

Untersuchung einer schnellen coaxialen
Blitzlampe als Pumplichtquelle für
einen Rubinlaser

Koaxiale Lichtquelle

Xenon-Niederdruckentladung

Elektrische Anordnung

Blitzlampe W. Sassin

Verionisierung

Harthärtung

IPP 1/18 Januar 1964

Zeitintegrierte fotografische Aufnahme

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

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Seite

Untersuchung einer schnellen coaxialen
Blitzlampe als Pumplichtquelle für
einen Rubinlaser

W. Sassin

IPP 1/18

Januar 1964

Inhalt

Anhang

Technologische Probleme beim Betrieb
der Blitzlampe

Referenz

Verteilung des Magnetfeldes im Innern
einer coaxialen Entladung mit einer
axialen Zentrizität

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

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
Einleitung	3
I Koaxiale Lichtquelle	
Xenon-Niederdruckentladung	4
Elektrische Anordnung	5
Blitzlampe	7
Vorionisierung	9
Hauptentladung	10
Zeitintegrierte fotografische Aufnahmen	11
Widerstand und Momentanleistung	11
Lichtausbeute in Abhängigkeit von Querschnitt, Druck und Energie	13
Spektrale und absolute Lichtausbeute	14
II Pumpanordnung	-
Geometrische Anordnung der Pumplicht- quelle	17
Pumpversuche	24
Diskussion der Ergebnisse	25
Anhang	
Technologische Probleme beim Betrieb der Blitzlampe	27
Fluoreszenz	28
Berechnung des Magnetfeldes im Innern einer koaxialen Entladung mit einer kleinen Exzentrizität	30
Literaturverzeichnis	32

Zusammenfassung

Es wurde eine hohlzylindrische Xenonblitzlampe entwickelt, die im Vergleich zu gewöhnlichen stabförmigen oder gewendelten Blitzlampen eine bedeutend höhere Strahlungsleistung zum Pumpen eines Rubinlasers erzeugt, als das bisher möglich war. Die Leistungssteigerung beruht vorwiegend auf der vergleichsweise kleinen Leuchtdauer dieser Lampe von nur rund 50 μ s. Nach eingehenden Untersuchungen erwies es sich als notwendig, eine eigene Vorionisierung für diese schnelle Lampe zu benutzen. Erst mit ihrer Hilfe gelang es, die sonst bei solchen kurzen Blitzdauern auftretende, unregelmässige Stromverteilung im Entladungsraum zu unterbinden und eine parallel dazu gefundene, schon bei relativ kleinen Energien stattfindende Zerstörung des Entladungsgefässes zu vermeiden.

Von einer weiteren Verkürzung der Entladezeit wurde abgesehen, weil dann die Bruchgrenze schnell zu so kleinen Energiebeiträgen absank, dass eine auf diese Weise betriebene Lampe als Lichtquelle für ein Rubinlasersystem nicht mehr brauchbar war. Mit Fluoreszenzstoffen konnte eine Steigerung der Pumpleistung im grünen Absorptionsband des rosa Rubins um einen Faktor 3 erzielt werden. Es stellte sich indessen heraus, dass entgegen den älteren Literaturangaben der Rubin wesentlich bei 4000 Å gepumpt wird. Im blauen Pumpband wurde jedoch kein annähernd so guter Fluoreszenzstoff gefunden, wie für den grünen Spektralbereich. Die bei 4000 Å durchgeführten Lichtausbeutemessungen an der koaxialen Blitzlampe ergaben eine optimale Schichtdicke des strahlenden Xenonplasmas. Mit dieser Schichtdicke wurde bei Lampen konstanten inneren Durchmessers die absolut höchste Pumpstrahlungsleistung erreicht. Weiter zeigte sich aus Fotografien, dass, im Gegensatz zu der allgemein benutzten Annahme, Xenonblitzlampen seien optisch dicht, diese Voraussetzung hier nicht erfüllt war.

Das machte eine vollkommen neue Berechnung der Strahlungsverhältnisse im Innern der Blitzlampe notwendig. Von einer optisch dünnen

koaxialen Lampe ausgehend, konnte gezeigt werden, dass eine Steigerung der wirksamen Strahlungsleistung bei einer Vergrösserung der Lampendimensionen erwartet werden kann, solange die Blitzlampe nicht schon optisch dicht ist. Experimentell wurde der Gewinn an Pumpleistung bestimmt, den die entwickelte Blitzlampe aufwies. Aus den Schwellenergien ein und desselben Rubins einmal in der koaxialen, das anderemal in einer elliptischen Anordnung mit stabförmiger Lampe folgte, dass bei einer Belastung jeder dieser Lampen bis zur Bruchgrenze, eine um den Faktor 3,5 grössere maximale Pumpleistung erzielt worden war. Geht man mit den Daten dieser Blitzlampe in die durchgeführte Rechnung ein, dann lässt sich eine Verdopplung der erreichten Verbesserung erwarten, wenn sowohl der Lampendurchmesser als auch die elektrische Batterie um einen Faktor 10 vergrössert werden.

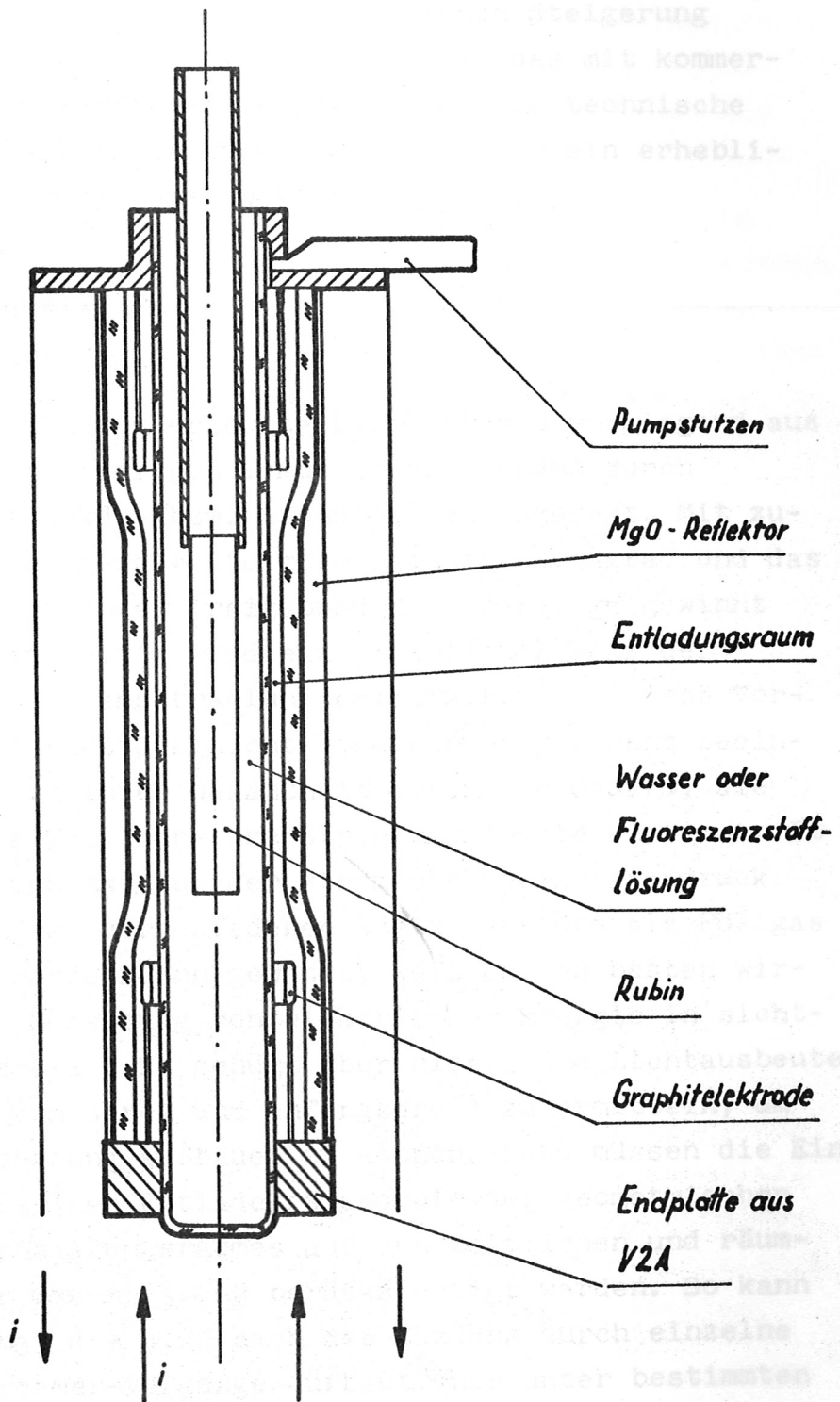
Einleitung

Der Betrieb eines Rubinslasers erfordert eine Lichtquelle sehr hoher Pumplichtintensität. Da die zum Pumpen verwendbaren käuflichen Blitzlampen eine Entladedauer von rund 200 bis 1000 μ s haben, ist die Emissionsdauer eines mit solchen Lampen betriebenen Lasersystems etwa ebenso lang. Zur Untersuchung von Plasmen, die selbst stark strahlen, muss die Laserausgangsleistung möglichst hoch, wegen der kurzen Lebensdauer der hier in Frage kommenden Plasmen aber nur einige Mikrosekunden lang vorhanden sein. Aus diesem Grund wurde versucht, eine Blitzlampe zu bauen, die in entsprechend kurzer Zeit die zum Pumpen des Rubins nötige Strahlung erzeugt. Eine solche Verkürzung der Entladedauer der Lichtquelle liess eine Steigerung der Pumpleistung und darauf aufbauend eine gleichzeitig mögliche Erhöhung der Laserleistung erwarten.

Das bei grossen Strömen auftretende starke Magnetfeld mit seiner Rückwirkung auf die Entladung und den Emissionsvorgang im Rubin durch eine mögliche Zeemanaufspaltung des Laserarbeitsniveaus [1] führte zur Wahl einer koaxialen Anordnung (Abb. 1), deren kleine Induktivität schnelle Vorgänge ermöglicht und die die Magnetfeldstörung umgeht, weil der Rubin im feldfreien Raum angebracht werden kann.

Um sehr kurzdauerndes Pumplicht hoher Intensität zu erzeugen, könnte man vielleicht einen Pincheffekt verwenden, wie es Colgate und Trivelpiece 1961 vorgeschlagen haben [2]. Die geringe Ausbeute an brauchbaren Wellenlängen, vor allem aber das dann am Ort des Rubins auftretende grosse Magnetfeld liess eine solche Anordnung ungünstig erscheinen [1], [3].

Die Aufgabe lief damit im wesentlichen auf zwei Punkte hinaus. Zum einen war eine koaxiale Niederdruckentladung schnell und mit grosser Strahlungsleistung in den Wellenlängenbereichen zu betreiben, in denen der Rubin wirksam gepumpt werden kann. Zum anderen sollte durch eine günstige optische Anordnung ein möglichst grosser Teil der erzeugten Pumpstrahlung dann in den



Koaxiale Blitzlampe

(Längsschnitt)

Abb. 1

Rubin gebracht werden. Bei einer wesentlichen Steigerung der Strahlungsleistung über das Mass hinaus, das mit kommerziellen Blitzlampen verfügbar ist, waren grosse technische Probleme zu erwarten. Ihrer Lösung musste daher ein erheblicher Teil der Arbeit gewidmet werden.

I. Koaxiale Lichtquelle

Xenon-Niederdruckentladung

Das in einer Gasentladung erzeugte Licht stammt vorwiegend aus drei Prozessen. Bei niedrigen Temperaturen werden durch Elektronenstösse Molekül- bzw. Atomspektren angeregt. Mit zunehmender Elektronenenergie steigt der Ionisationsgrad und das Rekombinationsleuchten der freigegebenen Übergänge gewinnt an Bedeutung. Gleichzeitig wird ein erheblicher Teil der Energie in Form von Bremsstrahlung emittiert. Alle diese Vorgänge lassen sich praktisch nicht voneinander getrennt beeinflussen. Sie sind in ihrer Gesamtheit durch die Gasart, die Temperatur und die Teilchen- und Strahlungsdichte bestimmt. Im Experiment sind zunächst nur der Strom und der Anfangsdruck veränderlich. Von den verschiedenen Edelgasen, die als Füllgas in Frage kommen, wurde Xenon gewählt, weil es den besten Wirkungsgrad für die Umsetzung von elektrischer Energie in sichtbares Licht zeigt [4]. Es genügt aber nicht, die Lichtausbeute nur als Funktion von Strom und Anfangsdruck zu ermitteln, um eine optimale Anordnung aufbauen zu können. Dazu müssen die Einflüsse des elektrischen Entladekreises wie der geometrischen Abmessungen des Entladungsraumes auf den zeitlichen und räumlichen Aufbau der Gasentladung berücksichtigt werden. So kann z.B. die Entladung, die sich nach der Zündung durch einzelne Townsend oder streamer-Vorgänge aufbaut, nur unter bestimmten Bedingungen den ganzen ihr gebotenen Raum ausfüllen. Die Ausdämpfung anfänglich immer vorhandener lokaler Stromdichte- bzw. Temperaturschwankungen und die Rückwirkung des eigenen Magnetfeldes beeinflussen die Entladung und deren Lichtemission umso mehr, zu je kürzeren Entladezeiten übergegangen wird. Qualitative

Vorversuche zeigten nämlich, dass bei den ins Auge gefassten Entladezeiten von einigen 10 Mikrosekunden die Ausdämpfungszeiten dieser Störungen nicht mehr klein gegen die Länge des gesamten Vorgangs sind.

Ehe deshalb aus Messungen so einfacher Grössen wie Strom und Gesamtlicht einer Blitzlampe brauchbare Schlüsse gezogen werden konnten, war es notwendig, die vom Einschalten herrührenden Störungen entweder auf ein vernachlässigbares Mass zu beschränken, oder sie wenigstens reproduzierbar zu machen. Dazu war, wie sich noch zeigen wird, eine Vorionisierung erforderlich. Erst mit ihrer Hilfe entstanden so definierte Verhältnisse, dass die einzelnen Lampenparameter festgelegt werden konnten.

Zunächst soll jedoch der verwendete elektrische Entladekreis behandelt werden, bevor auf Untersuchungen an der Blitzlampe eingegangen wird.

Elektrische Anordnung

Zur Erzielung einer möglichst hohen Strahlungsleistung muss man bemüht sein, die auf einem Kondensator der Kapazität C gespeicherte Energie E möglichst vollständig und möglichst rasch in der Blitzlampe umzusetzen. Das geschieht, wenn in einem elektrischen Kreis, der nur aus Kapazität, Induktivität und Ohmschen Widerstand besteht, und in dem diese Elemente in Serie liegen, die Entladung dem aperiodischen Grenzfall entspricht [5]. Für die Berechnung der Schaltkreiselemente, in der C die Kapazität der Batterie in Farad, L die Induktivität des gesamten Kreises in Henry und R den Ohmschen Widerstand der koaxialen Blitzlampe zuzüglich der Widerstände der Zuleitungen in Ohm darstellen, gilt dann

$$(1) \quad R = 2 \sqrt{\frac{L}{C}} .$$

Der zeitliche Verlauf des Stromes i in Ampere ergibt sich zu

$$(2) \quad i(t) = \frac{U}{L} t \exp\left(-\frac{R}{2L} t\right) ,$$

wobei U die Ladespannung des Kondensators in Volt und t die

Zeit in Sekunden sind. Der maximale Strom i_{\max} , der aus (2) durch Differenzieren nach t folgt, ist

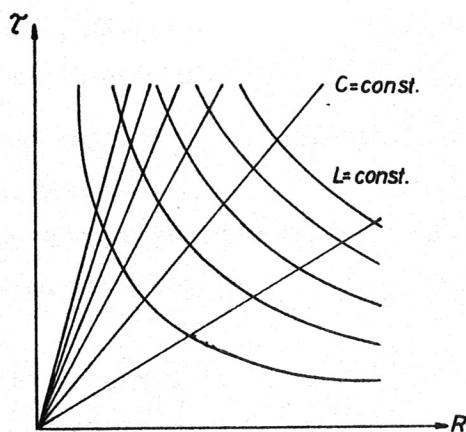
$$(3) \quad i_{\max} = 0,73 \frac{U}{R}$$

Als Mass für die Zeit, die ein solcher Entladungsvorgang braucht, lässt sich die Entladedauer τ in Sekunden definieren, die zwischen den beiden Zeitpunkten liegt, an denen die Funktion (2) die Werte $i_{\max}/2$ annimmt. Sie ergibt sich zu

$$(4) \quad \tau = 1,2 RC ,$$

bzw. mit (1) zu

$$(5) \quad \tau = 4,8 \frac{L}{R} .$$



(4) und (5) sind in nebenstehender Skizze über R und τ aufgetragen. Man erkennt, dass bei vorgegebenem Ohmschen Widerstand R und festgelegter Entladedauer τ sowohl L als auch C eindeutig bestimmt sind. Eine Veränderung der in R umgesetzten Energie kann bei konstantem τ durch Variieren der Kondensatorspannung U vorgenommen werden, solange der Ohmsche Widerstand R davon nicht beeinflusst wird. Weiter ändert sich dann die momentane Lei-

stung zu irgendeinem Zeitpunkt linear mit der gesamten jeweils umgesetzten Energie.

Neben der eben behandelten aperiodischen Form der Energieumsetzung hat der Entladekreis (Abb. 2) noch weitere Funktionen zu erfüllen. Aus den Versuchen ergab sich die Notwendigkeit, mit Spannungen auf der Kondensatorbatterie zu arbeiten, die bei niedrigen Fülldrücken über der Selbstzündspannung der Blitzlampe lagen. Das war nur mit Hilfe eines Schalters möglich. Andererseits genügten bei hohen Drücken und niedrigen Spannungen die üblichen Triggerpulse auf eine getrennte Elektrode an der Lampe nicht, um mit Sicherheit eine Zündung herbeizuführen. Eine

Vorbatterie mit hoher Spannung und kleiner Kapazität behob diese Schwierigkeit. Bei der Hauptbatterie war ein Ignitron wegen der auftretenden Überspannungen beim Zünden der Vorionisierung als Schaltelement erforderlich. Der Funkenstrecke der Vorbatterie lag ein Kondensator parallel, der bei den anfangs sehr kleinen Strömen im Entladekreis für eine ausreichende Leitfähigkeit des Funkenkanals sorgte.

Das Schaltschema der ganzen Anlage ist in Abb. 2 wiedergegeben.

Die Daten der Hauptbatterie:

Kapazität	400 μ F MP
Gesamtinduktivität	0,4 μ H
Max-Spannung	2,5 kV
Max-Energie	1250 Ws

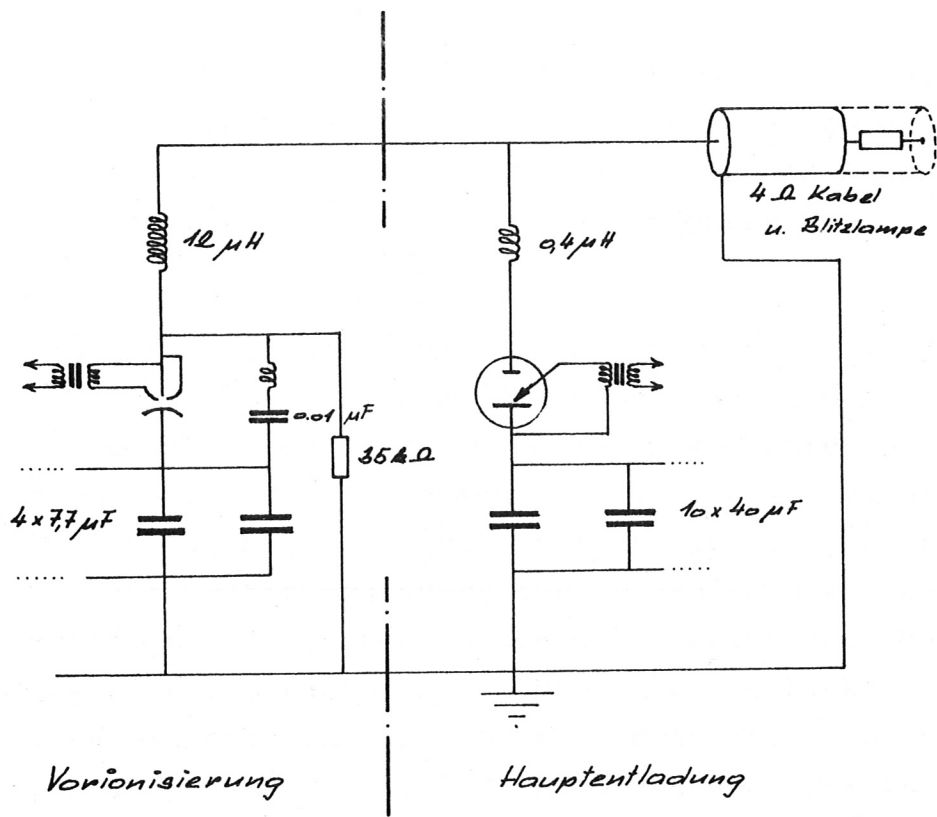
und der Vorionisierungsbatterie:

Kapazität	31 μ F MP
Gesamtinduktivität	12 μ H
Max.-Spannung	10 kV

Blitzlampe

Die auf viele qualitative Vorversuche, zunächst ohne und später mit Vorionisierung zurückgehende Form der koaxialen Blitzlampe ist aus Abb. 1 zu ersehen. Zwei rotationssymmetrische Quarzrohre verschiedenen Durchmessers, deren Achsen zusammenfallen, begrenzen die Entladung, die parallel zur Symmetrieachse verläuft. Die Stromzuführung erfolgt über Ringelektroden. Der koaxiale äussere Rückleiter dient gleichzeitig als Lampenhalterung.

Um einen Hinweis auf die Ursachen der selbst bei relativ kleinen Entladungsenergien ohne Benutzung einer Vorionisierung aufgetretenen Lampenexplosionen zu gewinnen, wurde aus Standspektren eine grobe Temperaturabschätzung vorgenommen. Mit dieser Temperatur lässt sich bei bekannter Dichte des Füllgases ein ungefährender Wert für die auftretenden Drücke angeben. Nimmt man in



Schaltschema

Blockschaltbild

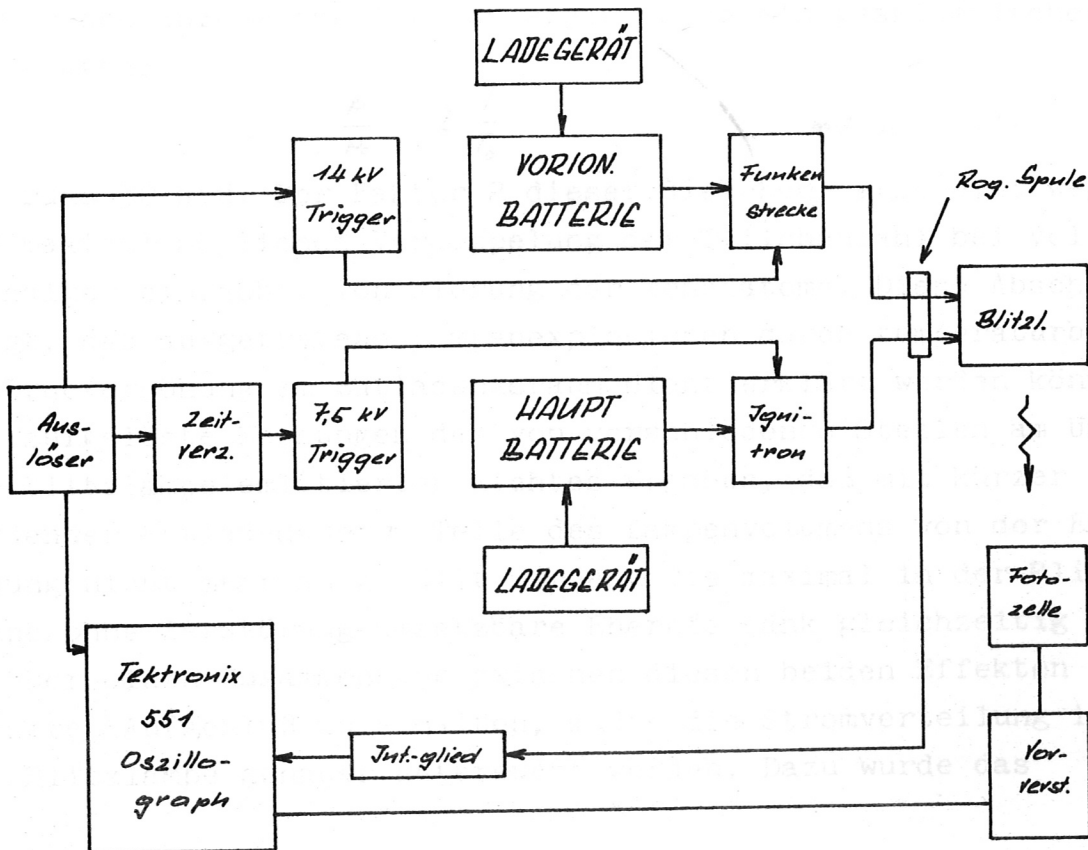


Abb. 2

der Lampe während der Entladung einen Überdruck p an, so wird das äußere Rohr auf Zug, das innere auf Druck beansprucht. Ist die Wandstärke d klein gegen den Durchmesser D des Außenrohres, dann ergibt sich für die entstehende Zugspannung σ

$$(6) \quad \sigma = p \cdot \frac{D}{d}$$

Bei einer Zugfestigkeit des Quarzes von $\sigma_{krit.} = 10 \frac{kp}{mm^2}$ und den Werten $D = 23$ mm, $d = 3$ mm müßte das Rohr einen Druck von ca. 250 atü aushalten. In [6] angegebene Messungen streuen stark. Die minimalen Werte für die genannten Maße liegen bei etwa der Hälfte, nämlich 100 atü Berstdruck. Die Angabe des Berstdruckes bezieht sich auf Belastungsdauern der Größenordnung Sekunden. Bei kurzdauernden Belastungen (mehrere Mikrosekunden) kann sich dieser Druck um einen Faktor 2 erhöhen. Für die Elektronentemperatur einer Entladung in dem kritischen Energiebereich, in dem Explosionen auftraten, läßt sich aus dem Spektrum etwa der Abb. 10 d eine obere Grenze angeben, die in der Größenordnung von $3 \cdot 10^4$ °K liegt. Berücksichtigt man, daß für die Xenonionen im Höchstfall die gleiche Temperatur wie für die Elektronen anzunehmen ist, so ergibt sich ein gaskinetischer Druck gemäß

$$(7) \quad \frac{p}{p_0} = 2 \frac{T}{T_0} \quad \text{mit } p_0 \approx 100 \text{ Torr}$$

von rund 30 atü. Der Faktor 2 dieser Gleichung erscheint wegen der maximal möglichen Verdoppelung der Teilchenzahl bei vollständiger einfacher Ionisierung der Xenonatome. Diese Abschätzung zeigt, daß aufgetretene Lampenexplosionen durch temperaturbedingte Druckerhöhung im Entladungsraum nicht erklärt werden können. Zeitaufgelöste Messungen des von verschiedenen Stellen am Umfang der Blitzlampe emittierten Lichtes ergaben, daß mit kürzer werdender Entladedauer τ Teile des Lampenvolumens von der Entladung nicht mehr ausgefüllt wurden. Die maximal in der Blitzlampe ohne Zerstörung umsetzbare Energie sank gleichzeitig ab. Um über einen Zusammenhang zwischen diesen beiden Effekten besseren Aufschluß zu erhalten, mußte die Stromverteilung in der Blitzlampe genauer untersucht werden. Dazu wurde das

Magnetfeld auf der Systemachse nach Richtung und Größe mit zwei kleinen Induktionsspulen gemessen. Eine über den Umfang der hohlzylindrischen Blitzlampe konstante Stromverteilung (Stromrichtung parallel zur Achse) kann im Innenraum kein Magnetfeld erzeugen. Treten Abweichungen von dieser angestrebten Verteilung auf, so lassen sie sich durch das dann dort entstehende Feld nachweisen. Die Magnetfeldmessungen brachten qualitativ das gleiche Ergebnis wie die Lichtmessungen: Bei einer Entladedauer von einigen $10 \mu\text{s}$ halten die beobachteten räumlichen Stromdichteschwankungen fast während des ganzen Vorganges an. Der Durchbruch der Gasstrecke, der bei den verwendeten Drucken und elektrischen Feldstärkewerten durch streamer-Mechanismen vor sich geht, ließ zu Beginn der Entladung solche Störungen erwarten. Unerklärlich blieb aber, daß diese Störungen sich über so lange Zeiten erstreckten. Momentaufnahmen, wie sie in [7] an einer linearen Blitzlampe durchgeführt wurden, zeigen einen ähnlichen Effekt. Nichtleuchtende Bereiche treten dort noch $100 \mu\text{s}$ nach der Zündung auf. Ehe weitere Messungen an der koaxialen Blitzlampe vorgenommen werden konnten, mußten diese Einschaltstörungen beseitigt werden. Das gelang mit Hilfe einer Vorionisierung.

Vorionisierung

Damit sich die nach der Zündung festgestellten Unregelmäßigkeiten in der Stromverteilung ausgleichen konnten, wurde eine gegen die Hauptbatterie vergleichsweise langsame Vorbatterie benutzt. Ihr hoher Innenwiderstand sollte einen zu schnellen Stromanstieg und damit eine zu starke lokale Aufheizung der bereits von der Entladung erfaßten Teile der Lampe verhindern, die bei der Hauptentladung schnell zur Zerstörung des Gefäßes geführt hatte. Mit den oben beschriebenen Magnetfeldmessungen wurden verschiedene Vorionisierungsbatterien auf ihre Brauchbarkeit hin untersucht. Durch Änderung der Induktivität im Vorionisierungskreis (Abb. 2) konnte der maximale Strom durch die Blitzlampe - die Hauptbatterie war abgeklemmt - zwischen 3,5 und 13 kA bei konstanter Anfangsspannung eingestellt werden.

Die zur Zeit des ersten Strommaximums tatsächlich gefundenen Magnetfelder (Größenordnung einige Hundert Gauß) verhielten sich nach Normierung auf den jeweiligen Strom wie $1 : 0,3 : 0,25$, wobei die entsprechenden Schwingungsdauern T_s des oszillierenden Vorionisierungsstromes 240, 120 bzw. 60 μs betragen. Während im ersten Fall der Strom zu niedrig war, um den ganzen Querschnitt der Lampe auszufüllen, reichte bei $T_s = 60 \mu\text{s}$ die bis zum ersten Strommaximum verfügbare Zeit (15 μs) nicht mehr, um eine merklich homogenere Vorionisation zu erreichen als bei $T_s = 120 \mu\text{s}$. Die für die Vorbatterie gewählten Werte $C = 31 \mu\text{F}$, $L = 12 \mu\text{H}$ entsprechen deshalb $T_s = 120 \mu\text{s}$. Eine merkliche Veränderung dieses optimalen Betriebes war in dem interessierenden Bereich von 20 bis 100 Torr Lampenfülldruck nicht feststellbar.

Hauptentladung

Die Hauptentladung wurde ca. 25 μs nach Beginn der Vorionisierung gezündet. Zu dieser Zeit hatte sich die Entladung bereits hinreichend ausgeglichen, wie aus dem zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes (Abb. 3) zu entnehmen war. Allerdings zeigte sich, daß auch während der Hauptentladung das Magnetfeld im Innenraum zwar relativ kleiner wurde und seine Richtung jetzt beibehielt, aber nicht ganz verschwand. Untersuchungen an mehreren Entladungen und verschiedenen Lampen führten zu dem Schluß, daß bis auf kleine Korrekturen dieses Magnetfeld nicht mehr den Einschaltstörungen, sondern den herstellungstechnisch schwer zu vermeidenden Gefäßtoleranzen zuzuschreiben war. Solche Unregelmäßigkeiten im Gefäß verursachen auch bei überall konstanter Stromdichte eine unsymmetrische Stromverteilung und dadurch ein Magnetfeld. Eine genauere Durchrechnung des Problems ist im Anhang wiedergegeben. Um unabhängig von den Magnetfeldmessungen eine Information über ein gleichmäßiges Brennen der Entladung zu erhalten, wurde die Entladung fotografiert.

Zeitintegrierte fotografische Aufnahmen

In Abb. 3 sind Strom und Licht für eine typische Entladung in Abhängigkeit von der Zeit wiedergegeben. Daraus kann entnommen werden, daß kein merkliches Rekombinationsleuchten am Ende des Vorganges auftritt. Eine mögliche Struktur des Plasmas während der Entladung kann bei zeitintegrierten Aufnahmen also nachträglich nicht mehr verwischt werden. Nachdem die Magnetfeldmessungen örtliche Wanderungen einzelner Stromfäden während der Zeit ausschließen, in der der Hauptteil des erzeugten Lichtes emittiert wird, müßten sich ausgedehnte, schwach leuchtende Bereiche in der Lampe auch ohne Zeitauflösung feststellen lassen. Die Fotografien (Abb. 4) zeigen aber keinerlei Struktur. Daraus läßt sich ersehen, daß die Entladung den ganzen Querschnitt der Lampe homogen erfüllt.

Nebenbei sei an dieser Stelle festgehalten, daß längs der im Bild sichtbaren Mantellinien die Entladung etwas heller als im Zentrum erscheint. Das deutet darauf hin, daß die leuchtende Schicht noch nicht optisch dicht ist. Wegen der hohlzylindrischen Form nimmt deswegen die Helligkeit zum Rand hin zu.

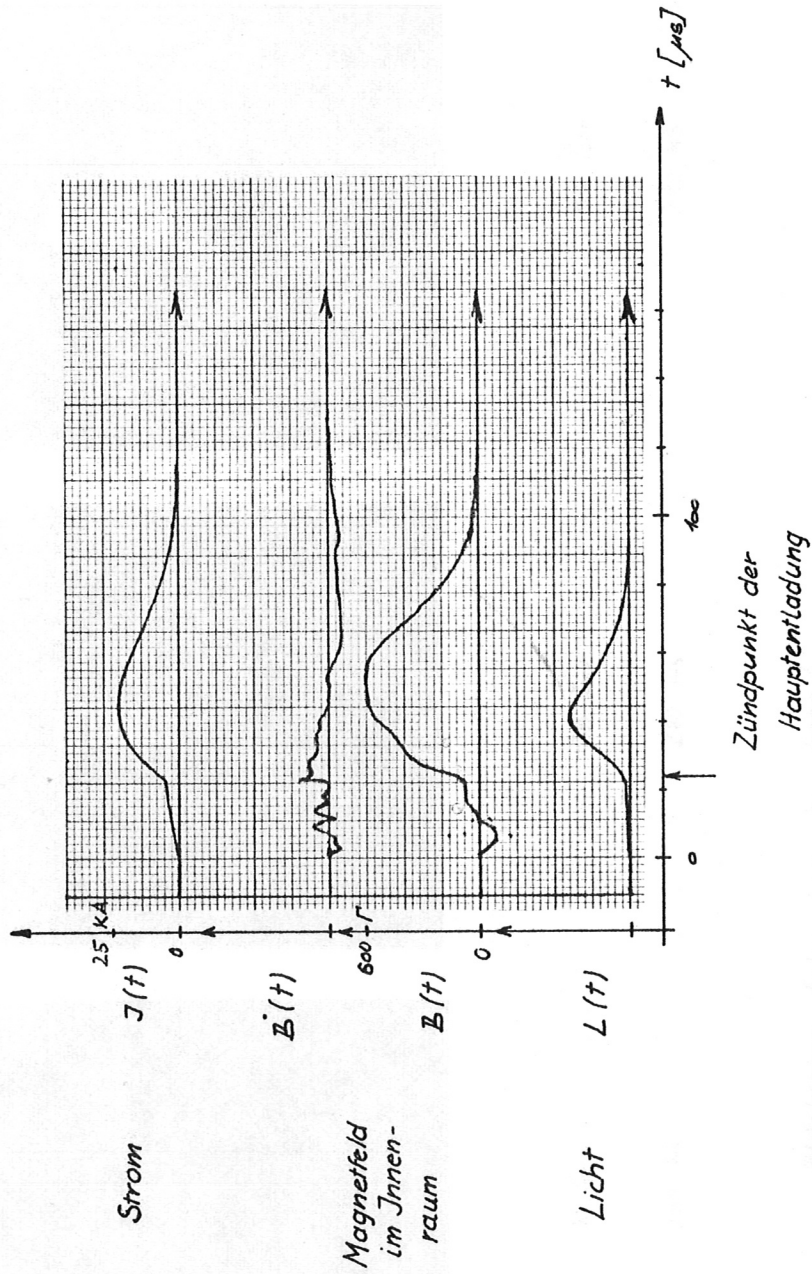
Die auf Seite 5 erwähnten Einschaltstörungen sind bei dem Betrieb der Blitzlampe mit der Vorionisierung so klein, daß sie eine sinnvolle Verknüpfung zwischen Strom, Spannung und den durchgeführten Lichtmessungen zulassen. Das wirkte sich auch in der relativ kleinen Streuung der im folgenden angegebenen Messwerte aus. In Abb. 6 liegen z.B. alle Meßpunkte innerhalb $\pm 3\%$ von der jeweils eingezeichneten Kurve.

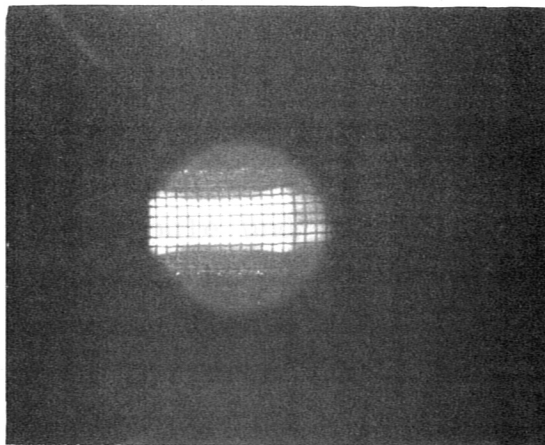
Widerstand und Momentanleistung

Um die wirklich in der Blitzlampe verbrauchte elektrische Energie zu ermitteln, ist es notwendig, den Widerstand der Zuleitungen R_z und den der Blitzlampe R_1 zu kennen. Aus der Dämpfung des kurzgeschlossenen Hauptkreises ergab sich $R_z = 10 - 15 \text{ m}\Omega$. Der Widerstand der Blitzlampe ändert sich während der Entladung. Sind der Strom und die zwischen den

Abb. 3

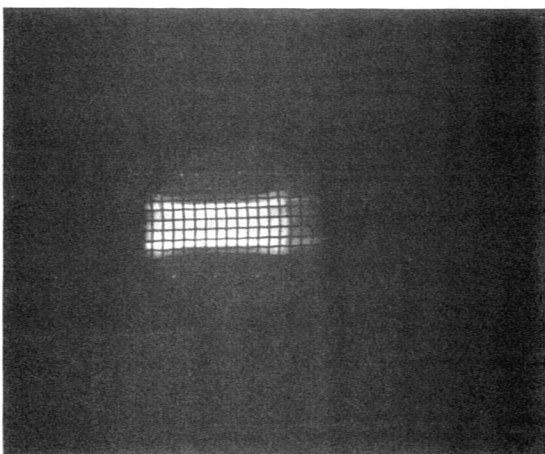
Oszillogramme
einer Entladung





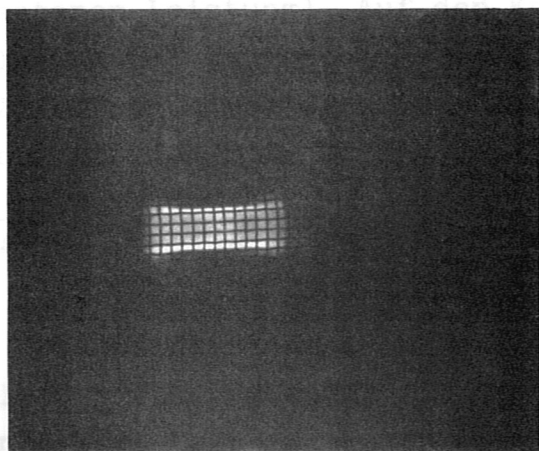
100 Torr

570 Ws



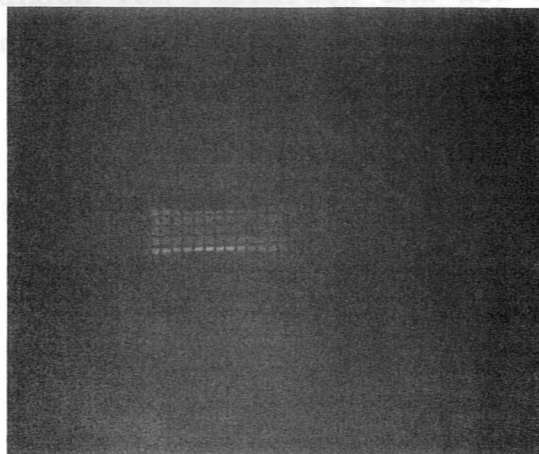
100 Torr

280 Ws



30 Torr

280 Ws



10 Torr

280 Ws

Abb. 4

Blitzlampe fotografiert bei 4000 Å

Elektroden herrschende Potentialdifferenz als Funktion der Zeit bekannt, dann läßt sich daraus R_1 errechnen. Mit Hilfe einer Rogowskyspule und nachfolgender Integration des $\frac{di}{dt}$ - Signals durch ein RC-Glied wurde der Strom gemessen. Zur Spannungsmessung diente ein Differentialspannungsteiler mit nachfolgendem Differenzverstärker. In Abb. 5 sind entsprechende Kurven für die Spannung $u(t)$, den Strom $i(t)$ und den daraus berechneten Widerstand $r(t)$ einer bestimmten Entladung zusammengefaßt. Etwa $8 \mu\text{s}$ nach Zündung der Hauptentladung wird ein konstanter Widerstand erreicht, der in den darauf folgenden $35 \mu\text{s}$ innerhalb $\pm 10\%$ dieses Wertes bleibt. In die gleiche Figur ist auch noch die momentane elektrische Leistung $N(t)$ eingetragen. Der Leistungskurve läßt sich entnehmen, daß in den genannten $35 \mu\text{s}$ 80% der gesamten Energie umgesetzt werden. Deshalb konnte die Blitzlampe in den in der Arbeit durchgeführten Rechnungen durch einen konstanten Ohmschen Widerstand ersetzt werden. In dem in Abb. 5 angegebenen Fall ist die gesamte in der Blitzlampe verbrauchte Energie 465 Ws (nach Integration der momentanen Leistung). Auf den Kondensatoren waren zu Beginn der Entladung 675 Ws gespeichert; d.h. 30% der Energie gehen in den Zuleitungen verloren. Der Ohmsche Widerstand der Zuleitungen ergibt sich mit

$$(8) \quad \frac{E_{\text{gesamt}} - E_{\text{Blitzlampe}}}{E_{\text{Blitzlampe}}} = \frac{R_z}{R_l} \quad \text{zu } R_z = 0,016 \Omega$$

und der Gesamtwiderstand zu $R_g = 0,055 \Omega$. Diese Zahlen stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit dem aus der Dämpfungsmethode erhaltenen Wert überein. Wegen der geringen Abhängigkeit des Widerstandes vom Fülldruck und der Eingangsenergie (siehe Abb. 6) ist die in der Lampe verbrauchte Energie in allen untersuchten Fällen etwa 70% der ursprünglichen Kondensatorenergie. In Abb. 6 ist die Abhängigkeit des im Strommaximum gemessenen Ohmschen Widerstandes vom Fülldruck und der größten erreichten

Meßgrößen einer Entladung

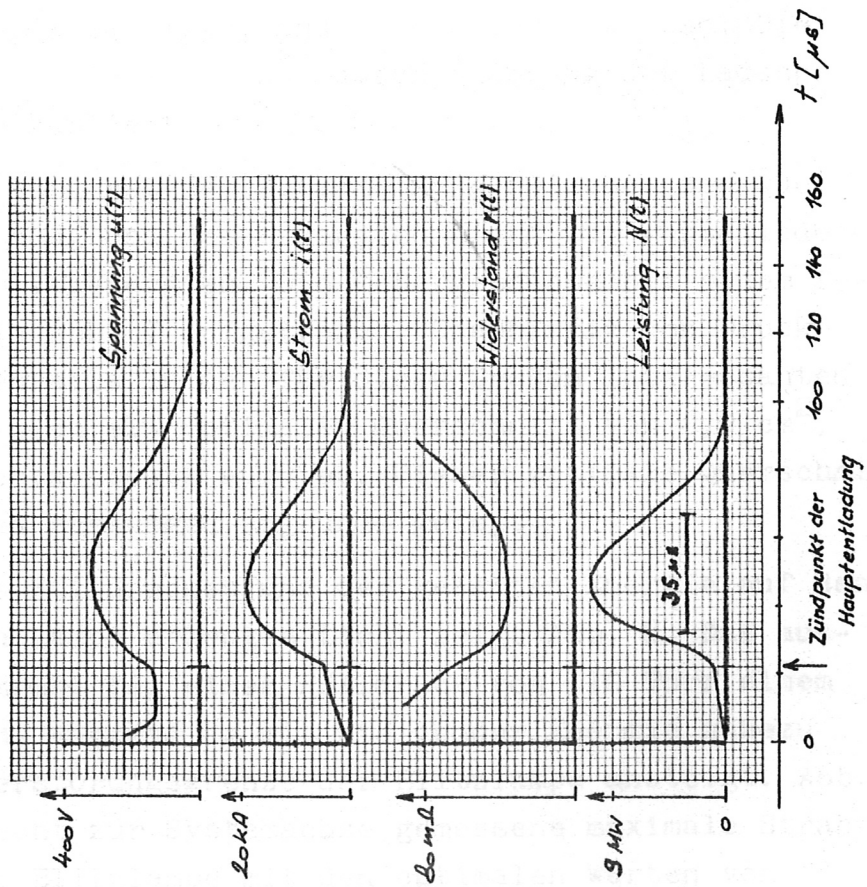


Abb. 5

min. Widerstand
 R [mΩ]

bei der max. Stromdichte
versch. Entladungen

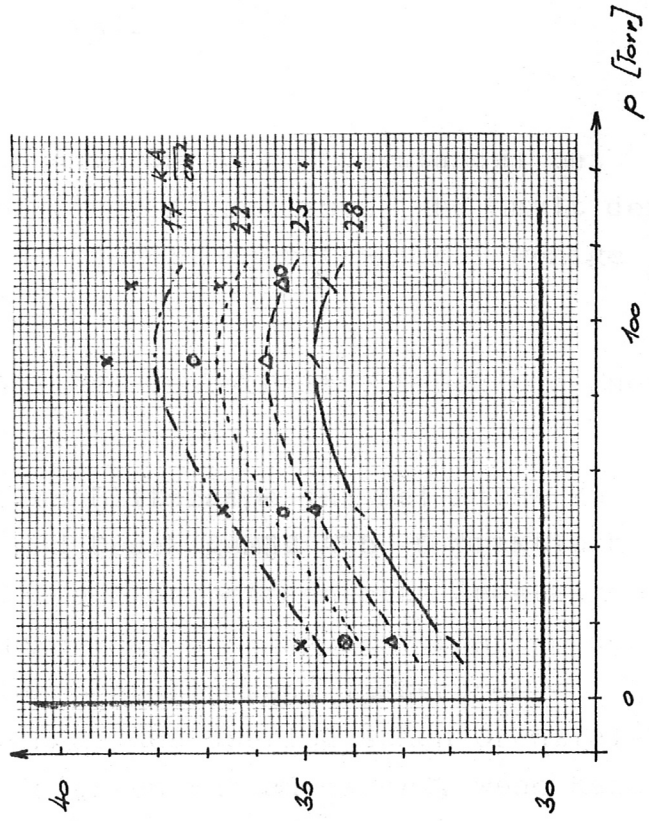


Abb. 6

Stromdichte wiedergeben. Die Änderung des Widerstandes bei Variation des Fülldruckes bzw. der Stromdichte (und damit der Energie) in den überstrichenen Bereichen beträgt nur wenige Prozent.

Lichtausbeute in Abhängigkeit von Querschnitt, Druck und Energie

Der Widerstand R der koaxialen Blitzlampe ist bei nicht zu großer Variation von Strom und Druck gemäß Abb. 6 praktisch konstant. Das bedeutet, daß die hier betrachteten Änderungen der Stromdichte und des Druckes das Schwingungsverhalten des Entladekreises nicht merklich beeinflussen. Insbesondere bleibt die Entladung in der Nähe des aperiodischen Grenzfalles und der auf Seite 6 definierten Entladedauer τ , wenn Kapazität und Induktivität der Hauptbatterie einmal zu R und einem gewünschten τ passend gewählt werden. Dadurch konnten die mit ein und demselben Entladekreis vorgenommenen Messungen über die Lichtausbeute direkt miteinander verglichen werden. Die Größe der Gesamtenergie wurde nur durch Änderung der Ladespannung der Batterie variiert.

Untersucht wurde zunächst der Zusammenhang zwischen dem Querschnitt der Entladung und dem erzeugten Licht bei verschiedenen Fülldrücken und Blitzenergien. Die Meßergebnisse bei einem festen Druck sind in Abb. 7 aufgetragen. Unabhängig von Druck und Energie, jedenfalls in den für diese Größen interessanten Bereichen, ergab sich ein optimaler Querschnitt von $0,9 \text{ cm}^2$, der die beste Lichtausbeute aufwies. Dieser optimale Querschnitt wurde den weiteren Messungen zugrunde gelegt.

Die Einflüsse des Fülldruckes und der gesamten Energie auf das mit der koaxialen Lampe erzeugte Licht zeigt Abb. 8. Das ausgesandte Licht strebt bei einem Fülldruck von 110 Torr einem Sättigungswert zu, während es mit steigender Energie nahezu linear bis zur Zerstörungsgrenze der Blitzlampe ansteigt. Abb. 9 gibt die senkrecht zur Systemachse gemessene maximale Strahlungsleistung der Blitzlampe mit den optimalen Werten von

$\int \text{Licht dt}$
in willk. Einheiten.

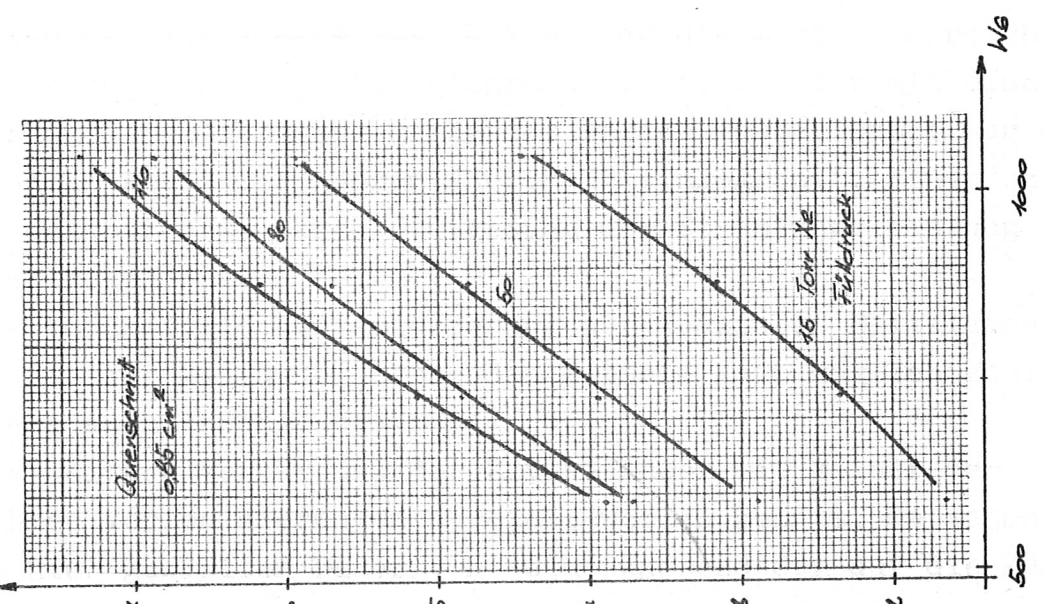
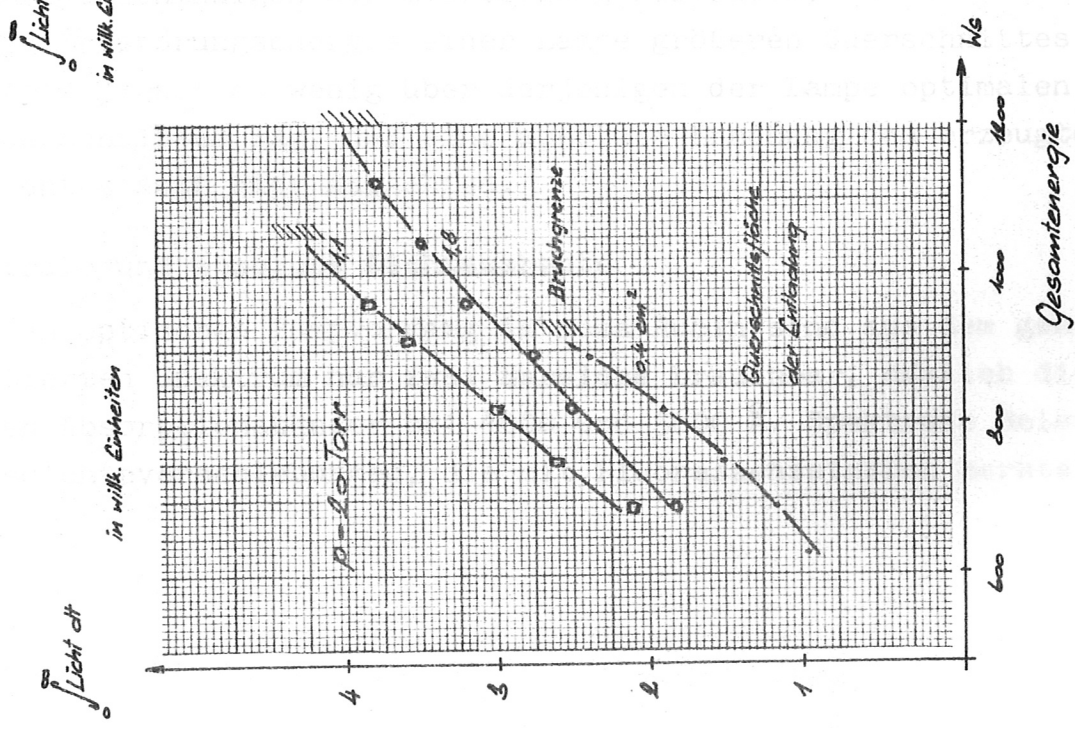


Abb. 7

Gesamtenergie

Lichtleistung d. optimalen Blitzlampe
max. Lichtintensität \perp zur Achse bei 4000 \AA

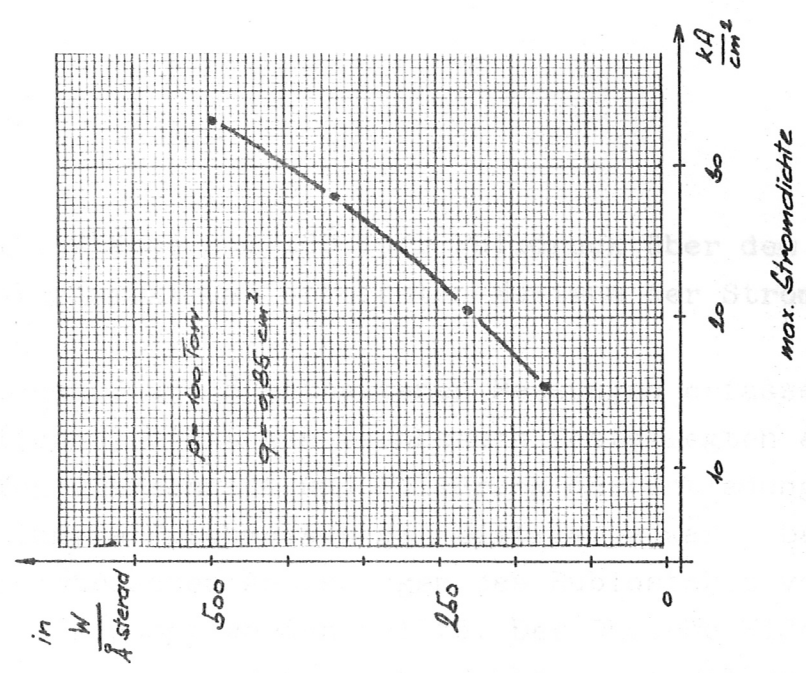


Abb. 9

$0,85 \text{ cm}^2$ Querschnittsfläche und 100 Torr Fülldruck über dem zur Zeit des Strahlungsmaximums erreichten Maximum der Stromdichte wieder.

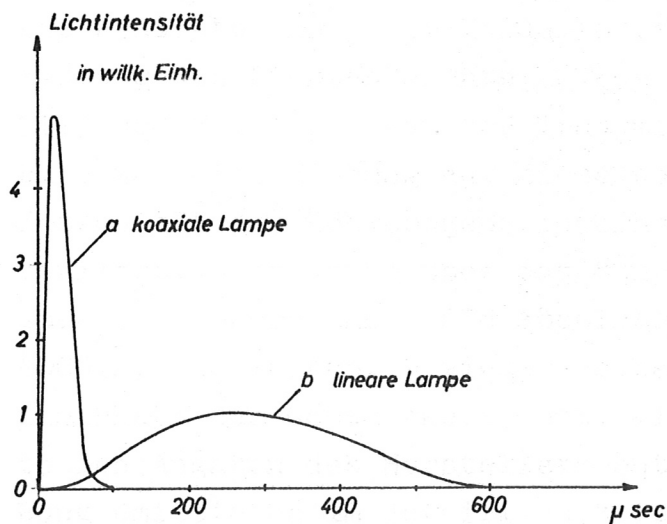
Die in den Abbildungen 7 und 8 enthaltenen Messungen erfassen die beiden wesentlichen, nicht von vornherein festgelegten experimentellen Größen Querschnitt und Fülldruck der Entladung. Die Länge und der innere Durchmesser der Blitzlampe waren bereits durch die geometrischen Abmessungen des Rubinstabes vorgegeben, der optisch gepumpt werden sollte. Der Ohmsche Widerstand der Blitzlampe zusammen mit der zunächst etwas willkürlich erscheinenden Wahl einer Entladedauer von rund $40 \mu\text{s}$ bestimmte die Daten des Entladekreises. Weiter lag die maximal erreichbare Lichtleistung durch die Energiegrenze fest, bei der mit einer Zerstörung der Blitzlampe gerechnet werden mußte. Damit war die Leistungsfähigkeit der ganzen Anordnung eingegrenzt. Einer zunächst denkbaren weiteren Steigerung der Strahlungsleistung stand entgegen, daß

- a) eine technologische Verbesserung der koaxialen Blitzlampe mit den zur Verfügung stehenden Mitteln kaum möglich schien (siehe auch Anhang, Seite 27)
- b) eine weitere Verkürzung der Entladedauer mit keiner der untersuchten Vorionisierungen erreicht werden konnte, da schon bei der hier gewählten Dauer von $40 \mu\text{s}$ während der auf die Zündung der Hauptentladung folgenden $10 \mu\text{s}$ neuerlich Störungen in der gleichmäßigen Stromverteilung auftraten,
- c) Die Zerstörungsenergie einer Lampe größeren Querschnittes (Abb. 7) nur so wenig über derjenigen der Lampe optimalen Querschnittes lag, daß eine absolute Erhöhung des erzeugten Lichtes auch hier ausschied.

Spektrale und absolute Lichtausbeute

Für den optischen Pumpvorgang im rosa Rubin sind aus dem gesamten emittierten Spektrum nur zwei Bereiche brauchbar, nämlich die beiden Absorptionsbänder bei 4000 und 5600 \AA . Spektrale Beleuchtungsdichteverschiebungen, die mit Fluoreszenzstoffen herstellbar

sind, zeigten, daß im Gegensatz zu dem in der älteren Literatur als allein wirksam angegebenen 5600 \AA Band [8] auch das 4000 \AA Band wesentlich am Zustandekommen einer Besetzungsinversion im Rubin beteiligt ist. Dieses Ergebnis stimmt mit inzwischen erschienenen Veröffentlichungen überein [9], [10]. Die Kurven der Abbildungen 7, 8 und 9 beziehen sich deshalb auf das 4000 \AA Band, da die Pumpintensität bei 5600 \AA wesentlich kleiner ist. Die Halbwertsbreite der verwendeten Schottfilter stimmte mit der Breite dieses Absorptionsbandes überein.



Um einen Vergleich mit kommerziellen Blitzlampen ziehen zu können, wurde die stabförmige Xenonblitzlampe Bl 51/59 der Firma Osram ebenfalls durchgemessen. Die beiden Kurven in nebenstehender Skizze wurden für eine in der Lampe verbrauchte Energie von 500 Ws gemessen. Dieser Wert entspricht der angegebenen Belastungsgrenze der Osramlampe bei der hier gewählten Entladedauer. Die Leuchtdauer von Kurve a verhält sich zu der von Kurve b wie 1 : 9, die Maximalwerte

wie 5 : 1 und die Flächen unter den Kurven wie 1 : 1,8. Das zuletzt genannte Zahlenverhältnis besteht auch für die Wirkungsgrade der beiden Lampen, da sich die Kurven auf die gleichen Eingangsennergien beziehen. Zwischen der elektrischen Energie, die in der Lampe verbraucht wird, und der gleichzeitig als Pumpstrahlung emittierten Energie besteht bei a wie bei b ein praktisch linearer Zusammenhang, solange man von sehr kleinen Energiebeträgen absieht. Die angegebenen Verhältnisse gelten daher auch für Eingangsennergien unter 500 Ws. Das wellenlängenabhängige Strahlungsverhalten

der untersuchten coaxialen Entladung läßt sich aus Standspektren entnehmen. Solche Aufnahmen erlauben keine Rückschlüsse über den zeitlichen Verlauf von Größen wie etwa der Temperatur oder des Ionisationsgrades. Sie gestatten aber, zeitliche Integrale über die Strahlung in verschiedenen Frequenzbereichen aus der Schwärzung der Fotoplatten zu gewinnen und miteinander zu vergleichen.

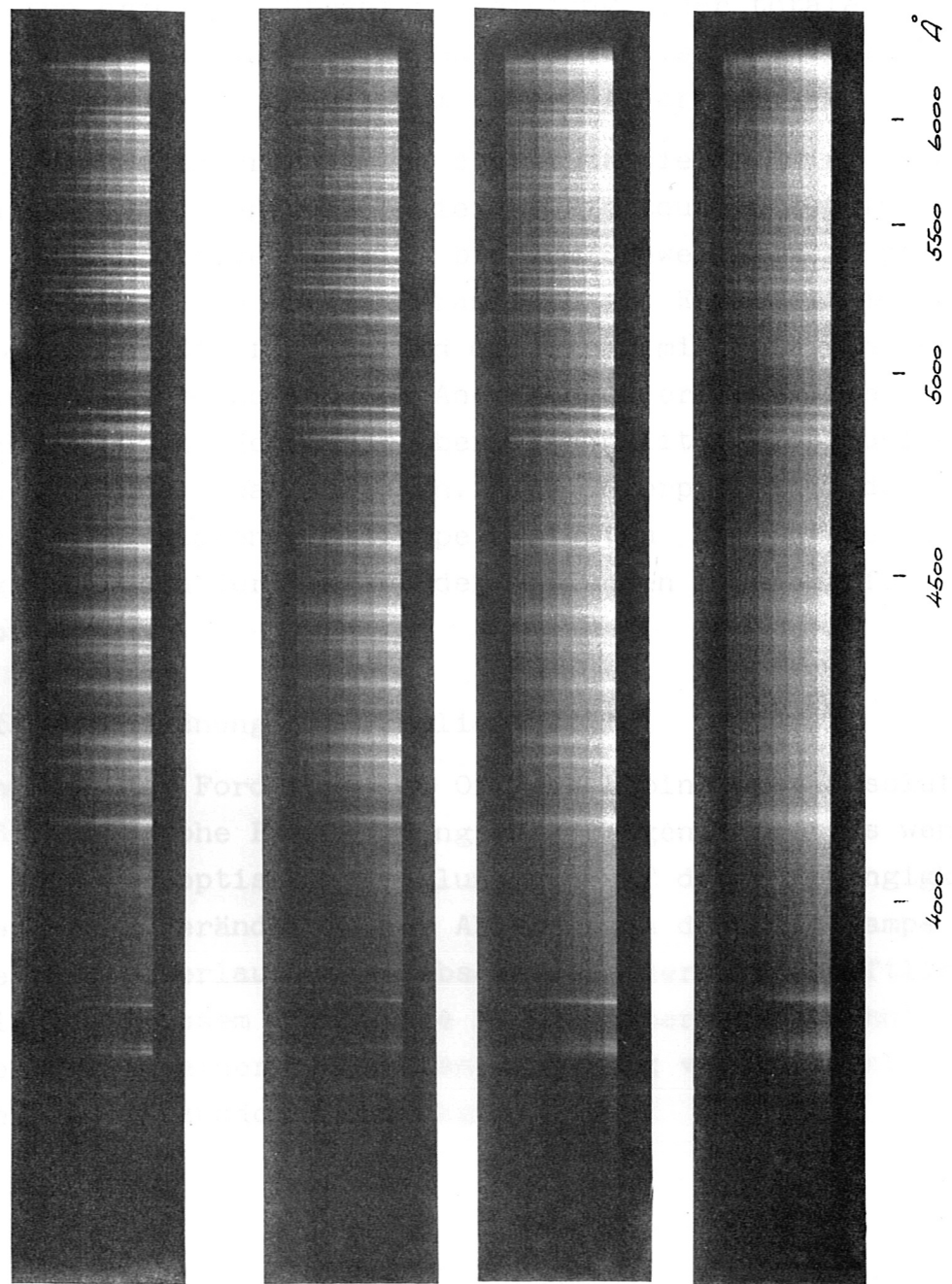
Abb. 10 gibt solche Standspektren einiger Entladungen wieder. Praktisch alle noch über dem Kontinuum erscheinenden Linien gehören zum einfach ionisierten Xenon. Berücksichtigt man die Dispersion des Spektrographen und die von λ abhängige Empfindlichkeit der verwendeten Kodak HPS-Platte, so ergibt sich, daß die Blitzlampe bei 4000 \AA etwa dreimal mehr Licht aussendet als bei 5600 \AA .

Die Absoluteichung der Vakuumfotозelle, die zur zeitaufgelösten Messung des Lichtes diente, wurde bei 5600 \AA mit dem Kohlekrater [11] und Filtern bekannter Transmission durchgeführt. Im 4000 \AA Band war eine Eichung auf diese Weise nicht möglich, weil die Intensität des Kohlebogens innerhalb der Filterbreite zu stark variiert. Hier wurde über das Schwärzungsverhältnis aus den Standspektren umgerechnet. Die absoluten Werte für die Strahlung bei 4000 \AA , die in Abb. 9 wiedergegeben sind, liegen deswegen nur innerhalb der Genauigkeit fest, mit der die verwendete Kodakplatte den Angaben des Herstellers entspricht. Mit dieser Einschränkung emittieren im jeweiligen zeitlichen Strahlungsmaximum

	die stabförmige Lampe	und die	koaxiale Lampe
bei 4000 \AA	50	$\frac{W}{\text{\AA sterad}}$	240
5600 \AA	17	,	80
			"

senkrecht zur Symmetrieachse bei jeweils 500 Ws verbrauchter Energie.

*Standspektren
verschiedener Entladungen*



50 Torr Xe 210 Ws a

100 Torr Xe 210 Ws b

100 Torr Xe 640 Ws c

100 Torr Xe 1040 Ws d

Abb. 10

II. Pumpanordnung

Das eigentliche Ziel, um es an dieser Stelle zu wiederholen, war die Herstellung einer möglichst leistungsstarken Pumplichtquelle zur Erzeugung hoher Laserleistungen über kurze Zeiten.

Von der primär durch die Lichtquelle erzeugten Strahlung wird stets ein gewisser Bruchteil verloren gehen, denn für den Pumpvorgang ist letzten Endes nur die Strahlungsleistung maßgebend, die durch die Oberfläche des Rubins tritt und von den Chromionen im Al_2O_3 -Gitter absorbiert wird. Das im wirksamen Wellenlängenbereich zu bildende Verhältnis von der im Rubin absorbierten zur gesamten erzeugten Strahlungsleistung - der totale Wirkungsgrad - stellt ein Maß für die Güte der optischen Kopplung zwischen Lichtquelle und aktivem Material dar.

Um ein gepulstes Lasersystem zu charakterisieren, wird im allgemeinen die Energie angegeben, die der Lichtquelle zugeführt werden muß, um das aktive Material bis zum Schwellwert zu pumpen. Diese Größe hängt von vielen Parametern ab. Ermittelt man die Schwellenergie, die für ein und denselben mit Spiegeln versehenen Rubinstab in verschiedenen Anordnungen erforderlich ist, so läßt sich daraus zunächst nur über die Qualität Lichtquelle mal optische Kopplung etwas aussagen. Eine Interpretation der mit der untersuchten coaxialen Blitzlampe erzielten Ergebnisse ist daher erst möglich, wenn der Einfluß der optischen Kopplung für sich bekannt ist.

Geometrische Anordnung der Pumplichtquelle

Ausgehend von der Forderung, am Ort des Rubins eine absolut gesehen möglichst hohe Pumpleistung zu erzeugen, kommt es weniger auf die Güte der optischen Kopplung als auf deren Abhängigkeit gegenüber einer Veränderung der Abmessungen der Blitzlampe an. Die Güte an sich erlaubt eine Abschätzung der Wirtschaftlichkeit und damit in gewissem Sinne eine Aussage über eine technische Realisierbarkeit einer bestimmten Anordnung vorzunehmen. Dieser Punkt sei jedoch zunächst zurückgestellt.

Die während der Arbeit vorliegenden Literaturangaben [12] ließen erwarten, daß man eine Xenonblitzlampe als optisch dicht behandeln kann. Bringt man den Rubinstab in das Innere einer solchen optisch dichten coaxialen Lampe, so befindet er sich in einem von Strahlung erfüllten Hohlraum, dessen Wände eine bestimmte Temperatur besitzen, die seine Strahlungseigenschaften allein charakterisiert. Der Strahlungsfluß durch eine beliebige feste Fläche im Inneren des Hohlraumes, z.B. die Mantelfläche des Rubins, hängt dann nur von dieser Temperatur ab, nicht von den absoluten Hohlraumdimensionen. Läßt sich bei einer Vergrößerung der Blitzlampe die genannte Temperatur nicht steigern, so ist es für die wirksame Pumpleistung gleichgültig, welcher innere Radius für die Blitzlampe gewählt wird. Um Energie zu sparen, kann man ihn so klein wie möglich auslegen.

O. Svelte [13], der ebenfalls von der Voraussetzung einer optisch dichten Blitzlampe mit bestimmter Temperatur ausgeht, kommt auf anderem Wege zu dem gleichen Ergebnis.

In Teil I wurden nur Blitzlampen untersucht, die einen festen inneren Radius hatten. Dabei war ein optimaler Querschnitt gefunden worden, mit dem das absolut höchste Pumplicht erzeugt werden konnte. Die Grenze war durch die Zerstörung der Lampe gegeben. Auch bei kleineren Eingangsenergien trat bei diesem Querschnitt stets die größte Pumplichtausbeute auf.

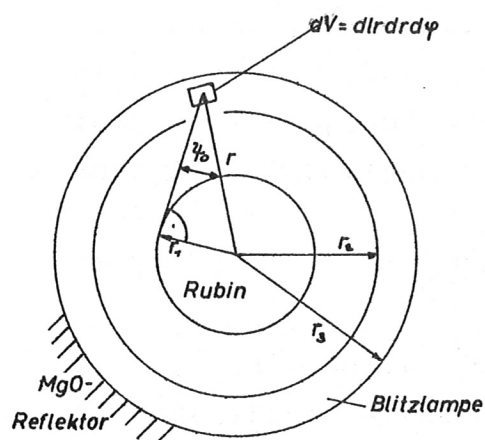
Berechnet man das Verhältnis von gesamter umgesetzter Energie zur Wandfläche bei den Lampen verschiedenen Querschnitts (Abb.7) an der jeweiligen Bruchgrenze, so zeigt sich, daß dieses Verhältnis in etwa konstant bleibt. Dieses Ergebnis scheint plausibel, beschreibt doch das gebildete Verhältnis die spezifische Belastung der Quarzglaswände.

Geht man von Blitzlampen mit größerem Innendurchmesser aus, so kann man annehmen, daß auch bei ihnen mit einer Zerstörung gerechnet werden muß, wenn das Verhältnis von hineingesteckter Energie zur Oberfläche der Entladung denselben Wert erreicht.

Die maximale Energie E , die man einer Lampe zuführen kann, steigt also unter dieser Annahme proportional mit der Oberfläche O .

$$(9) \quad E = c_1 O = c_1 l 2\pi (r_3 + r_2) .$$

l ist die Länge der betrachteten Blitzlampe. Die Bedeutung der anderen Buchstaben ist aus der nachfolgenden Skizze ersichtlich.



Um bei Blitzlampen mit beliebigem Innendurchmesser r_2 ebenfalls die günstigste Lichtausbeute zu erreichen, wird man versuchen, die gleiche Stromdichte und damit auch die pro Volumeneinheit gleiche umgesetzte Energie zu bekommen, wie bei der aus Teil I hervorgegangenen optimalen Blitzlampe. Es muß also gefordert werden:

$$(10) \quad E = c_2 V = c_2 l \pi (r_3^2 - r_2^2) .$$

Teilt man (10) durch (9), dann zeigt sich, daß

$$(11) \quad \frac{V}{O} = \frac{r_3 - r_2}{2} = \frac{d}{2}$$

die Schichtdicke d bei Vergrößerung der Blitzlampe konstant bleiben muß. Die gesamte Strahlungsleistung wird wegen der unveränderten Wandeffekte genau proportional zur Volumenvergrößerung anwachsen, die Strahlungsleistung pro Oberflächeneinheit und damit die oben definierte Wandtemperatur aber konstant bleiben. Für die maximal erreichbare Pumpleistung wäre es demnach gleichgültig gewesen, welchen Innendurchmesser man einer solchen coaxialen Blitzlampe gibt. Die in Abb. 4 enthaltenen Fotografien zeigten aber, daß die Voraussetzung, die Lampen seien optisch dicht, nicht aufrecht erhalten werden kann. Diese Tatsache bestätigen auch neuere Angaben J.L. Emmetts [3].

Dieser neue Aspekt zwang nun dazu, genau zu prüfen, ob eine absolute Steigerung der Pumpleistung optisch dünner Blitzlampen durch eine Vergrößerung ihrer Abmessungen nicht doch erreicht

werden könnte. Um überschaubare Verhältnisse zu erhalten, soll zunächst für die folgende Rechnung von einem leuchtenden Entladeplasma ausgegangen werden, dessen Absorptionslänge so groß ist, daß eine Absorption von Pumpstrahlung in der Blitzlampe selbst vernachlässigt werden kann. Die Blitzlampe sei von einem diffus reflektierenden Mantel (z.B. MgO) der Albedo A umgeben. Die Belastbarkeit der Blitzlampen ändert sich durch die, zur leichteren Rechnung, zunächst gemachte Annahme geringer Absorption natürlich nicht. Die Gleichungen (9), (10) und (11) bestehen also weiter. Die gesamte, pro Zeiteinheit erzeugte Strahlung S im Pumpband des Rubins ist proportional der zugeführten Energie E und wegen (10) auch dem Volumen V.

$$(12) \quad S = c_3 E = c_2 c_3 l \pi (r_3^2 - r_2^2)$$

c_2 , c_3 und l sollen im folgenden identisch 1 gesetzt werden. Diese Festsetzung wirkt sich nur auf das Maßsystem aus, das hier jedoch nicht interessiert. Statt (12) ergibt sich dann

$$(12') \quad S = \pi (r_3^2 - r_2^2) .$$

Die Strahlung S_0 , die ohne Reflexion in den Rubin gelangt, ist wegen der praktisch vollständigen Absorption im Rubin:

$$(13) \quad S_0 = \frac{2}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_2}^{r_3} r \arcsin \frac{r_2}{r} dr = \left[r^2 \arcsin \frac{r_2}{r} + r_1 \sqrt{r^2 - r_2^2} \right]_{r_2}^{r_3} .$$

Für große Werte von r_3 , d.h. $r_1 \ll r_3$ läßt sich eine einfache Näherung für S_0 angeben

$$(13') \quad S_0^* = r_1 (r_3 - r_2) \cdot 2 .$$

Von der ursprünglichen Strahlung S gelangt $S - S_0$ auf den Reflektor und wird von dort zurückgeworfen. Dieser Reflektor sei direkt an Umfang der Lampe angebracht. Sein Abstand von der Achse ist dann ebenfalls r_3 . Von der einmal reflektierten Strahlung gelangt S_1 auf den Rubin

$$S_1 = (S - S_0) A \int_0^{\psi_0 = \arcsin \frac{r_1}{r_3}} \cos \psi \, d\psi = (S - S_0) A \frac{r_1}{r_3}$$

und $(S - S_0) A \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right)$ gelangt erneut auf den Reflektor. Die nächsten Beiträge sind

$$S_2 = (S - S_0) A \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right) A \frac{r_1}{r_3}, \quad S_3 = (S - S_0) A^2 \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right)^2 A \frac{r_1}{r_3}$$

und so weiter bis

$$S_n = (S - S_0) A^{n-1} \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right)^{n-1} A \frac{r_1}{r_3}.$$

Die Strahlung, die nach n Reflexionen auf den Rubin gelangt, ergibt sich zu

$${}^n S = S_0 + S_1 + \dots + S_n = S_0 + A \frac{r_1}{r_3} (S - S_0) \sum_{i=0}^{n-1} A^i \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right)^i$$

$${}^n S = S_0 + A \frac{r_1}{r_3} (S - S_0) \frac{1 - A^{n-1} \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right)^{n-1}}{1 - A \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right)}$$

und für unendlich viele Reflexionen

$${}^\infty S = S_0 + A \frac{r_1}{r_3} (S - S_0) \frac{1}{1 - A \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right)}$$

Benützt man die Abkürzung

$$(14) \quad A \left(1 - \frac{r_1}{r_3}\right) = \varepsilon$$

so findet man für die gesamte Strahlung, die unter den gemachten Voraussetzungen auf die Oberfläche des Rubins fällt

$$(15) \quad {}^\infty S = S \frac{A - \varepsilon}{1 - \varepsilon} + S_0 \frac{1 - A}{1 - \varepsilon}$$

ε ist entsprechend den Beschränkungen, denen r_1 und r_3 unterliegen, eine Zahl, die $0 < \varepsilon < 1$ erfüllt. Gleichung (15) läßt sich

nun für verschiedene Fälle auswerten:

- a) Geht der Reflexionsgrad des Reflektors gegen 0, so folgt mit (14) auch $\epsilon \rightarrow 0$ und ${}^\infty S \Rightarrow S_0$. Nur die Strahlung, die ohne Reflexion in den Rubin gelangt, bleibt übrig. S_0 strebt aber für unendliche Lampendimensionen einem konstanten Wert, nämlich nach (13') und (11)

$$(16) \quad S_0 \Rightarrow 2r_1 d$$

zu. S_0 wird monoton größer mit kleiner werdender Lampe und erreicht seinen Maximalwert, wenn die Lampe dem Rubin direkt anliegt, also $r_1 = r_2$ und $r_3 = r_2 + d$ ist.

- b) Geht der Wert $A \rightarrow 1$, so wird ${}^\infty S \Rightarrow S$. S hängt gemäß (12') und (11) von r_3 wie folgt ab

$$(17) \quad S = \pi (2dr_3 - d^2)$$

In diesem Fall wächst die Pumpleistung mit der Gesamtenergie, die in der Lampe umgesetzt werden muß, gegen unendliche Werte, wenn r_3 unbeschränkt zunimmt.

- c) Für jeden Wert von A , der kleiner ist als 1, bleibt auch die Pumpleistung beschränkt, die selbst bei unendlich großer Lampe in den Rubin gelangt. Setzt man nämlich (11), (12'), (13') und (14) in (15) ein und geht mit r_3 zu sehr großen Werten über, dann wird

$$(18) \quad {}^\infty S = \frac{r_1 d (2rA + 2(1-A) - \pi A \frac{d}{r_3})}{1-A + A \frac{r_1}{r_3}} \approx \frac{2\pi A r_1 d}{1-A + \frac{r_1}{r_3}}$$

Ist $A \neq 1$, so ist ${}^\infty S$ ein wohldefinierter Wert, wenn $r_3 \rightarrow \infty$ strebt. Der Fehler ist für $A = 0,75$ etwa 10 % und nimmt für größere Werte von A schnell ab, wenn in (18) im Zähler der Term $1 - A$ gestrichen wird.

Der in (18) enthaltene Grenzwert hat praktisch wenig Bedeutung, weil r_3 und damit die Energie nicht beliebig gesteigert werden können.

Setzt man aber die Werte der Blitzlampe ein, die in dieser Arbeit entwickelt wurde und berechnet die Pumpleistung bei einer Vergrößerung dieser Lampe um einen Faktor 10, so folgt eine Leistungssteigerung um einen Faktor 4, wenn $A = 0,95$ angenommen wird.

Nimmt man jetzt eine endliche Absorption in dem leuchtenden Plasma an, so kann man eine Korrektur in Gleichung (18) anbringen, die es erlaubt, den Einfluß dieser Tatsache abzuschätzen. Die Absorptionslänge L für ein Photon im Pumpfrequenzbereich ist in der Größenordnung Zentimeter (nach Emmett [3], der etwa gleiche Stromdichten benutzt). Geht man von einer bestimmten Reflexion am MgO-Mantel aus, und ersetzt man die Länge des im Plasma zurückgelegten Weges bis zur darauf folgenden Reflexion durch den kleinstmöglichen Wert, nämlich die zweifache Dicke d der leuchtenden Schicht, so ist die tatsächlich auftretende Absorption dabei sicher größer als

$$1 - \exp\left(-\frac{2d}{L}\right)$$

Diesen Wert von $e^{-\frac{2d}{L}}$ kam man nun einfach zur vorhin benutzten Albedo A hinzunehmen. Berechnet man für verschiedene Werte von L die korrigierte Größe A^*

$$A^* = A \exp\left(-\frac{2d}{L}\right)$$

so ergibt sich für

L	ein	A^*
3 cm		0,86
2 "		0,82
1,5 "		0,78

mit $A = 0,95$

Geht man mit diesen Werten von A^* in Gleichung (18) ein und bestimmt die zu erwartenden Pumpleistungssteigerungen wieder für eine Vergrößerung der gebauten Lampe um einen Faktor 10, so bekommt man bei einer Absorptionslänge von

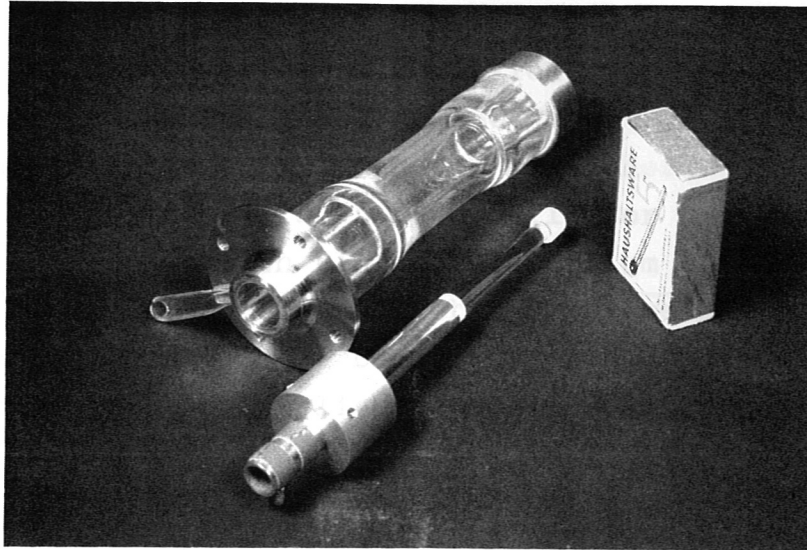
$L = 3$ cm	eine Steigerung von 2,6
$L = 2$ cm	2,3
$L = 1,5$ cm	2,1

Zusammenfassend ergibt sich, daß durch eine Vergrößerung der Lampendimensionen eine Steigerung der wirksamen Pumpleistung grundsätzlich möglich erscheint, solange die Blitzlampe noch nicht optisch dicht ist. Wird die optische Dicke aber erreicht, so tritt schon bei der kleinstmöglichen Lampe die maximal erreichbare Pumpstrahlungsleistung auf. Aus den mit der untersuchten Lampe gewonnenen Daten läßt sich abschätzen, daß unter günstigen Verhältnissen noch eine Leistungssteigerung um einen Faktor von rund 2 erhalten werden könnte, wenn man die ganze Anordnung um einen Faktor 10 vergrößert.

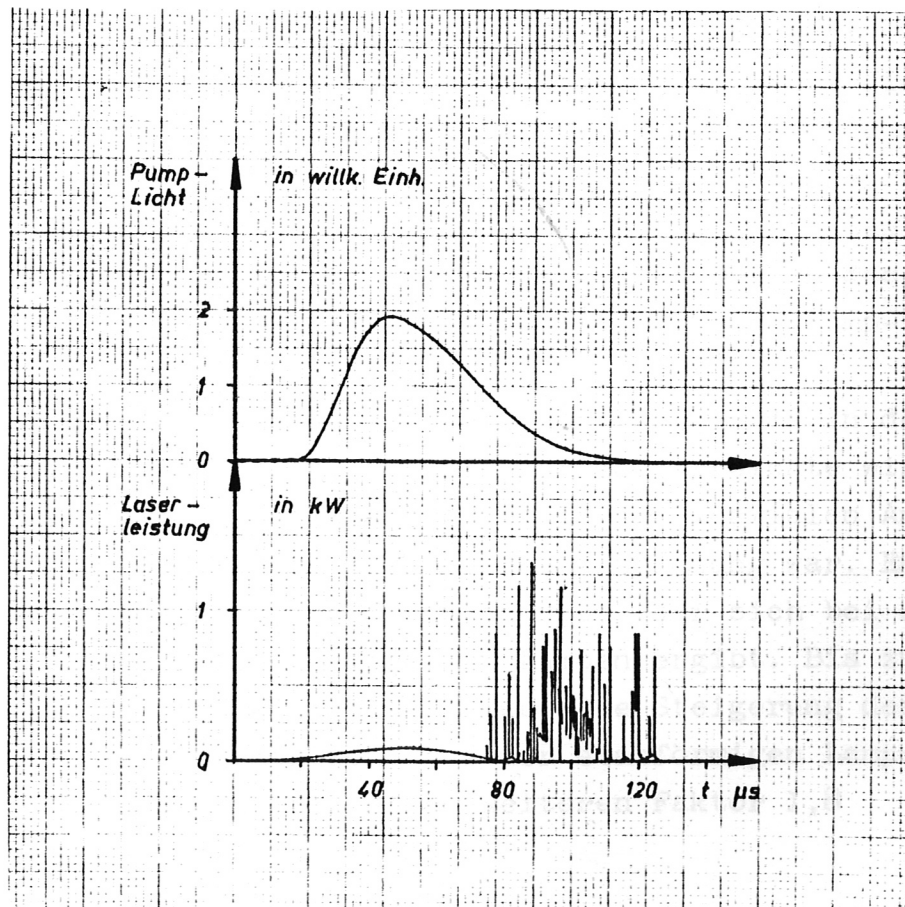
Pumpversuche

Um die Brauchbarkeit der in Teil I beschriebenen koaxialen Blitzlampe zu prüfen, wurde ein zylinderförmiger Rubinstab (Fabrikat der Fa. A. Meller & Comp., 2" x 1/4", 0,04 % Chromdotierung, 90° zur optischen Achse geschnitten) mit parallelen Endflächen und dielektrischen Spiegeln von 99,6 und 98 % Reflexionsgrad optisch gepumpt. Wie aus Abb. 1 zu ersehen ist, befand sich der Rubin zentriert im Inneren der Blitzlampe, die außen von einem MgO-Reflektor umgeben war. Zwischen den Rubin und das innere Quarzrohr konnte eine Flüssigkeit gefüllt werden. Mit dieser Anordnung wurde u.a. die Wirkung verschiedener Fluoreszenzlösungen auf den Pumpvorgang untersucht (siehe auch Anhang).

Mit destilliertem Wasser, das einen Teil der Wärmestrahlung absorbiert, lag der Schwellwert bei 900 Ws auf den Kondensatoren gespeicherter Energie. Unter Berücksichtigung der Zuleitungsverluste entspricht das einem tatsächlichen Wert von 630 Ws. Die Zerstörungsgrenze der Blitzlampe lag ungefähr um einen Faktor 1,4 höher. In Abb. 11 ist das Emissionsverhalten des Rubins bei der 1,2-fachen Schwellenergie wiedergegeben. Die maximale Höhe der einzelnen "spikes" liegt nach Messungen mit einer geeichten Fotodiode bei 1 kW.



Blitzlampe und Rubin mit Halterung



Pump- und Laserstrahlung beim 1,2fachen Schwellwert

Abb. 11

Die Qualität des verwendeten Rubins und seiner Spiegel konnte in einem selbstgebauten elliptischen Reflektor mit einer stabförmigen Xenonblitzlampe nachgeprüft werden. Der Reflektor bestand aus poliertem Stahl mit einem Reflexionskoeffizienten von etwa 0,5. In dieser Anordnung genügten 250 Ws zum Erreichen der nötigen Besetzungsinversion. Legt man ein mögliches Reflexionsvermögen von 90 % für einen versilberten Reflektor zugrunde, so hätte sich ohne Schwierigkeiten ein Schwellwert um 140 Ws erreichen lassen. In der Literatur angegebene Systeme dieses Typs haben ähnliche Schwellwerte [14]. Damit war sichergestellt, daß der benützte Rubin der handelsüblichen Qualität entsprach.

Diskussion der Ergebnisse

Um zu einem Vergleich zwischen der Pumpstrahlungsleistung zu kommen, die mit der coaxialen Pumpanordnung im Vergleich mit elliptischen Anordnungen und normalen Blitzlampen erreicht werden kann, kommt es nicht auf den absoluten Schwellwert dieser Anlagen an. Seine Ermittlung erlaubt nur die Bestimmung des Bereiches, der von der Lichtquelle bis zur Bruchgrenze noch überstrichen werden kann. Pumpet man den Rubin in beiden Anordnungen bis zum Schwellwert, so ist in beiden Fällen das zeitliche Integral über das am Ort des Rubins wirksame Pumplicht gleich.

Aus der Aufnahme des zeitlichen Verlaufs des Pumplichts in der Skizze auf Seite 15 ergab sich, daß die maximal erreichte wirksame Pumpleistung beim Schwellwertbetrieb in der coaxialen Anordnung 9mal größer als in der elliptischen Anordnung war. Entscheidend ist aber der Wert des Verhältnisses, der sich bei den Grenzwerten der Belastung der einzelnen Lampen ergibt. Bis zu dieser Grenze ist bei der coaxialen Lampe eine Steigerung der Leistung um das 1,4-fache möglich, bei der stabförmigen Lampe um einen Faktor 2, dem man noch einen weiteren Faktor 1,8

hinzurechnen muß, um den Einfluß des nicht versilberten, provisorischen Reflektors zu berücksichtigen. Damit reduziert sich das an den Schwellwerten bestehende Verhältnis von 9 : 1 auf 3,5 : 1 bei den maximalen Energien, die in den einzelnen Fällen umgesetzt werden können. Gemäß der weiter oben durchgeführten Abschätzung ließe sich dieses Verhältnis noch auf ungefähr 7 : 1 verbessern, wenn man die koaxiale Lampe um einen Faktor 10 größer machen würde.

Experimente, die eine Aussage über das Emissionsverhalten des Rubins bei der wirklich erzielten höheren Pumpleistung ermöglicht hätten, waren mit dieser Blitzlampe nicht durchführbar. Die zum Erreichen des Schwellwertes nötige Pumpenergie wurde überschritten, aber selbst in der Nähe der Bruchgrenze der Lampe erst zu einem Zeitpunkt, an dem die Pumpleistung ihr Maximum längst überschritten hatte. Um die höhere Pumpleistung auch ausnützen zu können, müßte der Rubinstab bereits bis in die Nähe seines Schwellwertes vorgepumpt werden, ehe man die koaxiale Blitzlampe zündet. Solche Versuche mit einer getrennten "Vorpumpe" wurden aber nicht mehr durchgeführt.

Der Vollständigkeit halber seien die absoluten Werte der Energien angegeben, die in den einzelnen Anordnungen zu den genannten Verhältnissen der maximal wirksamen Pumpleistungen gehören.

Sie stellen ein Maß für die Energieausnutzung der beiden betrachteten Systeme dar. Bei den jeweils erzielten größten Pumpleistungen, die sich wie 1 : 3,5 verhielten, werden in der stabförmigen Lampe 500 Ws, in der koaxialen 1300 Ws umgesetzt.

Will man auch die mögliche Verbesserung der koaxialen Lampe um einen Faktor 2 ausnützen, wie er sich aus der theoretischen Rechnung ergab, so steht einem Pumpleistungsverhältnis von 1 : 7 ein Energieverhältnis von 1 : 26 gegenüber.

A N H A N G

1. Technologische Probleme beim Betrieb der Blitzlampe

Maximale Werte für Gesamtenergie und momentane Leistung legen die Verwendbarkeit einer Blitzlampe fest. Eine scharfe Grenze, an der eine vollkommene Zerstörung einsetzt, besteht nicht. Bei gegebener Belastung wird die schwächste Stelle zuerst nachgeben. Deshalb ist anzustreben, alle Beanspruchungen so zu verteilen, daß für die benutzten Materialien etwa gleichzeitig der jeweilige Grenzwert erreicht wird.

Mit dem heißen Xenon kommen direkt nur das Quarzglas und die Elektroden in Berührung. Auch bei gut gereinigtem Füllgas enthält ein genügend heißes Entladungsplasma Sauerstoff, der aus den Gefäßwänden stammt. Dieser Sauerstoff oxidiert die heißen Elektrodenoberflächen (V2A) und bereits verdampftes Metall. Die entstehenden Oxide schlagen sich auf den Glaswänden nieder und bilden mit der Zeit eine Schicht, die einen merklichen Bruchteil des Lichtes absorbiert.

Bei mehr als 900 Ws Gesamtenergie genügte dazu bei einer Blitzlampe mit V2A Elektroden ein einziger Entladungsvorgang.

Um diesen Effekt möglichst klein zu halten, wurden Elektroden aus reinem Elektrographit verwendet. Das Oxidationsprodukt CO_2 ist gasförmig und kann immer wieder abgepumpt werden. Mit diesen Elektroden trat nun bei 1300 Ws wiederum eine ziemlich rasche Trübung des Quarzes auf. Das ist vermutlich auf nicht-oxidierten, verdampften Kohlenstoff zurückzuführen, der in die Quarzwand eingebaut wird. Bei dieser Energie zeigen sich gleichzeitig die ersten größeren Haarrisse im Glas, und die Elektroden bröckeln ab.

Um Spannungen im Glaskörper zu vermeiden, wie sie im allgemeinen bei Metalldurchführungen auftreten, wurden die beiden konzentrischen Quarzrohre an den Enden plangeschliffen und mit Araldit vakuumdicht an die Endplatten gekittet. Siehe Abb. 1.

Dieses Verfahren bewährt sich gut, solange die Kittstellen nicht von dem heissen Gas getroffen werden. Dazu genügt es, lange Pufferräume mit kleinem Querschnitt vor den Kittstellen anzubringen.

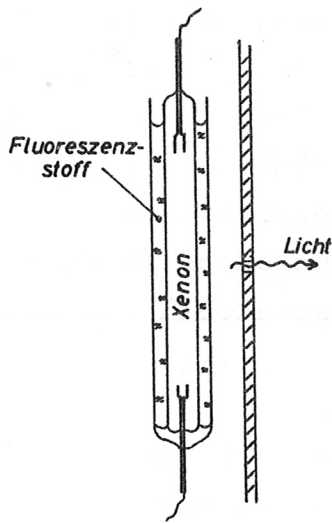
Während bei etwa 1100 Ws Gesamtenergie, das entspricht einer maximalen Stromdichte von 28 kA/cm^2 bei 100 Torr Xenon Fülldruck, die untersuchte Blitzlampe einige 10 Entladungen ohne größere Veränderungen ertrug, genügten bei 1300 Ws (32 kA/cm^2) ein bis zwei Entladungen, um sie entweder ganz zu zerstören oder wegen der dann stark reduzierten Lichtausbeute unbrauchbar zu machen.

2. Fluoreszenz

Ein großer Teil der Strahlung der Lichtquelle fällt in Wellenlängenbereiche, die zum Pumpen nicht ausgenützt werden können. Es erscheint naheliegend, mit Hilfe von Fluoreszenzstoffen die Wirksamkeit einer solchen Lichtquelle zu verbessern. Dazu wurden, entsprechend den Literaturangaben zunächst Lichtsteigerungen in 5600 \AA Absorptionsband des Rubins untersucht.

Da feste Substanzen im allgemeinen Abklingdauern größer als 10^{-5} sec aufweisen, kommen nur fluoreszierende Lösungen in Frage. Die Lebensdauer ihrer angeregten Zustände ist so klein, daß sie die Zeitabhängigkeit des von der Blitzlampe erzeugten Lichtes nicht verändern.

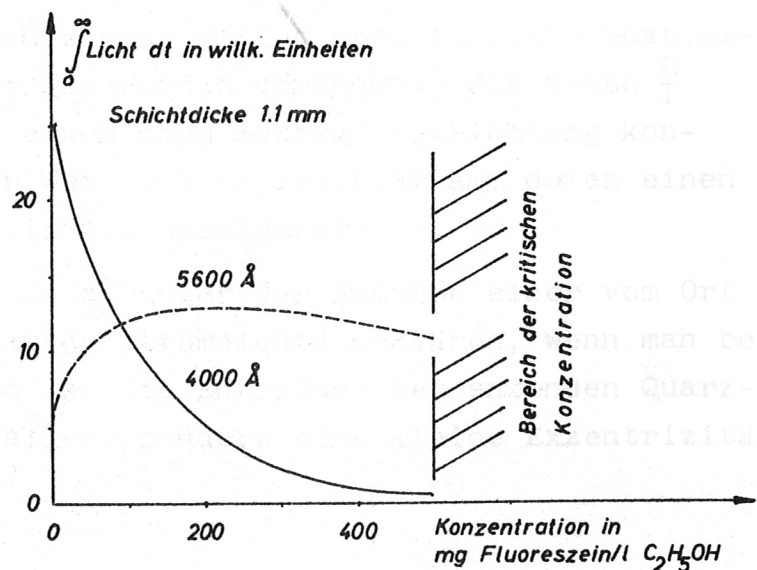
Der bekannte Fluoreszenzstoff, das bereits 1924 von Wawilow untersuchte Fluoreszein [15], besitzt gerade günstige Eigenschaften: Das Fluoreszenzmaximum liegt bei 5300 \AA mit Äthylalkohol als Lösungsmittel; die Quantenausbeute beträgt etwa 70 %.



In nebenstehender Anordnung - eine lineare Xenonblitzlampe, die von einer etwa 1 mm dicken Flüssigkeitsschicht umgeben war - konnte der Einfluß des Fluoreszenzstoffes auf das erzeugte Licht verfolgt werden. Die gewonnenen Daten sind weiter unten aufgetragen. Die kritische Konzentration, bei deren Überschreiten die Quantenausbeute sehr schnell absinkt, ist in dem optimalen Fall (ca. 200 mg/l bei 1 mm Dicke) noch nicht erreicht.

Mit der in obiger Skizze wiedergegebenen Fluoreszenzlampe wurde ein Rubinstab in einem elliptischen Reflektor gepumpt. Wider Erwarten erhöhte sich der Schwellwert mit der Konzentration des Fluoreszeins, anstatt zu fallen, wie man aus dem gemessenen Anstieg der Lichtleistung schließen würde.

Nachdem Pumpversuche in der coaxialen Blitzlampe zu dem gleichen Ergebnis führten, und damit ein möglicher Einfluß der Geometrie ausgeschlossen werden kann, bleibt nur die Erklärung, daß das 4000 Å Band wesentlich am Zustandekommen der Besetzungsinversion beteiligt ist. Eine quantitative Bestimmung der Wirksamkeit der einzelnen Frequenzbereiche konnte mit diesem Versuchsaufbau nicht durchgeführt werden.



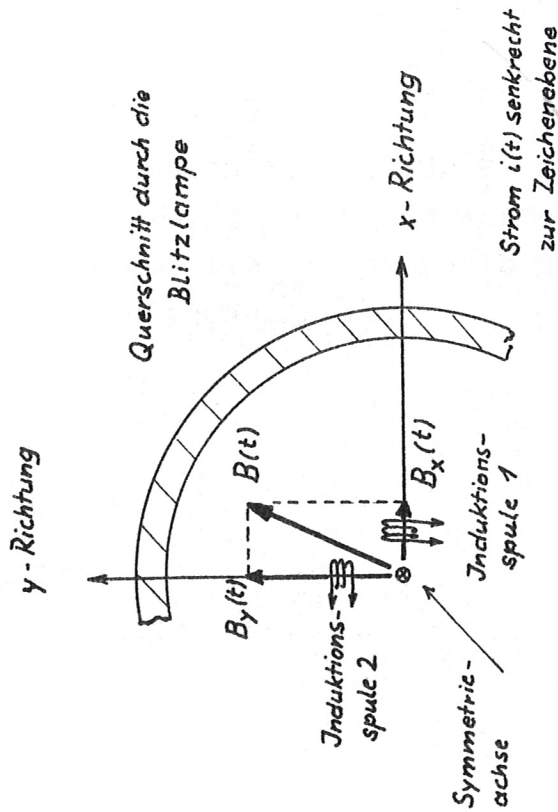
Die wenigen Substanzen, die eine Verstärkung des Lichtes im 4000 \AA Band ermöglichen, nämlich Natrium -Salicylat in Alkohol [16], Anthracen in Benzol [17] und mit Einschränkung Fluoren in Hexan [18] brachten auch kein positives Ergebnis. Der durch die Absorption der starken UV-Strahlung in den Lösungen erzeugte Druckstoß war so groß, daß entweder das geschlossene Gefäß zerstört oder die gesamte Flüssigkeitssäule aus den freigelassenen Öffnungen gedrückt wurde. Da überdies keine merkliche Änderung des Schwellwertes auftrat, wurden die Fluoreszenzversuche eingestellt.

3. Berechnung des Magnetfeldes im Inneren einer koaxialen Entladung mit einer kleinen Exzentrizität

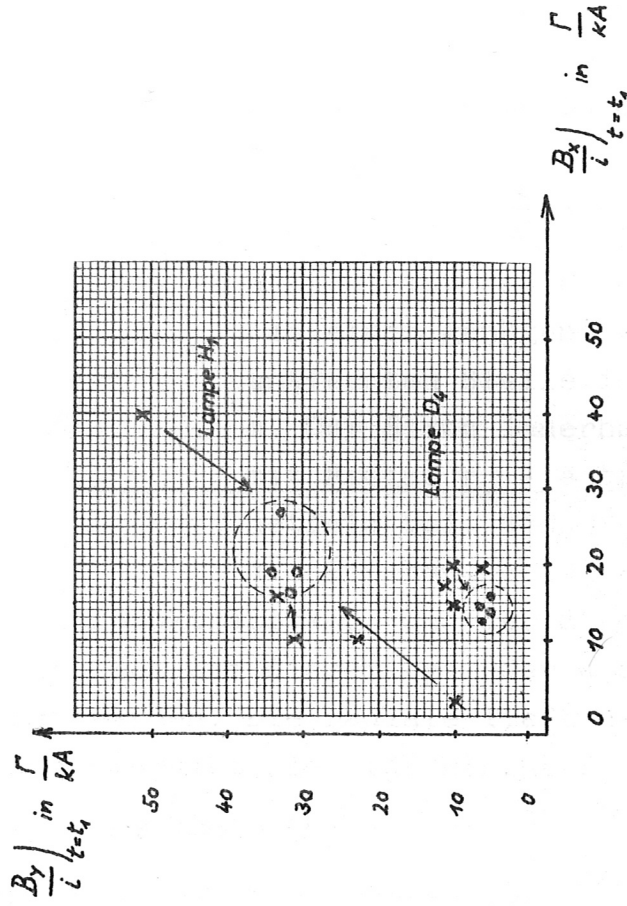
Das mit Hilfe von 2 Induktionsspulen auf der Symmetrieachse der Blitzlampe gemessene Magnetfeld $B(t)$ ist für zwei verschiedene Zeitpunkte, nach Normierung auf den zu diesen Zeitpunkten in der Blitzlampe herrschenden Strom, in Abb. 12 eingetragen. Der Abstand eines Punktes vom Ursprung des Diagramms gibt die relative Größe des Magnetfeldes und der Winkel zwischen Radiusvektor und x-Achse dessen Richtung in einer mit der Blitzlampe fest verbundenen x,y-Ebene an.

Es zeigt sich, daß bei verschiedenen Entladungen in einer bestimmten Lampe (Fülldruck und Energie wurden verändert) die Größe $\frac{B}{I}$ nach genügend langen Zeiten einen nach Betrag und Richtung konstanten Wert annimmt. Dieser Wert ist in dem Diagramm durch einen gestrichelt gezeichneten Kreis gekennzeichnet.

Dieser Sachverhalt läßt sich auch unter der Annahme einer vom Ort unabhängigen, überall konstanten Stromdichte erklären, wenn man berücksichtigt, daß die Achsen der die Entladung begrenzenden Quarzrohre nicht genau zusammenfallen, sondern eine kleine Exzentrizität e besitzen.

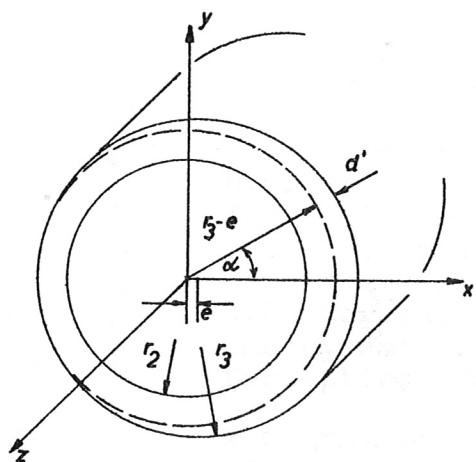


Meßanordnung für das Magnetfeld auf der Achse der Blitzlampe.



Magnetfeld nach Größe und Richtung für verschiedene Entladungen in zwei Blitzlampen, jeweils
 x für $t_1 = 5 \mu\text{s}$ nach Zündung der Hauptentladung,
 o zur Zeit des Strommaximums.

Abb. 12



Die Stromdichte in der Entladung sei j_z .

$$(19) \quad j_z = \frac{i}{F} = \frac{i}{(r_3^2 - r_2^2)\pi}$$

Gesucht ist das B Feld auf der Z-Achse an einer genügend weit von den Enden entfernten Stelle in Abhängigkeit von e . Der Strom innerhalb des Zylinders mit Radius $r_2 - e$ trägt nichts zum Magnetfeld bei. Wenn $r_3 \approx r_2 \gg e$, kann für die Berechnung des Magnetfeldes auf der

Achse $r_3 - e$ als Aufpunktsabstand, und der Strom außerhalb von $r_3 - e$ als Flächenstrom auf diesem Zylinder als Funktion des Winkels α angenommen werden. Die radiale Tiefe der Stromschicht hängt von α ab. Sie ergibt sich für kleine e zu

$$(20) \quad d' = e (\cos \alpha + 1)$$

Somit wird

$$dH = \frac{2}{4\pi} \frac{(r_3 - e) d\alpha e (\cos \alpha + 1) j_z}{r_3 - e} \quad \text{und}$$

$$(21) \quad H_y = \int dH \cos \alpha = \frac{1}{2\pi} \cdot 2e j_z \int_0^\pi \cos \alpha (\cos \alpha + 1) d\alpha = \frac{j_z e}{2}$$

Umgeformt ergibt sich

$$(22) \quad e = \frac{2\pi (r_3^2 - r_2^2)}{\mu_0} \cdot \frac{B_y}{i} \quad (\text{Prakt. Maßsystem.})$$

Mit den beiden stationären Werten für $\frac{B}{i}$ aus Abb. 12 wird e für $H_1: 0,52$ mm und für $D_4: 0,38$ mm. Diese Werte (z.B. an D_4 nachgemessenes $e = 0,3 \pm 0,1$ mm) liegen innerhalb der Toleranzen der Quarzrohre und der Meßgenauigkeit.

Literaturverzeichnis

- 1 H.C. Neddermann, Y.C. Kiang, F.C. Unterleitner, Proc. IRE, July 1962 p 1687, Control of Ruby Laser Oscillations by an Inhomogeneous Magnetic Field.
- 2 S.A. Cogate, A.W. Trivelpiece UCRL 6364
The Dynamic Pinch as a High Intensity Light Source for Optical Maser Pumping.
- 3 J.L. Emmett comm. Int. School of Physics "Enrico-Fermi" 31. Course, Aug. 63, Varenna, High Intensity Flash Tube.
- 4 J.S. Marshak, Appl. Optics 2, 793 (1963)
Limiting Parameters and Generalized Charact. of Xenon Lamps.
- 5 W.H. Westphal, Physikalisches Praktikum, Vieweg Braunschweig (1961) p 272
- 6 Landolt, Börnstein, Zahlenwerte u. Funktionen Bd. IV, 1 p 451
- 7 A. Buck, R. Erikson, F. Barnes
An Investigation of Confined Arc Discharges in Xenon priv. comm. and J. Appl. Physics 34, 2115 (1963)
- 8 S.Y. Vogel, L.H. Dulberger, Electronics, 34, 39 - 47 (1962) Lasers.
- 9 B.A. Lengyel, Lasers, John Wiley & Sons (1962) p 63
- 10 N.B. Piper jr., Elektronik 63, Heft 1, p 15 - 17
Herstellung und Aufbau optischer Laser-Rubinstäbe.
- 11 H. Hemmerich, Spektroskopische Untersuchungen am Hohlpincheffekt, Diplomarbeit TH München und IPP Garching, Frühjahr 1964.
- 12 H.E. Edgerton, Advances in Qu. Electronics, ed. J.R. Singer (1961) p 276 - 287, Xenon Flash Lamp Design.
- 13 O. Svelto, Appl. Optics 1, 745 (1962)
Pumping Power Considerations in an Optical Maser.
- 14 D. Röß, Frequenz 16, 423 (1962)
Die abbildende Beleuchtung optischer Molekularverstärker in elliptischen Spiegeln.

- 15 S. J. Wawilow, ZS für Physik 22, 266 (1924)
31, 750 (1925)
42, 311 (1927)
- 16 Johnson, Watanabe u. Tousey, J. Opt. Soc. Amer.
4, 702 (1951)
- 17 P. Pringsheim, M. Vogel, Lumineszenz von Flüssigkeiten
u. festen Körpern (1946) N.Y., London Interscience
Publ. p 30
- 18 E.J. Bowen, A.H. Williams, Trans. Faraday Soc. 35,
765 (1939)