

MAX - PLANCK - GESELLSCHAFT
ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN E. V.
PROJEKTGRUPPE FÜR LASERFORSCHUNG
D-8046 GARCHING bei München/Germany

Jodlaser Verstärkersystem ASTERIX:

Modellrechnung auf experimenteller Basis

Michael Nippus

PLF 17

Mai 1979

*Diese Arbeit wurde gefördert durch das Bundesministerium für Forschung
und Technologie und durch Euratom.*

PLF 17/1979

Iodine Amplifier System

ASTERIX: Calculations

Basing on Experiments

May 1979

Abstract

On the basis of many experimental results delivered from iodine laser systems like PLASTERIX and ASTERIX III a model calculation is presented. It is shown that the energy extraction of an iodine amplifier can simply be described with sufficient accuracy by the well-known Frantz-Nodvik-formula. The influences of various spatial inversion- and beam profiles, of extinction losses, and of the tube diameter are evaluated. The optimized physical parameters of an iodine laser system with 6 amplifiers delivering a power of 40 Terawatt in 300 ps are given in detail. All calculations are made on a HP-97.

INHALT

A	Der Jodlaser als Verstärker:	"AMPLIFIC"
B	Radial inhomogene Verstärkung:	"AMPLIPROFIL"
C	Extinktionsverluste:	"AMPLILOSS"
D	Der Rohrradius:	"AMPLITUBE"
E	40 Terawatt mit 6 Verstärkern:	"ASTERIX VI"

A. Der Jodlaser als Verstärker: "AMPLIFIC"

Die Ausgangsenergie E_{aus} eines Laserverstärkers bei vorgegebener Eingangsenergie E_{ein} läßt sich mit Hilfe der bekannten Verstärkerformel von Frantz und Nodvik /1,2/ berechnen:

$$(1) \quad E_{aus} = F e_s \ln \left\{ 1 + V_{kl} \left(e^{E_{ein}/e_s F} - 1 \right) \right\}.$$

F ist die für die Verstärkung nutzbare Fläche, e_s die Sättigungsenergiedichte, V_{kl} die Kleinsignalverstärkung. Bei der Herleitung von Gl. (1) wird angenommen, daß E_{ein} homogen über den Querschnitt F des aktiven Mediums verteilt ist, d.h. die Energiedichte $e_{ein}(r)$ ist konstant für alle Punkte r am Eintrittsquerschnitt des Verstärkers. Außerdem soll die Dichte der invertierten Moleküle $\Delta N(r)$ homogen verteilt sein. Man spricht in diesem Fall von rechteckigen Profilen der Eingangsenergiedichte bzw. der Inversion. Ferner ist vorausgesetzt, daß die Pulsdauer t_p sehr viel kleiner ist als die Pumpzeit Δt und die Rekombinationszeit des invertierten Lasermediums aufgrund spontaner Emission. Im folgenden soll gezeigt werden, daß die Gl. (1) eine gute Näherung für eine rechnerische Beschreibung des Jodlasers darstellt. Es werden Meßdaten von ASTERIX III und PLASTERIX zum Vergleich herangezogen. In /26/ werden beide Systeme ausführlich beschrieben. Die Gleichung (1) wird für diesen Spezialfall zur "Jodlaserformel" und kann sowohl räumlich inhomogene Profile $e_{ein}(r)$

und $\Delta N(r)$, als auch Verluste im Lasermedium berücksichtigen. Mit diesen Verfeinerungen lassen sich alle räumlichen Eigenschaften der Energieextraktion $e_{aus}(r)$ eines Jodlasersystems, sowie die optimalen Parameter beliebig genau bestimmen. Die dazu notwendigen experimentellen Informationen werden detailliert behandelt. Über die zeitlichen Eigenschaften $e_{aus}(t)$ wurde an anderer Stelle abgehandelt /3,4,23/. Gleichung (1) wird zur speziellen Jodlaserformel, wenn man die Größen F , e_s und V_{kl} und deren Abhängigkeit von systemimmanenten Parametern einsetzt. Für alle weiteren Betrachtungen wird ein zylindersymmetrisches Verstärkersystem angenommen. Abb. 1 zeigt einen räumlich homogen invertierten ($\Delta N = \text{const.}$) Zylinder vom Radius R und von der

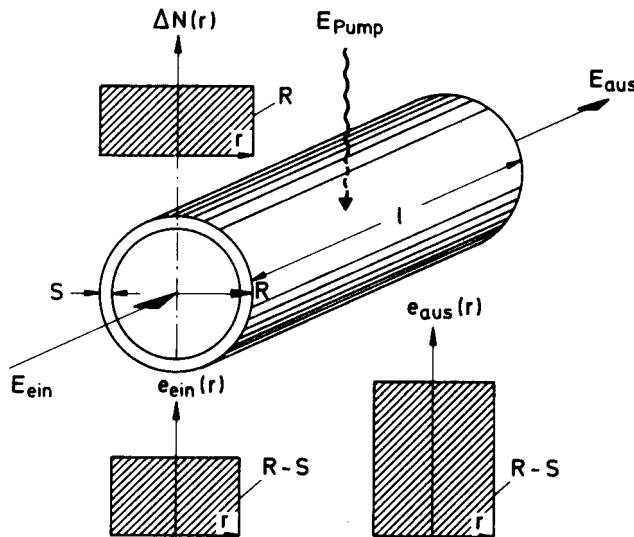


Abb. 1 Zylindersymmetrisches aktives Laservolumen mit rechteckigen Profilen $\Delta N(r)$, $e_{ein}(r)$, $e_{aus}(r)$. $(R-S)$ ist der tatsächlich nutzbare Radius des aktiven Volumens.

Länge l . Die für die Verstärkung nützbare Fläche ist $(R-S)^2 \pi$. Der Abschlag S ergibt sich aus zweierlei Gründen:

1. Wegen der merklichen Volumenzunahme des Laserstrahls auf dem Weg l (Divergenz $\simeq 1$ mrad) muß der Eingangsradius aus Justiergründen kleiner als R sein.
2. Das Pumplicht der Blitzlampen löst an der Rohrwand eine Stoßwelle aus. Sie bewegt sich in etwa mit Schallgeschwindigkeit vom Rand R her zur Zylinderachse. Diese Stoßwelle beeinträchtigt die Strahlqualität und ist daher auszublenden. Beide Effekte werden durch den Abschlag S vom Rohrradius berücksichtigt (im Mittel 0,5 cm für Asterix III).

Der Wirkungsquerschnitt

Die Kleinsignalverstärkung

$$(2) \quad V_{kl} = e^{l \sigma \Delta N}$$

ergibt sich aus der Länge l des aktiven Mediums, aus dem Wirkungsquerschnitt für induzierte Emission des Lasermaterials σ und aus der Inversionsdichte ΔN . σ wird vom Partialdruck des Jodids p_I (z.B. $i - C_3F_7I$) und des zur Druckverbreiterung verwendeten Fremdgases p_F (z.B. Argon) bestimmt:

$$(3) \quad 1/\sigma = \beta_{FF} p_F + \beta_{II} p_I + \delta_D \sim \Delta \nu.$$

Die lineare Abhängigkeit wurde von 0 bis ≈ 1 (bar) experimentell innerhalb von $\pm 20\%$ verifiziert. Mit $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ als Lasermedium und Argon als Fremdgas wurden die folgenden Koeffizienten ermittelt /5,6,7/:

$$\left. \begin{aligned} \beta_{\text{Ar}} &= 2,3 \times 10^{18} \text{ (cm}^{-2} \text{ bar}^{-1}) \\ \beta_{i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}} &= 11,6 \times 10^{18} \text{ (cm}^{-2} \text{ bar}^{-1}) \end{aligned} \right\} \pm 20\%$$

δ_D ist der druckunabhängige Anteil durch Dopplerverbreiterung $\Delta\nu_D$ und kann meistens vernachlässigt werden (s.u.).

Für Linienbreiten $\Delta\nu$ größer als 3 GHz (entsprechend $p_{\text{Ar}} \gtrsim 1$ bar) wird Gl. (3) ungültig, da das spektrale Verstärkungsprofil von den übrigen Linien der Hyperfeinstruktur des Jodlaserübergangs beeinflusst wird, d.h. es wird zu einer Summe von sechs dicht beieinanderliegenden Lorentzprofilen /5/. Die Breite einer Linie wird daher als folgende Summe dargestellt:

$$(4) \quad \Delta\nu = \Delta\nu_D + \alpha_F p_F + \alpha_I p_I .$$

Man betrachtet also die Linienverbreiterungen aufgrund der Partialdrucke als additiv. $\Delta\nu$ ist nun nicht mehr proportional $1/\sigma$, sondern eine Funktion von $1/\sigma$. Die Druckverbreiterungskoeffizienten von Argon und $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ sind

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Ar}} &= 3,7 \pm 0,3 \text{ (GHz/bar)} \\ \alpha_{i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}} &= 14,9 \pm 1,3 \text{ (GHz/bar)} . \end{aligned}$$

Die Funktion $\sigma(\Delta\nu)$ wurde in /5/ berechnet. Als Eingangsparameter wer-

den benötigt: $\nu_i = 1 \dots 6$, $A_i = 1 \dots 6$, $\mathcal{G}_1, 2, 3, \mathcal{G}_4, 5, 6$. Neben $\Delta\nu$ sind also 14 Parameter einzusetzen. Für die Praxis wurde jedoch hier eine einfache Näherung für $\sigma(\Delta\nu)$ verwendet, deren Genauigkeit weit innerhalb der Streubreite der experimentellen Werte für die α_{Ar} bzw. α_I liegt.

$$(5) \quad 1/\sigma = 0,773 \times 10^{18} \times \Delta\nu \text{ (cm}^{-2}\text{)} \text{ für } \Delta\nu \leq 3 \text{ (GHz)}$$

$$(6) \quad 1/\sigma = 1,129 \times 10^{18} \times \Delta\nu^{0,656} \text{ (cm}^{-2}\text{)} \quad 3 < \Delta\nu \leq 30 \text{ (GHz)}.$$

$\Delta\nu$ ist in GHz einzusetzen.

Trägt man die Meßwerte von $\sigma_{i-C_3F_7I}$ bzw. $\sigma_{i-C_3F_7I + Argon}$ doppellogarithmisch auf, so ergeben sich gemäß (5) und (6) zwei Bereiche in denen die Wirkungsquerschnitte jeweils mit den Steigungen -1 bzw. -0,656 linear gegen die Partialdrucke p_I , p_F verlaufen. Die geringere Steigung für $\Delta\nu > 3$ GHz konnte erst kürzlich bestätigt werden /23/. In Abb. 2 sind sämtliche bekannten Meßwerte für $\sigma_{i-C_3F_7I}$ bzw. σ_{Argon} eingetragen. Die Argonwerte wurden bei $p_{Ar} \approx 1$ (bar) um die entsprechenden Jodidrucke der verschiedenen Autoren /5,6,7,23/ auf $p_I = 0$ korrigiert. Die durchgezogenen Kurven ergeben sich mit den o.g. Werten für α_{Ar} , $\alpha_{i-C_3F_7I}$ gemäß Gl. (4), (5) und (6). Der Jodidruck p_I wird durch den Sättigungsdampfdruck des flüssigen Jodids im Gaszirkulationssystem bestimmt (August'sche Gleichung), wobei ϑ die Temperatur in °C ist:

$$(7) \quad p_{i-C_3F_7I} = 10^{\frac{A}{273+\vartheta} + B - 3} \text{ (bar)} \quad \left\{ \begin{array}{l} A = - 1515,2 \quad (\text{K}) \\ B = 7,833 \quad /8/. \end{array} \right.$$

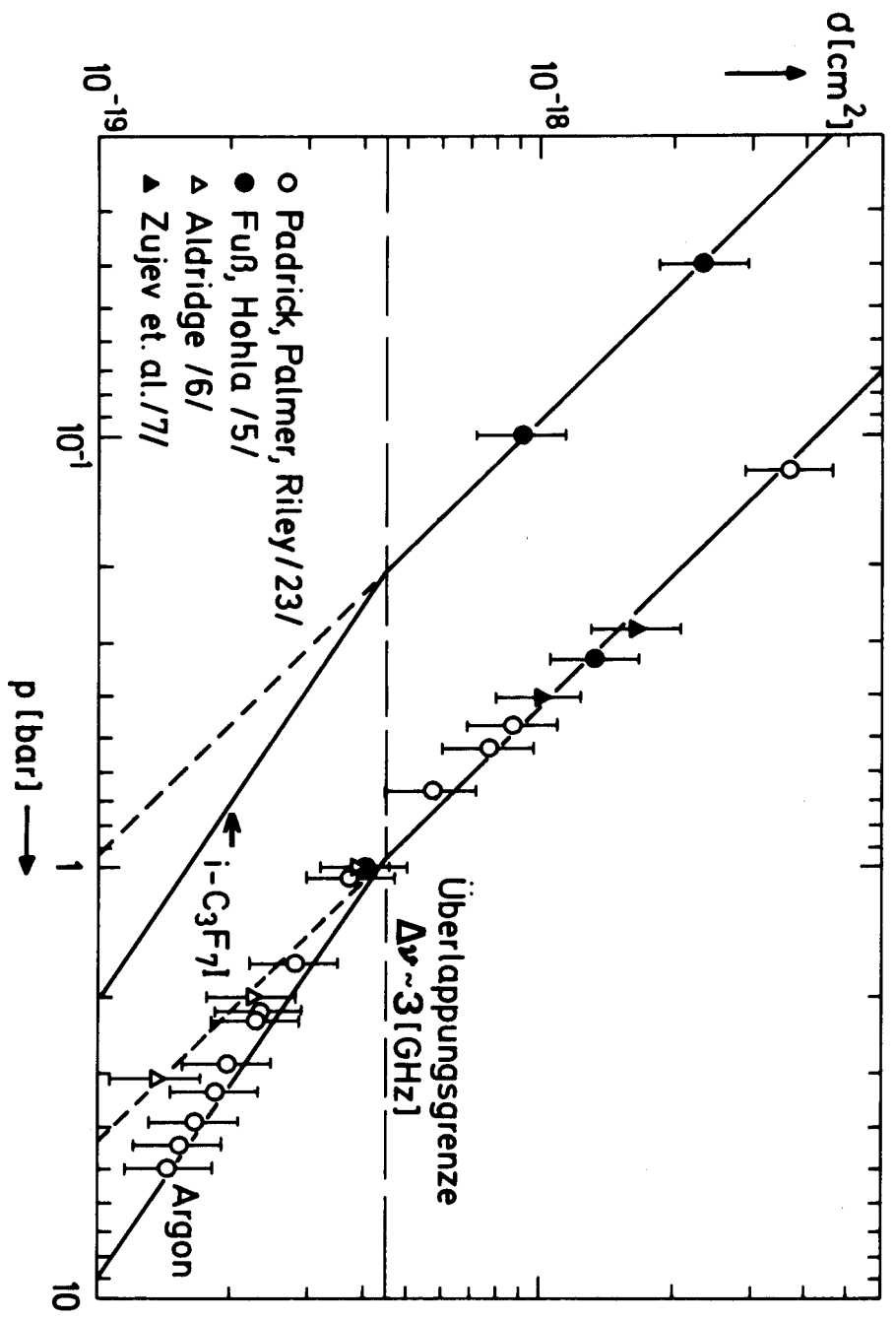


Abb. 2 Angepaßter Verlauf des Wirkungsquerschnitts für induzierte Emission, σ , von $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$ und Argon als Puffergas in Abhängigkeit vom Druck p .

Die Schwellenergie

Die Dichte der invertierten Atome ΔN eines Jodlaserverstärkers kann im Oszillatorbetrieb, d.h. in einem Resonator, gemessen werden, indem man die ausgekoppelte Oszillatorenergie E_{osc} mit einem Kalorimeter bestimmt.

$$(8) \quad E_{osc} = f(R_1, R_2, T_0) (E_{Sp} - E_{Schw}(R_1, R_2, T)) .$$

Die Reflektivität des Endspiegels R_1 , die des Auskoppelspiegels R_2 , und die Transmission $T_0 = 1-L$, also die Verluste L sind Parameter des jeweiligen Resonators. Die "Auskoppel-Funktion" $f(R_1, R_2, T_0)$ bestimmt den aus dem Resonator ausgestrahlten, im Kalorimeter angezeigten Bruchteil der Laserenergie. Die gespeicherte Energie E_{Sp} enthält die gesuchte Inversionsdichte ΔN , bzw. das räumliche Mittel $\overline{\Delta N}$ der radialsymmetrischen Inversionsdichte $\Delta N(r, p_I)$, welche natürlich vom Jodidruck abhängt:

$$(9) \quad E_{Sp} = h\nu R^2 \pi l \overline{\Delta N(p_I)} .$$

Die Schwellenergie E_{Schw} ergibt sich aus der bekannten Schwellbedingung:

$$(10) \quad \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2} T_0} = e^{l \sigma \Delta N} ,$$

woraus folgt, daß

$$(11) \quad E_{Schw} = \frac{h\nu R^2 \pi \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2} T_0}}{2 \sigma(p_I, p_F)} .$$

Wie man sieht, wird die im Kalorimeter gemessene Oszillatorenergie

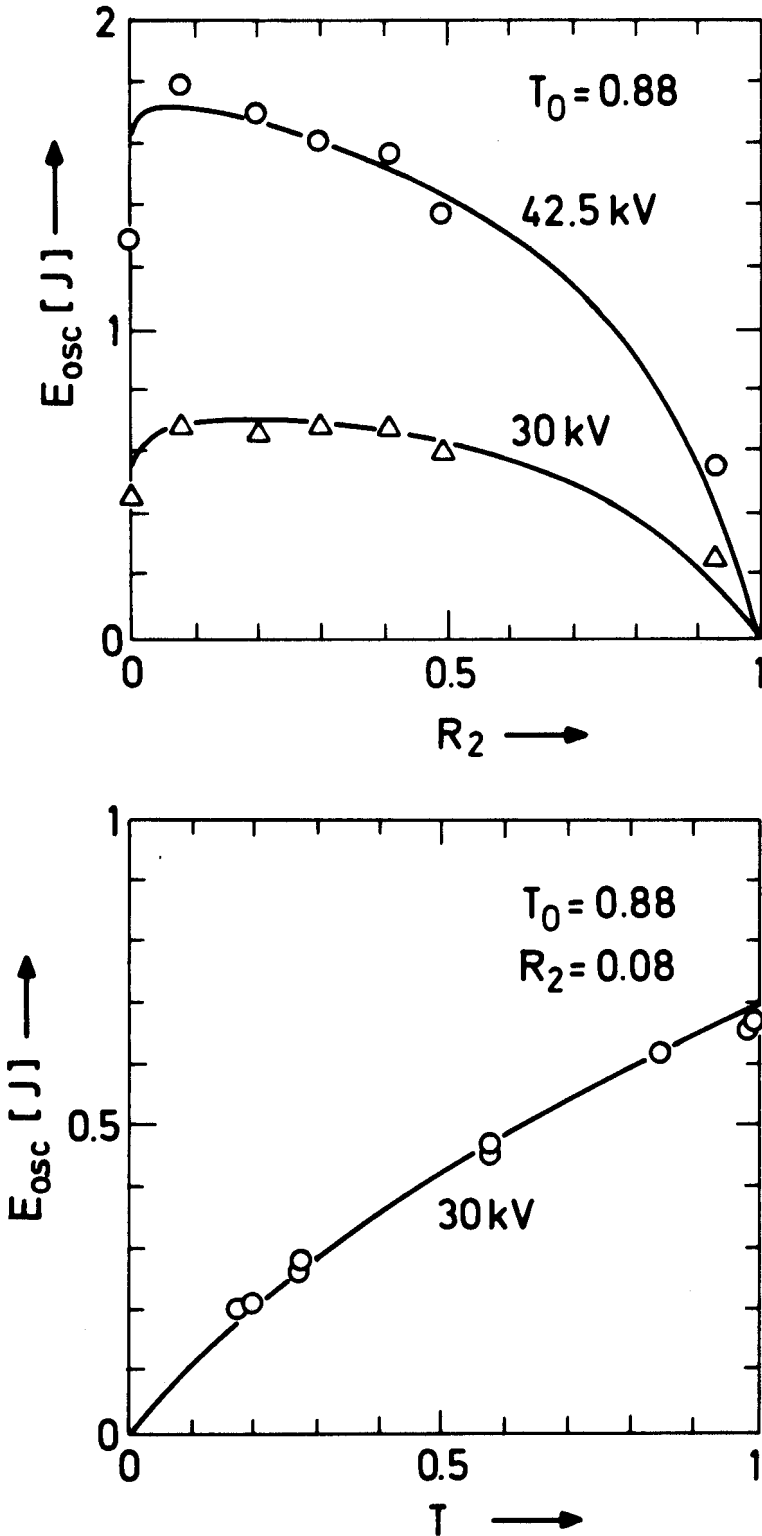


Abb. 3 Oszillatorenergie E_{osc} in Abhängigkeit von Auskoppel- bzw. zusätzlichen Transmissionsverlusten T_R . Weitere Parameter: $R_1 = 0,99$; $T_0 = 0,88$; $\sigma = 1,8 \cdot 10^{-18}$ (cm^2) bei 51 (mbar) reinem $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$; $R = 0,7$ (cm); $l = 80$ (cm); $\Delta N = 0,5$ bzw. $1,1 \cdot 10^{17}$ (cm^{-3}).

eine Funktion von $R_1, R_2, T_0, \overline{\Delta N (P_I)}, \mathcal{G}(p_I, p_F)$. Die Auskoppel-
funktion $f(R_1, R_2)$ wurde für einen kontinuierlichen Laser aus den
Ratengleichungen hergeleitet /24/ und durch eine Verlusttransmission
 T_0 erweitert /25/:

$$(12) \quad f = f(R_1, R_2, T) = \frac{T_0 \sqrt{R_1} (1 - R_2)}{(\sqrt{R_1} + T_0 \sqrt{R_2}) (1 - T_0 \sqrt{R_1 R_2})} .$$

Obwohl diese Korrektur streng nur für den kontinuierlichen Laserbe-
reich gilt, stellte es sich heraus, daß die Gleichungen (8) bis (12)
die experimentellen Resultate sehr gut beschreiben, s. Abb. 3. Im obe-
ren Bild wurde die Reflektivität des Auskoppelspiegels R_2 variiert.
Durch Kurvenanpassung wurden die Werte für ΔN und T_0 gewonnen. Im
unteren Bild wurden die Spiegelreflektivitäten konstant gehalten, die
Resonatorverlusttransmission T_0 wurde jedoch mit zusätzlichen Filtern T_F
variiert $T_R = T_0 \cdot T_F$. Die inneren Verluste $L = 1 - T_0$ eines Resonators
liegen demnach zwischen 10 und 20%. Die Auskoppelungsfunktion mit solchen
Verlusten zeigt, daß man maximale Auskoppelenergien für $R_1 = 100\%$ und
 $R_2 = 5 - 20\%$ erhält, d.h. die Kalorimeteranzeige kommt dann der ge-
speicherten Energie am nächsten. Daher sind alle Messungen der Oszilla-
torenergie mit Spiegeln R_1 (Gold, dielektrisch) 99% und R_2 (BK-7) = 8%
durchzuführen. f liegt dann zwischen 0,9 und 1. Zusätzlich zu dieser
Korrektur aufgrund der Resonatoreigenschaften kommt der Abzug der Schwell-
energie (11). Im Bereich von $p_{Ar} \lesssim 1$ bar nimmt diese wegen Gleichung
(3) linear mit dem Fremdgasdruck p_{Ar} zu:

$$(13 a) \quad E_{osc} = f \left\{ E_{sp} - \frac{1}{2} h \nu R^2 \pi \ln \frac{1}{R_1 R_2 T_0^2} (\delta_D + \beta_{Ar} p_{Ar} + \beta_I p_I) \right\},$$

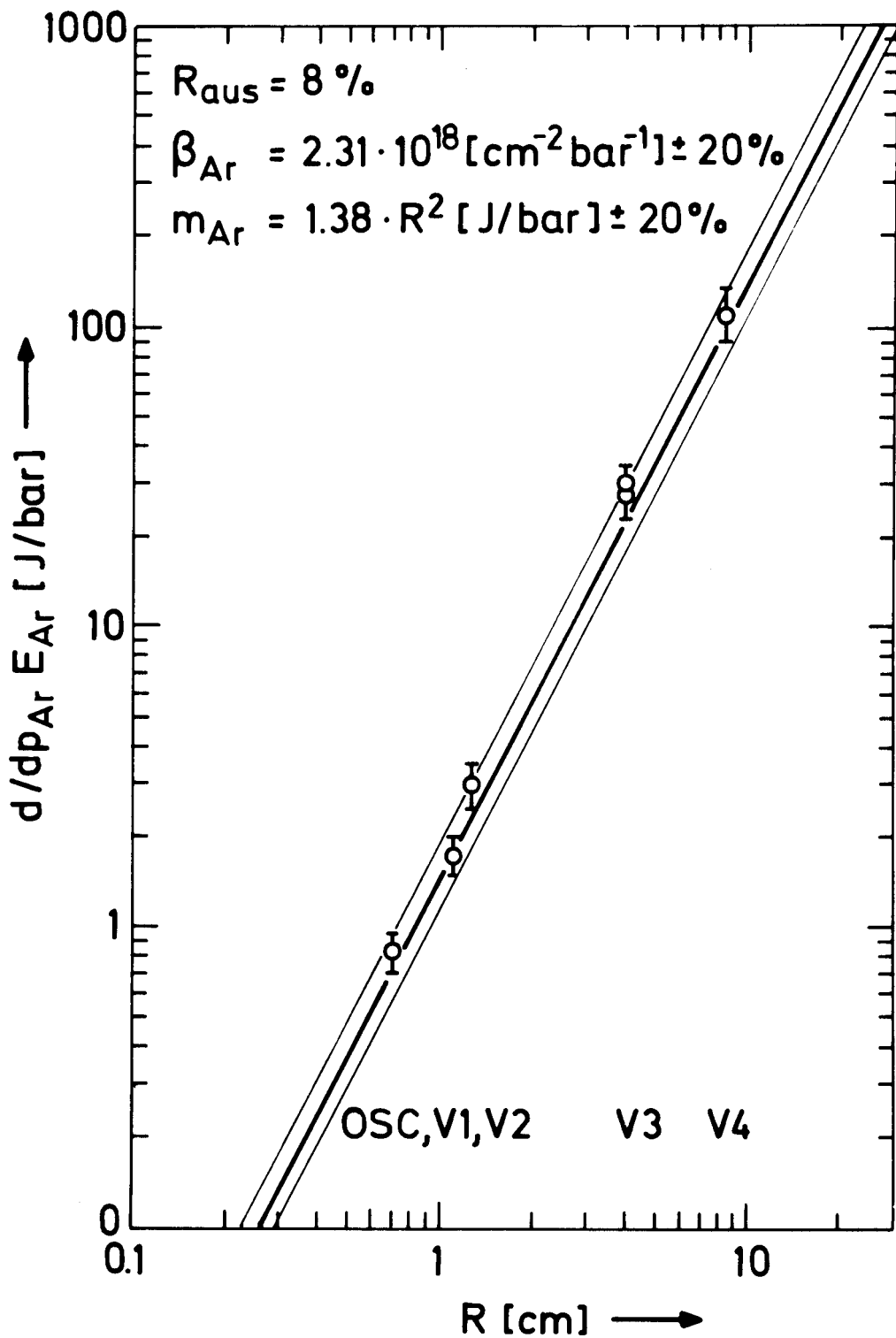


Abb. 4 Steigungen der Argonschwellen $\frac{d}{dp_{Ar}} E_{Ar}$ gegen Rohrradius R für Argondrucke kleiner 1 bar. Theoretischer Verlauf durchgezogen.

oder kürzer

$$(13 \text{ b}) \quad E_{\text{osc}} = f (E_{\text{Sp}} - E_{\text{D}} - E_{\text{Ar}} - E_{\text{I}}) \simeq f (E_{\text{Sp}} - E_{\text{Ar}}) .$$

Die Oszillatorenergien wird man besonders bei den großen Verstärkern immer mit Argonzusatz messen, da sonst Pyrolyse auftritt. Die Argonschwelle ist auch bei weitem der größte negative Anteil der Oszillatorenergie. Es wurde deshalb die Abhängigkeit von $E_{\text{osc}} (p_{\text{Ar}})$ genauer untersucht. Gemäß (13) muß der Einfluß der Argonschwelle mit wachsendem Verstärkerradius quadratisch zunehmen. Nimmt man weiter an, daß $f = R_1 = T_R = 1$, $R_2 = 0,08$, so sollte die Änderung der Argonschwelle für Argondrucke $p_{\text{Ar}} \lesssim 1(\text{bar})$ wie folgt vom Rohrradius R abhängen:

$$(14) \quad m_{\text{Ar}} = \frac{d}{dp_{\text{Ar}}} E_{\text{Ar}} = -1,38 R^2 \text{ (J/bar)}, \quad R \text{ in (cm)} .$$

In Abb. 4 werden diese Steigungen mit dem theoretischen Verlauf verglichen. Sie wurden durch lineare Regression der experimentell ermittelten Oszillatorenergien $E_{\text{osc}} (p_{\text{Ar}})$ aller Verstärker gewonnen.

Der Dopplerverbreiterungsanteil δ_{D} läßt sich mit Hilfe von

$$(15) \quad \delta_{\text{D}} = \frac{1}{\sigma_{\text{D}}} = \frac{\Delta \nu_{\text{D}}}{\lambda^2 A} \frac{4 \pi^2}{A} = 7,13 \times 10^{16} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$$

angeben, wobei der Einsteinkoeffizient $A \simeq 8 \text{ (s}^{-1}\text{)} / 5/$ angesetzt wurde und die Dopplerbreite gemäß /22/

$$(16) \quad \Delta \nu_{\text{D}} = 2\nu \sqrt{\frac{2kT}{m_{\text{I}} c^2} \ln 2} \quad \text{mit } \nu = 2,279 \times 10^{14} \text{ (Hz)}, T = 300 \text{ K}$$

und $m_{\text{I}} = 2,1 \times 10^{-25} \text{ (kg)}$ (Masse des Jodatoms). δ_{D} kann für Drucke

$p \gtrsim 0,1$ bar gegenüber den übrigen Größen unberücksichtigt bleiben. Die Schwellenenergien des Jodids sind wegen des geringen Partialdruckes p_I kleiner als die des Argon und können vernachlässigt werden.

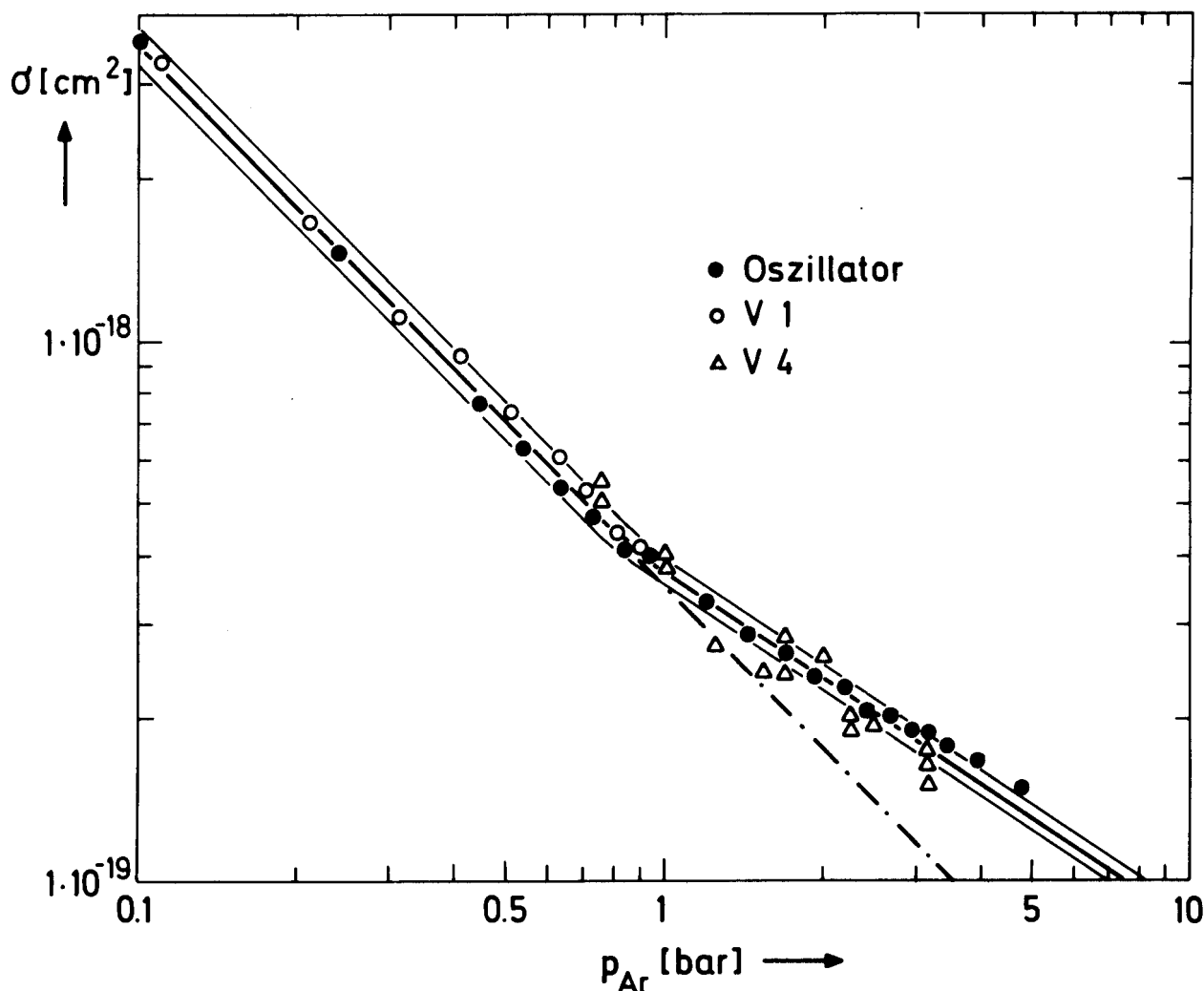


Abb. 5 Experimentell ermittelte Wirkungsquerschnitte von Argon aus Oszillatormessungen am Oszillator, V1 und V4. Durchgezogene Kurven wie in Abb. 2.

Bei höheren Drucken als 1 bar muß Gleichung (13 a,b) ersetzt werden durch:

$$(17) \quad E_{osc} = f \left(E_{sp} - \frac{h\nu R^2 \pi}{2\sigma(\Delta\nu)} \ln \frac{1}{R_1 R_2 T_0^2} \right).$$

In der vorliegenden Arbeit wurde diese Abhängigkeit für Argondrucke bis 4,8 bar an PLASTERIX und ASTERIX III verifiziert. Wieder mit der Annahme, daß $f = R_1 = T_0 = 1$ und $R_2 = 0,08$, konnte so der Verlauf von $\sigma_{\text{Argon + Jodid}}$ nachvollzogen werden (siehe Abb. 5). Die gespeicherte Energie E_{Sp} und folglich $\Delta N(p_I)$ läßt sich also in guter Näherung mittels Gl. (13 b) bestimmen.

Die Oszillatorenergie in Abhängigkeit vom Jodiddruck

Die Inversionsdichte ist erwartungsgemäß nicht konstant über den Bereich $0 \leq r \leq R$, sondern eine Funktion von r . Die Wahrscheinlichkeit, daß Photoolyse eines Jodidmoleküls stattfindet, nimmt mit der Eindringtiefe der UV-Photonen und ebenso mit dem Druck des Jodids ab. Die Eindringtiefe hängt wiederum vom Absorptionsquerschnitt σ_A des verwendeten Moleküls ab. Für ein allseitig mit UV-Licht bestrahltes Rohrvolumen kann man das relative Inversionsprofil näherungsweise durch eine Hyperbelcosinusfunktion ansetzen:

$$(18) \quad \frac{\Delta N(r)}{\Delta N(R)} = \frac{\cosh \sigma_A C p_I r}{\cosh \sigma_A C p_I R} .$$

Gleichung (18) beschreibt die Verhältnisse, bei denen sich zwei gegen-

einanderlaufende Lichtstrahlen überlagern, die dem Beer'schen Absorptionsgesetz gehorchen. Normiert ist dieses relative Inversionsprofil auf den Rohrrand R, wo die UV-Intensität maximal ist. Dabei ist die Konstante $C = \frac{N_A}{RT} = \frac{\text{Avogadrokonstante}}{\text{Gaskonstante} \times 300 \text{ K}} = 2,41 \times 10^{19} \text{ (bar}^{-1} \text{cm}^{-3}\text{)}$. Entwickelt man den Hyperbelcosinus, so bekommt man in erster Näherung ein parabolisches Profil: $\cosh x = 1 + \frac{x^2}{2}$. Für ein solches

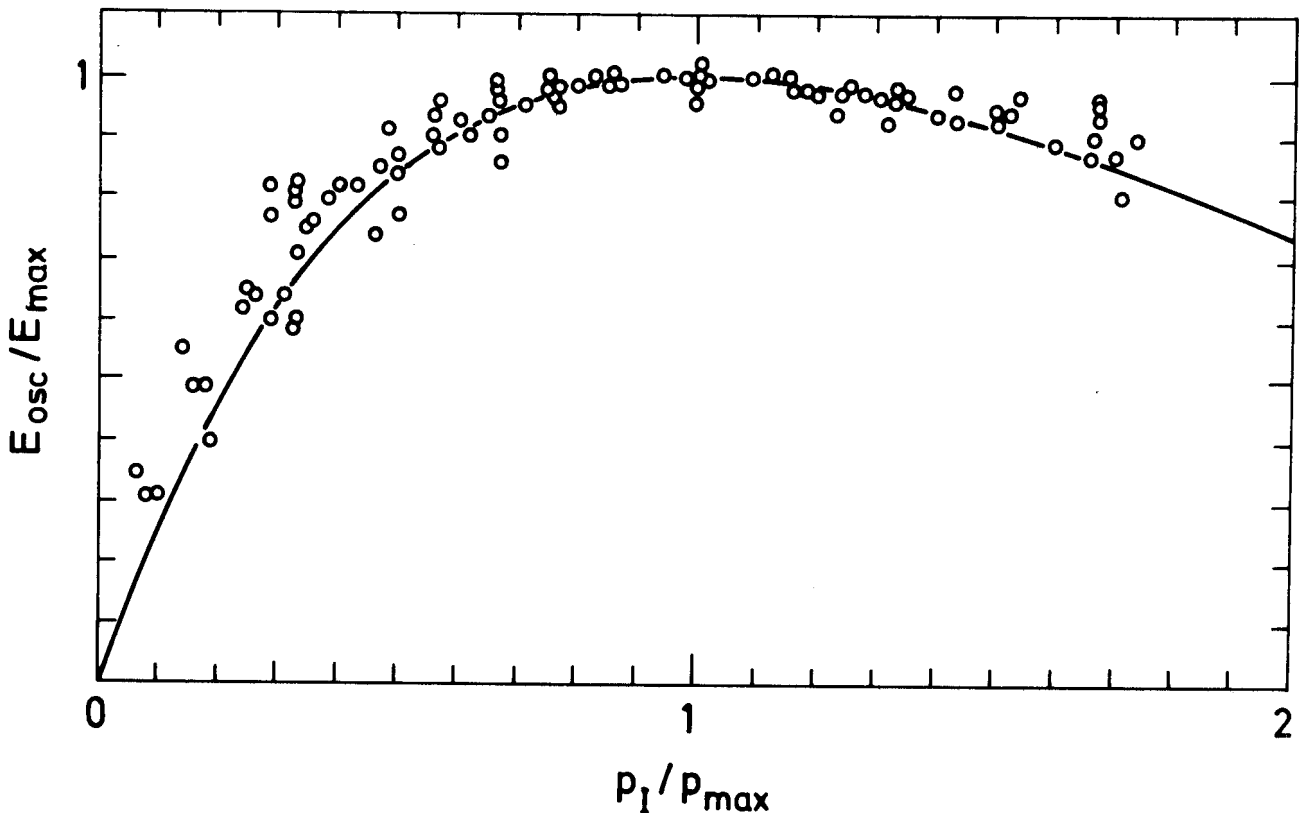


Abb. 6 Oszillatorenergie E_{osc} in Abhängigkeit vom Druck des reinen $i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$. Normiert auf E_{max} ($p_{max} = 1$) = 1. Messungen an allen Systemen (Osz. bis V4) von ASTERIX III und PLASTERIX. $R_1 = 99\%$; $R_2 = 8\%$. Theoretischer Verlauf durchgezogen.

Profil läßt sich leicht der Rohradius r berechnen, an dem $\Delta N(r) = \overline{\Delta N(r)}$, nämlich $r = R/\sqrt{2}$ (siehe Kap. B). So erhält man für die mittlere relative gespeicherte Energie eines Jodlaseroszillators:

$$(19) \quad E_{Sp}(p_I) = h\nu R^2 \pi l C_{p_I} \frac{\cosh \sigma_A C_{p_I} R/\sqrt{2}}{\cosh \sigma_A C_{p_I} R},$$

wobei die gesamte mittlere Inversion auch noch mit dem Druck linear wachsen muß, da ja die Teilchendichte größer wird. Mit dieser relativen gespeicherten Energie $E_{Sp}(p_I)$ wird man eine Oszillatorenergie $E_{Osc}(p_I)$ gemäß Gleichung (8) messen. In erster Näherung kann man wieder die Schwellenergie vernachlässigen (falls mit reinem Jodid gearbeitet wird) und den Auskoppelfaktor $f = 1$ setzen, d.h. $E_{Osc}(p_I) = E_{Sp}(p_I)$. Gemäß Gl. (19) steigt $E_{Osc}(p_I)$ mit kleinen Jodidrukken zunächst linear an, d.h. der Druck hat den meisten Einfluß auf die Gesamtinversion, während bei höheren Drucken das Inversionsprofil immer mehr zum Rohrrand verlagert wird und $E_{Osc}(p_I)$ ein Maximum $E_{max}(p_{max})$ durchläuft. Normiert man (19) auf $E_{max}(p_{max} = 1) = 1$, so ergibt sich die allgemeinere Funktion:

$$(20) \quad E_{Osc}(p_I) = E_{max} \frac{p_I}{p_{max}} e^{1 - p_I/p_{max}}.$$

Diese einfache Funktion beschreibt die Abhängigkeit der Oszillatorenergie von Jodidruck recht gut, wie die Messungen an allen Verstärkern ergaben, s. Abb. 6.

Weitaus kompliziertere Theorien /18,19/ führen innerhalb weniger Pro-

zeit Abweichung auf den gleichen Verlauf. Setzt man den Absorptionsquerschnitt von

$$i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}: \quad \sigma_A = 6,2 \times 10^{-19} \text{ (cm}^{-2}\text{)},$$

so kann man mit (19) p_{\max} in Abhängigkeit vom Rohrradius R bestimmen. Es stellt sich heraus, daß p_{\max} folgende einfache Bedingung erfüllt:

$$(21) \quad R \cdot p_{\max} = 0,230 \text{ (bar cm)}.$$

Die Messungen der Oszillatorenergien $E_{\text{osc}}(p_I)$ an allen vorhandenen Verstärkern zeigen, daß p_{\max} der Gleichung (17) trotz der starken Vereinfachungen überraschend gut folgt (Abb. 7). Die maximale mittlere Inversion entsprechend E_{\max} kann man in der Praxis wegen der äußerst inhomogenen Inversionsverteilung beim Verstärkerbetrieb nicht ausnützen. Abb. 8 zeigt die relativen Inversionsprofile bei verschiedenen relativen Jodid drucken ($i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$). Bei $p_I = p_{\max} = 1$ ist die Inversionsdichte im Zentrum etwa 15 mal kleiner als am Rohrrand. Die Kleinsignalverstärkung (2) ist wegen des exponentiellen Anwachsens am Rand drastisch höher als in der Mitte und führt zu starker Anschwingungsneigung des Verstärkers. Außerdem beeinträchtigt eine solch inhomogene Kleinsignalverstärkung die Strahlqualität bzw. Wellenfront des durchlaufenden Pulses. Man wird daher einen Kompromiß schließen müssen und die Forderung nach einer homogeneren räumlichen Inversion durch Abstriche an der maximal erreichbaren Gesamtinversion erkaufen. Die bisherige Erfahrung zeigt, daß man den Jodid druck nicht höher als $1/2 p_{\max}$ wählen sollte. So bekommt man immer noch mehr als 80% der höchstmöglichen Gesamtinversion E_{\max} (siehe Abb. 6). Die In-

version im Zentrum liegt mit $1/e = 37\%$ der Randinversion jedoch deutlich höher als vorher. Die Minimalforderung für ein Inversionsprofil, das im Verstärkerzentrum auf höchstens $1/3$ absinkt, lautet mithin (schraffierter Bereich in Abb. 7):

$$(22) \quad R p_{opt} \leq \frac{\sqrt{2e - 2}}{\sigma_A C} \quad , \quad dh.$$

$$(23) \quad R p_{opt} \leq 0,115 \quad \text{für } i\text{-C}_3\text{F}_7\text{I} \quad .$$

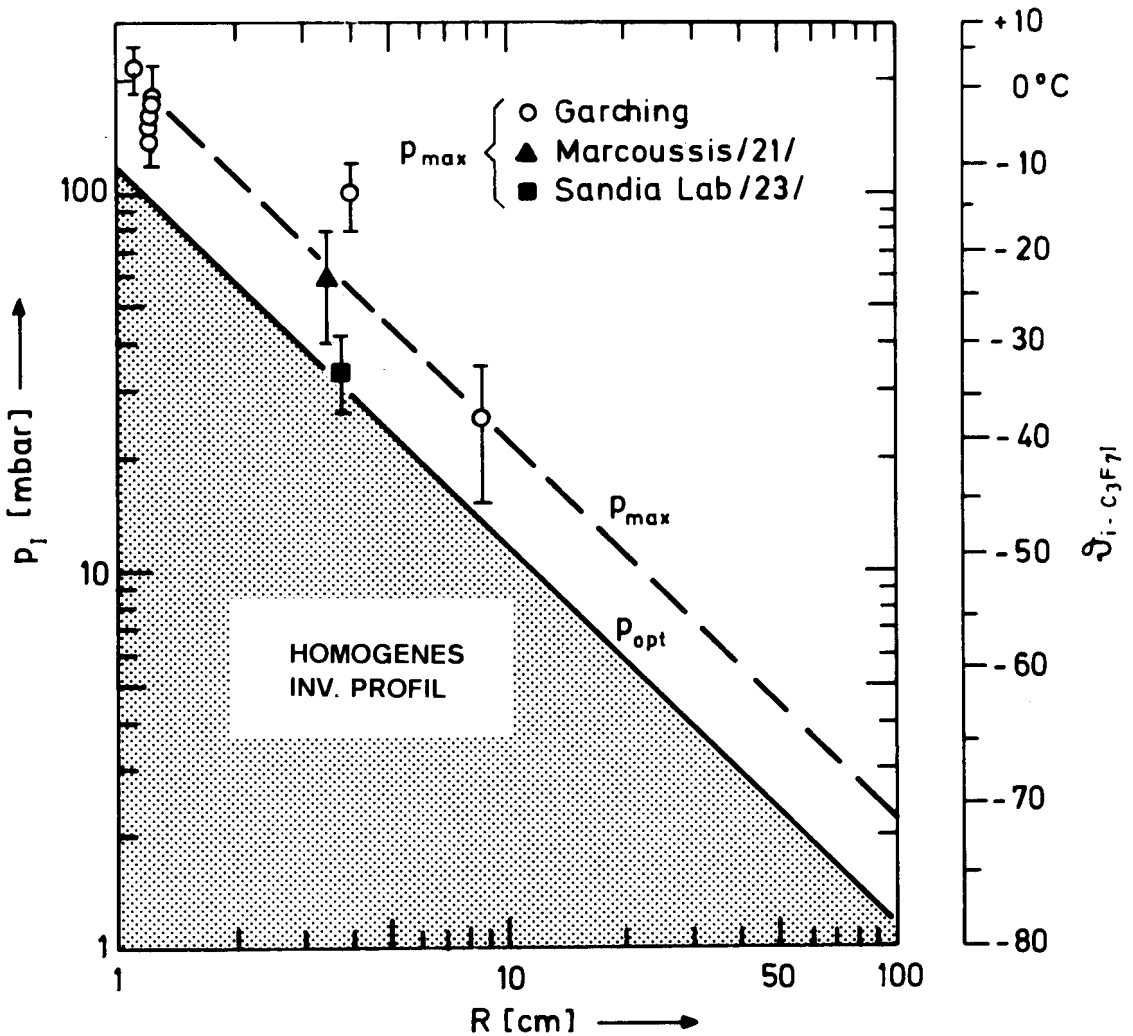


Abb. 7 Experimentell ermittelte $p_{max}(R)$ und theoretischer Verlauf. Im schraffierten Bereich ist die Inversion im Rohrzentrum größer als $1/e$ der Randinversion, d.h. "Homogene Inversion", wenn $p_I \leq p_{opt}$.

Die maximal erreichbare mittlere Gesamtinversion eines Verstärkers ist nun nur noch eine Größe, welche von der elektrischen Energie E_{e1} der Kondensatorbänke, dem Wirkungsgrad der elektrischen Energieübertragung und der Pumplichtübertragung abhängt. Alle bisherigen Erkenntnisse an PLASTERIX und ASTERIX III deuten darauf hin, daß der Gesamtwirkungsgrad für die Oszillatorenergie E_{max} , η_{osc} , zwischen 0,2 und 0,7 % liegt, s. Abb. 17.

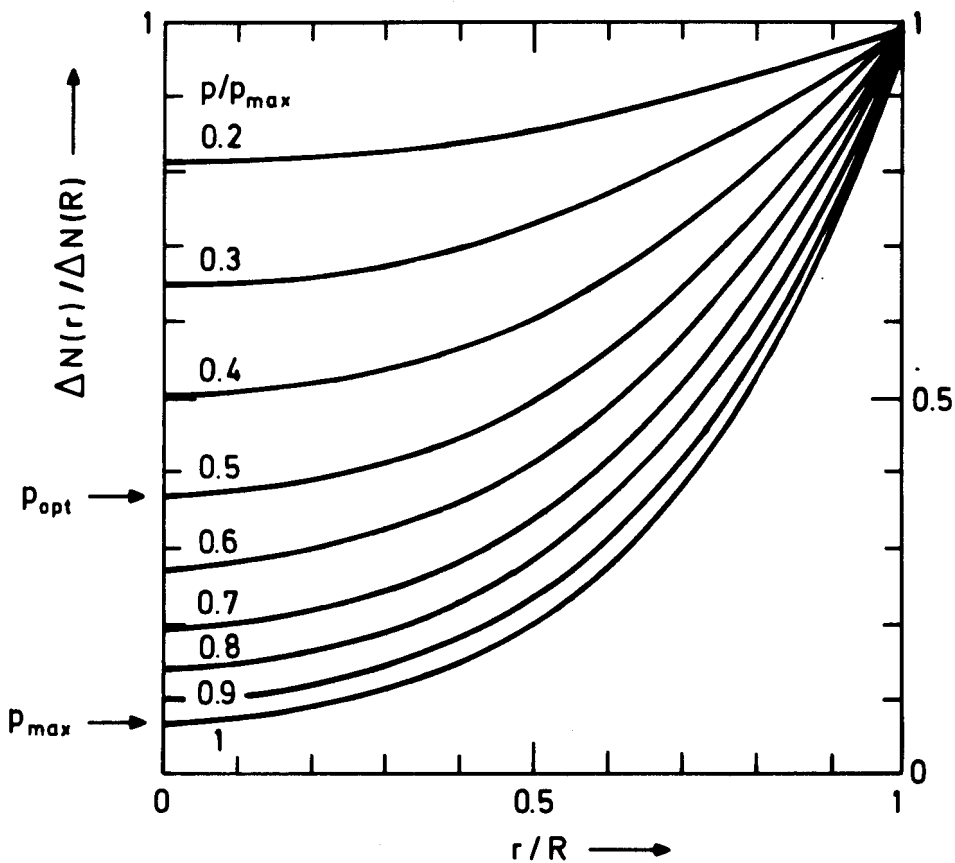


Abb. 8 Relative radiale Inversionsprofile für verschiedene relative Jodidrucke p_I/p_{max} .

Die Inversion abhängig von der Pumpzeit

Die Gesamtinversion $\overline{\Delta N}$ nach Gl. (9) wird im Verstärkerbetrieb nicht ganz erreicht, da dieser Wert relativ langen Pumpzeiten, je nach Verstärker von 8 - 20 μs entspricht.

Bei der Einzelpulsverstärkung ruft man die Inversion zu einem Zeitpunkt ab, an dem

1. der Stromdurchgang der Blitzlampen in der Nähe von 0 ist (wegen störender \vec{B} -Felder) und
2. die Stoßwelle noch innerhalb des Weges S liegt.

Daher ist es notwendig, den Bruchteil der Inversion zur Zeit t nach Beginn der Blitzlampenentladung zu kennen, d.h. $\Delta N(t)$. Der zeitliche Intensitätsverlauf I (t) des UV-Anteils der bisher verwendeten Blitzlampen läßt sich empirisch gut durch eine Funktion darstellen:

$$(24) \quad I(t) = (t)^2 \exp(-2t/T), \quad T = t/t_{vi}.$$

t_{vi} ist die Anstiegszeit des UV-Blitzlichts des i-ten Verstärkers. Die Intensität ist 1 für $t = t_{vi}$; speziell bei ASTERIX III und PLASTERIX ist $t_{vi} = 1,6 \mu\text{s}$ ($i = 1,2$) bzw. $4,2 \mu\text{s}$ ($i = 3,4$). Durch Integration von (24) erhält man für die relative Inversion

$$(25) \quad \Delta N_{rel}(t) = \frac{\int_0^t t^2 e^{-2t} dt}{\int_0^\infty t^2 e^{-2t} dt} = e^{-2t} (-2t^2 - 2t - 1) + 1.$$

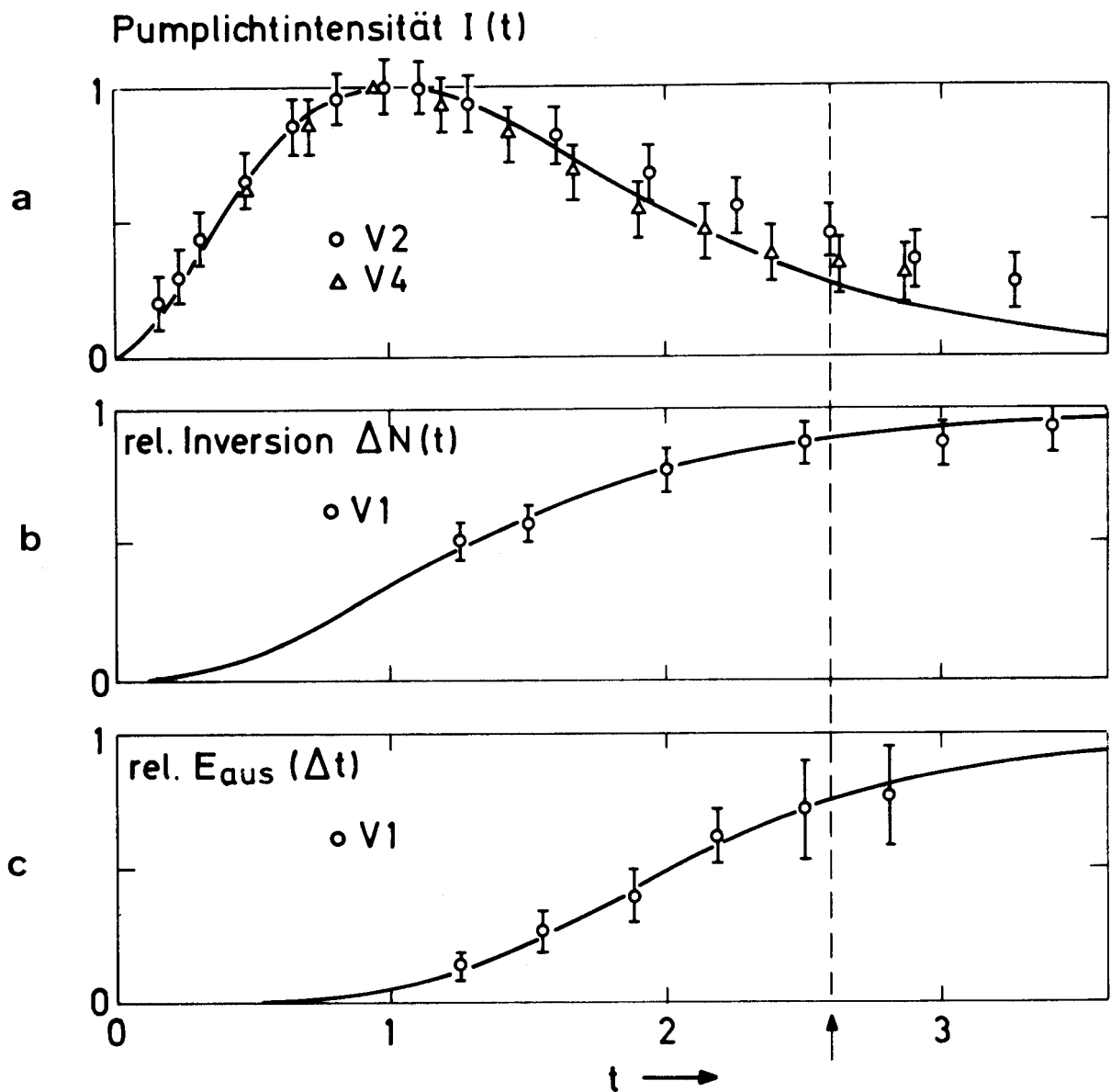


Abb. 9 Zeitlicher Verlauf des a) UV-Pumplichts ($\lambda = 275 \text{ nm}$), b) der Inversion und c) der Ausgangsenergie. Normierte Zeitskala bezüglich der Blitzlichtanstiegszeit t_{vi} : $t = t/t_{vi}$. Theoretischer Verlauf durchgezogen.

Abb. 9a und 9b zeigen die gute Übereinstimmung der experimentell gefundenen zeitlichen Abhängigkeiten von $I(t)$ bzw. $\Delta N(t)$. Der Inversionsabruf erfolgt im Mittel bei $\Delta N \approx 0,9$. Die Wahl des Zeitpunkts des Inversionsabrufs erfolgt an den einzelnen VerstärkertrIGGERGERÄTEN. Da der Oszillator mit einer Verzögerung von $t_{osc} \approx 1, \mu s$ mit dem Laserbetrieb beginnt, ist zur Pumpzeit Δt noch etwa $1, \mu s$ zu addieren: $t = \frac{t}{t_{vi}} = \frac{\Delta t + t_{osc}}{t_{vi}}$.

Als letzte Größe in Gleichung (1) bleibt schließlich die Sättigungsenergiedichte

$$(26) \quad e_s = h\nu \frac{a}{b} \cdot \frac{1}{\sigma} \quad \text{mit dem stat. Gewichtungsfaktor } a = 7/12$$

und dem Entartungsfaktor $b = 1 + 7/24$,
siehe /5/.

Die obigen Gleichungen in Gl. (1) eingesetzt ergeben die "Jodlaserformel" für die Energieextraktion. Die Güte dieses Rechenmodells wurde bisher an V1, V2 von PLASTERIX und teilweise am V4 von ASTERIX III getestet. Abb. 10 zeigt die gute Übereinstimmung mit den Meßwerten E_{aus} (E_{ein}). Abb. 9c zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung der gemessenen Ausgangsenergie $E_{aus}(\Delta t)$ mit dem Modell.

Das Programm AMPLIFIC berechnet die Ausgangsenergie E_{aus} als Funktion der Eingangsenergie gemäß (1) mit Hilfe der Parameter in Tab. 1. Diese Parameter sind teils systemimmanent, teils vom Operateur vorzugeben ("Schalttafelparameter"). Sie sind auf jeden Fall alle einer

Feste Werte	Formelzeichen	Dim.
Laserphoton	h	J
Entartungsfaktor	a	
Gewichtsfaktor	b	
Dampfdruckkurvenparameter	A	grad
"	B	
Dopplerbreite	$\Delta \nu_D$	GHz
Druckverbreiterungskoeffizient Jodid	α_I	GHz/bar
" Puffergas	α_F	GHz/bar
<hr/>		
systemimmanente Größen		
Rohrradius	R	cm
Justier- und Stoßwellenabschlag	S	cm
Maximale Oszillatorenergie ohne Fremdgas	E_{max}	J
Jodiddruck für E_{max}	p_{max}	bar
Blitzlichtanstiegszeit Oszillator	τ_{Osc}	/usec
" Verstärker	τ_V	/usec
Eingangsenergie	E_{ein}	J
<hr/>		
Schalttafelparameter		
Puffergasdruck	p_F	bar
Temperatur des flüssigen Jodids	ϑ	°C
Ladespannung	U	V
Pumpzeit	Δt	/usec

Tab. 1

Eingangsparameter für die Verstärkungsberechnung mit AMPLIFIC

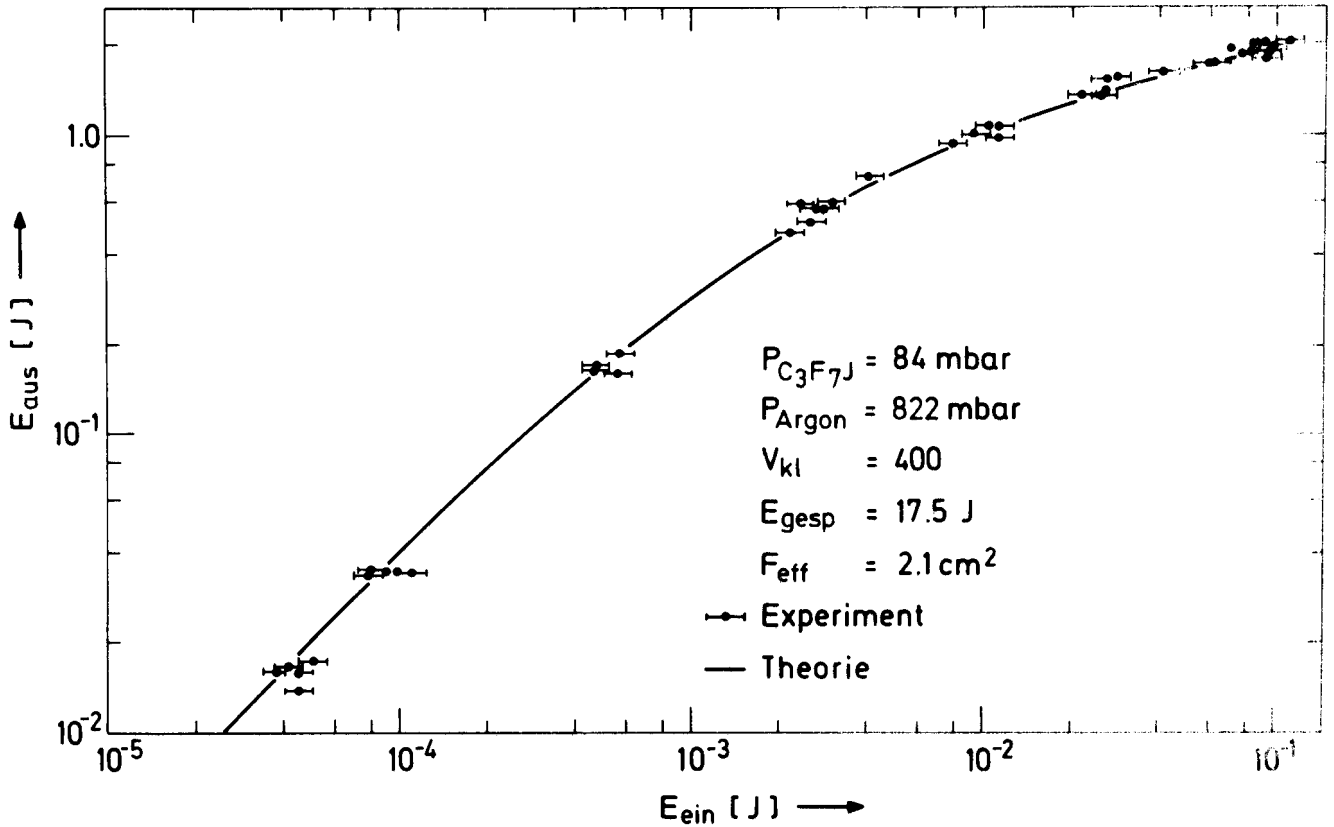


Abb. 10 Verstärkungskurve E_{aus} (E_{ein}) gemessen an V2 (PLASTERIX) und berechnet mit AMPLIFIC.

Messung zugänglich. Die Auswahlkriterien der Schalttafelparameter sind durch verschiedene "Philosophien" festgelegt:

- a. Der Puffergasdruck bestimmt im wesentlichen die Kleinsignalverstärkung und somit das Anschwingungsverhalten bzw. die Vorpulsenergie. Bei Targetexperimenten ergab sich, daß eine mittlere Kleinsignalverstärkung von 50 bis 100 pro Verstärker genügend niedrige Vorpulsenergien liefert.

- b. Die Temperatur des Jodids bestimmt die Inhomogenität der Inversion und damit ebenfalls das Anschwingungsverhalten an den Rohrwänden, außerdem in geringerem Maße die Strahlqualität.
- c. Die Betriebsspannung der Blitzlampen ist nach oben begrenzt. Je näher man an die Zerstörschwelle heranrückt, desto kürzer wird die Lebensdauer.
- d. Die Verzögerung der Triggergeräte bestimmt sowohl das Anschwingungsverhalten, die räumliche Inversion und die Strahlqualität wegen der Stoßwelle. Δt wird so gewählt, daß etwa 90% der Gesamtinversion abgerufen wird. Bei den kleinen Verstärkern dürfte der Wert etwas niedriger liegen.

B. Radial inhomogene Verstärkung: "AMPLIPROFIL"

AMPLIFIC beschreibt nach den bisher vorliegenden Erkenntnissen die kleinen Verstärker sehr gut, da dort auch die Homogenität der Profile $\Delta N(r)$ und $e_{\text{ein}}(r)$ ziemlich gut gewährleistet ist. Bei den größeren Systemen ist dies aber nicht der Fall. Daher muß das Rechenverfahren mit der Frantz-Nodvik-Formel (1) so verändert werden, daß eine Bestimmung von $e_{\text{aus}}(r)$ und E_{aus} in Abhängigkeit von $e_{\text{ein}}(r)$ und $\Delta N(r)$ möglich wird. Dies kann auf einfachste Weise durch die Teilung des aktiven Laservolumens (s. Abb. 1) in möglichst viele koaxiale Ringvolumina erfolgen. In jedem Teilvolumen sollen wieder Rechteckprofile angenommen werden. Für einen Ring j werden

die $e_{\text{aus}}(r_j)$ bzw. $E_{\text{aus}}(r_j)$ einzeln berechnet. Die Gesamtenergie E_{aus} ist dann die Summe der einzelnen $E_{\text{aus}}(r_j)$. Die Energiedichte im Ring Nr. j ist entsprechend Gl. (1):

$$(27) \quad e_{\text{aus}}^{(j)} = e_s \ln \left\{ 1 + \left(e^{e_{\text{ein}}^{(j)}/e_s} - 1 \right) \exp \left(\frac{e_{\text{sp}} \Delta N^*(r_j)}{e_s} \right) \right\},$$

wobei

$$(28) \quad e_{\text{sp}} = \frac{a E_{\text{sp}}(P_I) \Delta N_{\text{rel}}(\Delta t)}{b R^2 \pi}.$$

Für die relative räumliche Inversionsverteilung $\Delta N^*(r_j)$ muß eine Modellfunktion gefunden werden. Verschiedene Versuchsmethoden (Brennfleckuntersuchungen, Kleinsignalverstärkungsmessungen) haben ergeben, daß $\Delta N(r)$ sehr gut mit Gl. (18) bzw. als deren Näherung mit einer Parabel, deren Scheitel in der Verstärkerachse liegt, beschrieben werden kann (Abb. 11). Zunächst sei die radiale Inversion

$$(29) \quad \Delta N(r) = \Delta N_0 + m r^2 \quad \text{mit} \quad \Delta N(0) = \Delta N_0.$$

Die mittlere Volumeninversion erhält man durch

$$(30) \quad \overline{\Delta N} = \frac{\Delta N_{\text{ges}}}{R^2 \pi} = \Delta N_0 + \frac{m}{2} R^2,$$

was mit

$$(31) \quad \Delta N_{\text{ges}} = 2\pi \int_0^R \Delta N(r) r dr = \Delta N_0 R^2 \pi + \frac{m}{2} R^4 \pi$$

folgt.

Die radiale Inversionsverteilung bezogen auf die mittlere Volumeninversion ist somit

$$(32) \quad \Delta N^*(r) = \frac{1 + \varepsilon r^2}{D} \quad \text{mit } \varepsilon = \frac{m}{\Delta N_0}$$

$$\text{und } D = 1 + \frac{\varepsilon}{2} R^2$$

Das nützbare Zylindervolumen wird in k Rohrvolumina unterteilt der Dicke $\Delta r = \frac{R - S}{k}$, d.h. $r_j = j \cdot \Delta r$, $j = 1 \dots k$. Ferner

ist $E_{\text{ein}} = \sum_{j=1}^k e_{\text{ein}}^{(j)} \Delta F_j$ mit
 (aus) $e_{\text{ein}}^{(j)}$ (aus)

$$(33) \quad \Delta F_j = (r_j^2 - r_{j-1}^2) \pi = (2j - 1) (\Delta r)^2 \pi.$$

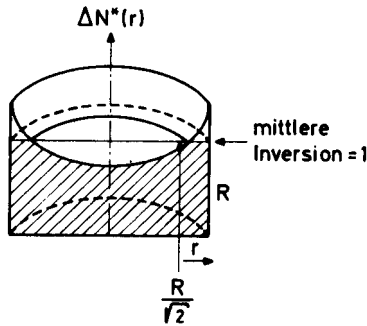


Abb. 11a Modellinversion.

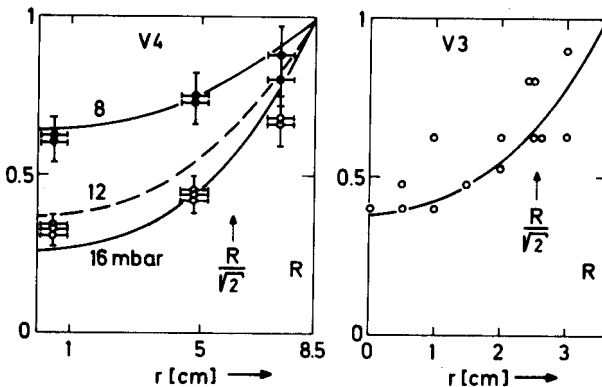


Abb. 11b Inversionsprofile von V3 und V4.

Die Speicherkapazität des HP 97 erlaubt die Aufteilung des Zylinders in $k = 19$ Rohre. Das Programm AMPLIPROFIL berechnet die radiale Energiedichte $e_{\text{aus}}^{(j)} = e_{\text{aus}}(r_j)$ und die Gesamtenergie $E_{\text{aus}} (E_{\text{ein}})$ bei beliebigem Eintrittsprofil $e_{\text{ein}}(r_j)$ und bei beliebigem Inhomogenitätsparameter ε in Gl. (32).

Diese Rechnungen wurden speziell am Beispiel V 4 mit verschiedenen Profilkombinationen durchgeführt. Die Gesamteingangsenergie E_{ein} war in allen Fällen 20 (J), die gespeicherte Energie $E_{\text{Sp}} = 1000$ (J). Für die Inversionsprofile wurden entweder $\varepsilon = 0$ (Rechteck) oder $\varepsilon = 0,018$ (cm^{-2}) (siehe Abb. 11b) gewählt. In Abb. 12 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Die Profile sind auf maximale Intensität = 1 normiert. Erstaunlicherweise ist die Abweichung der Ausgangsenergien mit Profilen bei den hier gerechneten realistischen Beispielen höchstens $\pm 7\%$ vom homogenen Wert (Rechtecke). Das bedeutet, daß auch Eintrittsprofile mit Fresnelringstrukturen ($F = 2,1$ bzw. 3 in Abb. 12) keine nennenswerten Einbußen bei der Gesamtverstärkung verursachen. Ein am Rand überhöhtes Inversionsprofil hat lediglich auf das Anschwingungsverhalten der Verstärker einen Einfluß (bei $\varepsilon = 0,018$ ist im hier gerechneten Fall mit einer mittleren Kleinsignalverstärkung von 120 (bei $r = \frac{R}{\sqrt{2}}$) die Kleinsignalverstärkung am Rand 720!), aber nicht auf die Energieextraktion. Andererseits sind solche Rechnungen der Austrittsprofile sehr nützlich, um Zonen hoher Intensität vorauszusagen, welche möglicherweise die Belastbarkeit optischer Komponenten überschreiten.

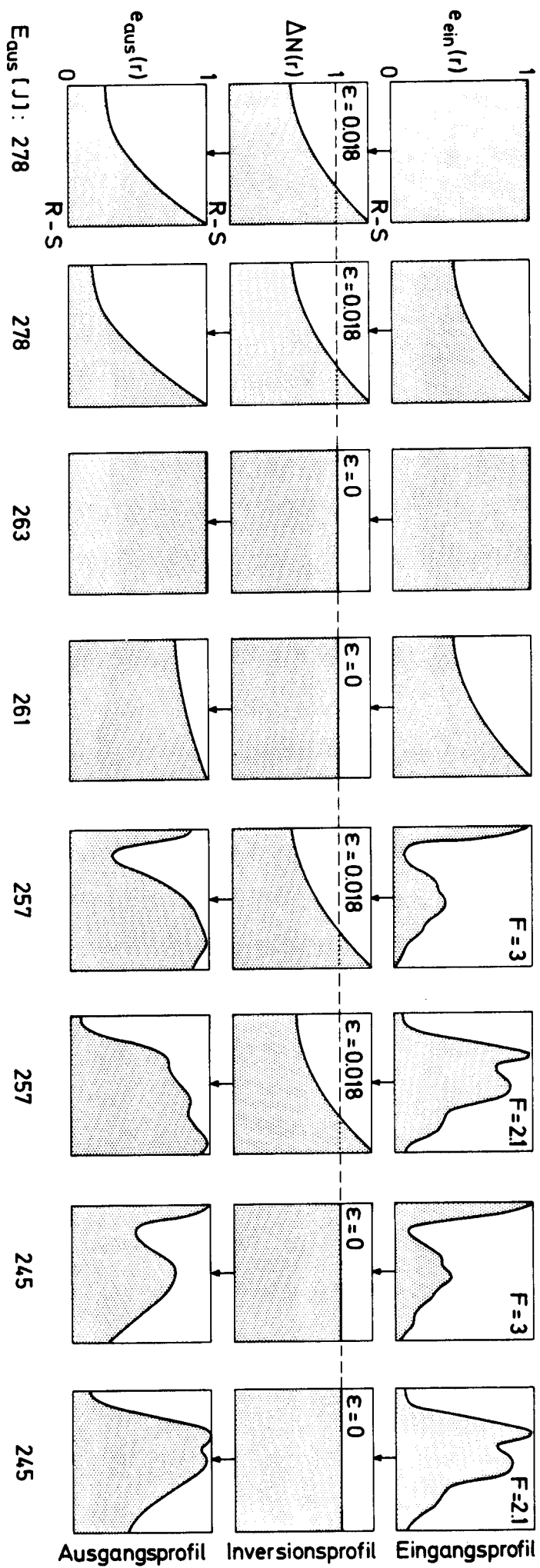


Abb. 12 Strahlprofile $e_{aus}(r)$ und Ausgangsenergien E_{aus} von V4 berechnet mit AMPLIPROFIL für verschiedene Eingangsstrahlprofile $e_{in}(r)$ und Inversionsprofile $\Delta N(r)$.

C. Extinktionsverluste: "AMPLILOSS"

Nachdem der Einfluß der radial inhomogenen Verstärkung geringfügig anzusehen ist, bleiben als verstärkungsmindernd nur noch Extinktionsverluste auf dem gesamten Weg der Verstärkerkette:

- 1) Extinktionsverluste der passiven optischen Elemente
(Fenster, Spiegel, Faradaydreher etc.)
- 2) Extinktionsverluste in der Laboratmosphäre
- 3) Extinktionsverluste im aktiven Lasermedium

Zu Punkt 1)

Die Verluste sollten theoretisch für dielektrische Spiegel $\lesssim 0,5\%$ sein, ebenso für jeden AR-Belag pro Linsenfläche. Faradaydreher mit 2 Polarisatorplatten sollten eine Transmission von 0,92 haben /10/.
Der Übertragungsfaktor

V2-3 liegt theoretisch bei 0,77

V3-4 liegt theoretisch bei 0,90.

Zu Punkt 2)

Der Extinktionskoeffizient der Atmosphäre bei $1,3\mu$ liegt zwischen 0,1 und 0,3 (km^{-1}) für "klare Modell Atmosphäre in Seehöhe" bzw. "leichten Dunst" /11/. Damit ergibt sich ein Übertragungsfaktor der Luft zwischen 0,99 und 0,97 auf 100 (m)Weglänge. Insgesamt liegen die

passiven Übertragungsfaktoren auf realistischer Weglänge von 100(m) zwischen 0,75 und 0,87. Tatsächlich wurde bei ASTERIX III bisher 0,6 bis 0,7 erreicht. Ein Wert, der noch verbesserungsfähig zu sein scheint.

Zu Punkt 3)

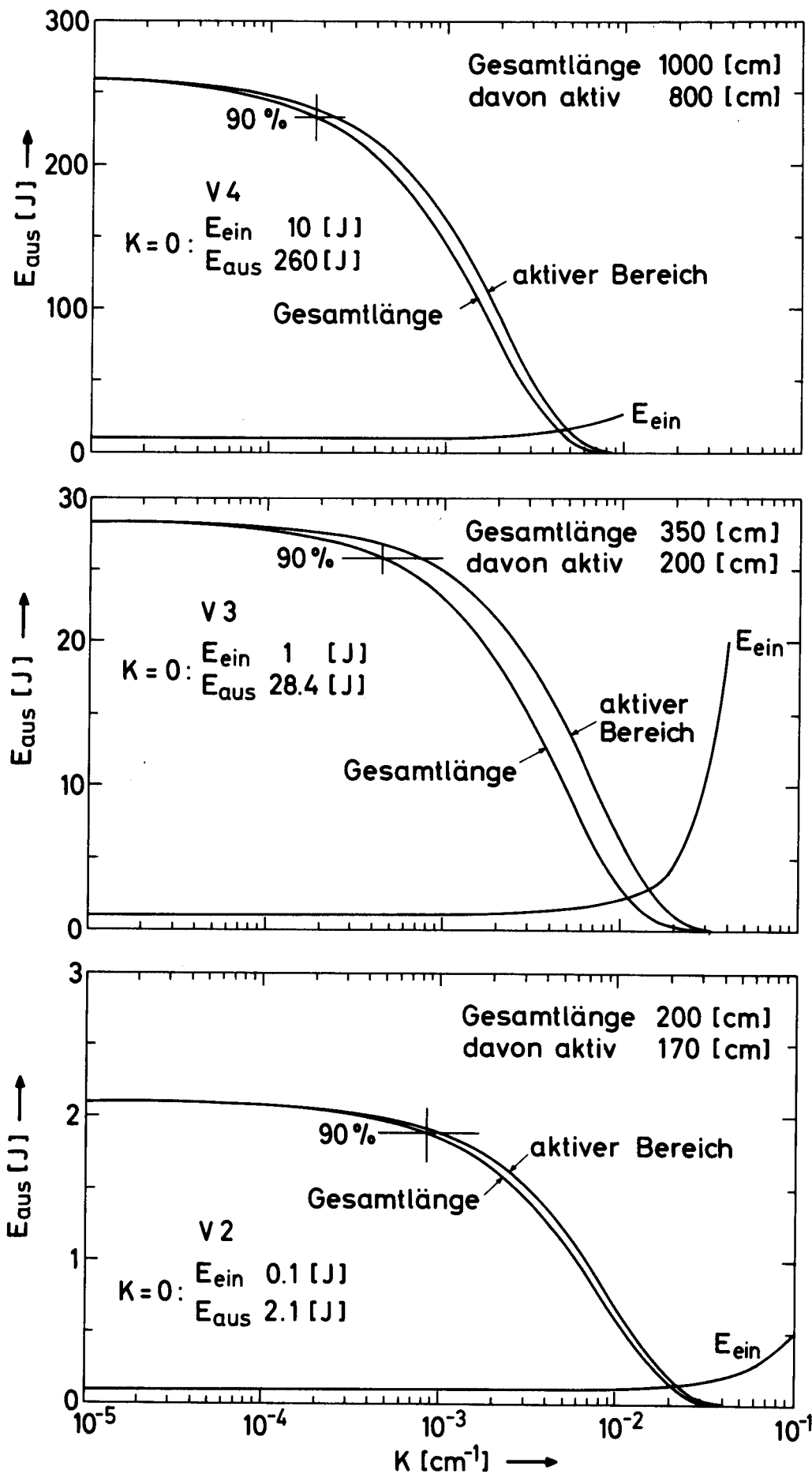
Die Verluste im aktiven Medium werden in der Frantz-Nodvik-Gleichung (1) als 0 angenommen. Um sie zu berücksichtigen, muß die Differentialgleichung

$$(34) \quad \frac{d}{dx} e(x) = w \left[1 - \exp\left(-\frac{e(x)}{e_s}\right) \right] - K e(x)$$

gelöst werden /2,9/.

e ist die Energiedichte, w die gespeicherte Volumenenergie (J/cm^3), e_s wieder die Sättigungsenergiedichte, K eine Extinktionskonstante (cm^{-1}). Für $w = 0$ ergibt sich das bekannte Lambert-Beer-Gesetz: $e = e_0 \exp(-Kl)$ (l = Länge des Mediums), für $K = 0$ bekommt man die Gl. (1). Ist w und K ungleich 0, so ist (34) nicht mehr elementar zu lösen.

Abb. 13 Ausgangsenergien von V2,3,4 in Abhängigkeit von der Extinktion K berechnet mit AMPLILOSS. Die Eingangsenergie am Beginn des aktiven Mediums wird jeweils konstant gehalten. Daher der Anstieg der Eingangsenergie wegen der passiven Verluste vor dem invertierten Medium.



Eine relativ schnelle und einfache Methode zur numerischen Lösung ist das Runge-Kutta-Verfahren /12/. Angewandt im Programm AMPLILOSS wurde der Einfluß der Extinktion am Beispiel V1, 2, 3 durchgerechnet (die Iterationsgenauigkeit konnte für $K = 0$ mit einer Schrittweite von $1/10$ zu 10^{-7} ermittelt werden).

In Abb. 13 a,b,c) ist die Abhängigkeit der Ausgangsenergie E_{aus} von der Extinktionskonstanten K dargestellt. Die Eintrittsenergie am Beginn des aktiven Mediums ($x = 0$) wurde jeweils konstant gehalten. Da der passive Bereich vor $x = 0$ und nach $x = 1$ (Beer-Extinktion) für wachsende K nicht zu vernachlässigen ist, ergibt sich eine geringfügige Korrektur der Eingangsenergie bzw. Ausgangsenergie.

Das Ergebnis dieser Modellrechnungen mit Verlust zeigt erwartungsgemäß, daß für bestimmte Extinktionskonstanten K die Verstärkung völlig zusammenbricht. Die höchstzulässigen Werte für Verluste $\lesssim 10\%$ sind in guter Näherung umgekehrt proportional der aktiven Weglänge l , siehe Abb. 14. Nun stellt sich die Frage, ob solche Extinktionskoeffizienten beim Jodlaser auftreten können. Der etwas vage Begriff Extinktionskoeffizient ist in Wahrheit die Summe einer Unzahl von Streu- bzw. Absorptionskoeffizienten:

$$(35) \quad K = N_V \left(\underbrace{\sigma_{\text{Mie}} + \alpha_{\text{Mie}}}_{\text{Teilchen}} + \underbrace{\sigma_{\text{Ray}} + \alpha_{\text{Moleküle}} + \sigma_{\text{RamanI}} + \sigma_{\text{RamanII}} + \sigma_{\text{Brillouin}} + \dots}_{\text{Moleküle}} \right)$$

$N_V =$ Volumenkonzentration (cm^{-3}); σ, α -Streu-(Absorpt.-) Querschnitt (cm^{-2}).

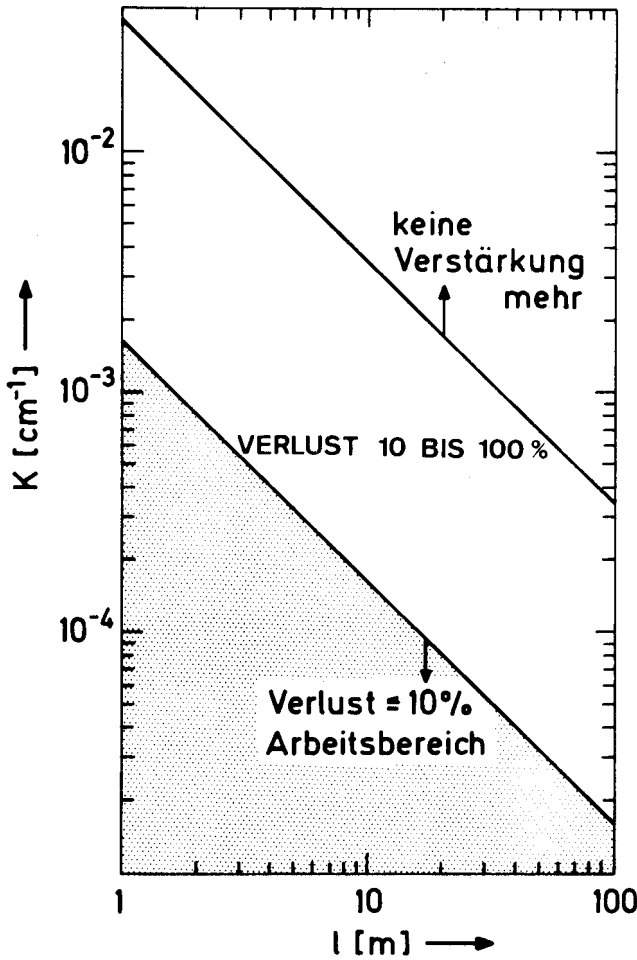


Abb. 14 Zulässige Extinktionskoeffizienten K in Abhängigkeit von der Länge l des aktiven Mediums. Im schraffierten Bereich sind die Verluste kleiner als 10%.

Der Anteil der molekularen Verluste wird weitgehend durch die Rayleighstreuung \mathcal{G}_{Ray} bestimmt, da die übrigen Verluste von höherer Ordnung und mindestens 3 Größenordnungen kleiner sind. Auch stimulierter Ramaneffekt kann ausgeschlossen werden /20/. Der Rayleigh-Streuquerschnitt kann für ein Edelgasatom sphärischer Symmetrie berechnet werden (z.B. /13/).

$$(36) \quad \sigma_{\text{Ray}} = \frac{8\pi^3 [\varepsilon(\lambda, p, T) - 1]^2}{3 N_V^2 \lambda^4},$$

wobei die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = n^2(\lambda, p, T)$ von der Lichtwellenlänge, vom Druck p und der Temperatur T des Gases abhängt. Die Moleküldichte eines idealen Gases ist

$$(37) \quad N_V = 7,243 \times 10^{21} \times \frac{p}{T} \text{ (cm}^{-3}\text{) mit } p \text{ (bar), } T \text{ (K).}$$

Der Brechungsindex von Argon bei 1,31 (μm) ist nach /14/ bei 20°C und 3 bar: $(n-1) = 767,8 \times 10^{-6}$. Somit erhält man für $\sigma_{\text{Ray}} = 1,2 \times 10^{-28} \text{ (cm}^2\text{)}$ oder einen Extinktionskoeffizienten $K = \sigma_{\text{Ray}} \times N_V \approx 10^{-8} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$. Dieser Wert für σ_{Ray} stimmt mit Messungen der Rayleighstreuung an Argon /15/ gut überein.

Der Jodidruck ist bei den großen Verstärkern ca. 300 mal kleiner als der Argondruck, so ist zu erwarten, daß Rayleighstreuung an $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ -Molekülen einen noch geringeren Extinktionskoeffizienten als $10^{-8} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ verursacht. Man kann daher größere K als $10^{-8} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ nur von der Mie-Extinktion $K_{\text{Mie}} = (\sigma_{\text{Mie}} + \alpha_{\text{Mie}}) N_V$ erwarten. N_V ist hier die Volumenkonzentration von Teilchen mit Durchmessern größer als etwa $0,1 \mu\text{m}$, zum Beispiel Jodidtröpfchen oder Aerosole aus Abfallprodukten der photochemischen Prozesse.

Die Theorie der Mie-Streuung ergibt, daß der Extinktionsquerschnitt σ_{Mie} eine ziemlich verwickelte Funktion vom Teilchendurchmesser d , vom komplexen Brechungsindex $m = n + i\kappa$ der Substanz und von der

Lichtwellenlänge λ ist /16/. Die Abb. 15 zeigt die Extinktionsquerschnitte einiger Substanzen in Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser /17/ für HeNe-Laserlicht bei $0,6328 (\mu\text{m})$. Man sieht daraus, daß für Teilchen größer als die Lichtwellenlänge, die Extinktion für alle Substanzen ziemlich gleich ist. Unterhalb der Lichtwellenlänge gibt es ebenfalls zwei Bereiche, jeweils für Teilchen mit oder ohne Eigenabsorption, d.h. mit oder ohne Imaginärteil des Brechungsindex. Die Er-

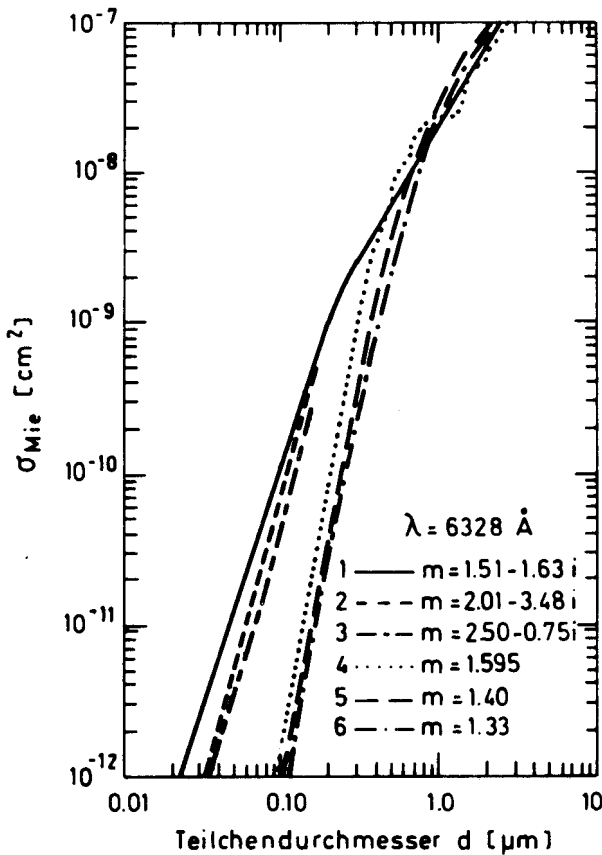


Abb. 15 Mie-Extinktionsquerschnitte gegen Teilchendurchmesser für
1) Eisen, 2) Blei, 3) Graphit, 4) Polystyren, 5) Schwefelsäure,
6) Wasser. Nach /17/.

kenntnisse aufgrund von Abb. 14 und 15 führen zu dem Schluß, daß im Extremfall für V4 bereits 1 Teilchen/cm³ mit ca. 0,2 mm Durchmesser genügt, um $K_{\text{Mie}} \simeq 4 \times 10^{-3} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ werden zu lassen, d.h. die Verstärkung zunichte zu machen. In der Praxis ist durchaus vorstellbar, daß im Verlauf einer Schußserie das Lasermedium mit Aerosolen angereichert wird, deren Durchmesser im Bereich der Laserwellenlänge $\lambda \approx 1, \mu\text{m}$ liegen. Ein 10% Verstärkungsabfall wird dann von Aerosolkonzentrationen um 1000 (cm⁻³) verursacht. Eingehende Untersuchungen der Transmission des Mediums vor und nach dem Schuß ergaben, daß nur bei zu kurzer Umwälzzeit, bzw. Schußfolge, die Teilchenkonzentration störend werden kann. Die Umwälzzeit von V3 für eine Regeneration des Mediums nach dem Schuß auf 99,9% Transmission liegt bei ca. 10 min. Das zeitliche Regenerationsverhalten ist auf jeden Fall für jedes Verstärkersystem anders und daher im einzelnen experimentell zu bestimmen.

D. Der Rohrradius: "AMPLITUDE"

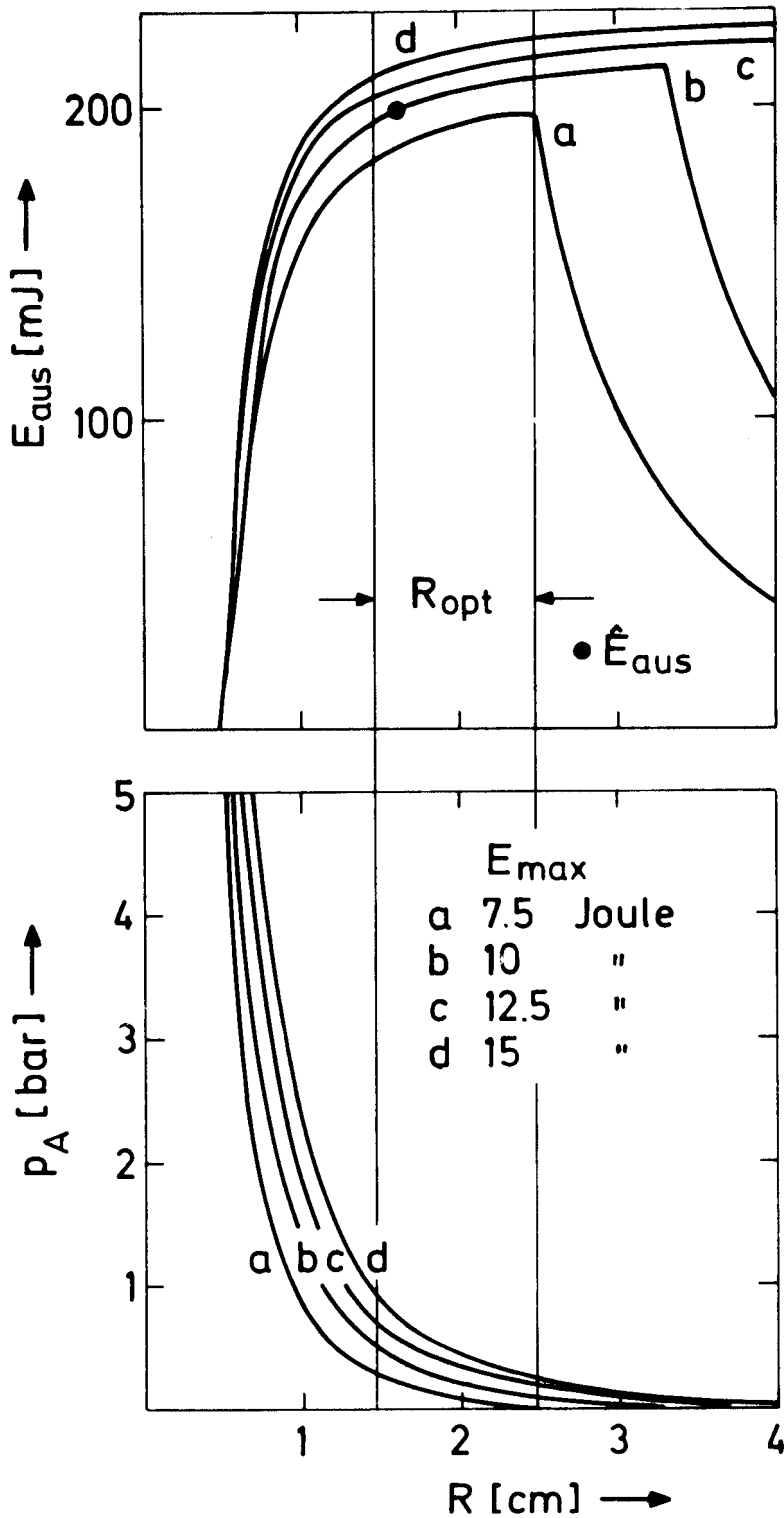
Es ist durch die Ergebnisse von B, C und D erwiesen, daß die einfache Frantz-Nodvik-Formel (1) für alle weiteren Rechenexempel eine sehr gute Näherung darstellt, was die Gesamtenergieextraktion eines Jodlasersystems anbelangt. Mit den in B und C gewonnenen Erkenntnissen läßt sich nunmehr eine gute Modellrechnung durchführen bezüglich

1) Optimierung der systemimmanenten Parameter, wie der Schalttafelparameter, und

2) Extrapolation zu höheren Pulsenergien ("V5" usw!).

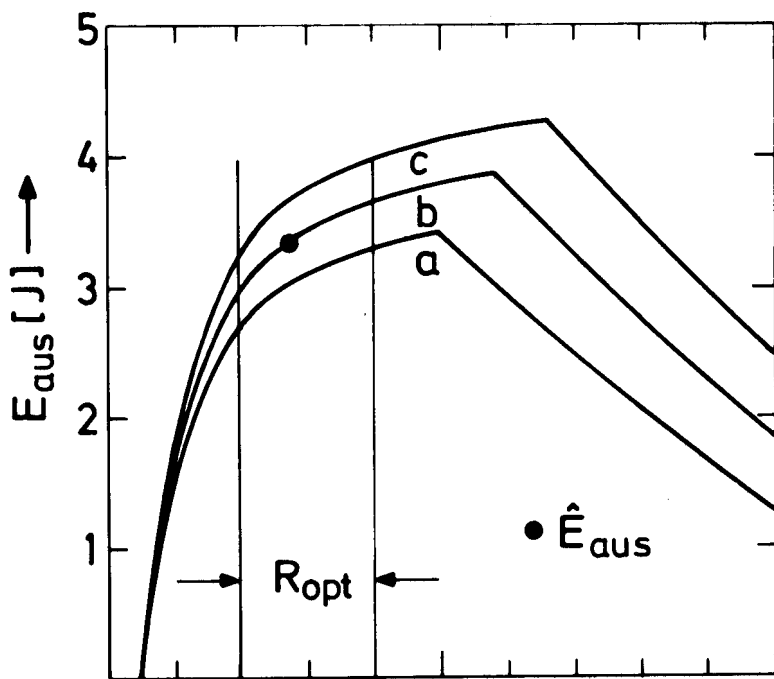
Eine ähnliche Modellrechnung bezüglich der Kosten eines solchen Systems wird späteren Arbeiten vorbehalten sein. Hier ging es lediglich um die physikalische Optimierung. Die entscheidende Größe für die wirkungsvolle Energieextraktion eines Verstärkers ist der Radius des aktiven Laservolumens, da er in die Verstärkungsformel (1) 4 mal eingeht. Mit dem Programm AMPLITUDE wurde ein Verstärkersystem ASTERIX IV/V/VI durchgerechnet. Folgende Eingangsparameter, welche sich aus dem praktischen Betrieb von ASTERIX III und PLASTERIX ergaben, wurden dabei verwendet.

- 1) Die Eingangsenergie am V1 soll $E_{\text{ein}} = 2,5$ (mJ) sein (PLASTERIX: $2,3 \pm 0,5$ (mJ) gemessen).
- 2) Der Justier- bzw. Stoßwellenabschlag soll $S = 0,5$ (cm) sein bis V4, 1 (cm) für V5 und V6.
- 3) 90 % der für die Verstärkung verfügbaren Inversion $\Delta N(t)$ werden abgerufen, s. Abb. 9b.
- 4) Ab V2 werden die Übertragungsfaktoren zum nächsten Verstärker (Sätt. Absorber, Faradaydreher, usw.) mit 0,6 (!) angesetzt.
- 5) Die mittlere Ausgangsenergie E_{aus} wurde für die jeweilige mittlere Oszillatorenergie E_{max} und für einen praktikablen Argondruck $p_A \lesssim 3$ bar festgelegt.
- 6) Die Oszillatorenergien E_{max} entsprechen mit den vorhandenen Kon-



V1

Abb. 16a Bereiche der optimalen Rohrradien für V1 bis V5 berechnet nach AMPLITUDE.



V2

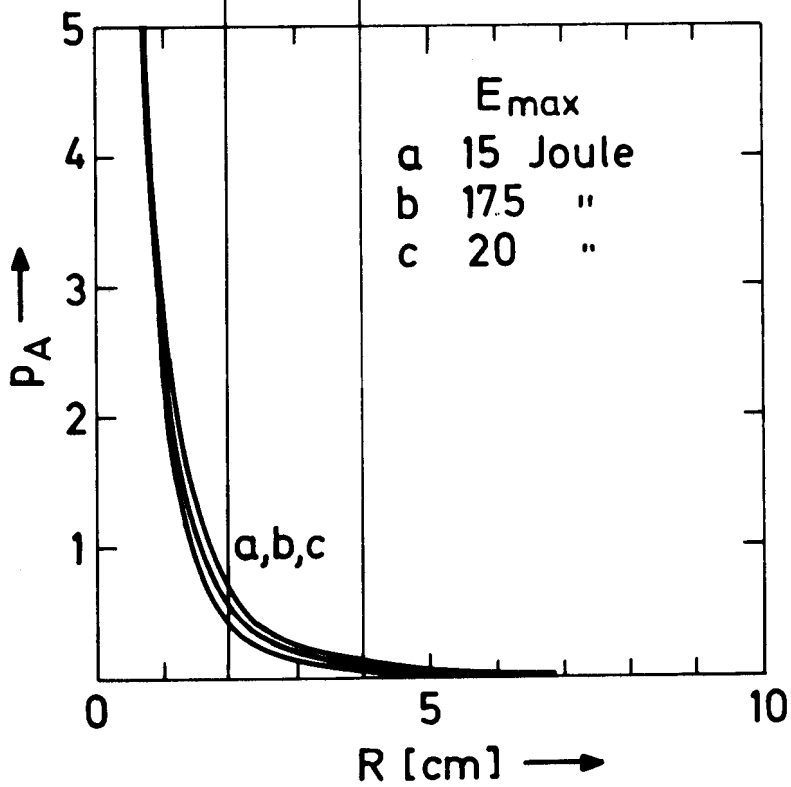
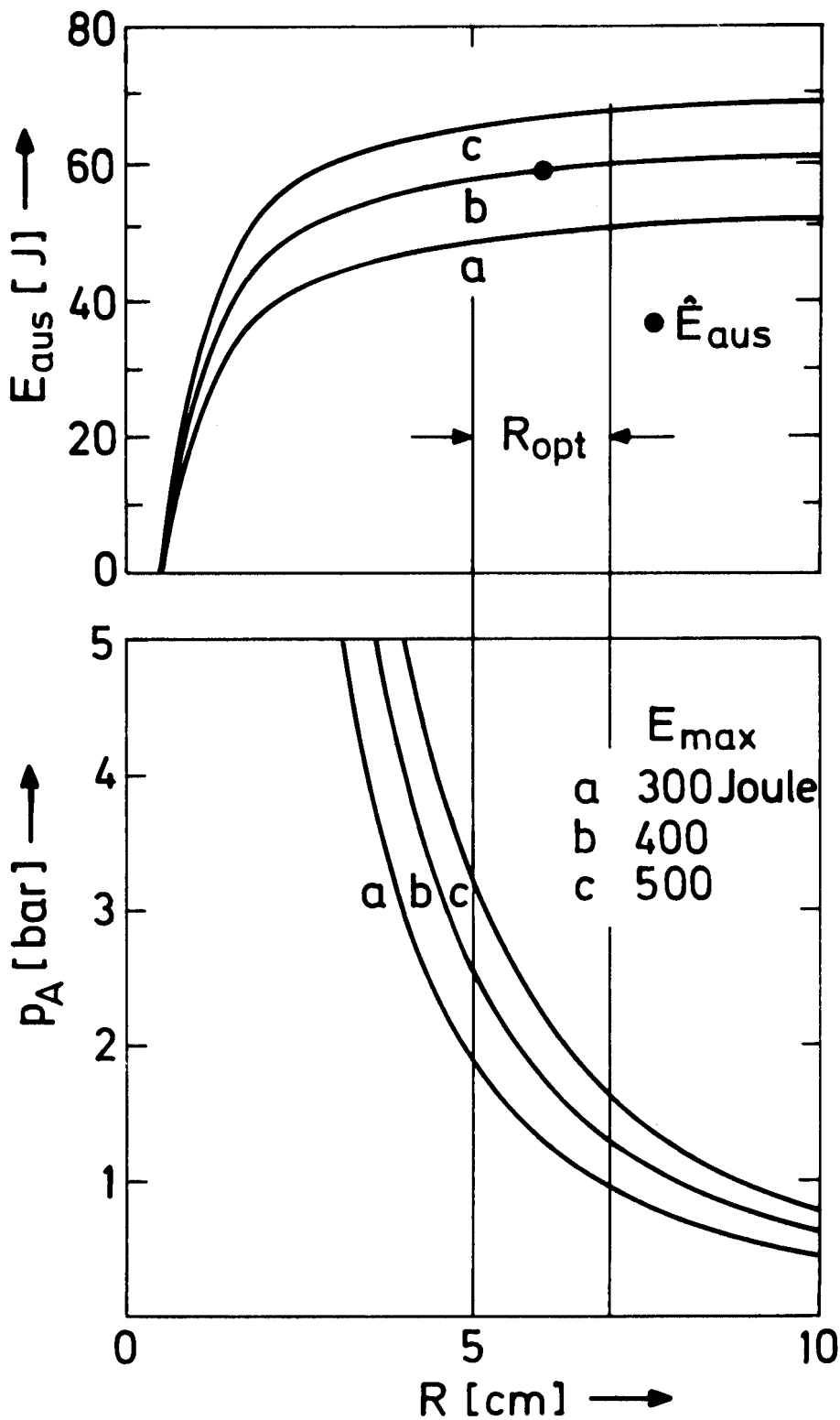
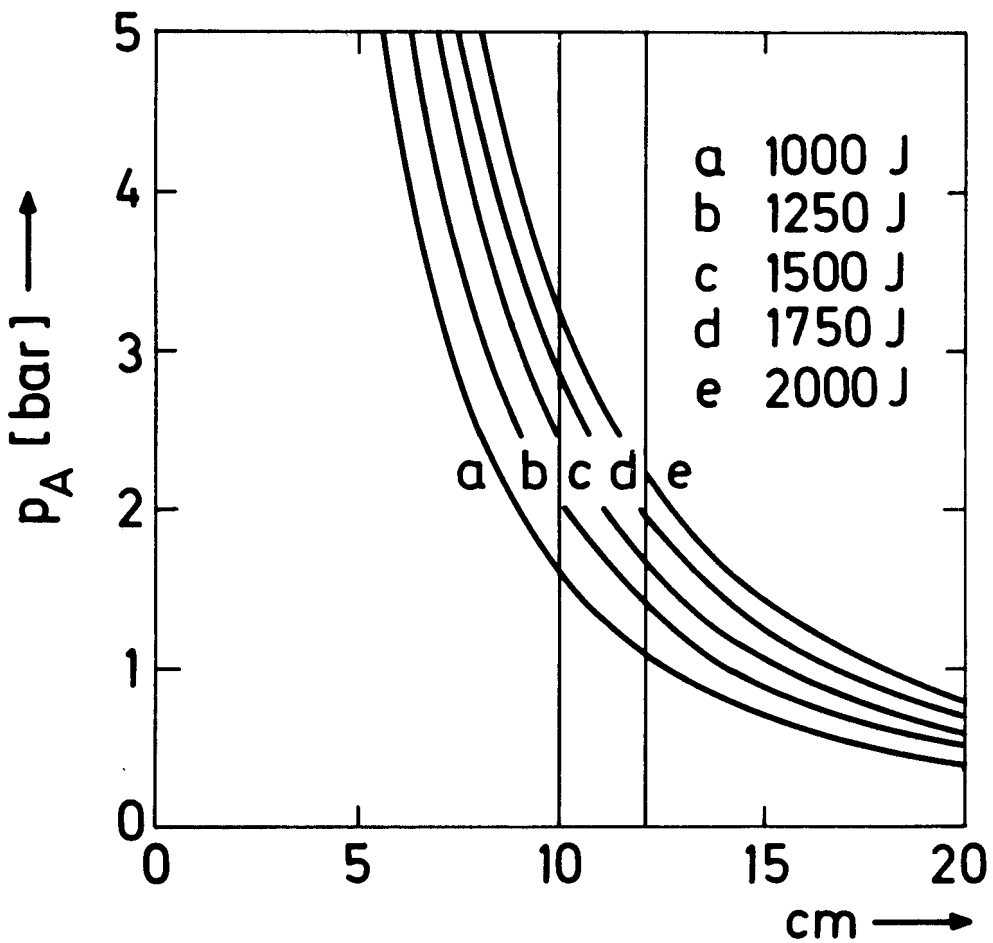
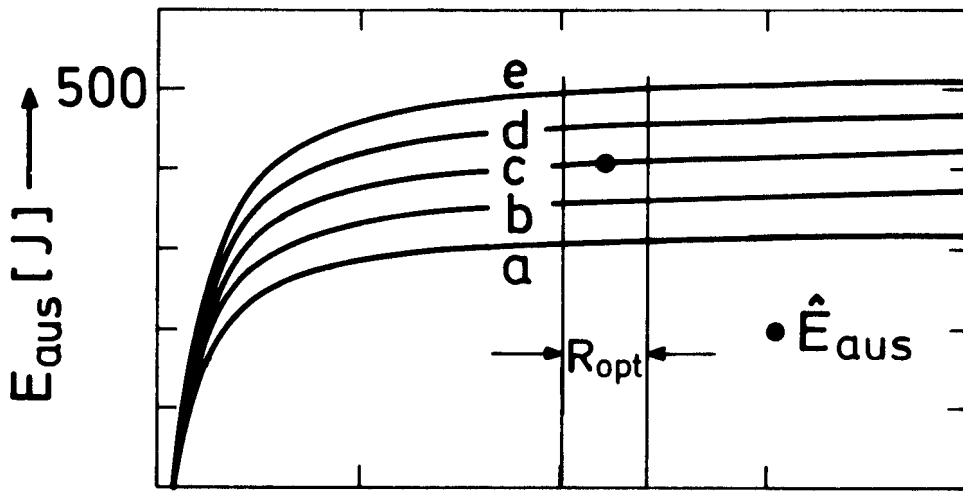


Abb. 16 b



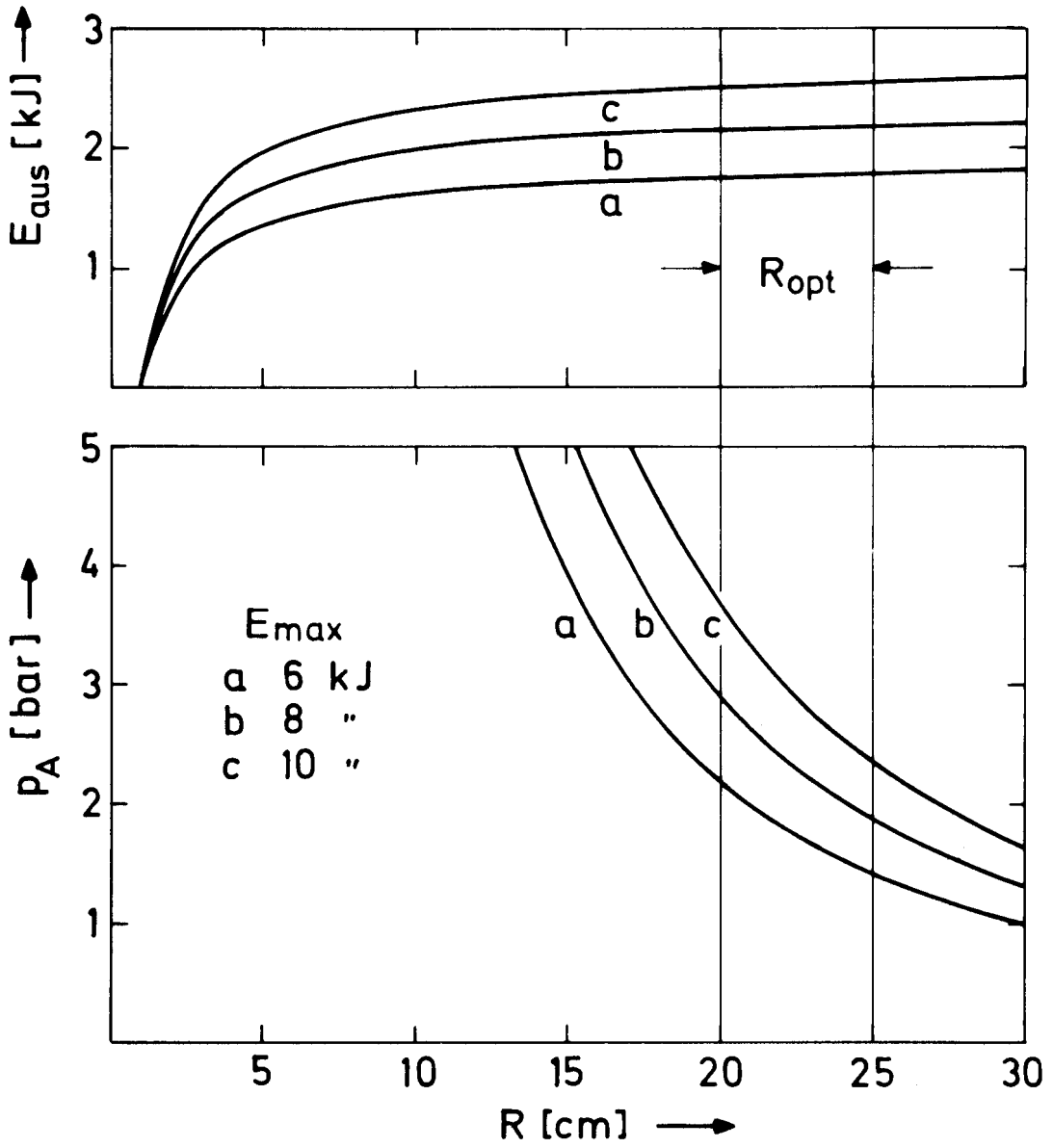
V 3

Abb. 16 c



V 4

Abb.16 d



V5

Abb. 16 e

densatorbatterien von ASTERIX III einem Wirkungsgrad

$$\eta_{\text{osc}} = 0,3 \text{ bis } 0,5\%.$$

7) Die Pumpgeometrie ist "konservativ" d.h. am Rohrrand liegende Blitzlampen.

8) Die Kleinsignalverstärkung soll $V_{K1} \lesssim 100$ sein.

Die Ergebnisse des Programms AMPLITUBE sind den Abb. 16 a...e zu entnehmen. Zunächst geht daraus hervor, daß die bislang eingesetzten Rohrradien von ASTERIX III alle zu klein sind. Der Einfluß des Rohrradius ist bei den großen Verstärkern jedoch hauptsächlich auf den Argondruck beschränkt. Kleinere Radien als R_{opt} ändern in gewissen Grenzen die Ausgangsenergie nur um einige Prozent, aber der Druck des Puffergases zur Aufrechterhaltung der mittleren Kleinsignalverstärkung $V_{K1} = 100$ steigt drastisch.

Die größeren Rohrradien sind, nebenbei bemerkt, natürlich auch günstiger für die energetische Belastung der Laserfenster und übrigen optischen Komponenten.

E. 40 Terawatt mit 6 Verstärkern: "ASTERIX VI"

Abb. 17 zeigt als Vergleich noch einmal zusammenfassend den gegenwärtigen Stand von ASTERIX III und die möglichen Verbesserungen bzw. Ver-

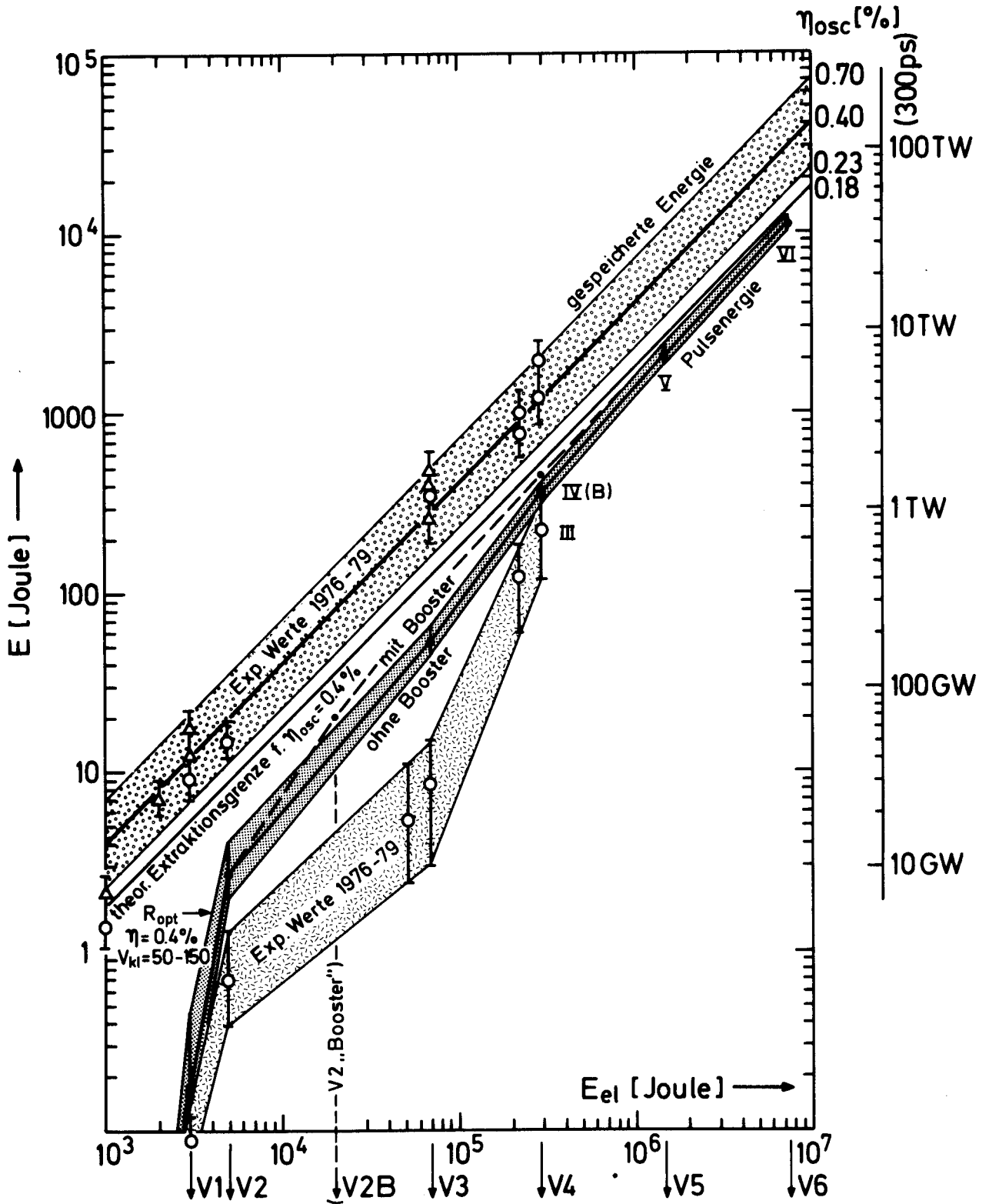


Abb. 17 Extraktionskurve der optischen Energien gegen die elektrischen Energien für eine Jodlaserkette ASTERIX VI.

Verstärker/Parameter	V1	V2	V2B	V3	V4	V5	V6	
Jodiddruck, p_I (mbar) ¹⁾⁴⁾	92	77	38	23	12	5	3	
" -temperatur, ϑ ($^{\circ}\text{C}$)	-15	-18	-31	-39	-49	-60 ²⁾	-69 ²⁾	
Argondruck, p_{Ar} (bar)	0,65	1,0	1,2	1,9	1,95	2,1	2,8	
Bandbreite, $\Delta\nu$ (GHz) ³⁾	4,0	5,1	5,3	7,6	7,6	8,0	10,5	
Wirk.-Querschn., σ (10^{-19}cm^2)	3,6	3,0	3,0	2,3	2,3	2,3	1,9	
Sätt.-Energ.-Dichte, e_s (J/cm^2)	0,19	0,22	0,23	0,29	0,29	0,30	0,36	
Pumpzeit, Δt (μs) ⁵⁾	5	5	12	12	12	12	12	
UV-Anst.-Zeit, τ_v (μs)	1,6	1,6	4,2	4,2	4,2	4,2	4,2	
gesp. Energie, E_{max} (J) ⁹⁾	12	20	85	300	1200	6000	30000	
$E_{\text{sp}}(\Delta t, \vartheta)$, (J)	9,7	16,2	66	234	936	4680	23400	
elektr. Energie/40kV, (MJ)	0,003	0,005	0,018	0,07	0,29	1,5	7,2	
Zahl der Lampen	4	4	4	16 ⁸⁾	64 ⁸⁾	324 ⁸⁾	1600 ⁸⁾	
aktive Länge, l (m)	1,6	1,6	2	2	8	18	40	
inn.Rohrradius, R (cm)	1,25	1,5	3	5	10	22	45	
Abschlag ⁶⁾ , S (cm)	0,4	0,4	0,5	0,5	0,5	0,8	1	
Sättigungsgrad ⁷⁾	0,005	0,2		0,14	0,63	0,87	0,96	
Kleinsig.-Verstärk., V_{kl}	100	100		100	100	100	100	
Eing.-Energie, E_{ein} (J)	0,002	0,17		2,68	52	371	2106	
Ausg.-Energie, E_{aus} (J)	0,17	2,68		52	371	2106	11160	
ohne V2B: "ASTERIX:					IV	V	VI"	
Eing.-Energie, E_{ein} (J)				2,68	19,9	98	449	2230
Ausg.-Energie, E_{aus} (J)				19,9	98	449	2230	11343
mit V2B: "ASTERIX:					IVB	VB	VIB"	

1) i-C₃F₇I

2) i-C₃F₇I und n-C₃F₇I Gemisch (Schmelzpunkterniedrigung!)

3) $\Delta\nu_D(300\text{K})=0,25(\text{GHz})$, $\alpha_{i-C_3F_7I}=14,9(\text{GHz}/\text{bar})$, $\alpha_{Ar}=3,7(\text{GHz}/\text{bar})$

4) $p_{\text{opt}}=p_{\text{max}}/2$, $R_{p_{\text{max}}}=0,23(\text{cm bar})$

5) mehr als 90% der gespeicherten Energie wird angesteuert

6) Justier- und Stoßwellenabschlag ($v_{\text{Schall}}=0,4(\text{mm}/\mu\text{s})$)

7) e_{ein}/e_s

8) 4,5(kJ) bei 40(kV), Reflektorbreite 7(cm)

9) $\eta_{\text{osc}}=0,4\%$

Tab.2 Verstärkerdaten der verbesserten Jodlasersysteme.

größerungen mit Hilfe einer Extraktionskurve. Es sind darin optische Energien gegen die jeweiligen elektrischen Energien der Kondensatoren aufgetragen (bei V3 und V4 für 35 und 40 kV). Von der gespeicherten Energie eines Verstärkers kann im Einlinienbetrieb (3-4 Übergang) höchstens ein Bruchteil von 0,45 abgerufen werden. Das bestimmt die theoretische Extraktionsgrenze bezüglich des Wirkungsgrades im Oszillatorbetrieb von $\eta_{osc} = 0,4\%$. Für einen günstigen Gesamtwirkungsgrad und für die Stabilität einer Verstärkerkette ist es erstrebenswert, diese Extraktionsgrenze möglichst schnell zu erreichen. Der gegenwärtige Zustand von ASTERIX III ist demzufolge noch verbesserungsbedürftig. Die Optimierung von V2 und V3 dürfte den gegenwärtigen Einbruch der Extraktionskurve anheben: ASTERIX III A. Wegen der Stabilität der Anfangsstufen wird es beim Bau eines neuen Systems erforderlich sein, den relativ großen Sprung der elektrischen Energien von V2 nach V3 durch einen zusätzlichen "Nachbrenner" V2 B oder einem größeren V2 zu überbrücken: ASTERIX IV B.

Mit einem optimierten System ASTERIX IV B liegt man schon ziemlich dicht an der Extraktionsgrenze. Eine weitere Steigerung der Einzelpulsenergie ist nach allen vorhandenen Erkenntnissen nur mit weiteren Verstärkern möglich: ASTERIX V/VI. In Tab. 2 sind die Parameter aller Entwicklungsstufen von ASTERIX III bis VI angegeben. Bei einer Pulsdauer von 300 ps können mit 6 Verstärkern etwa 40 Terawatt erzeugt werden. V 5 hat einen Innendurchmesser von 44, V6 90 cm. Die dazugehörigen optischen Komponenten wie Fenster, Spiegel usw. sind technologisch zu realisieren, bzw. auf dem Markt erhältlich.

Anerkennung

Ich danke Herrn K.J.Witte für die zahlreichen Hinweise und Diskussionen über den Jodlaser. Die Sammlung von Meßwerten an PLASTERIX wurde durch ihn sowie Herrn H.Stehbeck tatkräftig unterstützt. Die empirischen Daten von ASTERIX III wurden mit Hilfe von Herrn R. Brodmann gewonnen.

Literatur

- 1) L.M. Frantz, J.S.Nodvik, J. Appl. Phys. 34, 2346 (1963)
- 2) W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer-Verlag N.Y. Hd, B. (1976)
- 3) H. Saito, T. Uchiyama, T. Fuyioka, IEEE J. Quant. Electr. QE-14, 302 (1978)
- 4) J.N. Olsen, J. Appl. Phys. 47, 5360 (1976)
- 5) W. Fuß, K. Hohla, Z. Naturforsch. 31a, 569 (1976)
- 6) F.T. Aldridge, IEEE J. Quant. Electr. QE-11, 215 (1975)
- 7) V.S. Zujev, V.A. Katulin, V.Ju. Nosac, O.Ju. Nosac, Sov. Phys.JETP 62
- 8) W. Fuß, K. Hohla, Opt. Comm. 18, 427 (1976)
- 9) E. Fill, K. Graf von Finckenstein, IEEE J. Quant. Electr. QE-8, 24 (1972)
- 10) W.W. Simmons, D.R. Speck, J.T. Hunt, Appl. Opt. 17, 999 (1978)

- 11) Handbook of Lasers, Chemical Rubber Co., Cleveland (1971)
- 12) R.Zuhrmühl, Prakt. Mathem. f. Ing. u. Phys., Springer Berlin (1963)
- 13) R.W. Pohl, Optik und Atomphysik, Springer Berlin (1967)
- 14) E.R. Peck, D.J. Fischer, J. Opt. Soc. Am. 54, 1362 (1964)
- 15) R.R. Rudder, D.R. Bach, J. Opt. Soc. Am. 58, 1260 (1968)
- 16) Van der Hulst, Light Scattering by Small Particles, Wiley, New York (1957)
- 17) F.R. Faxvog, Appl. Opt. 13, 1913 (1974)
- 18) M.A. Pollak, Appl. Phys. Lett. 8, 36 (1966)
- 19) D.E. O'Brien, J.R. Bowen, J. Appl. Phys. 40, 4767 (1969)
- 20) J.C. Cummings, R.E. Palmer, D.P. Aeschlimann, Opt. Comm. 27, 455 (1978)
- 21) Guyot, Priv. Mitteilung (1979)

- 22) A. Yariv, Quant. Electr., 2nd ed., Wiley New York (1975)
- 23) R.E. Palmer, T.D. Patrick, M.E. Riley, SAND 77-1517,
p. 56 ff. (1978),

R.E. Palmer, T.D. Patrick, M.E. Riley, IEEE J. Quant. Electr.
QE-15, 178 (1979)
- 24) W.W. Rigrod, J. Appl. Phys. 36, 2487 (1965)
- 25) Y.J. Kaufman, U.P. Oppenheim, Appl. Opt. 13, 374 (1974)
- 26) G. Brederlow, R. Brodmann, K. Eidmann, H. Krause, M. Nippus,
R. Petsch, S. Witkowski, R. Volk, K.J. Witte, PLF-Report 5 (1978)