

August 1974  
TEA-CO<sub>2</sub>-Oszillatoren zur Erzeugung von  
1 ns-Pulsen im Einlinien-, Mehrlinien-  
und Zweibandbetrieb

H. Baumhacker, H. Brinkschulte,  
E. Fill, R.S. Lang

IPP 4/121

August 1974

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**GARCHING BEI MÜNCHEN**

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK  
GARCHING BEI MÜNCHEN

TEA-CO<sub>2</sub>-Oszillatoren zur Erzeugung von  
1 ns-Pulsen im Einlinien-, Mehrlinien-  
und Zweibandbetrieb

H. Baumhacker, H. Brinkschulte,  
E. Fill, R.S. Lang

IPP 4/121

August 1974

*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.*

August 1974

Zusammenfassung

Es werden mehrere TEA-CO<sub>2</sub>-Oszillatortypen beschrieben, die kurze Einzelpulse von ca. 1,2 ns Halbwertsbreite liefern. Die erzielten Einzelpulsenergien betragen 20 - 30 mJ; dies entspricht Leistungen von 17 - 25 MW. Die Strahldivergenz ist mit 1,6 - 2 mrad praktisch beugungsbegrenzt. Die kurzen Pulse werden sowohl aktiv durch die akustooptische Modenkopplung, als auch passiv durch die Modenkopplung mittels nichtlinearer Absorber erzeugt. Durch Einfügen von spektral selektiven Absorbern in den Resonator und durch Ansteuerung wird erreicht, daß die Oszillatoren auf mehreren Linien im P- und R-Zweig des 10,4 µm - und/oder des 9,4 µm - Bandes gleichzeitig emittieren.

Abstract

Several TEA CO<sub>2</sub> oscillators which produce short single pulses of about 1.2 ns duration are described. The energy of one short pulse is 20 - 30 mJ, which corresponds to a power of 17 - 25 MW. The beam divergence is 1.6 - 2 mrad and therefore nearly diffraction limited. The short pulses are generated both actively by acoustooptic mode-locking techniques and passively by mode-locking by means of nonlinear absorbers. By inserting spectrally selective absorbers in the resonator and using a spectrally controlled pilot oscillator it is possible to achieve multiline oscillations on the P- and R-branches of the 10.4 µm and/or 9.4 µm band.

## Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
2. Erzeugung kurzer Pulse durch Modenkopplung
  - 2.1 Allgemeines
  - 2.2 Theoretische Grundlagen der Modenkopplung
  - 2.3 Spezielle Methoden der Modenkopplung
    - 2.3.1 Aktive Modenkopplung
    - 2.3.2 Passive Modenkopplung
3. Mehrlinienbetrieb in einem und zwei Bändern
  - 3.1 Mehrlinien-Zweibandemission durch Einführen von spektral selektiven Verlusten in den Resonator
  - 3.2 Mehrlinienemission durch spektrale Ansteuerung des Oszillators
4. Beschreibung der entwickelten TEA-CO<sub>2</sub>-Oszillatorsysteme
  - 4.1 Aktiv modengekoppelter Oszillator mit helischer, widerstandsentkoppelter Entladung und entspiegeltem Germaniumkristall
  - 4.2 Aktiv modengekoppelter Oszillator mit Doppelentladung und Brewsterwinkelmodulator
  - 4.3 Passiv modengekoppelter Oszillator mit Doppelentladung
  - 4.4 Aktiv modengekoppelter Oszillator mit Mehrlinien-Zweibandübergang durch ein selektiv absorbierendes Gas (Butan)
  - 4.5 Freilaufender Oszillator mit Mehrlinienübergang durch Zusatz von Ammoniak (NH<sub>3</sub>) zum Lasergas
  - 4.6 Freilaufender Oszillator mit spektraler Ansteuerung
5. Pulsselektion
6. Zusammenfassung

Literatur

## 1. Einleitung

Hochleistungs-CO<sub>2</sub>-Laser eignen sich für verschiedene Aufgaben in der Plasmaphysik, insbesondere für die Plasmaerzeugung und für grundlegende Untersuchungen der Licht-Plasma-Wechselwirkungen /1, 2/. CO<sub>2</sub>-Laser haben den Vorteil, daß in ihnen hohe Energiedichten gespeichert und mit einem relativ hohen Wirkungsgrad abgeräumt werden können. Die Verstärkungsbandbreite ist groß genug, um die zur Laserfusion erforderlichen kurzen Pulse von ca. 1 ns erzeugen zu können.

Wesentliche Eigenschaften eines CO<sub>2</sub>-Lasersystems werden vom Oszillator bestimmt. Deshalb wurden für den im IPP gebauten 50 - 100 J CO<sub>2</sub>-Laser verschiedene Oszillatortypen entwickelt, die bei einer Pulshalbwertsbreite (PHWB) von ca. 1 ns eine geringe Strahldivergenz und ein hohes Signal- zu Untergrundverhältnis aufweisen. Um die in den Verstärkern gespeicherte Energie mit einem 1 ns-Puls optimal abrufen zu können, wurde die im Einzelpuls enthaltene Energie so hoch wie möglich, d.h. bis an die Grenze der Materialbelastbarkeit, getrieben. Außerdem wurden Methoden entwickelt, die es ermöglichen, die Oszillatoren nicht nur auf einer einzelnen spektralen Linie (für gewöhnlich der P(20) im 10,4 µm-Band), sondern auf mehreren spektralen Übergängen sowohl im 10,4 µm-Band (Mehrlinienbetrieb) als auch simultan im 9,4 und 10,4 µm-Band schwingen zu lassen (Zweibandbetrieb). Nach Feldman /3/ sollte der Mehrlinien- und insbesondere der Mehrbandbetrieb eine weitere Verbesserung der Energieausbeute bringen.

In der vorliegenden Arbeit werden nach grundlegenden Betrachtungen der Erzeugung kurzer Pulse durch Modenkopplung und der Möglichkeit von Mehrlinien- und Mehrbandemission die einzelnen von uns entwickelten Oszillatortypen und deren Ausgangsdaten beschrieben. Abschließend wird noch auf das allen Oszillatoren folgende Pulsselektionssystem eingegangen.

## 2. Erzeugung kurzer Pulse durch Modenkopplung

### 2.1 Allgemeines

Der von einem TEA-CO<sub>2</sub>-Laser emittierte Puls besteht aus einem etwa 60 bis 100 ns langen Spike, der von einem mehrere Mikrosekunden langen Bereich niedrigerer Intensität gefolgt wird. Um kurze Pulse im Nanosekundenbereich zu erhalten, kann man zwei Methoden anwenden:

- a) Herausschneiden des kurzen Pulses aus dem langen Puls mit Hilfe eines elektrooptischen Schalters /13/. Dabei wird natürlich nur ein sehr geringer Teil der Energie des Gesamtpulses verwertet. Hinzu kommt, daß man Maßnahmen treffen muß, um den Gesamtpuls, der meist eine statistische Struktur im zeitlichen Verlauf hat, zu glätten.
- b) Modenkopplung mit Pulsselektion /4, 14/. Diese Methode, die im folgenden näher besprochen wird, hat den Vorteil, daß ein höherer Prozentsatz der Oszillatorenergie als unter a) im kurzen Puls verwendet wird. Außerdem sind die mit dieser Methode erzielten Pulse im allgemeinen kürzer als die durch Herausschneiden gewonnenen.

### 2.2 Theoretische Grundlagen der Modenkopplung

Im normalen ("freilaufenden") Betrieb eines Lasers schwingen die axialen Moden unabhängig voneinander an; ihre Phasen ergeben sich dabei zufällig und sind statistisch verteilt. Die Laseremission zeigt einen glatten zeitlichen Verlauf, mit einem langsamen Ansteigen und Abfallen, das durch Pump-rate, Sättigung der Verstärkung und Relaxationsmechanismen gegeben ist. Durch geeignete Maßnahmen gelingt es jedoch, die Phasen der verschiedenen axialen Moden zu koppeln. Dadurch ändert sich auch der zeitliche Verlauf der Laseremission. Für den einfachsten Fall, daß  $2N + 1$  Moden alle mit derselben Phase und Amplitude schwingen, ergibt sich

$$E(t) = E_0 \sum_{n=-N}^N e^{i(\omega_0 + n \Delta \omega)t} = E_0 \cdot \frac{\sin N \Delta \omega t}{\sin \Delta \omega t}; \quad (1)$$

- $E(t)$  = Gesamtfeldstärke;
- $E_0$  = Amplitude der Feldstärke einer Mode;
- $\omega_0$  = Frequenz der zentralen Mode;
- $\Delta \omega$  = Modenabstand

Die in der Gleichung rechts stehende Funktion ergibt quadriert einen Intensitätsverlauf, der aus einer regelmäßigen Folge von kurzen Pulsen besteht, die im zeitlichen Abstand  $\frac{2\pi}{\Delta \omega}$  aufeinander folgen.

Bei Modenkopplung läuft also ein kurzer Puls im Resonator hin und her, während sich bei statistischen Phasen ein Strahlungsfeld über die ganze Länge des Resonators aufbaut.

### 2.3 Spezielle Methoden der Modenkopplung

Es gibt im wesentlichen zwei Methoden, um die oben beschriebene Kopplung der Moden zu erreichen:

- Aktive Modenkopplung mit Hilfe eines Lichtmodulators im Resonator
- Passive Modenkopplung durch einen sättigbaren Absorber.

#### 2.3.1 Aktive Modenkopplung

Der Lichtmodulator moduliert alle sich im Resonator aufbauenden Moden mit dem Frequenzabstand der Moden. Die Wirkung kann so verstanden werden, daß dadurch alle Moden als Seitenbänder mit der Phase Null zu dem zuerst anschwingenden Mode nächst der Linienmitte entstehen. Das Resultat ist der phasenstarr mit der Phase Null schwingende Kamm von Moden, wie er in der obigen Gleichung mathematisch dargestellt ist.

Die am häufigsten zur aktiven Modenkopplung verwendete Methode der Lichtmodulation ist die akustooptische. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, daß eine Ultraschallwelle auf Licht wie ein Beugungsgitter wirkt. Eine stehende Ultraschallwelle stellt ein pro Periode zweimal auf- und abgebautes Beugungsgitter dar. Die ungebeugt durchgehende, nullte Ordnung des Lichts wird also mit der doppelten Schallfrequenz moduliert. Akustooptische Modenkoppler zeichnen sich durch einfachen Aufbau, niedrige Spannungen und mäßigen Leistungsbedarf aus. Ein weiterer Vorteil ist, daß keine Polarisatoren nötig sind.

Die Verhältnisse beim eingeschwungenen Zustand eines aktiv modengekoppelten Lasers mit homogen verbreiteter Linie werden durch die Theorie von Siegman und Kuizenga /15/ beschrieben. Für die Pulsdauer ergibt sich

$$\tau_p = \frac{\sqrt{2} \ln 2}{\pi} \cdot \left(\frac{g}{\delta}\right)^{1/4} \cdot \left(\frac{1}{f_m \cdot \Delta f}\right)^{1/2} ; \quad (2)$$

$f_m$  = Modulatorfrequenz

$\Delta f$  = Halbwertsbreite der Verstärkerlinie

$g$  = gain-Koeffizient

$\delta$  = Maß für den Modulationsgrad des Modenkopplers

Die Pulsdauer ist also umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Linienbreite. Für druckverbreiterte Laser, wie den TEA-CO<sub>2</sub>-Laser, sollte die Pulsdauer also umgekehrt proportional zur Wurzel aus dem Druck werden.

Zur akustooptischen Modulation von CO<sub>2</sub>-Laserlicht erweist sich monokristallines Germanium als sehr geeignet. Dieses Material zeichnet sich durch eine hohe "akustooptische Güteziffer", sowie durch niedrige akustische und optische Verluste aus. Auf Einzelheiten der Konstruktion eines akustooptischen Modenkopplers für den CO<sub>2</sub>-Laser sei auf /4/ verwiesen.

### 2.3.2 Passive Modenkopplung

Bei der passiven Modenkopplung wird die Kopplung der Moden durch einen sättigbaren Absorber erreicht, der sich im Resonator nahe einem der Spiegel befindet. Ein sättigbarer Absorber hat die Eigenschaft, daß seine Absorption von der Intensität des Laserlichts abhängt, und zwar wird die Absorption umso kleiner, je größer die Intensität ist. Dieses "Ausbleichen" der Absorption entsteht dadurch, daß die Besetzung des absorbierenden Zustands durch den Laserpuls verringert wird. Je nach der Relaxationszeit des Absorbers bleibt der ausgebleichte Zustand für kürzere oder längere Zeit bestehen. Für passive Modenkopplung ist ein Absorber nötig, dessen Relaxationszeit kurz gegen die doppelte Durchlaufzeit durch den Resonator ist.

Die Wirkungsweise des sättigbaren Absorbers für die Modenkopplung kann man sich nach Letokhov /16/ folgendermaßen denken: Der Aufbau der Laseremission erfolgt in drei Phasen. In der ersten, linearen Phase zeigen sowohl sättigbarer Absorber als auch Verstärkermedium Kleinsignalverhalten. In der Strahlung treten Fluktuationsspitzen auf, die aus dem statistischen Rauschen entstehen. Am Ende dieser Phase wird durch die höchste Fluktuationsspitze die Nichtlinearität des Absorbers erreicht, das heißt ihre Transmission nimmt sprunghaft zu und nach wenigen Durchgängen zirkuliert im Laserresonator statt vieler Fluktuationsspitzen nur noch dieser einzige, hoch verstärkte Puls. Die kurze Relaxationszeit des Absorbers ist nötig, um die kleineren Fluktuationsspitzen zu unterdrücken. In der dritten Phase wird die Sättigung des Verstärkermediums erreicht. Der sättigbare Absorber hat nun keinen Einfluß mehr auf die Laseremission.

Es ist nötig, darauf hinzuweisen, daß nach dieser experimentell gut bestätigten Theorie, die Aufgabe des sättigbaren Absorbers nicht darin besteht, den Puls zu verkürzen, sondern aus den vom Rauschen her schon vorhandenen kurzen Pulsen einen einzigen auszuwählen.

Ein für den  $\text{CO}_2$ -Laser brauchbarer sättigbarer Absorber ist  $\text{SF}_6$ . Allerdings ist die Absorption nur auf einigen Linien (P(16) bis P(20) im 10.4  $\mu\text{m}$ -Band) stark, so daß der Laser durch ein Beugungsgitter als Endspiegel am Ausweichen auf andere Linien gehindert werden muß. TEA- $\text{CO}_2$ -Laser zeigen aufgrund der Nichtlinearität des Verstärkermediums starkes "self-mode-locking" /17/, d.h. auch ohne modenkoppelnde Elemente tritt eine teilweise Kopplung der Moden und damit eine quasiperiodische Emission auf. Modenkopplung beim TEA- $\text{CO}_2$ -Laser bedeutet daher, die "self-mode-locking"-Tendenz zu unterstützen.

Nurmikko et al. /8/ haben als erste gezeigt, daß mit  $\text{SF}_6$  und Helium als Puffer-Gas sowohl glatter Pulsverlauf als auch Modenkopplung erzielt werden können. Dies hat seinen Grund darin, daß für  $\text{SF}_6$  bei einem Druck von etwa 1 Torr die Relaxationszeit der sättigbaren Absorption lang gegen die doppelte Resonatordurchlaufzeit ist. Eine Zelle mit etwa 1 Torr  $\text{SF}_6$  wirkt deshalb pulsglättend, da den größeren Fluktuationsspitzen zum "Aufschießen" der Zelle Energie entnommen wird, was den kleineren Spitzen zugute kommt.

Gibt man Helium als Puffergas zu, so ändert sich die Situation: die Relaxationszeit wird stark verkürzt /18/ und die kleineren Fluktuationsspitzen werden wieder absorbiert.

### 3. Mehrlinien-Zweibandbetrieb

Der Wunsch, die in den Verstärkern gespeicherte Energie durch ultrakurze Eingangssignale mit großem Wirkungsgrad abzuräumen, führt zur Entwicklung von Mehrlinien-Zweibandoszillatoren (MZO). Das Problem der Energieextraktion mit ultrakurzen (1 ns) Pulsen wurde erstmals von Schappert /19/ erkannt und bearbeitet. Ein 1 ns-Lichtimpuls, dessen Spektrum nur eine Rotationsschwingungslinie enthält, nutzt nur einen geringen Prozentsatz der Inversion. Die Ursache hierfür liegt in der Verteilung der gespeicherten Energie auf zahlreiche Rotationsschwingungszu-

stände und in der endlichen Thermalisierungszeit  $\tau_T$ . Diese Zeit  $\tau_T$ , die verstreicht, bis nach einer Störung die Besetzung der Rotationsschwingungszustände wieder eine Boltzmann-Verteilung angenommen hat, beträgt bei einem Gasdruck von 1 atm etwa 0,15 ns /20/. Obwohl die Dauer des Eingangspulses etwa um den Faktor 8 größer ist, kann die in allen Rotationsniveaus gespeicherte Inversion nur zu einem Teil während eines 1 ns langen Monolinienpulses abgeräumt werden. Dies ergibt sich daraus, daß, wie in /19/ gezeigt wird, die für die Nachlieferung von Inversion relevante Zeitkonstante nicht  $\tau$  sondern  $\frac{\tau}{x}$  ist, wobei mit  $x$  die relative Inversion der P(20)-Linie bezeichnet wird. Wie Verstärkungsmessungen /21, 22/ gezeigt haben, wird durch einen Monolinienimpuls nur ca. 10 - 20 % der gespeicherten Energie genutzt. Ist der zu verstärkende Puls ein Mehrbandpuls, dann werden bei gleichem oberem Niveau ( $00^01$ ) zwei verschiedene untere Laserniveaus ( $10^00$  und  $02^00$ ) verwendet. Eine gründliche Analyse dieser Verhältnisse wurde von Feldman /3/ durchgeführt. Diese theoretische Untersuchung ergibt, daß für einen 1,2 ns Mehrlinien-Zweibandpuls die Energieextraktion in Verstärkern um etwa den Faktor 1,4 besser ist als für einen Monolinienpuls.

Es soll nun ein Überblick über die möglichen Verfahren zur Erzielung von Multilinen-Zweibandemission gegeben werden. Auf die von uns entwickelten und eingesetzten Verfahren wird im Abschnitt 4 näher eingegangen.

Man kann die Verfahren in zwei Klassen einteilen:

1. Einführen von spektral selektiven Verlusten in den Resonator
2. Spektrale Ansteuerung des Oszillators

### 3.1 Mehrlinien-Zweibandemission durch Einführen von spektral selektiven Verlusten in den Resonator

Ohne Vorkehrung schwingen TEA-CO<sub>2</sub>-Oszillatoren auf der Rotationsschwingungslinie mit der höchsten Verstärkung an. Das ist der Übergang P(20) im 10,4 µm-Band. Aus Verstärkungsmessungen /23/ entnimmt man, daß die Verstärkung der zu P(20) benachbarten Linien nur wenig differiert. Wenn man also die Verstärkung der P(20) auf den Wert der Nachbarlinien dämpft, erhält man, wie das die Arbeit von Piltch /22/ zeigt, gleichzeitig Oszillation auf mehreren Linien des P- und R-Zweiges im 10,4 µm-Band.

Die spektral selektiven Verluste können auf verschiedene Weise in den Resonator eingeführt werden. Je nachdem wo im Spektrum diese Verluste wirksam werden, ist das Resultat Mehrlinien-, Mehrzweig- und oder Zweibandoszillation. Voraussetzung für einen reproduzierbaren Betrieb bezüglich Emissionsspektrum und Ausgangsenergie sind reproduzierbare spektrale Verluste und Verstärkung.

- a) Die Verluste entstehen durch eine planparallele Platte mit variabler Neigung gegen den Strahlengang. Damit können nach /22/ gezielt mehrere Rotationsschwingungslinien des 10,4 µm-Bandes zur Emission gebracht werden. Eine Erweiterung der Ergebnisse von Piltch auf Zweibandemission sollte dadurch möglich sein, daß man die Fabry-Perot-Platte aus selektiv absorbierendem Material (z.B. BaF<sub>2</sub>) herstellt.
- b) Ein weiteres Verfahren besteht darin, daß man in den Resonator ein Prisma (wegen der guten Dispersion ist NaCl günstig) einbringt und die Endspiegel für die so räumlich getrennte 9,4 µm- und 10,4 µm-Strahlung mit verschiedener Reflektivität versieht, so daß beide Bänder gleiche Anschwingbedingungen vorfinden. Man kann diese Methode mit der von Piltch (planparallele Platte) kombinieren und so Multilinien-Zweibandbetrieb erzielen.

Beide Verfahren sind im Abstimmen aufwendig. Verfahren b) erfordert ein Abweichen vom geradlinigen Oszillator zu einem gebrochenen Aufbau. Die Justierung ist komplizierter und kann wegen der unterschiedlichen Dispersion nicht mehr mit einem He-Ne-Laser vorgenommen werden. Wir haben die unter a) und b) genannten Methoden nicht zur Anwendung gebracht, sondern das unter c) beschriebene Verfahren benutzt.

c) Die spektral selektiven Verluste können auch dadurch erzeugt werden, daß ein selektiv absorbierendes Gas in den Resonator gebracht wird. Dabei kann sich dieses Gas (wie z.B. Butan) in einer eigenen Gaszelle befinden. Es besteht aber auch die Möglichkeit, gewisse selektiv absorbierende Gase (wie z.B.  $\text{NH}_3$ ) direkt dem Lasergas zuzumischen. Beiden Verfahren ist gemeinsam, daß durch die selektive Absorption des Gases die optischen Verluste in den Rotationsschwingungsübergängen des  $10,4 \mu\text{m}$ -Bandes so eingestellt werden können, daß gleichzeitig mehrere Linien sowohl des  $9,4 \mu\text{m}$ - als auch des  $10,4 \mu\text{m}$ -Bandes anschwingen können. Im Abschnitt 4 werden zwei Oszillatoren beschrieben, die durch selektiv absorbierendes Gas zu Mehrlinien-Zweibandemission angeregt werden konnten.

### 3.2 Mehrlinienemission durch spektrale Ansteuerung des Oszillators

Es ist bekannt, daß das spektrale Verhalten eines Lasers durch "Ansteuerung" mit Hilfe eines zweiten Lasers beeinflußt werden kann. So kann man z.B. die Emissionslinienbreite eines güteschalteten Neodymflüssigkeitslasers von typischerweise  $20 \text{ \AA}$  um zwei Größenordnungen verkleinern, indem man den Laser mit Hilfe eines zweiten, leistungsschwächeren Lasers, dessen Linienbreite gleich der gewünschten ist, ansteuert /26/. Zum anderen kann ein TEA- $\text{CO}_2$ -Laser durch optische Kopplung mit einem modenreinen kontinuierlichen  $\text{CO}_2$ -Laser in der  $\text{TEM}_{00}$ -Mode betrieben werden /27/.

#### 4. Beschreibung der entwickelten TEA-CO<sub>2</sub>-Oszillatorsysteme

Wie in der Einleitung schon erwähnt, war es unser Ziel, Oszillatoren zu entwickeln, die bei einer Pulshalbwertsbreite von ca. 1 ns eine größtmögliche Einzelpulsenergie und niedrige Strahldivergenz im Einlinien-, Mehrlinien- und Mehrbandbetrieb liefern. Im folgenden werden die von uns entwickelten Oszillatorsysteme beschrieben.

##### 4.1 Aktiv modengekoppelter Oszillator mit helischer, widerstandsentskoppelter Entladung und entspiegeltem Germaniumkristall

Dieser Oszillatortyp (im folgenden kurz mit "A" bezeichnet) wurde schon 1972 von uns gebaut und getestet. Abb. 1 zeigt die Anordnung. Aufbau und Wirkungsweise sind bei /4/ ausführlich beschrieben; deshalb soll hier nur noch eine Zusammenfassung der wichtigsten Daten und ein Hinweis auf eine verbesserte Ankopplung des Ultraschalls erfolgen.

Die erzielten Ausgangsdaten sind:

- Einzelpulsenergie	W = 2 - 5 mJ
- PHWB	t = 1,3 ns
- Einzelpulsleistung	P = 1,5 - 4 MW
- Strahldivergenz *)	$\theta = 2$ mrad
- Emissionslinie	P(20) im 10,4 $\mu$ m-Band

Der Oszillator A wurde über ein Jahr lang in der Oszillator-Verstärkeranlage betrieben und hat sich dort insbesondere wegen seiner Stabilität bezüglich Einzelpulsenergie und Strahlrichtung gut bewährt. In dieser Zeit wurde die Ankopplung des Ultraschalls an den Germaniumblock verbessert.

\*) Bei der Strahldivergenz wird in diesem Bericht immer der volle Winkel bei halber maximaler Energie angegeben.

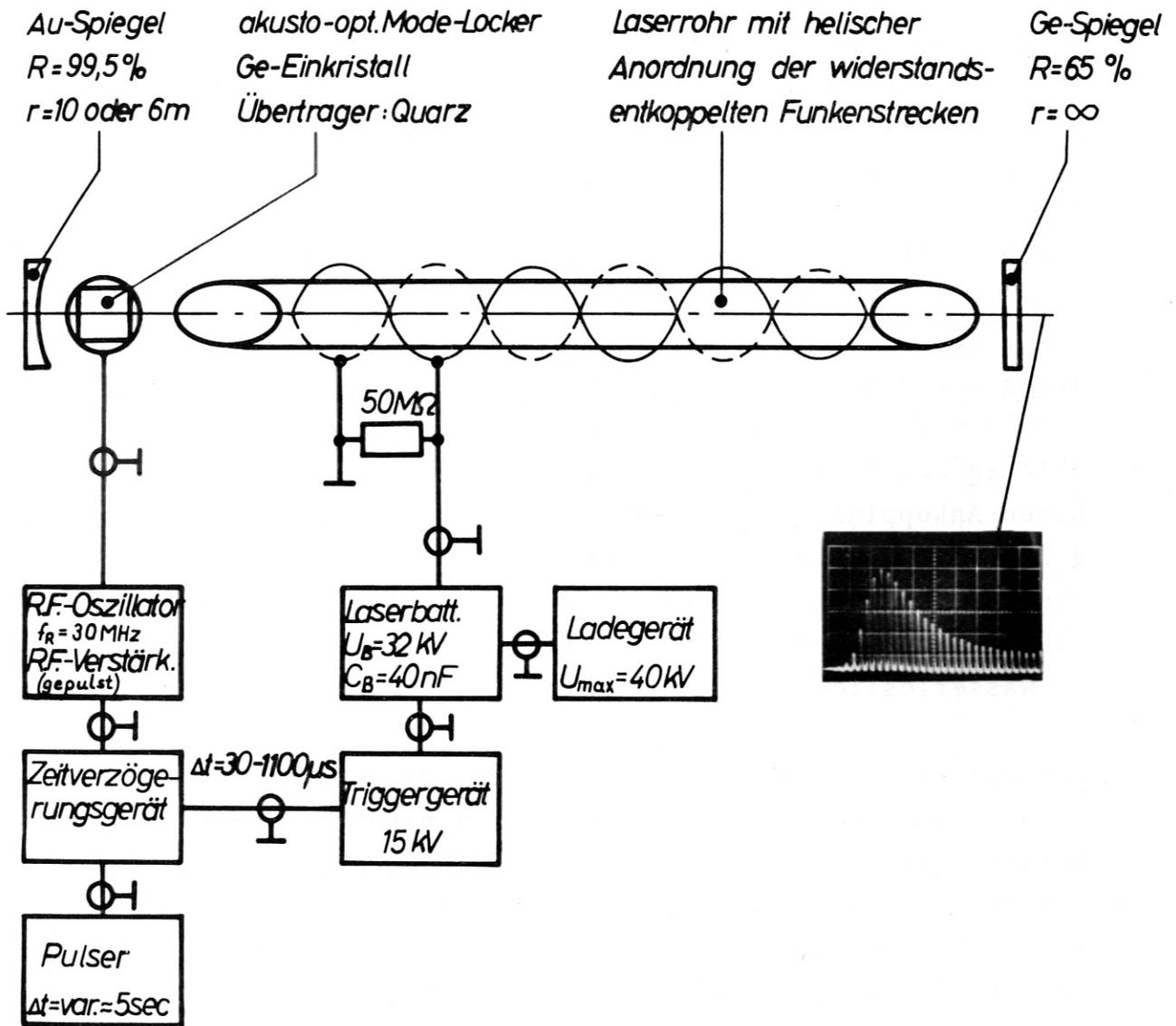


Abb.1: TEA-CO<sub>2</sub>-Laser mit aktiver Modenkopplung und Pulsselektionssystem

Zunächst diente eine dünne Schicht Glycerin zwischen Quarzschwinger und Germaniumblock als Ankoppelmedium. Dabei traten einige störende Effekte auf, und zwar wurde erstens die Entspiegelungsschicht des Germaniumblocks vom Glycerin abgetragen, zweitens wurde der elektrische Kontakt zwischen HF-Zuleitung und Quarzschwinger zeitweise unterbrochen und drittens änderte sich die Dicke der Glycerinschicht während des Betriebs durch Verdampfen, wodurch sich die Ultraschallankopplung veränderte und ein stabiler modengekoppelter Betrieb über längere Zeit nicht aufrechtzuerhalten war. Alle diese Nachteile konnten beseitigt werden, indem der Quarzschwinger mit einer dünnen Schicht Dextrin an den Germaniumblock geklebt wurde \*\*). Während die in der Literatur /5, 6/ angegebenen Kleber meistens etwas schwierig zu verarbeiten sind (hohe Viskosität; Wärmebehandlung beim Ankleben und Ablösen des Schwingers nötig), hat Dextrin neben einem hohen Ankopplungsgrad die Vorzüge, daß man wegen seiner geringen Viskosität dünne Klebeschichten von einigen  $\mu\text{m}$  ohne Schwierigkeit erzeugen kann, daß weder beim Ankleben noch beim Ablösen eine Wärmebehandlung nötig ist und daß es wasserlöslich ist.

Der Oszillator A ist in seiner Einzelpulsleistung von maximal 4 MW sowohl durch die relativ niedrige Strahlungsbelastbarkeit der Entspiegelungsschichten auf der Ein- und Austrittsseite des Germaniummodulators, als auch durch die in das Gasgemisch einkoppelbare elektrische Energie begrenzt. Zu höheren Einzelpulsleistungen kommt man mit der im folgenden Abschnitt beschriebenen Anordnung.

#### 4.2 Aktiv modengekoppelter Oszillator mit Doppelentladung und Brewsterwinkelmodulator

Um eine hohe Laserausgangsenergie zu erreichen, wurde für die Anregung des Lasergasgemisches ein zweistufiger Doppelentladungslaser des Lamberton-Pearson-Typs /7/ verwendet. Hierbei finden die elektrischen Entladungen zwischen zwei 60 cm langen Elektroden mit Rogowski-Profil \*) statt.

\*) Das Rogowski-Profil wurde von Wolfram Schmid berechnet.

\*\*\*) Dieses Klebeverfahren wurde von Herrn F. Zitzmann entwickelt.

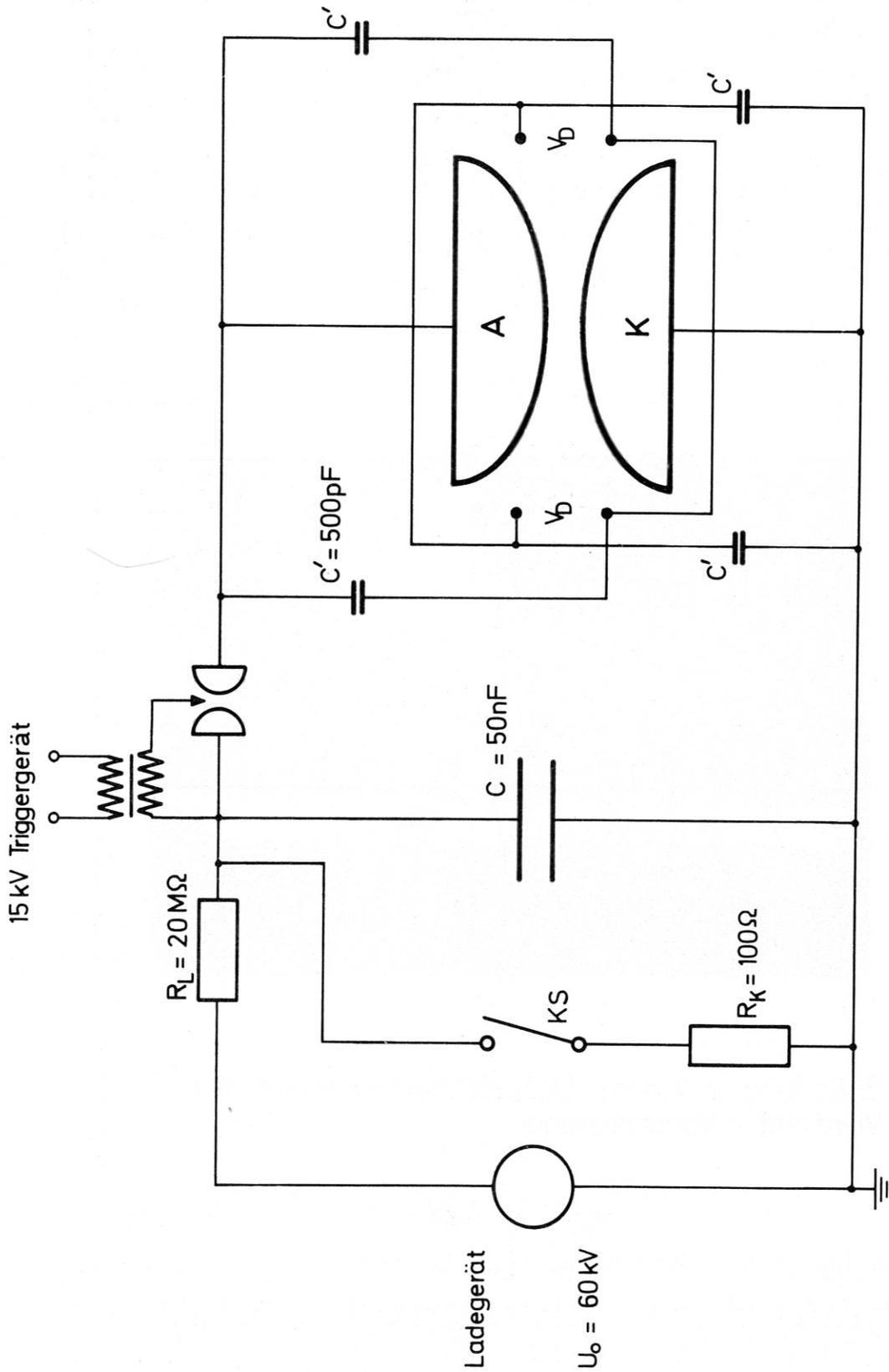


Abb. 2 : Elektrisches Schaltbild eines Doppelentladungslasers mit Vierdraht - Vorionisierung ( $V_D$ )

Die Elektroden haben einen Abstand von 25 mm und sind aus Aluminium gefertigt. Die Oberfläche ist matt (leicht sandgestrahlt); in einigen Fällen wurde sie noch zusätzlich mit einer matten Nickelschicht überzogen. Die Homogenität der Entladung beeinflusst stark die Reproduzierbarkeit der Laserpulse und hängt wesentlich von der Art und dem Grad der Vorionisierung des Lasergases ab. Die von uns verwendete Vorionisierung über 4 Triggerdrähte (siehe Abb. 2) aus 0,1 mm dickem Wolframdraht (Prinzip der Firma EL-OP) ermöglicht gleichförmige Entladungen (siehe Abb. 3) bis zu elektrischen Energiedichten von 250 J/ℓ bei Atmosphärendruck.

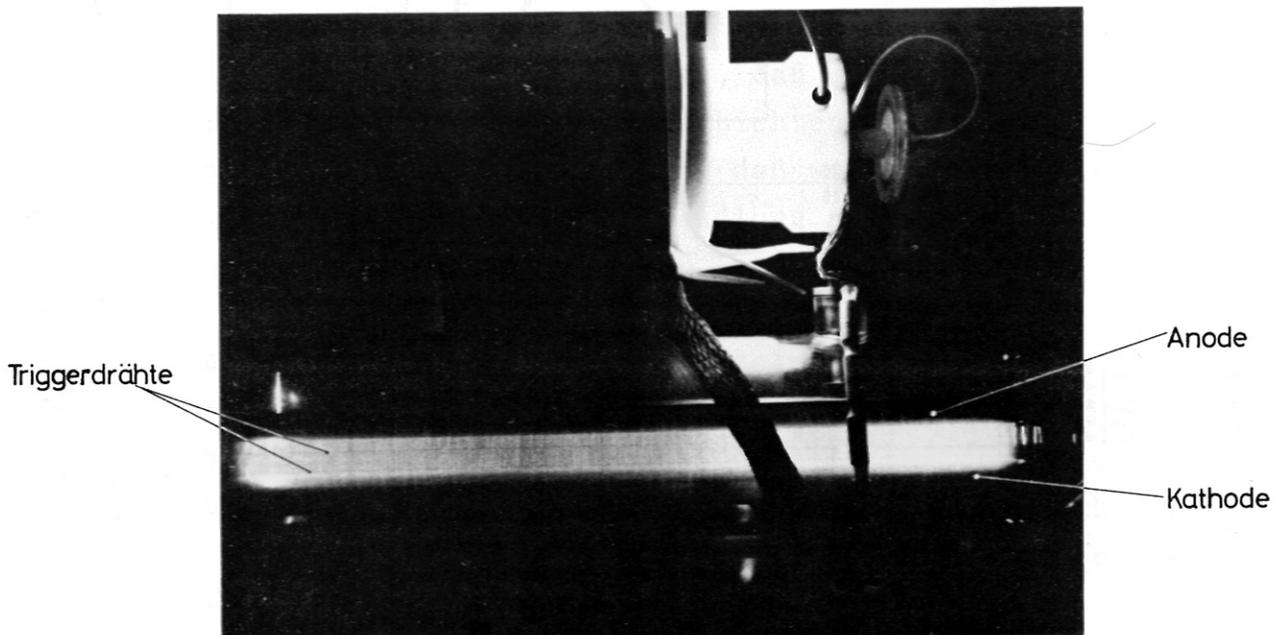


Abb. 3: Entladung in einem Doppelentladungslaser mit Vierdraht - Vorionisierung

Für die Hauptentladung wurde pro Sektion ein niederinduktiv aufgebauter Kondensator (Firma Condenser Products) mit einer Kapazität von 50 nF über eine schnelle Druckfunkenstrecke direkt mit den Laserelektroden verbunden. Die Vorionisierungsdrähte sind mit den gegenüberliegenden Elektroden

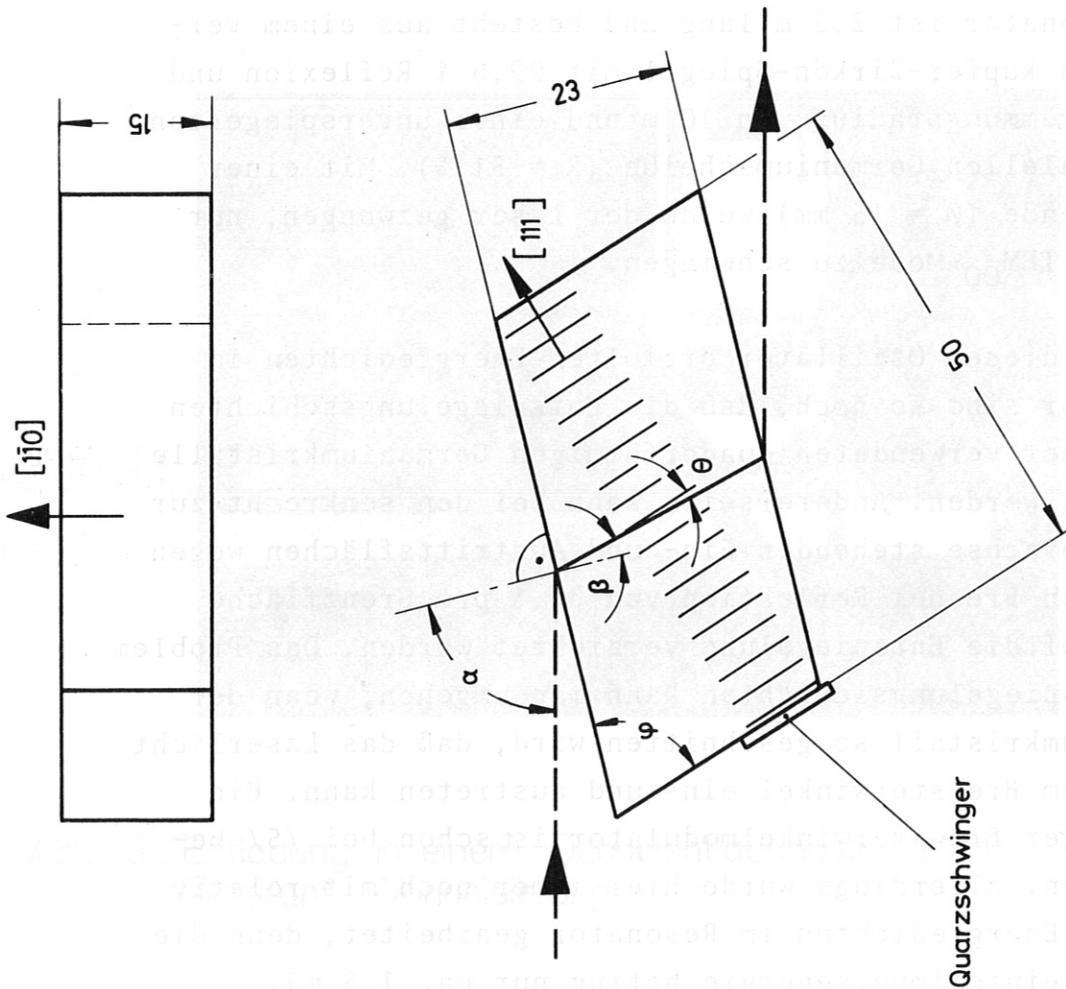
über 500 pF-Kondensatoren verbunden. Mit dieser Anordnung, bei der auch die Zuleitungsinduktivitäten so klein wie möglich gehalten wurden, konnten Stromanstiege von 160 ns erreicht werden. Der Arbeitsbereich des Lasers lag zwischen 35 und 60 kV.

Als Lasergas wurden die Mischungen He : N<sub>2</sub> : CO<sub>2</sub> = 80 % : 10 % : 10 % und 65 % : 20 % : 15 % verwendet. Bei letzterer konnten homogenere Entladungen und höhere Ausgangsenergien erreicht werden. Der Arbeitsdruck lag bei 720 Torr. Während des Laserbetriebs wurde das Gas mit einer Durchflußrate von 2 l/min ausgetauscht.

Der Resonator ist 2,5 m lang und besteht aus einem vergoldeten Kupfer-Zirkon-Spiegel mit 99,6 % Reflexion und einem Krümmungsradius von 10 m und einer unverspiegelten, planparallelen Germaniumscheibe (R = 51 %). Mit einer Modenblende ( $\varnothing = 15$  mm) wurde der Laser gezwungen, nur auf dem TEM<sub>00</sub>-Mode zu schwingen.

Die mit diesem Oszillator erzielten Energiedichten im Resonator sind so hoch, daß die Entspiegelungsschichten der bisher verwendeten quaderförmigen Germaniumkristalle zerstört werden. Andererseits kann bei den senkrecht zur Resonatorachse stehenden Ein- und Austrittsflächen wegen der hohen Fresnel-Reflektion von 36 % pro Grenzfläche nicht auf die Entspiegelung verzichtet werden. Das Problem der Entspiegelungsschichten kann man umgehen, wenn der Germaniumkristall so geschnitten wird, daß das Laserlicht unter dem Brewsterwinkel ein- und austreten kann. Ein derartiger Brewsterwinkelmodulator ist schon bei /5/ beschrieben. Allerdings wurde hier immer noch mit relativ kleinen Energiedichten im Resonator gearbeitet, denn die Ausgangseinzelimpulsenergie betrug nur ca. 1,5 mJ.

Die Geometrie und der Aufbau des Brewsterwinkelmodulators sind in den Bildern 4 und 5 dargestellt. Die Geometrie des Brewsterwinkelmodulators wird von 2 Bedingungen bestimmt:



- $\alpha = 75^{\circ} 57' 49''$
- $\beta = 14^{\circ} 02' 10''$
- $\theta = \pm 24' 51''$
- $\varphi_1 = 75^{\circ} 32' 59''$
- $\varphi_2 = 76^{\circ} 22' 40''$

Abb. 4 : Geometrie des Brewsterwinkelmodulators

Germaniumkristall

Quarzschwinger

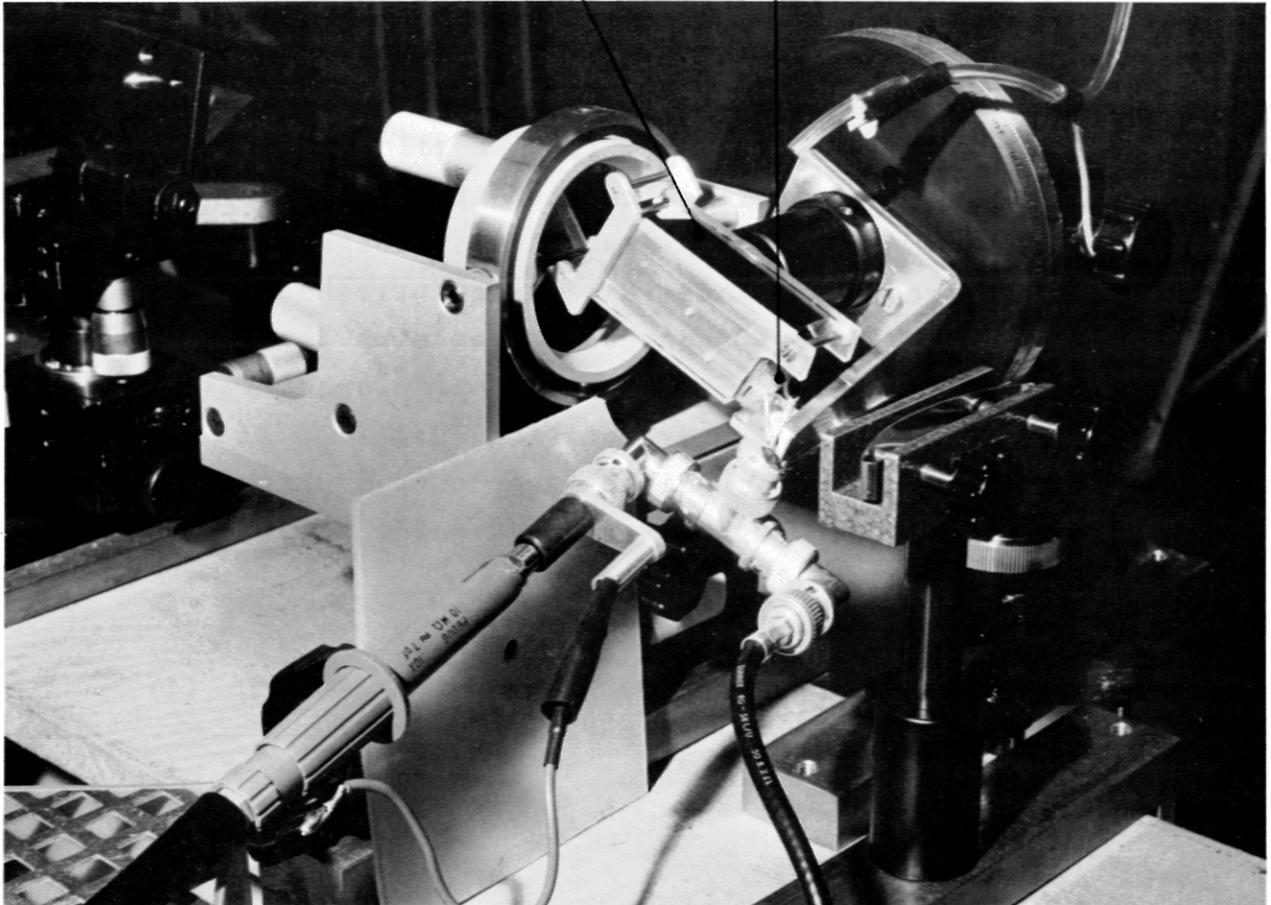


Abb. 5 : Aufbau des Brewsterwinkel -  
modulators

- a) Die im Resonator schwingende Strahlung muß unter dem Brewsterwinkel in den Germaniumkristall eintreten und aus ihm austreten können.
- b) Das gebrochene Licht muß unter dem Braggwinkel zur Fortpflanzungsrichtung der Schallwellen laufen.

zu a) Der Brewsterwinkel  $\alpha$  ist durch den Brechungsindex von Germanium bei  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  gegeben zu

$$\alpha = \arctan n' \quad (3)$$

zu b) Durch die Parameter Lichtwellenlänge  $\lambda$ , Schallwellenlänge  $\Delta$  und Länge  $\ell$  des Schallfeldes ist der Bereich gegeben, in dem der akustooptische Effekt auftritt. Mit den Daten des verwendeten Brewsterwinkelmodulators  $\Delta_{30 \text{ MHz}} = 1,83 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ ,  $\ell = 10^{-2} \text{ m}$  und  $\lambda = 10,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}$  ergibt sich, daß  $\lambda \cdot \ell > \Delta^2$  ist, d.h. man arbeitet in dieser Anordnung im Braggbereich. Aus der Braggbedingung /4/ ergeben sich die weiteren Kristallabmessungen zu

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2d} = \frac{\lambda}{2 \cdot \Delta} \quad (4)$$

$$\text{mit } \Delta = \frac{v}{\nu_s} \quad \text{und} \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{n'}$$

wird

$$\sin \theta = \frac{\lambda_0 \cdot \nu_s}{2 \cdot v \cdot n'} \quad (5)$$

- $\lambda_0$  = Lichtwellenlänge im Vakuum  
 $\nu_s$  = Modulationsfrequenz  
 $v$  = Schallgeschwindigkeit im Ge in [111]-Richtung  
=  $5,5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$   
 $\theta$  = Braggwinkel  
 $n'$  = Brechungsindex

Aus geometrischen Überlegungen errechnet sich der Spitzenwinkel des Germaniumkristalls zu

$$\psi = \alpha + \theta \quad (6)$$

mit (3) und (5) in (6) wird

$$\psi = \arctan n' + \arcsin \frac{\lambda_0 \cdot v}{2 \cdot v \cdot n'} \quad (7)$$

In /5/ wird schon darauf hingewiesen, daß sich kleine Abweichungen vom Spitzenwinkel  $\Delta\psi$  wegen des hohen Brechungsindex von Germanium sehr stark dahingehend bemerkbar machen, daß der einfallende Strahl nicht mehr unter dem Brewsterwinkel in den Germaniumkristall eintreten kann und daß somit Reflexionsverluste auftreten. Dies soll kurz erläutert werden. Bekannterweise gilt nach dem Brechungsgesetz (siehe Abb. 4)

$$n \cdot \sin\alpha = n' \cdot \sin\beta. \quad (8)$$

Mit  $n = 1$

wird  $\sin\alpha = n' \cdot \sin\beta. \quad (9)$

Nun ist  $\beta = 90^\circ - \psi + \theta,$

so daß  $\sin\alpha = n' \cdot \sin(90^\circ - \psi + \theta) \quad (10)$

wird.

$\theta$  ist ein sehr kleiner Winkel (ca. 25') und muß auch bei Änderung von  $\psi$  erhalten bleiben, damit der akustooptische Ablenkeffekt auftritt. Es ergibt sich nun eine Abhängigkeit des einfallenden Winkels  $\alpha$  vom Spitzenwinkel  $\psi$  zu

$$\sin\alpha = n' \cdot \cos\psi \quad (11)$$

Daraus läßt sich die Änderung des Einfallswinkels  $\Delta\alpha$  in Abhängigkeit von einer Änderung des Spitzenwinkels  $\Delta\psi$  errechnen

$$\Delta\alpha = \frac{n' \cdot \sin\psi}{\cos\alpha} \cdot \Delta\psi \quad (12)$$

Mit  $\cos\alpha = \sin\beta = \frac{1}{n'} \cdot \sin\alpha = \frac{1}{n'} \cdot \frac{\tan\alpha}{\sqrt{1 + \tan^2\alpha}}$

und der Annahme, daß  $\tan\alpha \approx n'$ ,  $n' \gg 1$  und  $\sin\psi \approx 1$  ist, vereinfacht sich die Gleichung (12) und man kann mit guter Näherung schreiben

$$\Delta\alpha \approx n'^2 \cdot \Delta\psi \quad (13)$$

Daraus ist ersichtlich, daß sich bei  $n'_{\text{Ge}} = 4$  der Einfallswinkel 16mal so stark ändert wie der Spitzenwinkel. Eine Änderung des Spitzenwinkels  $\Delta\psi$  um z.B. 30' wirkt sich so aus, daß der einfallende Lichtstrahl um  $8^\circ$  vom Brewsterwinkel abweicht. Dies wiederum hat einen Reflexionsverlust von 4,5 % ( $\Delta\psi < 0$ ) bzw. 16 % ( $\Delta\psi > 0$ ) pro Lichtdurchgang und pro Grenzfläche zur Folge.

Der Germaniumkristall wurde von der Firma Adolf Meller nach den in Abb. 4 angegebenen Spezifikationen gefertigt. Seine wichtigsten Daten sind

Braggwinkel	$\theta = 24' 51''$
Spitzenwinkel	$\psi = 75^\circ 32' 59''$
Länge in [111]-Richtung	$l_1 = 50 \text{ mm}$
Länge in $[1\bar{1}0]$ -Richtung	$l_2 = 15 \text{ mm}$
Länge in Lichtdurchtrittsrichtung	$l_3 = 23 \text{ mm}$
Brewsterwinkel	$\alpha = 75^\circ 57' 49''$

Auf eine Stirnseite des Germaniumkristalls wurde ein Schwingquarz der Resonanzfrequenz von 30 MHz mit Dextrin (wie unter 3.1 beschrieben) so aufgeklebt, daß sich die akustischen Wellen entlang der [111]-Richtung ausbreiten können. Die elektrischen Zuleitungen wurden mittels eines elektrisch leitfähigen Epoxydharzes mit den Schwingquarzelektroden verbunden.

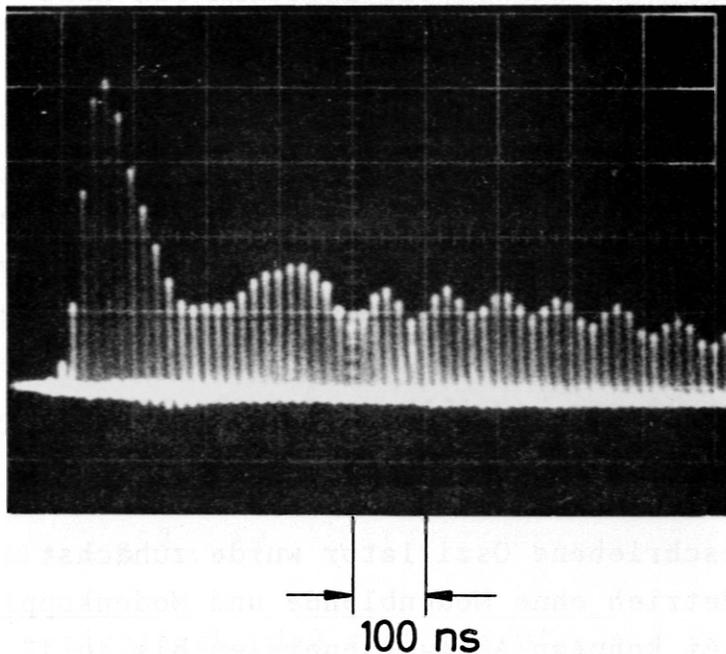
Der zur Ansteuerung des Schwingquarzes verwendete HF-Sender wurde von Herrn Hofmeister entwickelt und ist in /4/ genau beschrieben. Um eine größere Modulationstiefe als in der bisherigen Anordnung zu erreichen, wurde die eingekoppelte HF-Leistung durch einen zusätzlichen HF-Verstärker auf ca. 50 W heraufgesetzt. Die HF-Spannung wird 0,8 ms vor der Hauptentladung des Lasers angelegt, damit der Germaniumkristall vollkommen einschwingen kann.

### Ergebnisse:

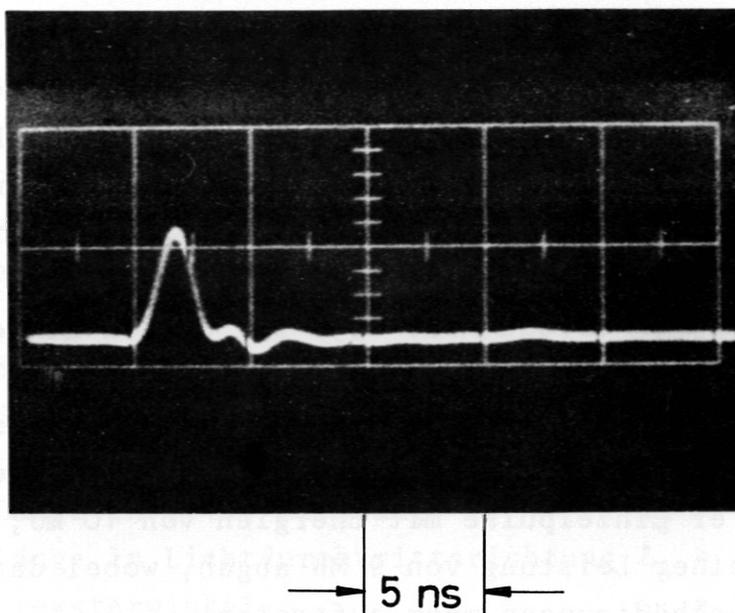
Der oben beschriebene Oszillator wurde zunächst im freilaufenden Betrieb ohne Modenblende und Modenkoppler verwendet. Dabei konnten Ausgangsenergien bis zu 10 J erreicht werden. Im gleichen Betrieb sinkt die Ausgangsenergie auf ca. 600 mJ, wenn die Modenblende und der Brewsterwinkelmodulator eingesetzt werden.

Die Modenkopplung konnte ohne Schwierigkeiten erreicht werden. Die Ausgangsenergie des gesamten modengekoppelten Pulszuges (siehe Abb. 6a) beträgt durchschnittlich 400 mJ. Mit dem im Abschnitt 5 beschriebenen Pulsselektionssystem konnten aus diesem Pulszug Einzelpulse mit mittleren Energien von 20 mJ und einer Halbwertsbreite von 1,2 ns separiert werden (siehe Abb. 6b). Bei diesen Einzelpulsleistungen von 17 MW wurde nach ca. 300 Schuß die Oberfläche des Germaniumkristalls leicht beschädigt, so daß der Oszillator im weiteren Betrieb nur so stark gepumpt wurde, daß er Einzelpulse mit Energien von 10 mJ, entsprechend einer Leistung von 9 MW abgab, wobei dann keine weiteren Beschädigungen mehr auftraten.

Die Laserenergien wurden sowohl mit Eigenbau-Konuskalorimetern als auch mit großflächigen pyroelektrischen Detektoren der Firma Gen-Tec bestimmt, wobei eine Übereinstimmung von etwa 5 % erzielt wurde. Die Messung des zeitlichen Pulsverlaufs erfolgt wie in /4/ beschrieben mit Photon-Drift-Detektoren der Firma Rofin, denen Pulsverstärker der Firma Avantek direkt nachgeschaltet sind.



a) Pulszug



b) selektierter Einzelpuls

Abb. 6: Zeitliche Emission des aktiv modengekoppelten Doppelentladungslasers mit Brewsterwinkelmodulator

Die Strahldivergenz des Oszillators wurde mehrfach nach der Blendenmethode bestimmt. Sie beträgt 1,6 mrad und ist damit praktisch beugungsbegrenzt.

Die spektralen Untersuchungen zeigten, daß der Oszillator immer nur auf der P(20)-Linie des 10,4  $\mu\text{m}$ -Bandes emittierte.

#### 4.3 Passiv modengekoppelter Oszillator mit Doppelentladung

Im Abschnitt 2.3.2. wurde schon auf die Theorie der passiven Modenkopplung hingewiesen und in zahlreichen Arbeiten /z.B. 8 - 10/ wurden experimentelle Ergebnisse darüber veröffentlicht. Danach ist es möglich, durch sättigbare Absorber (z.B.  $\text{SF}_6$ ) eine Verlustmodulation einzuführen, die zur Modenkopplung und zur Entwicklung der gewünschten Pulszüge führt.

Das Ziel des von uns entwickelten passiv modengekoppelten Oszillators war eine hohe Einzelpulsleistung und eine variable Pulsbreite.

Der große Vorteil des passiv modengekoppelten Oszillators liegt in seinem relativ einfachen Aufbau, der in Abb. 7 skizziert ist. Für die Anregung des Lasergases wurde die gleiche Anordnung verwendet wie sie im Abschnitt 4.2 ausführlich beschrieben worden ist.

Beim Resonator wurde anstelle des gekrümmten 100 %-Goldspiegels ein gekrümmtes Gitter (SF 300 der Firma PTR,  $r = 10 \text{ m}$ ) eingesetzt. Dieses Gitter bewirkt eine Spektralselektion der Reflexion, so daß der Laser nur auf einem spektralen Übergang innerhalb seiner Verstärkungsbandbreite emittieren kann. Durch entsprechende Drehung des Gitters kann die maximale Reflexion spektral verschoben werden, so daß der Oszillator auf verschiedenen Rotations-schwingungsübergängen betrieben werden kann.

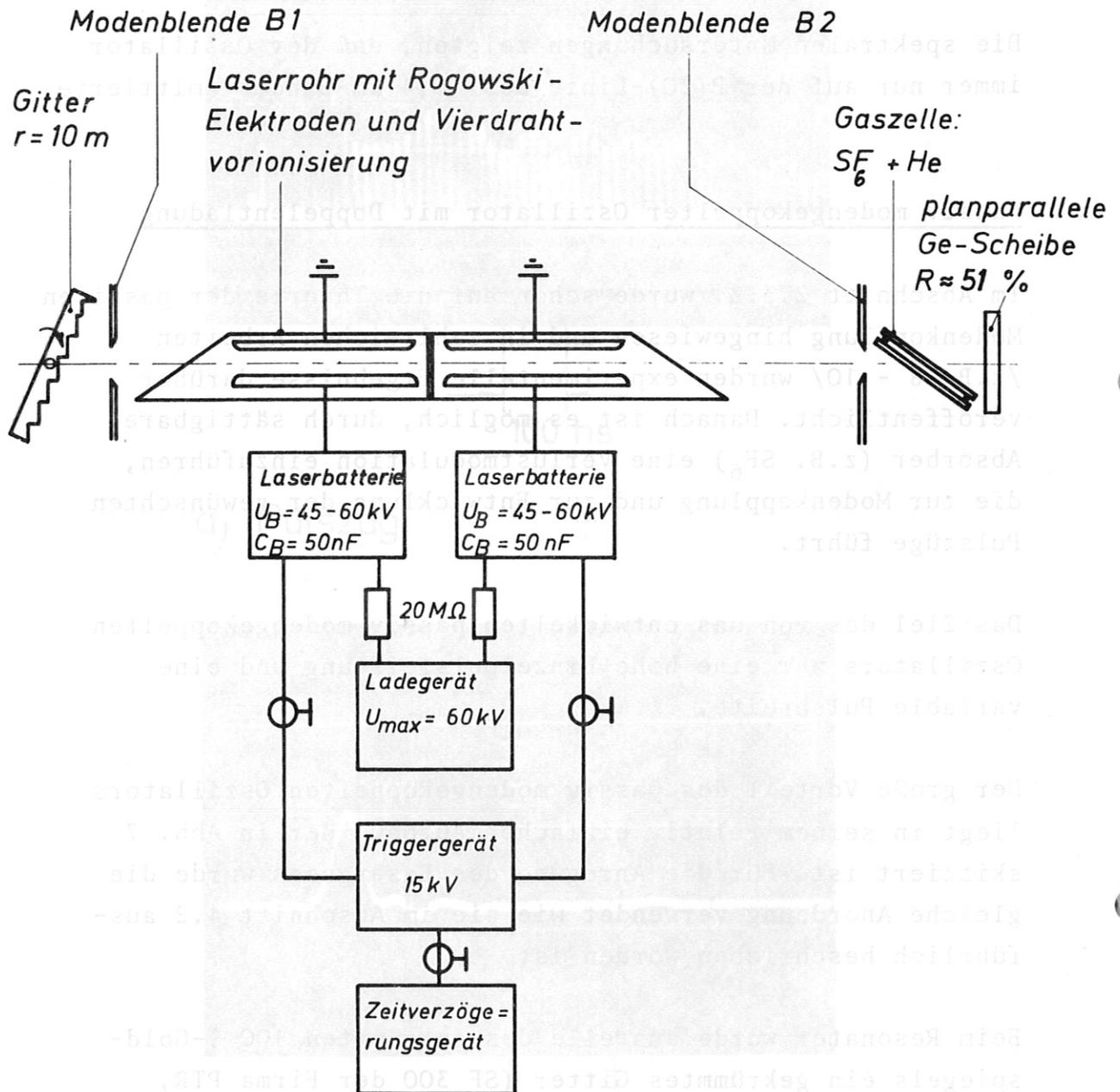


Abb. 7: TEA - CO<sub>2</sub> - Laser mit passiver Modenkopplung

Abb. 8: Zeitliche Emission des aktiv modenkopplierten Doppellaserlasers mit Brewsterwinkelmodulator

Durch Einfügen von zwei Modenblenden in den Resonator wird der Oszillator auf die  $TEM_{00}$ -Mode gezwungen. Dies ist nach /10/ und nach unseren eigenen Messungen eine wichtige Voraussetzung für einen stabilen modengekoppelten Betrieb. Bei der Wahl des Modenblendendurchmessers muß ein Kompromiß geschlossen werden zwischen der Verringerung der Laserausgangsenergie und dem Erreichen einer stabilen Modenkopplung. In unserer Anordnung wurden  $B_1 = 13 \text{ mm}$  und  $B_2 = 12 \text{ mm}$  als optimale Blendendurchmesser gefunden.

Die Wirkung der transversalen Modenselektion kann man aus folgender Berechnung ersehen:

Die Fresnelzahl  $F$  bestimmt die Beugungsverluste und errechnet sich aus

$$F = \frac{a_1 \cdot a_2}{L \cdot \lambda} \quad (14)$$

$a_1, a_2$ : Radius der Modenblenden  $B_1$  bzw.  $B_2$

$L$  : Abstand der Blenden  $B_1$  und  $B_2$ ; nahezu identisch mit der Resonatorlänge

$\lambda$  : Wellenlänge der Laseremission (=  $10,6 \text{ } \mu\text{m}$ )

Mit  $a_1 = 6,5 \text{ mm}$ ,  $a_2 = 6 \text{ mm}$ ,  $L = 3520 \text{ mm}$  und  $\lambda = 10,6 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$  wird  $F = 1,05$ .

Für  $F = 1,05$  kann man aus /11/ die Beugungsverluste  $\delta$  pro Umlauf abschätzen. Sie betragen für die  $TEM_{00}$ -Mode  $\delta_{00} \approx 0,16$  und für die  $TEM_{01}$ -Mode  $\delta_{01} \approx 0,38$ .

Nach unseren Abschätzungen sind mindestens 20 Umläufe ( $m$ ) im Resonator bis zum Pulsaufbau nötig. Dafür ergibt sich nach /12/ ein Intensitätsverhältnis des  $TEM_{00}$ - zum  $TEM_{01}$ -Mode von

$$\underline{\underline{V_I}} = \left( \frac{1 - \delta_{00}}{1 - \delta_{01}} \right)^m = \left( \frac{0,84}{0,62} \right)^{20} = \underline{\underline{430}}. \quad (15)$$

Daraus ist klar ersichtlich, daß nur der  $TEM_{00}$ -Mode anschwingen kann.

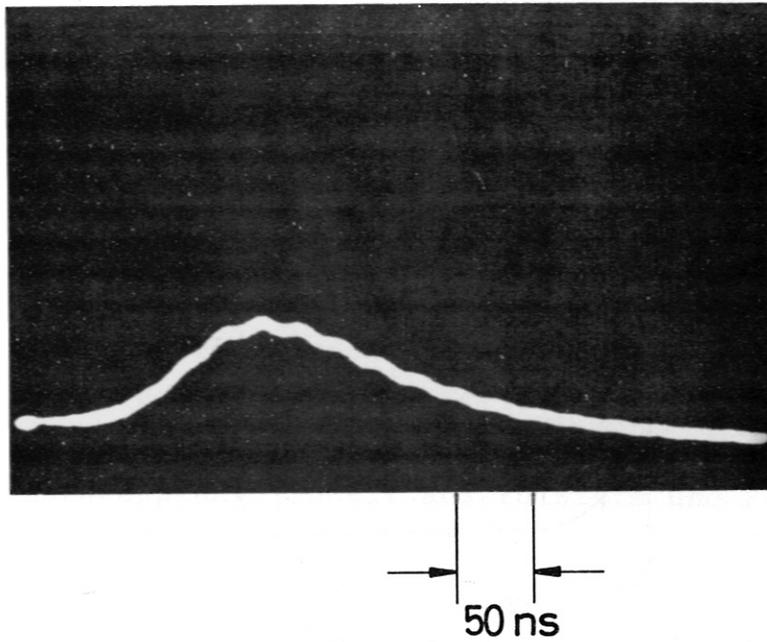
Die Gaszelle besteht aus 2 vakuumdicht montierten KCl-Scheiben mit einem Abstand von 1 mm. Sie steht unter dem Brewsterwinkel nahe dem Auskoppelspiegel. Die Gasversorgung der Zelle ist so ausgelegt, daß man mit SF<sub>6</sub> allein, aber auch mit Mischungen von SF<sub>6</sub> + Helium bei unterschiedlichen Partialdrucken und Durchflußraten arbeiten kann.

### Ergebnisse:

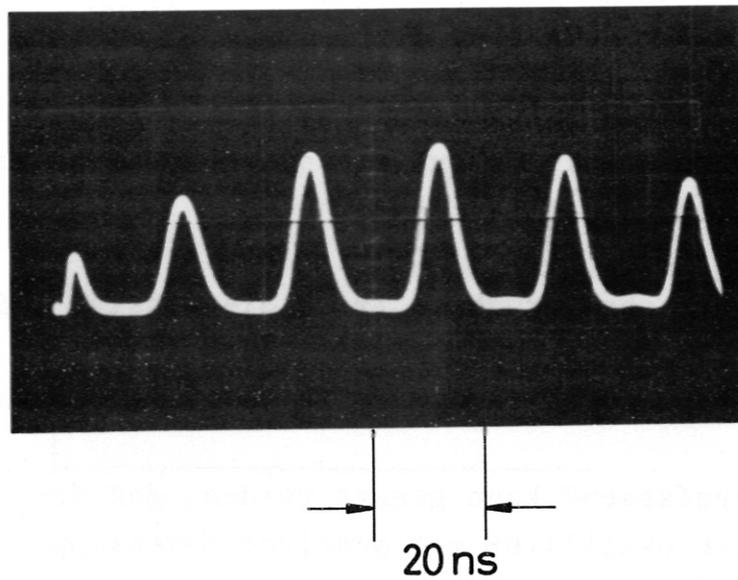
Das Gitter wurde zunächst so justiert, daß der Oszillator auf dem P(20)-Übergang emittierte.

Mit SF<sub>6</sub> (ohne Heliumzusatz) konnten sowohl glatte Pulse, als auch vollkommen modengekoppelte Pulszüge beobachtet werden (siehe Abb. 8). Der SF<sub>6</sub>-Druck muß äußerst genau eingestellt werden. Er beträgt für gute Modenkopplung ca. 5 Torr und muß auf  $\pm 0,1$  Torr konstant gehalten werden. Größere Abweichungen führen zu nur teilweiser Modenkopplung, d.h. zu Zwischenpulsen. Bei einem SF<sub>6</sub>-Druck von 4 Torr wurde ein glatter Puls mit einer Pulshalbwertsbreite von ca. 130 ns emittiert. Bei guter Modenkopplung beträgt die Halbwertsbreite eines Einzelpulses 6 ns.

Bei einer SF<sub>6</sub>+He-Mischung als sättigbarer Absorber verändern sich die Halbwertsbreite und die Anstiegszeit der Einzelpulse stark in Abhängigkeit vom Heliumdruck. Bis zu einem Heliumpartialdruck von 300 Torr sinkt die PHWB auf  $< 1,2$  ns (siehe Abb. 9). Darüber ändert sie sich nicht mehr. Die Pulsanstiegszeit beträgt ohne Helium 4,4 ns. Mit Heliumzusatz verkürzt sie sich auf  $< 1$  ns bei 300 Torr Heliumpartialdruck. Auch in diesem Betrieb muß der SF<sub>6</sub>-Druck auf  $\pm 0,1$  Torr konstant gehalten werden, um einigermaßen reproduzierbares Arbeiten zu ermöglichen.



a) glatter Puls bei  $p_{\text{SF}_6} = 4$  Torr



b) Pulszug bei  $p_{\text{SF}_6} = 5$  Torr

Abb. 8: Emission des TEA -  $\text{CO}_2$  - Lasers mit passiver Modenkopplung

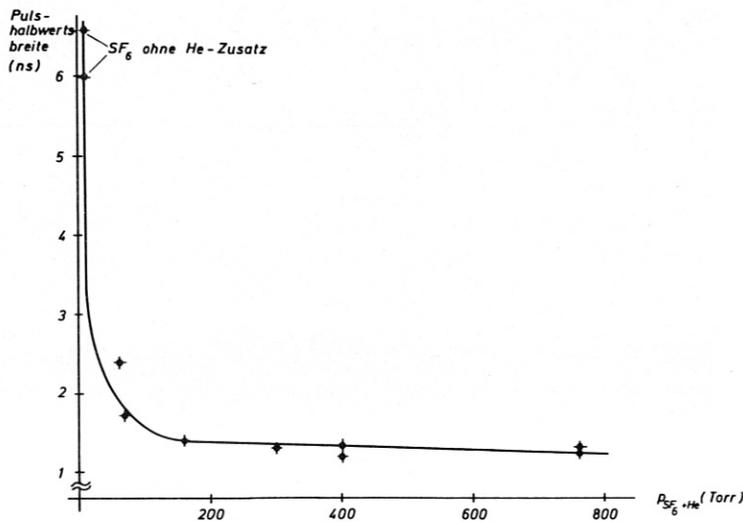


Abb. 9: TEA - CO<sub>2</sub> - Laser mit passiver Modenkopplung:  
Abhängigkeit der Pulshalbwertsbreite vom  
Gesamtdruck des Absorbers ( $p_{SF_6} + p_{He}$ )

Die bei der passiven Modenkopplung erzielte größte Einzelpulsenergie beträgt 30 mJ, woraus sich bei einer PHWB von 1,2 ns eine Einzelpulsleistung von 26 MW ergibt.

Die Energie des gesamten Pulszuges beträgt dabei ca. 380 mJ. Mit höheren Leistungen konnte nicht gearbeitet werden, weil das Gitter dabei beschädigt wurde.

Wie oben schon erwähnt, tritt die passive Modenkopplung bei mehreren Rotationsschwingungsübergängen auf. In unserer Anordnung wurde sie bei P(18) bis P(24) beobachtet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der von uns entwickelte Oszillator mit passiver Modenkopplung einfach im Aufbau ist und auch hohe Einzelpulsleistungen liefert. Nachteilig ist die relativ schlechte Reproduzierbarkeit des "Mode-locking"-Betriebs, und dies obwohl der SF<sub>6</sub>-Druck auf  $\pm 0,1$  Torr konstant gehalten werden konnte und die Anregung des Lasergases relativ reproduzierbar war.

#### 4.4 Aktiv modengekoppelter Oszillator mit Mehrlinien-Zweiband- übergang durch ein selektiv absorbierendes Gas (Butan)

Wie in /24/ berichtet wurde, kann Mehrlinien-Zweibandbetrieb dadurch erhalten werden, daß in den Resonator eine Zelle mit selektiv absorbierendem Gas gestellt wird. Dort wurde auch gezeigt, daß ein solcher Betrieb in einem aktiv modengekoppelten Oszillator möglich ist ohne Einbuße der Qualität der Modenkopplung (soweit aus Pulsform und Pulsbreite ersichtlich).

Den experimentellen Aufbau zeigt Abb. 10. Das von uns verwendete, im 10,4  $\mu\text{m}$ -Band absorbierende Gas war n-Butan ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ), dessen Absorptionsspektrum im interessierenden Spektralbereich aus Abb. 11 zu entnehmen ist. Eine 6,5 cm

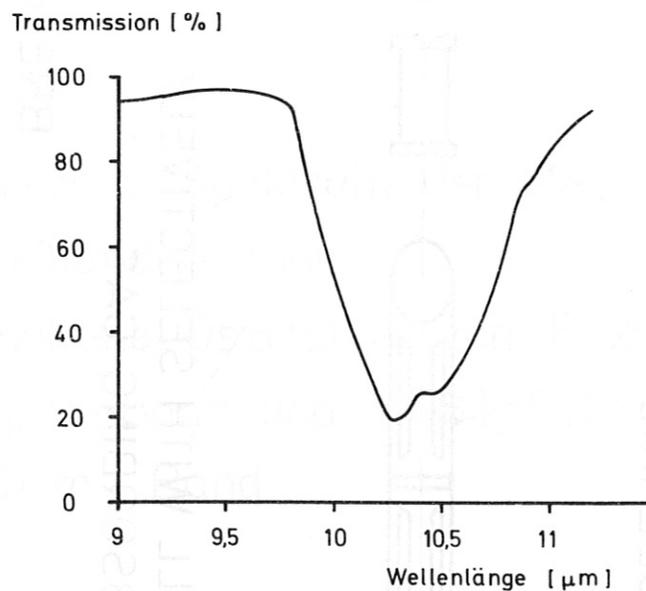


Abb.11: Transmission von n-Butan bei 3500 Torr-cm

lange Zelle wurde mit 280 Torr dieses Gases gefüllt. Für reproduzierbaren Zweibandbetrieb genügte eine Druckeinstellung auf  $\pm 5$  Torr. Am Spektrum-Analysator konnten bis

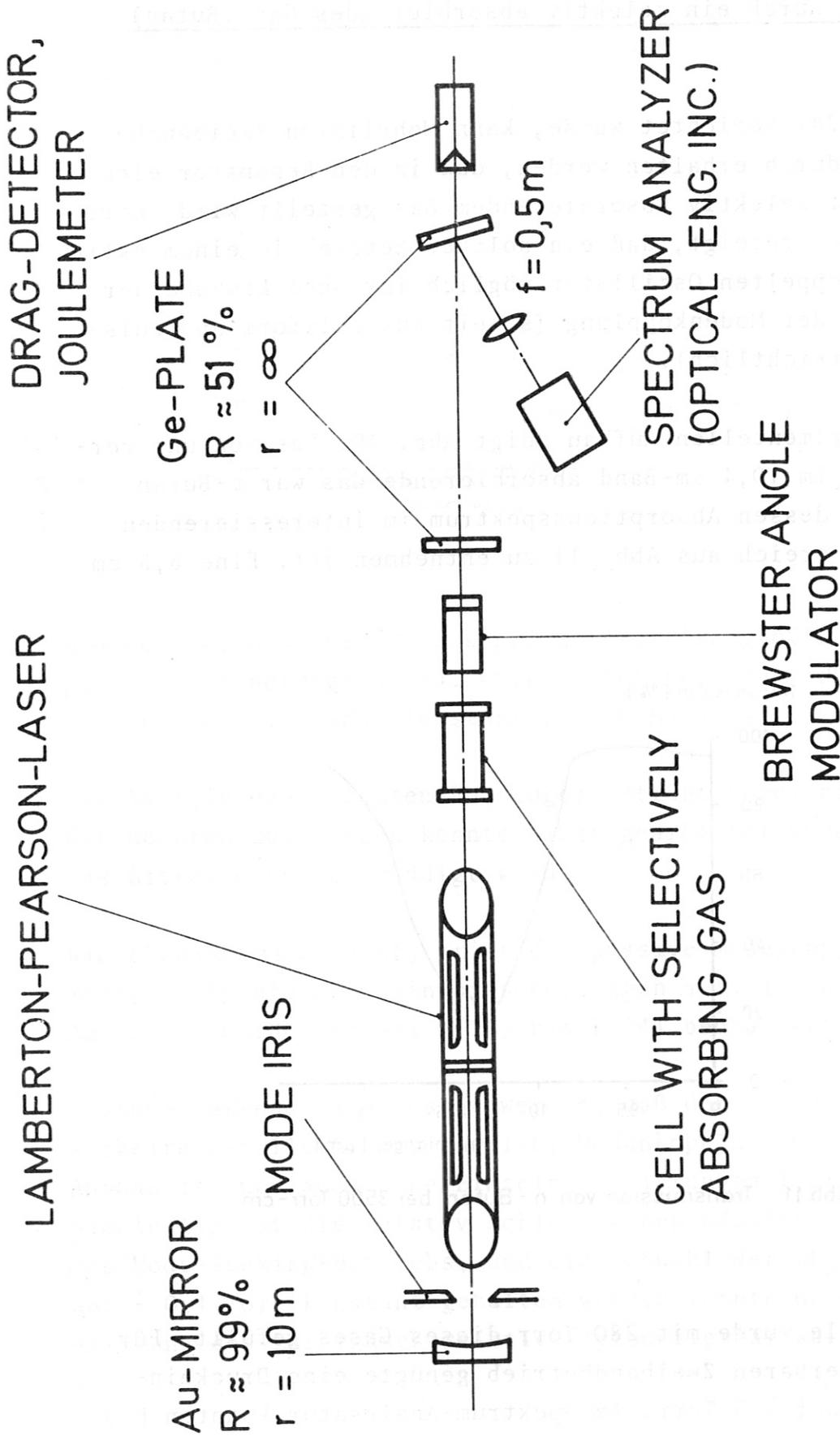


Abb.10 : Aufbau des aktiv modengekoppelten Oszillators mit Mehrlinien - Zweibandübergang durch Verwendung eines selektiv absorbierenden Gases (Butan).

zu 4 Linien (P(16) bis P(22) im 9,4  $\mu\text{m}$ -Band und P(18) bis P(24) im 10,4  $\mu\text{m}$ -Band) in jedem der beiden Bänder beobachtet werden. Im 9,4  $\mu\text{m}$ -Band war die Linie P(20) und im 10,4  $\mu\text{m}$ -Band die Linie P(22) dominierend (Abb. 12). Doch

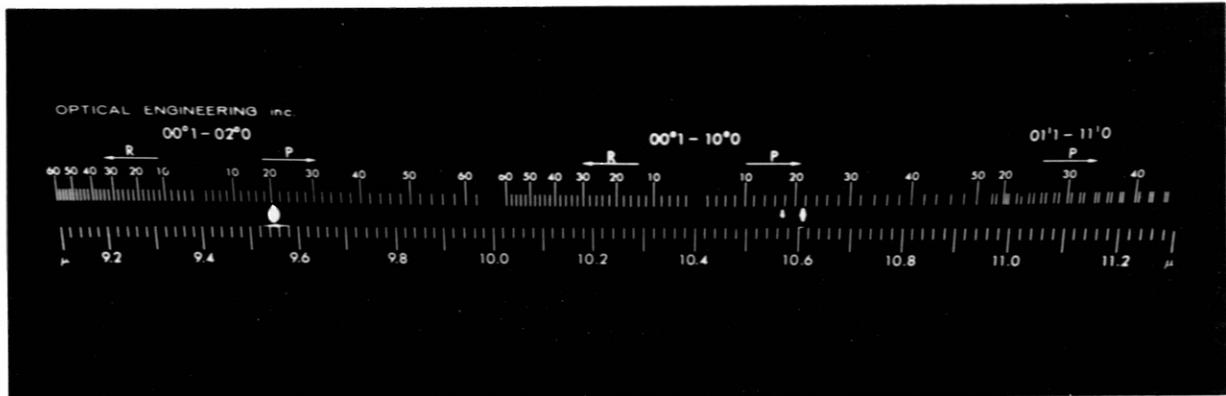


Abb. 12 : Typisches Spektrum der Mehrlinien -  
Zweibandemission :  
simultane Oszillation von P(20) im  
9,4 $\mu\text{m}$ -Band und P(18), P(22) im  
10,4 $\mu\text{m}$ -Band

hängt die Energieverteilung auf die einzelnen Linien neben der spektralen Verstärkungskurve auch von der Fabry-Perotwirkung der planparallelen Zellenfenster und deren Neigung zum Strahlengang ab. So konnte beobachtet werden, daß bei nicht selektiv absorbierender Zellenfüllung (Luft) mehrere Linien im P-Zweig des 10,4  $\mu\text{m}$ -Bandes anschwingen, während

ohne Zelle im Resonator stets nur P(20) dieses Bandes beobachtet wird. Die Gesamtenergie des modengekoppelten Pulszuges ohne Zelle mit absorbierendem Gas im Resonator beträgt etwa 400 mJ, die Energie des größten selektierten Einzelpulses 14 mJ bei einer Pulshalbwertsbreite von 1,2 ns. Mit der mit 280 Torr Butan gefüllten Zelle im Resonator beträgt die Gesamtenergie des Pulszuges noch 300 mJ, aber die Energie des größten Einzelimpulses beträgt ca. 18 mJ bei 1,2 ns Pulsdauer. Vergleicht man die Pulszüge der beiden Betriebsarten (Monolinien- bzw. Mehrlinien-Zweibandbetrieb), so findet man im Mehrlinien-Zweibandbetrieb einen großen Teil der Gesamtenergie konzentriert auf wenige Pulse am Anfang des Pulszuges. Eine Erklärung dieses günstigen Verhaltens ist wohl die raschere Energieextraktion bei dieser Betriebsart durch den im Oszillator hin- und herlaufenden Nanosekundenpuls.

Zum Abschluß sei noch darauf hingewiesen, daß man eine solche Gasabsorptionszelle mit Fabry-Perot-Platten entsprechender Planparallelität ausrüsten, die Platten als gekoppeltes Fabry-Perot justieren und die Zelle in ihrer Neigung verstellbar aufstellen kann. Mit entsprechend eingestelltem Gasdruck ( $C_4H_{10}$ ) und Neigung der Zelle sollte es möglich sein, eine gewünschte spektrale Emission einzustellen.

#### 4.5 Freilaufender Oszillator mit Mehrlinienübergang durch Zusatz von Ammoniak ( $NH_3$ ) zum Lasergas

Wie bereits gezeigt wurde, kann durch ein selektiv absorbierendes Gas, das - separiert vom Lasergas im Entladungsröhre - in einer Küvette in den Oszillatorstrahlengang gebracht wird, der Laser gezwungen werden, nicht nur auf der Linie P(20) zu emittieren, sondern gleichzeitig auf mehreren Linien im ( $00^01 - 10^00$ )- und/oder ( $00^01 - 02^00$ )-Band. Setzt man das absorbierende Gas direkt dem  $CO_2$ -Lasergasgemisch zu, sollte der gleiche Effekt zu erzielen sein bei Vermeidung der unerwünschten Verluste durch Fresnelreflexion

an den Küvettenfenstern, und folglich bei etwas höherer Ausgangsenergie. Voraussetzung dafür ist, daß durch das zugesetzte Gas die Entladung homogen über das gesamte Entladungsvolumen bleibt und nicht in eine Bogenentladung übergeht. Es kommen solche Gase in Frage, für die der Querschnitt für Elektronenanlagerung klein ist.

$\text{NH}_3$  ist ein Gas, das im Bereich der möglichen Emission des  $\text{CO}_2$ -Lasers eine starke Abhängigkeit der Absorption von der Wellenlänge hat. Abb. 13 zeigt die mit einem Beckman IR-Spektralphotometer aufgenommene Transmission von  $\text{NH}_3$  (10 cm lange Küvette bei 210 Torr) in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Im ( $00^01 - 10^00$ )-Band ist die Transmission für den R-Zweig größer als für den P-Zweig. Innerhalb des P-Zweiges ist die Transmission bei der Wellenlänge von P(22) am größten. Es ist also zu erwarten, daß bei Zusatz von  $\text{NH}_3$  sich die Emission zunächst von P(20) nach P(22) verschiebt und bei weiterer Erhöhung des  $\text{NH}_3$ -Gehalts schließlich zu Linien im R-Zweig übergeht. Es ist keine Emission im ( $00^01 - 02^00$ )-Band zu erwarten, da hier die Transmission geringer ist als für den R-Zweig des ( $00^01 - 10^00$ )-Bandes.

Die experimentelle Überprüfung des spektralen Verhaltens wurde an einem Oszillator mit Doppelentladung durchgeführt /25/. Die Entladungslänge beträgt 55 cm bei einem Elektrodenabstand von 2,5 cm. In diesem Volumen wird eine elektrische Energie von 50 J dissipiert. Die Gesamtlänge der Gassäule beträgt 85 cm. Es wurde festgestellt, daß bei Zusatz von  $\text{NH}_3$  bis zu 30 Torr zu der 4-1-1 He- $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$ -Mischung die Entladung sehr homogen und zuverlässig ist. Allerdings nimmt gleichzeitig die Laserenergie von 5 J auf 1 J ab. Das Ergebnis über die spektrale Verteilung (gemessen mit einem Optical Engineering Spectrum Analyzer) ist in Abb. 14 dargestellt: Zunächst ist die Emission bei P(20), springt bei

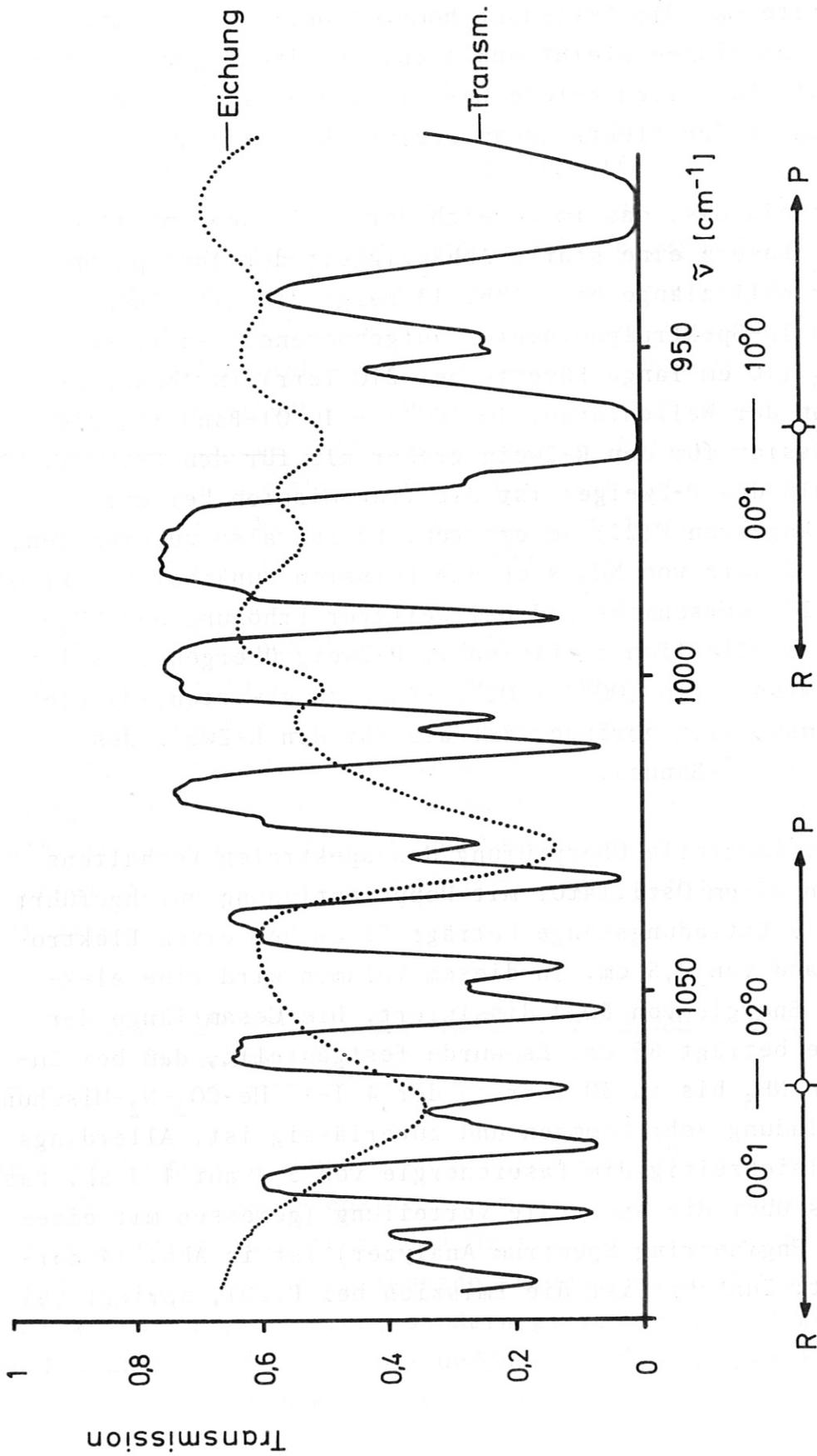


Abb.13: Transmission von NH<sub>3</sub> im Wellenlängenbereich der (00°1-02°0) - und (00°1-10°0) -  
Bänder von CO<sub>2</sub> bei 2100 Torr · cm

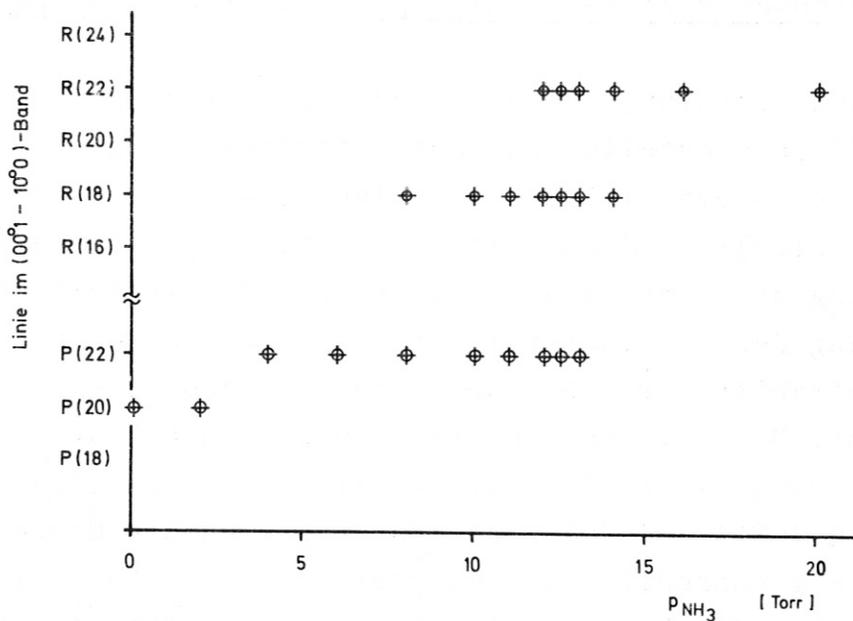


Abb.14: Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der zugesetzten  $NH_3$  -Menge

$P_{ges.} = 720$  Torr, Gassäulenlänge 85cm, Gasmischung He:  $CO_2$ :  $N_2 = 4 : 1 : 1$

4 Torr  $NH_3$ -Zusatz nach P(22), bei 8 Torr auf P(22) und R(18) und ist zwischen 12 und 13 Torr gleichzeitig und etwa gleich stark bei P(22), R(18) und R(22). Dieses Verhalten ist sehr reproduzierbar. Für jeden  $NH_3$ -Druck wurden 5 Messungen durchgeführt, und es zeigte sich in keinem Fall eine Abweichung von der in Abb. 14 dargestellten Verteilung.

Für die Verstärkung von Nanosekunden- $CO_2$ -Laserpulsen sind die Bedingungen mit einem Zusatz von 12 - 13 Torr, entsprechend 1000 - 1100 Torr x cm, optimal. Hierbei emittiert der Oszillator gleichzeitig auf 3 Linien mit den Rotationsquantenzahlen  $J = 19, 21$  und 23 für die oberen Laserniveaus. Die Ausgangsenergie des Oszillators beträgt in diesem Falle mit 2 J etwa die Hälfte der maximal möglichen.

#### 4.6 Freilaufender Oszillator mit spektraler Ansteuerung

Wir haben versucht, durch Ansteuerung mit einem in der Wellenlänge einstellbaren kontinuierlichen CO<sub>2</sub>-Laser einen TEA-Laseroszillator zu zwingen, auf einer anderen als der P(20)-Linie zu emittieren. Die experimentelle Anordnung dazu ist in Abb. 15 skizziert. Ein Teil der Strahlung des kontinuierlichen CO<sub>2</sub>-Lasers wird über einen Strahlteiler (35 % Reflexion) in den TEA-Oszillator gebracht. Die Leistung des kontinuierlichen Lasers ist 5 W und etwa gleich für alle Linien zwischen P(10) und P(34) im (00<sup>0</sup>1 - 10<sup>0</sup>0)-Band. Durch Drehen des Gitters wird die gewünschte Linie eingestellt. Die TEA-Entladung ist vom Typ der Doppelentladung mit einer aktiven Länge von 45 cm bei einem Elektrodenabstand von 5 cm /28/. Im Entladungsvolumen werden etwa 150 J elektrische Energie dissipiert; die Entladung brennt bei Atmosphärendruck in einem 8-1-1 He-CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-Gemisch, dem etwa 2 % Tripropylamin zugesetzt sind. Die Resonatorlänge beträgt 150 cm und die spektrale Verteilung der Emission wird mit Hilfe eines Optical Engineering Spectrum Analyzer in Verbindung mit einem Ce:Au-Detektor bestimmt. Es wurde sorgfältig darauf geachtet, daß das gesamte Modenvolumen des TEA-Lasers vollständig mit der Strahlung vom kontinuierlichen Laser ausgefüllt wurde.

Im freilaufenden Betrieb emittiert der Laser eine Energie von etwa 10 J auf der Linie P(20). Bei Einschaltung des kontinuierlichen Lasers ist die Emission immer gleichzeitig auf der Linie P(20) und derjenigen, auf die der kontinuierliche Laser eingestellt ist. Bei etwa gleicher Intensität beider Linien (was durch geringfügige Änderung der Spannung des Speicherkondensators erreicht wird) kann die Emission auf P(20) und jede Linie zwischen P(12) und P(28), sowie auf P(20) und R(16) bis R(24) eingestellt werden.

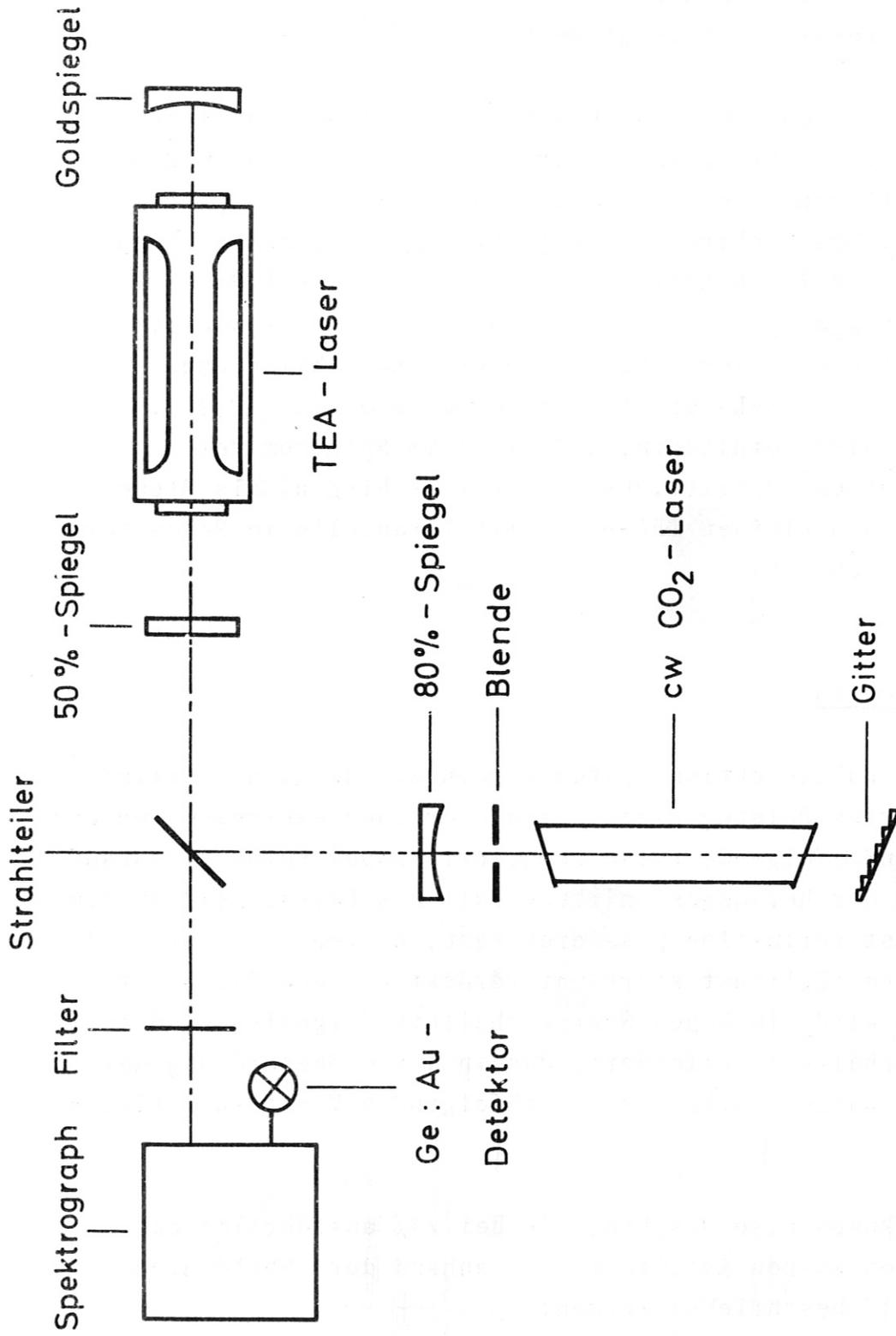


Abb. 15: Experimentelle Anordnung für die spektrale Ansteuerung eines TEA-Oszillators mit Hilfe eines kontinuierlichen Lasers.

Im angesteuerten Betrieb schwingt der Laser ca. 100 ns früher an als unter freilaufenden Bedingungen. Der zeitliche Abstand zwischen Beginn der Entladung und Einsetzen der Laseremission beträgt dann etwa 700 ns.

Die Ansteuerung wurde auch mit einem gütegeschalteten CO<sub>2</sub>-Laser als Steuerlaser versucht. Dabei wurde am kontinuierlichen Laser das Gitter durch einen Drehspiegel ersetzt. Das Spektrum eines so erzeugten Riesenimpulses besteht aus 4 - 6 Linien um P(20) herum, wobei diese Linie etwa doppelt so große Intensität besitzt wie die Nachbarlinien. Dieser Ansteuerungsversuch blieb ohne Erfolg. Der TEA-Laser emittierte nur die Linie P(20). Man muß also verhindern, daß P(20) im Spektrum des Steuerpulses auftritt. Es wird vorgeschlagen, als Steuerlaser einen kleinen TEA-Laser mit Butanzelle im Resonator zu benutzen.

## 5. Pulsselektion

Mit dem Pulsselektionssystem werden aus dem vom Oszillator emittierten Pulszug Einzelpulse oder auch wahlweise mehrere aufeinanderfolgende Pulse separiert. Dabei kommt es darauf an, daß der herausgeschnittene Puls das Pulsschneidesystem möglichst verlustlos passieren kann, während die Vor- und Nachpulse möglichst stark unterdrückt werden. Das heißt vom PSS wird ein hohes Sperrverhältnis (Signal- zu Untergrundverhältnis) gefordert, das in der Größenordnung der Kleinsignalverstärkung der nachfolgenden Verstärker liegen soll.

Die Wirkungsweise des PSS, das bei /4/ ausführlich beschrieben worden ist, soll kurz anhand der Abbildungen 16 und 17 beschrieben werden:

Die aus dem Oszillator austretende, linear polarisierte Laserstrahlung passiert ungehindert den Germaniumplatten-

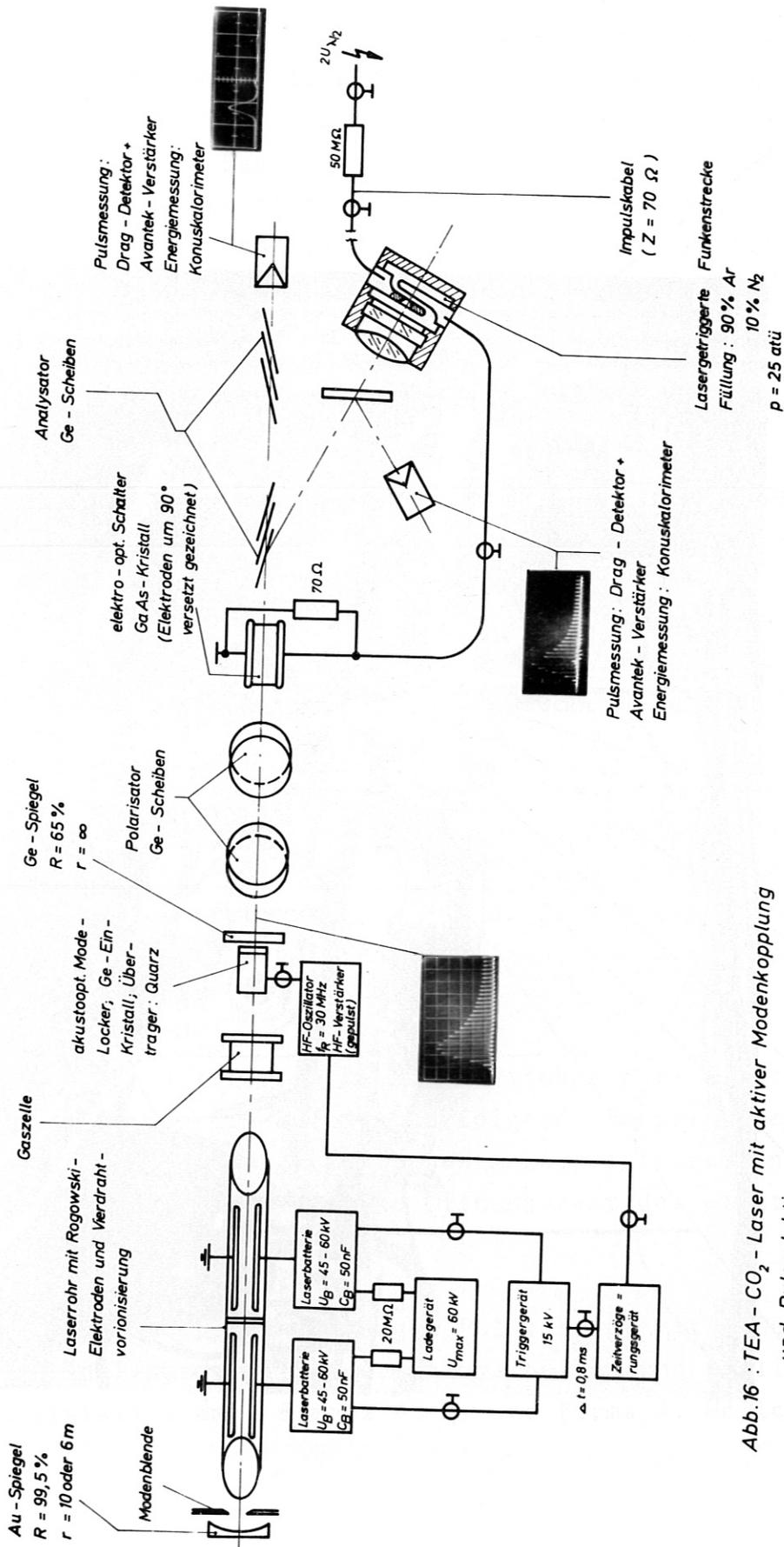


Abb. 16 : TEA - CO<sub>2</sub> - Laser mit aktiver Modenkopplung und Pulselektionssystem

Spiegel,  $R \approx 100\%$   
Modenblende

Ge-Spiegel,  $R=65\%$  Gaszelle

Brewsterwinkel-  
modulator

Entladungsrohre

el. opt. Schalter  
Polarisator

Analysator

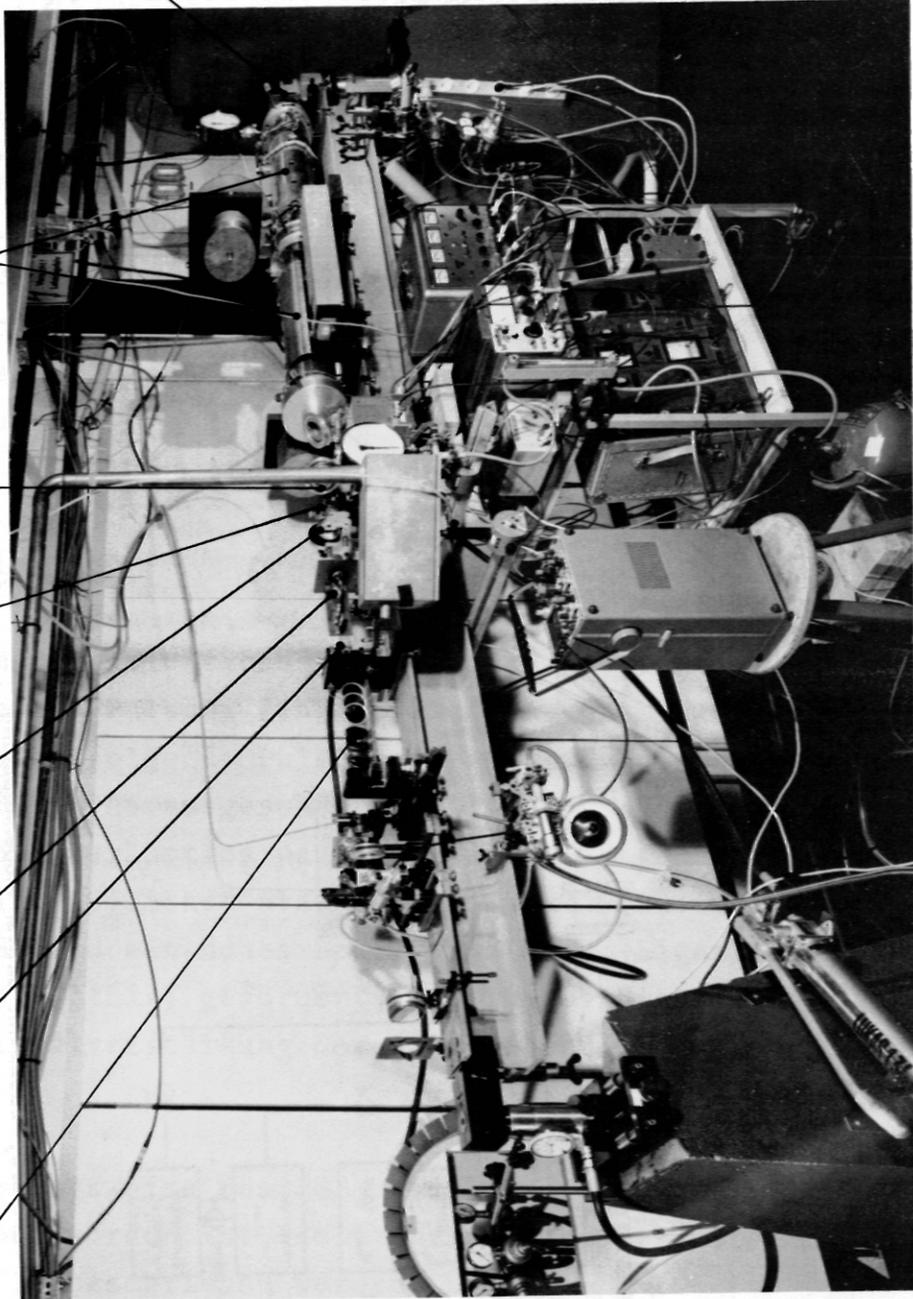


Abb. 17 : TEA - CO<sub>2</sub> - Oszillator mit aktiver Modenkopplung und Pulsselektions -  
system

polarisator und den elektro-optischen Schalter, an dem zu diesem Zeitpunkt keine Spannung anliegt, und wird dann zu 82 % von der ersten Platte des Germaniumplattenanalysators, dessen Durchlaßrichtung senkrecht zur Schwingungsrichtung des Laserstrahls liegt, auf eine lasergetriggerte Funkenstrecke gespiegelt. Dann wird das Licht durch eine Sammellinse zwischen die Kalotten dieser Druckfunkenstrecke fokussiert, wodurch diese zündet und eine Spannung  $U_{\lambda/2}$ , entsprechend einer Drehung der Polarisationsrichtung um  $90^\circ$ , auf den elektro-optischen Schalter legt. Für diese Triggerung werden nur die ersten 2 bis 4 Pulse des gesamten Pulszuges benötigt. Die Polarisationssebene eines der nächstfolgenden Pulse wird dann durch den elektro-optischen Schalter um  $90^\circ$  gedreht, so daß dieser Puls nun den Ge-Plattenanalysator passieren kann. Die Zeitdauer, während der die Polarisationssebene der Laserstrahlung gedreht wird, d.h. während der die Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$  am elektro-optischen Schalter anliegt, wird durch die Länge eines Impulskabels bestimmt. In der vorliegenden Anordnung folgen die Laserimpulse, entsprechend der Resonatorumlaufzeit  $t = 2L/c$  ( $L = \text{Resonatorlänge} = 2.5 \text{ m}$ ), mit einem Abstand von 16.7 ns aufeinander. Aus statistischen Gründen ist es günstig, die Öffnungszeit des e.o. Schalters gleich dem Pulsabstand zu wählen. Darum wurde beim verwendeten 70  $\Omega$ -Kabel mit einer Laufzeit  $\tau = 5 \text{ ns/m}$  eine Länge von 1.67 m, entsprechend einer Gesamtlaufzeit von  $2\tau = 16.7 \text{ ns}$ , gewählt.

Werden z.B. für Justierzwecke oder zeitabhängige Verstärkungsuntersuchungen mehrere aufeinanderfolgende Einzelpulse benötigt, so kann man durch einfaches Ankoppeln eines entsprechend langen Pulskabels die Öffnungszeit des elektro-optischen Schalters verlängern.

Mit der beschriebenen Anordnung - Polarisator mit 4 Germaniumscheiben, Analysator mit 5 Germaniumscheiben und Galliumarsenidkristall 8 mm x 8 mm x 45 mm der Firma A. Meller -

konnte ein Sperrverhältnis (Energie des separierten Pulses zur Gesamtenergie der Vorpulse) von  $S = 700 : 1$  (gemittelt über 30 Messungen) erzielt werden. Untersuchungen am PSS ergaben, daß höhere Sperrverhältnisse nur dann erreicht werden können, wenn die als elektro-optische Schalter verwendeten GaAs-Kristalle die größtmögliche optische Homogenität aufweisen, und außerdem der Durchmesser des Laserstrahles wesentlich kleiner ist als die Kristallapertur.

Mit dem von uns verwendeten GaAs-Kristall wurden Einzelpulse von 1,2 ns Dauer und einer Energie bis zu 28 mJ separiert, ohne daß dabei der Kristall oder die Entspiegelungsschicht beschädigt wurden. Damit hielt der GaAs-Kristall einer Leistungsdichte von ungefähr  $36 \text{ MW/cm}^2$  stand. Da vom Hersteller die höchste zulässige Leistungsdichte mit  $1 - 10 \text{ MW/cm}^2$  angegeben wird, ist es nicht ratsam, den Kristall mit noch größeren Leistungsdichten zu beaufschlagen.

## 6. Zusammenfassung

Für die 50 - 100 J  $\text{CO}_2$ -Lasieranlage wurden mehrere verschiedene Oszillatortypen entwickelt. Dabei ist es gelungen, Einzelpulsenergien von maximal 30 mJ bei PHWBen von 1,2 ns zu erreichen. Die mittlere Einzelpulsleistung liegt bei 17 MW und ist gut reproduzierbar. Die Strahldivergenz ist bei allen Oszillatoren praktisch beugungsbegrenzt und beträgt 1,6 - 2 mrad. Durch spektrale Ansteuerung und Verwendung von selektiv absorbierenden Gasen konnte erreicht werden, daß die Oszillatoren simultan auf mehreren Rotations-schwingungsübergängen des  $9,4 \mu\text{m}$ - und des  $10,4 \mu\text{m}$ -Bandes emittieren. Die vergleichenden Daten und Eigenschaften sind in der Tab. 1 zusammengestellt.

Für den Oszillator-Verstärkerbetrieb wurde zunächst der aktiv modengekoppelte Oszillator mit helischer, widerstands-entkoppelter Entladung und entspiegeltem Germaniummodenkoppler eingesetzt. Er wurde dann ersetzt durch den aktiv

Oszillatortyp	Energie im ges. Pulszug W <sub>ges.</sub> [mJ]	typ. Ein- zelpuls- energie Weinzel [mJ]	PHWB t [ns]	Einzel- puls- leistung Peinzel [MW]	Strahl- div. θ * } [mrad]	Emission im		Besondere Merkmale
						10,4 µm- Band	9,4 µm- Band	
1. Aktiv modengekoppelter Oszillator m. helischer widerstandsentkoppelter Entladung u. entspiegeltem Germaniummodenkoppler	100-150	2 - 5	1,3	1,5 - 4	2	P(20)	—	- Arbeitsdruck ca. 300 Torr - Emission im TEM <sub>00</sub> -Mode ohne zusätzliche Blenden in d. Ausgangsleistung beschränkt durch einkoppelbare elektrische Energie u. Belastbarkeit d. Entspiegelungsschichten d. Germanium-Modulators - stabiler Betrieb
2. Aktiv modengekoppelter Oszillator m. Doppelentladung u. Brewsterwinkelmodulator	ca. 400	20	1,1 - 1,2	17	1,6	P(20)	—	- arbeitet b. Atmosphärendruck ohne Zusätze m. niedrigem Ionisationspotential - einkoppelbare Energiedichte ist 250 J/ℓ - Begrenzung d. Einzelpulsenergie liegt i.d. Belastbarkeit d. Germaniummodulators - stabiler Betrieb
3. Passiv modengekoppelter Oszillator mit Doppelentladung	ca. 380	max. 30	1,2 - 6 einstellbar	max. 26	1,6	P(18) - P(24)	—	- einfacher Aufbau - hohe Einzelpulsleistungen - Begrenzung d. Einzelpulsenergie durch Belastbarkeit des Gitters - Emission im TEM <sub>00</sub> -Mode mit Blenden - modengekoppelter Betrieb ist schlecht reproduzierbar: hohe Anforderungen an Reproduzierbarkeit d. Entladungen u. Konstanz des SF <sub>6</sub> -Druckes
4. Aktiv modengekoppelter Oszillator m. einem selektiv absorbierenden Gas (Butan) für d. Mehrlinien-Zweibandübergang	ca. 300	18	1,2	15	ca. 1,6	P(18) - P(24) P(10) - P(22) Simultan	—	- wie bei Nr. 2 - Mehrlinien-Zweibandbetrieb ist reproduzierbar möglich - Butan ist getrennt vom Lasergas
5. Freilaufender Oszillator mit Mehrlinienübergang durch Zusatz von Ammoniak (NH <sub>3</sub> ) zum Lasergas	—	—	—	—	—	R(18), R(22) u. P(22) simultan	—	- mit Lasergas vermischt - reproduzierbarer Betrieb
6. Freilaufender Oszillator mit spektraler Ansteuerung	—	—	—	—	—	P(20) + R(16) bis R(24) u. P(12) bis P(28)	—	- Ansteuerung durch abstimmbaren kontinuierlichen CO <sub>2</sub> -Laser - 2-Linien-Betrieb, nämlich P(20) plus einer einstellbaren Linie

\*) Voller Winkel bei halber Maximalenergie

Tab. 1: Zusammenstellung der entwickelten TEA-CO<sub>2</sub>-Oszillatoren und ihrer wichtigsten Daten

modengekoppelten Oszillator mit Brewsterwinkelmodulator, der reproduzierbar eine hohe Einzelpulsleistung erbrachte und zudem leicht auf einen Mehrlinien-Zweibandbetrieb umgerüstet werden konnte. Damit erzielte Oszillator-Verstärker-Messungen werden in /29/ ausführlich beschrieben.

Zum Abschluß sei allen Mitarbeitern gedankt, die an diesem CO<sub>2</sub>-Oszillatorprojekt mitgearbeitet haben:

- Herrn A. Wasner für seine umfangreichen Konstruktionsarbeiten
- den Herren G. Kerkloh und Matthias Oswald für ihre wertvolle technische Unterstützung beim Aufbau und den Untersuchungen
- Herrn Zitzmann für die Lösung zahlreicher technologischer Probleme
- den Herren Matthias Oswald und H. Wolf für die Anfertigung der Zeichnungen
- Herrn Wolfram Schmid für anregende Diskussionen.

Literatur

- /1/ K. Büchl: Production of Plasma with a CO<sub>2</sub>TEA Laser from Solid Hydrogen Targets. J. Appl. Phys. 43, 1032 (1972)
- /2/ F. Floux: Application of High Power Lasers to the Creation of Active Plasmas Optics and Laser Technology, April 1974, pp. 69 - 77
- /3/ B.J. Feldman: Short-Pulse Multiline and Multiband Energy Extraction in High-Pressure CO<sub>2</sub>-Laser Amplifiers. IEEE J. Qu. Electr., QE-9, 11, 1070 (1973)
- /4/ H. Baumhacker, E. Fill, F. Hofmeister: Ein aktiv modengekoppelter TEA-CO<sub>2</sub>-Laser mit Pulsselektionssystem. IPP 4/106, Nov. 1972
- /5/ J.F. Figueira, W.H. Reichelt, S. Singer: Single Nanosecond Pulse Generation at 10.6  $\mu$  Using a Brewster Angle Modulator. Rev. Sci. Instr., 44, 10, 1481 (1973)
- /6/ J.L. Lachambre, F. Rheault, J. Gilbert: Actively Mode-locked Transversely Excited Atmospheric (T.E.A.) CO<sub>2</sub> Laser. The Radio and Electronic Eng., 42, 8, 351 (1972)
- /7/ H.M. Lamberton, P.R. Pearson: Improved Excitation Techniques for Atmospheric Pressure CO<sub>2</sub> Lasers. Electronic Letters, 7, 5/6, 141 (1971)
- /8/ A. Nurmikko, T.A. De Temple, S.E. Schwarz: Single Mode Operation and Mode-locking of High-Pressure CO<sub>2</sub> Lasers by Means of Saturable Absorbers. Appl. Phys. Lett., 18, 4, 130 (1971)

- /9/ A.F. Gibson, M.F. Kimmit, C.A. Rosito: Passive Mode-Locking of a High-Pressure CO<sub>2</sub> Laser with a CO<sub>2</sub> Saturable Absorber. Appl. Phys. Lett., 18, 12, 546 (1971)
- /10/ R. Fortin, F. Rheault, J. Gilbert, M. Blanchard, J.L. Lachambre: Powerful Nanosecond Pulses by Stable Passive Mode-Locking of TEA CO<sub>2</sub> Lasers. Can. J. Phys., 51, 414 (1973)
- /11/ A.G. Fox, T. Li: Resonant Modes in a Maser Interferometer. Bell Syst. Techn. J., 40, 2, 453 (1961)
- /12/ W.R. Sooy: The Natural Selection of Modes in a Passive Q-Switched Laser. Appl. Phys. Lett., 7, 36, 7 (1965)
- /13/ M.C. Richardson: Production of Single Subnanosecond Multi-Line 10.6 μm Laser Pulses by Fast Optical Gating. Optics Commun. 10, 4, 302 (1974)
- /14/ D.T. Davis, D.L. Smith and J.S. Koval: Generation of single 1-ns pulses at 10.6 μm, IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 846 (1972)
- /15/ A.E. Siegman and D.J. Kuizenga: Simple analytic expressions for AM and FM mode-locked pulses in homogeneous lasers. Appl. Phys. Lett 14, 181 (1969)
- /16/ V.S. Letokhov: Generation of ultrashort light pulses in a laser with a nonlinear absorber. Sov. Phys. JETP 28, 562 (1969)
- /17/ J. Gilbert, J.L. Lachambre: Self-locking of modes in a high-pressure CO<sub>2</sub>-laser with transverse pulse excitation. Appl. Phys. Lett 18, 187 (1971)

- /18/ I. Burak, D.L. Houston, G.D. Sutton, J. Steinfeld: Mechanism of passive Q-switching in CO<sub>2</sub>-lasers. IEEE J. Quantum Electron. QE-7, 73 (1971)
- /19/ G.T. Schappert: Rotational Relaxation Effects in Short-Pulse CO<sub>2</sub> Amplifiers. Appl. Phys. Lett. 23, 6, 319 (1973)
- /20/ P.K. Cheo, R.L. Abrams: Rotational Relaxation Rate of CO<sub>2</sub> Laser Levels. Appl. Phys. Lett. 14, 2, 47 (1969)
- /21/ H. Baumhacker, H. Brinkschulte, E. Fill, G. Grigoriu, W. Schmid: Verh. der DPG 6, 774 (1973)
- /22/ M. Piltch: Multi-Line Pulsed CO<sub>2</sub> Oscillator. Opt. Comm. 7, 397 (1973)
- /23/ H. Brinkschulte, R.S. Lang: Gain Measurements in a TEA CO<sub>2</sub> Oscillator. Phys. Lett. 47A, 6, 455 (1974)
- /24/ H. Baumhacker, R.S. Lang: An Actively Mode-Locked TEA-CO<sub>2</sub>-Laser with High-Power Multiband Output. Phys. Lett. 47A, 6, 329 (1974)
- /25/ C. Grigoriu, H. Brinkschulte: A Reliable High Efficiency Atmospheric Pressure CO<sub>2</sub> Laser. Phys. Lett. 42A, 5, 347 (1973)
- /26/ R.S. Lang: Ein Neodymflüssigkeitslaser: Aufbau, Eigenschaften und Streueffekte im aktiven Medium. IPP-Report 4/111 (1973)
- /27/ N. Heckenberg: private Mitteilung
- /28/ H. Baumhacker, H. Brinkschulte, C. Grigoriu, W. Schmid: Entwicklung und Untersuchung von CO<sub>2</sub>-Lasern mit homogener Volumenentladung bei Atmosphärendruck. IPP-Report 4/123 (1974)

/29/ H. Baumhacker, H. Brinkschulte, E. Fill, R.S. Lang,  
W. Schmid: 50 J/1 ns CO<sub>2</sub>-Lasersystem.  
IPP-Report 4/124 (1974)