EINE ABSCHÄTZUNG DER AUSBLEICHVERLUSTE BEIM JODLASER

K. J. Witte

IPP IV/88 Juni 1976

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

EINE ABSCHÄTZUNG DER AUSBLEICHVERLUSTE BEIM JODLASER

K. J. Witte

IPP IV/88 Juni 1976

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

IPP IV/88 K.J. Witte

An Estimation of the Bleaching Losses of the Iodine Laser

June 1976 (in German)

Abstract

Because of the variable transparency of the C_3F_7I the pump light energy absorbed in the oscillator mode is larger than the pump light energy absorbed in the amplifier mode. The estimation of the difference - here called bleaching losses and important in case of final amplifiers of high energy lasers - is studied in this investigation. It is shown that the ratio of these two energies is equivalent to the ratio of the optical energy stored in the amplifier mode and of the energy released in the oscillator mode.

1. Einleitung

Eine wesentliche Größe für die Beurteilung eines Verstärkers ist die in ihm speicherbare optische Energie, die sich aus einer Messung der Kleinsignalverstärkung an mehreren Stellen und einer anschließenden Integration gewinnen läßt. Experimentell leichter zugänglich ist die im Oszillatorbetrieb meßbare Strahlungsenergie, die beim Jodlaser gewöhnlich der gespeicherten Energie gleichgesetzt wird. Diese Abschätzung ist nur unter bestimmten Voraussetzungen gültig, die aber in den Endverstärkern von Hochleistungslasersystemen /1/ nur unzureichend erfüllt sind.

Die Ursache für die Diskrepanz zwischen gespeicherter Energie und im Oszillatorbetrieb gemessener Energie liegt in der veränderbaren Transparenz des Lasermediums C_3F_7J, dessen Druck wegen der Forderung eines möglichst homogenen Inversionsprofils nicht so hoch gewählt werden kann, daß praktisch das gesamte Pumplicht absorbiert wird*). Stattdessen wird ein Teil des Pumplichtes durch das aktive Volumen hindurchgelassen und geht verloren**). Der Grad der Transparenz des Mediums ist von der Betriebsweise abhängig; sie fällt für den Oszillator- und Verstärkerbetrieb unterschiedlich aus, und zwar ist der Unterschied um so größer, je transparenter das C_3F_7J ist.

Im Verstärkerbetrieb entsteht bei der Photolyse des C_3F_7J nur angeregtes Jod***) und ein freies Radikal, die innerhalb der hier betrachteten Pumpdauern von bis zu 20 µsec wenig Neigung zur Rekombination zeigen. Mit zuneh-

---

*) Eine andere Überlegung, die ebenfalls zu einer Begrenzung des C_3F_7J-Druckes führt, beruht darauf, daß man zwar durch Erhöhung des C_3F_7J-Druckes die gespeicherte Energie steigern kann, aber andererseits immer mehr Fremdgas zusetzen muß, um die Maximalverstärkung unterhalb der Schwellverstärkung zu halten. Dadurch wird die Sättigungsenergie des Verstärkers erhöht, was bei konstanter Eingangsenergie dazu führen kann, daß der Verstärker nicht mehr im Großsignal-, sondern nur noch im Kleinsignalbereich und darum mit schlechter Ausbeute betrieben wird. Wo der günstigste C_3F_7J-Druck liegt, muß im Einzelfall durch einen Optimierungsprozeß festgestellt werden. Jedoch ist die Situation in der Regel so, daß das gesamte Pumplicht nicht absorbiert werden kann.

**) Bezüglich des Einflusses der Reflektion siehe Abschnitt 4.

***) Grundzustandsjod wird bei der Photolyse nicht gebildet.

mender Pumplichteinkopplung wird immer mehr C_3F_7J zerlegt. Das Medium wird für das Pumplicht zusehends transparenter, so daß gegen Ende des Pumpprozesses relativ weniger Pumplicht absorbiert wird als zu Beginn des Pumpprozesses.

Im Oszillatorbetrieb ist die Situation dagegen anders. Sobald die Schwelle überschritten ist, beginnt der Oszillator zu lasern und stellt dadurch Jodatome im Grundzustand zur Verfügung, die sehr schnell mit den freien Radikalen, bevor diese dimensieren können, zu der Ausgangssubstanz C_3F_7J rekombinieren. Photolyse, induzierte Emission und Rekombination halten sich das Gleichgewicht, so daß im Oszillatorbetrieb die Konzentration der C_3F_7J-Moleküle nur unwesentlich von dem ungepumpten Zustand abweicht und deswegen - im Gegensatz zum Verstärkerbetrieb - der maximal mögliche Betrag an Pumplicht absorbiert wird.

Die Differenz zwischen der im Oszillator- und Verstärkerbetrieb absorbierten Pumplichtenergie wird hier als Ausbleichverlust bezeichnet. Seine Abschätzung ist Gegenstand dieser Untersuchung. Es wird das Verhältnis von im Verstärkerbetrieb absorbierter Pumplichtenergie zu der im Oszillatorbetrieb absorbierten Pumplichtenergie bestimmt. Dieses Verhältnis ist gleichwertig dem Verhältnis der im Verstärkerbetrieb gespeicherten Energie zu der im Oszillatorbetrieb gemessenen Energie, das von eigentlicher praktischer Bedeutung ist. Die Voraussetzungen für die Gleichwertigkeit dieser beiden Verhältnisse werden im folgenden Abschnitt erläutert.

2. Voraussetzungen und Vereinfachungen

Die für das gestellte Problem wichtigen Prozesse betreffen die Rekombination der freien Radikale mit Jodatomen im Grund- und angeregten Zustand zur Ausgangssubstanz C_3F_7J, die Dimensierung der freien Radikale zu C_6F_{14} sowie das Quenchen der angeregten Jodatome durch C_3F_7J und das Fremdgas (die Desaktivierung durch das Radikal C_3F_7 und durch C_6F_{14} werden hier in der Reaktionskonstante des C_3F_7J mitberücksichtigt).

Tabelle 1 gibt einen Überblick über die für die einzelnen Prozesse relevanten Zeitkonstanten unter Bedingungen, wie sie in den einzelnen Verstärkerstufen des Systems ASTERIX III /1/ anzutreffen sind.

Für den Verstärkerbetrieb ist also nur der Photolyseprozeß von Bedeutung; das Quenchen ist unerheblich, solange Argon als Puffergas verwendet wird. Verglichen mit den Pumpzeiten und wegen der schnelleren Dimensierung ist die Rekombination des angeregten Jods mit dem Radikal C_3F_7 ohne Belang. Da während der Pumpdauer kein Grundzustandsjod gebildet wird, braucht auch die Rekombination von J mit C_3F_7 zu C_3F_7J nicht berücksichtigt zu werden.

Im Oszillatorbetrieb ist die Situation dagegen anders. Hier sind die Photolyse und die schnelle Rekombination des Grundzustandsjods mit dem Radikal C_3F_7 die dominanten Prozesse, weil durch den Laservorgang Jodatome im Grundzustand zur Verfügung gestellt werden. Die Anschwingschwelle darf allerdings nicht zu hoch sein, weil sonst wegen des zu späten Einsetzen des Laservorganges die Dimensierung nicht mehr vernachlässigbar ist und außerdem zu viele Jodatome im angeregten Zustand übrig bleiben, da die Strahlungsdesaktivierung die Inversion nur bis zur Schwellinversion abbaut. Bei kleiner Schwelle kann man jedoch davon ausgehen, daß das untere Laserniveau praktisch nicht besetzt wird, der Jodlaser also einen Quasi-Vier-Niveau-Laser darstellt. Unter dieser Bedingung wird die Änderung der Teilchendichte n des C_3F_7J durch die Dgl.

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma_A \, n I + k_R \, n_{C_3F_7} \, n_J \qquad (1)^{*)}$$

---

*) Die Ortsabhängigkeit von n, I, $n_{C_3F_7}$ und n_J sei hier vernachlässigt, so daß diese Größen in Gl. (1) als räumlicher Mittelwert aufzufassen sind.

Tabelle 1: **Zeitkonstanten für das System Asterix III**

	1. Verstärker	2. Verstärker	3. Verstärker	4. Verstärker	Reaktionskonstante [cm³/sec]
$P_{C_3F_7J}$ [Torr]	70	70	25	6	
$P_{Fremdgas}$ [Torr]	400 (Argon)	700 (Argon)	1000 (Argon) 500 (CO_2)	1400 (Argon) 700 (CO_2)	
n_o (C_3F_7J) [cm^{-3}]	2.3×10^{18}	2.3×10^{18}	8.25×10^{17}	1.98×10^{17}	
$t_{Rek}=1/K_R n_{C_3F_7}$ [µs] ($C_3F_7+J \rightarrow C_3F_7J$) 5 % Photolyse	0,2	0,2	0,5	2	$k_R = 5 \times 10^{-11}$ /2,3/
$t^*_{Rek}=1/K_R n_{C_3F_7}$ [µs] ($C_3F_7 + J^* \rightarrow C_3F_7J$) 5 % Photolyse	13	13	31	156	$k^*_R = 8 \times 10^{-13}$ /2,3/
$t_{DIM}=1/K_D n_{C_3F_7}$ [µs] ($C_3F_7 + C_3F_7 \rightarrow C_6F_{14}$) 5 % Photolyse	7	7	19	78	$k_D = 1,3 \times 10^{-12}$ /2,3/
$t_Q=0,07/K_Q\, n_{ges}$ [µs]*) $K_Q\, n_{ges} = K_Q^{C_3F_7J}\, n_o + K_Q^{FG}\, n_{FG}$ $J^* + M \rightarrow J + M$	36	35	91 (Ar) 7.5 (CO_2)	264 (Ar) 6 (CO_2)	$k_{Q,C_3F_7J}=8\times10^{-16}$ /4/ $k_{Q,A} = 2\times10^{-18}$ /4/ $k_{Q,CO_2}= 5\times10^{-16}$ /4/
t_{Pump} [µs]	6	6	20	20	
Pumpparameter $\omega_g = \sigma_A$ Eg (siehe Abschn. 3)	0,06	0,06	0,2	0,2	
Absorptionsparameter $\xi_a = n_o l\, \sigma_A$ (siehe Abschn. 3)	1,4	1,4	1,4	0,8	

*) t_Q ist die Zeitspanne, nach der 10 % der Anfangsinversion durch Quenchen verloren gegangen ist (siehe auch /4/)

beschrieben. σ_A ist der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt für das Pumplicht mit der Intensität I (Photonen/cm² s; gemittelt über das Absorptionsintervall) und gegeben durch

$$\sigma_A = \frac{\int I_\lambda \, \sigma_{A,\lambda}(\lambda) \, d\lambda}{\int I_\lambda \, d\lambda} = \frac{1}{I} \int_{2300\,\text{Å}}^{3300\,\text{Å}} I_\lambda(\lambda) \sigma_{A,\lambda}(\lambda) \, d\lambda . \quad (2)$$

I_λ ist die Blitzlampenintensität pro Wellenlängeneinheit. $n_{C_3F_7}$ ist die Teilchendichte der Radikale und n_J die der Jodatome im Grundzustand. Im quasistationären Betrieb kann man $dn/dt = 0$ setzen; Photolyse und Rekombination stehen im Gleichgewicht. Aus dieser Bedingung läßt sich der Photolysegrad

$$\alpha = \frac{n_0 - n}{n_0} \quad (3)$$

abschätzen. Mit der Annahme $n_J \simeq n_{C_3F_7} = n_0 - n$ erhält man

$$(n_0 - n)^2 = \frac{\sigma_A I}{k_R} n$$

oder aufgelöst nach α

$$\alpha = \frac{n_0 - n}{n_0} \simeq \sqrt{\frac{\sigma_A I}{k_R n_0}} \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sigma_A I}{k_R n_0}} \right) . \quad (4)$$

Mit $\sigma_A = 2{,}7 \times 10^{-19}$ cm² (siehe Abschnitt 3) und einem typischen Wert für $I = 10^{23}$/cm² sec und den in Tabelle 1 gegebenen Werten für k_R und n_0 (V_4) wird $\alpha \lesssim 5$ %. Dieser Prozentsatz ist so gering, daß im Oszillatorbetrieb die Teilchendichte n des C_3F_7J praktisch der im ungepumpten Zustand n_0 entspricht, also als räumlich und zeitlich konstant angesehen werden kann. Eine Ausbleichung des C_3F_7J - wie im Verstärkerbetrieb - findet nicht statt. Daher wird der maximal mögliche Betrag an Pumplicht absorbiert, der wegen der Abwesenheit von Verlustprozessen (Schwellverluste und Absorptionsverluste von Jodphotonen werden als vernachlässigbar angenommen) vollständig in Strahlungsenergie umgewandelt wird.

Im Verstärkerbetrieb erhält man ebenfalls, da Quenchprozesse keine Rolle spielen, für jedes absorbierte UV-Photon ein angeregtes Jodatom, so daß auch hier gespeicherte optische Energie und absorbierte Pumplichtenergie einander gleichwertig sind, nur mit dem Unterschied, daß wegen des Ausbleicheffektes die absorbierte Pumplichtenergie geringer ausfällt als im Oszillatorbetrieb.

3. Einseitiges Pumpen

Wir wollen uns zunächst auf den einfachsten in Abb. 1 dargestellten Fall des einseitigen Pumpens mit einfachem Lichtdurchgang (keine Reflektion; ihr Einfluß wird im nächsten Abschnitt behandelt) beschränken. Um die Verhältnisse möglichst überschaubar zu gestalten, wollen wir annehmen, daß die Pumplichtstrahlen kollinear verlaufen, als ob sie von einem Laser herkämen, und daß keine Veränderung quer zur Ausbreitungsrichtung auftritt. Dies entspricht na-

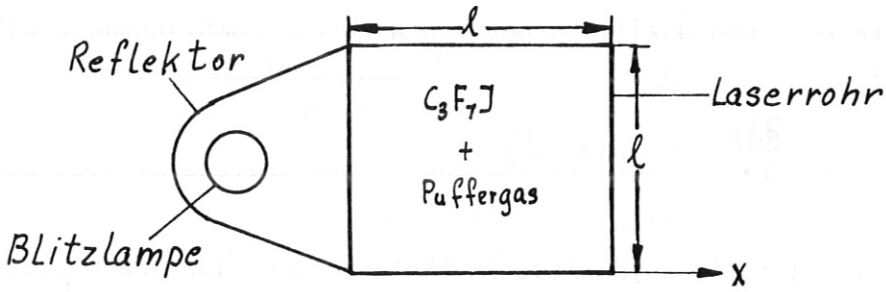

Abb. 1 Querschnitt durch das Laserrohr und die Pumplichtkonfiguration

türlich nicht dem tatsächlichen Verhalten einer Blitzlampen-Reflektor-Konfiguration, die Licht nach allen Richtungen in den zu bestrahlenden Halbraum aussendet. Bei rein zweidimensionaler Betrachtungsweise dürfte sich dadurch am Verhältnis von im Verstärkerbetrieb absorbierter Pumplichtenerge E_{abs} zu der im Oszillatorbetrieb absorbierten E_{abs}^{osz} nicht viel ändern. Maßgeblich für die Absorption des Pumplichtes ist der Absorptionsparameter

$$\xi_a = n_0 \sigma_A \ell, \tag{5}$$

wobei ℓ die tatsächliche Weglänge ist, über die Absorption stattfindet. Bei kollinearem Pumpen haben alle Strahlen dasselbe $\xi_{a,\text{kollinear}}$ (siehe Abb. 1). Bei in verschiedene Raumrichtungen lanfenden Strahlen gibt es solche, bei denen $\xi_a > \xi_{a,\text{kollinear}}$ gilt, aber auch solche, für die $\xi_a < \xi_{a,\text{kollinear}}$ gilt, so daß im Mittel $\langle \xi_a \rangle \simeq \xi_{a,\text{kollinear}}$ eine ganz brauchbare Näherung darstellt.

Im dreidimensionalen Fall haben alle Strahlen, die nicht mehr senkrecht zur Laserrohrachse verlaufen, ein $\xi_a > \xi_a$, kollinear. Wie stark sich dieser Effekt auf eine Erhöhung des absorbierten Pumplichts auswirkt, ist schwierig abzuschätzen, da auch die räumliche Emissionscharakteristik der Blitzlampen bei sehr schrägen Strahlen mit eine Rolle spielt, aber nicht genau bekannt ist. Man kann nur sagen, daß durch den 3D-Effekt sowohl im Verstärker- wie auch im Oszillatorbetrieb die absorbierte Pumplichtenergie zunehmen wird, jedoch das Verhältnis E_{abs}/E_{abs}^{osz} weit weniger davon berührt werden sollte.

Für den Verstärker- und Oszillatorbetrieb wird die Pumplichtausbreitung durch die Dgl.

$$\frac{\partial I_\lambda}{\partial x} = - \sigma_A(\lambda)\, I_\lambda\, n \qquad (6)^{*)}$$

beschrieben. I_λ ist die Intensität in Photonen pro Flächeneinheit, Zeiteinheit und Wellenlängeneinheit. Um die Wellenlängenabhängigkeit auszuschalten, integrieren wir über λ in dem Absorptionsbereich von C_3F_7J unter Benutzung der Definitionen

$$I = \int I_\lambda \, d\lambda,$$

$$\hat{\sigma}_A I = \int I_\lambda \sigma_A(\lambda)\, d\lambda$$

und erhalten

$$\frac{\partial I}{\partial x} = - \hat{\sigma}_A I n. \qquad (7)$$

Im Prinzip ist $\hat{\sigma}_A$ gemäß obiger Definition wegen der Ortsabhängigkeit von I nicht konstant und wird mit zunehmendem x kleiner. Trotzdem kann man aber mit einem konstanten, an der Stelle x = 0 bestimmten $\hat{\sigma}_A$ rechnen, da wir hier nur an dem Verhältnis des im Verstärkerbetrieb absorbierten Pumplichtes zu

---

*) In Gl. (6) ist die Zeitableitung $c\,\partial I_\lambda/\partial t$ vernachlässsigt worden, weil sie wegen $c \cdot t_p >> \ell$ hier keine Rolle spielt.

dem im Oszillatorbetrieb absorbierten Pumplicht interessiert sind und nicht an dem Absolutwert der beiden absorbierten Pumplichtenergien, die natürlich von $\hat{\sigma}_A$ abhängen und um so kleiner ausfallen, je kleiner $\hat{\sigma}_A$ gewählt wird. Da es hier aber nur auf das Verhältnis beider Energien ankommt, reduziert sich der Einfluß der Änderung von $\hat{\sigma}_A$ mit x erheblich und kann, wie eine durch rein numerische Integration der betreffenden Dgln. ausgeführte Berechnung der absorbierten Pumplichtenergien gezeigt hat, in dem hier in Frage stehenden Bereich für den Absorptionsparameter ξ_a und der Blitzlampenintensität I vernachlässigt werden. Wir bestimmen also $\hat{\sigma}_A$ nach der Beziehung

$$\hat{\sigma}_A = const. = \frac{1}{I(x=0)} \int I_\lambda(x=0)\, \sigma_A(\lambda)\, d\lambda. \tag{8}$$

Da die spektrale Intensitätsverteilung der Blitzlampen bekannt ist /5,6/, kann $\hat{\sigma}_A$ auf Grund von Gl. (8) berechnet werden; für ein reines Xenon-Plasma ergibt sich ein Wert von $2{,}7 \times 10^{-19}$ cm².

Mit $\hat{\sigma}_A$ = const und $n = n_0$ = const liefert die Integration der Dgl. (7) für den Oszillatorbetrieb die Lösung

$$I(x,t) = I(x=0,t)\, e^{-\hat{\sigma}_A n_0 x} = I_0(t)\, e^{-\xi}. \tag{9}$$

Die im Oszillatorbetrieb absorbierte Pumplichtenergie wird dann

$$E_{abs}^{osz} = \int_0^{t_p} \{ I(x=0,t) - I(x=l,t) \}\, dt = (1 - e^{-\xi_a}) \int_0^{t_p} I_0(t)\, dt = E_g (1 - e^{-\xi_a}). \tag{10}$$

E_g ist die gesamte, an der Stelle x = 0 eingestrahlte Blitzlichtenergie mit der Dimension Photonen/cm². Ihr zahlenmäßiger Wert läßt sich mit Hilfe von Gl. (10) relativ genau abschätzen, wenn man für E_{abs}^{osz} die im Oszillatorbetrieb gemessene Strahlungsenergie (dividiert durch die Fläche einer Seitenwand der in Abb. 1 dargestellten Küvette) heranzieht.

Im Verstärkerbetrieb spielt zwar der Rekombinationsprozeß keine Rolle, doch muß jetzt berücksichtigt werden, daß die C_3F_7J-Teilchendichte n nicht mehr konstant ist. Der Raum-Zeit-Verlauf von n und I wird dann durch das gekoppelte Dgl.-System

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\hat{\sigma}_A\, n\, I,$$
$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\hat{\sigma}_A\, n\, I \qquad (11a,b)$$

beschrieben. $\hat{\sigma}_A$ sei wieder gemäß Gl. (8) als konstant angenommen. Die absorbierte Pumplichtenergie ist dann durch

$$E_{abs} = \int_0^{t_p} \{ I(x=0,t) - I(x=\ell,t) \}\, dt = E_g \left[1 - \frac{1}{\hat{\sigma}_A} \ln \left\{ 1 + e^{-\xi_a} \left(e^{\omega_g} - 1 \right) \right\} \right] \qquad (12)$$

gegeben, wobei wir den <u>Pumpparameter</u>

$$\omega_g = \hat{\sigma}_A E_g \qquad (13)$$

eingeführt haben. Das gesuchte Verhältnis von im Verstärkerbetrieb absorbierter Pumplichtenergie zu der im Oszillatorbetrieb absorbierten Pumplichtenergie ist der Quotient aus Gl. (12) und (10)

$$\frac{E_{abs}}{E_{abs}^{osz}} = \frac{1 - \frac{1}{\omega_g} \ln \left\{ 1 + e^{-\xi_a} \left(e^{\omega_g} - 1 \right) \right\}}{1 - e^{-\xi_a}} \qquad (14)$$

Bevor wir diese Gleichung näher diskutieren, wollen wir zunächst den Einfluß der Reflektion untersuchen, wenn das Pumplicht nach Durchgang durch das Laserrohr mit Hilfe von Reflektoren immer wieder in das aktive Volumen zurückreflektiert wird.

4. Einfluß der Reflexion

Wegen der Reflektion haben wir es nun gemäß Abb. 2 mit 2 Arten von Pumpstrahlen zu tun: I^+ seien die in positive x-Richtung laufenden Strahlen, I^- die in negative x-Richtung laufenden. Beide Strahlen sind durch Randbedingungen an den Stellen x = 0 und x = l miteinander verknüpft:

$$I^+(0,t) = I_0(t) + R\,I^-(0,t),$$
$$I^-(\ell,t) = R\,I^+(\ell,t). \qquad (15a,b)$$

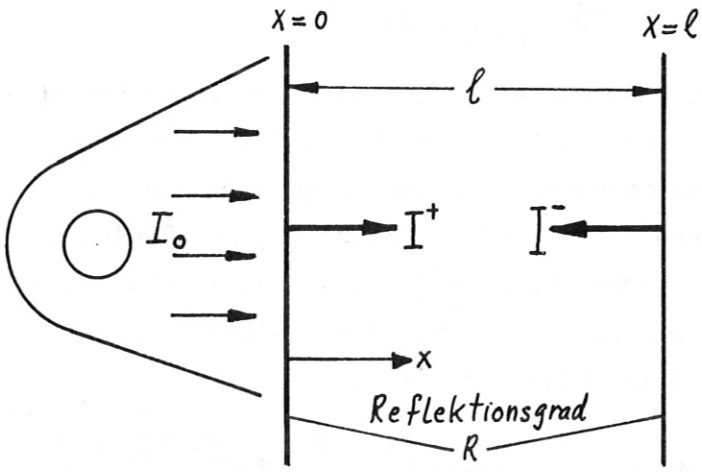

Abb. 2 Einseitiges Pumpen mit Reflexion

Das Dgl.-System, das das Raum-Zeit-Verhalten der Pumpstrahlen und der Teilchendichte n des C_3F_7J beschreibt, lautet nun:

$$\frac{\partial I^+}{\partial x} = -\hat{\sigma}_A I^+ n,$$
$$\frac{\partial I^-}{\partial x} = +\hat{\sigma}_A I^- n, \qquad (16a,b,c)$$
$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\hat{\sigma}_A n\,(I^+ + I^-).$$

Im Oszillatorbetrieb können wir wieder $n = n_0$ setzen und brauchen nur die ersten beiden Gln. (16a,b) zu berücksichtigen. Die Integration liefert das Ergebnis

$$I^+(\xi,t) = \frac{I_o(t)}{1-R^2 e^{-2\xi_a}}\, e^{-\xi}\,,$$

$$I^-(\xi,t) = \frac{R\, I_o(t)}{1-R^2 e^{-2\xi_a}}\, e^{\xi-2\xi_a}\,. \tag{17a.b}$$

Daraus ergibt sich die im Oszillatorbetrieb absorbierte Pumplichtenergie zu

$$E_{abs}^{Osz} = \int_0^{t_p} \{ I^+(0,t) - I^+(\ell,t) + I^-(\ell,t) - I^-(0,t) \}\, dt \tag{18a}$$

oder mit Hilfe der Gln. (17a,b)

$$E_{abs}^{Osz} = E_g\, \frac{1-e^{-\xi_a}}{1-R e^{-\xi_a}}\,. \tag{18b}$$

Für den Verstärkerbetrieb müssen alle 3 Gln. (16a,b,c) betrachtet werden. Leider ist eine geschlossene Lösung nicht möglich; wir müssen uns mit einer Näherungslösung begnügen, die man folgendermaßen erhält. In einem 1. Schritt integrieren wir die Gln. (16a,b) mit der Bedingung n = const. unter Beachtung der Randbedingungen (15a,b). Das Ergebnis sind die Gln. (17a,b), die wir in die Dgl. (16c) für die Teilchendichte n einführen. Nach Ausführung der Integration erhält man

$$n(\xi,t) = n_o \exp\left\{ -\omega_{eff}(t) \left[e^{-\xi} + R e^{\xi-2\xi_a} \right] \right\} \tag{19}$$

mit

$$\omega_{eff} = \frac{\hat{\sigma}_A}{1-R^2 e^{-2\xi_a}} \int_0^t I_o(\tau)\, d\tau = \frac{\omega(t)}{1-R^2 e^{-2\xi_a}}\,. \tag{20}$$

In einem 2. Schritt setzen wir nun die für n gefundene Näherung wieder in die beiden Dgl. (16a,b) für I^+ und I^- ein und bekommen so den Intensitätsverlauf in der 2. Näherung, mit der wir es bewenden lassen wollen:

$$I^+(\xi,t) = \frac{I_o(t)}{1-R^2 e^{-2G_a}}\, e^{-G(\xi,t)}\,,$$

$$I^-(\xi,t) = \frac{R I_o(t)}{1-R^2 e^{-2G_a}}\, e^{G(\xi,t)-2G(\xi_a,t)} \tag{21a,b}$$

mit

$$G(\xi, \omega_{eff}(t)) = \int_0^{\xi} e^{-\omega_{eff}(t)\left[e^{-\bar{\xi}} + R e^{\bar{\xi} - 2\xi_a}\right]} d\bar{\xi}. \tag{22}$$

Die Funktion $G(\xi, \omega_{eff})$ ist analytisch nicht integrierbar. Eine gute Annäherung liefert in dem interessierenden Parameterbereich von ξ, ω_{eff} und ξ_a die Darstellung

$$G(\xi, \omega_{eff}) \simeq \xi\, e^{-\omega h(\xi, R)} \tag{23}$$

mit

$$h(\xi, R) = \frac{e^{-\xi/2}\left[1 + R e^{-\xi}\right]}{1 - R^2 e^{-2\xi_a}}$$

und

$$h(\xi_a, R) = \frac{e^{-\xi_a/2}}{1 - R e^{-\xi_a}}. \tag{24a,b}$$

Die im Verstärkerbetrieb absorbierte Pumplichtenergie wird nach genau derselben Vorschrift berechnet, wie die im Oszillatorbetrieb (siehe Gl. (18a)), nur müssen für die Intensitäten I^+ und I^- die Gln. (21a,b) verwendet werden. Das gesuchte Verhältnis E_{abs}/E_{abs}^{osz} ergibt sich dann zu

$$\frac{E_{abs}}{E_{abs}^{osz}} = \frac{1 - R e^{-\xi_a}}{1 - e^{-\xi_a}}\left[1 - \frac{1}{\omega_g h}\left\{E_1(\xi_a^*) - E_1(\xi_a) - \sum_{n=0}^{\infty} R^n\left(E_1(n\xi_a^*) - E_1(n\xi_a) - E_1(\{n+1\}\xi_a^*) + E_1(\{n+1\}\xi_a)\right)\right\}\right] \tag{25}$$

mit

$$\xi_a^* = \xi_a\, e^{-\omega_g h},$$

$$h = e^{-\xi_a/2} / \left(1 - R e^{-\xi_a}\right). \tag{26a,b}$$

$E_1(\xi)$ ist eine der Integralexponentialfunktion verwandte Funktion und durch die Beziehung

$$E_1(\xi) = \int_{\xi}^{\infty} \frac{e^{-\bar{\xi}}}{\bar{\xi}}\, d\bar{\xi} \tag{27}$$

definiert. Sie ist in /7/ tabelliert.

Für ω_g = 0,9 und einige ξ_a -Werte, wie sie für das Lasersystem ASTERIX III typisch sind *), haben wir Gl. (25) ausgewertet. Das Ergebnis ist in Abb. 3 zu sehen, in dem das Verhältnis der absorbierten Pumplichtenergien über dem Reflexionsgrad R aufgetragen ist. Entscheidend ist nun, daß bis zu Werten

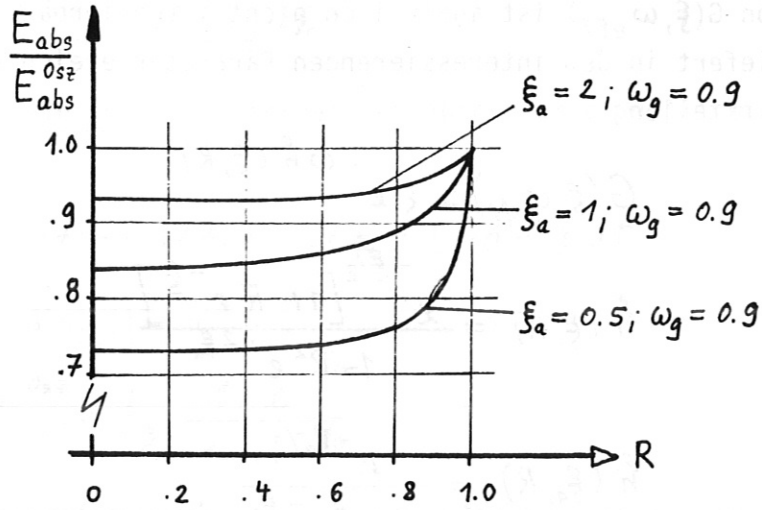

Abb. 3 Einfluß des Reflektionsgrades auf das Verhältnis der absorbierten Pumplichtenergien

von R = 0,6 das Verhältnis der Pumplichtenergien von R quasi unabhängig ist und dem bei R = 0 entspricht. Nahezu vollkommene Absorption des Pumplichtes kann man erst bei Werten von R $\gtrsim$ 0,95 erreichen, die aber praktisch unerreichbar sind, da der Reflexionsgrad von Aluminium - dem besten Reflektor in dem hier relevanten UV-Bereich - 82 % nicht überschreitet. Eine kaum zu umgehende Verschlechterung des wirksamen Reflexionsgrades ergibt sich aus der konstruktionstechnisch bedingten Tatsache, daß der größte Teil des Pumplichtes zweimal die Blitzlampe passieren muß, bevor er wieder in das Laserrohr eintreten kann, was nach /8/ mit einer Abschwächung um einen Faktor von mindestens 2 verknüpft ist. Der Anteil des Pumplichtes, der nicht durch die Blitzlampe hindurchtritt, braucht wegen der Krümmung des Reflektors in der Regel 2 Reflexionen, bevor er das aktive Volumen wieder erreicht. Daraus ergibt sich, daß der effektive Reflexionsgrad mit Sicherheit immer unterhalb 60 % liegen wird; man braucht also bei der Bestimmung des Verhältnisses der im Verstärker- und Oszillator-

---

*) Alle Verstärker wurden auf den Fall des einseitigen Pumpens "umgerechnet".

betrieb absorbierten Pumplichtenergien den Anteil des rückreflektierten Pumplichtes nicht zu berücksichtigen. Daraus darf man nicht den Schluß ziehen, daß die Reflektoren wirkungslos sind. Sie tragen sowohl beim Verstärker- wie beim Oszillatorbetrieb zur Erhöhung der absorbierten Pumplichtenergie bei, nur auf das Verhältnis der absorbierten Energien ist der Einfluß der Reflektoren ungleich geringer.

5. Zwei- und Vierseitiges Pumpen

Um auch komplexere Blitzlampenkonfigurationen näherungsweise behandeln zu können, seien noch die Fälle des zwei- und vierseitigen Pumpens untersucht, die in Abb. 4 schematisch dargestellt sind. Auf Grund der Ergebnisse des vorigen Abschnittes brauchen wir die Rückreflektion des durch das Laserrohr hindurchgegangenen Pumplichtes in das aktive Volumen nicht zu berücksichtigen. Unter dieser Bedingung lautet das Dgl.-System für das zweiseitige Pumpen (Verstärkerbetrieb)

$$\frac{\partial I^+}{\partial x} = - \hat{\sigma}_A \, n \, I^+ ,$$

$$\frac{\partial I^-}{\partial x} = + \hat{\sigma}_A \, n \, I^- , \qquad (28a,b,c)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \hat{\sigma}_A \, (I^+ + I^-) \, n .$$

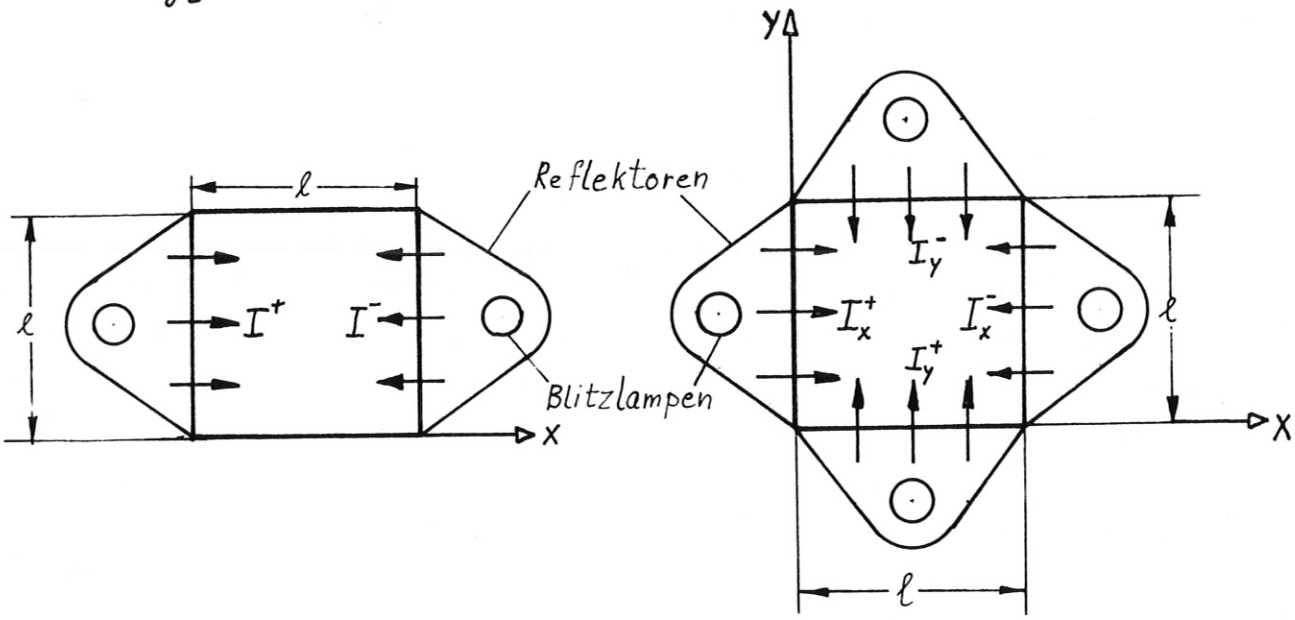

Abb. 4 Zwei- und vierseitiges Pumpen

Im Oszillatorbetrieb gilt wieder $n = n_0$, so daß Gl. (28c) überflüssig wird. Die absorbierte Pumplichtenergie wird dann

$$E_{abs}^{Osz} = \int_0^{t_p} \left\{ I^+(0,t) - I^+(l,t) + I^-(l,t) - I^-(0,t) \right\} dt = 2E_g\left(1 - e^{-\xi_a}\right). \tag{29}$$

Im Verstärkerbetrieb müssen alle 3 Gln. (28) betrachtet werden. Leider ist nur ein iterativer Lösungsweg möglich, der ganz ähnlich verläuft wie der in Abschnitt 4 bei der Behandlung des Einflusses der Reflektion. Ohne auf Einzelheiten der Rechnung einzugehen, sei nur das Ergebnis mitgeteilt.

$$E_{abs} = 2\int_0^{t_p} \left\{ I^+(0,t) - I^+(l,t) \right\} dt = 2E_g\left\{1 - \frac{1}{\omega_g h}\left(E_1(\xi_a^*) - E_1(\xi_a)\right)\right\} \tag{30}$$

mit

$$\xi_a^* = \xi_a\, e^{-\omega_g h}$$

und

$$h = \begin{cases} 2e^{-\xi_a/2} & \text{für } \xi_a \lesssim 1 \\ e^{-\xi_a/5} + e^{-4\xi_a/5} & \text{für } \xi_a \gtrsim 2 \end{cases} \tag{31a,b}$$

$E_1(\xi)$ ist wieder die schon im vorigen Abschnitt eingeführte, eine der Integralexponentialfunktion verwandte Funktion /7/. Das gesuchte Verhältnis von im Verstärkerbetrieb absorbierter Pumplichtenergie zu der im Oszillatorbetrieb absorbierten Pumplichtenergie ist der Quotient aus den Gln. (29) und (30).

$$\frac{E_{abs}}{E_{abs}^{Osz}} = \begin{cases} \dfrac{1 - \frac{1}{\omega_g h}\left\{E_1(\xi_a^*) - E_1(\xi_a)\right\}}{1 - e^{-\xi_a}} & \text{für } \xi_a \lesssim 1 \text{ und } \xi_a \gtrsim 2 \\ & \text{(bezüglich } h \text{ siehe Gln. (31a,b)} \\ & \xi_a^* = \xi_a \exp(-\omega_g h) \\ \dfrac{1 - e^{-2\omega_g}}{2\omega_g} & \text{für } \xi_a \leq 0{,}1 \text{ (optisch dünn)} \end{cases} \tag{32a,b}$$

Beim vierseitigen Pumpen lautet das Dgl.-System, das das Raum-Zeit-Verhalten der Blitzlampenintensität und der C_3F_7J-Teilchendichte n beschreibt (Verstärkerbetrieb)

$$\frac{\partial I_x^+}{\partial x} = -\hat{\sigma}_A I_x^+ n, \qquad \frac{\partial I_y^+}{\partial y} = -\hat{\sigma}_A n I_y^+,$$

$$\frac{\partial I_x^-}{\partial x} = +\hat{\sigma}_A I_x^- n, \qquad \frac{\partial I_y^-}{\partial y} = +\hat{\sigma}_A n I_y^-, \tag{33a,b,c,d}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\hat{\sigma}_A n \left(I_x^+ + I_x^- + I_y^+ + I_y^-\right).$$

Für den Oszillatorbetrieb mit $n = n_0$ benötigen wir wieder nur die ersten 4 Gln. (33a,b,c,d), die voneinander entkoppelt sind.

$$E_{abs}^{osz} = \int_0^{t_p} \left\{ I_x^+(0,t) - I_x^+(\ell,t) + I_x^-(\ell,t) - I_x^-(0,t) + I_y^+(0,t) - I_y^+(\ell,t) + I_y^-(\ell,t) - I_y^-(0,t) \right\} dt,$$

$$E_{abs}^{osz} = 4 \int_0^{t_p} \left\{ I_x^+(0,t) - I_x^-(\ell,t) \right\} dt = 4 E_g \left(1 - e^{-\xi_a}\right). \tag{34}$$

Für den Verstärkerbetrieb müssen wir uns wieder mit einer iterativ gefundenen Lösung begnügen. Wir integrieren zunächst die Gln. (33a,b,c,d) mit der Bedingung $n = n_0$ und setzen diese Lösung in die Dgl. (33d) für die Teilchendichte n ein und erhalten

$$n(x,y,t) = n_0 \exp\left\{ -\hat{\sigma}_A \int_0^t I_0(\tau)\, d\tau \left[e^{-\hat{\sigma}_A n_0 x} + e^{-\hat{\sigma}_A n_0 (\ell - x)} + e^{-\hat{\sigma}_A n_0 y} + e^{-\hat{\sigma}_A n_0 (\ell - y)} \right] \right\} \tag{35}$$

Diese Beziehung wird nun in der Dgl. (33a) verwendet, um I_x^+ zu gewinnen:

$$I_x^+(\xi,\eta,t) = I_0(t) \exp\left\{ -\int_0^{\xi} e^{-\omega(t)\left[e^{-\bar{\xi}} + e^{-(\xi_a - \bar{\xi})} + e^{-\eta} + e^{-(\eta_a - \bar{\eta})}\right]} d\bar{\xi} \right\} \tag{36}$$

mit $\eta = \hat{\sigma}_A n_0 y$ und $\eta_A = \hat{\sigma}_A n_0 \ell$. (37a,b)

Damit kann der vom I_x^+-Strahl herrührende Anteil der absorbierten Pumplichtenergie berechnet werden, deren Gesamtbetrag das 4-fache davon beträgt:

$$W_{abs} = 4 W_{x,abs}^+ = L \ell E_g \left\{ 1 - \frac{1}{\omega_g \eta_a} \int_0^{\omega_g} \int_0^{\eta_a} \exp\left\{ -e^{-\omega\left[e^{-\eta} + e^{-(\eta_a - \eta)}\right]} \cdot \int_0^{\xi_a} e^{-\omega\left[e^{-\xi} + e^{-(\xi_a - \xi)}\right]} d\xi \right\} d\eta\, d\omega \right\} \tag{38}$$

L ist die Blitzlampenlänge und $L\ell = F$ die Fläche einer bestrahlten Laserrohrseitenwand. Die in Gl. (38) auftretenden Integrale sind analytisch nicht zu lösen. Sie lassen sich aber relativ genau abschätzen, wobei jedoch für optisch normales ($\xi_a \lesssim 1$) und optisch dickes C_3F_7J ($\xi_a \gtrsim 2$) unterschiedliche Formeln benutzt werden müssen. Mit der Annahme $\eta_a = \xi_a$ wird

$$\int_0^{\eta_a} \exp\left\{ -e^{-\omega\left[e^{-\eta} + e^{\eta - \eta_a}\right]} \cdot \int_0^{\xi_a} e^{-\omega\left[e^{-\xi} + e^{\xi - \xi_a}\right]} d\xi \right\} d\eta \simeq \xi_a \exp\left[\xi_a e^{-\omega h}\right] \tag{39}$$

mit
$$h = \begin{cases} 4\,e^{-\xi_a/2} & \text{für} \quad \xi_a \lesssim 1 \\ 2\left(e^{-\xi_a/5} + e^{-4\xi_a/5}\right) & \text{für} \quad \xi_a \gtrsim 2 \,. \end{cases} \tag{40a,b}$$

Damit kann das Verhältnis von im Verstärkerbetrieb absorbierter Pumplichtenergie zu der im Oszillatorbetrieb absorbierten Pumplichtenergie bestimmt werden. Unter Berücksichtigung von Gl. (34) und (39) erhält man

$$\frac{W_{abs}}{W_{abs}^{osz}} = \begin{cases} \dfrac{1 - \dfrac{1}{\omega_g h}\left\{E_1(\xi_a^*) - E_1(\xi_a)\right\}}{1 - e^{-\xi_a}} & \text{für } \xi_a \lesssim 1 \text{ oder } \xi_a \gtrsim 2 \\ & \text{(bezüglich } h \text{ siehe Gl.(40a,b))} \\ & \xi_a^* = \xi_a \exp(-\omega h) \\ \dfrac{1 - e^{-4\omega_g}}{4\,\omega_g} & \text{für } \xi_a \leq 0{,}2 \ \text{(optisch dünn)} \,. \end{cases} \tag{41a,b}$$

Es sei noch darauf hingewiesen, daß sowohl beim zwei- wie auch beim vierseitigen Pumpen die Teilchendichte des angeregten Jods in der Rohrmitte immer kleiner ausfällt als am Rand (siehe auch Gl. (35)). Bei einem optisch sehr dünnen C_3F_7J-Medium kann man bestenfalls nahezu räumlich konstante Verhältnisse erzielen. Will man die Teilchendichte der angeregten Jodatome in der Rohrmitte gleich oder höher als am Rohrrand machen, muß man eine andere Pumpkonfiguration wählen, z.B. die in Abb. 5 vorgeschlagene. Nur in der Kernzone

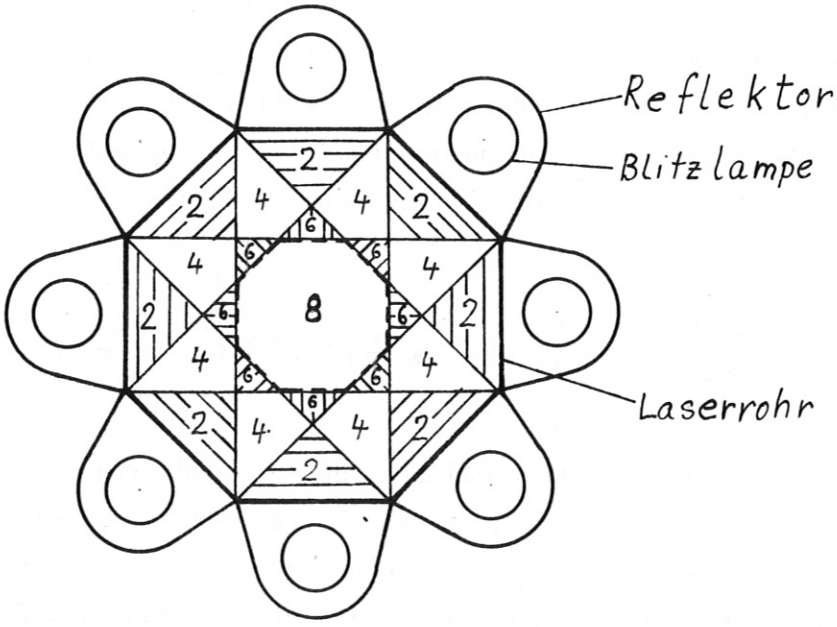

Abb. 5 Pumplichtkonfiguration für homogene Ausleuchtung. (Die Ziffern geben die Anzahl der sich überlappenden Strahlrichtungen in dem betreffenden Gebiet an.)

überlappen sich alle 8 Strahlrichtungen, in allen anderen Gebieten ist die Überlagerung geringer, so daß man in der Rohrmitte gleich hohe Inversion wie am Rand bei geeignet gewähltem C_3F_7J-Druck erwarten kann. Diese Folgerung gilt allerdings nur bei kollinearem Pumpen. Bei den gewöhnlichen Blitzlampen-Reflektor-Anordnungen ist das Licht noch zu wenig gebündelt, als daß der Überlagerungseffekt sich auswirken könnte.

6. Ergebnisse und Vergleich mit dem Experiment

Die Gln. (14), (32) und (41) sind in Abb. 6 graphisch ausgewertet, indem das Verhältnis E_{abs}/E_{abs}^{osz} über der dimensionslosen Pumpenergie $\omega_g = \hat{\sigma}_A E_g$ (Pumpparameter) für verschiedene Absorptionsparameter $\xi_a = n_0 \hat{\sigma}_A \ell$ aufgetragen ist. Interessant ist folgendes Ergebnis. Hält man die insgesamt eingestrahlte Energie konstant - also z.B. ω_g = 0,25 bei vierseitigem Pumpen, ω_g =.50 bei zweiseitigem Pumpen und ω_g = 1,0 bei einseitigem Pumpen - so ergeben alle 3 Konfigurationen für denselben Absorptionsparameter ξ_a ungefähr den gleichen Wert für das Verhältnis von E_{abs}/E_{abs}^{osz}. Zur Abschätzung der Ausbleichverluste könnte man sich also auf den Fall des einseitigen Pumpens beschränken, wenn man die Verhältnisse an einem tatsächlichen Verstärker entsprechend umrechnet.

In das Diagramm sind ferner die Operationsbereiche der einzelnen Verstärker der Anlage ASTERIX III /1/ eingetragen, wobei für die Berechnung des Pump- und Absorptionsparameters die kreisförmigen Querschnitte durch flächengleiche, quadratische ersetzt wurden. Die zahlenmäßigen Werte für ξ_a und ω_g sind für alle Verstärker in der Tabelle in Abschnitt 2 enthalten. Bei V_4 wird demnach im Verstärkerbetrieb nur etwa 83 % der im Oszillatorbetrieb aufgenommenen Pumplichtenergie absorbiert; bei V_3 beträgt der Prozentsatz 90 %. Bei V_1 und V_2 sind die Ausbleichverluste unerheblich.

Bei V_4 liegt eine experimentelle Bestätigung dieses Ergebnisses vor. Aus gemessenen Werten der Kleinsignalverstärkung läßt sich zeigen, daß die Verteilung der Inversion über den Querschnitt weitgehend drehsymmetrisch und in radialer Richtung parabolisch ist. Dann gilt für die insgesamt gespeicherte Energie die Beziehung

$$W_{gesp} = 2\pi \int_0^{r_a} \Delta N(r)\, r\, dr = 2\pi \int_0^{r_a} \left\{ \Delta N_{M_i} + (\Delta N_R - \Delta N_{M_i}) \left(\frac{r}{r_a}\right)^2 dr = \frac{F_{Rohr}\, h\nu_L}{2\sigma_E} \ln\left(V_{M_i} \cdot V_R\right). \quad (42)$$

Die Indices "M_i" und "R" beziehen sich auf die Rohrmitte und den Rand. F_{Rohr} ist die Querschnittsfläche des Rohres (226 cm²), σ_E der Wirkungsquerschnitt für induzierte Emission (7×10^{-19} cm² bei 4 Torr C_3F_7J + 200 Torr CO_2), V_{M_i} und V_R die Kleinsignalverstärkungen in der Mitte (450) und am Rand (1100) und $h\nu_L$ die Energie eines Jod-Photons ($1{,}5 \times 10^{-19}$ J). Mit diesen Werten wird

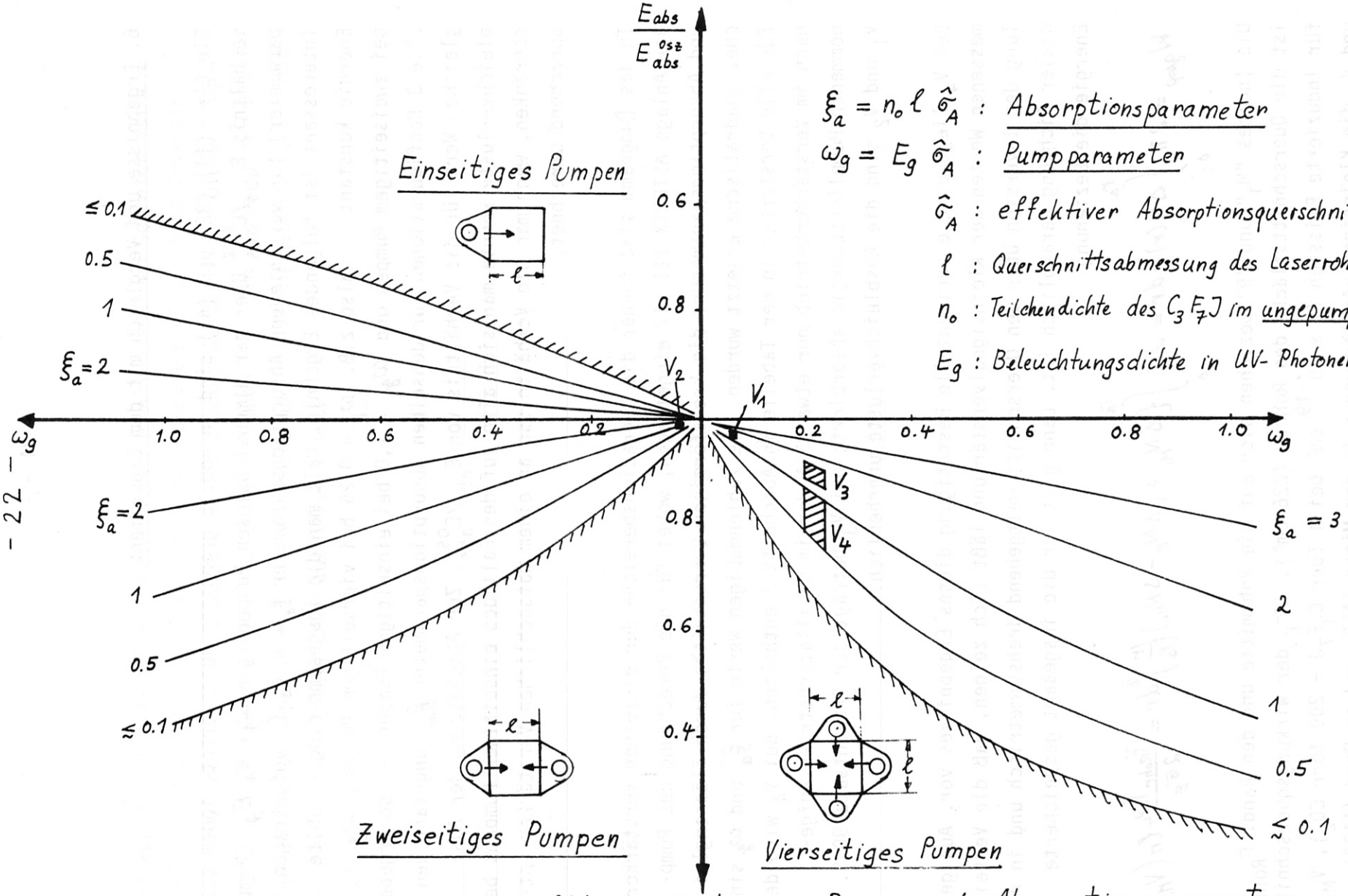

Abb. 6 Ausbleichverluste in Abhängigkeit vom Pump- und Absorptionsparameter

$$W_{gesp} = \frac{226 \cdot 1.5 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 7 \cdot 10^{-19}} \ln (450 \cdot 1100) = 322 \text{ Joule} .$$

Diese Messung wurde 30 µs nach Start des Blitzlichtes gemacht, also nach Abschluß des Pumpprozesses. Die Desaktivierungsverluste können maximal 10 % ausmachen, so daß $W_{gesp} \lesssim 355$ Joule beträgt. Andererseits wurde im Oszillatorbetrieb unter denselben Bedingungen (dieselbe Ladespannung, derselbe C_3F_7J-Druck) eine Energie von 500 Joule gemessen, so daß sich das Verhältnis zu

$$\frac{W_{gesp}}{W_{osz}} = \frac{E_{abs}}{E_{abs}^{osz}} = \frac{355}{500} \simeq 71 \%$$

ergibt. Mit ξ_a = 0,53 (4 Torr C_3F_7J) und ω_g = 0,2 ergibt sich aus Abb. 6 ein Wert von 79 %. Im Rahmen der getroffenen Annahmen und der experimentellen Fehlergrenzen ($\pm$ 10 %) ist die Übereinstimmung zwischen beiden Werten zufriedenstellend.

Literaturverzeichnis

1 G. Brederlow, K.J. Witte, E. Fill, K. Hohla, R. Volk: The Asterix III Pulsed High Power Iodine Laser, IEEE J. of Quantum Electronics QE-12, 152 (1976)

2 R.E. Beverly, III, Pressure Broadened Iodine Laser Amplifier Kinetics and a Comparison of Diluent Effectiveness, Opt. Comm. 15, 204 (1975)

3 Investigation of the Reactions of Atomic Iodine in a Photodissociation Laser Using n-C_3F_7I and i-C_3F_7I Molecules, Sov. J. Quant. Electronics 8, 468 (1974)

4 W. Fuß, K. Hohla: Druckverbreiterung der 1,3 µm Jodlaser Linie, IPP-Report IV/67, Dez. 1974

5 K. Hohla: Photochemischer Jodlaser: Kinetische Grundlagen für den Riesenpulsbetrieb, IPP-Report IV/33, Dez. 1971

6 M.A. Gusinov: The Enhancement of the UV Flashlamp Spectra with Special Emphasis on the Iodine Photodissociation Laser, Opt. Comm. 15, 190 (1975)

7 Handbook of Mathematical Functions, Natl. Bureau of Standards, Appl. Math. Series 55, Issued June 1964, p. 228

8 S.I. Andreev, V.E. Gainlov: Reversible Opacity of the Quartz Tube of Xenon Pulse (Flash) Lamps, Zhurnal Prkladuor Spektroskopii 20, 780 (1974)