

Entwicklung eines Laser-Verstärkers und
seine Anwendung in der Plasma-Diagnostik.

(Development of a Laser Amplifier and
its Application in Plasma Diagnostics).

H. Zietemann

IPP 1/42

Juni 1965

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

IPP 1/42

H. Zietemann: Development of a Laser Amplifier
and its Application in Plasma
Diagnostics.

June 1965

Entwicklung eines Laser-Verstärkers und
seine Anwendung in der Plasma-Diagnostik.

(Development of a Laser Amplifier and
its Application in Plasma Diagnostics).

Abstract

H. Zietemann

In order to measure the electron temperature and the electron density of a 26 K Joule B-Pinch by means of light scattering a high power Laser has been assembled by combining an oscillator Laser and an amplifier Laser.

IPP 1/42

Juni 1965

The highest possible initial power of the oscillator Laser was achieved by finding the most suitable mirror reflection and by reducing the resonance space.

The amplification of the oscillator impulse by the ruby of the amplifier Laser was calculated and measured. The results agree within the limits of the errors. The amplification is expressed as function of the temperature of the amplifier ruby. Maximum impulse power: 25 MW.

Electron temperatures measured had the following properties: during the first maximum compression the maximum temperature was 50 eV, and at the moment of the maximum B-field the maximum temperature was 85 eV. The corresponding electron densities were measured as max. $1.3 \cdot 10^{17}$ particles/cm³ and $1.6 \cdot 10^{17}$ particles/cm³ respectively. The spatial distribution of electron temperature and electron density in the plasma is also stated.

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.

June 1965

Abstract

In order to measure the electron temperature and the electron density of a 26 K Joule θ -Pinch by means of light scattering a high power Laser has been assembled by combining an oscillator Laser and an amplifier Laser.

The highest possible initial power of the oscillator Laser was achieved by finding the most suitable mirror reflection and by reducing the resonance space.

The amplification of the oscillator impulse by the ruby of the amplifier Laser was calculated and measured. The results agree within the limits of the errors. The amplification is expressed as function of the temperature of the amplifier ruby. Maximum impuls power: 25 MW.

Electron temperatures measured had the following properties: during the first maximum compression the maximum temperature was 50 eV, and at the moment of the maximum B-field the maximum temperature was 85 eV. The corresponding electron densities were measured as max. $1.3 \cdot 10^{17}$ particles/cm³ and $1.6 \cdot 10^{17}$ particles/cm³ respectively. The spatial distribution of electron temperature and electron density in the plasma is also stated.

1. Zusammenfassung

<u>Inhaltsverzeichnis:</u>	Seite
Um Elek...	
Lichtstreuung zu messen, wurde ein Laser hoher Leistung aus einem Oszillator-Laser und einem Verstärker-Laser zusammengebaut.	
1. Zusammenfassung	1
Die ...	
2. Einleitung	1
3. Verbesserung des Oszillator-Lasers	1
a) Allgemeines	1
b) Verkürzung des Resonanzraumes	2
c) Die Laser-Energie als Funktion der Spiegelreflexion und der Pumpenenergie.	3
d) Die Leistung eines Riesenimpulses als Funktion der Spiegelreflexion.	5
4. Verstärkung der Leistung des Oszillator-Lasers.	8
a) Allgemeines	8
b) Unterschiedliche Eigenschaften der beiden Laser.	8
c) Zusammenbau der beiden Laser.	10
d) Erreichte Verstärkung.	12
5. Streulichtmessungen am Theta-Pinch.	17
a) Verwendung des Laser-Strahls zur Messung im Plasma.	17
b) Aufbau der Messapparatur.	18
c) Durchführung der Messung.	21
d) Messfehler	22
e) Auswertung der Messungen.	22
f) Ergebnisse der Messungen.	27
Literaturverzeichnis	30
Ziel der vorliegenden Arbeit war es deshalb, mit den im Institut vorhandenen Mitteln einen stärkeren Laser zu bauen und damit die Messungen an dem 26 kJoule Theta-Pinch zu wiederholen.	

3. Verbesserung des Oszillator-Lasers

a) Allgemeines:

Um schnell einen stärkeren Laser zu erhalten, wurden zwei vorhandene Laser so zusammengebaut, dass der eine Laser als Oszillator und der andere als Laser-Verstärker arbeitete. Als Oszillator wurde ein im Institut früher gebauter Laser (4) verwendet, der so verbessert wurde, dass er seine maximale Leistung abgab. Als Verstärker wurde ein Laser der Firma Trion-Instruments an den Oszillator angepasst.

Für die Messungen am Plasma wird ein einziger Lichtimpuls grosser Leistung zu einem definierten Zeitpunkt benötigt. Ein derartiger Riesenimpuls wird von jedem im sogenannten "Q-switch"-Verfahren arbeitenden Laser geliefert. Bei diesem Verfahren wird nach Erreichen einer hohen Besetzungsinversion im Rubin-Kristall die Güte des optischen Resonanzraumes plötzlich wesentlich erhöht, wodurch es zur Ausbildung des Riesenimpulses kommt. Da dieser

1. Zusammenfassung

Um Elektronentemperatur und Elektronendichte eines 26 kJoule Theta-Pinches mittels Lichtstreuung zu messen, wurde ein Laser hoher Leistung aus einem Oszillator-Laser und einem Verstärker-Laser zusammengebaut.

Die grösstmögliche Ausgangsleistung des Oszillator-Lasers wurde durch Ermittlung der günstigsten Spiegelreflexion und durch Verkürzung des Resonanzraumes erreicht.

Die Verstärkung des Oszillator-Impulses durch den Rubin des Verstärker-Lasers wurde berechnet und gemessen: die Ergebnisse stimmen unter Berücksichtigung der vorhandenen Genauigkeit überein. Es wird die Verstärkung als Funktion der Temperatur des Verstärker-rubins angegeben. Die grösste Impulsleistung war 25 MW.

Die gemessenen Elektronentemperaturen betragen in der ersten maximalen Kompression max. 50 eV und zum Zeitpunkt des maximalen B-Feldes max. 85 eV. Als zugehörige Elektronendichten wurden max. $1,3 \cdot 10^{17}$ Teilchen pro cm^3 bzw. $1,6 \cdot 10^{17}$ Teilchen pro cm^3 gemessen. Die räumliche Verteilung der Elektronentemperatur und Elektronendichte im Plasma wird angegeben.

2. Einleitung

Ein Verfahren zur Messung der lokalen Elektronentemperatur und Elektronendichte in Plasmen wurde von H.J. Kunze (1) entwickelt und an einem kleinen Theta-Pinch (7,5 kJoule) erprobt. Dabei lässt man einen intensiven Laserstrahl in ein Plasma einfallen und misst das Streulicht, das die im Plasma vorhandenen Elektronen erzeugen. Aus dem Spektrum des Streulichts kann man nach einer Theorie von E.E. Salpeter (2) die Temperatur und die Dichte der streuenden Elektronen bestimmen.

Bei einer Anwendung dieses Verfahrens an einem 26 kJoule Theta-Pinch (3) zeigte sich, dass mit der vorhandenen Messapparatur keine hinreichend genauen Ergebnisse zu erzielen waren. Die Genauigkeit der Messmethode hängt vom Verhältnis des Laserstreulichts zum Plasmalicht ab. Nimmt man die Geometrie der Theta-Pinch Apparatur und die Divergenz des Laserstrahls als gegeben an, so ist nur eine begrenzte Fokussierung möglich. Wenn diese Fokussierung durchgeführt ist, dann kann eine Vergrösserung des Verhältnisses Laserstreulicht zu Plasmalicht nur mit einer höheren Laserleistung erreicht werden.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es deshalb, mit den im Institut vorhandenen Mitteln einen stärkeren Laser zu bauen und damit die Messungen an dem 26 kJoule Theta-Pinch zu wiederholen.

3. Verbesserung des Oszillator-Lasers

a) Allgemeines:

Um schnell einen stärkeren Laser zu erhalten, wurden zwei vorhandene Laser so zusammengebaut, dass der eine Laser als Oszillator und der andere als Laser-Verstärker arbeitete. Als Oszillator wurde ein im Institut früher gebauter Laser (4) verwendet, der so verbessert wurde, dass er seine maximale Leistung abgab. Als Verstärker wurde ein Laser der Firma Trion-Instruments an den Oszillator angepasst.

Für die Messungen am Plasma wird ein einziger Lichtimpuls grosser Leistung zu einem definierten Zeitpunkt benötigt. Ein derartiger Riesenimpuls wird von jedem im sogenannten "Q-switch"-Verfahren arbeitenden Laser geliefert. Bei diesem Verfahren wird nach Erreichen einer hohen Besetzungsinversion im Rubin-Kristall die Güte des optischen Resonanzraumes plötzlich wesentlich erhöht, wodurch es zur Ausbildung des Riesenimpulses kommt. Da dieser

Oszillator-Laser (Abb. 1) bereits von G. Weiser(4) beschrieben wurde, werden in der vorliegenden Arbeit nur die Änderungen des Aufbaus und neue Messungen erwähnt.

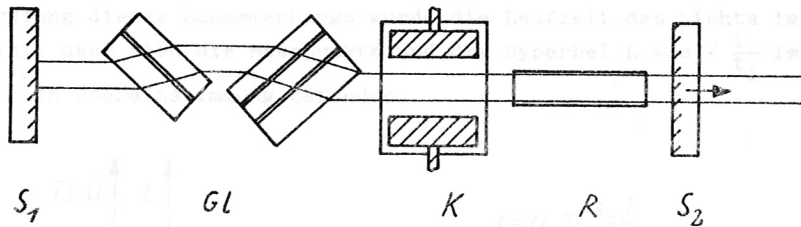


Abb. 1 Oszillator-Laser

R = Rubin, S_1, S_2 = Spiegel (Reflexionsgrad von $S_1 = 0,99$)
 K = Kerrzelle, Gl = Glasplattensatz

Eine Erhöhung der Laser-Leistung wurde durch zwei Änderungen erreicht:

1. durch Verkürzung des Resonanzraumes des Oszillators,
2. durch Wahl des Spiegels S_2 (Abb. 1) mit dem günstigsten Reflexionsgrad.

Bei Verkürzung des Resonanzraumes verringert sich die Laufzeit des Lichts im Oszillator, so dass der Laser-Impuls schneller aufgebaut wird. Da die im Rubin des Oszillators gespeicherte Energie aber gleich bleibt, muss ein Impuls mit grösserer Leistung entstehen.

Bei einem Reflexionsgrad $R \rightarrow 1$ des Spiegels S_2 wird aus dem Resonanzraum keine Energie in die gewünschte Richtung emittiert; bei einem Reflexionsgrad $R \rightarrow 0$ kann dagegen kein Laser-Impuls entstehen. Es muss demnach einen optimalen Reflexionsgrad geben, bei dem die emittierte Laser-Energie maximal ist.

b) Verkürzung des Resonanzraumes:

Die Länge des Resonanzraumes des von G. Weiser konstruierten Lasers war durch den geometrischen Aufbau des Glasplattensatzes gegeben, der, in Verbindung mit der Kerrzelle, eine Änderung der Resonanzraumgüte zu einem definierten Zeitpunkt ermöglicht. Die zur Leistungssteigerung wünschenswerte Verkürzung des Resonanzraumes erforderte deshalb eine geeignetere Ausführung des genannten Glasplattensatzes. Dieser Glasplattensatz ist für den Laserstrahl unter dem Brewster-Winkel aufgestellt und hat in der Sperrichtung bei doppeltem Durchlauf des Lichts eine Transmission von

$$T_z^2 = \left(\frac{2n}{n^2 + 1} \right)^{2z}$$

dabei ist z die Zahl der Glasplatten und n der Brechungsindex.

Bei Benutzung von fünf Glasplatten (s. Abb. 1) mit $n = 1,5$ war die Transmission $T_z^2 = 0,04$. Um mit weniger Glasplatten die gleiche Wirkung zu erzielen, wurde ein Material mit dem Brechungsindex $n = 1,76$ gewählt. Es wurde das Jenaer Glas SF 5 benutzt. Dadurch war bereits bei drei Glasplatten die Transmission auf $T_z^2 = 0,026$ abgesunken.

Durch Verwendung des neuen Glasplattensatzes und durch Umbau einer Spiegelhalterung konnte die Entfernung der beiden Spiegel von ~ 56 cm auf $\sim 37,5$ cm verkleinert werden. Die Laufzeit t_1 des Lichts im Resonanzraum wurde so von $t_{1,1} = 2,1 \cdot 10^{-9}$ sec auf $t_{1,2} = 1,6 \cdot 10^{-9}$ sec verkürzt.

Die Abhängigkeit der Leistung L des Riesenimpulses von der Laufzeit t_1 kann aus zwei in (4) angegebenen Formeln hergeleitet werden. Es ergibt sich

$$L \sim \frac{1}{t_1}$$

Zur Überprüfung dieses Zusammenhangs wurde die Laufzeit des Lichts im Oszillator variiert. Abb. 2 zeigt, dass sich die Messpunkte und die Hyperbel $L = c \cdot \frac{1}{t_1}$ im Rahmen der Messgenauigkeit in Übereinstimmung befinden.

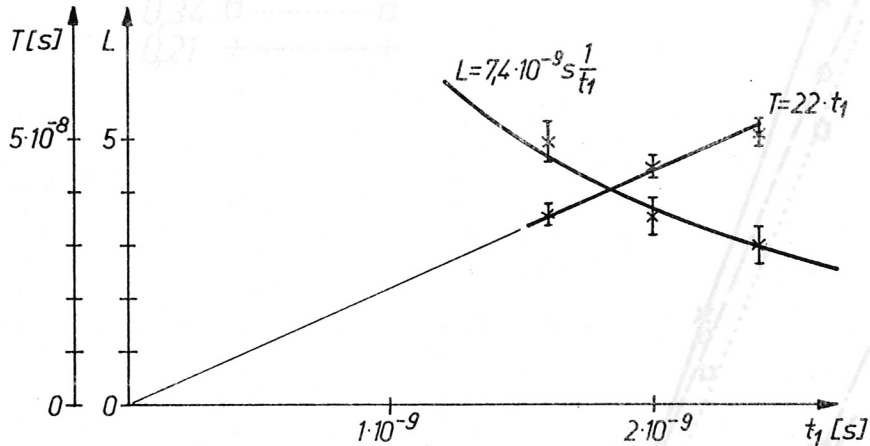


Abb. 2 Die Leistung L und die Halbwertsdauer T des Laserimpulses als Funktion der Laufzeit t_1 .
(Ordinate der Leistung in willkürlichen Einheiten).

Man sieht in Abb. 2 ferner, dass die Halbwertsdauer T des Laserimpulses proportional der Laufzeit t_1 war. Im benutzten Arbeitsbereich ist also das Produkt aus Laser-Leistung und Halbwertsdauer unabhängig von der Laufzeit.

Die durchgeführte Verkürzung des Resonanzraumes bewirkte demnach eine Leistungssteigerung von 30% entsprechend dem folgenden Zusammenhang

$$L_1 \sim \frac{1}{t_{1,1}}$$

$$L_2 \sim \frac{1}{t_{1,2}} ;$$

daraus folgt
$$L_2 = \frac{t_{1,1}}{t_{1,2}} L_1$$

und mit den obigen Werten von $t_{1,1}$ und $t_{1,2}$

$$L_2 = (1 + 0,3) L_1$$

c) Die Laser-Energie als Funktion der Spiegelreflexion und der Pumpenergie:

Die emittierte Energie des Lasers wurde bei normaler Laser-Aktion, d.h. ohne Q-switch, mit einer integrierenden Photozelle ermittelt. Die gemessene Laser-Energie als Funktion der Pumpenergie für die verschiedenen Reflexionsgrade R des Spiegels S_2 zeigt Abb. 3. ¹⁾

¹⁾ Die Reflexion der vergüteten Rubinoberfläche kann vernachlässigt werden, da sie klein ist gegen die Spiegelreflexion.

Abb. 3: Die Laser-Energie E als Funktion der Pumpenergie P mit dem Spiegelreflexionsgrad R als Parameter.

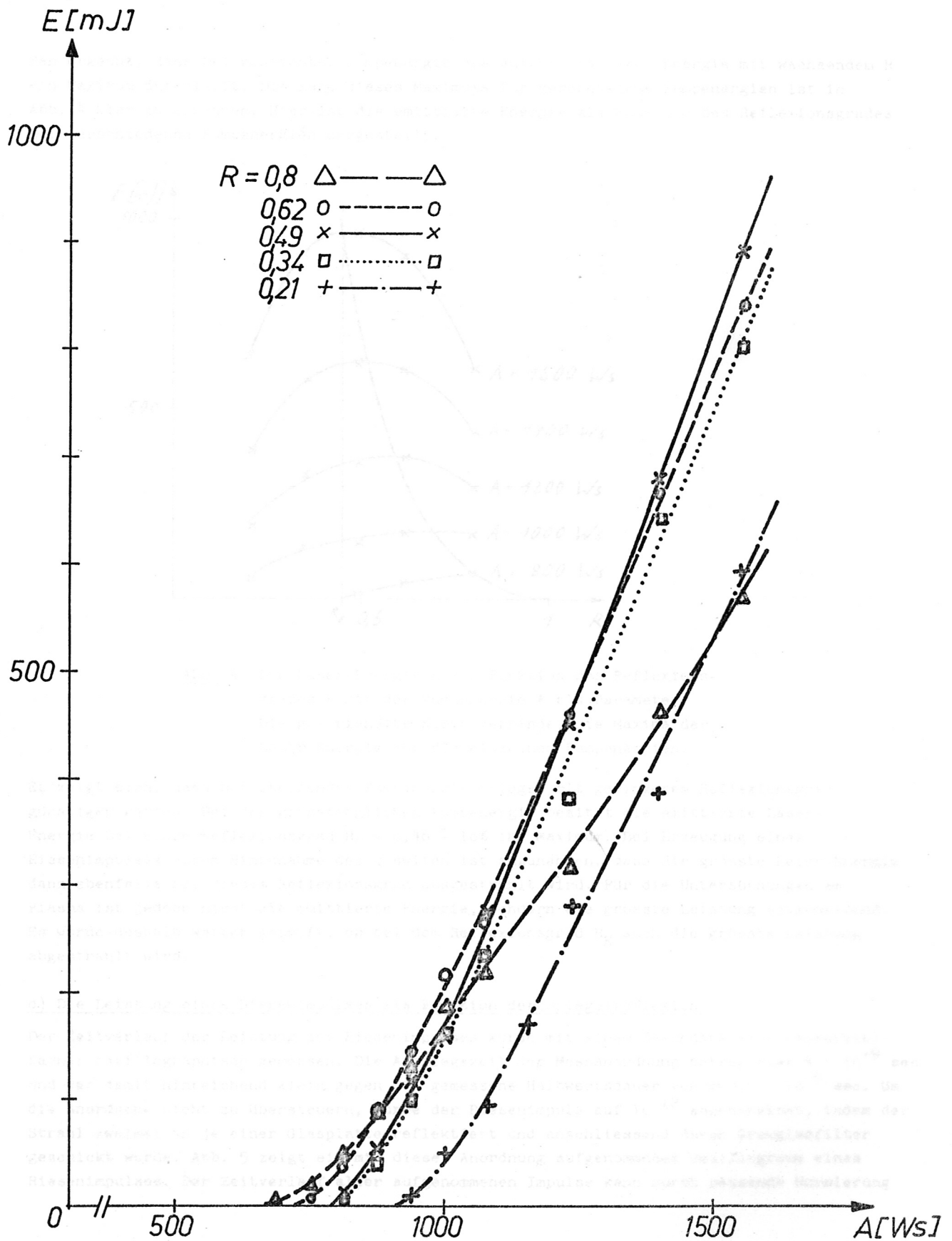


Abb. 3: Die Laser-Energie E als Funktion der Pumpenenergie A mit dem Spiegelreflexionsgrad R als Parameter.

Man erkennt, dass bei konstanter Pumpenergie die emittierte Laser-Energie mit wachsendem R ein Maximum durchläuft. Die Lage dieses Maximums für verschiedene Pumpenergien ist in Abb. 4 klar zu erkennen. Hier ist die emittierte Energie als Funktion des Reflexionsgrades bei verschiedenen Pumpenergien dargestellt.

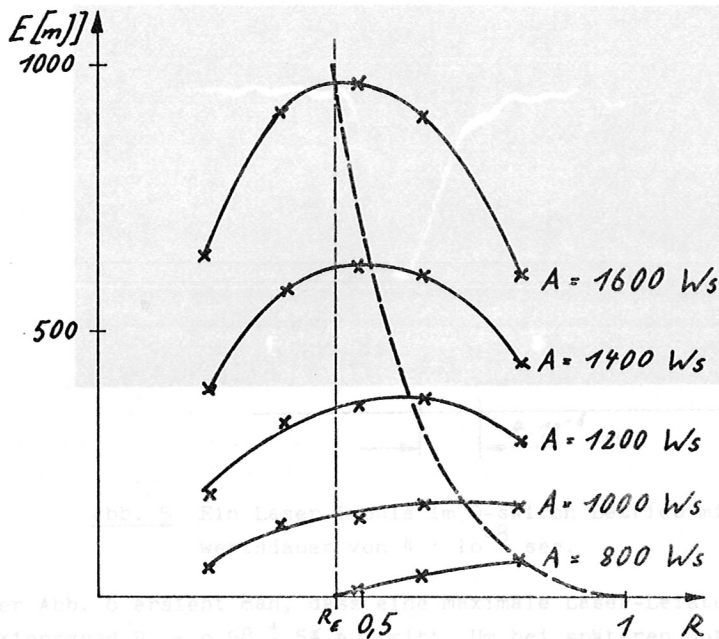


Abb. 4 Die Laser-Energie E als Funktion des Reflexionsgrades R mit der Pumpenergie A als Parameter. Die gestrichelte Kurve verbindet die Maxima der Laser-Energie für die einzelnen Pumpenergien.

Es zeigt sich, dass bei steigender Pumpenergie Spiegel mit geringerem Reflexionsgrad günstiger werden. Bei der grösstmöglichen Pumpenergie besitzt die emittierte Laser-Energie bei einem Reflexionsgrad $R_E = 0,46 \pm 10\%$ ihr Maximum. Bei Erzeugung eines Riesenimpulses durch Hinzunahme des Q-switch ist anzunehmen, dass die grösste Laser-Energie dann ebenfalls bei diesem Reflexionsgrad ausgestrahlt wird. Für die Untersuchungen am Plasma ist jedoch nicht die emittierte Energie, sondern die grösste Leistung entscheidend. Es wurde deshalb weiter geprüft, ob bei dem Reflexionsgrad R_E auch die grösste Leistung abgestrahlt wird.

d) Die Leistung eines Riesenimpulses als Funktion der Spiegelreflexion:

Der Zeitverlauf der Leistung des Riesenimpulses wurde mit einem Sekundärelektronenvervielfacher oszillographisch gemessen. Die Anstiegszeit der Messanordnung betrug etwa $4 \cdot 10^{-9}$ sec und war damit hinreichend klein gegen die gemessene Halbwertsdauer von $\approx 3,6 \cdot 10^{-8}$ sec. Um die Anordnung nicht zu übersteuern, wurde der Riesenimpuls auf 10^{-12} abgeschwächt, indem der Strahl zweimal an je einer Glasplatte reflektiert und anschliessend durch Grauglasfilter geschickt wurde. Abb. 5 zeigt ein mit dieser Anordnung aufgenommenes Oszillogramm eines Riesenimpulses. Der Zeitverlauf aller aufgenommenen Impulse kann durch passende Normierung

der Abszisse und Ordinate innerhalb der Messgenauigkeit ineinander übergeführt werden. Das Produkt aus der Halbwertsdauer T und dem Scheitelwert L der Leistung (der sogenannten Laser-Leistung) ist demnach proportional der Laser-Energie.

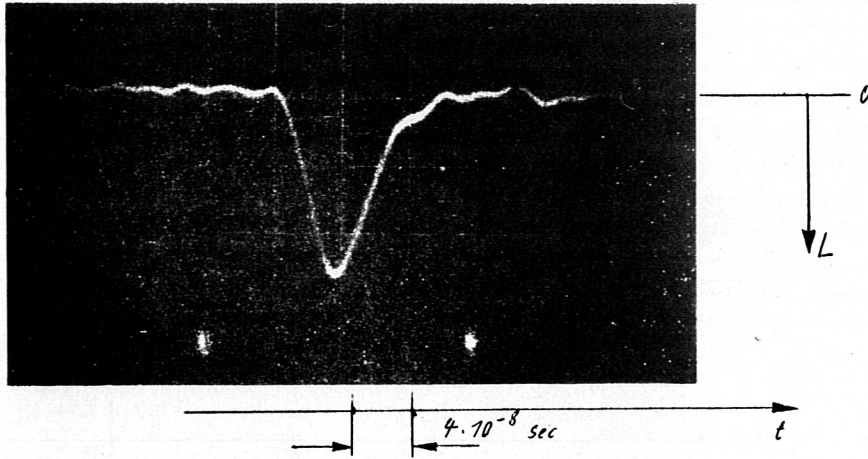


Abb. 5 Ein Laser-Impuls im Q-switch Betrieb mit einer Halbwertsdauer von $4 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$.

Aus der Abb. 6 ersieht man, dass eine maximale Laser-Leistung bei einem Spiegel mit einem Reflexionsgrad $R_L = 0,58 \pm 5\%$ auftritt. Um bei späteren Untersuchungen eine grösstmögliche Laser-Leistung zu besitzen, wurde derjenige Spiegel aus den vorhandenen gewählt, dessen Reflexionsgrad ($R = 0,62$) sich vom optimalen Reflexionsgrad R_L möglichst wenig unterscheidet. Da bei früheren Messungen ein Spiegel mit $R = 0,8$ benutzt wurde, konnte dadurch eine Leistungssteigerung um etwa 40% erzielt werden, wie aus Abb. 6 ersichtlich ist.

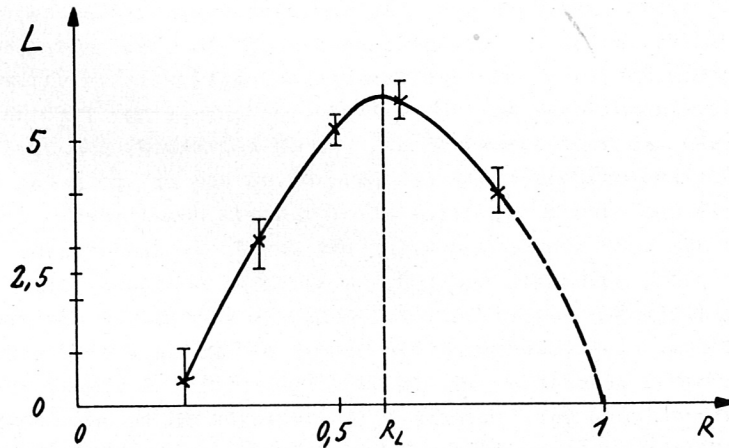


Abb. 6 Die Laser-Leistung L eines Riesenimpulses als Funktion des Reflexionsgrades R (Ordinate in willkürlichen Einheiten)

Es fällt auf, dass der für die Laser-Leistung optimale Reflexionsgrad R_L mit dem für die Laser-Energie optimalen Reflexionsgrad R_E (s. Abschnitt c) nicht übereinstimmt. Wegen des Zusammenhanges zwischen Laser-Leistung, Laser-Energie und Halbwertsdauer muss demnach die Halbwertsdauer T des Riesenimpulses ebenfalls eine Funktion der Spiegelreflexion R sein.

Abbildung 7 gibt den gemessenen Zusammenhang zwischen T und R wieder. Das Produkt aus der gemessenen Laser-Leistung und der gemessenen Halbwertsdauer ergibt den relativen Verlauf der Laser-Energie als Funktion der Spiegelreflexion. Der optimale Reflexionsgrad für die Laser-Energie eines Riesenimpulses stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem optimalen Reflexionsgrad R_E der Energie bei normaler Laser-Aktion überein. Diese Übereinstimmung zeigt, dass für die benutzte Pumpenergie die Annahme in Abschnitt c zutrifft, dass die maximale Laser-Energie mit und ohne Q-switch bei dem gleichen Reflexionsgrad eintritt.

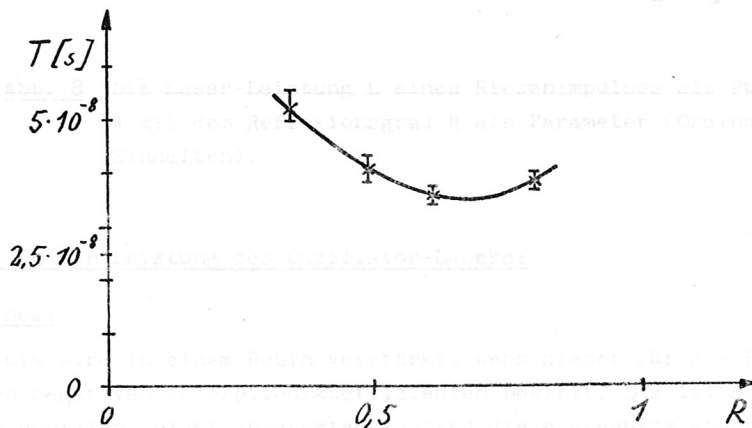


Abb. 7 Die Halbwertsdauer T eines Riesenimpulses als Funktion des Reflexionsgrades R .

Eine weitere Steigerung der Laser-Leistung kann nur noch dann erzielt werden, wenn durch Vergrößerung der Pumpenergie die Besetzungsinversion im Rubin erhöht werden kann, d.h. wenn vor dem Q-switch keine völlige Besetzungsinversion vorliegt und die Pumpenergie vergrößert werden darf. Um zu prüfen, ob eine völlige Besetzungsinversion vorhanden ist, wurde die Laser-Leistung (Abbildung 8) und die Halbwertsdauer des Riesenimpulses als Funktion der Pumpenergie gemessen. Da die Halbwertsdauer unter Berücksichtigung der Messgenauigkeit konstant blieb, geben die Kurven in Abbildung 8 auch den Verlauf der Laser-Energie als Funktion der Pumpenergie an. Durch geeignete Normierung kann man die Kurve für $R = 0,62$ mit der entsprechenden Kurve ($R = 0,62$) aus Abbildung 3 zur Deckung bringen. Daraus folgt, dass das Verhältnis zwischen der emittierten Energie mit Q-switch und der emittierten Energie ohne Q-switch im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von der Pumpenergie ist. Daher ist im Q-switch-Verfahren mit der möglichen Pumpenergie eine völlige Besetzungsinversion noch nicht erreicht. Also wäre mit dem benutzten Rubin eine grössere Laser-Leistung zu erzielen, wenn die Pumpenergie erhöht werden könnte, was jedoch wegen der Gefährdung der Blitzlichtlampen nicht möglich ist.

Temperatur des Rubins des Oszillator-Lasers ohne grundlegende Umbauten der Anlage nicht gemessen werden.

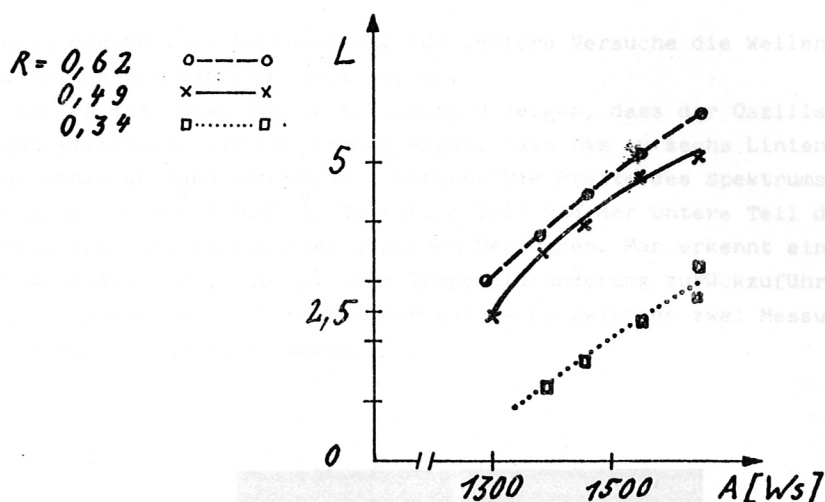


Abb. 8 Die Laser-Leistung L eines Riesenimpulses als Funktion der Pumpenergie A mit dem Reflexionsgrad R als Parameter (Ordinate in willkürlichen Einheiten).

4. Verstärkung der Leistung des Oszillator-Lasers:

a) Allgemeines:

Ein Lichtimpuls wird in einem Rubin verstärkt, wenn dieser für die Frequenz des einfallenden Strahls einen negativen Absorptionskoeffizienten besitzt. Das ist nur dann zu erreichen, wenn der Rubin im normalen, nicht angeregten Zustand diese Frequenz absorbiert und im Augenblick des Lichteinfalls im Rubin eine Besetzungsinversion besteht. Da die Halbwertsbreite der Resonanzlinie nur $\Delta\lambda \approx 4 \text{ \AA}$ beträgt, darf sich die Resonanzwellenlänge des Verstärkerrubins nicht wesentlich von der eingestrahlten Resonanzwellenlänge des Oszillatorkrubins unterscheiden. Die Resonanzwellenlänge zweier Rubine ist gleich, wenn die Rubine bei gleicher Cr^{+++} -Dotierung die gleiche Temperatur haben. Die gleiche Temperatur ist am einfachsten dann gewährleistet, wenn beide Rubine die gleichen geometrischen Abmessungen haben und in gleicher Weise angeregt werden. Da bei der vorliegenden Arbeit aber vorhandene Geräte benutzt werden mussten, war der erwünschte gleiche Aufbau der beiden Laser nicht gegeben. Es wurde deshalb versucht, die Wellenlänge der Linie des Verstärkerrubins durch geeignete Temperatureinstellung auf die Resonanzlinie des Oszillatorkrubins abzustimmen. Um die Möglichkeit hierzu zu prüfen, wurden zunächst die Bedingungen ermittelt, unter denen sich die Resonanzlinie des Oszillator-Lasers nicht verschob und anschliessend der Einfluss der Kühlung des Verstärkerrubins auf die Lage seiner Resonanzlinie ermittelt.

b) Unterschiedliche Eigenschaften der beiden Laser:

In dem Oszillator-Laser und in dem Laser, der als Verstärker verwendet werden sollte, waren Rubinstäbe unterschiedlicher Form und Grösse eingebaut. Auch die Halterung der Stäbe und die Pumpenanordnungen waren nach verschiedenen Prinzipien geformt. Ausserdem konnte die Temperatur des Rubins des Oszillator-Lasers ohne grundlegende Umbauten der Anordnungen nicht gemessen werden.

Deshalb mussten als Vorbedingung für weitere Versuche die Wellenlängen der beiden Laser im Q-switch-Betrieb ermittelt werden.

Die Linien des Spektrums in Abbildung 9 zeigen, dass der Oszillator-Laser mehrere Wellenlängen emittiert. Die Auswertung ergab, dass bis zu sechs Linien auftraten, die untereinander einen Abstand von $\sim 0,16 \text{ \AA}$ hatten. Die Breite des Spektrums des Oszillator-Lasers betrug ca. $0,88 \text{ \AA} \pm 0,05 \text{ \AA}$. Der obere Teil und der untere Teil der Linien in Abbildung 9 stammen von zwei aufeinanderfolgenden Messungen. Man erkennt eine Verschiebung der Spektren gegeneinander, die auf eine Temperaturänderung zurückzuführen ist. Eine Verschiebung des Spektrums trat nicht mehr auf, wenn zwischen zwei Messungen eine Wartezeit von 15 min. eingehalten wurde.

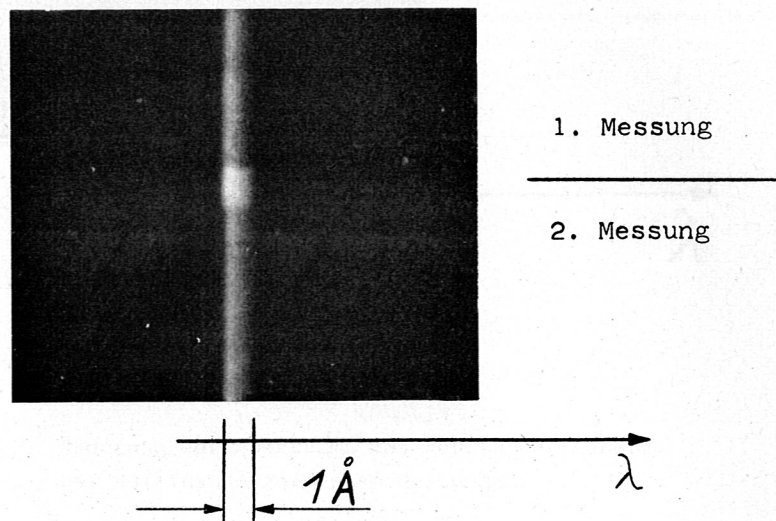
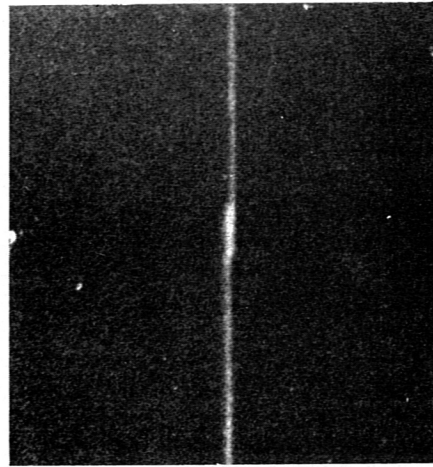


Abb. 9: Änderung des Spektrums des Oszillator-Lasers bei aufeinanderfolgenden Laser-Impulsen.

Im Gegensatz dazu besteht das Spektrum des Verstärker-Lasers nur aus einer Linie. Die Abbildung 10 zeigt zwei aufeinanderfolgende Messungen. Die Verschiebung der Wellenlänge beruht auch hier auf einer Änderung der Temperatur des Rubins. Da bei diesem Laser die Temperatur des Rubins mittels durchströmendem Stickstoff einstellbar war, konnte dessen Wellenlänge an die Wellenlänge des Oszillator-Lasers auf diese Weise angepasst werden.

Die festgestellten Änderungen der Wellenlänge mit der Temperatur des Verstärker-rubins stimmten innerhalb der Messgenauigkeit mit einer von Abella und Cummins (5) aufgestellten Beziehung überein.



1. Messung

2. Messung

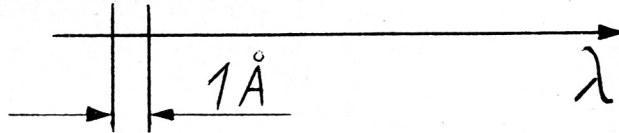


Abb. 10 Änderung des Spektrums des Verstärker-Lasers bei aufeinanderfolgenden Messungen.

c) Zusammenbau der beiden Laser:

Das Prinzip des Zusammenbaus der beiden Laser ist in Abbildung 11 zu sehen. Der Gesamtlaser besteht aus dem Oszillator, der Imitation des Oszillatorstrahls, einem Umlenkprisma und dem Verstärker.

Zur Justierung wird mit einem Riesenimpuls des Oszillators auf der geschwärzten Photoplatte PH_2 ein Fleck erzeugt, der dem Querschnitt und der Intensitätsverteilung des Laserstrahls über dem Querschnitt entspricht. Gleichzeitig wird über die halbdurchlässige Platte HP und die Linse L_1 ein Brennfleck auf der geschwärzten Photoplatte PH_1 eingebrannt. Mit Hilfe der Flecken auf den Photoplaten wird ein den Laserstrahl imitierender Lichtstrahl justiert. Es lässt sich zeigen, dass bei genügendem Abstand der Photoplaten von der halbdurchlässigen Platte die Imitation eine ausreichende Genauigkeit aufweist. Mit dieser Imitation wird die Justierung des weiteren Strahlenganges vorgenommen. Eine eingehende Beschreibung des Verfahrens ist in (1) zu finden.

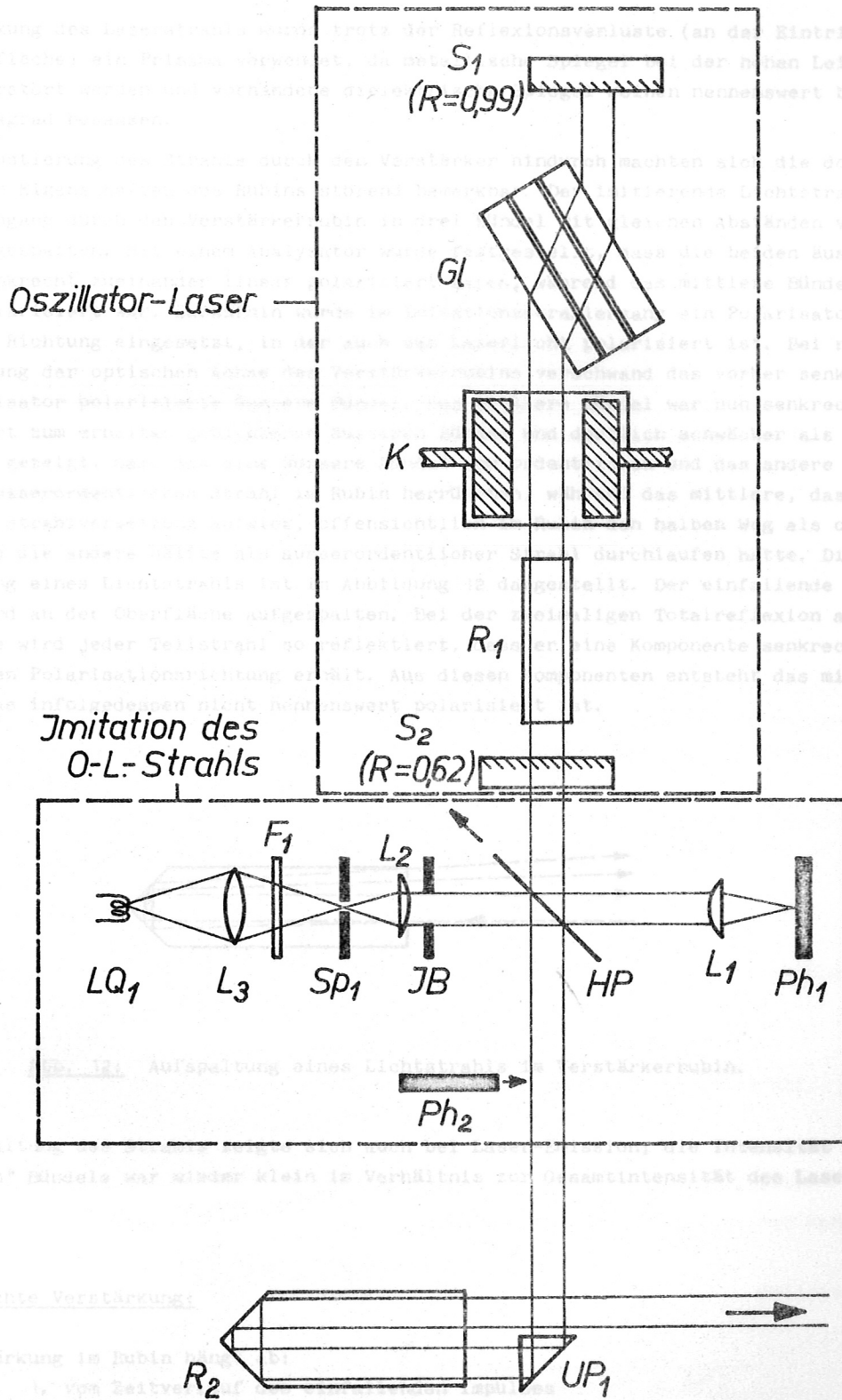


Abb. 11: Aufbau des Gesamtlasers: R_1, R_2 = Rubinstäbe, S_1, S_2 = Spiegel, K = Kerrzelle, Gl = Glasplattensatz, HP = halbdurchlässige Platte, Ph_1, Ph_2 = Photoplaten, L_1, L_3 = Linsen, IB = Irisblende, Sp_1 = Spalt, F_1 = Rotfilter, LQ_1 = Lichtquelle, UP_1 = Umlenkprisma.

Zur Umlenkung des Laserstrahls wurde trotz der Reflexionsverluste (an der Eintritts und Austrittsfläche) ein Prisma verwendet, da metallische Spiegel bei der hohen Leistungsdichte zerstört werden und vorhandene dielektrische Spiegel keinen nennenswert besseren Reflexionsgrad besaßen.

Bei der Justierung des Strahls durch den Verstärker hindurch machten sich die doppelbrechenden Eigenschaften des Rubins störend bemerkbar. Der einfallende Lichtstrahl war nach Durchgang durch den Verstärkerrubin in drei Bündel mit gleichen Abständen voneinander aufgespalten. Mit einem Analysator wurde festgestellt, dass die beiden äusseren Bündel senkrecht zueinander linear polarisiert waren, während das mittlere Bündel nicht linear polarisiert war. Daraufhin wurde im Imitationsstrahlengang ein Polarisator für diejenige Richtung eingesetzt, in der auch das Laserlicht polarisiert ist. Bei richtiger Stellung der optischen Achse des Verstärkerrubins verschwand das vorher senkrecht zum Polarisator polarisierte äussere Bündel. Das mittlere Bündel war nun senkrecht polarisiert zum erhalten gebliebenen äusseren Bündel und deutlich schwächer als dieses. Damit war gezeigt, dass das eine äussere Bündel vom ordentlichen und das andere dagegen vom ausserordentlichen Strahl im Rubin herrührten, während das mittlere, das nur die halbe Strahlversetzung aufwies, offensichtlich im Rubin den halben Weg als ordentlicher und die andere Hälfte als ausserordentlicher Strahl durchlaufen hatte. Diese Aufspaltung eines Lichtstrahls ist in Abbildung 12 dargestellt. Der einfallende Lichtstrahl wird an der Oberfläche aufgespalten. Bei der zweimaligen Totalreflexion an der Dachfläche wird jeder Teilstrahl so reflektiert, dass er eine Komponente senkrecht zur vorhandenen Polarisationsrichtung erhält. Aus diesen Komponenten entsteht das mittlere Bündel, das infolgedessen nicht nennenswert polarisiert ist.

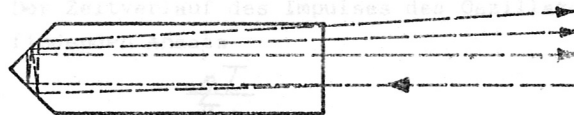


Abb. 12: Aufspaltung eines Lichtstrahls im Verstärkerrubin.

Die Aufspaltung des Strahls zeigte sich auch bei Laser-Emission; die Intensität des "mittleren" Bündels war wieder klein im Verhältnis zur Gesamtintensität des Laserstrahls.

d) Erreichte Verstärkung:

Die Verstärkung im Rubin hängt ab:

1. vom Zeitverlauf des einfallenden Impulses
2. von der Leistung dieses Impulses
3. von der Wellenlänge λ dieses Impulses
4. von der Länge des Weges im Rubin und
5. von dem Energiegewinnfaktor β des Rubins.

Für die Änderung in einem Rubin bei Einfall eines Lichtimpulses erhält man in Anlehnung an Gleichungen von L.M.Frantz und J.S.Nodvik (6) folgendes System partieller Differentialgleichungen:

$$\frac{d a}{d t} = - \frac{2 \beta c \rho}{N}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = c \beta \rho - c \frac{\partial \rho}{\partial x}$$

Hierin ist:

- $a(x, t)$ die normierte Besetzungsinversion
- t die Zeit
- $\beta = \beta_0 a$ der Energiegewinnfaktor
- β_0 der Extinktionskoeffizient
- c die Lichtgeschwindigkeit
- $\rho(x, t)$ die Photonendichte
- N die Dichte Cr^{+++} -Ionen
- x die Ortskoordinate im Rubin in Ausbreitungsrichtung des einfallenden Lichtes.

Das Gleichungssystem wurde unter der Voraussetzung aufgestellt, dass der einfallende Lichtimpuls so kurz ist, dass während dieser Zeit die Änderung der Besetzungsinversion durch die Anregung und durch spontane Emission vernachlässigbar ist. Allgemein lässt sich dieses System nicht integrieren.

Für einen speziellen Zeitverlauf des einfallenden Impulses sind in der Literatur jedoch Lösungen angegeben. Der Zeitverlauf des Impulses des Oszillator-Lasers wird am besten durch den in (6) zu findenden Ansatz

$$\rho_0(t) = \frac{\frac{\eta T}{\pi c}}{t^2 + T^2}$$

angenähert;

dabei ist:

- $\rho_0(t)$ die Photonendichte des einfallenden Strahls
- η die Gesamtzahl der Photonen pro Einheitsfläche im Strahl,
- T die Halbwertsdauer des Impulses.

Die Zeit t ist so gewählt, dass $\rho_0(0)$ das Maximum der Photonendichte angibt.

Die Photonendichte des Impulses sei nach Durchlaufen des Rubins $\rho_e(t)$. Nun kann man einen Leistungsgewinn

$$G_p(t) = \frac{\rho_e(t)}{\rho_0(t)}$$

definieren und

erhält dafür nach (6) die Gleichung.

$$G_p(t) = \frac{1}{1 - (1 - e^{-\beta_0 a_0 l}) \times e^{-\beta_0 l N \cdot (1 + 2/\pi \arctan t/T)}}$$

mit l Länge des Rubins und

$$a_0(x) = a(x, t \rightarrow -\infty).$$

Unter der Verstärkung V der maximalen Leistung des Impulses sei der Quotient aus der maximalen Photonendichte des verstärkten Strahls zur maximalen Photonendichte des einfallenden Strahls verstanden. Wenn der verstärkte Impuls $\rho_e(t)$ seine grösste Photonendichte zur Zeit $t = t_m$ hat, dann ist

$$V = \frac{\rho_e(t_m)}{\rho_o(0)}$$

Aus $\left. \frac{d\rho_e(t)}{dt} \right|_{t=t_m} = 0$ erhält man eine Gleichung für t_m :

$$(t_m^2 + T^2) \cdot \left. \frac{dG_p(t)}{dt} \right|_{t=t_m} - 2 t_m G_p(t_m) = 0.$$

Mit

$$\left. \frac{dG_p(t)}{dt} \right|_{t=t_m} = G_p(t_m) [1 - G_p(t_m)] \cdot \frac{2\beta_o \eta T}{\pi N (t_m^2 + T^2)}$$

erhält man für t_m die implizite Gleichung:

$$t_m = -\frac{\beta_o \eta T}{\pi N} [G_p(t_m) - 1].$$

Wenn man t_m berechnet hat, kann man auch die Verstärkung angeben:

$$\begin{aligned} V &= \frac{\rho_e(t_m)}{\rho_o(0)} \\ &= \frac{\rho_e(t_m)}{\rho_o(t_m)} \cdot \frac{\rho_o(t_m)}{\rho_o(0)} \\ &= G_p(t_m) \frac{T^2}{t_m^2 + T^2} \\ &= \frac{1}{1 - [1 - e^{-\beta_o \alpha_o l}] \times e^{-\frac{\beta_o \eta}{N} \cdot (1 + \frac{2}{\pi} \arctan \frac{t_m}{T})}} \cdot \frac{1}{1 + (\frac{t_m}{T})^2} \end{aligned}$$

Da der Leistungsgewinn $G_p(t) > 1$ ist, hat der verstärkte Impuls seine maximale Photonendichte zu einer Zeit $t_m < 0$, d.h. bevor der einfallende Impuls sein Maximum erreicht. Daraus folgt, dass nur die Form des Anstieges des einfallenden Impulses massgebend ist für die Verstärkung; es braucht also nur die Anstiegsflanke von

$$\rho_o(t) = \frac{\frac{\eta T}{\pi c}}{t^2 + T^2}, \text{ d.h. für die Zeit } -2T < t \leq 0,$$

mit dem gemessenen Zeitverlauf des Impulses (s. Abbildung 5) übereinzustimmen, was gut erfüllt ist.

Durch Verkürzung des Resonanzraumes wurde die Leistung des Impulses des Oszillator-Lasers dadurch erhöht, dass bei konstanter Photonenzahl η die Halbwertsdauer T verringert wurde. Im Leistungsgewinn $G_p(t)$ ist T nur in Form $\frac{t}{T}$ enthalten. Damit folgt aus der impliziten Gleichung für t_m , dass $t_m \sim T$ ist. Da in der Gleichung für die Verstärkung nur t_m/T auftritt, ist die Verstärkung unabhängig von der Halbwertsdauer des einfallenden Impulses. Also wächst die Leistung $\beta_e(t_m)$ des verstärkten Lasers in gleichem Masse wie die Leistung des Oszillator-Lasers.

Wird die Leistung des einfallenden Impulses bei konstanter Halbwertsdauer T durch Vergrößerung der Photonenzahl erhöht, dann nimmt die Verstärkung V ab, wie man an Hand der Näherung

$$V = \frac{T^2}{t^2 + T^2} \cdot G_p(t_m)$$

$$\approx \frac{T^2}{t^2 + T^2} \cdot \frac{1}{e^{-\beta_0 a_0 l} + \eta \frac{\beta_e}{N} \left(1 + \frac{2}{\pi} \arctan \frac{t_m}{T}\right) \cdot (1 - e^{-\beta_0 a_0 l})}$$

sieht. Die Abnahme ist jedoch schwächer als $\sim \frac{1}{\eta}$.

Die austretende maximale Leistung

$$\beta_e(t_m) = V \beta_e(0)$$

$$\approx \frac{T^2}{t_m^2 + T^2} \cdot \frac{\eta \cdot \frac{1}{\pi c T}}{e^{-\beta_0 a_0 l} + \eta \frac{\beta_e}{N} \left(1 + \frac{2}{\pi} \arctan \frac{t_m}{T}\right) \cdot (1 - e^{-\beta_0 a_0 l})}$$

wächst infolgedessen mit steigender Photonenzahl η . Damit ist nachgewiesen, dass die Erhöhung der Ausgangsleistung des Oszillator-Lasers gerechtfertigt war.

Nun kann man berechnen, wie gross die Verstärkung eines Impulses ist, der mit einer Lichtfrequenz auf den Verstärkerrubin auftritt, die der Resonanzfrequenz des Rubins bei Zimmertemperatur entspricht. Dann sind bei einer Cr^{+++} -Dotierung von 0,05 % (Gew.) gegeben:

$$\beta_0 = 0,4 \text{ cm}^{-1}$$

$$l = 17 \text{ cm}$$

$$N = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

Da die zur R_1 -Linie und zur R_2 -Linie gehörenden Energie-Niveaus bei Zimmertemperatur etwa gleich stark besetzt sind (7), darf in den Gleichungen nur $1/2 N$ eingesetzt werden.

Die Photonenzahl

$$\eta = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ wurde gemessen.}$$

Die normierte Besetzungsinversion a_0 vor Einfall des Oszillatorimpulses kann dagegen nicht gemessen werden. Man kann jedoch eine Abschätzung gewinnen auf Grund der Tatsache, dass ein Rubin mit unvergüteter Oberfläche bei der benutzten pumpenergie und Zimmertemperatur noch keine Schwellinversion a_p hatte, jedoch bei niedrigerer Rubintemperatur und sonst gleichen Bedingungen eine Laser-Emission auftrat.

Dann gilt:

$$a_o < a_p = - \frac{\ln R}{2 l \beta_o}$$

wobei für R der Reflexionsgrad der Rubinoberfläche einzusetzen ist. Es ergibt sich

$$a_o \approx 0,4$$

Für $a_o = 0,4$ wurde die Verstärkung zu

$$V = 6,6 \quad \text{mit} \quad G_p(t_m) = 6,75 \quad ; \quad t_m = -0,15 T \quad \text{bestimmt.}$$

Gemessen wurde mit der oben beschriebenen Anordnung unter optimalen Bedingungen eine Verstärkung $V_m = 5 \pm 0,5$. Dabei wurde eine Laser-Leistung von etwa 25 MW erreicht.

Die Übereinstimmung ist recht gut, wenn man berücksichtigt, dass

1. der Oszillator-Laser in einem Wellenlängenbereich von $\sim 0,9 \text{ \AA}$ strahlt (siehe 4b)
2. der Verstärkerrubin nach (7) eine Resonanzbreite von $\Delta \lambda = 4 \text{ \AA}$ bei Zimmertemperatur hat,
3. die Reflexion auf der Rubinoberfläche bei der Rechnung vernachlässigt wurde,
4. im Verstärkerrubin störende Strahlen auftraten (siehe 4c) und
5. die Besetzungsinversion nur abgeschätzt werden konnte.

Abbildung 13 zeigt die gemessene Verstärkung als Funktion der Temperatur des Verstärkerrubins. Das Auftreten des Maximums ist qualitativ durchaus verständlich.

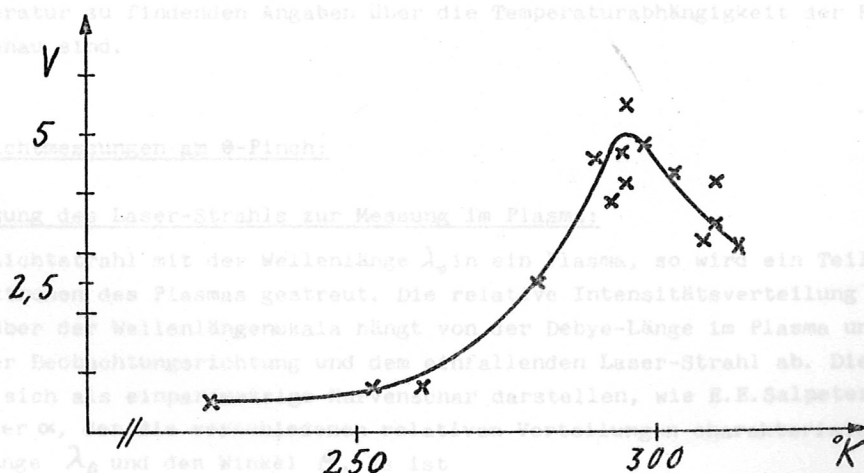


Abb. 13: Verstärkung der Laser-Leistung als Funktion der Temperatur des Verstärkerrubins.

Das Spektrum des einfallenden Impulses (siehe 4b) kann durch ein Rechteckprofil der Breite $\Delta\lambda \approx 0,9 \text{ \AA}$ angenähert werden (Abbildung 14).

In Abbildung 14 ist ausserdem noch die Emissionslinie des Verstärkerrubins für eine andere Temperatur eingezeichnet. Die Fläche der Emissionslinie im Wellenlängenbereich des einfallenden Impulses ist proportional der Verstärkung dieses Impulses. Bei Erhöhung der Temperatur des Verstärkerrubins wird nach (5) die Emissionslinie zu grösseren Wellenlängen verschoben. Damit folgt aus Abbildung 14, dass bei Temperaturerhöhung die Verstärkung zunächst steigt, um bei weiterer Temperaturerhöhung wieder abzusinken.

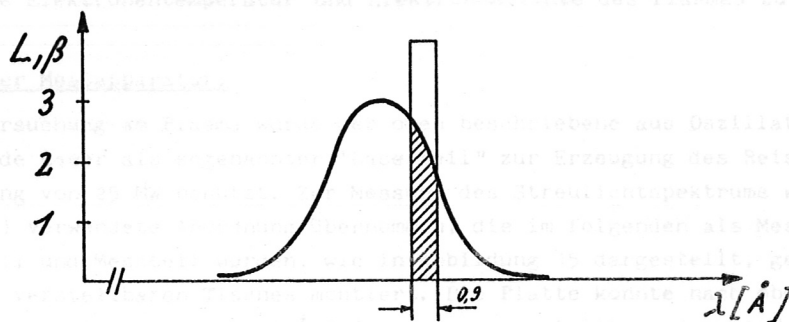


Abb. 14: Das Spektrum des einfallenden Impulses und die Emissionslinie des Verstärkerrubins (Ordinate in "willkürlichen Einheiten").

Es muss also ein Maximum auftreten. Die Lage und die Höhe des Maximums wird noch dadurch beeinflusst, dass bei steigender Temperatur die Halbwertsbreite der Emissionslinie grösser und die Höhe der Emissionslinie kleiner wird (7).

Die Abhängigkeit der Verstärkung von der Temperatur kann nicht berechnet werden, da die in der Literatur zu findenden Angaben über die Temperaturabhängigkeit der Rubinkonstanten zu ungenau sind.

5. Streulichtmessungen am θ -Pinch:

a) Verwendung des Laser-Strahls zur Messung im Plasma:

Fällt ein Lichtstrahl mit der Wellenlänge λ_0 in ein Plasma, so wird ein Teil des Lichts an den Elektronen des Plasmas gestreut. Die relative Intensitätsverteilung des Streuspektrums über der Wellenlängenskala hängt von der Debye-Länge im Plasma und dem Winkel θ zwischen der Beobachtungsrichtung und dem einfallenden Laser-Strahl ab. Diese Verteilungen lassen sich als einparametrische Kurvenschar darstellen, wie E.E.Salpeter gezeigt hat. Der Parameter α , der die verschiedenen relativen Verteilungen charakterisiert, enthält die Debye-Länge λ_D und den Winkel θ . Es ist

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{4\pi\lambda_D \sin \frac{\theta}{2}}$$

Aus der gemessenen relativen Intensitätsverteilung lässt sich zunächst α und aus der Halbwertsbreite des Spektrums die Elektronentemperatur ermitteln. Da die Deye-Länge und damit α eine Funktion der Temperatur und der Dichte ist, lässt sich aus der relativen Intensitätsverteilung und der Halbwertsbreite des Streuspektrums bei bekanntem Beobachtungswinkel θ sowohl die Elektronentemperatur, als auch die Elektronendichte des Plasmas ermitteln. Eine genaue Darstellung wird u.a. von W.H.Kegel gegeben.

Infolge der geringen Intensität des gestreuten Lichts im Verhältnis zur Intensität des einfallenden Lichts (etwa 10^{-12} bis 10^{-11} bei den vorliegenden Plasmen) ist es erst seit Entdeckung des intensiven Laserlichts möglich, das Streulicht zu messen und damit die Elektronentemperatur und Elektronendichte des Plasmas zu bestimmen.

b) Aufbau der Messapparatur:

Für die Untersuchung am Plasma wurde der oben beschriebene aus Oszillator und Verstärker bestehende Laser als sogenannter "Laserteil" zur Erzeugung des Reizenimpulses mit einer Leistung von 25 MW benutzt. Zur Messung des Streulichtspektrums wurde eine von H.J.Kunze (1) verwendete Anordnung übernommen, die im folgenden als Messteil bezeichnet sei. Laserteil und Messteil wurden, wie in Abbildung 15 dargestellt, gemeinsam auf der Platte eines verstellbaren Tisches montiert. Die Platte konnte nach oben auf $\pm 0,2$ mm genau und nach beiden Seiten auf $\pm 0,1$ mm genau verstellt werden. Auf diese Weise war es möglich, die gesamte Anordnung fertig aufzubauen, bevor sie an den θ -Pinch gefahren wurde.

Der aus dem Verstärkerrubin austretende Laser-Strahl wurde mittels einer teleskopischen Anordnung in das Plasma fokussiert. Die Grösse und die Intensitätsverteilung des Brennflecks kann man aus Abbildung 16 entnehmen.

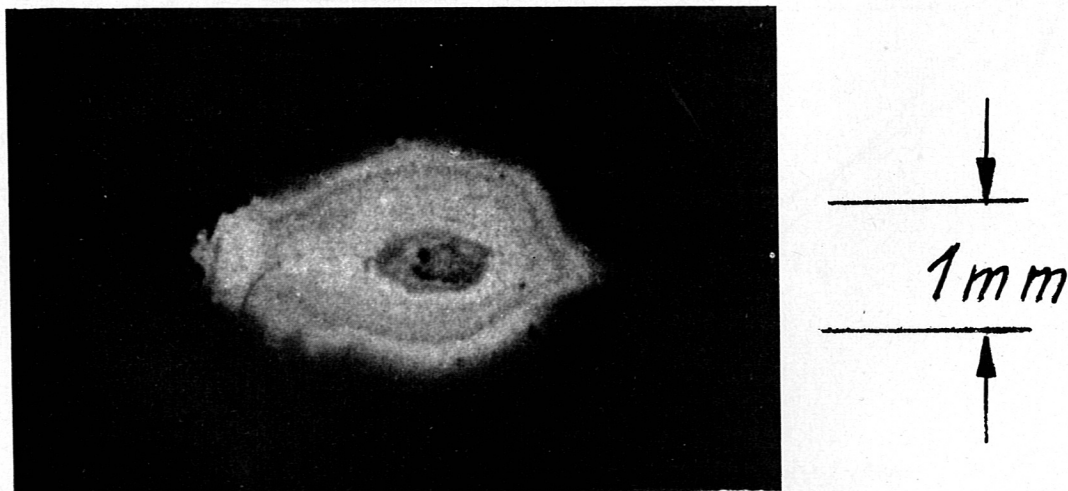


Abb. 16: Brennfleck des fokussierten Laserstrahls. Stärkere Schwärzung des Flecks entspricht einer stärkeren Intensität des Laser-Strahls an dieser Stelle.

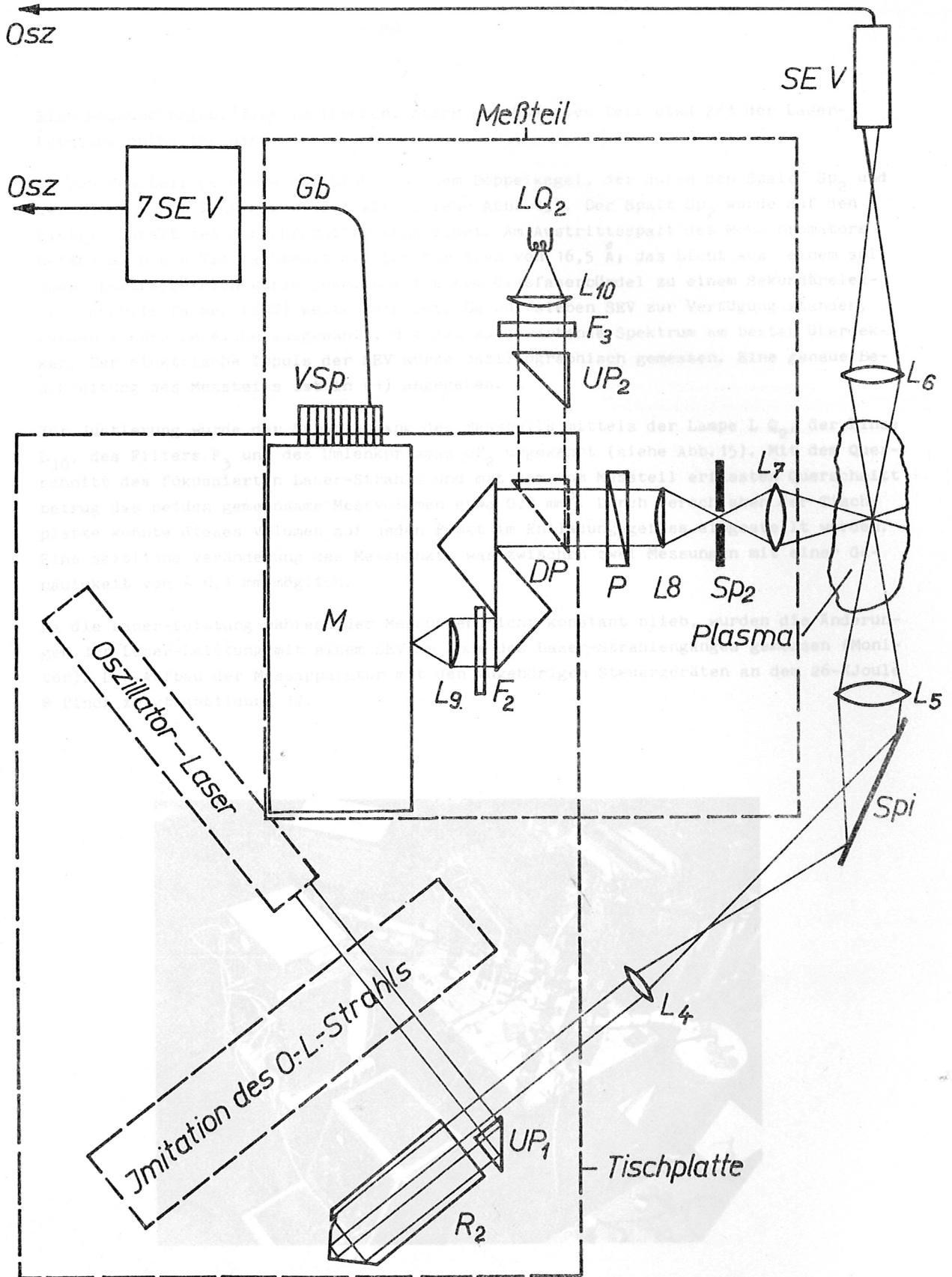


Abb. 15: Aufbau der Messapparatur. R_2 = Rubin, UP_1 , UP_2 = Umlenkeprismen, $L_4 \dots L_{10}$ = Linsen, Sp_1 = Spiegel, Sp_2 = Spalt, P = Polarisator, DP = Drehprisma, F_2 , F_3 = Rötfilter, LQ_2 = Lichtquelle, M = Monochromator, VSp = Vielfachspalt, Gb = Glasfaserbündel, $SE V$ = Sekundärelektronenvervielfacher, Osz = Oszillograph.

Eine Messung ergab, dass im inneren, stark geschwärzten Teil etwa $2/3$ der Laserleistung enthalten war.

In den Messteil gelangte nur Licht aus dem Doppelkegel, der durch den Spalt Sp_2 und der Linse L_7 im Plasma gebildet wird (siehe Abb. 15). Der Spalt Sp_2 wurde auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Am Austrittsspalt des Monochromators befand sich ein Vielfachspalt mit Spaltbreiten von $16,5 \text{ \AA}$; das Licht aus einem solchen Spektralbereich wurde jeweils mit einem Glasfaserbündel zu einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) weitergeleitet. Da nur sieben SEV zur Verfügung standen, wurden sieben Bereiche ausgewählt, die das zu erwartende Spektrum am besten überdecken. Der elektrische Impuls der SEV wurde oszillographisch gemessen. Eine genaue Beschreibung des Messteils ist in (1) angegeben.

Zur Justierung wurde der Strahlengang des Messteils mittels der Lampe L_{Q_2} , der Linse L_{10} , des Filters F_3 und des Umlenkprismas UP_2 umgekehrt (siehe Abb. 15). Mit dem Querschnitt des fokussierten Laser-Strahls und mit dem vom Messteil erfassten Querschnitt betrug das beiden gemeinsame Messvolumen etwa $0,8 \text{ mm}^3$. Durch Verschieben der Tischplatte konnte dieses Volumen auf jeden Punkt im Entladungsgefäß eingestellt werden. Eine seitliche Veränderung des Messpunkts war zwischen zwei Messungen mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1 \text{ mm}$ möglich.

Da die Laser-Leistung während der Messungen nicht konstant blieb, wurden die Änderungen der Laser-Leistung mit einem SEV am Ende des Laser-Strahlenganges gemessen (Monitor). Den Aufbau der Messapparatur mit den zugehörigen Steuergeräten an dem 26-KJoule θ -Pinch zeigt Abbildung 17.

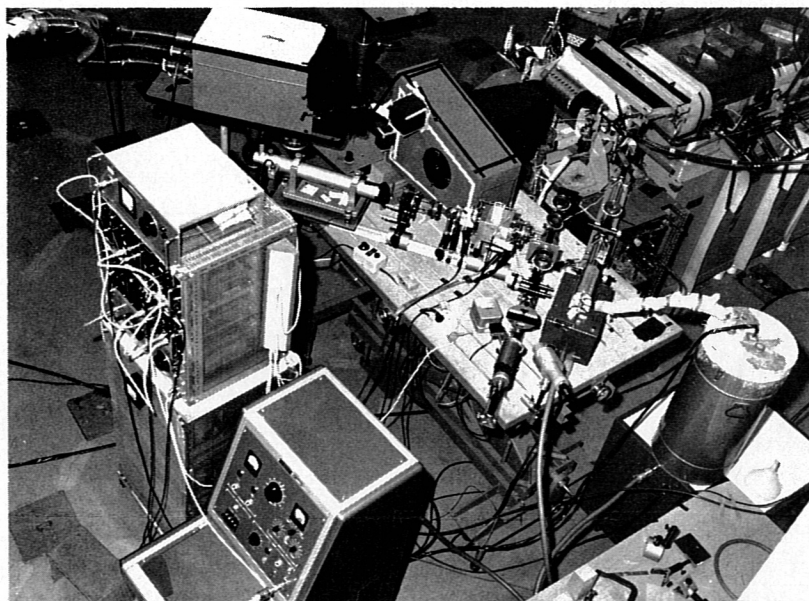


Abb. 17: Blick von oben auf den Aufbau.

c Durchführung der Messungen:

Mit dem Monochromator des Messteils konnte nur ein Spektrum mit einer Breite von 180 \AA aufgenommen werden. Da die Halbwertsbreite des Streuspektrums z.T. grösser als 250 \AA war, konnte also nicht das ganze Spektrum gemessen werden. Das Streuspektrum ist symmetrisch zur Laser-Wellenlänge, deshalb brauchte nur das halbe Streuspektrum aufgenommen zu werden, also z.B. von der Laser-Wellenlänge aus zu kleineren Wellenlängen hin. Die Lage der Laser-Linie im Austrittsspalt des Monochromators wurde festgestellt, so dass die Intensität des Streuspektrums als Funktion der Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ zu Laser-Wellenlänge gemessen wurde.

Die Messanordnung war für die einzelnen Wellenlängenbereiche unterschiedlich empfindlich. Da eine Relativeichung der einzelnen "Kanäle" genügt, wurde dazu das Kontinuum des Plasmalichts herangezogen, das sich in diesem Wellenlängenbereich ($\Delta\lambda \sim 150 \text{ \AA}$ bei $\lambda = 6943 \text{ \AA}$) nur um 3 % ändert.

Laser-Licht, das durch Reflexion und Streuung, z.B. am Entladungsgefäss, in den Messteil gelangt, erzeugt im Monochromator Falschlicht, das genau gemessen und bei der Auswertung berücksichtigt werden muss. Um derartige Reflexionen möglichst zu verringern, wurde am Entladungsgefäss des θ -Pinches das Austrittsfenster unter dem Brewster-Winkel angebracht.

Die Messungen des Streuspektrums wurden sowohl zum Zeitpunkt der ersten Kompression des θ -Pinches, als auch im Moment des maximalen Kompressionsfeldes vorgenommen. Um eine gute Reproduzierbarkeit des jeweiligen Messzeitpunktes auf $3 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$ zu gewährleisten, wurde von der Mutterfunkenstrecke der θ -Pinch-Entladung ein Impuls entnommen und über ein Verzögerungskabel geeigneter Länge zur Schaltung der Kerrzelle benutzt.

In Abbildung 18 ist als Beispiel ein Streulichtsignal dargestellt, wie es sich bei den Messungen ergab. Die Zeitachse verläuft von links nach rechts, das Signal S wurde von oben nach unten geschrieben. Man erkennt das Eigenleuchten des Plasmas, dessen Amplitude sich während der Messzeit nur unwesentlich ändert und dem sich nach etwa $3 \mu\text{sec}$ deutlich das Streulicht überlagert.

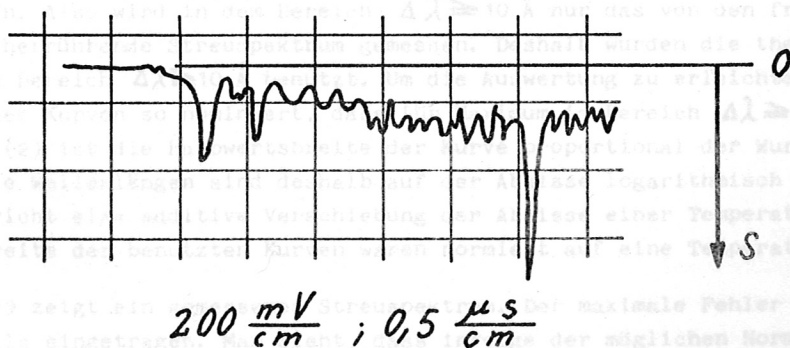


Abb. 18: Beispiel eines Streulichtsignals.

d) Messfehler:

Eine zeitliche Konstanz der Übertragungseigenschaften der einzelnen "Kanäle" war nicht vorhanden. Deshalb musste die Relativeichung bei jeder Messung wiederholt werden. Der Fehler der Relativeichung bewirkte für das Messsignal einen Fehler von etwa 8 %.

Für jeden Messpunkt musste auf den einzelnen Kanälen das Falschlicht bestimmt werden, das proportional zur Leistung des Lasers ist. Schwankungen der Monitorempfindlichkeit bedingten Messfehler. Dagegen war der Einfluss auf den Monitor vernachlässigbar, der bei Verschieben der Tischplatte zur Einstellung eines anderen Messpunktes auftrat. Der durch das Falschlicht insgesamt auftretende Fehler betrug auf dem Kanal, der der Laser-Linie am nächsten lag, bis zu 4 % des Messsignals, während er auf anderen Kanälen zum Teil kleiner als 1 % war.

Um die Höhe des Streulichtsignals (siehe Abb. 18) bestimmen zu können, muss man dessen Fusspunkt festlegen. Diese Festlegung ist bei Messungen zur Zeit der ersten maximalen Kompression ungenau, da das Eigenleuchten des Plasmas zu diesem Zeitpunkt schlecht reproduzierbar ist. Der Mittelwert und die Schwankungen des Plasmalichts zu diesem Zeitpunkt wurden aus anderen Messungen des Plasmalichts abgeschätzt.

Bei Messung des Streulichtsignals im Moment des maximalen Kompressionsfeldes ist der Fusspunkt mit einem Unsicherheitsbereich in der Grösse der statistischen Schwankungen des Plasmalichts behaftet, wie man aus Abbildung 18 erkennen kann. Bei der Bestimmung der Höhe des Streulichtsignals tritt der gleiche Unsicherheitsbereich auf, was einen möglichen Fehler des Messsignals bedingt.

e) Auswertung der Messungen:

Bei der Auswertung muss durch die gemessenen Punkte und deren Fehlerbereich eine Kurve gelegt werden, die nach der Theorie von E.E. Salpeter (2) für ein Streuspektrum möglich ist. Durch das hohe Falschlicht konnte in der Nähe der Laser-Linie nicht gemessen werden; daher hatten die Messpunkte mindestens einen Abstand von $\Delta\lambda = 18 \text{ \AA}$ von der Laser-Linie.

Im Plasma sind in guter Näherung die Elektronen entweder frei beweglich oder sie sind mit den Ionen korreliert. Das Streuspektrum der mit den Ionen korrelierten Elektronen hat bei dem vorhandenen Plasma nur in dem Wellenlängenbereich $\Delta\lambda < 10 \text{ \AA}$ stärkere Intensitäten. Also wird in dem Bereich $\Delta\lambda \geq 10 \text{ \AA}$ nur das von den frei beweglichen Elektronen herrührende Streuspektrum gemessen. Deshalb wurden die theoretischen Kurven für den Bereich $\Delta\lambda \geq 10 \text{ \AA}$ benutzt. Um die Auswertung zu erleichtern, wurden die Ordinaten der Kurven so normiert, dass ihr Maximum im Bereich $\Delta\lambda \geq 10 \text{ \AA}$ genau 1 betrug. Nach (2) ist die Halbwertsbreite der Kurve proportional der Wurzel aus der Temperatur. Die Wellenlängen sind deshalb auf der Abzisse logarithmisch aufgetragen, denn dann entspricht eine additive Verschiebung der Abzisse einer Temperaturänderung. Die Halbwertsbreite der benutzten Kurven waren normiert auf eine Temperatur $T_0 = 20 \text{ eV}$.

Abbildung 19 zeigt ein gemessenes Streuspektrum. Der maximale Fehler jedes Messpunktes ist ebenfalls eingetragen. Man sieht, dass infolge der möglichen Normierung der Messpunkte sehr viele theoretische Kurven durch die Fehlerschranken gezeichnet werden können. In Abbildung 19 sind zwei willkürlich herausgegriffene theoretische Kurven eingezeichnet. Schon bei einer einzigen Kurvenform, d.h. bei konstantem Parameter α ,

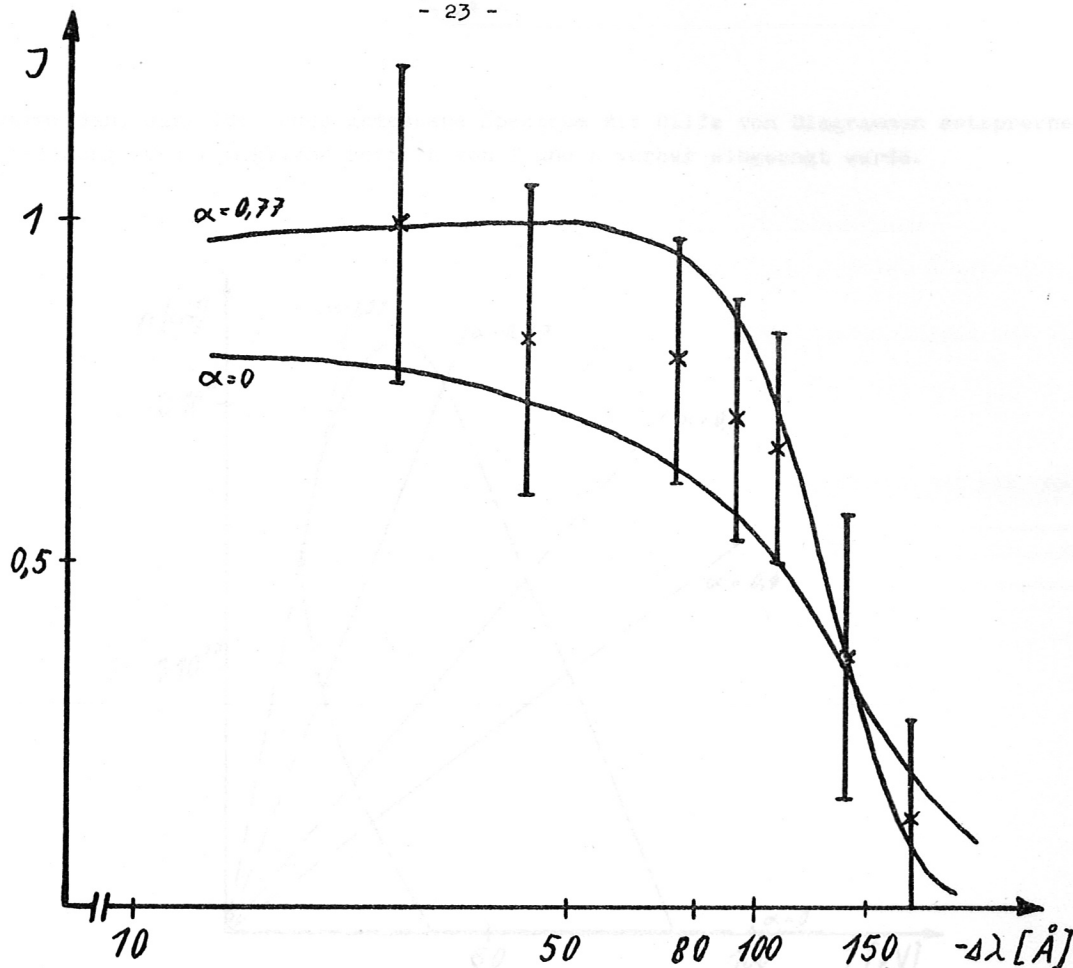


Abb. 19: Beispiel eines gemessenen Streuspektrums (Ordinate in willkürlichen Einheiten). Es sind zwei mögliche theoretische Kurven eingezeichnet. In diesem Beispiel sind zur besseren Verständlichkeit die theoretischen Kurven unterschiedlich normiert, während bei der Auswertung die Normierung der Messpunkte variiert wurde.

ergibt sich durch Verschieben der Kurve ein möglicher Bereich für die Elektronentemperatur und die Elektronendichte. Abbildung 20 zeigt, welche Bereiche bei diesem Beispiel für verschiedene Parameter möglich sind. Aus den Bereichen für die verschiedenen Parameter α ergibt sich ein möglicher Gesamtbereich für die Elektronentemperatur und die Elektronendichte.

Alle Punkte in diesem Bereich sind jedoch nicht gleich wahrscheinlich, denn die Wahrscheinlichkeit, dass bei mehreren Messpunkten der maximale Fehler auftritt, ist gering. Man kann also den Bereich einengen. In der vorliegenden Arbeit wurde dazu die Methode der kleinsten Fehlerquadrate benutzt, d.h. diejenige theoretische Kurve wird ausgewählt, für die die Quadrate der Abstände zwischen den Messpunkten und der Kurve die kleinste Summe ergeben. Bei dieser Bestimmung musste jeweils die Normierung der Messpunkte, die Lage der theoretischen Kurve und deren Form (d.h. der Parameter α) variiert werden. Zur Bestimmung der wahrscheinlichsten Kurve wurden für jedes gemessene Spektrum durchschnittlich 10....15 Berechnungen der kleinsten Fehlerquadrate benötigt. Eine noch grössere Anzahl derartiger Ausgleichsrechnungen wurde dadurch

vermieden, dass für jedes gemessene Spektrum mit Hilfe von Diagrammen entsprechend Abbildung 20 der mögliche Bereich von T und n vorher eingeengt wurde.

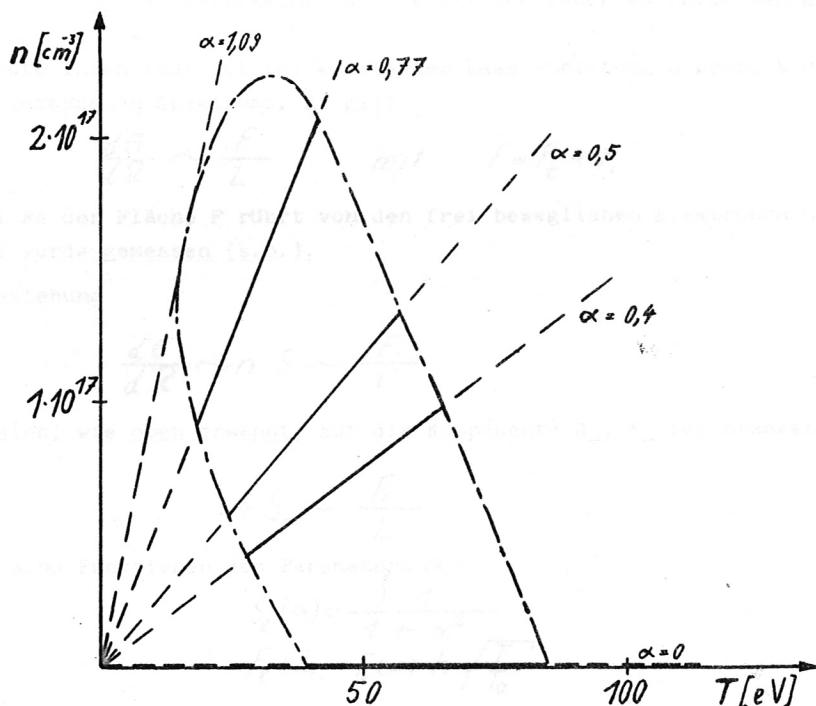


Abb. 20: Der durch Messfehler bedingte mögliche Bereich für Elektronendichte und Elektronentemperatur liegt innerhalb der Kurve

Ist bei einer auf diese Weise bestimmten wahrscheinlichsten Spektralverteilung der Parameter $\alpha > 0$, dann erhält man die Elektronentemperatur aus der gemessenen Halbwertsbreite des Spektrums und die Elektronendichten durch Berechnung aus n und α . Der Parameter $\alpha = 0$ gilt theoretisch nur für eine Dichte $n = 0$. Da sich aber die Kurven für $\alpha = 0$ und $\alpha \leq 0,4$ so wenig unterscheiden, dass bei der Auswertung die Abweichungen nicht zu bemerken waren, gilt praktisch der Parameter $\alpha = 0$ für einen ganzen Bereich, als dessen Grenze bei den durchgeführten Auswertungen die Gerade für $\alpha = 0,4$ (siehe Abb. 20) gewählt wurde. Daher konnte für die Fälle, bei denen sich für die wahrscheinlichste Spektralverteilung ein Parameter $\alpha \leq 0,4$ ergab, die Elektronendichte nicht ermittelt werden.

Aus der Dichte und dem Parameter α wird die in den Raumwinkel 1 gestreute Intensität berechnet:

$$\begin{aligned} \frac{dG}{d\Omega} &= G_e \cdot n \cdot S \\ &= G_e \cdot n (S_e + S_i) \end{aligned}$$

- σ_e = klassischer Thomson-Querschnitt
- S = Formfaktor (1)
- S_e = Formfaktor für die frei beweglichen Elektronen
- S_i = Formfaktor für die mit den Ionen korrelierten Elektronen.

Die gestreute Intensität ist bei konstanter Laser-Leistung L proportional der Fläche F des gemessenen Spektrums. Es gilt:

$$\frac{dG}{d\Omega} \sim \frac{F}{L} \quad \text{mit} \quad F = F_e + F_i$$

Der Anteil F_e der Fläche F rührt von den frei beweglichen Elektronen her und nur dieser Anteil wurde gemessen (s.o.).

Bei der Beziehung

$$\frac{dG}{d\Omega} \sim n \cdot S \sim \frac{F}{L}$$

kann man sich, wie oben erwähnt, auf die Komponente S_e, F_e beschränken:

$$n \cdot S_e \sim \frac{F_e}{L}$$

S_e und F_e sind Funktionen des Parameters α :

$$S_e(\alpha) = \frac{1}{1 + \alpha^2}$$

$$F_e(\alpha) = F_0(\alpha) \cdot h \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}}$$

dabei ist:

- $F_0(\alpha)$ die Fläche der gefundenen wahrscheinlichsten Kurve, die auf $h_0 = 1$ und $T_0 = 20$ eV normiert ist; infolge dieser Normierung weicht $F_0(\alpha)$ von $S_e(\alpha)$ ab. $F_0(\alpha)$ ist in Abbildung 21 dargestellt;
- h die gemessene Höhe der Messpunkte im Spektrum (es ist nur eine Relativmessung nötig);
- T die Temperatur, die sich bei der wahrscheinlichsten Kurve ergibt.

Wenn die optischen Eigenschaften der Messanordnung, d.h. die Justierung von Laserteil und Messteil aufeinander und die Transmission der Glasflächen, während der Messungen am θ -Pinch konstant blieben, dann besteht für die obige Beziehung ein konstanter Massstabsfaktor M :

$$n \cdot S_e = M \cdot \frac{F_e}{L} \qquad M = \frac{n S_e(\alpha) L \sqrt{T_0}}{F_0(\alpha) h \sqrt{T}}$$

Davon ist $S_e(\alpha), F_0(\alpha)$ und T_0 bekannt, während L, h, T und für $\alpha > 0$ auch n gemessen wurden. Es zeigte sich, dass M im Verlaufe der Messung weitgehend konstant blieb; die mittlere Abweichung betrug 8%. Infolgedessen konnte die Genauigkeit der Auswertung weiter erhöht werden, da bei konstantem M jetzt noch ein Zusammenhang zwischen n und T besteht. Abbildung 22 zeigt zwei Kurven $n(T)$, die sich für $\alpha = 0$ und $\alpha > 0$ ergeben.

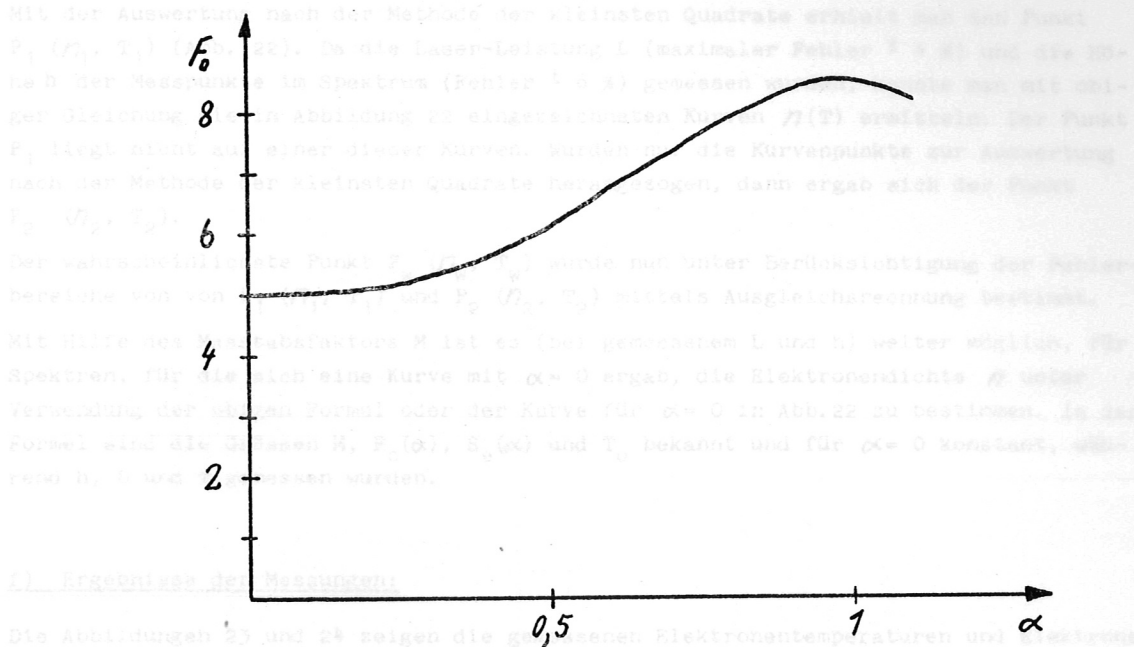


Abb. 21: Die Fläche F_0 als Funktion des Parameters α (Ordinate in willkürlichen Einheiten).

Wenn für ein Spektrum der Parameter $\alpha > 0$ ist, kann man die obige Formel zur Verbesserung der Werte von n und T benutzen, wie im folgenden gezeigt wird.

Die Messorte lagen auf einem Durchmesser des Entladungswalles in Richtung des Schlitzes der Entladungspule. Die wichtigsten Daten der 6-Finch-Anlage sind:

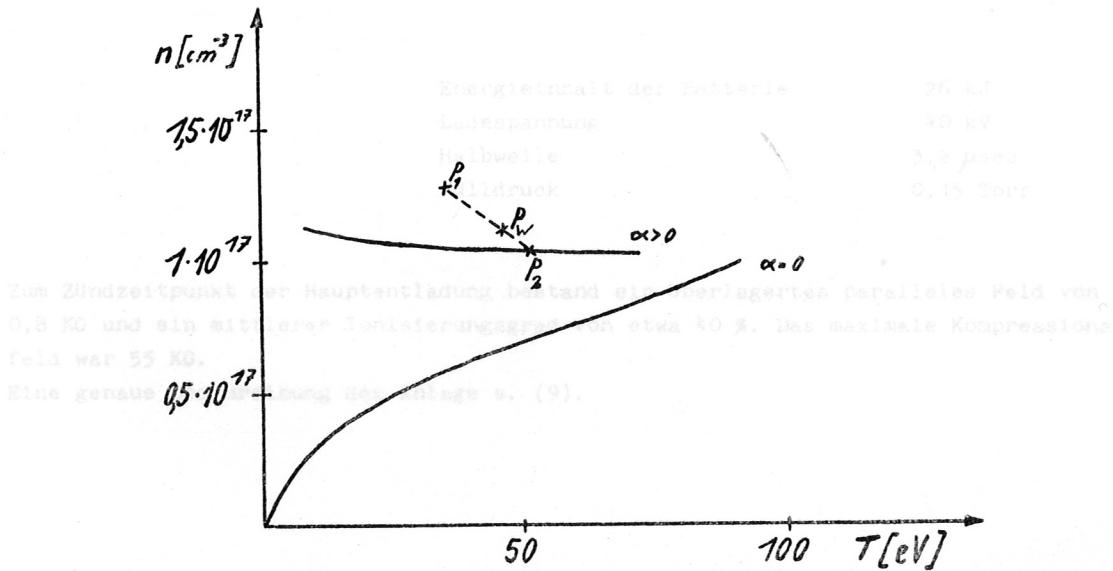


Abb. 22: Die Elektronendichte als Funktion der Elektronentemperatur bei konstantem h/L .

Mit der Auswertung nach der Methode der kleinsten Quadrate erhielt man den Punkt $P_1 (n_1, T_1)$ (Abb. 22). Da die Laser-Leistung L (maximaler Fehler $\pm 4 \%$) und die Höhe h der Messpunkte im Spektrum (Fehler $\pm 6 \%$) gemessen wurden, konnte man mit obiger Gleichung die in Abbildung 22 eingezeichneten Kurven $n(T)$ ermitteln. Der Punkt P_1 liegt nicht auf einer dieser Kurven. Wurden nur die Kurvenpunkte zur Auswertung nach der Methode der kleinsten Quadrate herangezogen, dann ergab sich der Punkt $P_2 (n_2, T_2)$.

Der wahrscheinlichste Punkt $P_w (n_w, T_w)$ wurde nun unter Berücksichtigung der Fehlerbereiche von $P_1 (n_1, T_1)$ und $P_2 (n_2, T_2)$ mittels Ausgleichsrechnung bestimmt.

Mit Hilfe des Masstabsfaktors M ist es (bei gemessenem L und h) weiter möglich, für Spektren, für die sich eine Kurve mit $\alpha = 0$ ergab, die Elektronendichte n unter Verwendung der obigen Formel oder der Kurve für $\alpha = 0$ in Abb.22 zu bestimmen. In der Formel sind die Größen M , $F_0(\alpha)$, $S_e(\alpha)$ und T_0 bekannt und für $\alpha = 0$ konstant, während h , L und T gemessen wurden.

f) Ergebnisse der Messungen:

Die Abbildungen 23 und 24 zeigen die gemessenen Elektronentemperaturen und Elektronendichten als Funktion des Ortes im Plasma zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression.

Die Abbildungen 25 und 26 zeigen die gemessenen Elektronentemperaturen und Elektronendichten im Moment des maximalen Kompressionsfeldes.

Für die einzelnen Messpunkte ergaben sich im Durchschnitt Fehlergrenzen von 25...30 % des Messwertes, sowohl für die Temperaturen, als auch für die Dichten.

Die Messorte lagen auf einem Durchmesser des Entladungsgefäßes in Richtung des Schlitzes der Entladungsspule. Die wichtigsten Daten der θ -Pinch-Anlage sind:

Energieinhalt der Batterie	26 kJ
Ladespannung	40 kV
Halbwelle	3,2 μ sec
Fülldruck	0,15 Torr

Zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung bestand ein überlagertes paralleles Feld von 0,8 KG und ein mittlerer Ionisierungsgrad von etwa 40 %. Das maximale Kompressionsfeld war 55 KG.

Eine genaue Beschreibung der Anlage s. (9).

Abb. 24 Die Elektronendichte im Theta-Pinch-Plasma als Funktion des Ortes zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression.

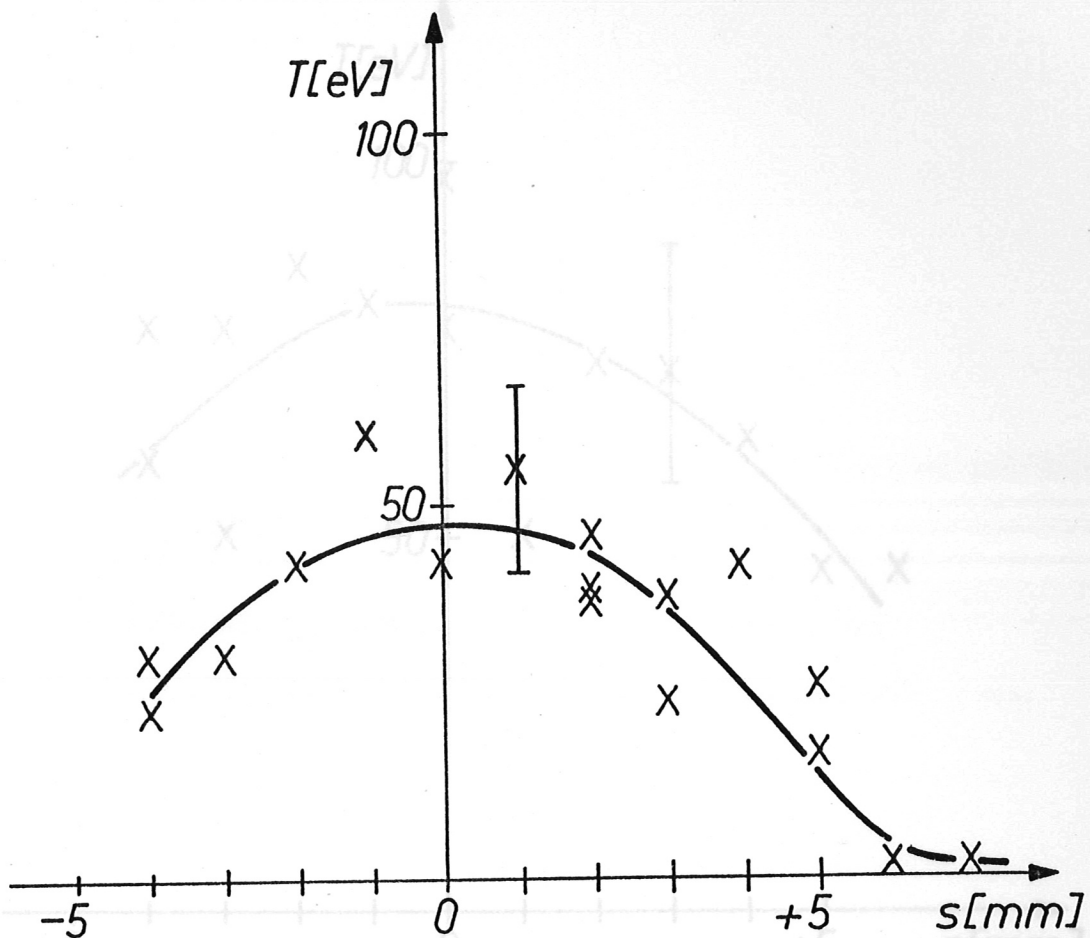


Abb. 23 Die Elektronentemperatur im Theta-Pinch-Plasma als Funktion des Ortes zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression.

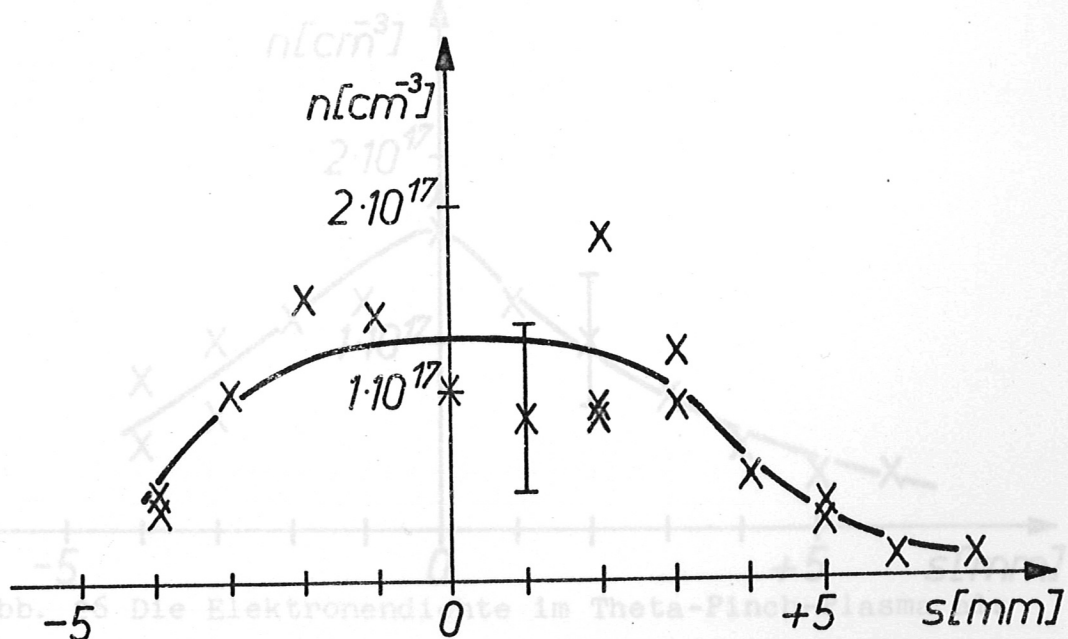


Abb. 24 Die Elektronendichte im Theta-Pinch-Plasma als Funktion des Ortes zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression.

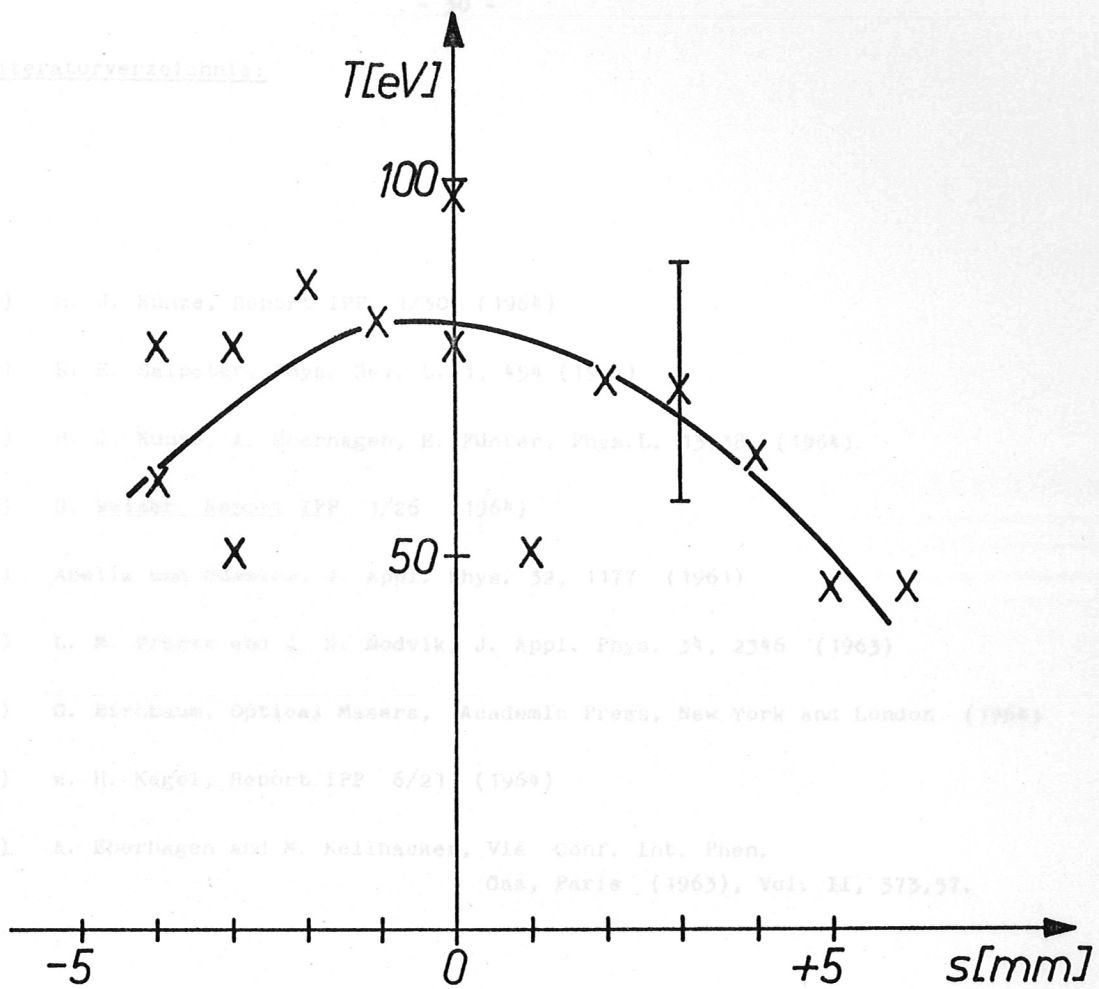


Abb. 25 Die Elektronentemperatur im Theta-Pinch-Plasma als Funktion des Ortes im Moment des maximalen Kompressionsfeldes.

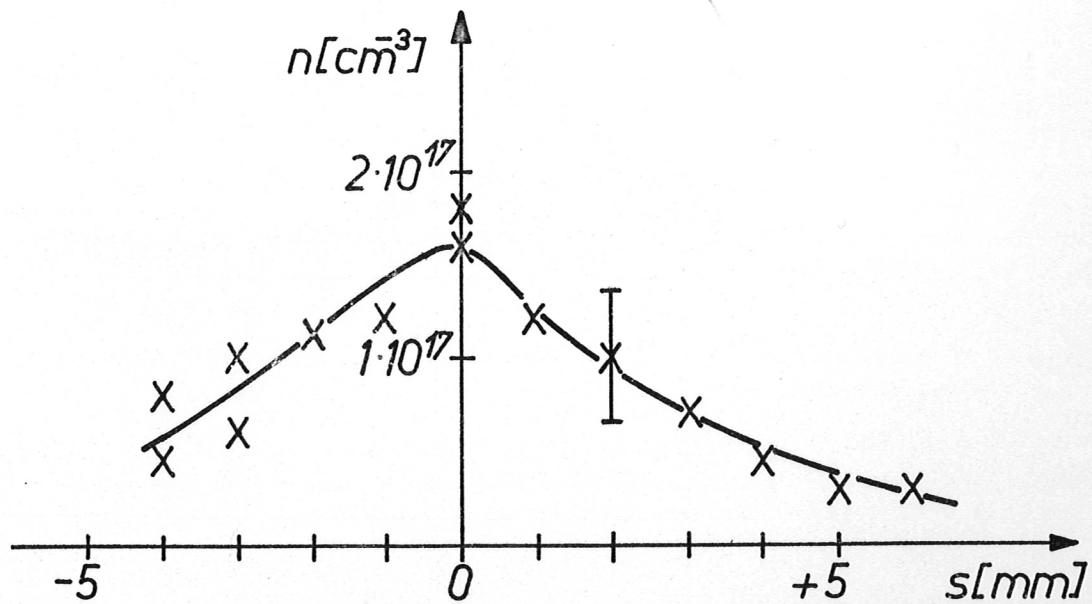


Abb. 26 Die Elektronendichte im Theta-Pinch-Plasma als Funktion des Ortes im Moment des maximalen Kompressionsfeldes.

Literaturverzeichnis:

- 1.) H. J. Kunze, Report IPP 1/30 (1964)
- 2.) E. E. Salpeter, Phys. Rev. L. 1, 454 (1958)
- 3.) H. J. Kunze, A. Eberhagen, E. Fünfer, Phys.L. 13,38 (1964)
- 4.) G. Weiser, Report IPP 1/26 (1964)
- 5.) Abella und Cummins, J. Appl. Phys. 32, 1177 (1961)
- 6.) L. M. Frantz and J. S. Nodvik, J. Appl. Phys. 34, 2346 (1963)
- 7.) G. Birnbaum, Optical Masers, Academic Press, New York and London (1964)
- 8.) W. H. Kegel, Report IPP 6/21 (1964)
- 9.) A. Eberhagen and M. Keilhacker, VI^e Conf. Int. Phen.
Gaz, Paris (1963), Vol. II, 573,57.