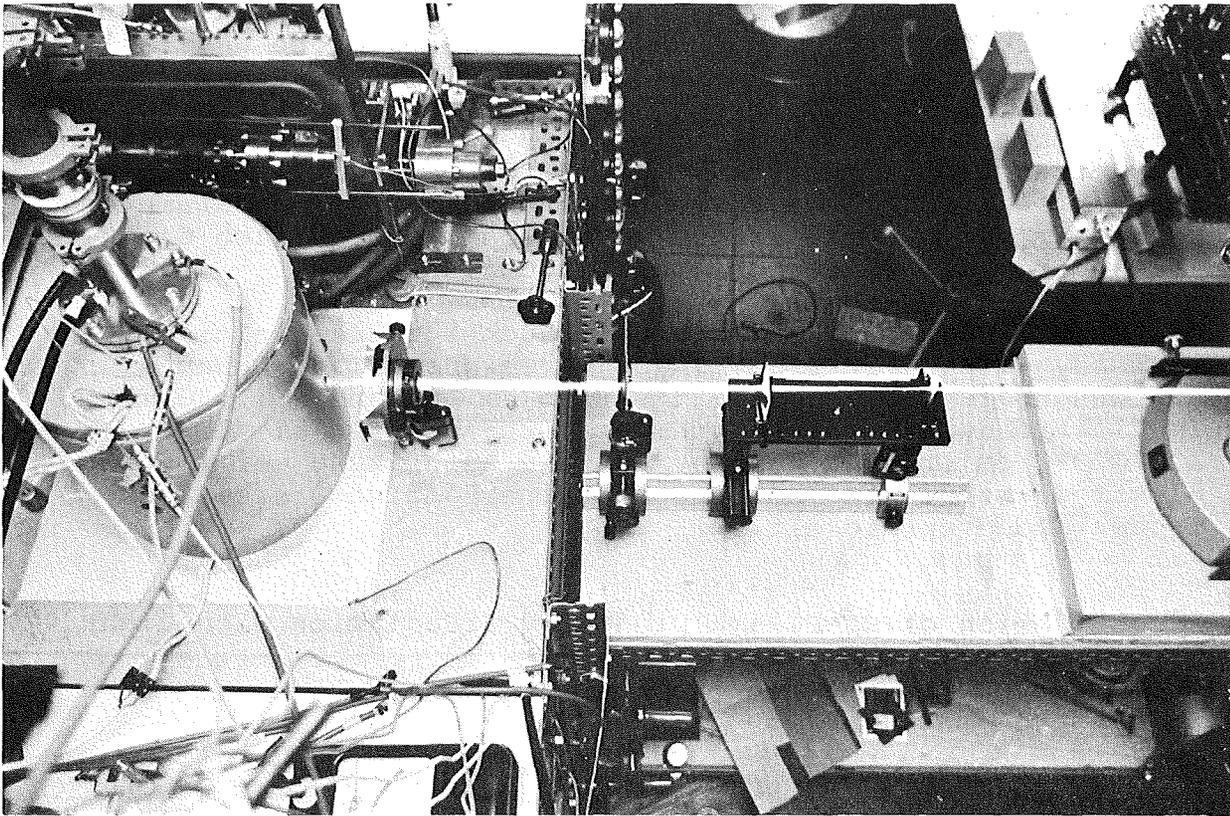


Abb.: Einschub des flachen Laserlichtstrahls in die Cs-Plasmadiode

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Diagnostik und Pulsexperimente in der Cs-Plasmadiode	5
2.1. "Passive" Diagnostik	5
2.2. "Aktive" optische Diagnostik	6
2.2.1. Optisches Pumpen im Cs-Plasma mit Laserlicht	
3. Versuchsaufbau	14
3.1. Aufbau der Plasmadiode	14
3.1.1. Physikalische Anforderungen; schematischer Aufbau und Funktion	
3.1.2. Werkstoffe und Verbindungen	
3.1.3. Wichtige Komponenten	
3.1.4. Zusammenbau und Betrieb der Cs-Diode	
3.2. Aufbau der Fremdlichtquellen	24
3.2.1. Xe-Entladungslampen mit Reflektoren	
3.2.2. Nd-Laser als 1.06 μ -Lichtquelle; Strahlabbildungssystem	
3.2.3. Frequenzverdopplung des Nd-Laserstrahls (532 nm-Lichtquelle)	
3.3. Elektronik und Meßwert-Registrierung	31
4. Pulsexperimente mit optischem Pumpen durch Laserlicht	33
4.1. Versuchsdurchführung und Meßergebnisse	33
4.2. Theorie und Auswertung	40
4.2.1. Wechselwirkung: Pumplicht-Cs-Plasma	
4.2.2. Photoionisationsrate des optischen Pumpens	
4.2.3. Wirkung des optischen Pumpens	
4.2.4. Leistungsbilanz für das optische Pumpen	
4.2.5. Steigerung des Konversions-Wirkungs- grads durch zusätzliche Ionisierung	
4.3. Diskussion der Ergebnisse	66

	Seite
5. Pulsexperimente mit Xe-Entladungslampen	71
5.1. Versuchsdurchführung und Meßergebnisse	71
5.2. Theorie und Auswertung	73
5.2.1. Photoeffekt des Pumplichts am Kollektor	
5.2.2. Untersuchung des Wandeffekts	
5.2.3. Photodesorption an den Elektroden	
5.2.4. Effekt der Photodesorption in der Cs-Plasmadiode	
5.2.5. Volumeffekt des Xe-Blitzlichts	
5.3. Diskussion der Ergebnisse	85
6. Zusammenfassung	88
7. Literaturverzeichnis	90

Zum Druck eingereicht am 30.8.1973

1. Einleitung

Diese Arbeit behandelt Experimente an Cs-Plasmadioden, die hauptsächlich als thermionische Konverter betrieben wurden. Dabei wandeln sie Wärmeenergie direkt in elektrische Energie um. Für die Kerntechnik und Raumfahrttechnik ist die Energiewandlung mittels thermionischer Konversion von einem gewissen Interesse, da sie mit hohen Leistungsdichten und auf einem hohen Temperaturniveau erfolgt /1/.

Darüber hinaus sind die vorliegenden Experimente auch von plasmaphysikalischem Interesse. Die Untersuchung elektrischer Entladungen in Cs-Dampf und die Erzeugung, Eigenschaften und Verwendungsmöglichkeiten von Cs-Plasma gehören zu den ständigen Themen der Plasmaphysik und ihrer Anwendungen *) (siehe z.B. /2, 28/).

Die Plasmadiode ist eine Röhrendiode mit zwei nahe benachbarten Elektroden, eine davon ist eine Glühkatode auf hoher Temperatur ($>1200^{\circ}\text{C}$). Die Diode ist mit einem Gas gefüllt, das zwischen den Elektroden teilweise ionisiert, d.h. elektrisch leitfähig gemacht wird. Die Ionen dieses Plasmas dienen zur Kompensation der negativen Raumladung des Elektronenstroms zwischen den Elektroden. In der Cs-Plasmadiode verwendet man hierfür Caesium als leicht ionisierbare Substanz /5/, wobei man auch die übrigen unten genannten Cs-Eigenschaften ausnutzt:

Ist die Austrittsarbeit des heißen Emitters hoch genug

*)

Das Interesse an diesem Alkalimetall und seine Verwendung sind u.a. durch folgende Eigenschaften begründet: 1) Caesium hat die kleinste Ionisierungsarbeit (3,89 eV) aller chemischen Elemente. 2) Caesiumdampf läßt sich sehr einfach an einer Metallelektrode hoher Austrittsarbeit "kontakt"-ionisieren /3/. 3) Ein atomarer Caesiumfilm auf einer Metallelektrode mit hoher Elektronen-Austrittsarbeit erniedrigt je nach Bedeckungsgrad die ursprünglich hohe Austrittsarbeit drastisch /4/. -Cs hat auch den größten Atomdurchmesser (5,4 Å) aller chemischen Elemente und den größten Ionendurchmesser (3,2 Å) aller elektropositiven Elemente.

(> 3,9 eV), so wird der Cs-Dampf einfach durch Kontaktionisation am heißen Emitter ionisiert; allerdings ist wegen der hohen Austrittsarbeit die Stromdichte der Glühelktronen aus dem Emitter gemäß der Richardson-Gleichung relativ klein. Bei höherem Cs-Dampfdruck ($p_{\text{Cs}} \approx 1$ Torr) bildet sich auf dem heißen Emitter ein sub-monoatomarer Adsorptionsfilm aus Caesium, der die Elektronenaustrittsarbeit verkleinert und damit die Richardson-Stromdichte exponentiell anwachsen läßt. Zwar reicht dann die Kontaktionisation als Ionenquelle zur Raumladungskompensation nicht mehr aus. Aber mit der nun hohen Elektronenstromdichte (> 0,5 A/cm²) brennt in der Cs-Plasmadiode ein sog. Niedervolt-Lichtbogen /6/, in welchem die Cs-Atome durch Stöße mit energiereichen Elektronen stufenweise angeregt und schließlich ionisiert werden. (Die Querschnitte von Caesium bez. Stoßionisation sind groß).

Wird die Cs-Plasmadiode als thermionischer Konverter betrieben, so sind die Elektroden nicht mit einer Spannungsquelle, sondern nur mit einem äußeren Lastwiderstand verbunden (s. Abb. 1). Der elektrische Lichtbogen brennt allein durch dauernde Wärmezufuhr an den heißen Elektronen-Emitter bei gleichzeitiger Kühlung der kälteren Kollektor-Elektrode. Die sich einstellende negative Brennspannung der Diode, multipliziert mit der Stromstärke des Lichtbogens, ist die elektrische Nutzleistung des thermionischen Konverters.

Thermodynamisch gesehen ist der thermionische Konverter ein stark irreversibles System: Seinem Carnot-Wirkungsgrad von etwa 50% steht ein tatsächlicher Wirkungsgrad von etwa 15% gegenüber. Dabei läßt sich dieser Wirkungsgrad bis jetzt nur mit den kleinsten technisch realisierbaren Elektrodenabständen (100µm) erreichen. So kleine Elektrodenabstände (Temperaturgradient über den Elektrodenspalt:

ca. $100\ 000^{\circ}\text{C}/\text{cm}$!) erfordern einen sehr großen technologischen Aufwand, wenn für Anwendungen ein sicherer Langzeitbetrieb ohne Elektrodenkurzschluß gewährleistet werden soll. Wegen dieser Schwierigkeiten zweifelt man noch an einer wirtschaftlich tragbaren Verwendung des thermionischen Konverters (z.B. in Nachrichtensatteliten oder in der Raumfahrt /1/). Deshalb wächst in neuester Zeit das Interesse an thermionischen Wandlern mit größerem technisch gut beherrschbarem Elektrodenabstand ($\leq 1\ \text{mm}$). Aber hier sind die Wirkungsgrade bis jetzt noch deutlich kleiner als bei den sog. "short diodes", deren Funktion im wesentlichen durch die Elektrodeneigenschaften und durch die Elektrodengrenzschichten des Cs-Plasmas bestimmt werden. Die Funktion einer Cs-Plasmadiode mit weitem Elektrodenabstand ist dagegen wesentlich mitbestimmt durch das notwendige elektrisch-leitende Cs-Plasma zwischen den Elektroden und dessen Eigenschaften. Um auch mit den technologisch einfacheren "wide spaced" Cs-Plasmadioden zu besseren Wirkungsgraden zu kommen, ist es notwendig, die Mechanismen zur Erzeugung des Cs-Plasmas und dessen Eigenschaften genauer zu kennen.

Der vorliegende Bericht behandelt optische Experimente an Cs-Plasmadioden mit 1 bis 2 mm Elektrodenabstand, die als thermionische Konverter betrieben wurden: Durch Einstrahlung von Fremdlicht hoher Intensität wurden die Ladungsträgerdichten des Cs-Plasmas bzw. die elektrischen Eigenschaften der Elektroden gezielt verändert, ohne dabei die übrigen Prozesse in der Cs-Plasmadiode zu stören. Die jeweiligen Änderungen der Diodenkennlinien wurden registriert. Diese zum ersten Mal angewandte "aktive" optische Diagnostikmethode ermöglicht u.a. Aussagen über die Grenzen der Optimalisierbarkeit des Cs-gefüllten thermionischen Konverters mit großem Elektrodenabstand.

Abb. 1a

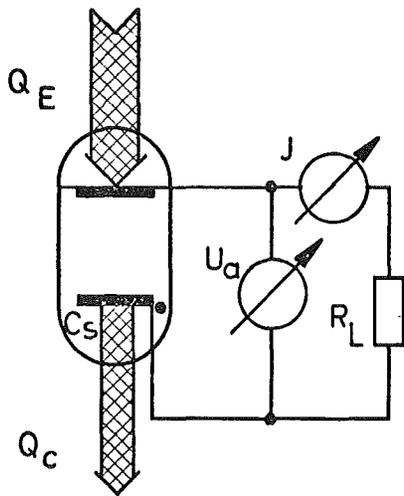


Abb. 1b

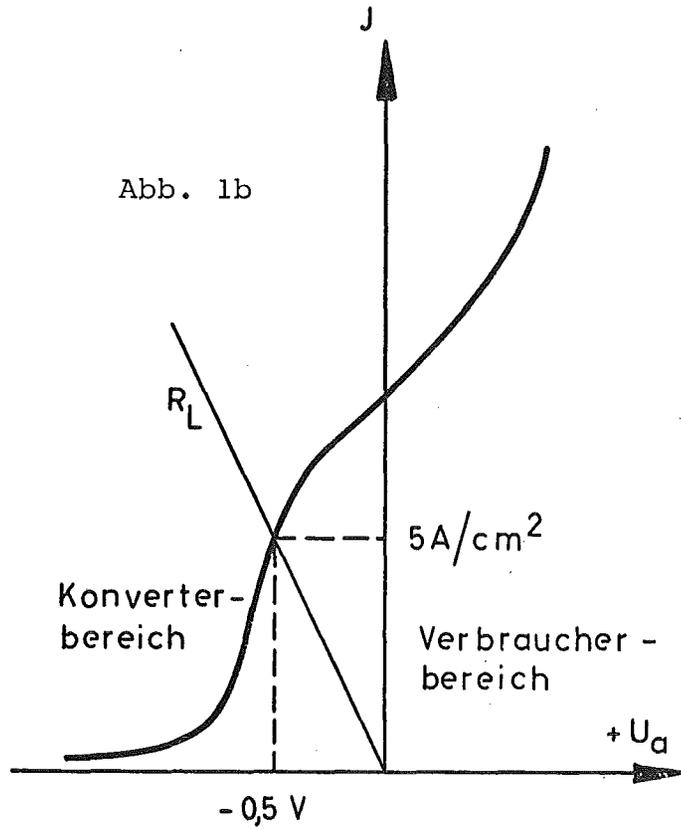


Abb. 1 a: Cs-Plasmadiode, als thermionischer Konverter betrieben (schematisch)

Abb. 1 b: Kennlinie der Cs-Plasmadiode

2. Diagnostik und Pulsexperimente in Plasmadioden

Aufgabe der Plasmadiagnostik ist es, diejenigen Parameter eines Plasmas oder einer Gasentladung experimentell zu ermitteln, die zur Beschreibung des physikalischen Zustands des Plasmas wesentlich sind. Diagnostik im weiteren Sinn umfaßt auch die Ermittlung von Kenngrößen der Elektroden und der Plasma-Grenzschichten an den Elektroden.

Im Fall der Cs-Plasmadiode mit weitem Elektrodenabstand (≈ 1 mm) ging es bisher vor allem um die Ermittlung der lokalen Dichten und Energieverteilungen von Elektronen und Ionen, der Besetzungsdichten der angeregten Cs-Niveaus und des elektrischen Potentials im Plasma. Erst die Kenntnis dieser Größen im ganzen Elektrodenpalt erlaubt Versuche, die verschiedenen Transportprozesse im Plasma theoretisch zu behandeln und (von außen einstellbare) Parameter zu optimieren.

2.1. "Passive" Diagnostik

Eine Diagnostik-Methode erscheint nur dann befriedigend, wenn sie keinen störenden Eingriff für das zu untersuchende System bedeutet, dessen Ist-Zustand untersucht werden soll. Diese Forderungen erfüllen im Fall der Cs-Diode nicht alle plasmadiagnostischen Verfahren. Bisher wurden im wesentlichen nur Sonden- und spektrometrische Verfahren angewandt /8/ /9/.

Die Gültigkeit der Sondenergebnisse ist fraglich, da die Metallsonde in dem engen Elektrodenpalt eine Potentialstörung darstellt /7/. Dagegen stört die "passive" optische Diagnostik das zu untersuchende Plasma überhaupt nicht. Dennoch zeigen die bisher gewonnenen Ergebnisse der optischen Diagnostik an Cs-Plasmadioden sogar qualitativ noch

wenig Übereinstimmung /9/, weshalb weitere Arbeit auf diesem Gebiet notwendig ist. Die Spektrometrie über den engen Elektrodenspalt ist schwierig, da die jeweils beobachteten leuchtenden Plasmaschichten höchstens 0,2 mm dick sein dürfen, was Intensitätsprobleme mit sich bringt. Hinzu kommt, daß sich dem Eigenleuchten des Plasmas noch die Strahlung des hell glühenden Emitters überlagert.

2.2. "Aktive" optische Diagnostik

Im Gegensatz zu passiven Diagnostik-Methoden, die möglichst keinen störenden Einfluß auf das Plasma haben sollen, kann man an der Plasmadiode auch "aktive" Diagnostik betreiben. Darunter sollen im folgenden Verfahren verstanden werden, die den Ist-Zustand bestimmter Parameter der Diode bzw. der Gasentladung gezielt verändern und - als Funktion davon - die Änderung anderer Kenngrößen registrieren. Hierzu gehört auch die Beobachtung des "zerfallenden" Betriebszustands der Diode, die nach Abschalten der Störung in einer gewissen Relaxationszeit in den ungestörten Betriebszustand zurückkehrt.

Zu den aktiven Diagnostik-Methoden könnte man demnach folgende, von anderen Autoren ausgeführte Experimente zählen, deren Hauptziel es war, im Elektrodenspalt der Plasmadiode (zusätzlich) Ionen zu erzeugen, um so den Wirkungsgrad der Energiewandlung zu steigern:

/10/ Einschießen von Elektronen oder Ionen in den Elektrodenspalt, die dort zusätzliche Volumionisation im Plasma bewirken; Registrierung der neuen Kennlinie.

/11/ Erhöhung der Ladungsträgerdichte im Plasma, indem Ionen aus einer nahebei betriebenen Hilfsentladung in das Plasma im Elektrodenspalt diffundieren.

/12/ Schnelle, kurzzeitige Erhöhung der Ladungsträgerdichte durch möglichst kurze Hochstromimpulse während des normalen stationären Betriebs durch die Diode hindurch; Registrierung der Arbeitspunktverschiebung; Beobachtung des Zerfalls der intensivierten Entladung nach dem Hochstrompuls.

Der Wirkungsgrad der als thermionischer Konverter betriebenen Cs-Plasmadiode hängt wesentlich davon ab, welche Leistung die Diode intern dafür verbraucht, die durch Rekombination oder Diffusion zu den Elektroden verlorenen Ionen ständig nachzuerzeugen. Daß der mehrstufige Reaktionsweg der Ionenproduktion nicht optimal verläuft, zeigen folgende Daten: Die Ionen-Verlustrate in der Cs-Plasmadiode ist größenordnungsmäßig 10^{17} /sec bei 1 cm^2 Entladungsquerschnitt /14/. Um ebenso viele Ionen zu erzeugen, benötigt man theoretisch nur $0,06 \text{ Watt/cm}^2$. Analysen der Diodenkennlinie und des Potentialverlaufs in Cs-Dioden zeigen aber, daß der tatsächliche Leistungsverbrauch zur Aufrechterhaltung des elektrisch-leitenden Plasmas etwa 50 mal so groß ist.

Unter dem Aspekt der Energiekonversion in der Cs-Plasmadiode interessieren deshalb folgende Fragen: Welcher Energieaufwand ist für die Erzeugung der Cs-Ionen notwendig, die für die Kompensation der Raumladung des Glühelektronenstroms notwendig sind? Ist das im bisher üblichen dc-Arc Mode-Betrieb /15/ sich bildende Cs-Plasma schon optimal, was den Gesamtwirkungsgrad betrifft, oder ist durch zusätzliche Ionisierung des Plasmas ein noch höherer Gesamtwirkungsgrad möglich? Welcher Wirkungsgrad ist - im letzteren Fall - optimal noch zu erwarten?

Die oben genannten Verfahren /10/ /11/ /12/ können jedoch diese Fragen quantitativ kaum beantworten, da sie neben der erwünschten Erhöhung der Ionendichte in der Plasmadiode schwer überschaubare Störeffekte verursachen (z.B. Potentialverbiegungen durch die ionisierenden Teilchen, Aufheizung des Elektronengases oder der Elektrodenoberflächen, Desorptionseffekte an den Elektroden).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb eine neue Methode aktiver optischer Diagnostik in Cs-Plasmadioden mit großem Elektrodenabstand (≈ 1 mm) angewandt: Durch Einstrahlung eines gepulsten, sehr intensiven, bandförmigen Lichtstrahls geeigneter Wellenlänge zwischen den Elektroden hindurch wird der Ionisationsgrad des Plasmas gezielt erhöht; die U/J-Änderungen während und nach dem Lichtblitz werden oszillografisch registriert und fotografiert. - Die Verwendung dieser "Lichtsonde" bringt gegenüber den bisher benutzten Methoden den entscheidenden Vorteil, daß der zusätzlich ionisierende Teilchenstrahl ein elektrisch neutraler, masseloser Photonenstrahl ist, der das Plasma homogen durchstrahlen kann und dessen Potentialverteilung nicht stört. Außerdem verlassen alle die Photonen, die nicht absorbiert werden, ohne sonstige störende Wechselwirkung die Plasmadiode durch ein Austrittsfenster. Das bedeutet: Die "passiven" Photonen des Strahls, die keine Photoionisation im Elektrodenspalt machen (d. i. der weitaus größte Teil), thermalisieren nicht im Plasma und stören somit nicht die Energieverteilung der Plasmateilchen. - Diesen Vorteilen vor den bisher verwandten Stoßionisationsmethoden steht als Nachteil entgegen, daß es mit konventionellen Lichtquellen unmöglich ist, ein so dünnes Lichtband geeigneter Wellenlänge mit ausreichend hoher Intensität zu erzeugen, das den Elektrodenspalt durchstrahlt, ohne an den Elektroden störende Wechselwirkungen zu machen. Mit entsprechenden Laserlichtquellen lassen sich diese experimentellen Forderungen jedoch erfüllen.

Umgekehrt kann man mit dieser optischen Methode, wie ebenfalls zum ersten Mal gezeigt wurde, die Austrittsarbeiten der Filmelektroden verändern - ohne Störung anderer Parameter in der Cs-Diode (Kap. 5). Das schräg aufgestrahlte Fremdlicht verringert - je nach Intensität, Wellenlänge und Richtung - durch Photodesorption die Cs-Bedeckung bzw. Austrittsarbeit der Elektroden, wobei der zusätzlich erzeugte Photoelektronenstrom klein gegenüber den schon vorhandenen Elektronenströmen in der Plasmadiode ist und somit keine Störung bedeutet.

2.2.1. Optisches Pumpen im Cs-Plasma mit Laserlicht

Das aktive optische Diagnostik-Verfahren verwendet die Methode des optischen Pumpens mit intensivem Fremdlicht passender Wellenlänge, um in der Plasmadiode die Iondichte definiert und ohne störende Nebeneffekte zu erhöhen.

Die plasmaspektroskopischen Untersuchungen an Cs-Plasmadioden haben ergeben, daß das Cs-Plasma der Bogenentladung zu etwa 98% aus Cs-Atomen im Grundzustand besteht (mit einem geringen Anteil von Cs-Molekülen), ferner zu je 1% aus Cs-Ionen und freien Elektronen und zu etwa 1% aus angeregten Cs-Atomen. Molekülionen scheinen nicht vorhanden zu sein. - Diese (und andere) experimentelle Ergebnisse haben zu dem Schluß geführt, daß die Ionisierung des Cs-Dampfes im Elektrodenspalt stufenweise über angeregte Niveaus erfolgt.

Somit ist es prinzipiell möglich, durch das optische Pumpen im diskreten Linienspektrum des Plasmas oder durch optisches Pumpen angeregter Niveaus ins Kontinuum hinein zusätzlich Ionen zu erzeugen. Im ersten Fall muß die

Wellenlänge des Pumplichts mit einer Spektrallinie zwischen zwei diskreten Niveaus des Cs-Atoms zusammenfallen, wobei vor der Fotoabsorption das untere Niveau besetzt sein muß. Bei den Fotoionisationsstößen (2. Fall) muß die Energie der Fremdlicht-Photonen mindestens so groß wie die Ionisierungsarbeit der absorbierenden Ausgangsniveaus sein. (Die Wechselwirkung der Fremdlicht-Photonen mit den freien Elektronen des Plasmas war bei den von uns eingestrahlten Wellenlängen unwesentlich).

Erfolgt der Anstieg bzw. der Abfall des Pumplichtpulses schnell genug (in wenigen μs oder schneller), so lassen sich aus dem zeitlichen Verlauf der Arbeitspunktverschiebung wichtige Aussagen über Relaxationsprozesse und Relaxationszeiten im Plasma machen. Der Lichtpuls soll jedoch so lang sein, daß das Plasma mit dem Pumplicht ins Gleichgewicht kommen kann. (Die Cs-Plasmadiode braucht dazu etwa $100 \mu\text{s}$.)

Optisches Pumpen im Linienspektrum:

Falls es gelingt, die Besetzungsdichte von höher gelegenen Anregungsniveaus der Cs-Atome selektiv zu erhöhen, so kann dadurch gleichzeitig geklärt werden, ob die stufenweise Ionisation im Plasma der Cs-Diode statistisch über viele Kanäle erfolgt (dies trifft für ein Plasma zu, das sich im thermodynamischen Gleichgewicht (TDGG) befindet - und wahrscheinlich auch für das Nichtgleichgewichts-Plasma der Cs-Diode-, oder ob in der Cs-Plasmadiode nur wenige selektive Kanäle zur Volumionisation beitragen. *)

*) Diese spezielle Methode aktiver optischer Plasmadiagnostik, durch optisches Pumpen innerhalb des Linienspektrums die Besetzungsdichte bestimmter Anregungsniveaus im Plasma selektiv über den Gleichgewichtswert zu erhöhen, wurde (mit anderer Zielsetzung) auch von MEASURES ("Selective excitation spectroscopy") angegeben /16/.

Optisches Pumpen ins Kontinuum:

Effektives optisches Pumpen von gebundenen Zuständen direkt ins Ionisationskontinuum läßt sich leichter verwirklichen als das optische Pumpen zwischen gebundenen Niveaus. Da die Pumplichtabsorption jetzt direkt zur Ionisation führt, erreicht man schon mit geringeren Pumplichtintensitäten eine merkliche Erhöhung der Ionendichte. Ferner ist die Wellenlängenbedingung für das Pumplicht nicht so scharf wie beim Pumpen im Linienspektrum.

Um die Wirksamkeit des optischen Pumpens in einem Cs-Plasma abzuschätzen, wurde i. R. dieser Arbeit ein kin. 4-Niveau-Modell des Cs-Plasmas erstellt und darin 27 wesentliche kinetische Einzelprozesse numerisch verfolgt. Diese sind: Anregung und Ionisation des 4-Niveau-Modellatoms durch Elektronenstöße, Abregung und Rekombination durch Stöße 2. Art und Dreier-Stoß, Fotoanregung und Fotoionisation im Nichtgleichgewichts-Strahlungsfeld des Plasmas und Emitters, spontane Emission und Foto-rekombination, Wandverluste von angeregten Niveaus und Ionen - und zusätzlich Fotoanregung bzw. Fotoionisation durch optisches Pumpen mit Fremdlicht. Die Zahlenwerte der 27 Reaktions-Koeffizienten basieren auf Stoßquerschnitten und Oszillatorstärken, die teils der Literatur entnommen, teils (für das wasserstoff-ähnliche Cs-Atom) näherungsweise berechnet wurden. - Es sollen hier nur die wichtigsten Ergebnisse für das Plasma einer Cs-Plasmadiode angeführt werden, die als thermionischer Konverter arbeitet (Cs-Dichte $n_{\text{Cs}} = 10^{16}/\text{cm}^3$ bei etwa 1 Torr Cs-Dampfdruck, $T_e = 2600^\circ\text{K}$):

- 1) Die Reaktionsraten in den diskreten Anregungsniveaus sind viel größer als die Ionisations- bzw. Rekombinationsrate.
- 2) Die Reaktionsraten der Elektronenstöße überwiegen die Foto-Reaktionsraten (ohne optisches Pumpen).

- Zu diesen beiden Aussagen kommen auch NORCROSS und STONE /17/ mit einem äußerst umfangreichen 53-Niveau-Modell des Cs-Plasmas und BATES et al. /17/ auf Grund theoretischer Überlegungen.

- 3) Effektives optisches

Pumpen innerhalb des Linienspektrums ist i.a. nur mit einem starken durchstimmbaren Festkörperlaser möglich. Auch für das Pumpen ins Kontinuum sind Gaslaser, die den Vorteil bieten würden, Licht mehrerer Frequenzen zu emittieren, in ihrer Intensität zu schwach.

Für diese Arbeit stand ein mittelstarker, nicht-gütegeschalteter Neodym-Laser aus einem Laser-Mikroskop zur Verfügung, der 0,5 ms lange Lichtpulse von 1,06 μm Wellenlänge abgibt. Durch Frequenzverdopplung des Laserlichts mittels nichtlinearer Optik waren zusätzlich Lichtpulse von 532 nm Wellenlänge verfügbar. Diese Lichtquelle ermöglichte erstmals aktive optische Plasmadiagnostik in der Cs-Plasmadiode durch optisches Pumpen von gebundenen Cs-Niveaus ins Kontinuum.

Abb. 2 zeigt das Niveauschema des Cs-Atoms mit den Übergängen, die im Plasma effektiv von dem (verdoppelten) Nd-Laser optisch gepumpt werden können: Die infraroten 1,16 eV-Photonen (1,06 μm Wellenlänge) fotoionisieren die Doppel-Niveaus 7p bis 7d, die verdoppelten grünen 2,33 eV-Photonen (532 nm Wellenlänge) ionisieren die Niveaus $6p_{3/2}$ und 5d. - Theorie, Versuchsdurchführung und Ergebnisse werden in Teil 4 dieser Arbeit behandelt.

3. Versuchsaufbau

3.1. Aufbau und Funktion der Plasmadiode

3.1.1. Physikalische Anforderungen; Schematischer Aufbau und Funktion

Die für diese Experimente entwickelten Plasmadioden erfüllen durch ihre Konstruktion folgende experimentellen Bedingungen und sind damit auch für anderweitige thermodynamische Untersuchungen von Interesse:

- 1) Der Elektrodenspalt ist von allen Seiten optisch zugänglich.
- 2) Die Elektrodentemperaturen sind in weiten Grenzen steuer- und regelbar.
- 3) Der Elektrodenabstand ist variabel; seine Größe ist immer bekannt.
- 4) Die Temperatur des Dampfcondensats ist steuer- und regelbar.
- 5) Das Diodensystem erlaubt Cs-Dampfdrucke bis über 1 Torr.
- 6) Der Restgasdruck liegt im Ultrahochvakuum-Bereich.

Außerdem sind alle Bauteile der Diode demontierbar und austauschbar.

Die Abbildungen 3 und 4 zeigen den Aufbau der Plasmadiode: Die eigentliche Diode besteht aus dem Emittersystem und dem Kollektorsystem; der gasgefüllte Diodenraum zwischen und um die Elektroden wird seitlich begrenzt durch den optisch transparenten Rezipienten. Die Wärmezufuhr in die Emitterscheibe erfolgt durch die darüber befindliche Elektronenkanone. Das Kollektorsystem wird entweder gasgekühlt (bei Temperaturen über 350°C) oder durch einen Flüssigkeitsthermostaten temperiert. Die Emittertemperatur wird pyrometrisch, die Kollektortemperatur mit einem Thermoelement gemessen. Das ganze Diodensystem kann von außen durch Ausheizöfen beheizt werden, um eine unkontrollierte

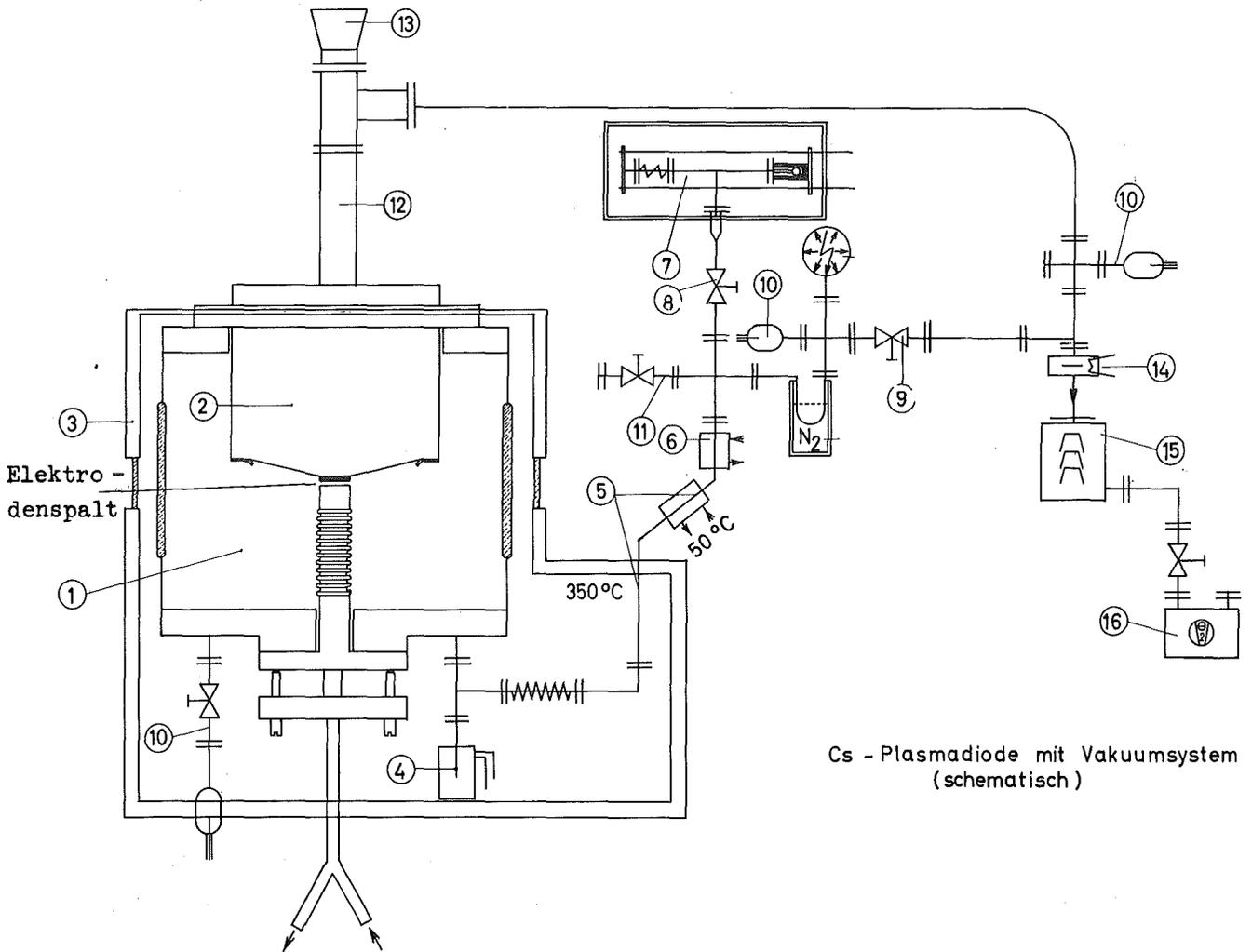


Abb. 3 Cs-Plasmadiode mit Vakuumsystem (schematisch)

- | | |
|--------------------------------------|---------------------------------------|
| 1) Plasmadiode | 10) UHV-Meßröhre |
| 2) Emittertubus mit Elektronenkanone | 11) UHV-Ventil zum Massenspektrometer |
| 3) Heizmantel mit Fenster | 12) Pumpleitung zur Elektronenkanone |
| 4) Cs-Reservoir | 13) Emitterfenster |
| 5) Cs-Pumpe | 14) Baffle |
| 6) Cs-Baffle | 15) UHV-Diffusionspumpe |
| 7) Cs-Manipulator | 16) Vorpumpe |
| 8) Cs-Einlaßventil | |
| 9) UHV-Ventil | |

Kondensation der Dampfzuführung zu verhindern und um im Diodenraum UHV-Bedingungen zu erreichen. Der Cs-Dampfdruck wird durch die Temperatur des Cs-Kondensats im Reservoir bestimmt. Dieses wird bei Plasmabetrieb durch einen Ölthermostaten exakt temperiert; für Kondensattemperaturen über 300 °C wird ein elektrisch beheizter Thermostat benutzt. Soll die Diode im Vakuumbetrieb (als Vakuumdiode) arbeiten oder ist sie abgeschaltet, so wird der beheizte Thermostat gegen einen wassergekühlten Thermostaten (ca. 10 °C) ausgewechselt. Durch Thermostatwechsel kann man die Diode relativ schnell mit Dampf füllen bzw. den Dampf wieder ausfrieren. So wird ein unnötig langer Kontakt des aggressiven Cs-Dampfes mit den Bauteilen des Diodenraumes - vor allem dem korrosionsgefährdeten Glasmantel - vermieden.

Vakuumtechnisch gesehen trennt das Emittersystem den Diodenraum vom Vakuumraum der Elektronenkanone. Deren Vakuumsystem ist konventionell ausgelegt für einen Hochvakuumbetrieb der Kanone bei ca. 10^{-6} Torr. Im Diodensystem herrschen UHV-Bedingungen, auch wenn die Diode als Plasmadiode arbeitet. Dies wird dadurch erreicht, daß der Diodenraum immer gepumpt wird [15c]. Dennoch geht kein Cs-Dampf verloren, weil die Pumpleitung zum UHV-Pumpstand als Dampfstrahlpumpe wirkt, die die Cs-Füllung der Diode als Treibmittel benutzt. So wird erreicht, daß der Restgasdruck in der Diode etwa gleich dem UHV-Totaldruck über der Cs-Dampfstrahlpumpe ist; er beträgt minimal 10^{-9} Torr.

Die Beschickung des Diodensystems mit Cs-Kondensat geschieht ebenfalls unter UHV-Bedingungen mit dem Cs-Manipulator, der über das Cs-Einlaßventil mit dem Oberteil der Dampfstrahlpumpe verbunden ist. Bei geschlossenem Ventil wird eine Glasampulle mit 5g Caesium in den seitlich geöffneten Manipulator eingelegt, dieser verschlossen und nach Öffnen des Ventils bis ins UHV abgepumpt. Durch Verkürzen des Manipulatorbalgs wird die Cs-Ampulle zerbrochen. Bei 300 bis 400 °C Manipulator-Temperatur destilliert das Cs in das kühlere Trichterreservoir über dem Ventil und tropft direkt in das (auf 10 °C) gekühlte

schräge Oberteil der Cs-Dampfstrahlpumpe, wo es kondensiert. Wenn alles Caesium überdestilliert ist, wird das Einlaßventil geschlossen. Erwärmt man das Oberteil der Cs-Pumpe auf über 30° C, so beginnt sie zu arbeiten: Das kondensierte Cs wird flüssig, fließt nach unten und verdampft in dem senkrecht stehenden Unterteil, das - wie das übrige Diodensystem - etwa 350° C heiß ist. Alles überschüssige Caesium destilliert aus der Pumpe in das Cs-Reservoir, wo es kondensiert. Der gesättigte Kondensatdampf des Reservoirs erfüllt nun den ganzen Diodenraum. - Nach jedem Plasmabetrieb der Diode wird das Cs sofort wieder ausgefroren, indem das Oberteil der Dampfstrahlpumpe und das Cs-Reservoir auf 10° C heruntergekühlt und bis zum nächsten Betrieb der Plasmadiode auf dieser Temperatur gehalten werden.

3.1.2. Werkstoffe und Verbindungen

Technologisch gesehen ist diese Plasmadiode eine demontierbare, hochausheizbare Ultrahochvakuum-Anlage, gekoppelt mit einer Elektronenkanone und einer starken Pumplichtquelle. Das ganze Vakuumsystem des Diodenraums bis zur Ultrakühlfalle (Abb. 3) ist resistent gegen Caesium, der Glasrezipient des Diodenraums bis zu Temperaturen um 350° C.

Folgende Werkstoffe und Verbindungen wurden verwendet:

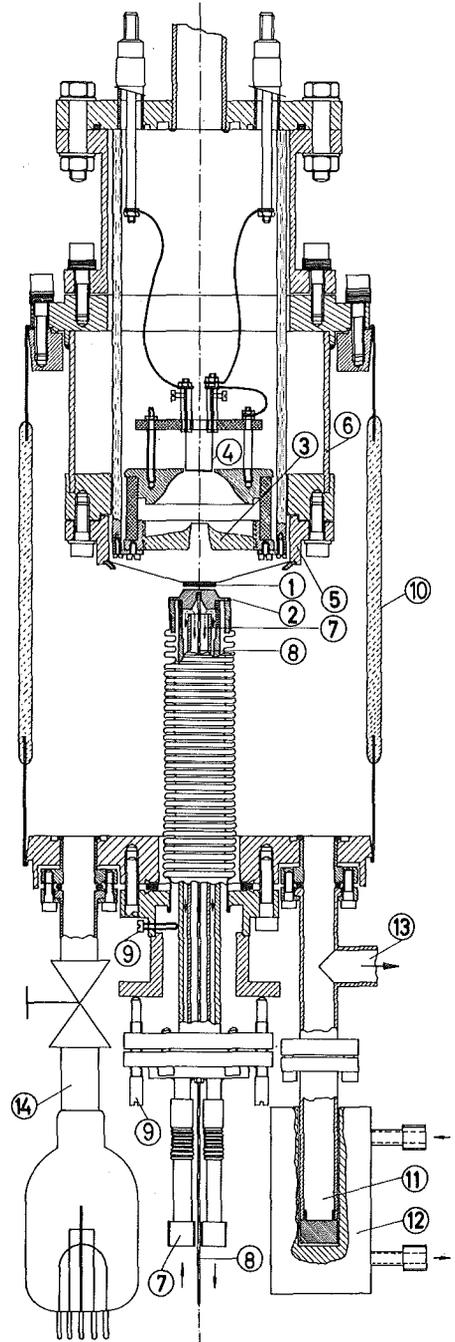
Elektrodenwerkstoffe: Wolfram bzw. Rhenium und Nickel

Metallische Strukturmaterialien: austenitischer Stahl,
Nickel, Kovar, Tantal, OFHC-Kupfer

Isolations- und optisch transparente Werkstoffe:
reinste Al_2O_3 -Keramik (metallisiert),
7052-Glas und Quarzglas

Abb. 4 Schnittbild durch die Cs-Plasmadiode

- 1) Emitter
- 2) Kollektor
- 3) u. 4) Elektronenkanone
- 5) Emitterflansch
- 6) Emittertubus
- 7) Koll.-Kühlsystem
- 8) Koll.-Thermoelement
- 9) Koll.-Stellschrauben
- 10) Rezipient
- 11) Cs-Reservoir
- 12) Cs-Thermostat
- 13) Pumpleitung
- 14) UHV-Meßröhre



Dichtungsmaterialien für lösbare Verbindungen:

OFHC-Kupfer für Dichtschneiden, Saphirkugeln
als Verschlußteil in UHV-Ventilen (4 mm ϕ)

Löt- und Schweißmaterialien:

OFHC-Kupfer und Pd-Cu-Legierung als Hoch-
vakuumlote; Ni-Folie als Zusatz zum Elek-
tronenstrahlschweißen von Tantal.

Lösbare Verbindungen:

Das Cs-resistente UHV-System der Diode enthält etwa 40 hoch-
ausheizbare metallgedichtete Flanschverbindungen - meistens
nach dem ConFlat-System. An drei Stellen wird ein 0,2 mm
dicker Flachdichtring (Cu) verwendet, der von einem Flansch
mit quadratischer Dichtschneide (0,2 x 0,2 mm²) gegen eine
Plan-Dichtfläche gepreßt wird.

Das Hochvakuumssystem der Elektronenkanone enthält konventionelle
Kleinflanschverbindungen, ausheizbar bis 150 °C.

Unlösbare Verbindungen:

Das UHV-System der Diode enthält etwa 80 Schweißverbindungen,
die fast alle elektronenstrahl-geschweißt sind, ferner einige
vakuumgelötete Metall-Metall- und Keramik-Metall-Verbindungen.
Die beiden Glas-Metall-Einschmelzungen des Diodenmantels
können durch Vakuumaufdampfung von Nickel- oder Titanoxid
Cs-resistent gemacht werden.

3.1.3. Wichtige Komponenten

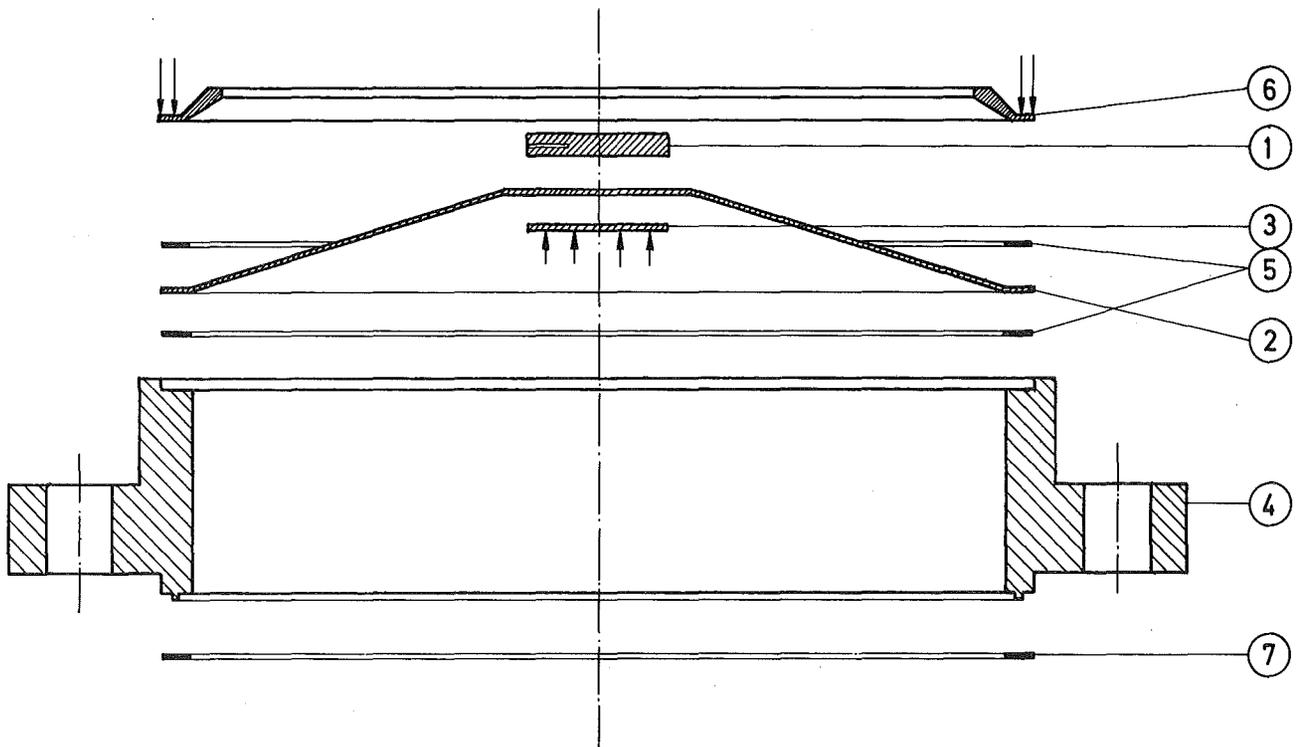
Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten der Plasma-
diode beschrieben, deren Schnittbild Abb.4 zeigt.

Emittersystem:

Das Emittersystem ist für Emittertemperaturen bis über 2000 °C
ausgelegt. Es besteht aus der eigentlichen Emitterscheibe, der

- 1 Emitter 2mm dick
- 2 Tantal - Emitterfolie 0,1 mm dick
- 3 Tantal - Gegenscheibe 0,5 mm dick
- 4 Emitterflansch V4A
- 5 Nickel - Zwischenscheibe 0,1 mm dick
- 6 Andruckring 0,5 mm (V4A)
- 7 UHV - Dichtring (HLOS - Cu , 0,2 mm)
- ↓ ES - Schweißnaht

Abb.5 Emittersystem
(Explosionszeichn.)



Trägerfolie und dem Emitterflansch. Alle Teile sind miteinander elektronenstrahl-verschweißt. Die verwendeten Emitterscheiben (14 mm ϕ , ca. 2 mm dick) sind aus Wolfram oder Rhenium, die Trägerfolie (0,1 mm dick) aus Tantal. Abb.5 zeigt alle Teile des Emittersystems vor dem Verschweißen. - Für die pyrometrische Temperaturmessung haben die Emitterscheiben eine Radialbohrung (ca. 0,2 mm ϕ , ca. 1,2 mm tief), die ebenfalls mit dem Elektronenstrahl gebohrt ist.

Kollektorsystem:

Die eigentliche Kollektorelektrode besteht aus einer polierten polykristallinen Nickelscheibe (14 mm ϕ , 4 mm dick), die mit einem Federbalg aus Edelstahl vakuumverlötet ist. Der Federbalg ist in den Kollektorflansch eingeschweißt. Die Lage der Kollektorelektrode läßt sich mittels 6 Feintriebsschrauben beliebig variieren. Der Elektrodenabstand ist dadurch auf 0,05 mm genau einstellbar. Die Kollektortemperatur wird mit einem Miniatur-Thermoelement gemessen. - In die Kollektorscheibe ist von hinten das koaxiale Kühlsystem eingeschraubt, mit dem der Kollektor auch beheizt werden kann. Kühlmittel ist Stickstoffgas oder Öl.

Rezipient:

Der optisch transparente Mantel der Diode besteht aus einem optisch einwandfreien 7052-Glaszylinder von 16 cm Durchmesser. An beiden Enden sind Kovarzylinder angeschmolzen, die jeweils mit dem Deckel- und dem Bodenflansch der Diode verschweißt sind. Der Deckelflansch nimmt das Emittersystem auf. Das Kollektorsystem wird zentral in den Bodenflansch eingesetzt, der außerdem vier exzentrische Flansch-Ausgänge hat zum Anschluß des Cs-Reservoirs, einer UHV-Meßröhre, evtl. einer Langmuirsonde und eines Kollektor-Guard-Rings. - Die kritischen Einschmelzzonen des Glasrezipienten können durch Vakuumbedampfung mit Titan- oder Nickeloxid gegen heißen Caesiumdampf resistent gemacht werden. Ebenso gefährlich sind jedoch thermische Spannungen, wodurch während der hier beschriebenen Experimente drei Rezipienten brachen. Nur ein (ungeschützter)

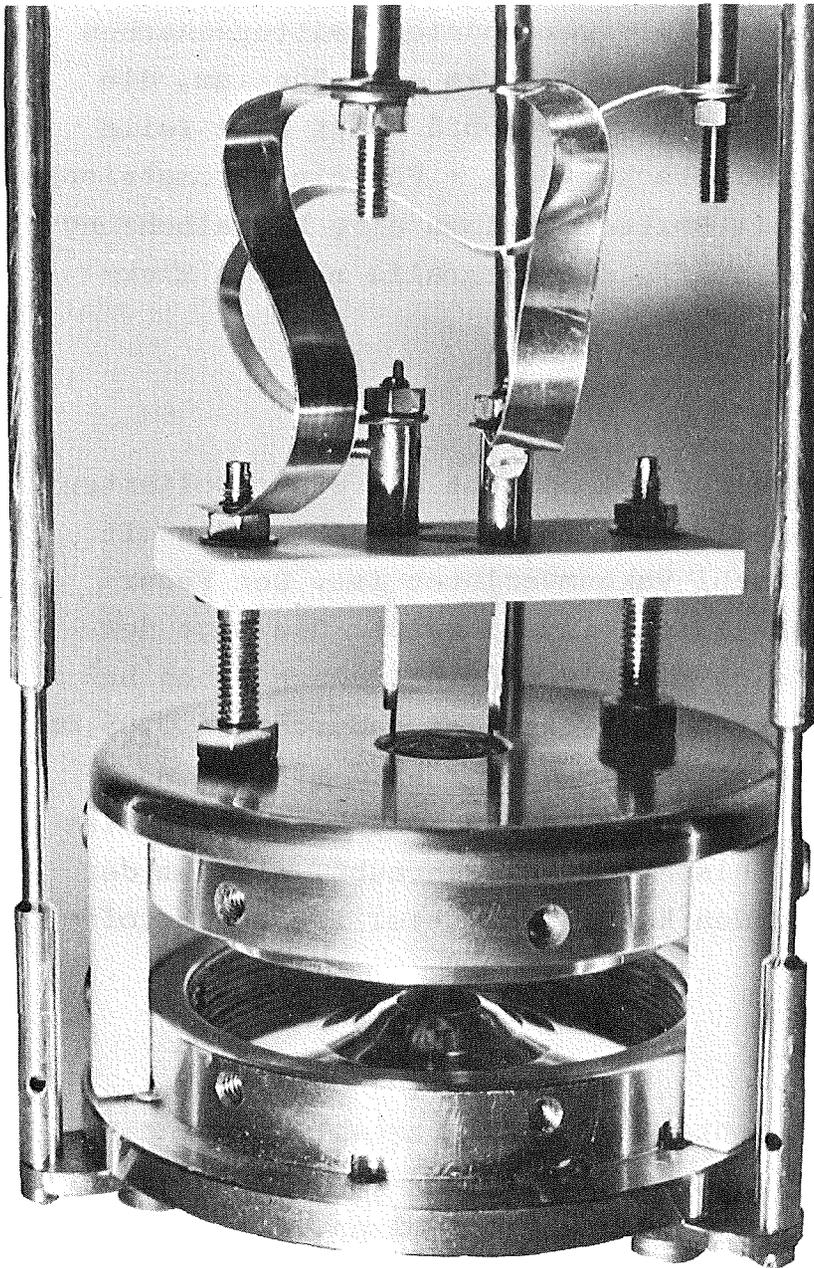
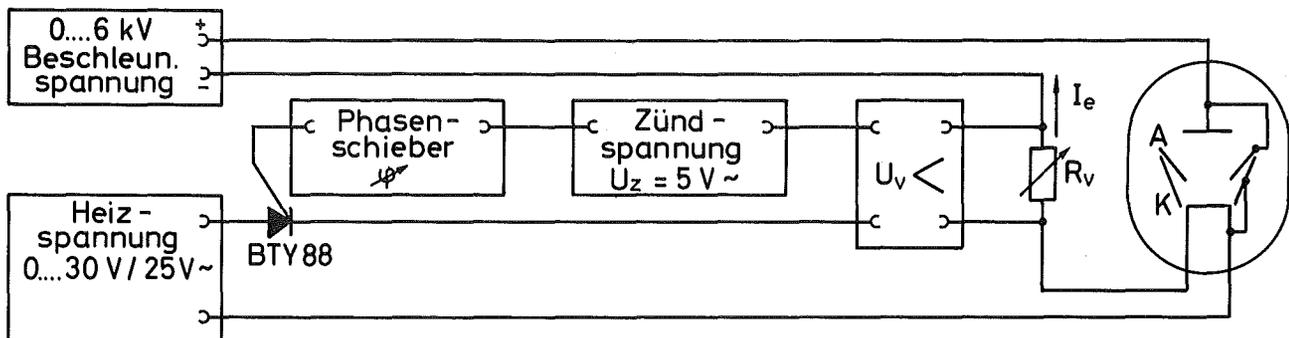


Abb. 6

Elektronenkanone
vom PIERCE-Typ



Prinzip-Schaltbild für Steuerung und Stabilisierung des Strahlstroms

Rezipient wurde durch Cs-Korrosion undicht.

Elektronenkanone:

Die Emitterscheibe wird auf ihrer Rückseite durch die darüber hängende Elektronenkanone aufgeheizt. Hierfür wurde eine 2-Elektroden-Kanone vom PIERCE-Typ $\overline{24}$ konstruiert. Abb.6 zeigt die fertige PIERCE-Kanone: Man sieht oben die Katodenelektrode, unten - in einem Tragring hängend - die Lochanode, gegeneinander isoliert durch ein Al_2O_3 -Keramiksegment. Beide Elektroden bestehen (zwecks besserer Wärmeableitung) aus Kupfer und haben polierte Oberflächen. Exakt in der Mitte der Katodenelektrode hängt die auswechselbare Glühkatode: eine bifilar gewickelte Wolframschnecke, um das magnetische Störfeld der Glühkatode zu unterdrücken. Der Abstand der Lochanode zur Katode ist variabel. Dadurch lassen sich Strahlfokussierung und Perveanz der Kanone verändern bzw. geeignet einstellen. - Durch die Wahl der Materialien und entsprechende Konstruktion kann die Kanone samt Durchführungen im Vakuum bei ca. 500 °C ausgeheizt und betrieben werden.

Beschleunigungsspannung und Strahlstrom werden einem stabilisierten Hochspannungsnetzgerät entnommen. Um die Emission der Glühkatode (und damit den Strahlstrom) zu stabilisieren, wird der Heizstrom durch eine Phasenanschnitt-Schaltung geregelt.

Vakuumsysteme:

Der Aufbau des UHV-Systems der Plasmadiode und des HV-Systems der Elektronenkanone ist aus Abb.3 zu ersehen. Das UHV-System besteht im wesentlichen aus der Ionengetterpumpe, der Stickstoff-Kühlfalle und der "Cs-Dampfstrahlpumpe" vor der Plasmadiode. Als Vorvakuum dazu dient das Hochvakuum der Elektronenkanone, das von einer Öldiffusionspumpe mit maschinen-gekühltem Baffle erzeugt wird.

3.2. Aufbau der Fremdlichtquellen

Im folgenden werden die Puls-Lichtquellen beschrieben, die für die optischen Experimente an der Plasmadiode benutzt wurden.

3.2.1. Xe-Entladungslampen mit Reflektoren

Lichtquelle ist die Bogenentladung in einer ringförmigen Xenon-gefüllten Impulsentladungslampe (Blitzröhre). Der Entladungsring wird von einem ringförmigen elliptischen Reflektor auf den Rand des Elektrodenspalts abgebildet (Abb.7). Zwischen dem Ringfenster des Heizmantels und dem Rezipient der Plasmadiode kann ein ringförmiges Filter in den Strahlengang ein- und ausgefahren werden. - Die Entladungsröhre, der Reflektor und auch die vorhandenen Ringfilter wurden jeweils zweiteilig konstruiert. Die beiden 180°-Sektoren von Lampe und Reflektor können so mit zwei Schlitten horizontal im Fensterspalt des Heizmantels aus- und eingefahren werden.

Die Entladungsröhren bestehen aus Quarzglas (ca. 4 mm ϕ), das der Xenon-Stoßwelle zu Beginn der Entladung bei 1000 A Spitzenstrom noch sicher widersteht. Um das hierbei auftretende Magnetfeld und dessen sehr große Flußänderung zu unterdrücken, wurden die Lampen so verschaltet, daß jede Blitzröhre mit ihrer Rückleitung eine Doppelleitung mit geringer Selbstinduktion bildet (Abb.8). Eine Hochspannungskondensatorbatterie mit Ladegerät liefert die Blitzenergie. Die Entladungen in beiden Halbringen werden durch einen Zündimpuls ausgelöst. Die Leuchtdichte der Blitzröhren wird mit kleinen Fotodioden gemessen, die außen an den Reflektoren angesetzt sind und jeweils durch eine Bohrung (1 mm ϕ) in die Entladung schauen.

- 1) Emitter
- 2) Kollektor
- 3) Rezipient
- 4) Filterträger
- 5) Filter
- 6) Entladungsrohr

- 7) Rückleitung (el.)
- 8) Reflektor
- 9) Photodiode
- 10) Heizmantel der
Plasmadiode
- 11) Isolationsmantel

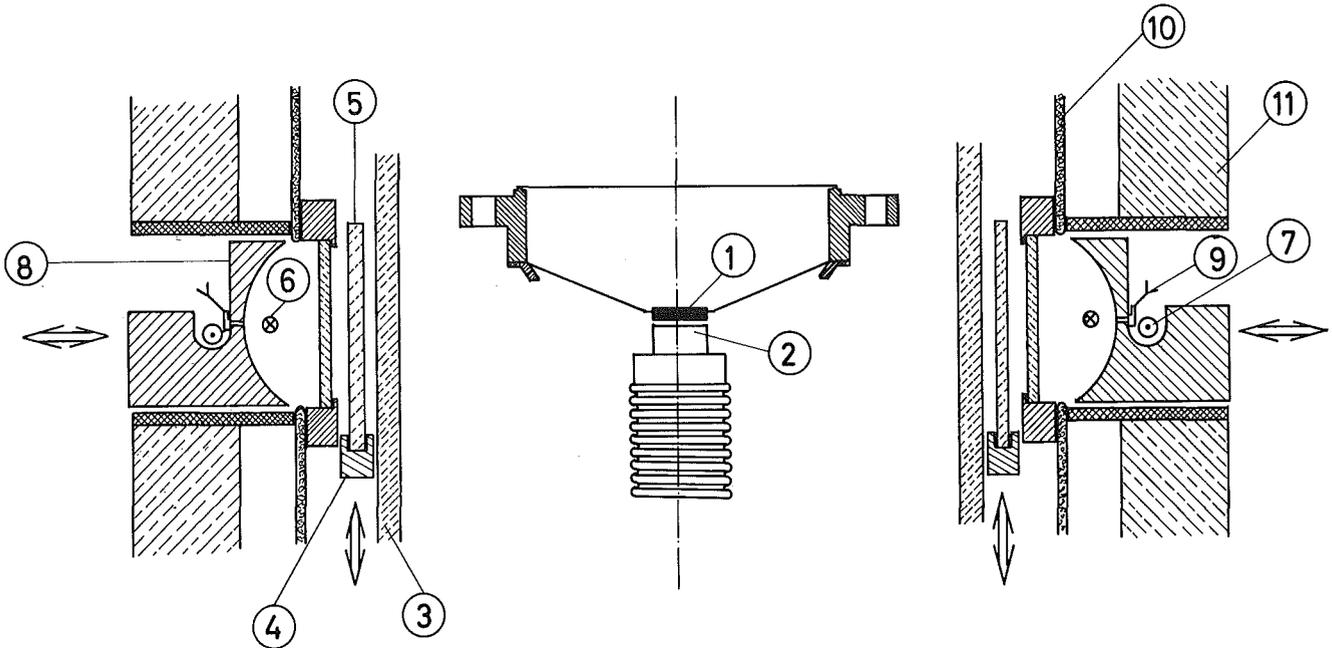
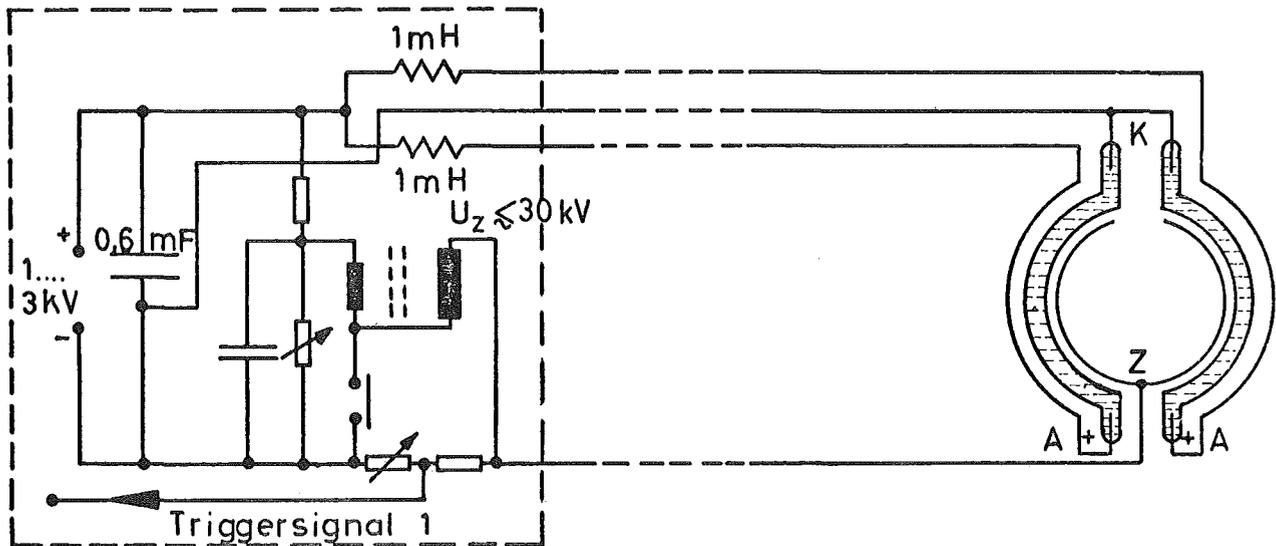


Abb.7 Lichteinstrahlung mit den Xe-Entladungslampen

Abb.8 Prinzipschaltbild für die Xe-Entladungslampen



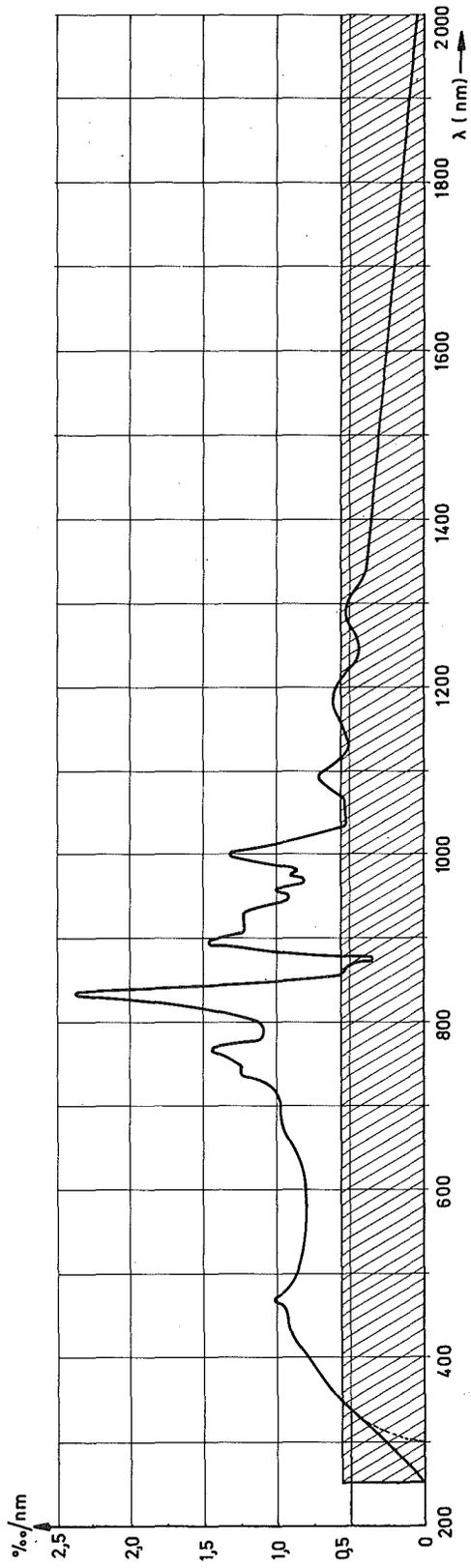


Abb. 9 Spektrum der Xe-Entladungslampen

Die beiden Blitzröhren wurden bei diesen Experimenten gemeinsam mit 1000 Joule pro Blitz betrieben; die Pulsfolge war maximal 1/min. Die Lichtenergie, die dabei in den Elektrodenspalt eingestrahlt wird, ist etwa 1,4 Joule bei 1,5 mm Elektrodenabstand. (Diese Absolutmessung wurde in einem simulierten Experiment kalorimetrisch mit einem Bolometer ausgeführt). Das Oszillogramm des Fotodiodensignals liefert den zeitlichen Verlauf des Lichtstroms durch den Spalt. Die Halbwertsbreite ist etwa 1,5 ms. Der Lichtstrom durch den Spalt beträgt im Mittel 1100 Watt. (Die elektrische Pulsleistung ist im Mittel 1 MW, die Spitzenleistung etwa 2 MW.) Abb. 9 zeigt das Spektrum des Lichtblitzes im Elektrodenspalt.

3.2.2. Neodym-Laser als 1,06 μm -Pumplichtquelle mit Strahlabbildungssystem

Als intensive monochromatische Pumplichtquelle (1,064 μm) wurde der Neodymlaser eines Laser-Mikroskops verwendet. Der Laser gibt pro Puls ca. 30 kW Lichtleistung ab. Die Pulslänge ist etwa 0,6 ms.

Der runde Laserstrahl (6 mm ϕ) mußte mit möglichst wenig Verlust in ein flaches Lichtband mit Rechteck-Querschnitt (14 mm x 0,5...2 mm) transformiert werden, um dann den Elektrodenspalt zu durchstrahlen. Abb. 10 zeigt schematisch den optischen Aufbau mit dem Strahlabbildungssystem: Der Nd-Laser strahlt senkrecht nach unten in das Lasermikroskop. Die Mikroskopoptik wurde ausgebaut. Auf den verfahrbaren Mikroskoptisch wurde eine Kipplatte mit einem 90^o-Umlenkprisma aus Quarzglas gesetzt. Zusammen mit der oben eingespiegelten Zieloptik und einem HeNe-Richtlaser läßt sich der infrarote Laserstrahl exakt in das Strahlabbildungssystem einschließen, das auf einer horizontal liegenden optischen Bank sitzt, die fest mit dem Rahmen der Plasmadiode verbunden ist. - Der runde Laserstrahl passiert zunächst eine telezentrische Fernrohr-Optik aus zwei vertikalen Zylinderlinsen, wodurch er horizontal aufgeweitet wird. Anschließend komprimiert eine horizontale Zylinderlinse großer

Brennweite das noch 6 mm dicke Lichtband in vertikaler Richtung, das vor dem Eintritt in die Plasmadiode noch einen horizontalen Spalt mit veränderlicher Spaltweite und eine Vertikalblende (12...18 mm) durchläuft, womit die gewünschte Rechteck-Kontur des Lichtbands exakt eingestellt werden kann. Nach dem Passieren des Elektrodenspalts verläßt der Strahl die Plasmadiode durch das Austrittsfenster im Heizmantel.

3.2.3. Frequenzverdopplung des Nd-Laserstrahls (532 nm-Lichtquelle)

Mittels nichtlinearer Optik ist es prinzipiell möglich, die Frequenz eines intensiven Lichtstrahls zu verdoppeln [25]. Im Wellenbild betrachtet erzeugt die eingestrahelte Grundwelle in einem Dielektrikum mit nichtlinearer Suszeptibilität die 1. Oberwelle (2. Harmonische). (Im Teilchenbild erzeugt ein Mehrquanten-Prozeß den verdoppelten Strahl: Zwei Photonen des eingestrahelten Grundstrahls erzeugen im Gitter des Dielektrikums ein Photon des verdoppelten Strahls, wobei Energie- und Impulssatz erfüllt sein müssen.) Damit bei der vorgegebenen Intensität des Laserstrahls ein merklicher Anteil der Grundwelle verdoppelt wird, muß der Lichtweg im Dielektrikum viele Wellenlängen lang sein ($\gg 1000 \lambda$). Außerdem müssen Grund- und Oberwelle im Dielektrikum immer in Phase sein, weil sonst effektiv nur eine dünne Schicht vor der Austrittsfläche die Grundwelle verdoppelt; alle weiter im Innern erzeugten Oberwellen löschen sich durch Interferenz aus. Da jedes Dielektrikum (außer Vakuum) Dispersion zeigt, ist die Phasenbedingung in isotropen Medien praktisch nie erfüllt. Verwendet man aber ein geeignetes doppelbrechendes Dielektrikum, so kann man die Phasenbedingung trotz Dispersion erfüllen: Der Laserstrahl wird in einem doppelbrechenden optisch nichtlinearen Kristall eingestrahlt, dessen optische Achse zur Achse des Strahls so orientiert ist, daß der ordentliche Strahl der Grundwelle und der außerordentliche Strahl der Oberwelle mit exakt gleicher Lichtgeschwindigkeit laufen. Das heißt: der Brechungsindex ist für beide Strahlen gleich groß ("Phase Matching" [25]). Falls die

- 1 Glasrezipient
- 2 Quarzfenster
- 3 Rechteck-Spalt verstellbar
- 4 Zyl. Linse horizontal
- 5 Zyl. Linse vertikal (Strahlaufweiter)
- 6 Laser
- 7 Zielfernrohr
- 8 Verdoppler - Kristall

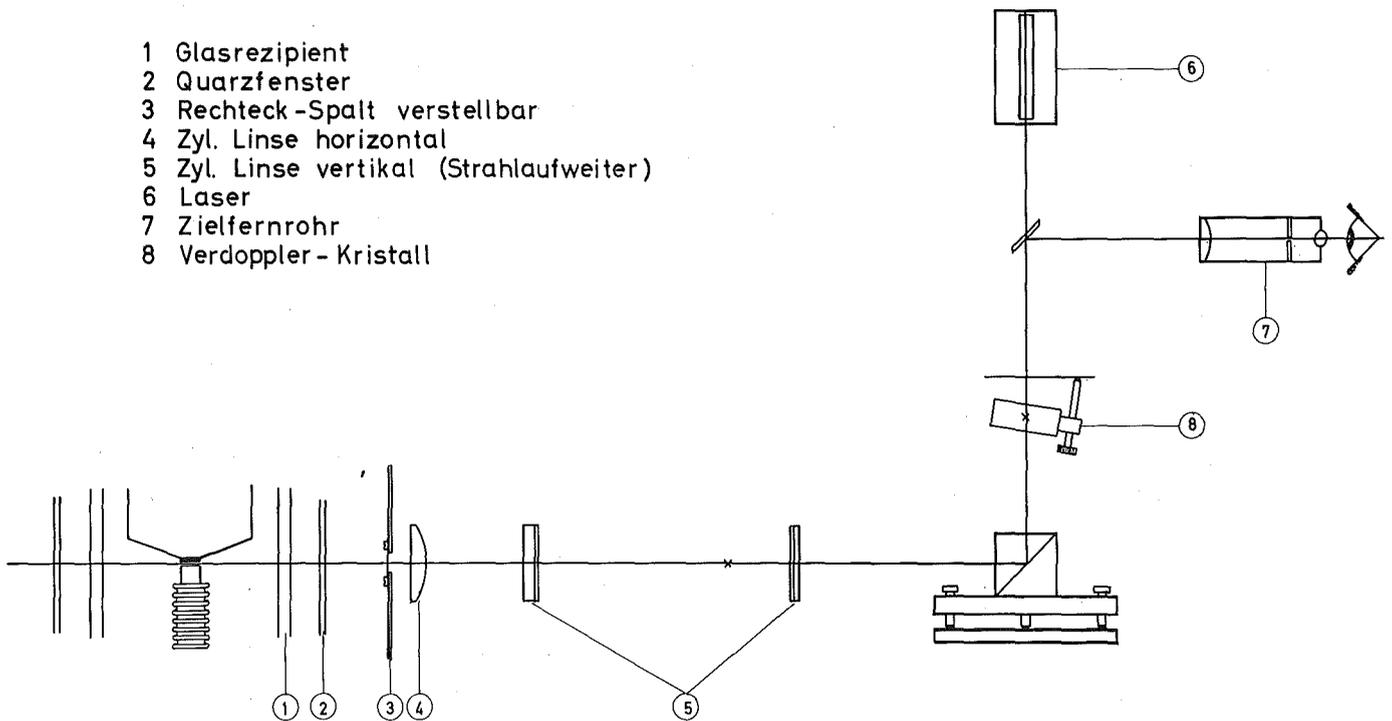


Abb.10 Laser-Strahloptik (schematisch)

1. Oberwelle - d.h. eine geradzahlige Harmonische - angeregt werden soll, darf das Kristallsystem des Dielektrikums kein Inversionszentrum haben (siehe z.B. $\overline{257}$).

Im vorliegenden Fall mußte die Frequenz des infraroten 1,064 μm Strahls des Nd-Lasers verdoppelt werden. Von den wenigen evtl. geeigneten Kristallen wurde Lithiumjodat ausgewählt, das hexagonal kristallisiert und einachsigen negativ doppelbrechend ist. Ein LiJO_3 -Einkristall ist schon bei der vorgegebenen Strahlintensität des benutzten Nd-Lasers optisch nichtlinear $\overline{267}$. (Die Frequenzverdopplung wird noch viel effektiver, wenn man den einfallenden Strahl im Kristall mäßig fokussiert.) Im Fall der Nd-Linie (1,064 μm) ist die Phasenbedingung erfüllt, wenn die optische Achse mit dem Laserstrahl einen Winkel von 29° bildet. Der verdoppelte Strahl ist ein außerordentlicher Strahl und schwingt daher linearpolarisiert in der Hauptschnittebene. Der Phase Matching-Winkel ist bei LiJO_3 unabhängig von der Kristalltemperatur, muß aber auf 2 Winkelminuten genau eingehalten werden, da sich sonst die Verletzung der Phasenbedingung schon bemerkbar macht. Dazu wurde der Kristall in eine exakt justierbare Kipplatte eingebaut - mit seinem Hauptschnitt senkrecht zur Kippachse und parallel zum einfallenden Laserstrahl. - Mit dem 10 mm langen LiJO_3 -Einkristall konnte bis zu 0,9% des infraroten 1,064 μm -Strahls in grünes Licht (532 nm) verdoppelt werden. Der geringe Wirkungsgrad rührt von der großen Linienbreite des verwendeten Neodymlasers her, der in vielen Moden last. Die Linienbreite des verdoppelten grünen Strahls ist kleiner als 1 \AA .

3.3. Elektronik und Meßwert-Registrierung

Die Anlage enthält folgende Meß- und Regelsysteme:

1) Temperatur-Regelsystem:

Die Temperatur des Diodensystems wird mit etwa 15 Meßstellen und Heizwicklungen elektronisch geregelt und kann zwischen Zimmertemperatur und etwa 500°C variiert werden.

Die zeitlichen und räumlichen Regelschwankungen werden zum Schutz des Glasrezipienten unter 5°C gehalten. Die Aufheiz- und Abkühlgeschwindigkeit ist ebenfalls variabel. Wegen des spannungsempfindlichen Rezipienten und um die Elektroden oder das Cs-Kondensat nicht durch temporäre Lecks zu oxidieren, wird das Diodensystem mit nur $1\dots 2^{\circ}\text{C}$ pro min. aufgeheizt oder abgekühlt.

2) Aufnahme der Kennlinien:

Die jeweilige Kennlinie der Plasmadiode wird mit der Schaltung nach Abb. 11 durchgeföhren und mit einem xy-Schreiber registriert. Hierzu ist die Diode mit der variablen stromstarken Hilfsspannungsquelle U_h und dem Außenwiderstand R_a in Serie geschaltet.

3) Aufnahme der Kennlinienverschiebungen:

Die durch die Lichteinstrahlung verursachte kurzzeitige Verschiebung des Arbeitspunktes der Plasmadiode wird i.a. bei konstantem Ohm'schem Lastwiderstand R_L gemessen (Abb.11), - bei Lastwiderständen $R_L < 0,18 \Omega$ unter Zuschaltung der Hilfsspannungsquelle U_h . Die Spannungs- und Stromsignale werden an den Meßwiderständen $R_{m/2}$ abgegriffen und über angepaßte Filter auf den Oszillographen gegeben, wo die Schwankungen ΔU_a , ΔJ fotografiert werden.

4) Photoelektronik:

Der zeitliche Verlauf der Leuchtdichte bzw. Lichtleistung der gepulsten Pumplichtquellen wird mit geeichten Halbleiter- bzw. Vakuum-Photodioden auf dem Oszillographen registriert und fotografiert. Die zugehörige Lichtenergie im Elektrodenspalt der Plasmadiode wurde in simulierten Experimenten kalorimetrisch mit einem Bolometer bestimmt.

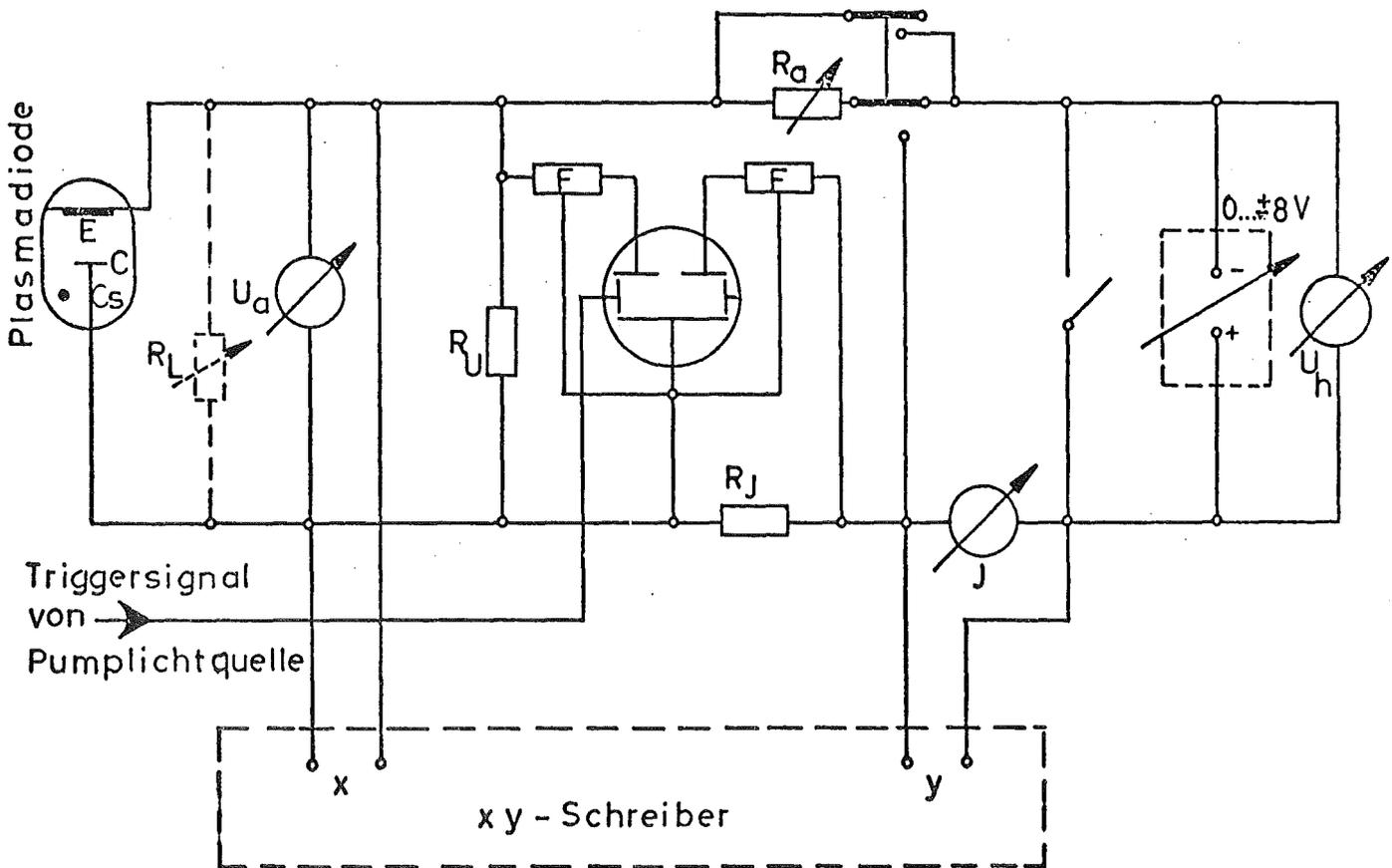


Abb.11 Schaltung für Kennlinienaufnahme und Arbeitspunktregistrierung

4. Pulsexperimente mit optischem Pumpen durch Laserlicht

Dieser Teil der Arbeit behandelt optische Pumpexperimente mit Laserlicht in der als thermionischer Konverter betriebenen Cs-Plasmadiode. Dabei wurde die Ladungsträgerdichte im Plasma der Diode durch optisches Pumpen mit Laserlichtpulsen kurzzeitig erhöht und dadurch der Arbeitspunkt des Konverters verschoben.

Die Absorption des Pumplichts im Plasma und die Änderung der Ionendichte konnten im Rahmen dieser Arbeit nicht experimentell bestimmt werden. Beide Größen wurden deshalb theoretisch ermittelt. Die Kenntnis der Größen - Volum-Ionisierungsrate durch optisches Pumpen, Verschiebung der Kennlinie, Wirkungsgrad des ungestörten Konverters - erlaubt Aussagen über die weitere Optimalisierbarkeit des thermionischen Konverters mit großem Elektrodenabstand.

4.1. Versuchsdurchführung und Meßergebnisse

Die Cs-Plasmadiode wurde als thermionischer Konverter mit folgenden Parametern betrieben: Emittertemperatur $T_E = 1730$ °K, Kollektortemperatur $T_C = 800$ °K, Elektrodenabstand $s = 1,2$ bis 2 mm, Temperatur des Cs-Reservoirs $T_{Cs} = 550$ °K. Bei gleichen Betriebsdaten haben REICHEL und KRUEER [9] bereits plasmaspektrometrisch den Verlauf der Elektronentemperatur und der Ionendichte im Elektrodenspalt gemessen.

Der Nd-Laser und die Strahloptik waren so justiert, daß der bandförmige Laserstrahl zwischen den Elektroden $\approx 0,9$ mm dick war und diese nicht berührte. Letzteres wurde mit Polaroidaufnahmen durch das Pyrometrierfenster (unter 90° zum Laserstrahl) und durch das Austrittsfenster immer wieder kontrolliert, ferner durch Nulleffektmessungen bei kalten Elektroden. Während der Messungen war die Pumplichtintensität des infraroten $1,06$ μm -Lichtbands im Spalt $I_{IR} = 46 \text{ kW/cm}^2$

jeweils während 0,3 msec. Die mit dem Frequenzverdoppler erzeugte grüne 532 nm-Oberwelle lieferte im Spalt jeweils $I_{GR} = 415 \text{ W/cm}^2$. Die Wiederholfrequenz wurde mit weniger als 1 Puls/min so nieder gehalten, daß Pulshöhe und Pulsform von Puls zu Puls exakt konstant waren.

Zunächst wurden mit der Schaltung nach Abb.11 die Konverterkennlinien durchgeföhren und aufgenommen. Anschließend wurden von jeder Kennlinie mit entsprechenden Lastwiderständen einige Arbeitspunkte fest eingestellt und die Pumplichtpulse eingeschossen - zuerst die IR-Pulse, dann - mit eingefahrenem und justiertem Verdoppler - die IR- und Grünlichtpulse zusammen. Während jedes Pumplichtpulses wurde die Verschiebung des Arbeitspunkts der Plasmadiode am Oszillograph fotografiert. Zwischendurch wurde die jeweilige Kennlinie der Diode immer wieder durchgeföhren, um die Konstanz aller Betriebsparameter der Diode zu prüfen.

Die Abbildungen 12 zeigen die experimentellen Ergebnisse. Sie ergaben eine deutliche Kennlinienverschiebung zu höheren elektrischen Leistungen auf Grund des optischen Pumpens in den für die Energiekonversion interessanten Kennlinienbereichen. In den Abbildungen 13 ist die abgegebene elektrische Leistung der ungestörten und der gepumpten Plasmadiode als Funktion der Stromdichte (ohne optisches Pumpen) aufgetragen. (Die elektrische Ausgangsleistung A_{el} ist dabei negativ, da die Konverter-Diode im 2. Kennlinienquadrant arbeitet.)

Bei hohen Stromstärken im gezündeten Sättigungsbereich^{*)} und bei kleinen Stromstärken im ungezündeten Bereich reichte die verfügbare Pumplichtintensität für deutliche Effekte nicht mehr aus. Relaxationserscheinungen waren nicht beobachtbar, weil die Anstiegs- und Abfallzeiten der Lichtpulse so lang waren - es stand kein schneller optischer Schalter zur Verfügung -, daß die Plasmadiode mit den Einhüllenden des Pumplichtpulses praktisch immer im Gleichgewicht war.

^{*)} Wegen der Bezeichnungsweise der verschiedenen Betriebszustände der Plasmadiode siehe z.B. [15 a, b] oder [1c].

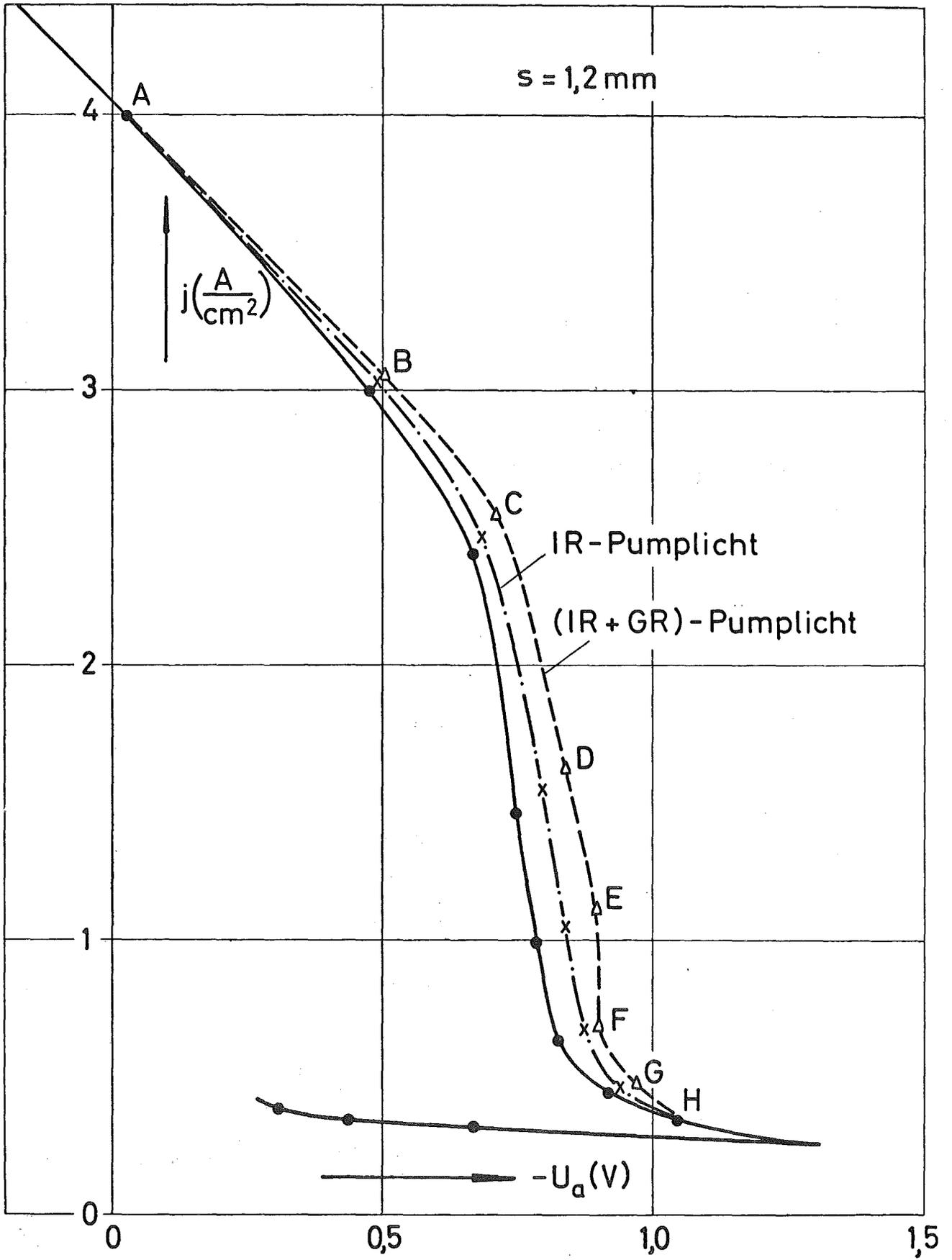


Abb.12a Kennlinienverschiebung durch optisches Pumpen mit Laserlicht

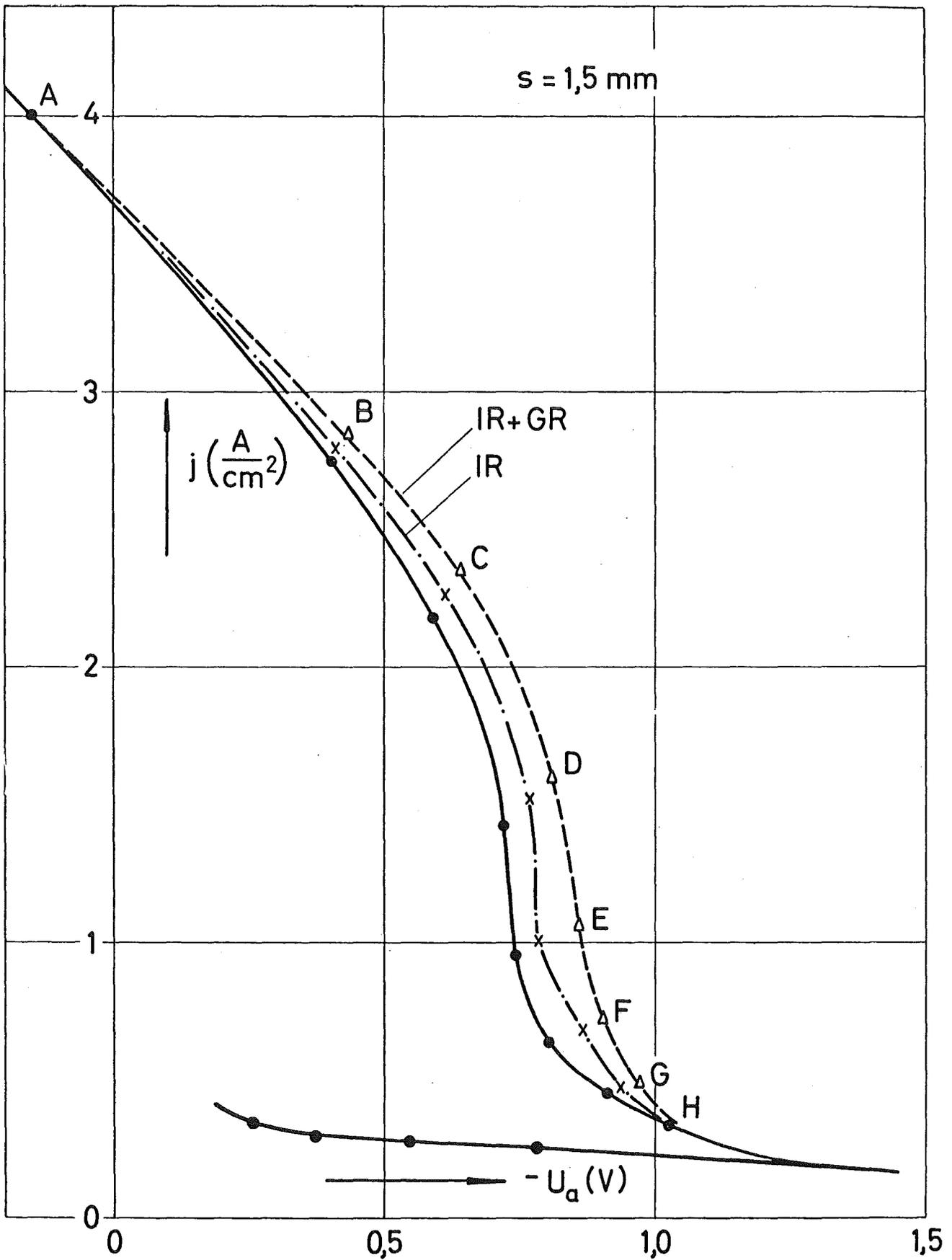


Abb.12b Kennlinienverschiebung durch optisches Pumpen mit Laserlicht

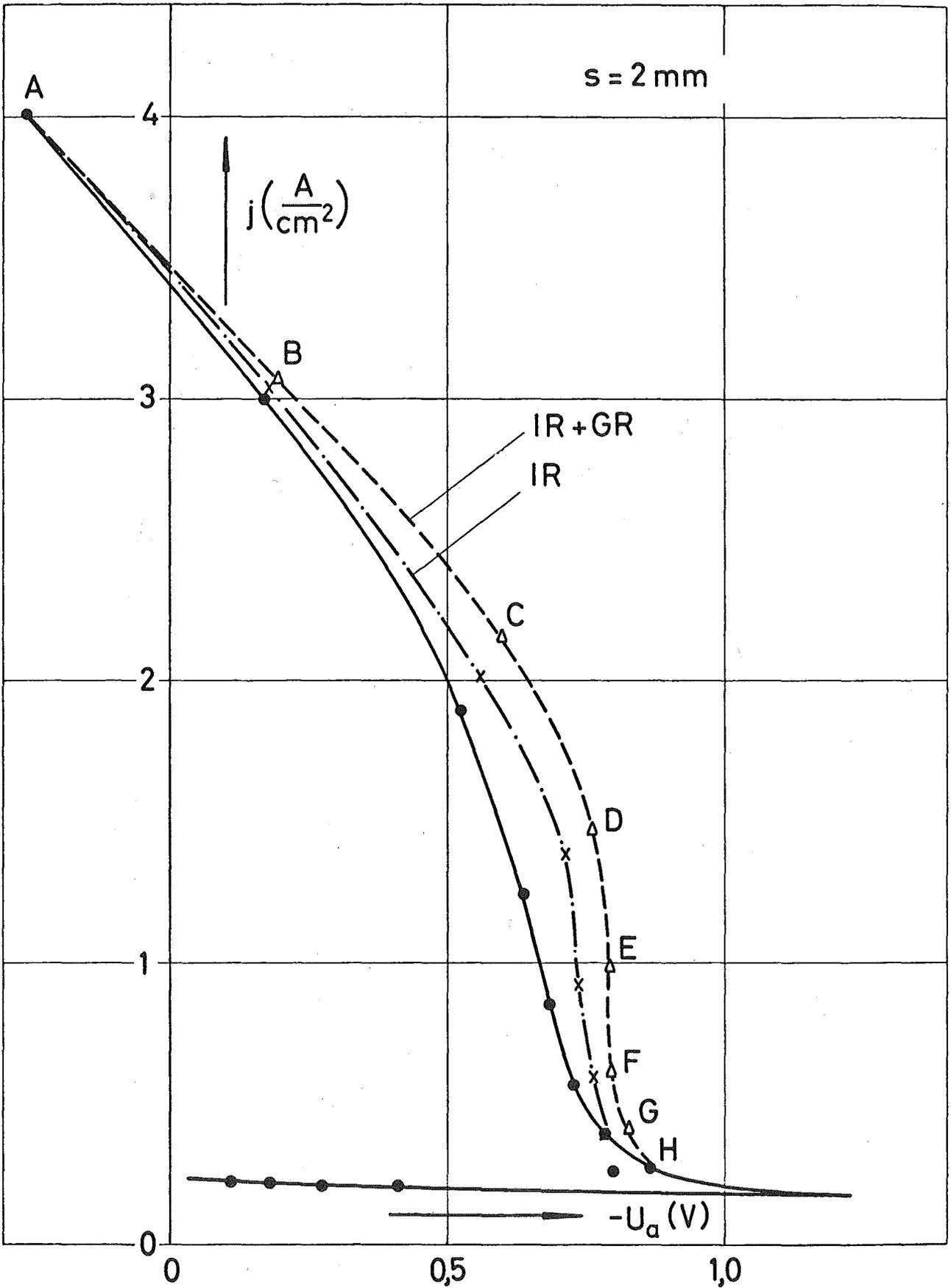


Abb.12c Kennlinienverschiebung durch optisches Pumpen mit Laserlicht

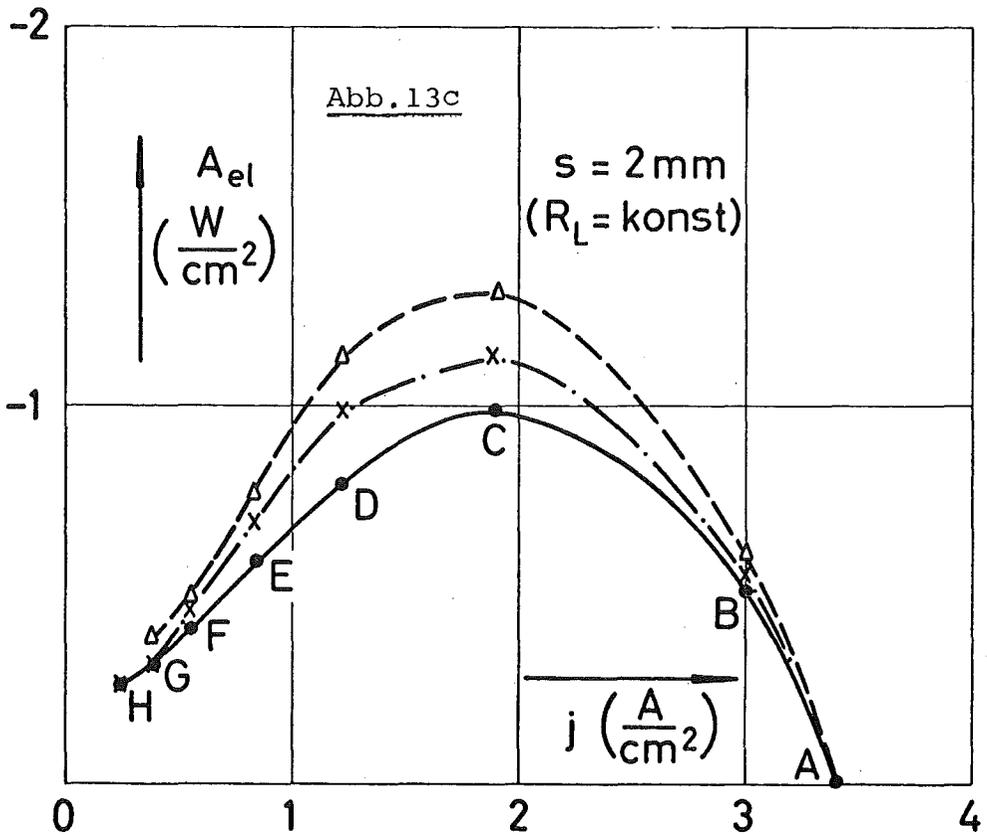
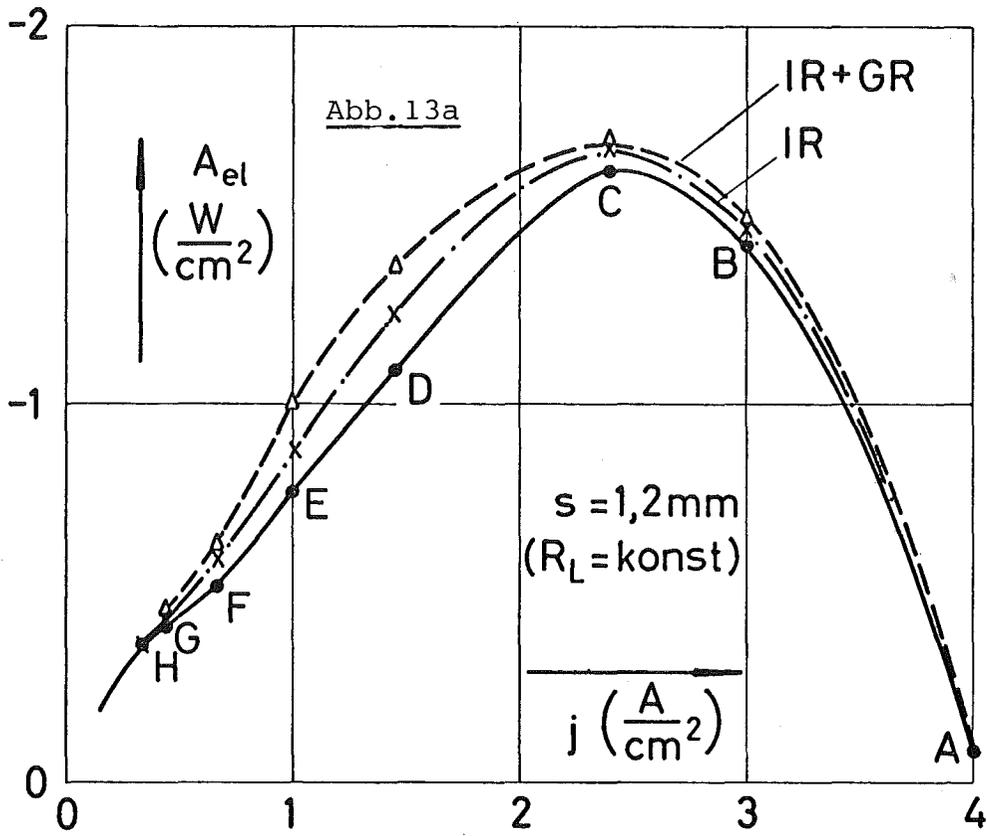


Abb. 13a, c Erhöhung der elektrischen Leistungsdichte durch das optische Pumpen. (j_0 = Stromdichte vor dem Pumpen)

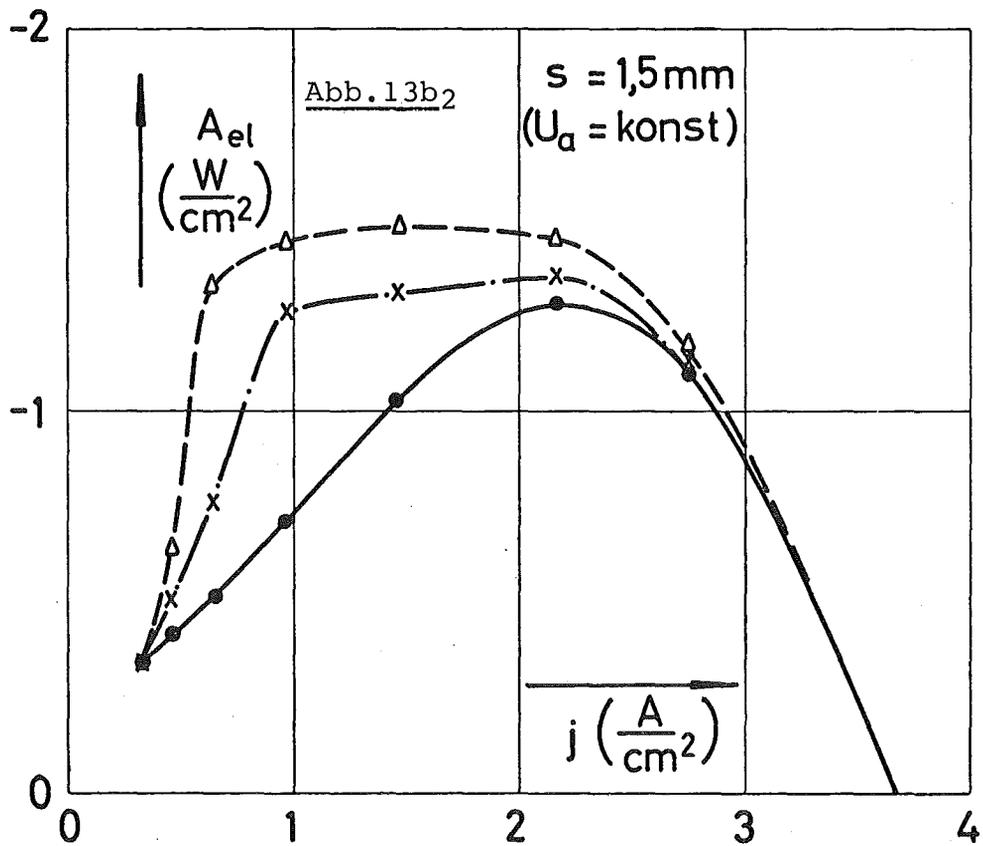
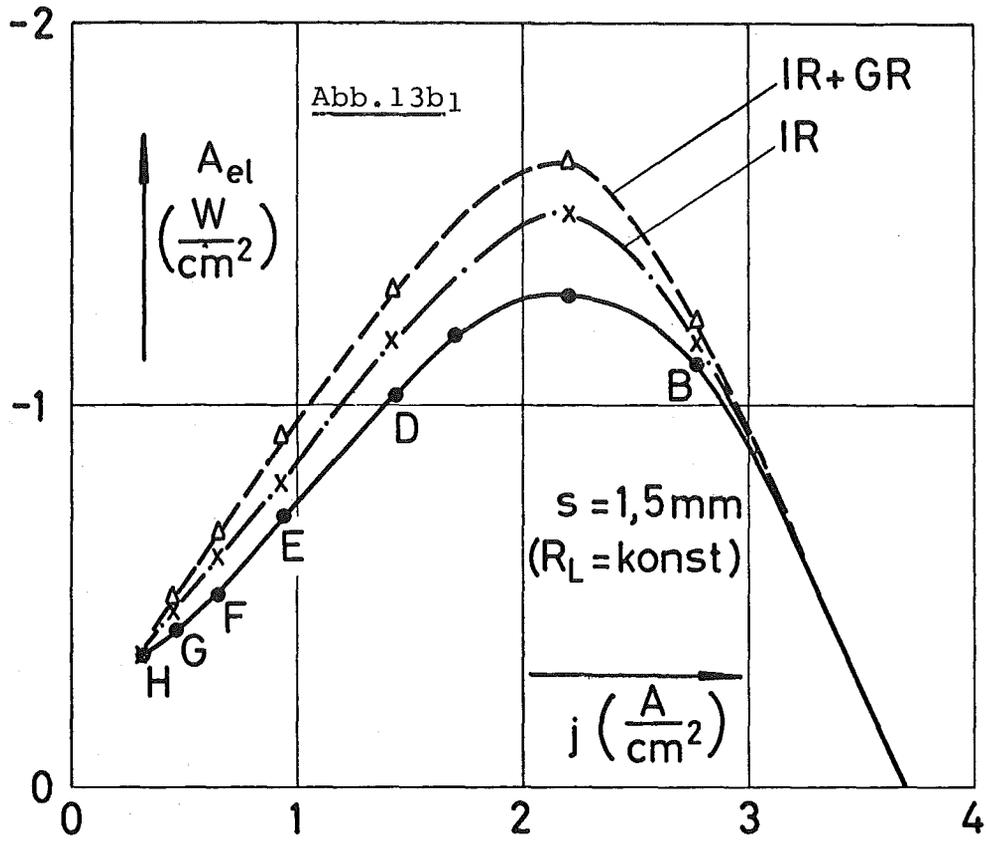


Abb. 13b Erhöhung der elektrischen Leistungsdichte durch das optische Pumpen. (j_0 = Stromdichte vor dem Pumpen)

4.2. Theorie und Auswertung

In allen Kennlinienbereichen, wo das optische Pumpen einen Effekt zeigte, war dieser positiv bezüglich der elektrischen Leistungsdichte der thermionischen Konversion in der Cs-Plasmadiode. Physikalische Aussagen und praktische Schlußfolgerungen aus den Kennlinienverschiebungen werden aber erst möglich, wenn auch die Ionendichte n_i bzw. ihre Änderung und die Fotoionisationsrate R_i^{OP} während des optischen Pumpens bekannt sind.

Die Ionendichte kann experimentell mittels Plasmaspektroskopie ermittelt werden, die Photoionisationsrate durch spektrometrische Bestimmung der Dichten der gepumpten Ausgangsniveaus oder indirekt (vielleicht?) durch eine sehr genaue Transmissionsmessung des Pumplichts im Cs-Plasma. Diese zusätzlichen Messungen waren im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht möglich. Deshalb werden diese Größen in den folgenden Abschnitten theoretisch abgeschätzt.

Bei bekanntem Wirkungsgrad der Diode ohne optisches Pumpen (bzw. bei bekannter Wärmeleistungsdichte am Emittor) ergibt sich daraus der Gesamtwirkungsgrad der gepumpten Diode. Damit kommt man zu Aussagen über eine mögliche Optimalisierung des thermionischen Konverters mit großem Elektrodenabstand durch zusätzliche Ionisation.

4.2.1. Wechselwirkung: Pumplicht - Cs-Plasma

Der Nd-Laser, der das Pumplicht liefert, arbeitet im IR bei $\lambda_{IR} = 1,06 \mu\text{m}$ entsprechend $\lambda_{IR} = 9400 \text{ Kayser}$. Dem entspricht die Photoenergie $E_Y^{IR} = 1,17 \text{ eV}$. Der frequenzverdoppelte Pumplichtstrahl enthält die grüne Oberwelle mit $\lambda_{GR} = 532 \text{ nm}$ entsprechend $E_Y^{GR} = 2,33 \text{ eV}$ Photonenenergie.

Aus dem genau bekannten Energiespektrum des Cs-Atoms (Abb.2)

[18] können wir die Ausgangsniveaus entnehmen, die durch das Pumplicht photoionisiert werden. Diese Spektroskopie-Daten gelten für das ungestörte Cs-Atom. In der Plasma-diode herrscht aber ein Cs-Dampfdruck von 1 Torr bei einer mittleren Gastemperatur von über 1000 °C. Außerdem ist der Cs-Dampf im gezündeten Bereich der Diode stark ionisiert. Die Atomniveaus erleiden deshalb Stoß- Doppler- und Stark-Verbreiterung [19], die mit steigender Anregung zunimmt.

Die Ionisierungsgrenze der Cs-Atome sinkt im Plasma aus zwei Gründen:

- 1) Wird ein Atom in einem Plasma ionisiert, so ziehen sich die beiden dabei entstandenen Ladungsträger nur bis zu einem gewissen Abstand durch Coulomb-Wechselwirkung gegenseitig an. Bei Abständen größer als die Debye'sche Abschirmlänge

$$(4.1) \quad l_D = \frac{\epsilon_0}{e^2} \cdot \frac{kT_e}{n_q}$$

werden sie durch das bereits vorhandene Plasma voneinander abgeschirmt. Dadurch vermindert sich die Ionisierungsarbeit der Atome um

$$(4.2) \quad \Delta E_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{l_D}$$

Im gezündeten Betrieb der Cs-Plasmadiode gilt für diese Größen:

$$(4.3) \quad l_D \approx 0,4 \mu\text{m} \quad \Delta E_i \approx 0,004 \text{ eV}$$

- 2) Die Ionisierungsgrenze erleidet im Plasma eine Rotverschiebung wegen der Überlappung ("Verschmierung") der obersten Energieniveaus durch Starkeffekt [19]. Diese beträgt nach GRIEM für wasserstoffähnliche Atome:

$$(4.4) \quad \Delta E_i \approx 4(a_0^3 \cdot n_e)^{4/15} \cdot E_i; \quad a_0 = \text{Bohr-Radius}$$

In unserem Fall ergibt dies $\Delta E_i \approx 0,15$ eV.

Ein Valenzelektron in diesem verschmierten Energiebereich ist allerdings nur "quasifrei". Es kann aber, da seine Bindungsenergie nicht mehr gequantelt ist, durch die im Cs-Plasma überwiegenden weichen Coulomb-Weitwinkelstöße "stetig" abgetrennt werden, wobei der Energiebetrag hierfür kleiner (!) als die mittlere thermische Energie der Elektronen des Cs-Plasmas ist.

Aus obigen Gründen rechnen wir im folgenden mit einer effektiven Verminderung der Ionisierungsarbeit im Cs-Plasma um $\Delta E_i = 0,09$ eV auf $E_i = 3,80$ eV.

Die infraroten 1,17 eV-Photonen des Nd-Laserstrahls können somit das 7p-Doppelniveau und alle höher gelegenen Anregungsniveaus der Cs-Atome im Plasma photoionisieren. *) Diskrete Übergänge kann Licht dieser Wellenlänge nicht hervorrufen. (Entsprechende Übergänge im Cs-Molekül sind nicht bekannt.)

Die grünen 2,33 eV-Photonen können das $6p_{3/2}$ -Resonanzniveau und alle höher gelegenen Niveaus photoionisieren. Ein zusätzlicher diskreter Übergang ist möglich; er führt vom $6p_{1/2}$ -Niveau aus zu zusätzlicher Photoanregung sehr hoch gelegener $ns_{1/2}$ - oder $nd_{3/2}$ -Niveaus.

*) Mehrquanten-Prozesse müssen erst bei sehr hohen Lichtintensitäten berücksichtigt werden [27].

4.2.2. Photoionisierungsrate des optischen Pumpens

Die Photoionisationsrate R_i^{OP} , die das Pumplicht pro durchstrahlte Volumeinheit erzeugt, hängt einerseits von dessen Intensität I_{PL} (bzw. Photonenfluß $\gamma_{I_{PL}}$) ab, andererseits von den Photoionisations-Querschnitten σ_{*i}^{PL} (bzw. den Oszillatorstärken $df_{*i}/d\nu$) und von den Besetzungsdichten n_* der durch das Pumplicht ionisierbaren Ausgangsniveaus.

$$(4.5) \quad R_i^{OP} = \gamma_{I_{PL}} \cdot \bar{\alpha}_{*i}^{PL}$$

$$(4.6) \quad \bar{\alpha}_{*i}^{PL} = \sum_* n_* \cdot \sigma_{*i}^{PL}$$

$$\bar{\alpha}_{*i}^{PL} = \text{Photoabsorptions-Koeffizient des Plasmas bezüglich Photoionisation durch das Pumplicht, gemittelt über den Querschnitt des Pumplichtstrahls}$$

Wirkungsquerschnitte für Photoionisation:

Die Photoionisations-Querschnitte σ_{*i}^γ für das IR-Pumplicht berechnen wir aus den von NORCROSS und STONE [20] angegebenen Photorekombinations-Querschnitten $\sigma_{i*}^{rek,\gamma}$. Die beiden Querschnitte sind im thermodynamischen Gleichgewicht durch das detaillierte Gleichgewicht der zueinander inversen Prozesse miteinander gekoppelt. Für einfach-ionisierte wasserstoffähnliche Atome lautet die quantenmechanische MILNE-Beziehung [20]:

$$(4.7) \quad \sigma_{i*}^{rek,\gamma} / \sigma_{*i}^\gamma = \frac{g_*}{g_i g_e} \cdot \frac{2h^2 v^2}{m^2 c^2 v_e^2} = \frac{g_*}{2(1 - \exp(-h\gamma/kT_e))} \cdot \frac{1}{mc^2} \cdot \frac{(h\gamma)^2}{E_{kin,e}}$$

Hierbei ist $E_{kin,e}$ die kinetische Energie des Elektrons im SS und damit auch im Laborsystem. Die Energiebilanz lautet daher einfach:

$$(4.8) \quad E_{\gamma} = h\nu = E_{*i} + E_{kin,e}$$

Da in unserem Fall für das IR-Pumplicht $h\nu = 1,17 \text{ eV}$ ist,^{*)} die thermische Elektronenenergie im Plasma aber $kT_e < 0,3 \text{ eV}$ ist, vereinfacht sich in Gl. (4.7) der Ausdruck für die statistischen Gewichte zu $g_{*}/2$. Damit erhalten wir aus den NORCROSS-STONE-Daten folgende Photoionisations-Querschnitte für das IR-Pumplicht (siehe auch Abb.2):

(4.9)	$\sigma_{7p,i}^{IR}$	$\sigma_{6d,i}^{IR}$	$\sigma_{4f,i}^{IR}$...
	50	49	8,4	... Mbarn

Hierbei wurden je zwei Dublett-Niveaus (1 und 2) in ihrem Energie-Schwerpunkt zusammengefaßt:

$$(4.10) \quad E_{\text{Dublett}} = \frac{(2J_1+1) E_1 + (2J_2+1) E_2}{2(2L_{\text{Dublett}}+1)}$$

J,L = Gesamt- bzw. Bahndrehimpuls

Höhergelegene Ausgangsniveaus als die in Tabelle (4.9) angegebenen sind als IR-Pumplicht-Absorber ohne Bedeutung, da ihre Besetzungsdichten im Plasma zu niedrig sind (s.u.). Entsprechendes gilt für die Niveaus, die durch das GR-Pumplicht ionisiert werden.^{*)} Wir beschränken uns auf die Terme $6p_{3/2}$ und $5d$. Für das $6p$ -Resonanzniveaus benötigen wir den Schwellwert des Wirkungsquerschnitts; beim $5d$ -Niveau liegt die Photonenenergie des GR-Lichts 15% über der Schwellenergie.

^{*)} IR bedeutet Infrarotlicht (1,06 μm)
GR bedeutet Grünlicht (532 nm)

Tabelle (4.11) zeigt die verfügbaren Photoionisations-Querschnitte, wobei die zuerst genannten Werte wieder mittels Gl.(4.7 und 4.8) aus den entsprechenden Rekombinations-Querschnitten von NORCROSS und STONE $\langle \bar{2}0 \rangle$ errechnet wurden.

(4.11)

$\sigma_{6p_{3/2},i}$	NORCROSS $\langle \bar{2}0 \rangle$ 33	MOSKVIN $\langle \bar{2}1 \rangle$ 50	NYGAARD $\langle \bar{2}1 \rangle$ 20	verwendet: 10 Mb
$\sigma_{5d,i}$	NORCROSS $\langle \bar{2}0 \rangle$ 50	MOSKVIN $\langle \bar{2}1 \rangle$ 40		50 Mb

Besetzungsdichten der gepumpten Niveaus:

Die jeweiligen Besetzungsdichten n_* der gepumpten Niveaus wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht gemessen. Sie werden deshalb im folgenden für drei typische Arbeitspunkte der Diode mit $s = 1,5$ mm Spaltweite theoretisch abgeschätzt.

Unter der Voraussetzung lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTDG) im Plasma der Diode können die gesuchten Dichten aus den entsprechenden Gleichgewichtsbeziehungen (Boltzmann-Verteilung (4.12) und Saha-Gleichung (4.13) errechnet werden. Die notwendigen Eingabedaten - Elektronentemperatur $T_e(x)$, Cs-Teilchendichte $n_{Cs}(x)$ - sind gemessen bzw. bekannt.

$$(4.12) \quad \frac{n_*}{n_o} = \frac{g_*}{g_o} \cdot e^{-E_*/kT_*}$$

$$(4.13) \quad \frac{n_i n_e}{n_o} = \frac{2g_i}{g_o} \cdot \left(\frac{2\pi m k T_S}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-E_i/kT_S}$$

$$(4.14) \quad \text{LTDG:} \quad T_* = T_S = T_e$$

T_* = Anregungs-Temperatur

T_S = Saha-Temperatur

T_e = Elektronentemperatur

E_*, E_i = Anregungs- bzw. Ionisierungs-Energie

g_i, g_0 = statistisches Gewicht (exakte Zustandssumme) des Cs-Ions bzw. des Atoms im Grundzustand

m, h, k : Elektron-Masse, Wirkungsquantum, Boltzmann-konstante

REICHEL T und KRUER [9] haben bei gezündeter Diode in der heißen Emitterzone (n_i, T_e, n_{Cs}) Wertetripel gemessen, die LTDG-Bedingungen entsprechen; zum Kollektor hin liegen ihre Ionendichten über den Saha-Dichten, die sich aus ihren T_e -Meßwerten ergeben. Diese Meßergebnisse stehen aber teilweise im Widerspruch zu Messungen anderer Autoren [9] und zu theoretischen Überlegungen. Nach heutiger Sicht entstehen die Cs-Ionen in der gezündeten Diode hauptsächlich in der heißen Emitterzone (im Bereich $x \approx 0 \dots 0,2$ mm) durch stufenweise Stoßanregung der Cs-Atome durch schnelle Elektronen, die aus dem Katodenfall eine hohe kinetische Energie ins Plasma mitbringen. Das Plasma im kälteren Teil der Diode wird zu einem wesentlichen Teil aufrechterhalten durch Diffusion von Ionen und Elektronen aus der Emitterzone, wo sie im Überschuß erzeugt werden, zum Kollektor hin, wo sie durch Rekombination wieder verlorengehen. Das Plasma verliert außerdem ständig Strahlungsenergie, weil es für den Großteil seiner Strahlung optisch dünn ist.

Demnach ist der Plasmazustand in der Cs-Diode wesentlich durch Transportprozesse mitbestimmt. LTDG wird i.a. nicht zu erwarten sein. Dies wird z.B. von KAPLAN's Messungen bestätigt [9]: Sie ergeben in der Emitterzone höhere Elektronentempera-

turen als bei REICHEL, ferner: in der Emitterzone n_e^- und n_{*} -Werte, die weit unter den T_e entsprechenden Saha- und Boltzmann-Dichten liegen ($T_{*}, T_S < T_e$); in der Mitte des Elektrodenspalts ($x \approx s/2$) etwa LTDG-Bedingungen ($T_{*} = T_S \approx T_e$); zum Kollektor hin höhere Besetzungsdichten n_{*} der angeregten Zustände als der Elektronentemperatur entspricht ($T_{*} > T_e > T_S$).

Um dieses System, in dem kein LTDG herrscht, quantitativ zu beschreiben, müßte man ein kinetisches Modell des Cs-Plasmas samt seinen Anregungsniveaus mit den Randbedingungen der Cs-Plasmadiode numerisch verfolgen. Im vorliegenden Fall geht es jedoch nur um die Ermittlung von Besetzungsdichten angeregter Zustände etwa in der Mitte des Elektrodenspalts, wo das Laser-Pumplicht eingestrahlt wurde. Dies erreicht man (bei bekannten n_{Cs^-} , n_i^- , T_e -Werten!) viel einfacher mit modifizierten thermodynamischen Gleichgewichtsbeziehungen, weil die Diffusion von angeregten Atomen deren Besetzungsdichten n_{*} im Plasma kaum beeinflußt. Die Gründe dafür sind:

- 1) Die Reaktionsraten, die von einem gebundenen Niveau des Cs-Plasmas ausgehen oder in ihm enden, sind größer als die Ionisations- oder Rekombinations-Raten (siehe Abschnitt 2.2.1.).
- 2) Angeregte Atome diffundieren (in der gezündeten Diode) langsamer aus dem Plasma als die positiv geladenen Cs-Ionen, die zusätzlich durch den elektrischen Potentialverlauf zu den Elektroden hin beschleunigt werden.

Die modifizierten thermodynamischen Gleichgewichtsbeziehungen sind:

reduzierte Boltzmann-Verteilung:

$$(4.15) \quad n_{*} = b_{*} \cdot \frac{g_{*}}{g_0} \cdot n_0 \cdot e^{-E_{*}/kT_e}$$

reduzierte Saha-Dichte:

$$(4.16) \quad n_i \cdot n_e = b_i \cdot \frac{2g_i}{g_0} \cdot n_0 \cdot \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-E_i/kT_e}$$

b_* = Unterbesetzungsfaktor des angeregten Niveaus *

b_i = Unterbesetzungsfaktor der Ladungsträger-Dichte

In grober Näherung ist $b_* \approx b_i$. Dem entspricht das PLTE-Modell von RICHTER ("Partial local thermodynamic equilibrium" [17]). Es beschreibt den Zustand eines Plasmas ohne LTDG um so besser, je größer die Anregungsenergie E_1 des ersten Resonanzniveaus im Vergleich zur thermischen Elektronenenergie kT_e ist und je kleiner das Verhältnis $E_i/E_1 > 1$ ist. Unter diesen Bedingungen sind alle angeregten Niveaus im Gleichgewicht mit der Ionendichte und im Vergleich zum Grundniveau gleich stark unterbesetzt.

Für das Cs-Plasma sind die PLTE-Bedingungen weniger gut erfüllt. Deshalb beschreibt das PLTE-Modell nur die Besetzung der höheren Niveaus richtig. Der Nichtgleichgewichtszustand des Cs-Plasmas ist nämlich dadurch gekennzeichnet, daß die oberen angeregten Niveaus (**) im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem Kontinuum sind ($b_{**} \approx b_i$), während die Resonanzniveaus eher mit dem Grundzustand im Gleichgewicht sind ($b_1 \approx 1$). Das bestätigen die kinetischen Rechnungen von NORCROSS und STONE an einem 53-Niveau-Modell des Cs-Plasmas [17]. Ihre Niveau-abhängigen Unterbesetzungsfaktoren $b_*(n_i, T_e)$ werden im folgenden verwendet^{*)}, wenn die spektrometrischen (n_i, T_e) -Meßdaten außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts liegen ($b_i = 1$).

) Das NORCROSS-STONE-Modell gibt Überbesetzungsfaktoren $\rho(1)$ für die gebundenen Niveaus an - bezogen auf die Ionendichte und die Elektronentemperatur. Der Zusammenhang mit den in Gl.(4.16) definierten Unterbesetzungsfaktoren b_ ist: $b_i^{-1} = \rho(1)$; $b_*^{-1} = \rho(1)/\rho(*)$.

Zur Berechnung der gesuchten Anregungsdichten n_* muß die Cs-Dampfdichte im Elektrodenspalt bekannt sein. Letztere ist nicht identisch mit der Dampfdichte im Cs-Reservoir, da der Dampf im Spalt überhitzt ist. Die ortsabhängige Dampfdichte $n_{Cs}(x)$ im Spalt ergibt sich aus der gaskinetischen Gleichung (4.17):

$$(4.17) \quad n_{Cs}(x) = n_{Cs} \cdot T_{Cs}/T_{Cs}(x)$$

T_{Cs}, n_{Cs} = Dampftemperatur bzw. -dichte im Reservoir

$T_{Cs}(x), n(x)$ = dto. am Ort x des Elektrodenspalts

Der Cs-Dampf ist mit den Elektroden im thermischen Gleichgewicht. Sein Energieaustausch durch elastische Stöße mit den heißeren Elektronen ist wegen des großen Massenverhältnisses ($M/m \approx 226000$) unbedeutend im Vergleich zu seiner Wärmeleitung zwischen den Elektroden. Deshalb verläuft die Temperatur der Cs-Teilchen im Plasma linear gemäß Gleichung (4.18).

$$(4.18) \quad T_{Cs}(x) = T_E - (T_E - T_C) \cdot \bar{x}$$

T_E, T_C = Elektrodentemperaturen

\bar{x} = relativer Abstand vom Emitter
= x/s

Die Dichte des gesättigten Cs-Dampfes im Reservoir ergibt sich aus seinem Dampfdruck $\overline{22}$.

Die oben referierten spektroskopischen Messungen $\overline{9}$ ergaben etwa in der Mitte des Elektrodenspalts ($\bar{x} = 0,5$) die in Tabelle (4.19) genannten Plasmadaten.

Mit den Gleichungen (4.15) bis (4.18) und im Nicht-LTDG-Fall mit den aus dem NORCROSS-STONE-Modell sich ergebenden Unter-

besetzungsfaktoren b_* erhält man die gesuchten Besetzungsdichten der vom Laser-Pumplicht ionisierbaren Niveaus (Tab. (4.20)).

Tabelle (4.19): Plasmadaten in der Mitte der Diode ($\bar{x} \approx 0,5$) für verschiedene Arbeitspunkte

j A/cm ²	n_{i3} /cm ³	T_{eK} °K	$n_{Cs(0,5)}$ /cm ³	n_i^{Saha} /cm ³	b_i^{-1}	Kennl.- Bereich
6	$1,7 \cdot 10^{14}$	2450	$0,9 \cdot 10^{16}$	$5,7 \cdot 10^{14}$	11	Sättig.- Bereich
2	10^{14}	2300	$0,9 \cdot 10^{16}$	10^{14}	1	Übergangs- bereich
1	$3 \cdot 10^{13}$	2600	$0,9 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{14}$	100	behinderte Entladung

Absorptionskoeffizienten des Plasmas für das Pumplicht:

Die makroskopischen Wirkungsquerschnitte $n_* \cdot \sigma_{*i}^{PL}$ der einzelnen Niveaus bezüglich Photoionisation und die entsprechenden Absorptionskoeffizienten für das jeweilige Pumplicht ergeben sich aus den Tabellen (4.9) (4.11) und Gleichung (4.6). Die Ergebnisse enthält Tabelle (4.21).

Ionisierungsraten des optischen Pumpens:

Mit den nun bekannten Absorptionskoeffizienten des Cs-Plasmas bezüglich Photoionisation ergeben sich mit Gl.(4.5) die jeweiligen Volumionisierungsraten R_i^{OP} , erzeugt durch das optische Pumpen. Es erscheint jedoch sinnvoller, die Ionisierungsrate auf den Querschnitt der Entladung zu beziehen, in dem die Photo-Ionen erzeugt werden. Die so definierte Ionisierungsrate FE_i^{OP} des optischen Pumpens hat die Dimension einer Teilchenstromdichte, bezogen auf eine FE der Cs-Entladung. Multipliziert mit der Elementarladung e_0 ergibt sich die elektrische

Tabelle (4.20): Besetzungsdichten der gepumpten Niveaus bei $\bar{x} \approx 0,5$ für verschiedene Arbeitspunkte

j A/cm ²	Niveau	7p	6d	4f	6p _{3/2}	5d
6	E*	2,72	2,80	3,04	1,46	1,77 eV
	b* ⁻¹	11/1	11/1	11/1	11/1,4	11/1,4
	n*	6,1 · 10 ⁹	6,9 · 10 ⁹	3,2 · 10 ⁹	2,2 · 10 ¹²	1,2 · 10 ¹² /cm ³
2	b* ⁻¹	1	1	1	1	1
	n*	1,7 · 10 ¹⁰	1,9 · 10 ¹⁰	6,9 · 10 ⁹	8,2 · 10 ¹²	4 · 10 ¹² /cm ³
≤ 1	b* ⁻¹	100/6	100/6	100/1,8	100/60	100/45
	n*	1,5 · 10 ¹⁰	1,7 · 10 ¹⁰	2,7 · 10 ⁹	2,6 · 10 ¹³	1,2 · 10 ¹³ /cm ³

Tabelle (4.21): Absorptionskoeffizienten der gepumpten Niveaus bezüglich Photoionisation

j A/cm ²	Pumpl.	IR			GR	
	Niveau	7p	6d	4f	6p _{3/2}	5d
6	n* σ* ^{PL} _i	3,1 · 10 ⁻⁷	3,4 · 10 ⁻⁷	2,7 · 10 ⁻⁸	2,2 · 10 ⁻⁵	6 · 10 ⁻⁵ /cm
	α* ^{PL} _i	α* ^{IR} _i = 6,8 · 10 ⁻⁷ /cm			α* ^{GR} _i = 8,2 · 10 ⁻⁵ /cm	
2	n* σ* ^{PL} _i	8,3 · 10 ⁻⁷	9,3 · 10 ⁻⁷	5,8 · 10 ⁻⁸	8,2 · 10 ⁻⁵	2 · 10 ⁻⁴ /cm
	α* ^{PL} _i	α* ^{IR} _i = 1,8 · 10 ⁻⁶ /cm			α* ^{GR} _i = 2,8 · 10 ⁻⁴ /cm	
≤ 1	n* σ* ^{PL} _i	7,5 · 10 ⁻⁷	8,3 · 10 ⁻⁷	2,3 · 10 ⁻⁸	2,6 · 10 ⁻⁴	6 · 10 ⁻⁴ /cm
	α* ^{PL} _i	α* ^{IR} _i = 1,6 · 10 ⁻⁶ /cm			α* ^{GR} _i = 8,6 · 10 ⁻⁴ /cm	

Flächen-Quellstärke $e_{FE_i}^{el, PL}$ des (ungerichteten!) Ionenstroms, den das Pumplicht etwa in der Mitte des Elektrodenspalts erzeugt.

$$(4.22) \quad e_{FE_i}^{el, OP} = e_o \cdot R_i^{OP} \cdot \frac{F \cdot s_{PL}}{F}$$

$$= e_o \cdot \gamma_{I_{PL}} \cdot \bar{\alpha}_{*i}^{PL} \cdot s_{PL}$$

$$(4.23) \quad = e_o \cdot \frac{\gamma_N^{PL}}{d_E} \cdot \bar{\alpha}_{*i}^{PL}$$

Es bedeuten: γ_N^{PL} PL-Photonenstrom im Elektrodenspalt
 $= N^{PL}/h\nu_{PL}$

$\gamma_{I_{PL}}$ Photonenfluß

s_{PL} Dicke des Pumplichtstrahls im Spalt

d_E Elektrodendurchmesser (14 mm)

F Entladungsquerschnitt $= \frac{d_E^2}{4} \cdot \pi$

Der Photonenstrom γ_N^{IR} des 1,06 μm -Laserstrahls betrug im Elektrodenspalt $4,2 \cdot 10^{22}$ Photonen/sec, der frequenzverdoppelte Anteil γ_N^{GR} war $1,9 \cdot 10^{20}$ Photonen/sec. Damit ergeben sich die in Tabelle (4.24) angegebenen, durch optisches Pumpen erzeugten "Ionenstromdichten" $e_{FE_i}^{el, OP}$.

Tabelle (4.24): Ionisierungsrate durch optisches Pumpen bei $\bar{x} \approx 0,5$ für verschiedene Arbeitspunkte

j	6	2	1	A/cm ²
$el_{FE_i}^{IR}$	3,2	8,6	7,6	mA/cm ²
$el_{FE_i}^{IR+GR}$	5,0	14,7	26,2	mA/cm ²

4.2.3. Wirkung des optischen Pumpens

a) Änderung der Ionendichte:

Das optische Pumpen im Plasma der Cs-Diode hat als primären Effekt eine Erhöhung der Ionendichte zur Folge (falls der Pumplichtstrahl eine genügend hohe Ionisierungsrate hervorruft). Da der Anstieg der Ionendichte während der Pumplichteinstrahlung im Rahmen dieser Arbeit nicht gemessen wurde, soll er im folgenden theoretisch ermittelt werden.

Der Plasmazustand ($n_i(x), n_e(x), T_e(x), V(x), \dots$) und die Transportvorgänge in der Plasmadiode (Ladungsträger- und Energietransport) werden durch das Gleichungssystem (4.25) beschrieben. Das System ist nicht linear. Hinzu kommt, daß die nur ungenau bekannten Transportparameter (D, μ, \dots) und die Volumraten (R_i, R_{rek}, \dots) von gesuchten Zustandsgrößen $T_e(x), n_e(x)$ abhängen. Eine wesentliche Vereinfachung hingegen bedeuten die Quasineutralität des Plasmas ($n_i \equiv n_e \equiv n_q(x)$) und die Kongruenz der Ladungsträgererzeugung bzw. -vernichtung ($R_i(x) \equiv R_e(x)$).

Die Größen $n_i(x), T_e(x)$ sind für die nicht-gepumpte Plasmadiode (d.h. $R_i^{OP} = 0$) aus den spektroskopischen Messungen [9] bereits bekannt. Unser Problem reduziert sich also darauf, die Zunahme der Ladungsträgerdichte $\Delta n_i^{OP} / n_i$ während des optischen Pumpens zu ermitteln. Aufwendige numerische Lösungen des Gleichungssystems (4.25) erbringen hierzu keine genaueren

Gleichungssystem (4.25):

Transportgleichungen:

$$a) \Gamma_e = - \frac{D_e}{kT_e} \cdot \text{grad}(n_e \cdot kT_e) + \mu_e n_e \cdot \text{grad} V - k_e^{\text{TD}} \cdot D_e \cdot n_e \cdot \frac{\text{grad} T_e}{T_e}$$

$$b) \Gamma_i = - \frac{D_i}{kT_i} \text{grad}(n_i \cdot kT_i) - \mu_i n_i \cdot \text{grad} V - k_i^{\text{TD}} \cdot D_i \cdot n_i \cdot \frac{\text{grad} T_i}{T_i}$$

$$c) Q_e = \Gamma_e \cdot \frac{5}{2} kT_e + \Gamma_e k_e^{\text{TD}} \cdot kT_e - \alpha_e \cdot \text{grad} T_e$$

$$d) \Delta V = - \frac{4\pi}{\epsilon_0} \cdot (n_i - n_e) \xrightarrow{l_D \ll s} n_i(x) \equiv n_e(x) \equiv n_q(x)$$

e) Gleichungen (4.17) (4.18)

f) Kontinuitätsgleichungen:

$$\dot{n}_e = - \text{div} \Gamma_e + R_e - R_e^{\text{rek}} + R_e^{\text{OP}} \stackrel{!}{=} 0$$

$$\dot{n}_i = - \text{div} \Gamma_i + R_i - R_i^{\text{rek}} + R_i^{\text{OP}} \stackrel{!}{=} 0$$

"Kongruenz": $R_e \equiv R_i$, $R_e^{\text{rek}} \equiv R_i^{\text{rek}}$, $R_e^{\text{OP}} \equiv R_i^{\text{OP}}$

$$g) \text{div} Q_e = - e_0 \Gamma_e \cdot \text{grad} V - q_e^{\text{inel}}$$

h) Randbedingungen: Sie enthalten die Teilchen- und Energieströme von den Elektroden durch die Plasmagrenzschichten ins Plasma und in umgekehrter Richtung (siehe z.B. [23])
Es bedeuten:

Γ, Q	Teilchen- bzw. Wärmestromdichte
V	elektrisches Potential
R	Volumraten für Ionisation bzw. Rekombination
q^{inel}	Volumrate des inelastischen Energieaustauschs
D	Diffusionskonstante
μ	Beweglichkeit
k^{TD}	Thermodiffusionsfaktor
α	Wärmeleitfähigkeit

Aussagen als die folgenden einfacheren Überlegungen.

Die Cs-Plasmadiode besitzt im Prinzip zwei "Ionenquellen": den Ionen-emittierenden Emitter ("Oberflächenionisation") und die Plasmazone mit der höchsten Elektronentemperatur, wo das Plasma nicht mit sich im lokalen Gleichgewicht ist, sondern mehr Ion-Elektron-Paare erzeugt, also dort durch Rekombination verlorengehen ("Volumionisierung"). Die im Überschuss erzeugten Ladungsträger diffundieren von dort ambipolar in Gebiete, wo überschüssig Rekombination stattfindet - oder zu den Elektroden. Theoretisch ergibt sich dieser Sachverhalt aus den Gleichungen (4.25 d,f), woraus folgt:

$$(4.26) \quad \text{div} (\Gamma_e - \Gamma_i) = 0$$

$$- j/e_0 = \Gamma_e(x) - \Gamma_i(x) = \text{const} \approx - j_e/e_0$$

j = el. Stromdichte durch die Cs-Plasmadiode

Den internen ambipolaren Diffusionsströmen ist der (i.a. viel größere) elektrische Gesamtstrom j überlagert, dessen Ladungsträger - hauptsächlich Elektronen - am Emitter erzeugt wurden.

Im Bereich der Elektrodenspaltmitte, wo das ionisierende Pumplicht eingestrahlt wurde, ist das Plasma ungefähr mit sich im lokalen Gleichgewicht (s. Abschn. 4.2.2.). Folglich konkurriert dort die Ionisierungsrate $_{FE}R_i^{OP}$ des optischen Pumpens mit dem Ionenfluß $\Gamma_i^O(0,5)$. Falls die beiden Teilchenströme allein durch Diffusion aus dem Plasma verschwinden, gilt:

$$(4.28) \quad \Gamma_i^{OP}(\bar{x}=0,5) = \Gamma_i^O(0,5) + _{FE}R_i^{OP}$$

wobei

$$\Gamma_i^O = n_i \cdot v_{diff}^O$$

(4.29)

$$\Gamma_i^{OP} = (n_i + \Delta n_i) \cdot v_{diff}^{OP}$$

bei $\bar{x} = 1/2$

Unter der Annahme, daß sich die Diffusionsgeschwindigkeit der Ionen durch das optische Pumpen nicht verändert, ergibt sich für die Zunahme der Ladungsträgerdichte:

$$(4.30) \quad (\Delta n_i^{OP}/n_i)_{diff} = \frac{F E_i^{R,OP}}{r_i^O(0,5)}$$

Dieser einfache Zusammenhang gilt nicht mehr, wenn die Ionen bereits im Plasma mit Elektronen rekombinieren. Die Volumrekombinationsrate ist proportional n_q^3 bei Dreierstoß-Rekombination bzw. proportional n_q^2 bei Strahlungsrekombination. Linearisiert betrachtet (Vor: $\Delta n/n < 1$) vermindert sich daher der Anstieg der Ladungsträgerdichte bei Rekombination im Plasmavolumen um den Faktor $1/2 \dots 1/3$.

$$(4.31) \quad (\Delta n_i^{OP}/n_i)_{rek} = 1/2 \dots 1/3 \cdot (\Delta n_i^{OP}/n_i)_{diff}$$

Transportrechnungen zeigen, daß der Ionenstrom Γ_i etwa in Plasmamitte wenig divergent ist, so daß für unseren Fall eher Gl.(4.30) zutrifft. Da die Ionisierungsraten $F E_i^{R,OP}$ durch das optische Pumpen bereits bekannt sind (Tab.4.24), muß nur noch der Ionenfluß $r_i^O(0,5)$ gefunden werden, um $\Delta n_i^{OP}/n_i$ zu kennen.

Der Ionenfluß $r_i^O(0,5)$ der nicht-gepumpten Diode setzt sich zusammen aus dem Anteil $j_i^{EP}(0,5)$ des Ionenstroms, den der Emitter ins Plasma emittiert und der bis zur Stelle $\bar{x} = 0,5$ diffundiert - und aus dem Ionenstrom r_i^{VI} , der in der heißen Emitterzone ($T_e = \max$) entsteht und zum Kollektor hin fließt. Etwa gleichviele Ionen verlassen diesen Quellbereich zum Emitter hin. Somit ist der Ionenfluß r_i^{VI} etwa gleich der halben Flächenquellstärke $F E_i^{R,O}$ der Ionen-erzeugenden heißen Plasmazone.

$$(4.32) \quad r_i^O(0,5) = j_i^{EP}(0,5) + \overrightarrow{r_i^{VI}}$$

$$(4.33) \quad \vec{r}_i^{VI} \approx \frac{1}{2} \cdot F_{FE} R_i^O = \frac{1}{2} \cdot R_i^O \cdot s_{VI}$$

s_{VI} = Dicke der Ionen-erzeugenden Plasmaschicht

Volum-Ionisierungsrate R_i^O :

Die Plasmadaten der heißen Emitterzone^{*)}, wo Ionendichte und Elektronentemperatur ihr Maximum haben, sind aus den spektroskopischen Messungen bekannt $\langle \bar{g} \rangle$, die Dampfdichte n_{CS} aus den Gleichungen (4.27) (4.18). Mit diesen Größen und den Ionisations- und Rekombinationskoeffizienten S_i und α_{rek} von NORCROSS und STONE $\langle \bar{l} \rangle$ lassen sich die lokale Volum-Ionisierungsrate bzw. Rekombinationsrate angeben:

$$(4.34) \quad R_i^O = S_i(n_e, T_e) \cdot n_{CS} \cdot n_e$$

$$(4.35) \quad R_{rek}^O = \alpha_{rek}(n_e, T_e) \cdot n_i \cdot n_e^2$$

Multipliziert man noch die Volumraten R_i^O mit der Ausdehnung s_{VI} der Quellzone, so ergeben sich die in Tab. (4.35) angegebenen Flächen-Quellstärken $F_{FE}^{el} R_i^O$ der Emitterzone, bezogen auf den Entladungsquerschnitt.

Ein Vergleich der Tabellen (4.24) und (4.35) zeigt, daß die Volum-Ionisierungsraten in der Diode immer größer als die Pumplicht-Ionisierungsraten waren. Andererseits sind die jeweiligen Reaktionsraten der gebundenen Zustände im Plasma weit größer als die Ionisations- bzw. Rekombinationsrate (s. Abschn. 2.2.1.). Ein optisches Leerpumpen ("burn out") der gepumpten Niveaus bzw. die Erzeugung von Inversion ist deshalb bei den hier verwendeten Pumplichtstärken unmöglich.

*) Die "Emitterzone" verlagert sich mit sinkender Stromstärke der Diode in Richtung Kollektor.

Tabelle (4.35): Ionen-Quellstärken der Emitterzone für verschiedene Arbeitspunkte

j	6 A/cm ²	2 A/cm ²	1 A/cm ²	
T _e	3000	2800	2600	°K
n _i	3,8 · 10 ¹⁴	1,5 · 10 ¹⁴	3 · 10 ¹³	/cm ³
n _{Cs}	0,7 · 10 ¹⁶	0,7 · 10 ¹⁶	0,7 · 10 ¹⁶	/cm ³
S	7,3 · 10 ⁻¹¹	5 · 10 ⁻¹¹	3 · 10 ⁻¹²	cm ³ /sec
$\frac{el_o}{FE^R_i}$	740	252	28	mA/cm ²

Ionenstrom vom Emitter j_i^{EP} :

Die Oberflächenionisation des Cs-Dampfes an den Elektroden (=Kontaktionisation) wird thermodynamisch durch die Langmuir-Sahâ-Gleichung (4.36) beschrieben:

$$(4.36) \quad K = \frac{g_i}{g_o} \cdot e^{-(E_i - \phi_e)/kT}$$

E_i = Cs-Ionisierungsarbeit

T, ϕ_e = Temperatur- bzw. Elektronen-Austrittsarbeit der Kontaktelektrode

K ist der Ionisationsgrad $n_i/(n_{Cs} - n_o)$ des Dampfes, der mit der ionisierenden Elektrode im thermodynamischen Gleichgewicht ist. Für die Ionenstromdichte der Elektrode folgt daraus:

$$(4.37) \quad j_i = \frac{e_o \cdot \Gamma_{Cs}^E}{1 + 2 \exp(E_i - \phi_e)/kT}$$

Γ_{Cs}^E = Cs-Auftreffrate auf der Elektrode
 $= \Gamma_{Cs}(T_{Cs}) \cdot \sqrt{T_{Cs}/T_E}$

Wegen seiner kleinen Elektronenaustrittsarbeit ($\phi_e^E \approx 1,5 \text{ eV}$) findet am Kollektor keine Kontaktionisation statt.

Für den Emitter ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 T_E &= 1730 \text{ }^\circ\text{K} & j_i^E &\approx 30 \text{ mA/cm}^2 \\
 (4.38) \quad \phi_e^E &= 2,8 \text{ eV} & j_e &\approx 3 \text{ A/cm}^2 \\
 \Gamma_{\text{Cs}}^E &= 8,6 \cdot 10^{19} / \text{cm}^2\text{-sec} & \beta^E &\approx 5 \text{ *)}
 \end{aligned}$$

Im gezündeten Bereich der Diode bewirken die Plasma-Grenzschichten vor den Elektroden, daß das Plasmapotential bezüglich der Elektroden positiv ist. Nur ein sehr kleiner Teil der Ionen gelangt dann vom Emitter ins Plasma. Daher ist die Oberflächenionisation des Cs-Dampfes im Vergleich zur oben berechneten Volumionisation vernachlässigbar.

(Sie ist jedoch im nicht-gezündeten Bereich der Diode die einzige Ionenquelle.)

$$(4.38) \quad j_i^{EP} \ll F_E R_i^O \quad \text{bei gezündeter Diode}$$

Änderung der Ionendichte:

Mit den Gleichungen (4.30) (4.32) (4.33) und den Zahlenwerten der Tabellen (4.24) (4.35) kann nun die jeweilige Änderung der Ionendichte durch das optische Pumpen berechnet werden. Tab.(4.39) zeigt die Ergebnisse.

*) In Tab.(4.38) ist die Glühelektronen-Stromdichte j_e^E des Emitters miteingetragen; ferner der Koeffizient $\beta = \sqrt{M/m} \cdot j_i/j_e$. Letzterer ist ein Maß für die gegenseitige Raumladungskompensation der emittierten Elektronen und Ionen. ($\beta > 1$ bedeutet: Überkompensation der negativen Raumladung des Richardsonstroms durch die Ionenemission; $\beta < 1$ heißt Unterkompensation.)

Tabelle (4.39): Änderung der Ionendichte durch das optische Pumpen bei $x = 0,5$

j_o		6	2	1	0,4 A/cm ²
$\Delta n_i^{OP} / n_i$	IR	0,9	6,1	54	? %
	IR + GR	1,35	10	186	? %

b) Änderung des Stromfluß' in der Cs-Plasmadiode:

Die zusätzliche Volumionisierung durch das optische Pumpen kann den Elektronen-Stromfluß durch die Plasmadiode auf dreierlei Weise wesentlich verändern:

- 1) Falls die Elektronen-Leitfähigkeit der kühleren Kollektor-seitigen Plasmazone wegen mangelnder Ionendichte den Elektronenstrom begrenzt, wird der Stromfluß mit der dortigen Ionendichte etwa linear ansteigen.
- 2) Der Ohm'sche Plasmawiderstand, den der Elektronenstrom überwinden muß, wächst mit steigender Ladungsträgerdichte, da die Reibung der Elektronen im Plasma wesentlich auf Coulomb-Wechselwirkung beruht.
- 3) Falls eine elektrische Doppelschicht vor dem Emitter die Austrittsarbeit der Glühelektronen ins Plasma erhöht, so sinkt der Emissionsstrom exponentiell mit der Tiefe des Potentialminimums der Sperrschicht. Eine Injektion von Ionen in diese Schicht (durch erhöhte Diffusion von Ionen des Plasmas in Richtung Emitter) bewirkt die (teilweise) Auffüllung der Potentialmulde und damit ein exponentielles Ansteigen der Elektronenemission ins Plasma. (Der behinderte Entladungsbereich ist durch eine solche Doppelschicht vor dem Emitter gekennzeichnet.)

Abb.13b₂ zeigt die Änderung der elektrischen Stromdichte j (bzw. der elektrischen Leistungsdichte A_{e1} bei konstanter Diodenspannung), wie sie sich aus der gemessenen Kennlinien-

verschiebung durch das optische Pumpen ergibt. - Die Ergebnisse werden in Abschnitt 4.3. diskutiert.

4.2.4. Leistungsbilanz für das optische Pumpen

Den Anwender der Cs-Plasmadiode für die thermionische Konversion interessiert vor allem die Frage, welcher Netto-Leistungsaufwand für die Erhöhung des Ionisationsgrads bzw. der elektrischen Ausgangsleistung nötig ist.

Von dem eingestrahltten Pumplicht wurde nur ein geringer Anteil $N_{\text{abs}}^{\text{PL}}$ in Ionisationsprozessen absorbiert:

$$(4.40) \quad N_{\text{abs}}^{\text{PL}} = N^{\text{PL}} \cdot \alpha^{\text{PL}} \cdot \bar{l}^{\text{PL}}$$

N_{*1}^{PL} = Pumplichtleistung im Elektrodenspalt

α_{*1}^{PL} = Absorptionskoeffizient des Plasmas
bez. Photoionisation

Der mittlere Laufweg \bar{l}^{PL} des Pumplichts im Plasma ist:

$$(4.41) \quad \bar{l}^{\text{PL}} = 2 \cdot \int_0^{d_E/2} \sqrt{d_E^2/4 - x^2} \cdot dx$$
$$= \frac{\pi}{4} d_E \quad d_E = \text{Plasmadurchmesser}$$

Es ist jedoch nicht sinnvoll, für eine Energiebilanz den absorbierten Pumplichtanteil $N_{\text{abs}}^{\text{PL}}$ zu verwenden, da sein Wert von der zufälligen Frequenz des benutzten Pumplichts abhängt.

Wir definieren deshalb als wirksame Leistungsdichte P_i die pro FE des Entladungsquerschnitts absorbierte Leistung eines ebenso effektiv ionisierenden Pumplichtstrahls mit einer fiktiven Photonenenergie, die gleich der Ionisierungsarbeit des Cs-Atoms im Grundzustand ist ($E_i = 3,8 \text{ eV}$). Diese effektive Leistungsdichte P_i der zusätzlichen Volumionisierung ergibt sich einfach aus der Ionen-Quellstärke R_i^{OP} des optischen Pumpens (siehe Gl.(4.22)):

$$(4.42) \quad P_i = \frac{e I_{R_i}^{OP}}{F} \cdot E_i / e_0$$

$$(4.43) \quad = \frac{N_{abs}^{PL}}{h \nu_{PL}} \cdot E_i / F$$

Dabei ist: $E_i / e_0 =$ Ionisierungsspannung

$F =$ Entladungsquerschnitt

$$= \pi \cdot d_E^2 / 4$$

Tabelle (4.44) enthält Zahlenwerte für die wirksame Pumpleistungsdichte P_i des optischen Pumpens in der $s = 1,5 \text{ mm}$ -Plasmadiode, ferner den jeweiligen Anstieg der elektrischen Leistungsdichte $|\Delta A_{e1}|$. Die Ergebnisse basieren auf Tabelle (4.35) und Abb.13b₁ und sind in Abb.14a grafisch dargestellt.

Tabelle (4.44): Wirksame Pumpleistungsdichte des optischen Pumpens und Anstieg der elektrischen Leistungsdichte der Diode ($R_L = \text{konst.}$)

PL	j	6	2	≤ 1	$\leq 0,4$	A/cm ²
IR	P_i	12	35	29		mW/cm ²
	$-\Delta A_{e1}$	(< 2)	220	90	(< 4)	
IR + GR	P_i	19	57	100		mW/cm ²
	$-\Delta A_{e1}$	(< 2)	350	150	(< 4)	

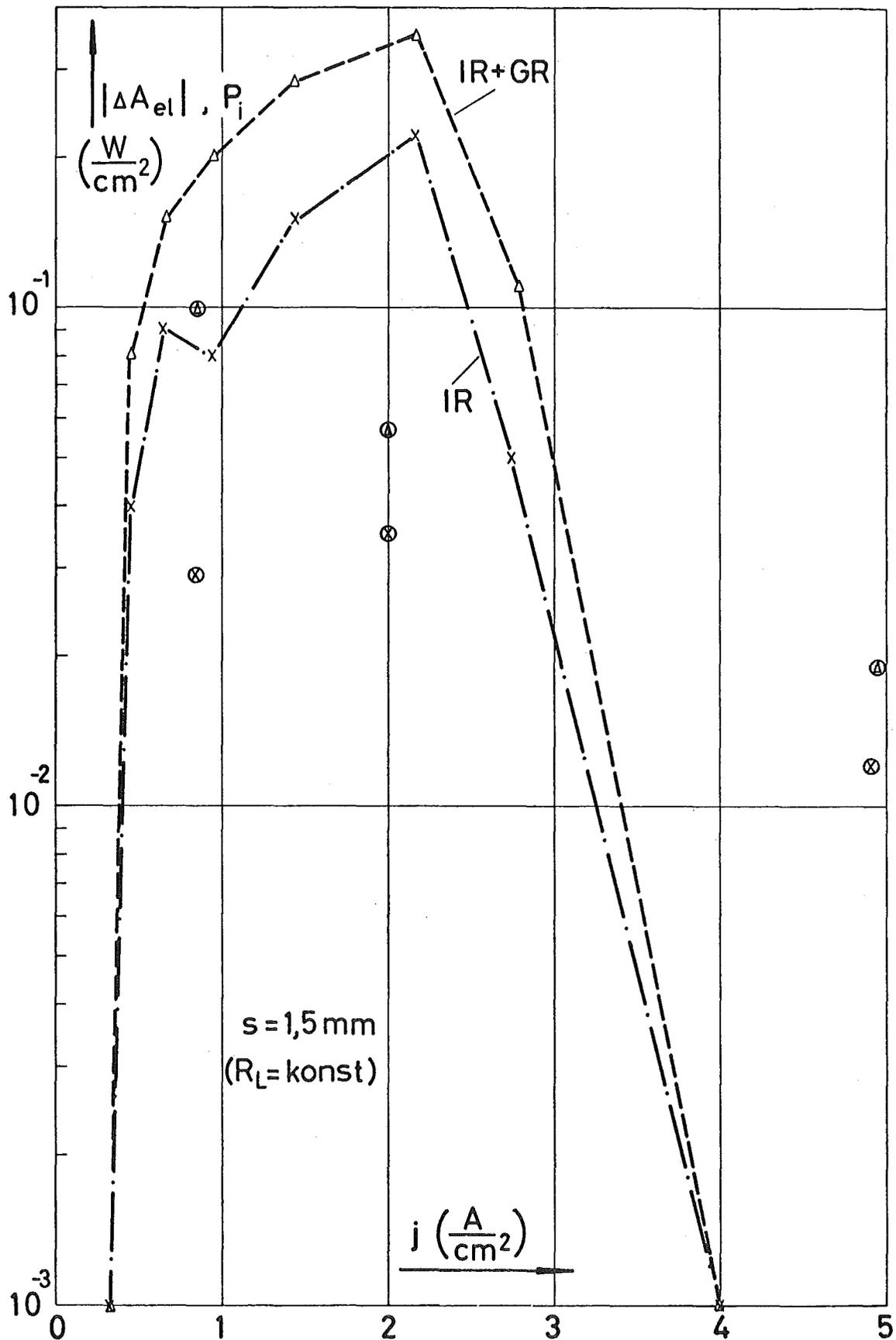


Abb.14a Leistungsbilanz des optischen Pumpens in der Cs-Plasmadiode.

ΔA_{el} -Werte: Δ bzw. \times

P_i -Werte: \odot bzw. \otimes

4.2.5. Steigerung des Konversionswirkungsgrads durch zusätzliche Ionisierung

Die aktive optische Diagnostik in der Cs-Plasmadiode erlaubt Aussagen über die Steigerung des Konversionswirkungsgrads durch zusätzliche Ionisierung, sofern die wirksame Leistungsdichte P_i (=Ionisierungsleistungsdichte) des Pumplichts bekannt ist.

Der Wirkungsgrad der nicht-gepumpten Diode sei η_0 .

$$(4.45) \quad \eta_0 = -A_{el}/Q$$

Q = zugeführte Wärmestromdichte (>0)

A_{el} = abgegebene elektrische Leistungsdichte (<0)

Für die Cs-Plasmadiode mit zusätzlicher "Ionenpumpe" gilt entsprechend:

$$(4.46) \quad \eta = \frac{-(A_{el} + \Delta A_{el})}{Q + P} = \eta_0 \frac{1 + |\Delta A_{el}/A_{el}|}{1 + \frac{P_i}{|A_{el}|} \cdot \frac{\eta_0}{\eta_p}}$$

P = Pumpleistungsdichte
 P_i, η_p siehe unten

P ist die Leistungsaufnahme der Ionenpumpe pro FE des Entladungsquerschnitts. Für den Wärmeverbrauch Q der Diode ist angenommen, daß er sich beim Einschalten der Zusatz-Ionisierung nicht ändert.

Von der insgesamt verbrauchten Pumpleistung P wird nur ein Bruchteil η_p als Ionisierungsleistung P_i wirksam:

$$(4.47a) \quad \eta_p = P_i/P$$

Hieraus folgt mit Gl.(4.46) für die rel. Änderung des Wirkungsgrads durch die Zusatzionisierung:

$$(4.47b) \quad \frac{\eta - \eta_0}{\eta_0} = \frac{\Delta\eta}{\eta_0} = \frac{|\Delta A_{el}/A_{el}| - \frac{\eta_0}{\eta_P} \cdot \frac{P_i}{|A_{el}|}}{1 + \frac{\eta_0}{\eta_P} \cdot \frac{P_i}{|A_{el}|}}$$

Damit wird die Frage beantwortbar: Welchen "Wirkungsgrad" η_P muß ein zusätzlicher Ionisierungs-Mechanismus in der Cs-Plasmadiode mindestens haben, wenn die Zusatzionisierung den Gesamtwirkungsgrad des Systems Diode + Ionenpumpe steigern soll?

$$(4.48) \quad \eta \stackrel{!}{>} \eta_0 \quad \text{bzw.} \quad \Delta\eta/\eta_0 \stackrel{!}{>} 0$$

Aus obigen Gleichungen folgt:

$$(4.49) \quad \eta_P \stackrel{!}{>} \eta_0 \cdot \frac{P_i}{-\Delta A_{el}(P_i)}$$

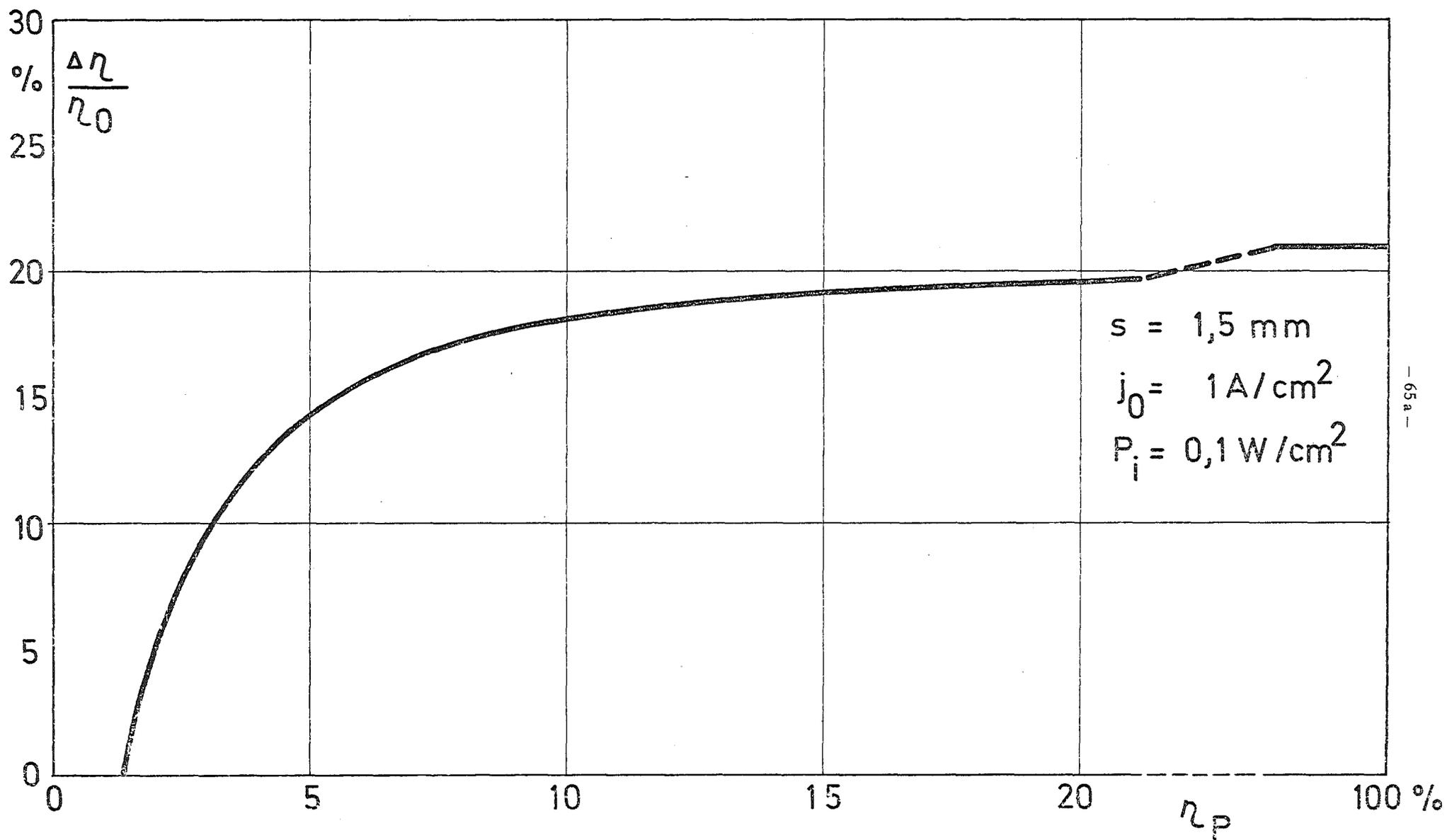
Bei den vorliegenden Experimenten kann man für den Wirkungsgrad η_0 der nicht-gepumpten Diode ($s=1,5\text{mm}$) etwa 3% annehmen. Mit den Ergebnissen des optischen Pumpens aus Tabelle (4.44) folgt dann:

Tabelle (4.50): Mindest-Effizienz η_P einer Zusatzionisierung zur Wirkungsgradsteigerung der Konversion

j	2		< 1 A/cm ²	
$-\Delta A_{el}$	0,22	0,35	0,09	0,15 W/cm ²
η_P	5	5	1	2 %

Abb. 14b zeigt schließlich für einen konkreten Fall (Arbeitspunkt: 1A/cm² bei -0,7V) die sich aus Gl.(4.47b) ergebende rel. Zunahme des Konversionswirkungsgrades, abhängig vom Ionisierungswirkungsgrad η_P der Zusatzionisierung (bei $P_i=0,1 \text{ W/cm}^2$ Netto-Ionisierungsleistung).

Die vorliegenden experimentellen Ergebnisse wurden mit dem System Cs-Plasmadiode ($s \approx 1,5\text{mm}$) + "Optische Ionenpumpe" (Nd-Laser) erhalten. Der Gesamtwirkungsgrad η dieses Systems ist selbstverständlich praktisch Null, weil der Ionisierungswirkungsgrad η_P des Lasers höchstens 10^{-6} ist.



— 65 a —

Abb. 14b rel. Änderung des Konversionswirkungsgrads durch Zusatzionisierung

4.3. Diskussion der Ergebnisse

Die zusätzliche Volumionisierung in der Cs-Plasmadiode durch optisches Pumpen ergab im Konverterbetrieb (2. Kennlinienquadrant) bei gezündeter Diode eine Kennlinienverschiebung zu höheren elektrischen Leistungsdichten hin (Abb.12 und 13).

Vergleicht man die Ergebnisse von Abschnitt 4.2.3. (Tabelle (4.39): Anstieg der Ionendichte $\Delta n_i^{OP}/n_i$) mit Abb.13b₂ (Zunahme der elektrischen Strom- bzw. Leistungsdichte bei konstanter Diodenspannung), so kommt man im einzelnen zu folgenden Aussagen:

- a) Im Sättigungsbereich ($j \geq 3 \text{ A/cm}^2$) und im Verbraucherbereich (1. Kennlinienquadrant) ergab das optische Pumpen keinen meßbaren Effekt, obwohl der theoretisch ermittelte Ionendichteanstieg vier mal so groß wie die Meßgrenze für die Kennlinienverschiebung war.
- b) Im Übergangsbereich ($j \approx 2 \text{ A/cm}^2$) ist der Stromanstieg etwa doppelt so groß wie der Anstieg der Ionendichte.
- c) Im behinderten Entladungsbereich ($0,4 < j < 2 \text{ A/cm}^2$) entsprechen sich Stromanstieg und Erhöhung der Ionendichte etwa bei $j = 0,8 \text{ A/cm}^2$.
- d) Die nicht-gezündete Diode ($j \leq 0,4 \text{ A/cm}^2$) wurde durch das Pumplicht nicht beeinflusst. Die Pumplichtpulse brachten die Diode jedoch im Vorzündbereich manchmal zum Zünden.

Diese Ergebnisse sind nach den Überlegungen von S.55 physikalisch wie folgt zu interpretieren:

- a) Im Sättigungs- und Verbraucherbereich ist die Volumionisation in der nicht-gepumpten Diode so intensiv, daß der Elektronenstrom durch das Plasma nicht durch mangelnde Elektronenleitfähigkeit (d.h. mangelnde Ionendichte) in der kühleren

Kollektor-seitigen Plasmazone begrenzt wird, sondern durch die Glühelektronen-Emission des Emitters und die Stoßwechselwirkung der Ladungsträger im Plasma. Da letztere mit zunehmender Ladungsträgerdichte steigt, wirkt sich eine zusätzliche Volumionisierung im Sättigungsbereich nur schwach aus. Die Pumplichtstärke reichte jedoch für einen meßbaren Effekt nicht aus.

- b) Im Übergangsbereich deutet der relativ starke Stromanstieg darauf hin, daß ein Teil der vom Pumplicht erzeugten Ionen in die vor dem Emitter entstehende Doppelschicht diffundiert und das Potentialminimum dieser Sperrschicht (teilweise) auffüllt.
- c) Im behinderten Entladungsbereich sollte sich dieser Effekt noch verstärken, da das (T_e, n_i) -Maximum des Plasmas sich mit sinkender Stromdichte in Richtung Kollektor verlagert. Dadurch strömt ein wachsender Teil der Photo-Ionen, die durch das optische Pumpen in der mittleren Plasmazone entstehen, auf Grund von Dichte- und Felddiffusion in die Emitter-Doppelschicht. Zugleich sinkt der Anteil der Photo-Ionen, die in Richtung Kollektor fließen. - Tatsächlich war in diesem Kennlinienbereich die Zunahme der Stromdichte durch das optische Pumpen am größten. Dennoch blieb der Effekt unter den Erwartungen, da die theoretische Abschätzung für die Ionendichte einen etwa ebenso großen ergibt.
- d) Im nicht-gezündeten Bereich wird der Cs-Dampf praktisch nur Kontakt-ionisiert. Die dadurch erzeugten Ladungsträger haben im Elektrodenspalt eine so geringe Dichte, daß der Cs-Dampf kein Plasma, sondern nur noch ein Lorentz-Gas mit frei diffundierenden Ladungsträgern darstellt. Die Anregungstemperatur der Cs-Atome liegt dann weit unter der Elektronentemperatur, so daß die Dichten der vom Pumplicht ionisierbaren Niveaus sehr klein sind. Auch das noch relativ gut besetzte Resonanzniveau $6 p_{3/2}$ wird von dem 532-nm-Strahl nicht mehr ionisiert, da die Ionisierungsgrenze der Cs-Atome im Lorentz-Gas nicht erniedrigt und die obersten Ni-

veaus nicht durch Stark-Verbreiterung verschmiert werden (s. S.41). - Somit kann man in diesem Bereich nur durch optisches Pumpen vom Grundzustand ins Kontinuum Photo-Ionen erzeugen (bzw. durch optisches Pumpen vom Grundzustand in gebundene Niveaus mit anschließender Ionisierung durch Stöße 2. Art).

Weitere Aussagen über die physikalischen Vorgänge in der Cs-Plasmadiode erfordern die Fortführung der aktiven optischen Diagnostik mit steigenden Zusatzionisierungsleistungen mit einem noch stärkeren Laser und die zusätzliche plasmaspektrometrische Messung der Ionendichte und der Dichten der gepumpten Niveaus. Mit verbesserten Diagnostik-Experimenten können ferner noch folgende Vorgänge bzw. Fragen untersucht werden:

Lokale Volumionisierung bzw. Diagnostik in Plasmadioden mit kleineren Elektrodenabständen (Vor: Pumplichtstrahl geringster Divergenz und gute Strahloptik);

Optisches Pumpen im Diffusionsbereich oder bei kalten Elektroden (Vor: UV-Laser mit $h\nu > E_i$, d.h. $\lambda < 3200 \text{ \AA}$);

Relaxationsvorgänge, Lebensdauern von gebundenen Zuständen und von freien Ladungsträgern (Vor: schneller optischer Schalter für die Pumplichtquelle);

Besetzungsdichten, Oszillatorstärken bzw. Photo-Absorptionsquerschnitte von gebundenen Niveaus (Vor: Passende Laserfrequenzen bzw. durchstimmbarer Laser).

Die Ergebnisse in Abschnitt 4.2.4. (Leistungsbilanz des optischen Pumpens) sind wichtig für den Anwender der Cs-Plasmadiode als Energiewandler. Die Kennlinienverschiebung in der gezündeten Diode ergab Steigerungen der elektrischen Leistungsdichte, die sogar über der wirksamen Pumpleistung P_i für die Zusatzionisierung liegen (Tab.(4.44)).

Der Gesamtwirkungsgrad der thermionischen Konversion im System Cs-Plasmadiode + Laser-Pumplichtquelle ist natürlich Null. Tatsächlich ist die Methode der aktiven optischen Diagnostik

eine analytische Methode. Die neuen Aussagen, die sie ermöglicht, sind aber von großer praktischer Bedeutung für eine eventuelle Verbesserung der thermionischen Konversion in der Cs-Plasmadiode. Dies zeigt als Beispiel ein Vergleich mit den neueren Pulsexperimenten von RASOR /12/:

RASOR und BRITT versuchen den Wirkungsgrad des thermionischen Konverters dadurch zu steigern, daß sie durch periodische kurze Hochstropulse in der Cs-Plasmadiode zusätzliche Volumionisation erzeugen, was die elektrische Ausgangsleistung des Konverters zwischen den Stromstößen jeweils kurzzeitig erhöht. Die bisherigen Ergebnisse zeigen aber nur, daß das Verhältnis von Pumpleistung P und Zunahme der Ausgangsleistung $|\Delta A_{e1}|$ um so weniger ungünstig wird, je kürzere Strompulse in die Diode eingespeist werden. Selbst mit 150 ns-Pulsen ist die Pumpleistung P noch mehr als doppelt so groß wie der Leistungsgewinn ($P \gg 3 |\Delta A_{e1}|$). Die Experimente lassen nicht erkennen, ob und wie weit eine Leistungssteigerung überhaupt noch möglich ist.

Aktive-optische-Diagnostik-Experimente beantworten diese Fragen: Unter der Annahme, daß die noch nicht experimentell ermittelten P_i -Werte (Tab.(4.44)) korrekt sind, und daß die Ergebnisse auf die RASOR-Diode ($s \approx 0,8$ mm!) übertragbar sind, zeigt ein Vergleich von Tab. (4.44) mit dem RASOR-Ergebnis $P \gg 3 |\Delta A_{e1}|$, daß die gepulste Diode bisher höchstens 1/6 des optimal möglichen Leistungsanstiegs erbracht hat. *) Das heißt: nur rund 20% der mittleren Leistung, die man für die Hochstropulse aufbringen muß, werden für die

*)

Dem RASOR-Ergebnis $P \gg 3 |\Delta A_{e1}|$ widerspricht nicht, daß sich - nach Gl.(4.46) (4.48) - der Wirkungsgrad der Diode durch das Pulsen vermutlich noch erhöht hat. Leider machen die Autoren keine näheren Angaben über die Pumpleistung P .

gewünschte Volumionisierung des Plasmas verbraucht ($\eta_p = P_i/P \approx 20\%$). Der größere Teil der Pumpleistung erzeugt im Elektronengas nur Entropie.

Hierin liegt der entscheidende Vorteil der aktiven optischen Diagnostik als analytische Methode (s.S. 8): Der zusätzlich ionisierende Teilchenstrahl ist ein beliebig fokussierbarer, elektrisch neutraler, masseloser Photonenstrahl, der mit konstanter Intensität das Plasma quer durchstrahlt und mit diesem nicht elektrisch wechselwirkt. Bei entsprechender Pumpfrequenz werden die eingestrahlteten Photonen entweder von den Gasatomen absorbiert und erzeugen dabei jeweils ein Ion und ein Elektron der Temperatur $kT_e = h\nu_{PL} - E_i$ - oder sie passieren das Plasma ohne sonstige unerwünschte Wechselwirkung. Photonen des Pumplichtstrahls thermalisieren nicht im Plasma und verändern daher nicht die Energieverteilung der Plasmateilchen. - Insofern sind die Ergebnisse mit dieser Methode physikalisch "optimal". Sie setzen bei genauer Kenntnis der wirksamen Pumpleistungsdichte sowohl die obere Grenze der möglichen Wirkungsgradsteigerung durch zusätzliche Volumionisierung fest - als auch die untere Grenze für die Güte η_p eines Ionisierungsmechanismus, der den Wirkungsgrad einer Plasmadiode noch erhöhen soll (Absch. 4.2.4.). *)

*)

Daß die Methode des optischen Pumpens in Cs-Plasmen nicht nur für die Cs-Plasmadiode von Bedeutung ist, zeigt die neueste Entwicklung auf dem Gebiet der Höchstenergie-Gaslasers /28/.

5. Pulsexperimente mit Xe-Entladungslampen

Dieses Kapitel behandelt optische Pumpexperimente in der Cs-Plasmadiode mit Xe-Entladungslampen als Pumplichtquelle. Das in den Elektrodenspalt eingestrahlte Blitzlicht bewirkte ebenfalls eine kurzzeitige Verschiebung des Arbeitspunkts der Diode, die fotografisch auf dem Oszillograph registriert wurde. Dabei ergab sich - im Gegensatz zum optischen Pumpen mit Laserlichtpulsen - im Konverterbetrieb jeweils eine Verschiebung der Kennlinien zu niedrigeren elektrischen Leistungsdichten hin. Als Ursache dafür erweist sich die Wechselwirkung des Pumplichts mit den Elektroden, die durch Photodesorption zu einer Verringerung von deren Cs-Bedeckung führt. Dieser Wandeffekt überdeckt die Volumeffekte des optischen Pumpens im Plasma.

Die Experimente zeigen, daß durch die Wechselwirkung des Fremdlichts mit den Elektroden deren Cs-Bedeckung bzw. Austrittsarbeit ohne Störung anderer Betriebsparameter gezielt verändert werden kann. Somit ist auch an den Elektroden der Cs-Plasmadiode aktive optische Diagnostik möglich. Von dieser speziellen Anwendung abgesehen könnte der bisher nur vereinzelt untersuchte Effekt der Desorption adsorbierter Fremdatome durch Licht für die Darstellung sauberer, nicht verletzter Oberflächen auch praktische Bedeutung erlangen.

5.1. Versuchsdurchführung und Meßergebnisse

Die Cs-Plasmadiode wurde wiederum als thermionischer Konverter mit den gleichen Parametern wie bei den Pulsexperimenten mit Laserlicht betrieben ($T_E = 1730^\circ\text{K}$, $T_C = 800^\circ\text{K}$, $T_{Cs} = 550^\circ\text{K}$, $s = 1 \dots 2 \text{ mm}$).

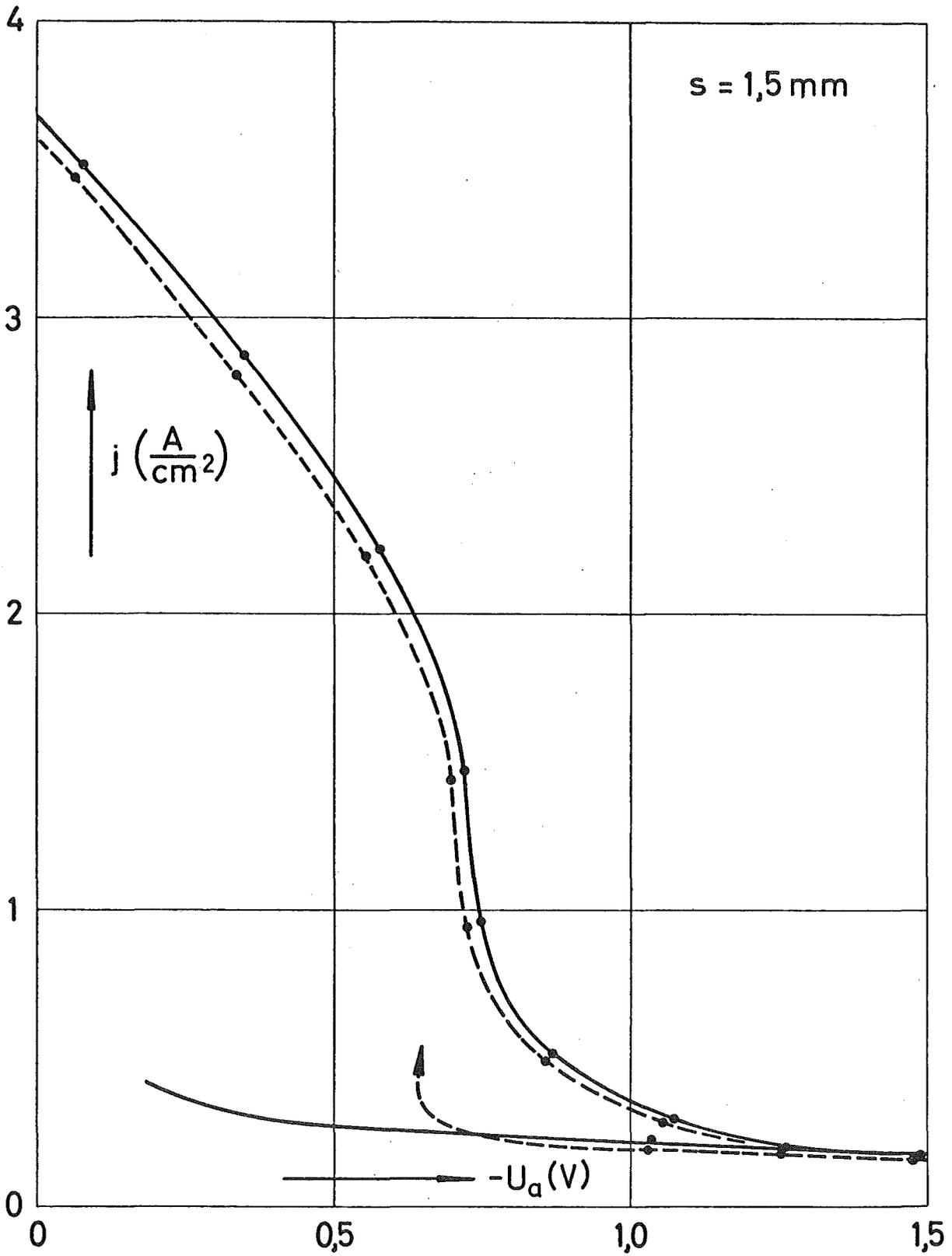


Abb.15 Kennlinienverschiebung durch Xe-Lichteinstrahlung

Die Versuchsdurchführung folgte ebenfalls den Laserlicht-Experimenten:

Zunächst wurde mit der Schaltung nach Abb. 11 die jeweilige Kennlinie der Plasmadiode aufgenommen. Dann wurden nacheinander in verschiedenen Arbeitspunkten der Diode die Pumplichtpulse aus den Xe-Entladungslampen eingeschossen (Abb. 7) und die jeweilige Verschiebung des Arbeitspunkts am Oszillograph fotografiert.

Das Xe-Pumplicht hatte im Elektrodenspalt pro Puls einen radial und azimuthal isotropen Leistungsfluß von 3200 W/cm^2 , gemessen in dem etwa $500 \text{ } \mu\text{s}$ breiten Maximum der Lichtpulse. Abb. 9 zeigt die spektrale Verteilung des Blitzlichts. Die Blitzfolge betrug weniger als 1 pro min.

Die durch das Pumplicht bewirkten Arbeitspunktverschiebungen ergaben in allen Fällen niedrigere elektrische Leistungsdichten der Plasmadiode, d.h. jeweils eine Abnahme des Wirkungsgrads der thermionischen Konversion. Abb. 15 zeigt die Verschiebung der Kennlinie bei $s=1,5 \text{ mm}$ Elektrodenabstand. Die Messungen bei kleineren und größeren Elektrodenabständen ergaben etwa ebenso große Verschiebungen der Arbeitspunkte und somit keinen deutlichen Einfluß des Elektrodenabstands.

5.2. Theorie und Auswertung

Die Messungen zu den Kapiteln 4. und 5. haben ergeben, daß die Cs-Plasmadiode auf das Pumplicht aus den Xe-Entladungslampen und auf das optische Pumpen mit Laserlicht verschieden reagiert. Wegen der schlechten Kollimierbarkeit des Xe-Blitzlichts ist es naheliegend, die Wechselwirkung des Pumplichts mit den Elektroden für den gegenläufigen Effekt verantwortlich zu machen. Tatsächlich werden 89% des gesamten von den Entladungsröhren und deren Reflektoren in den Elektrodenspalt eingestrahlt Lichts einmal an jeweils einer Elektrode reflektiert; der mittlere Einfallswinkel

Die "wahre Quantenausbeute" η_F^{re} beträgt in Alkalifilmen etwa 10^{-2} /29/. Somit reduziert sich das Problem auf die Berechnung der Pumplichtabsorption in dem (sub-) monoatomaren Cs-Film:

$$\frac{\text{im Film absorb.}}{\text{PL-Leistung}} = \frac{\text{PL-Leist.,-dichte}}{\text{im Film (pro VE)}} \times \frac{\text{Absorptionspro-}}{\text{dukt des Films}} \times \text{Filmdicke}$$

(5.2)

$$= \frac{\text{PL-Energiestrom}}{\text{pro FE der Elek-}} \times \frac{\text{Licht-Absorptionsfaktor}}{\text{des Films}} \\ \text{trode}$$

$$\begin{aligned} \text{FE}^{\text{N PL}}_{\text{abs}} &= \text{VE}^{\text{N PL}}_{\text{Film}} \cdot nk \cdot \delta_F \\ &= \text{FE}^{\text{N PL}}_{\text{Elektrode}} \cdot A_F^{\text{PL}} \end{aligned}$$

Da die optischen Konstanten von Caesium bekannt sind ^{*)}, muß nur noch die Energiedichte des Pumplichts in dem Cs-Film unmittelbar an der Elektrodenoberfläche bekannt sein. Die strenge Metalloptische Theorie für 3-Schichtsysteme (Dielektrikum-Metallschicht-Metallsubstrat) findet man bei DRUDE, FRY und anderen /33/. Für unseren Fall (dünnste Schicht: $\delta_f \ll \lambda$) erhält man nach viel algebraischer Rechenarbeit die Näherungslösung (5.3).

*)

Transmissionsmessungen an dünnsten Alkalischichten haben ergeben, daß die "kompakten" optischen Konstanten den Durchlaßgrad selbst atomarer Schichten noch größenordnungsmäßig richtig beschreiben /31/. Plausible Erklärungen hierfür findet man in den Arbeiten von SCHOPPER und RHODIN /31/, obwohl prinzipiell theoretische Bedenken gegen die Verwendung der kompakten Konstanten für dünnste Schichten bestehen /32/.

$$A_s = \frac{16 \pi n_F k_F \cos \alpha}{(\cos \alpha + n_M \zeta_1 - k_M \zeta_2)^2 + (n_M \zeta_2 + k_M \zeta_1)^2} \cdot \frac{\delta_F}{\lambda_0}$$

(5.3)

$$A_p = \frac{16 \pi n_F k_F \cos \alpha \sqrt{(n_F^2 + k_F^2)(\zeta_1^2 + \zeta_2^2) + (n_M^2 + k_M^2) \sin^2 \alpha}}{\sqrt{(n_M \cos \alpha + \zeta_1)^2 + (k_M \cos \alpha + \zeta_2)^2} (n_F^2 + k_F^2)^2} \cdot \frac{\delta_F}{\lambda_0}$$

Darin bedeuten: $A_s, (A_p)$ = Absorptionsfaktor des Films für Licht, das senkrecht (parallel) zur Einfallsebene linear polarisiert ist

α = Einfallswinkel

ζ = komplexer Brechungswinkel ins Metall

$$\begin{aligned} \cos \zeta &= \sqrt{1 - \sin^2 \alpha / (n_M + i k_M)^2} \\ &= \zeta_1 + i \zeta_2 \end{aligned}$$

λ_0 = Vakuum-Wellenlänge des Lichts

$$= c_0 / \nu$$

n, k = optische Konstanten nach der DRUDE-Definition

Die Austrittsarbeit des Kollektors war bei den vorliegenden Experimenten etwa 1,5 eV, entsprechend der Grenzwellenlänge $\lambda_g = 8300 \text{ \AA}$. Der mittlere Einfallswinkel des Lichts betrug 81° . Gemittelt über das Pumplichtspektrum bis 8300 \AA und mit den frequenzabhängigen optischen Konstanten von Cs und Ni /34/ erhält man aus den Gleichungen (5.3) für die Absorption des Pumplichts im Cs-Film ($\delta_{F, \text{eff}} = 4 \text{ \AA}$) des Kollektors: $\bar{A} \approx 1,5 \%$.

Die auf den Cs-Film fallende Energiestromdichte des Pumplichts war im gleichen Spektralbereich etwa 145 W/cm^2 . Bei einer mittleren Quantenenergie von $2,5 \text{ eV}$ erhält man aus den Gleichungen (5.1) (5.2) für den Photoelektronenstrom aus dem Kollektor:

$$j_e^{C, \text{photo}} \approx 0,6 \text{ mA / cm}^2$$

Diese Stromdichte ist verglichen mit den Nettostromdichten der Plasmadiode ($300 \dots 4000 \text{ mA/cm}^2$) bedeutungslos. Somit ist nach den obigen theoretischen Abschätzungen der Photoeffekt des Pumplichts an den Elektroden ohne Einfluß auf die Gasentladung in der Cs-Plasmadiode.

5.2.2. Untersuchung des Wandeffekts

Zur Prüfung der obigen Überlegungen wurde der Wandeffekt des Pumplichts experimentell untersucht. Dazu wurde die Emittiertemperatur in der Diode so nieder eingestellt, daß die Emission von Glühelektronen und Cs-Ionen $< 1 \text{ mA/cm}^2$ war. Bei verschiedenen Cs-Dampfdrücken ($10^{-7} \dots 1 \text{ Torr}$) und äußeren Diodenspannungen ($U_a = \pm 3 \dots 200 \text{ V}$) wurde dann jeweils das Xe-Pumplicht eingestrahlt und mit der Schaltung nach Abb.11 Stromstärke und Spannung der unselbständigen Gasentladung in der Diode registriert.

Die überraschendsten Resultate ergaben sich unter folgenden Bedingungen. Senkt man den Cs-Dampfdruck unter 10^{-6} Torr ($T_{\text{CS}} \leq 25 \text{ C}$) bei mehrlagiger Cs-Bedeckung der Elektroden ($T_{\text{E/C}} \leq T_{\text{CS}}$), so löst das Xe-Blitzlicht in der "kalten"

Vakuumdioden bei Zugspannungen von ca. $\pm 3 \text{ V}$ jeweils einen Stromstoß von $< 0,5 \text{ A/cm}^2$ aus.

Die Ladungsträger dieses großen Stroms können weder durch Photoeffekt noch durch einen sonstigen Wandeffekt an den Elektroden entstanden sein, und zwar aus folgenden Gründen:

- 1) Die experimentell gemessene Stromdichte ist 1000-fach größer als die theoretisch abgeschätzte Photostromdichte.
- 2) Das $U^{3/2}$ -Gesetz /35/ beschränkt den maximal möglichen Elektronenstrom in einer ebenen Vakuumdiode bei 1 mm Elektrodenabstand und 3 V Zugspannung auf 1 mA/cm^2 !

Für diesen Sachverhalt gibt es nur folgende Erklärung:
Das eingestrahelte Blitzlicht verursacht an den Elektroden eine "Photodesorption" des adsorbierten Cs-Films, wodurch im Elektrodenspalt eine Cs-Dampfwolke entsteht.

Dieser Cs-Dampf wird durch das Pumplicht (stufenweise) photoionisiert und durch die Zugspannung zusätzlich stoßionisiert. Obwohl vor der Lichteinstrahlung in der Diode die Betriebsbedingungen einer Vakuumdiode eingestellt werden, funktioniert sie während des Xe-Lichtblitzes wie eine Plasmadiode.

Während des Lichtpulses strömt die Dampfwolke seitlich aus dem engen Elektrodenspalt ins Vakuum des Rezipienten. Die Wiederherstellung der ursprünglichen Cs-Bedeckung der Elektroden dauert nach dem Blitz wegen des niederen Cs-Dampfdrucks über 10 sec. Tatsächlich nehmen die Stromstöße bei schnellerer Blitzfolge (0.....5/min.) stark ab.

In der dampfgefüllten Cs-Plasmadiode kann die vom Pumplicht verursachte Photodesorption an den Elektroden nur eine Verringerung der Cs-Bedeckung aber nicht deren völlige Desorption bewirken, denn die ständige Kondensation des Cs-Dampfes auf den Elektroden wirkt der Photodesorption entgegen.

5.2.3. Photodesorption an den Elektroden

Über den Effekt der Photodesorption - 1935 von TERENIN entdeckt - sind bisher nur vereinzelte Arbeiten erschienen /36/. Untersuchungen über die Photodesorption von Metalladsorpten auf metallischen Substraten (z.B. von Alkalifilmen auf Elektroden) fehlen völlig. Deshalb soll im Folgenden die Photodesorption des Cs-Films vom W-Emitter theoretisch abgeschätzt werden.*)

Licht, das auf eine Metalloberfläche fällt, kann dort adsorbierte Atome oder Moleküle prinzipiell auf 2 Arten desorbieren: 1) durch "echte" Photodesorption und 2) durch photoinduzierte Thermodesorption (GENEQUAND /36/).

1) Photodesorption

Die echte Photodesorption erfolgt wahrscheinlich über folgenden Mechanismus: Ein geringer Bruchteil des eingestrahlten Lichts wird von den adsorbierten Atomen absorbiert und führt zu deren Photoanregung. Diese Anregungsenergie wird entweder über Plasmonen- oder Phononen-Wechselwirkung an das Substrat abgegeben, oder sie geht in die Schwingungsenergie des betreffenden adsorbierten Teilchens über. Falls dadurch dessen Schwingungsamplitude senkrecht zur Substratoberfläche genügend aufgeschaukelt wird, reißt die Adsorptionsbindung auf und das Teilchen ist desorbiert.

Die Häufigkeit, mit der die beiden Reaktionskanäle angesteuert werden, ist der "charakteristischen Frequenz" der jeweiligen Reaktion proportional. Deshalb gilt für die Wahrscheinlichkeit, daß die Photoanregung eines adsorbierten Atoms zu seiner Desorption führt:

*)

Wie in Absch. 5.2.4 gezeigt wird, ist bei den vorliegenden Experimenten die Funktion der Plasmadiode nur durch den Photodesorptionseffekt am Emitter beeinflußt worden. Die Berechnung des Effekts für den Ni-Kollektor erübrigt sich daher.

$$(5.4) \quad W_{Des}^a = \nu_{eff} / \nu_{pl}$$

ν_{eff} = effektive Schwingungsfrequenz
der adsorbierten Atome (siehe
Gl. (5.12))

ν_{pl} = Plasmafrequenz an der Oberfläche
des metallischen Substrats

Die Frequenz der Oberflächenplasmonen ist /37/:

$$(5.5) \quad \nu_{pl} = \frac{1}{2} \cdot \frac{n_e \cdot e_o^2}{2\pi \epsilon_o m}$$

n_e = Dichte der freien Elektronen an
der Oberfläche des Substrats

e_o, m = Elektronenladung, -masse

Für das Emittersystem W/Cs gelten folgende Zahlen:

$$\nu_{pl} = 4,7 \cdot 10^{14} \text{ Hz } ^*)$$

$$\nu_{eff} = 10^{13} \text{ Hz; /38/}$$

$$W_{Des}^{Cs} = 2,1 \% \quad **)$$

Zur Berechnung der Photodesorptionsrate $\Gamma_{Ph.Des}^{Cs}$ fehlt noch
die Photoanregungsrate R des Pumplichts mit den adsorbierten
Cs-Atomen:

$$(5.7) \quad \Gamma_{Ph.Des}^{Cs} = W_{Des}^{Cs} \cdot FE_{Cs}^{R,PL}$$

$$(5.8) \quad FE_{Cs}^{R,PL} = I_{PL} \cdot FE_{Cs}^n \cdot \sigma_{ads}$$

*) Dabei ist die Dichte der freien Elektronen gleich der Atom-
dichte im Wolframmetall angenommen.

***) Experimente zum Desorptionseffekt niederenergetischer Elek-
tronen lassen kleinere W_{Des}^{Cs} -Werte vermuten /39/.

Es bedeuten: I_{Pl} = Photonenfluß des Pumplichts senkrecht zur Elektrodenoberfläche*)
 FE_{Cs}^n = Flächendichte der adsorbierten Cs-Atome
 $= \theta \cdot FE_{Cs}^{n_{max}}$; θ = Bedeckungsgrad
 σ_{ads} = effektiver Querschnitt der adsorbierten Cs-Atome für Photoanregung ($h\nu > \phi_{Cs}$) *)

Zahlenwerte für die vorliegenden Experimente in der Plas-
madiode:

$$FE_{Cs}^n = 1,6 \cdot 10^{14} / \text{cm}^2 \quad \phi_{Cs} = 2,3 \text{ eV; } /40/$$

(5.9)

$$I_{Pl} = 1,4 \cdot 10^{20} / \text{cm}^2 \text{ sec} \hat{=} 60 \text{ W/cm}^2$$

$$\sigma_{ads} = 10^{-16} / \text{cm}^2$$

Damit ergibt sich für die Reaktionsrate der "echten" Photo-
desorption am Emitter:

$$(5.10) \quad E_{\Gamma}^{Cs} \text{ Ph.Des.} = 4,2 \cdot 10^{17} / \text{cm}^2 \text{ sec.}$$

Ohne Lichteinstrahlung besteht Gleichgewicht zwischen der
thermischen Desorption und der Dampfkondensation:

$$(5.11) \quad \Gamma_{th.Des}^{Cs} = \Gamma_{Kond}^{Cs}$$

*)

Da die echte Photodesorption ein Quanteneffekt sein muß, können nur die Photonen effektiv sein, deren Energie größer als die Desorptionsenergie ϕ_{Cs} ist. Der schräge Einfall des Pumplichts bleibt bei obiger Abschätzung unberücksichtigt.

$$(5.12) \quad \Gamma_{\text{Th.Des}}^{\text{Cs}} = F E^n n_{\text{Cs}} \cdot v_{\text{eff}} \cdot \exp(-\phi_{\text{Cs}}/kT_E) ; /42 /$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{Kond}}^{\text{Cs}} &= 1/4 \cdot (n v)_{\text{Cs-Dampf}} \\ &= 8,3 \cdot 10^{19} / \text{cm}^2 \text{ sec am Emitter} \end{aligned}$$

Die Photodesorption während der Lichteinstrahlung verschiebt das Gleichgewicht:

$$(5.13) \quad \Gamma_{\text{Ph.Des}}^{\text{Cs}} + \Gamma_{\text{th.Des}}^{\text{Cs}} = \Gamma_{\text{Kond}}^{\text{Cs}}$$

Aus obigen Gleichungen und Zahlenwerten ergibt sich für die Abnahme der Cs-Bedeckung des Emitters durch Photo-desorption:

$$\begin{aligned} (5.14) \quad (\Delta \theta / \theta)_E &= - \frac{E_{\Gamma}^{\text{Cs}}}{\Gamma_{\text{Ph.Des}}^{\text{Cs}}} / (E_{\Gamma}^{\text{Cs}} / \Gamma_{\text{Ph.Des}}^{\text{Cs}} + E_{\Gamma}^{\text{Cs}} / \Gamma_{\text{Th.Des}}^{\text{Cs}}) \\ &= - \underline{0,51 \%} \end{aligned}$$

2) Photoinduzierte Thermodesorption

Da das metallische Substrat immer einen gewissen Anteil des aufgestrahlten Lichts absorbiert, kann dies zu einer Temperaturerhöhung in der Substratoberfläche führen, und somit zu einer erhöhten thermischen Desorption.

Die Einstrahlung eines Xe-Lichtblitzes führte bei den vorliegenden Experimenten zwar zu keiner nachweisbaren Aufheizung der kompakten Elektroden. Aber eine Nachrechnung zeigt, daß die Temperatur bei Emitteroberfläche sich während des Lichtpulses etwa um 3°C erhöht. Die dadurch bedingte photoinduzierte Thermodesorption verringert - wie die Langmuir-Kurven für das System W/Cs zeigen (Abb.16) - die Cs.Bedeckung des Emitters um ebenfalls 0,5 %.

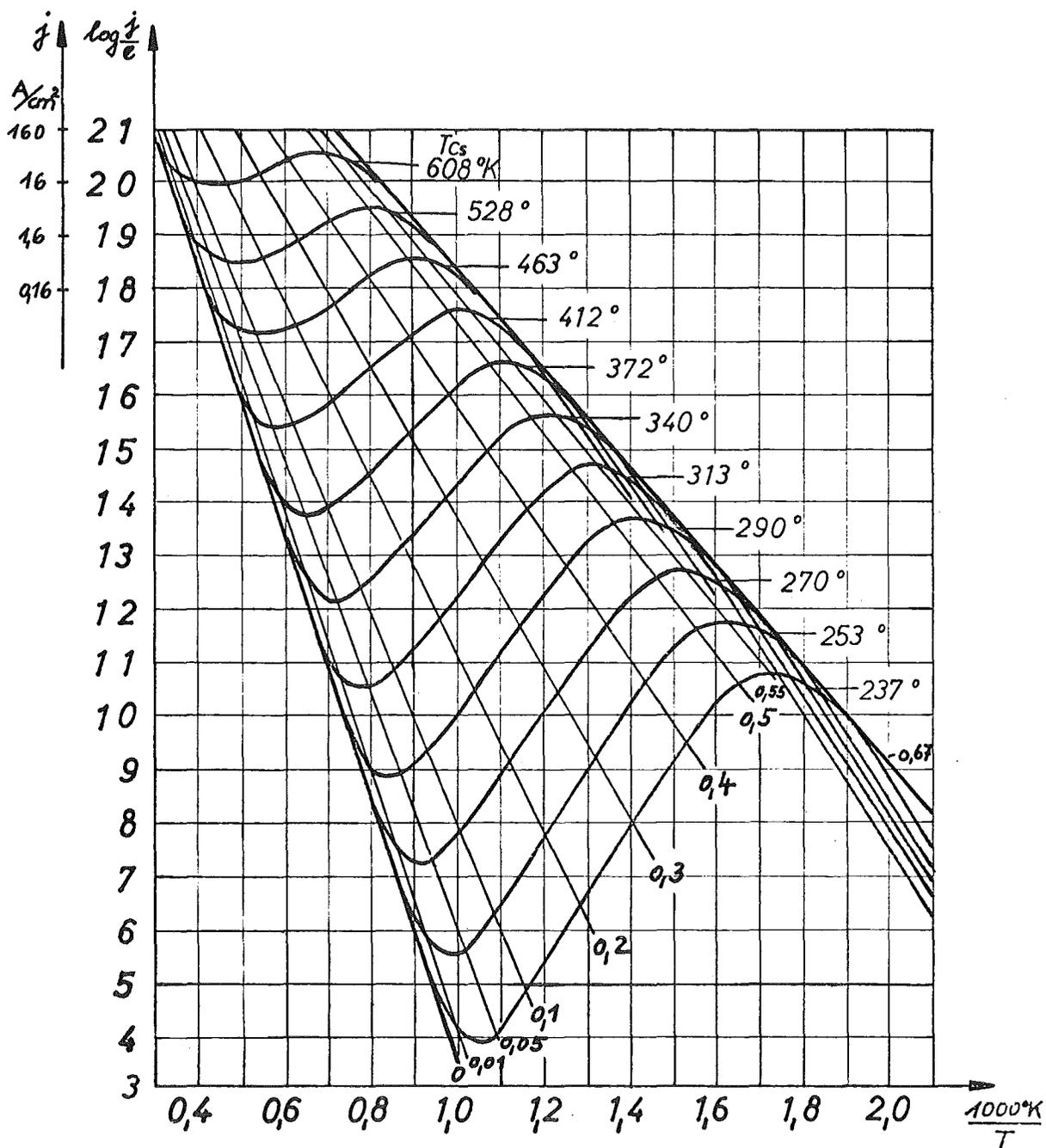


Abb.16 Langmuir-S-Kurven für das System Wolfram-Cesium

Insgesamt sinkt die Cs-Bedeckung des Emitters auf Grund der Photodesorption während der Pumplicht-einstrahlung um 1%.

5.2.4. Effekt der Photodesorption in der Cs-Plasmadiode

Der Verlauf der Langmuir'schen S-Kurven für die Cs-belegten Elektroden zeigt (Abb. 16), daß die durch Photodesorption verringerte Cs-Bedeckung einer Elektrode zu einer Erhöhung oder Erniedrigung ihrer Elektronenaustrittsarbeit führen kann. Entsprechend bewirkt die Temperaturerhöhung des Emitters eine Erhöhung oder Erniedrigung der Glühelektronenemission. Für den gesamten Effekt folgt aus dem Richardsongesetz:

$$(5.15) \quad (dj/j)_e^E = \underbrace{-\left(\frac{d\phi_e}{kT_E}\right)_{T_E}}_{\text{echte Photodesorption}} - \underbrace{\frac{d\phi_e (dT_E)}{kT_E} + \left(\frac{\phi_e}{kT_E} + 2\right) \frac{dT_E}{T_E}}_{\text{photoinduzierte Thermodesorption}}$$

Bei den vorliegenden Experimenten befand sich der Kollektor im Austrittsarbets-Minimum des Systems Cs/Ni. In diesem Fall bewirkt die Photodesorption keine Veränderung der Kollektoraustrittsarbeit und ist somit ohne Einfluß auf die elektrischen Vorgänge in der Plasmadiode.

Für den Emitter gelten folgende Zahlenwerte:

$$\phi_E = 2,8 \text{ eV} \quad ; \quad kT_E = 0,15 \text{ eV} \hat{=} 1730^\circ \text{ K}; \left(\frac{d\theta}{\theta}\right)_{\text{total}} = -1 \%$$

$$(d\phi_e)_{\text{total}} = 0,017 \text{ eV}; \left(\frac{dT_E}{T_E}\right)^{\text{PL}} = 1,7 \%$$

$$\left(\frac{dj}{j}\right)_e^E = - 0,113 + 0,036 = - \underline{8 \%}$$

Der Photodesorptionseffekt des eingestrahnten Blitzlichts verringert den Glühelektronenstrom des Emitters um 8 %.

5.2.5. Volumeffekt des Xe-Blitzlichts

Das eingestrahlte Xe-Blitzlicht ionisiert in der Plasma-diode effektiv nur die Cs-Atome im 6s- oder 6p-Zustand. Eine zu Kap. 4.2.2. analoge Durchrechnung ergibt für die gezündete Diode eine Photoionisationsrate des Blitzlichts von ungefähr 0,9 mA pro cm² Entladungsquerschnitt. Im nicht-gezündeten Bereich, wo auch die 6p-Resonanzniveaus zu schwach besetzt sind, ist die Photoionisationsrate 0,4 mA/cm².

Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit Absch. 4.2.2. zeigt, daß die Photoionisation des Xe-Lichts nur etwa 10 % der Ionisationsrate des Laserlichts erreicht. Entsprechend kleiner ist demnach der Volumeffekt des Xe-Lichts auf die Cs-Entladung - verglichen mit dem Effekt des Laserlichts (s. Abb. 12b, 13b).

5.3. Diskussion der Ergebnisse

Die obigen theoretischen Abschätzungen des Wand- und Volumeffekts erklären den experimentellen Befund, daß die sich negativ auswirkende Wechselwirkung des Xe-Blitzlichts mit den Elektroden den für die Energiekonversion positiven Effekt des optischen Pumpens überwiegen kann.

Dieses Ergebnis ist evident für den Sättigungsbereich, da sich die Verminderung der Glühelektronenemission in diesem Bereich voll auf den Diodenstrom auswirkt.

Im behinderten Entladungsbereich sollte jedoch der negative Einfluß der Photodesorption stark abnehmen, da die effektive Emitteraustrittsarbeit in diesem Bereich von der Emitter-Grenzschicht bestimmt wird. Die Messungen in diesem Bereich ergeben, daß offenbar auch der Volumeffekt des Xe-Lichts im Plasma zurückgeht, obwohl die Dichte der photoionisierbaren Cs-Atome (im 6s- und 6p-Niveau) sich wenig verändert.

Am auffallendsten ist, daß auch im nichtgezündeten Bereich das optische Pumpen mit den Xe-Entladungslampen keinen positiven Effekt zeigt - abgesehen vom Vorzündbereich, wo die Diode durch das Blitzlicht gezündet wird (s. Abb. 15).

Diese Resultate widersprechen prinzipiell den Aussagen von DAVID, FLORET und BENSIMON /13/, die den positiven Einfluß des Sonnenlichts im Weltraum auf die Funktion eines Solarkonverters bewiesen haben wollen. Dazu strahlten sie Xe- oder Kohlebogenlicht parallel oder sogar senkrecht (!) zum Emitter in den Elektrodenspalt ein. Nach den obigen Ergebnissen kann jedoch ein positiver Pumpeffekt durch die Wechselwirkung des Pumplichts mit den Elektroden vorgetäuscht werden, falls der Desorptionseffekt die Austrittsarbeiten zufällig in einer günstigen Weise verändert.

Um mit dem breitbandigen Xe-Spektrum in der gezündeten Diode einen merklichen Pumpeffekt zu erreichen, muß die Lichtintensität, wie die Kapitel 4. und 5. zeigen, im Spalt mindestens 1000 W/cm^2 betragen. Auch bei optimaler Auslegung dieser intensiven Lampensysteme läßt sich bei tangentialer Einstrahlung nicht verhindern, daß ein erheblicher Teil des Lichts schräg auf die Elektroden trifft.*)

*) DAVID und FLORET machen keine Angaben über Spektrum und Intensität des Fremdlichts im Spalt. BENSIMON nennt 100 W/cm^2 .

Nur Laserlicht ist so gut kollimierbar, daß es den engen Elektrodenspalt ohne Wandeffekt durchstrahlt.

Wichtiger als der Störeffekt der Photodesorption ist ihre analytische Verwendbarkeit. Die vorliegenden Experimente zeigen, daß es durch Einstrahlung von (Laser-) Licht geeigneter Wellenlänge und ausreichender Intensität möglich sein muß, die Austrittsarbeit des Emitters oder Kollektors gezielt zu verändern, ohne Störung oder Änderung der übrigen Betriebsparameter der Plasmadiode. Somit ist auch an Filmelektroden aktive optische Diagnostik möglich.

Technologische Bedeutung könnte der Effekt der Photodesorption für die Darstellung sauberer, nicht verletzter Oberflächen (z.B. von elektrisch nicht-leitenden Stoffen) erlangen. Diese Möglichkeit wurde bisher eher bezweifelt /41/. Insbesondere ist die Existenz eines "Vektoreffekts" der Photodesorption vorstellbar, der die Desorptionsausbeute stark erhöhen könnte. Ein solcher Effekt ist in der Literatur bisher nicht erwähnt oder untersucht worden.

6. Zusammenfassung

In Cs-Plasmadioden mit 1...2 mm Elektrodenabstand wurde durch Einstrahlung von Laserlicht erstmals auf definierte Weise zusätzliche Volumionisierung erzeugt und die dadurch bewirkte Steigerung der elektrischen Ausgangsleistung des thermionischen Konverters gemessen. Die für die Zusatzionisierung absorbierte Lichtleistung wurde theoretisch ermittelt, wobei die spektroskopisch gemessenen Cs-Plasmadichten und ein kinetisches Modell des Cs-Plasmas von anderen Autoren verwendet wurden.

An konkreten Fällen wurde gezeigt, daß das neue Verfahren der aktiven optischen Diagnostik u.a. die Bestimmung folgender wichtiger Kenngrößen eines thermionischen Konverters mit Zusatzionisierung ermöglicht:

- 1) Gesamtwirkungsgrad eines thermionischen Konverters mit (theoretisch) optimal arbeitender Zusatzionisierung.
- 2) Steigerung (oder Verminderung) des Gesamtwirkungsgrades eines thermionischen Konverters mit einer Zusatzionisierung von bestimmtem Ionisierungs-Wirkungsgrad.
- 3) Ionisierungs-Wirkungsgrad einer Zusatzionisierung bei bekanntem Gesamtwirkungsgrad eines Konvertersystems.

Im Rahmen der Arbeit wurden ferner Pulsexperimente an Cs-Plasmadioden mit intensiven ringförmigen Xe-Entladungslampen durchgeführt, wobei das auf die Elektroden gestrahlte Pumplicht zur teilweisen Photodesorption des Cs-Films und damit zu einer Veränderung der Austrittsarbeit führte. Die Experimente haben damit gezeigt, daß es bei Verwendung eines geeigneten Lasers (anstelle der Xe-Lampen) möglich sein muß, die Austrittsarbeit von Emitter oder Kollektor unabhängig von den übrigen Parametern der Plasmadiode definiert

zu verändern, was für die weitere Untersuchung und Optimierung der Elektrodeneigenschaften genutzt werden kann. Die experimentellen Ergebnisse mit den Xe-Lampen deuten ferner darauf hin, daß der bisher noch wenig untersuchte Lichteffect der Photodesorption absorbiertes Fremdatome für die Darstellung sauberer, nicht verletzter Oberflächen (z.B. von wärmeempfindlichen, elektr. nicht leitenden Substanzen) auch technologische Bedeutung erlangen könnte.

7. Literaturverzeichnis

- /1/ W.RASCH: 3rd Int.Conf. on Therm.Electr.Power Gener., Jülich 1972.
G.TAPE et al.: "Panel discussion". 2nd Int.Conf.on Therm.Electr. Power Gener., Stresa 1968.
H.-U. KAROW: Bericht KFK 584. Kernforschungszentrum Karlsruhe 1967.
- /2/ N.D'ANGELO: "Cs Plasma Research". Adv.Plasma Physics 2, 1 (New York 1969).
- /3/ K.H. KINGDON, I.LANGMUIR: Phys.Rev. 21, 380 (1923).
- /4/ J.B.TAYLOR, I.LANGMUIR: Phys.Rev. 44, 423 (1933).
- /5/ P.M. MARCHUK: Trudy Inst. Fiziki. Akad.Nauk.Ukr. SSR. 7, 3 (1956)
- /6/ E.O. JOHNSON: RCA Rev. 16, 498 (1955).
W.FINCKELNBURG, H. MAECKER: Handb.d.Physik 22, 254 (1956).
- /7/ I. LANGMUIR, M.SMITH: Gen.Electr.Rev.26, 731 (1923).
G. FRANCIS: Handb.d.Physik 22, 53 (1956).Sect.9.
- /8/ R.H. BULLIS: 1st Int.Conf. on Therm.Electr.Power Gener., London 1965.
G.A.DJUZHEV et al.: 2nd Int.Conf.on Therm.Electr. Power Gener., Stresa 1968.
K.SHIMADA: 3rd Int.Conf. on Therm.Electr. Power Gener., Jülich 1972.
- /9/ W. REICHELT, W.KRUEER: IEEE Therm.Conv.Special.Conf., San Diego 1965.
V.B. KAPLAN et al.: Sov.Phys.Tech.Phys. 11, 1417(1967).
C.G. STOJANOFF et al.: 2nd Int.Conf. on Therm.Electr. Power Gener., Stresa 1968; und: IEEE Therm.Conv. Special. Conf., Carmel (Cal.) 1969).
R.H. CURRY et al.: Report SRRC-CR-68-4. Sudbury (Mass.) 1968.
M.A.LEBEDEV et al.: 3rd Int.Conf. on Therm.Electr. Power Gener., Jülich 1972.

- /10/ K.G.COOK et al.: Adv.Energy Conv. 3, 323 (1963).
W. OTT: IPP-Bericht 2148 (1966).
- /11/ W.BLOSS: Adv.Energy Conv. 3, 315 (1963).
D.GABOR: Adv.Energy Conv. 3, 307 (1963).
H.A.FATMI: 1st Int.Conf. on Therm.Electr. Power
Gener., London 1965.
G.MUSA et al.: 3rd Int.Conf. on Therm.Electr.
Power Gener., Jülich 1972.
- /12/ R.A.LAUBENSTEIN et al.: Adv. Energy Conv. 3, 351(1963).
H.A.FATMI et al.: siehe /11/.
N.S. RASOR, E.J.BRITT: IEEE Therm.Conv.Special.Conf.,
San Diego 1971.
V.B. KAPLAN et al.: 3rd Int.Conf. on Therm.Electr.
Power Gener., Jülich 1972.
- /13/ J.BENSIMON: 1st Int.Conf. on Therm.Electr. Power
Gener., London 1965.
J.P. DAVID, F. FLORET: 2nd Int.Conf. on Therm..
Electr. Power Gener., Stresa 1968.
- /14/ F.G. BAKSHT et al.: dto.
- /15/ N.S. RASOR: 1st Int.Conf. on Therm.Electr. Power
Gener., London 1965.
R.H. BULLIS et al.: J.appl.Phys. 38, 3425 (1967).
F.GROSS et al.: 1st Int.Conf. on Therm.Electr.
Power Gener., London 1965.
- /16/ R.M. MEASURES: J.appl.Phys. 39, 5232 (1968).
- /17/ D.W. NORCROSS, P.M.STONE: J.Quant.Spectrosc.
Radiat.Transfer 8, 655 (1968).
D.R. BATES et al.: Proc.Roy.Soc. A267, 297 (1962).
J. RICHTER: 10th Int.Conf. on Phenomena in Ionized
Gases. Oxford 1971.
- /18/ C.E. MOORE: "Atomic Energy Levels". Circ. NBS 467.
Washington 1958.
- /19/ H.R.GRIEM: " Plasma Spectroscopy". New York 1964.
W. FINCKELNBURG, H. PETERS: Handb.d.Physik 28,
79 (1957).
C. PECKER-WIMEL: "Introduction à la spectroscopie
des plasmas". Paris 1967.

- /20/ D.W. NORCROSS, P.M. STONE: J.Quant.Spectrosc. Radiat.Transfer 6, 277 (1966).
H.S.W. MASSEY, E.H.S.BURHOP: "Electronic and Ionic Impact Phenomena". Oxford 1969.
J.B. HASTED: "Physics of Atomic Collisions". London 1972
- /21/ Y.V.MOSKVIN: Optics and Sepctrosc. 15, 316 (1963).
K.J.NYGAARD, R.E.HEBNER: IEEE Therm.Conv.Special. Conf., San Diego 1971.
G.V. MARR: "Photoionisation processes in Gases". New York 1967.
- /22/ H.-U. KAROW: Bericht Ext. INR 4/66-6. Kernforschungs- zentrum Karlsruhe 1966.
- /23/ D.R. WILKINS, E.P. GYFTOPOULOS: IEEE Therm.Conv. Special.Conf., San Diego 1965.
J.H. INGOLD: IEEE Therm.Conv.Special.Conf., Houston 1966.
- /24/ J.R.PIERCE: J.appl. Phys. 11, 548 (1940).
R. HELM: Electr.Comm. 24, 101 (1947).
H.-U. KAROW: Bericht KFK 1871 , GfK Karlsruhe 1973.
- /25/ P.A. FRANKEN et al.: Phys.Rev.Lett. 7, 4 (1961).
P. GÖRLICH, C. HOFMANN: "Nichtlineare Optik", Berlin 1968.
A.F. HARVEY: "Coherent Light". London 1970.
- /26/ S. KUTZ et al.: Appl.Phys.Lett. 12, 186 (1968).
M.GSÄNGER: Persönliche Mitteilungen.
- /27/ B. HELD et al.: 10th Int.Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Oxford 1971.
- /28/ A. JAVAN, J.S. LEVINE: J.Quan.Electr. 8, 827(1972).
- /29/ H.SIMON, R.SUHRMANN: "Der lichtelektrische Effekt und seine Anwendungen", Berlin 1958.
H. MAYER: "Physik dünner Schichten. Gesamtbibliographie." Stuttgart 1972.
- /30/ H.E. IVES, H.BRIGGS: J.Opt.Soc.Amer. 26, 247(1936) und 28, 330 (1938).
R. FLEISCHMANN et al.: Z.Physik 174, 102 (1963).

- /31/ A.W. ELBEL: Z.Physik 147, 465 (1957).
H. SCHOPPER: Z.Physik 174, 125 (1963).
R.L.GERLACH, T.N. RHODIN: Surface Sci. 17, 32(1969).
- /32/ G.V. ROZENBERG: "Optik dünner Filme". Moskau 1958.
R.E. HUMMEL: "Optische Eigenschaften von Metallen und Legierungen". Berlin 1971.
- /33/ T.C. FRY: J.Opt.Soc.Amer. 15, 137 (1927) + 16, 1 (1928) + 22, 307 (1932).
M. BORN, E. WOLF: "Principles of Optics". Oxford 1965.
- /34/ H. SCHOPPER: Landolt-Börnstein: "Zahlenwerte und Funktionen". Vol.II/8 (1962).
- /35/ M.v. ARDENNE: "Tabellen zur angewandten Physik", Berlin 1962.
- /36/ A. TERENIN et al.: J.Phys.Chem. (USSR) 6, 189 (1935).
Problems of Cinetics and Catalysis (USSR) 8, 17 (1955).
Discussions Faraday Soc. 28, 28 (1959).
D.B. MEDVED: J.Chem.Phys. 28, 870 (1957).
P. KRONAUER, D. MENZEL: Proc. 2nd Int.Conf. on Absorption-Desorption Phenomena. Florenz 1971.
P. GENEQUAND: Surface Sci. 25, 643 (1971).
- /37/ C. KITTEL: "Solid State Physics". New York 1971.
- /38/ J.H.de BOER: "The Dynamical Character of Adsorption". Oxford 1953.
R.L. GERLACH, T.N. RHODIN: Surface Sci. 19, 403(1970).
- /40/ J.D. LEVINE, E.P. GYFTOPOULOS: Surface Sci. 1, 171 ff (1964).
- /41/ G.L. WEISSLER: Hand.d.Physik 21, 304 (1956).
Sect. 32.
- /42/ J.I. FRENKEL: "Statistische Physik", Berlin 1957.
R.H. FOWLER: "Statistical Mechanics". London 1936/66.

Zu Dank verpflichtet bin ich den Mitarbeitern der Werkstätten und Kollegen der Gruppe "Neue Technologien" für ihre Unterstützung oder Mitarbeit beim Aufbau der Experimente, besonders den Herren Hornung, Gaukel, Kurz und Huber sowie Herrn Rodrian (IMF) für die Durchführung der Elektronenstrahlschweißungen.

Herrn Dr. Gsänger in München danke ich für hilfreiche Hinweise zur nichtlinearen Optik.