

Emissionsverteilung eines quadratischen
Laserstabes (Rubin).

H. Hora, B.Kronast, H.J.Kunze

IPP-1/15
IPP-6/13

Dezember 1963

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

Emissionsverteilung eines quadratischen Laserstabes (Rubin).

H. Hora, B. Kronast, H.J. Kunze

IPP-1/15
IPP-6/13

Dezember 1963

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.

Es wurde die Emissionsverteilung eines Rubinkristalles aufgenommen, welcher den in Abb.1b angegebenen Querschnitt besass und an einem Ende total reflektierend, d.h. dachförmig zugeschliffen war. Abgesehen von den Dachflächen des totalreflektierenden Endes und dem unverspiegelten ($R \approx 8\%$), emittierenden Ende war die Oberfläche des Rubinstabes aufgerauht. Der Rubin wurde mit einer schraubenförmigen Blitzlampe gepumpt. Die mittlere Temperatur des Rubins betrug etwa 150°K .

Die in Abb. 1a...g gezeigten Emissionsverteilungen wurden in der Weise aufgenommen, daß die emittierende Stirnfläche des Laserstabes ohne Abschwächung auf eine homogen belichtete und entwickelte Photoplatte im Verhältnis 1:1 abgebildet wurde und der Grad der Verbrennungen als Mass für die Intensitätsverteilung genommen wurde. Man erhält natürlich auf diese Weise nur qualitative Ergebnisse, was für den vorliegenden Fall aber ausreicht.

Es ergab sich nämlich, dass knapp über dem Schwellwert der Laserstrahlung nur die in Abb. 1a und b gezeigten Stellen in der Nähe der Kanten Laserwirkung zeigten und diese Stellen sehr gut reproduzierbar waren. Bei der Erhöhung der Pumpleistung vergrössern sich diese emittierenden Stellen so wie es in Abb.1c und d zu sehen ist und schliessen sich bei noch grösseren Pumpleistungen (Abb. 1e und f).

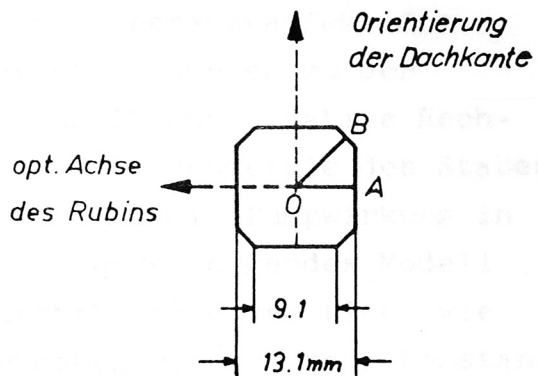
Diese Erscheinung der bevorzugten Emission an bestimmten Stellen in der Nähe der Stabkanten erwies sich als weitgehend unabhängig von der Temperatur des Rubinstabes. Auch eine azimutale Asymmetrie der Pumpleistung änderte am Wesen der Erscheinung nichts. Z. B. ergab eine stärkere Bestrahlung der Unterseite des Rubins nur eine Vergrösserung der unteren Emissionszentren gegenüber den oberen. (Abb.1g)



a b c d e f



g



h

Abb.1 Die Verteilung der Lichtintensität an der Austrittsfläche des Rubinstabs für verschiedene Pumpenergien E , ausgedrückt durch die für Laserwirkung nötige Schwellenergie E_s . In die Skizze der Austrittsfläche ist eingetragen, wie die Orientierung der Dachkante des totalreflektierenden Endes und die Richtung der optischen Achse des Rubins bei allen Abb. a bis z lagen.

- a) $E = E_s$
- b) $E = 1,025 \cdot E_s$
- c) $E = 1,08 \cdot E_s$
- d) $E = 1,08 \cdot E_s$

- e) $E = 1,18 \cdot E_s$
- f) $E = 1,25 \cdot E_s$
- g) $E = 1,12 \cdot E_s$

Um noch die Möglichkeit auszuschliessen, dass ein Modenmechanismus im Rubin das beobachtete Emissionsbild wesentlich mitbestimmt, wurde der Resonanzraum durch einen äusseren Spiegel auf ca. 2 m Länge gebracht. Das Emissionsbild auf der Stirnseite des Rubins zeigte dabei keine wesentlichen Änderungen.

Da angenommen werden kann, dass nicht eine mögliche ungleichförmige Magnetfeldverteilung, dass ferner kein Modenmechanismus und kein Temperatureffekt die beobachtete Erscheinung verursacht, wurden zu der naheliegenden Erklärungsmöglichkeit quantitative Rechnungen durchgeführt, dass durch die Geometrie des Stabes eine grössere Lichtintensität und damit Pumpwirkung in den Kanten erzeugt wird. Dabei wurde folgendes Modell zugrunde gelgt. Auf den Laserstab falle das Licht wie von einem sehr langen Lambertschen Hohlzylinder konstanter Flächenhelligkeit ein. Die Oberfläche sei in einem Fall glatt und im anderen Fall so rau, dass das Licht ideal diffus in den Stab einfällt. Wegen der Zylindersymmetrie ist dann die Lichtintensität an einem Punkt im Laserinnern bei glatter Oberfläche

$$J(\kappa) = \text{const.} \int_0^{2\pi} d\varphi \cdot \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \chi(\varphi)}}{\cos \chi(\varphi)} e^{-k|\kappa - \kappa_0(\varphi)|}$$

wenn $\kappa_0(\varphi)$ die Punkte der Laseroberfläche in einem Normalschnitt durch κ sind und wenn φ die Azimutalkoordinate des Vektors $\kappa - \kappa_0$ und der Normalen der Oberfläche bei κ_0 , n die Brechzahl und k die Absorptionskonstante des Lasermaterials jeweils für die betreffende Wellenlänge des Aufpumplichtes bedeutet. Wenn φ von 0 bis 2π durchlaufen wird, werden sämtliche Punkte der Oberfläche des Lasers in der Normalschnittebene erfasst. Bei rauher Oberfläche des Lasers wird derselbe Ausdruck erhalten, wie wenn $n = 1$ gesetzt ist.

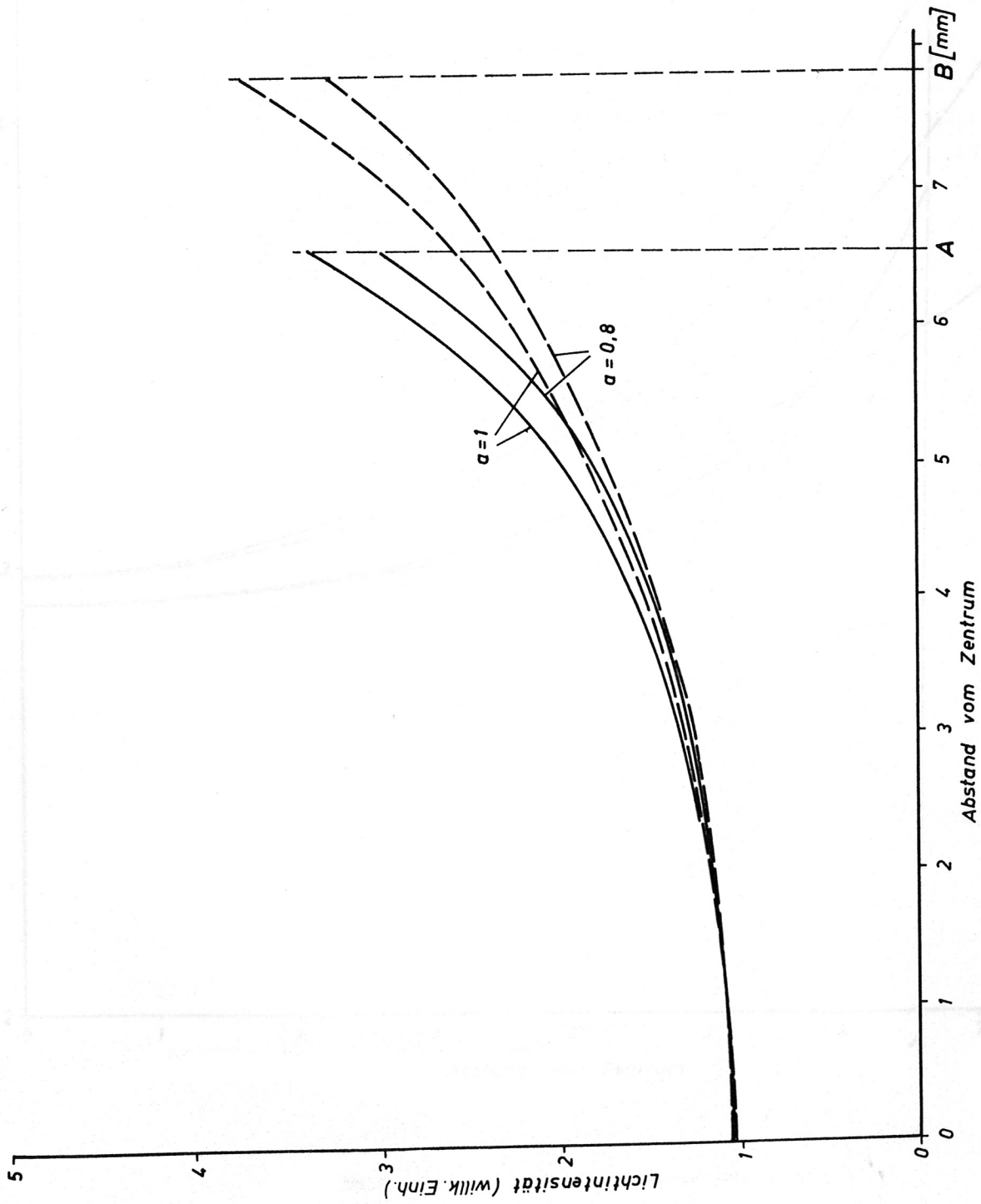


Abb.2 Berechnete Lichtintensität für die als isotrop angenommene maximale Absorption des blauen Absorptionsbandes. $\alpha=1$ bedeutet 100% raue und $\alpha=0,8$ entsprechend 80% raue Oberfläche des Lasers.

Lichtintensität (willk. Einh.)

B [mm]

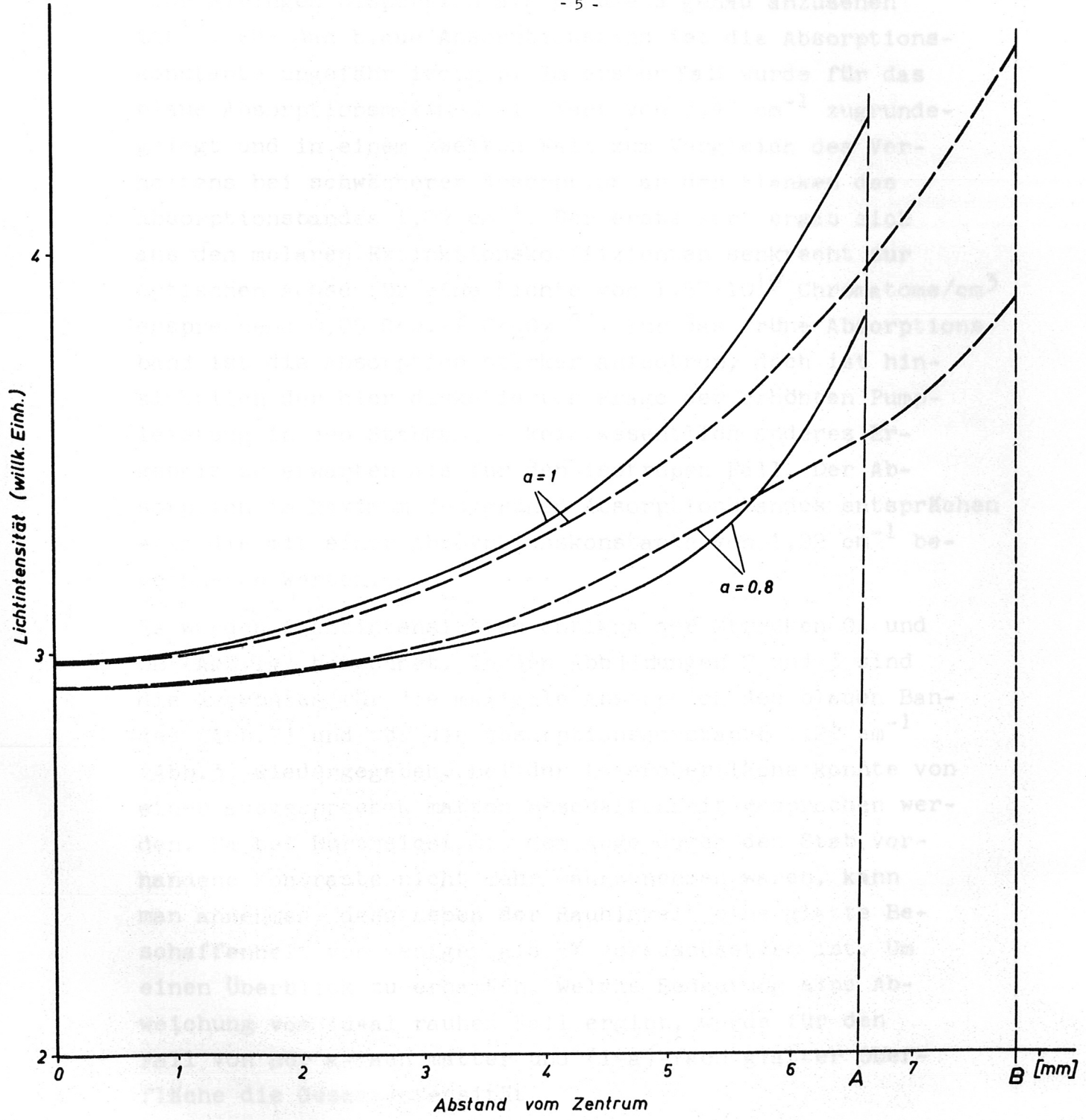


Abb. 3 wie Abb. 2 für 2,2 mal schwächere Absorption.

Als Brechzahl wurde $n = 1,767$ verwendet, was für die betrachteten Wellenlängen des Pumplichtes wegen der sehr geringen Dispersion als genügend genau anzusehen ist¹⁾. Für das blaue Absorptionsband ist die Absorptionskonstante ungefähr isotrop. Im ersten Fall wurde für das blaue Absorptionsmaximum ein Wert von $3,47 \text{ cm}^{-1}$ zugrundegelegt und in einem zweiten Fall zum Vergleich des Verhaltens bei schwächerer Absorption an den Flanken des Absorptionsbandes $1,22 \text{ cm}^{-1}$. Der erste Wert ergab sich aus den molaren Extinktionskoeffizienten senkrecht zur optischen Achse für eine Dichte von $1,57 \cdot 10^{19} \text{ Chromatome/cm}^3$ entsprechend $0,05 \text{ Gew.-% Cr}_2\text{O}_3$ ²⁾. Für das grüne Absorptionsband ist die Absorption stärker anisotrop, doch ist hinsichtlich der hier diskutierten Frage der erhöhten Pumpleistung in den Stabkanten kein wesentlich anderes Ergebnis zu erwarten als für den isotropen Fall. Der Absorption im Maximum des grünen Absorptionsbandes entsprechen etwa die mit einer Absorptionskonstante von $1,22 \text{ cm}^{-1}$ berechneten Werten.

Es wurden Lichtintensitäten entlang der Strecken OA und OB (Abb.1g) berechnet. In den Abbildungen 2 und 3 sind die Ergebnisse für die maximale Absorption des blauen Bandes (Abb.2) und für die Absorptionskonstante $1,22 \text{ cm}^{-1}$ (Abb.3) wiedergegeben. Bei der Laseroberfläche konnte von einer ausgesprochen matten Beschaffenheit gesprochen werden. Da bei Durchsicht mit dem Auge durch den Stab vorhandene Kontraste nicht mehr wahrzunehmen waren, kann man annehmen, dass neben der Rauigkeit eine glatte Beschaffenheit von weniger als 5% vorauszusetzen ist. Um einen Überblick zu erhalten, welche Bedeutung eine Abweichung vom ideal rauhen Fall ergibt, wurde für den Fall von nur a -fach matter und $(1-a)$ -fach glatter Oberfläche die Gesamtintensität

$$J_0 = a \cdot J_{\text{matt}} + (1-a) J_{\text{glatt}}$$

berechnet. In Abb. 2 und 3 sind neben der rein matten Oberfläche ($\alpha = 1$) die Fälle für 80% Rauigkeit ($\alpha = 0,8$) eingetragen. Für zwischen diesen Rauigkeiten liegenden Fälle liegen die Kurven monoton dazwischen.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen erklären, weshalb in den äußersten Ecken der Laserprozess beginnt (Abb. 1a und b). An den Stellen B (Abb. 1g) zeigt sich bei stärkster Absorption (Maximum des blauen Bands, Abb. 2) wie auch in allen Fällen schwächerer Absorption, die im einzelnen für Absorptionskonstanten bis herab zu $0,04 \text{ cm}^{-1}$ ausgerechnet wurden, eine grössere Lichtintensität und damit eine grössere Pumpleistung als an den Stellen A. Daraus ist klar zu entnehmen, dass die Emission des Lasers in den Kanten beginnt. Schwieriger ist jedoch die Frage, weshalb sich die Emission von den Ecken aus erst sehr stark ausbreitet, bevor mit zunehmender Pumpleistung an den Stellen A langsam eine Emission beginnt (Abb. 1c und d). Aus den Abbildungen 3 und 4 entnimmt man für die Fälle vollständig rauher Oberfläche ($\alpha = 1$), dass bei gleichgrossen Abständen vom Mittelpunkt entlang der Strecke OB die Intensität kleiner ist als entlang der Strecke OA. Dieser Unterschied kann für von 0 gleichentfernte Punkte sogar grösser sein als der Betrag, um den die Intensität im Eck an der Stelle B grösser ist als an der Seitenmitte A. Die Diskussion der Frage, ob eine Koppelung von Schwingungskanälen, (z.B. infolge Kleinwinkelstreuung) die Ausfüllung der Ecken bewirkt, die einzeln nur bei einer Mindestüberschreitung der üblichen Überpopulation möglich wäre, kann aufgrund der vorliegenden Beobachtungen nicht weiter verfolgt werden.

Mann kann sich aber überzeugen, dass die Rechnungen den Einsatz der Laseremission im Punkt A innerhalb der Beobachtungsfehler richtig vorherzusagen gestatten. Aus Abb. 2 geht hervor, daß durch Steigerung der Pumpleistung im Punkt A um 7% dieselbe Pumpleistung erreicht wird, welche im Punkt B für den Schwellwert der Laseremission

nötig war. Aus Abb. 1c und d (8% mehr Pumpleistung) kann man ersehen, daß bei dieser Erhöhung auch wirklich Laserwirkung im Punkt A einsetzt.

Die Erscheinung, dass nicht nebeneinanderliegende, sondern übereinanderliegende Emissionsstellen sich zuerst schließen, hängt mit der Orientierung der optischen Achse des Rubinkristalls und der Ausrichtung der Dachkante des totalreflektierenden Endes zusammen (Abb.1g). Infolge der Anisotropie des Absorptionskoeffizienten für das grüne Pumpband³⁾ wird die Richtung der optischen Achse, also in Abb. 1 von der Seite her, stärker gepumpt als senkrecht zur optischen Achse, also in Abb.1 von oben oder unten her.

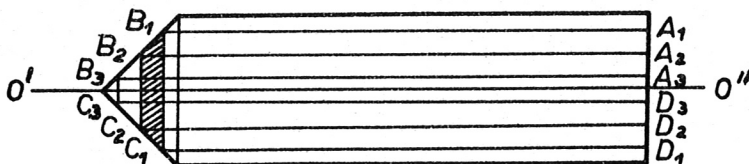


Abb.4 Horizontalschnitt durch den Rubinstab
(nicht maßstabgetreu)

Die demzufolge schon im Bereich A₁ bis A₂ bzw. D₁ bis D₂ (Abb.4) zu beobachtenden Laserkanäle bestimmen die induzierte Emission im schraffierten Bereich B₁B₂C₂C₁ und benachteiligen dadurch die später dieses Gebiet durchkreuzenden Laserkanäle (z.B. A₃B₃C₃D₃), deren Wege mehr in der Nähe der Mittelebene O'O'' verlaufen.

Herrn Professor C.H. Townes danken wir für eine Diskussion über diese Fragen.

Literatur

- 1) Mandarino, Amer. Mineralogist 44, 961 (1959)
- 2) Sugano S., Appl. Optics 1, 295 (1962)
- 3) Maiman T.H., R.H. Hoskins, I.J.D'Haenens, C.K.Asawa,
V. Eutuhov, Phys. Rev. 123, 1151 (1961)