

Ein aktiv modengekoppelter TEA-CO₂-Laser
mit Pulsselektionssystem

An actively mode-locked TEA-CO₂-Laser
with pulse selecting system

H. Baumhacker, E. Fill, F. Hofmeister

IPP 4/106

November 1972

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Ein aktiv modengekoppelter TEA-CO₂-Laser
mit Pulsselektionssystem

An actively mode-locked TEA-CO₂-Laser
with pulse selecting system

H. Baumhacker, E. Fill, F. Hofmeister

IPP 4/106

November 1972

*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.*

H. Baumhacker,
E. Fill,
F. Hofmeister

Ein aktiv modengekoppelter
TEA-CO₂-Laser mit Puls-
selektionssystem

IPP 4/106

November 1972

Abstract

Es wird ein Laser-Oszillator beschrieben, der einen kurzen Puls von 1.3 nsec Dauer bei einer Wellenlänge von 10.6 μ erzeugt. Die Energie beträgt 5 mJ, die Winkeldivergenz ist 2 mrad. Zur Erzeugung dieses Pulses wird ein TEA-CO₂-Laser akustooptisch modengekoppelt. Aus dem so entstehenden Pulszug wird der Einzelpuls auf elektrooptische Weise herausgeschnitten.

A laser oscillator which produces a short pulse of 1.3 nsec duration at a wavelength of 10.6 μ is described. The pulse energy is 5 mJ, the beam divergence 2 mrad. To generate this pulse, a TEA-CO₂-laser is acoustooptically modelocked. From the pulse train produced this way a single pulse is selected by electrooptic means.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	2
2.	Experimenteller Aufbau	3
2.1	Der TEA-CO ₂ -Laser	3
2.2	Die Modenkopplung (Mode-locking)	6
2.2.1	Grundlagen des Mode-locking	6
2.2.2	Experimenteller Aufbau und Ergebnisse	9
2.3	Die Pulsselektion	15
2.3.1	Der elektro-optische Schalter	16
2.3.2	Der Analysator	20
2.3.3	Kabelentladung und lasergetriggerte Funkenstrecke	22
2.3.4	Meßergebnisse	23
3.	Zusammenwirken des TEA-CO ₂ -Lasers mit aktiver Modenkopplung und Pulsselektion mit einer Verstärkerkette	26

Literatur

Abbildungen

1. Einleitung

Für verschiedene Aufgaben der Plasmaphysik werden in wachsendem Maße Laserpulse im Nanosekundenbereich verwendet. Hauptanwendungsgebiete sind die Plasmadiagnostik und die Plasmaerzeugung durch fokussiertes Laserlicht.

Bei der Plasmadiagnostik mit Lasern wird die Elektronendichte eines Plasmas auf interferometrischem Wege oder aus Streuungen bestimmt ⁽¹⁾ ⁽²⁾. Bei kurzlebigen oder schnell fluktuierenden Plasmen kann die Diagnostik nur durch ultrakurze Laserpulse geschehen.

Bei der Plasmaerzeugung durch Laser wird ein Laserpuls auf ein Teilchen aus festem H₂ oder Deuterium fokussiert. Dabei entsteht ein hochionisiertes Plasma, in dem bei genügender Laserenergie Fusionsneutronen nachgewiesen werden können ⁽³⁾ ⁽⁴⁾. Das Gebiet der lasererzeugten Plasmen hat gerade in letzter Zeit durch das Konzept der Target-Kompression stark an Interesse gewonnen ⁽⁵⁾. Dazu werden Laserpulse von genau vorgegebenem zeitlichem Verlauf benötigt, wobei die Hauptenergie in Zeiten ≤ 1 nsec abgegeben werden muß.

Seit Erfindung des TEA-Lasers ⁽⁶⁾ wurde dieser Lasertyp bei den oben skizzierten Anwendungen mit zum Teil interessanten Ergebnissen eingesetzt. So konnte Büchl ⁽⁷⁾ zeigen, daß bei der Plasmaerzeugung durch TEA-CO₂-Laser auch bei der gegenüber Nd-Glas um einen Faktor 10 größeren Wellenlänge die dort entwickelten Modelle sich auch bei CO₂-Laserlicht in Übereinstimmung mit den Experimenten befinden.

Vorteile des CO₂-Lasers sind sein relativ einfacher Aufbau und sein hoher Wirkungsgrad.

Um für die verschiedenen Aufgaben der Plasmaphysik einen Laser genügend hoher Intensität zur Verfügung zu haben, wurde am IPP ein "Proposal" ausgearbeitet, das einen CO_2 -Laser, bestehend aus Oszillator und 4 nachgeschalteten Verstärkerstufen, vorsieht. Dieser Laser soll zunächst einen Puls von etwa 100 Joule in einer Nanosekunde liefern.

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Oszillator dieses Systems. Er liefert einen Puls von 5 mJ Energie und 1,3 nsec Dauer bei einer Winkeldivergenz von 2 mrad. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ist besser als 360 : 1. Die verwendete Technik ist aktives Modelocking mit externer Pulsselektion.

2. Experimenteller Aufbau

Die Abbildungen 1 und 2 zeigen den Gesamtaufbau des TEA- CO_2 -Lasers mit akusto-optischem Modulator und Pulsselektionssystem. Seine Wirkungsweise und die einzelnen Komponenten werden im folgenden beschrieben.

2.1 Der TEA- CO_2 -Laser

Der "Transversely Excited Atmospheric Pressure" (TEA)- CO_2 -Laser wurde ursprünglich von Beaulieu⁽⁶⁾ bzw. von Dumanchin⁽⁸⁾ beschrieben und ist seitdem Gegenstand zahlreicher Arbeiten und Veröffentlichungen⁽⁹⁻¹²⁾.

Bei dem von uns gebauten TEA- CO_2 -Laser (siehe Abb. 2) hat das Entladungsrohr aus Plexiglas eine Länge von 2.2 m und einen Innendurchmesser von 50 mm und ist an beiden Enden mit KCL-Brewsterfenstern abgeschlossen. Die elektrische Entladung findet transversal zur Laserrohrachse zwischen je 2 Nadelelektroden statt. Insgesamt sind 220 dieser Nadelelektroden entlang der Steigung einer Spirale so in das Entladungsrohr eingeklebt, daß der Abstand aufeinander-

folgender Elektrodenpaare jeweils 10 mm und die Entladungsstrecke zwischen Kathode und Anode eines Elektrodenpaares 25 mm beträgt. Die einzelnen Elektrodenpaare sind durch 1-k Ω -Kohlemassewiderstände entkoppelt, wobei jeweils eine Widerstandszuführung selbst als Nadelelektrode benützt wird. Der Vorteil dieser gewendelten Elektrodenanordnung gegenüber geradlinigen ergibt sich daraus, daß die Anregung und damit Verstärkung im Lasermedium auf der Rohrachse sehr hoch ist und zum Rand hin stark abnimmt. Dies ermöglicht ein Arbeiten des Lasers im TEM₀₀-Mode mit beugungsbegrenzter Strahldivergenz.

Für unsere Untersuchungen verwenden wir ein Gasgemisch von 15 % CO₂, 20 % N₂ und 65 % He, das schon vorgemischt in technischer Reinheit bezogen wird. Der für den Laser optimale Gasdruck liegt zwischen 280 und 400 Torr, wobei das Gasgemisch den Laser mit einer Durchflußrate von 1.5 Torr · ltr/sec durchströmt. Die Schußfolge war dabei ca. 1/5 Hz.

Der Resonator ist 2.5 m lang und besteht aus einem vergoldeten CuZr-Spiegel mit 99.6 % Reflexion - wobei Krümmungsradien von 10 bzw. 6 m verwendet werden - und einem ebenen Ge-Spiegel mit 65 % Reflexion. Der 6m-Spiegel brachte in unseren Untersuchungen erhebliche Verbesserungen in der Reproduzierbarkeit sowohl der Ausgangsenergie als auch der Emissionsrichtung des Lasers.

Das Gasgemisch des Lasers wird durch die Entladung von 16 parallel- bzw. hintereinandergeschalteten Rohrcondensatoren (Hydra 0.01 μ F/16 kV) mit einer Gesamtkapazität von 40 nF und einer max. Betriebsspannung von $U_B = 32$ kV angeregt. Der Laser funktioniert umso besser, je schneller der Stromanstieg der Entladung ist. Aus diesem Grund wurden die Batterien möglichst induktivitätsarm aufgebaut und die Zuleitungsinduktivitäten so niedrig wie möglich gehalten,

indem die Kondensatoren der Laserbatterie^{*)} koaxial um die Triggerfunkenstrecke angeordnet und über vier 50 Ω -Kabel (RG 213-U) mit den Laserelektroden verbunden wurden (siehe Abb. 3).

Der Entladungsstrom wurde über einen koaxial aufgebauten Flächenwiderstand⁽²⁷⁾ von 3 m Ω ermittelt und beträgt max. 1800 A. Der Strompuls hat in unserer Anordnung einen Anstieg von 200 ns und eine Halbwertsbreite von 750 ns (siehe Abb. 4a).

Durch diese kurzen und starken Strompulse werden die CO₂-Moleküle so schnell angeregt, daß das Maximum der Besetzungsinversion und damit das Maximum der Verstärkung schon erreicht wird, bevor die Photonendichte im Resonator genügend stark geworden ist, um eine nennenswerte Entvölkerung des oberen Laserniveaus zu bewirken. Damit sind die gleichen Bedingungen wie im Q-switch-Betrieb gegeben, und es erscheint ein Laserpuls, der in unserem Fall 1,4 μ s nach dem Beginn des Strompulses einsetzt und eine Halbwertsbreite von 120 - 150 ns hat (siehe Abb. 4a).

Der Laserpuls selbst setzt sich aus vielen Einzelpulsen (siehe Abb. 4b) zusammen, die unregelmäßig erscheinen und sich von Schuß zu Schuß ändern. Dabei kann man erkennen, daß gleichartige Pulse mit einem zeitlichen Abstand von $2L/c$ (L = Resonatorlänge, c = Lichtgeschwindigkeit), entsprechend der Zeit für einen vollen Umlauf im Resonator, aufeinanderfolgen. Diese Erscheinung wird "self-locking"^(13,14) genannt und entsteht dadurch, daß innerhalb der Laserverstärkungslinie mehrere axiale Moden anschwingen können, die dann durch Nichtlinearitäten im verstärkenden Medium Anlaß zu Intensitätsfluktuationen geben.

*) Die Laserbatterie wurde von H. van Mark entwickelt.

Die Gesamtenergie der "self-locking"-Pulse beträgt bei Pumpenergien von typischerweise 20 J ($U_B = 32$ kV; $C_B = 40$ nF) bis zu 400 mJ. Die Laserenergie wird mit einem Konuskalorimeter gemessen, das unter ⁽¹⁵⁾ schon beschrieben wurde und bei dem lediglich die für die 10.6 μ -Strahlung undurchlässigen Eintrittsfenster durch Luftkammern ersetzt wurden. Das Konuskalorimeter wurde zu Beginn der Messungen mit anderen Kalorimetertypen verglichen und zeigte eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit diesen.

Die Strahldivergenz des Lasers wurde mit der Blendenmethode ermittelt: Im Brennpunkt eines langbrennweitigen Spiegels werden Blenden mit unterschiedlichen Durchmessern aufgestellt. Diese Blenden lassen abhängig von ihrem Durchmesser einen bestimmten Bruchteil E_L der gesamten Laserenergie durch, der dann mit einem Konuskalorimeter gemessen wird. Aus dem Blendendurchmesser d und dem Spiegelradius r kann dann die Strahldivergenz θ bei entsprechenden Laserenergien bestimmt werden nach der Beziehung

$$\theta_{(E_L, \neq)} = \frac{2 \cdot d_{\text{Blende}}}{r_{\text{Spiegel}}} \quad (1)$$

Für unsere Messungen haben wir Spiegel mit $r = 10$ m und $r = 5$ m benützt. Dabei wurde festgestellt, daß die gemessene Strahldivergenz von $\theta_{(E_L = E_{\text{ges.}}/2, \text{voller } \neq)} = 2$ mrad bei einem Durchmesser des Laserstrahls von ca. 7 mm praktisch beugungsbegrenzt ist.

2.2 Die Modenkopplung

2.2.1 Grundlagen des Mode-locking

Mode-locking ist eine Methode zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse ^(29,30). Der zeitliche Verlauf der Emission eines ideal modengekoppelten Lasers besteht aus einem regelmäßigen Zug von kurzen, nadelartigen Pulsen. Der

zeitliche Abstand dieser Pulse ist gleich der doppelten Durchlaufzeit eines Lichtpulses durch den Resonator.

Mode-locking kann entweder durch nichtlineare Absorber kurzer Relaxationszeit (passives m.l.) oder durch Modulation der Resonatorverluste (aktives m.l.) geschehen. Der Vorteil des passiven m.l. ist der relativ einfache experimentelle Aufbau. Nachteilig ist die schlechte Reproduzierbarkeit von Schuß zu Schuß. Beim aktiven m.l. ist diese Reproduzierbarkeit gegeben; es muß jedoch etwas mehr experimenteller Aufwand getrieben werden.

Beim CO₂-Laser kann passives mode-locking durch gasförmige Absorber, z.B. SF₆, erzielt werden⁽³¹⁾. Aus Gründen der Reproduzierbarkeit wurde in der vorliegenden Arbeit jedoch die Methode des aktiven mode-locking gewählt^(32, 33, 12).

Beim aktiven m.l. befindet sich in der Nähe eines der Spiegel ein Lichtmodulator, der Modelocker. Die Modulationsfrequenz dieses Modulators muß mit dem Frequenzabstand $\Delta\nu$ der axialen Moden übereinstimmen, der gegeben ist durch

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}$$

c = Lichtgeschwindigkeit (2)

L = optische Länge des Resonators

Diese Frequenz ist zugleich der Reziprokwert der doppelten Durchlaufzeit durch den Resonator. Die Wirkungsweise des Modelockers kann sowohl im Frequenzbereich (durch stehende Wellen = Moden) als auch im Raum-Zeitbereich (durch laufende Wellen) äquivalent beschrieben werden: Im Frequenzbereich bewirkt der Modelocker, daß die zunächst statistischen Phasen der einzelnen Moden zueinander zu Null werden. Man kann sich diese Wirkung leicht plausibel machen, wenn man annimmt, daß die Mode, die der Mitte der Verstärkerlinie am nächsten liegt, zuerst mit der Frequenz ω anschwingt und zugleich mit dem Modenabstand

$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ moduliert wird. Es ergibt sich

$$\cos \omega t (a + b \cos \Delta\omega t) = a \cos \omega t + \quad (3)$$

$$+ \frac{b}{2} (\cos (\omega - \Delta\omega)t + \cos (\omega + \Delta\omega)t).$$

Wie man sieht, zeigt die rechte Seite der Gleichung die mit der Phase Null erzeugten Seitenbänder mit der Frequenz $\omega - \Delta\omega$ und $\omega + \Delta\omega$, d.h. die an der zentralen Mode anliegenden Moden. Diese erzeugen auf dieselbe Weise ihre weiteren Nachbarn, so daß am Ende der ganze Kamm von Moden phasengleich schwingt. Einem System von äquidistanten axialen Moden mit konstanter Phase entspricht im Raum-Zeitbereich ein Puls, der zwischen den Spiegeln hin- und herläuft. Für konstante Amplitude lautet die mathematische Formulierung dieses Satzes

$$\sum_{n=-N}^N E \sin (\omega + n\Delta\omega)t \cdot \sin \frac{(\omega + n\Delta\omega)x}{c} = \frac{E}{2} \left[\cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right) \sum_{n=-N}^N e^{jn\Delta\omega \left(t - \frac{x}{c}\right)} - \right.$$

$$\left. - \cos \omega \left(t + \frac{x}{c}\right) \sum_{n=-N}^N e^{jn\Delta\omega \left(t + \frac{x}{c}\right)} \right]. \quad (4)$$

Die linke Seite von Gl. (4) bedeutet das Schwingen von $2N+1$ -Moden mit der Zentralfrequenz ω und dem Modenabstand $\Delta\omega$. Die Summen auf der rechten Seite können noch umgeformt werden: z.B.

$$\sum_{n=-N}^N e^{jn\Delta\omega \left(t - \frac{x}{c}\right)} = \frac{\sin \left[\frac{2N+1}{2} \Delta\omega \left(t - \frac{x}{c}\right) \right]}{\sin \frac{\Delta\omega}{2} \left(t - \frac{x}{c}\right)}. \quad (5)$$

Hier ist E die Amplitude des Feldes einer Mode und x die Fortpflanzungsrichtung.

Die im Frequenzbereich arbeitenden Theorien des m.l. berechnen, wie oben skizziert, zunächst den Einfluß des Modelockers auf die Moden des Resonators und gehen zum Schluß durch eine Fouriertransformation in den Zeitbereich über. Zum Unterschied dazu betrachten die im Raum-Zeitbereich arbeitenden Theorien direkt den Einfluß des Modelockers

auf einen im Resonator zirkulierenden Puls. Dabei wird allerdings der Einschwingvorgang unterdrückt, da der Puls schon von vornherein als existent angenommen wird.

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse des Experiments mit der Endformel der Theorie von Siegman und Kuizenga⁽³⁴⁾ verglichen. Diese im Raum-Zeitbereich arbeitende Theorie nimmt an, daß ein im Resonator hin- und herlaufender Puls durch das aktive Medium verlängert und durch den Modelocker verkürzt wird. Sättigungseffekte, die zu Pulsverkürzungen führen können, sind vernachlässigt, da sie erst bei viel höheren Energien auftreten. Hier liegt die Pulsenergie weit unter der Sättigungsenergie. Die Verlängerung durch das aktive Medium läßt sich so verstehen, daß das Spektrum des Pulses an den Rändern beschnitten wird. Im eingeschwungenen Zustand heben sich Verlängerung und Verkürzung auf, und es läßt sich daraus die stationäre Pulsdauer berechnen. Zur Vereinfachung nimmt die Theorie sowohl für die Verstärkerlinie als auch für die Pulsform und die Modulationscharakteristik des Modelockers eine Gaußsche Funktion an. Man erhält dann eine einfache Formel, die die Abhängigkeit der Pulsdauer von verschiedenen Laserparametern angibt:

$$\tau_P = \frac{\sqrt{12} \ln 2}{\pi} \left(\frac{g_0}{\sqrt{\nu}} \right)^{1/4} \left(\frac{1}{f_m \cdot \Delta f} \right)^{1/2} \quad (6)$$

g_0 = gain = $1/2 \ln(1/R)$

R = Reflexion des Auskoppelspiegels

$\sqrt{\nu}$ = Maß für den Modulationsgrad des Modelockers

f_m = Modulator-Frequenz = $\frac{c}{4L}$

Δf = Halbwertsbreite der Verstärkerlinie

2.2.2 Experimenteller Aufbau und Ergebnisse

Der für das mode-locking verwendete experimentelle Aufbau ist in Abb. 1 und 2 zu sehen. Als Modelocker wurde ein akusto-

optischer Lichtmodulator verwendet. Das Prinzip dieses Lichtmodulators beruht darauf, daß eine stehende Ultraschallwelle für das Licht wie ein periodisch sich auf- und abbauendes Beugungsgitter wirkt. Die verschiedenen Beugungsordnungen sowie das direkt durchgehende Licht (nullte Ordnung) sind darum mit der doppelten Ultraschallfrequenz moduliert. Abb. 5 stellt die Geometrie eines akustooptischen Lichtmodulators dar. Je nach der Größe der dabei auftretenden grundlegenden Parameter Lichtwellenlänge, Schallwellenlänge und Länge des Schallfeldes unterscheidet man zwei Bereiche, in denen die akustooptischen Effekte auftreten:

1. Raman-Nath-Bereich für geringe Länge des Schallfeldes und niedrige Ultraschallfrequenzen: $\lambda \ell \ll \Lambda^2$
2. Bragg-Bereich für große Wechselwirkungslänge und hohe Ultraschallfrequenzen: $\lambda \ell \gg \Lambda^2$

ℓ = Länge des Schallfeldes
 λ = Lichtwellenlänge im Vakuum
 Λ = Schallwellenlänge

Daneben tritt noch ein Zwischenbereich auf, in dem $\lambda \ell \approx \Lambda^2$. Der Raman-Nath-Bereich ist dadurch charakterisiert, daß die deutlichsten Beugungserscheinungen dann auftreten, wenn das Licht genau senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Schallfeldes einfällt. Das Licht wird dabei symmetrisch in höhere Ordnungen aufgespaltet.

Im Bragg-Bereich treten die deutlichsten Beugungserscheinungen auf, wenn das einfallende Licht um einen Winkel α , den Braggwinkel, zur Senkrechten auf die Fortpflanzungsrichtung des Schalles geneigt ist, wobei $\sin \alpha = \lambda / 2\Lambda$ gilt. Das Licht wird nur in zwei Ordnungen aufgespaltet, die ungebeugt durchgehende nullte Ordnung und die erste, um den Winkel 2α abgelenkte Ordnung. In beiden Bereichen

ist für kleine Schallintensitäten die Intensität des gebeugten Lichtes proportional einer akustooptischen Güteziffer M , die nur durch Materialkonstanten gegeben ist.

$$M = \frac{n^6 p^2}{\xi v^3} \quad (7)$$

n = Brechungsindex

P = photoelastische Konstante,
definiert durch $\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = p \cdot S$

S = elastische Dehnung

ξ = Dichte

v = Schallgeschwindigkeit

In der Praxis ist es üblich, auf die Güteziffer M_{Qu} von Quarzglas zu normieren und eine relative Güteziffer

$$M_{\text{rel}} = \frac{M}{M_{\text{Qu}}} \quad \text{anzugeben.} \quad (8)$$

Ein geeignetes akustooptisches Material für CO_2 -Laserlicht ist monokristallines Germanium. Der stärkste akustooptische Effekt tritt auf, wenn der Schall sich längs der $[111]$ -Richtung fortpflanzt und das Licht in $[111]$ polarisiert ist ⁽³⁵⁾. In dieser Geometrie ist die relative akustooptische Güteziffer $M_{\text{rel}} = 540$ ⁽³⁵⁾. Da die akustische Leistung, die nötig ist, einen bestimmten Bruchteil des einfallenden Lichtes abzulenken, proportional zu λ^2 ist, ist für einen Germanium-Modelocker bei CO_2 -Laserlicht nur etwa 1/5 der akustischen Leistung erforderlich, die ein Quarzglas-Modelocker auf der Wellenlänge von Nd-Glas benötigt. Dies gilt allerdings nur bei nicht zu hohen akustischen Leistungen und wenn sich das System entweder gut im Raman-Nath- oder im Bragg-Bereich befindet. Durch Einsetzen der experimentellen Größen unseres Lichtmodulators in die Formel $\lambda l \gtrsim \Lambda^2$ erkennt man, daß sich das System im Zwischengebiet zwischen Raman-Nath- und Bragg-Bereich befindet. Der leichteren Justierung wegen wurde in unserer Anordnung senkrechte Einstrahlung auf den Germanium-Kristall gewählt, entsprechend der Geometrie im Raman-Nath-Bereich. Es ist jedoch, da die

Bedingung $\lambda \ll \Lambda^2$ nicht erfüllt ist, wesentlich mehr akustische Leistung notwendig, als nach der oben skizzierten Überlegung zu erwarten wäre.

Die Erzeugung des Ultraschalls geschieht durch einen elektroakustischen Wandler - in unserer Anordnung ein Quarzscheibchen mit aufgedampften Elektroden -, das in Dickenresonanz erregt wird^{*)}. Das akustooptische Medium^{**)} wird durch eine dünne Schicht Glyzerin akustisch an den Wandler angekoppelt.

Lichtmodulation wird nur beobachtet, wenn die Anregung durch den Sender auf einer akustischen Resonanz des Systems Quarzwandler-Germaniumblock erfolgt. Diese Resonanzen sind in der Nähe der Wandlerresonanz näherungsweise durch die Resonanzen des Germaniumblocks gegeben, so daß man eine Serie von akustischen Resonanzen erhält, die durch die Frequenz $\Delta \nu = \frac{v_{Qu}}{2H}$ voneinander getrennt sind.

$v_{Qu} = 5.5 \times 10^5$ cm/sec, $H =$ Höhe des m.l. in Fortspflanzungsrichtung des Ultraschalles = 2.5 cm, so daß sich $\Delta \nu = 110$ kHz ergibt.

Das Einstellen des Ultraschallsenders auf eine akustische Resonanz des Systems kann durch Ändern der Frequenz unter Beobachtung der Senderspannung erfolgen (ohne optische Hilfsmittel, wie z.B. kontinuierliche CO₂-Laser). Die Impedanz des Ultraschallquarzes zeigt bei Vorliegen einer akustischen Resonanz ein Minimum, das wegen des Spannungsabfalls am Innenwiderstand des Senders zu einem Minimum

*) Quarzwandler, X-Schnitt, geliefert von Fa. Kristallverarbeitung, Neckarbischofsheim

***) Ge-Einkristall, 15 x 15 x 25 mm, geliefert von Fa. Meller

der Senderspannung führt ^{*)}. Bei gepulstem Betrieb kann der Einschwingvorgang des akustischen Systems durch Beobachten der Senderspannung verfolgt werden: Der ursprünglich rechteckige "burst" des Senders verformt sich.

Für zuverlässiges Modelocking muß die Senderfrequenz ν_S also zwei Bedingungen erfüllen:

1. Sie muß auf einer akustischen Resonanz liegen,
2. die Bedingung $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ muß erfüllt sein, d.h. $\nu_S = \frac{c}{4L}$.

Die Bedingung 2. ist relativ unkritisch. Durch Verschieben der Spiegel kann sie für jede beliebige Frequenz erreicht werden. Im Experiment zeigte sich, daß eine Fehlabbastimmung von ca. 1.5 % toleriert werden kann. Dies bedeutet, daß Frequenzänderungen von ± 220 kHz oder Änderungen in der Resonatorlänge von ± 2 cm zulässig sind; dabei ist der Verlust an Laserenergie zum freilaufenden Zustand < 20 %. Die Bedingung 1. ist wesentlich schwieriger einzuhalten, da die akustischen Resonanzen wegen der hohen Güte des Systems sehr schmal sind. Um zu verhindern, daß das System durch ein Driften des Senders außer Resonanz gerät, müssen hohe Anforderungen an die Frequenzstabilität des Senders gestellt werden. Die maximale Frequenz-Drift muß kleiner als ± 10 kHz oder 0.7 ‰ sein. Thermische Effekte können eine Verschiebung der akustischen Resonanzen durch ein Aufheizen des Kristalles bewirken. Darum wurde beim vorliegenden Experiment der Modelocker gepulst betrieben.

Die erforderliche HF-Leistung bei 30 MHz ± 200 kHz beträgt ca. 5 - 10 W. Die Verbraucher-Impedanz bei maximal aufge-

*) Für eine Erklärung dieses Effektes aus dem Ersatzschaltbild siehe Bergmann, "Der Ultraschall", 5. Auflage, Stuttgart 1949, p. 49 ff.

nommener Wirkleistung ist etwa $1 \text{ k}\Omega$ parallel mit 100 pF . Die 100 pF stellen die Kapazität der Quarzscheibe von $20 \text{ mm } \phi$ samt Halterung dar.

Die maximale akustooptische Modulation tritt aber bei einer Frequenz ein, die zwischen den Frequenzen für Serien- bzw. Parallelresonanz des schwingenden Systems, bestehend aus Quarz und aufgesetztem Kristall, liegt. Dies bedeutet, daß beim Abstimmen auf maximale Lichtmodulation ein großer Verbraucher-Impedanz-Bereich durchlaufen wird. Deshalb genügen als Sender-Endstufe nicht $5 \dots 10 \text{ W}$ nominell, sondern es muß ein Transistor für höhere Leistung, hier 25 W , gewählt werden. Durch Serienschaltung eines Dämpfungswiderstandes wird dann die Lastschwankung am Endstufentransistor auf ein zulässiges Maß herabgesetzt, so daß beim Abstimmen der Transistor nicht überlastet werden kann.

Der Transistor-HF-Generator besteht aus den Teilen CW-Oszillator, CW-Treiberverstärker und 100% über die $+$ Spannung rechteckmodulierter Endverstärker (Abb. 6).

Der Endstufentransistor BLX 13 (Valvo) leistet nominell 25 W bei 30 MHz . Wegen seiner Struktur mit diskreten inneren Emitterwiderständen bietet er eine hohe Sicherheit gegen "second breakdown". Die Feinverstimmung der Oszillatorfrequenz erfolgt mit einer Varicap-Diode.

Da die Einschwingzeitkonstante des Ge-Einkristalls etwa $200 \mu\text{sec}$ beträgt, wurde als Pulsbreite 0.5 msec gewählt. Die Gerätedaten sind im einzelnen:

Frequenz	$30 \text{ MHz} \pm 300 \text{ kHz}$
Leistung	25 W_S an 50Ω reell
Frequenzkonstanz	nach 5 min Anwärmzeit $\pm 3 \text{ kHz}$ incl. Netzänderung $\pm 10 \%$
Pulsbreite	0.5 msec
extern triggerbar	mit $\geq 10 \text{ V}_{SS}$
intern triggerbar	mit 200 Hz Folgefrequenz

Die Transformation von 50Ω auf den Verbraucher ca. $1 \text{ k}\Omega / 100 \text{ pF}$ erfolgt durch ein π -Glied.

Mit dem vorliegenden System konnte reproduzierbares Modelocking erreicht werden. Die experimentellen Daten sind: Laserlänge $L = 2.5$ m, Modelockfrequenz $f_m = 30$ MHz. Den zeitlichen Verlauf der Emission des modengekoppelten Lasers zeigt Abb. 7. Die Pulsdauer konnte zu 1.3 nsec bestimmt werden. Durch Einsetzen der Parameter des Lasers in die Gleichung (6) ergibt sich eine Pulsdauer von 1.8 nsec.

Die hier benutzten Größen wurden wie folgt bestimmt:

Δf ist die Linienbreite des Lasers bei einem Druck von 300 Torr (36, 37)

$\zeta = 0.11$ aus der Abschwächung der nullten Ordnung eines kontinuierlichen CO_2 -Lasers.

2.3 Die Pulsselektion

Wie schon in der Einleitung erwähnt, werden für die Erzeugung bzw. für einige Untersuchungen von Plasmen Einzelimpulse mit Halbwertsbreiten in der Größenordnung von Nanosekunden benötigt. Um diese kurzen Einzelpulse zu erhalten, wird aus dem durch aktive Modenkopplung erzeugten Pulszug ein Einzelpuls selektiert. Bei der Pulsselektion kommt es darauf an, daß der herausgeschnittene Puls möglichst ungeschwächt das Selektionssystem passieren kann und daß das Signal-zu-Untergrundverhältnis - d.h. also in diesem Fall das Intensitätsverhältnis des durchgelassenen Einzelpulses zu den abgeschwächten übrigen Pulsen - möglichst groß ist.

Das verwendete Pulsselektionssystem (PSS) wurde ähnlich dem von uns für Nd-Glaslaser entwickelten Pulsschneidesystem⁽¹⁵⁾ bzw. ähnlich dem bei^(16, 17) verwendeten PSS aufgebaut. Die Anordnung ist in Abb. 1 skizziert, und der Einzelpuls wird nun folgendermaßen separiert:

Die aus dem Oszillator austretende, linear polarisierte Laserstrahlung passiert ungehindert den elektro-optischen Schalter, an dem zu diesem Zeitpunkt keine Spannung anliegt, und wird dann zu 82 % von der ersten Platte des Ge-Analysators, dessen Durchlaßrichtung senkrecht zur Schwingungsrichtung des Laserstrahls liegt, auf eine lasergetriggerte Funkenstrecke gespiegelt. Dann wird es 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° , auf den elektro-optischen Schalter legt. Für diese Triggung 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° gedreht, so daß dieser Puls nun ungehindert 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 70Ω -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.

2.3.1 Der elektro-optische Schalter

In elektro-optischen Schaltern (e.o.S.) wird der Effekt ausgenutzt, daß bestimmte lichtdurchlässige Materialien unter Einwirkung eines elektrischen Feldes optisch anisotrop werden, d.h. im e.o. Medium breitet sich das Licht abhängig von seiner Schwingungsrichtung mit unterschiedlichen

Geschwindigkeiten aus. Damit kann die Polarisationsrichtung des eintretenden Lichtes gedreht werden. Für die Wellenlänge $\lambda = 10.6 \mu$ des CO_2 -Lasers eignen sich Halbleiter als e.o. Materialien, insbesondere GaAs-Kristalle, da sie den folgenden Auswahlkriterien am besten gerecht werden^(18, 19):

- großer elektro-optischer Koeffizient;
- kleine optische Absorption durch freie Ladungsträger. Da die Absorption umgekehrt proportional zum spezifischen Widerstand ist⁽¹⁸⁾, müssen die e.o. Materialien einen hohen spezifischen Widerstand haben. Damit reduzieren sich auch die elektrischen Verluste im Kristall.
- Die Energielücke (E_g) muß so groß sein, daß keine Absorption infolge von Bandübergängen auftreten kann.

$$E_g > h \cdot \nu_{\text{CO}_2} = 0,118 \text{ eV} \cdot$$

(h = Planck'sches Wirkungsquantum;

ν_{CO_2} = Frequenz der CO_2 -Laserstrahlung).

Die wichtigsten Daten des von uns verwendeten GaAs-Kristalls (Fa. Meller) sind in Tabelle 1 zusammengestellt:

Abmessungen	8 x 8 x 45 mm ³
Orientierung:	
Fortpflanzungsrichtung des Lichtes	$[\bar{1}10]$
Richtung des elektr. Feldes	$[110]$
Bandlücke	$E_g = 1.4 \text{ eV}$
Brechungsindex bei 10.6 μ (20)	$n = 3.3$
Absorptionskoeffizient bei 10.6 μ (20)	$\alpha = 0.02 \text{ cm}^{-1}$
spez. Widerstand	$\rho = 4.75 - 5.2 \cdot 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$
elektro-opt. Koeffizient (18, 19, 20)	$r_{41} = 1.3 \cdot 10^{-10} \text{ cm/V}$
	bzw. $r_{41} = 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ cm/V}$
Dotierung	Chrom
Lichteintritts- u. Lichtaustritts- flächen	$(\bar{1}10)$; entspiegelt

Tabelle 1: Daten des verwendeten GaAs-Kristalls

Nach (21) erhält man die größte Phasenverzögerung Γ_{\max} , wenn das elektrische Feld in $[110]$ angelegt wird, das Licht den GaAs-Kristall in $[\bar{1}10]$ durchläuft, das eintretende Laserlicht so polarisiert ist, daß es in $[110]$ schwingt, und wenn der Analysator in $[001]$ maximal durchlässig ist.

Die Phasenverzögerung wird dann

$$\Gamma_{\max} = \frac{2 \cdot \pi \cdot U \cdot l \cdot n_o^3 \cdot r_{41}}{\lambda \cdot d} \quad (9)$$

Γ_{\max}	:	max. Phasendifferenz
$U \text{ [V]}$:	angelegte Spannung
$l \text{ [cm]}$:	Kristalllänge
n_o	:	Brechungsindex
$r_{41} \left[\frac{\text{cm}}{\text{V}} \right]$:	elektro-optischer Koeffizient
$\lambda \text{ [cm]}$:	Wellenlänge im Vakuum
$d \text{ [cm]}$:	Elektrodenabstand; ist identisch mit Kristallbreite

Für eine Drehung der Polarisationssebene um 90° , entsprechend einer Phasendifferenz von $180^\circ = \pi$, wird die benötigte Halbwellenspannung

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda \cdot d}{2 \cdot l \cdot n_o \cdot r_{41}} \quad [V] \quad (10)$$

Mit den Werten aus Tab. 1 beträgt dann, abhängig von den unterschiedlichen Werten für r_{41} , $U_{\lambda/2} = 16.4$ kV bzw. 20 kV. Im Experiment wurde mit einer Halbwellenspannung von $U_{\lambda/2} = 20$ kV gearbeitet. Bei den Experimenten zeigte sich, daß sich eine Abweichung A der an den e.o. Schalter angelegten Spannung von der Halbwellenspannung $U_{\lambda/2}$ bis zu 20 % nur geringfügig auf die vom Analysator durchgelassene Intensität des Einzelpulses auswirkt (siehe Abb. 9). Dies kann man auch aus der Theorie folgendermaßen erklären:

Für die schon beschriebene Anordnung von Schwingungsrichtung des auf den e.o.S. einfallenden Laserlichtes, der dazu senkrecht stehenden Durchlaßrichtung des Analysators und des e.o.S. gilt für die vom Analysator durchgelassene Intensität ⁽²²⁾

$$J = J_o \cdot \sin^2 \frac{\pi \cdot l \cdot (n_x' - n_y')}{\lambda} \quad (11)$$

- J : vom Analysator durchgelassene Lichtintensität
 J_o : auf den e.o.S. einfallende Lichtintensität
 n_x') : im GaAs-Kristall durch das el. Feld induzierte
 n_y') : Hauptachsen für unterschiedliche Brechungsindices

Nach (21) ist

$$\begin{aligned} n_x' &= n_o + 1/2 \cdot n_o^3 \cdot r_{41} \cdot \frac{U}{d} \\ n_y' &= n_o - 1/2 \cdot n_o^3 \cdot r_{41} \cdot \frac{U}{d} \end{aligned} \quad (12)$$

Mit (12) in Gleichung (11) eingesetzt, lautet diese nun

$$J = J_0 \cdot \sin^2 \frac{\pi \cdot l \cdot n_0^3 \cdot r_{41} \cdot U}{\lambda \cdot d} \quad (13)$$

Das Verhältnis $\frac{J}{J_0}$, d.h. also das Verhältnis der vom Analysator durchgelassenen Intensität zu der auf den e.o. Schalter eingestrahlten Intensität, wird ein Maximum ($J = J_0$) für

$$U = U_{\lambda/2} = \frac{\lambda \cdot d}{2 \cdot l \cdot n_0^3 \cdot r_{41}} \quad (14)$$

Weicht die an den e.o.S. angelegte Spannung U von der Halbwellenspannung $U_{\lambda/2}$ ab, so verringert sich das Verhältnis von $\frac{J}{J_0}$ entsprechend (siehe Abb. 9). Bei einer Spannungsabweichung von z.B. 20 %, d.h. für $U = 0.8 \cdot U_{\lambda/2}$, beträgt $\frac{J}{J_0} = 0.905$. Daraus sieht man, daß bei einer Spannungsabweichung von 20 %, wie sie sich bei Verwendung der unterschiedlichen Werte für r_{41} ergeben kann, die vom Analysator durchgelassene Intensität des Einzelpulses nur um ca. 10 % geringer wird.

2.3.2 Der Analysator

Vier Ge-Platten (50 mm ϕ und 4 mm dick) im Abstand von 8 mm unter dem Brewsterwinkel $\alpha_{Br.} = 76^\circ$ entsprechend Abb. 1 angeordnet, bilden den Analysator.

Die wichtigste Größe des Analysators ist der Sperrfaktor S , mit dem das Verhältnis der Intensitäten der vom Analysator durchgelassenen Strahlung in Durchlaßrichtung (J_{\parallel}) bzw. in Sperrichtung (J_{\perp}) angegeben wird. Theoretisch ergeben sich für den Sperrfaktor S untere bzw. obere Grenzwerte, je nachdem Vielfachreflexionen in und zwischen den Platten in Betracht gezogen werden oder nicht:

- ohne Betrachtung von Vielfachreflexionen erhält man, ausgehend von den Fresnelschen Formeln für Reflexion, Brechung und Polarisation ⁽²²⁾

$$S = \frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} = \left(\frac{n^2 + 1}{2n} \right)^m \quad (15)$$

n = Brechungsindex des Plattenmaterials;

m = Anzahl der Analysatorplatten.

- Bei Berücksichtigung von Vielfachreflexionen errechnet sich S nach ⁽²³⁾

$$S = \frac{4n^2 + 2m(n^2 - 1)^2}{4n^2} \quad (16)$$

In beiden Fällen sind Interferenzeffekte vernachlässigt. Nach ⁽²⁴⁾ und eigenen Messungen an Glasplatten- und Ge-Analysatoren liegen die in der Praxis gemessenen Werte, abhängig von Plattendicke, Plattenabstand und Durchmesser des hindurchtretenden Lichtes, zwischen diesen beiden Grenzwerten. Sie sind aber immer wesentlich größer als die unter Berücksichtigung von Vielfachreflexionen (Gl.16) errechneten.

Tabelle 2 zeigt die nach Gl.15 und Gl. 16 berechneten sowie die mit dem oben beschriebenen TEA-CO₂-Laser gemessenen Sperrfaktoren für den eingesetzten Analysator mit 4 Ge-Scheiben.

	Bestimmungsart des Sperrfaktors		
	ohne Vielfachreflexion (Gl.15)	mit Vielfachreflexion (Gl.16)	mit TEA-CO ₂ -Laser gemessen
Sperrfaktor S	$1.73 \cdot 10^5$	29	$> 2 \cdot 10^3$

Tabelle 2: Sperrfaktor eines Plattenanalysators mit 4 Ge-Scheiben

Aus Tab. 2 ist ersichtlich, daß der gemessene Sperrfaktor von $S > 2 \cdot 10^3$, entsprechend dem hohen Brechungsindex von $n = 4$ für Ge, sehr hoch ist. Ebenfalls als Folge des hohen Brechungsindex der Ge-Scheiben werden an der ersten Analysatorplatte bereits 82 % der senkrecht zur Durchlaßrichtung des Analysators schwingenden Laserstrahlung reflektiert. Damit gelangt im Gegensatz zur Verwendung von niedrigbrechenden Substanzen für Analysatorscheiben wie z.B. KCl, NaCl oder BaF_2 , nahezu das gesamte Laserlicht in die Funkenstrecke.

2.3.3 Kabelentladung und lasergetriggerte Funkenstrecke *)

Die unter 2.3.1 errechnete Halbwellenspannung von $U_{\lambda/2} = 20$ kV soll in einem Einzelpuls von 16.7 ns Dauer und möglichst steilem Anstieg den e.o.S. ansteuern. Dieser Einzelpuls wird, wie in ⁽¹⁶⁾ beschrieben, mit einer Kabelentladung erzeugt, wobei als Schalter eine lasergetriggerte Funkenstrecke (LFS) verwendet wird. Um Reflexionen am Kabelende und damit die daraus entstehenden Mehrfachpulse zu vermeiden, wird das Verzögerungskabel mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen. Dies bedingt aber auch, daß die Ladespannung und damit die von der LFS zu schaltende Spannung doppelt so hoch sein muß, d.h. also $U_{\text{Lade}} = 2 \cdot U_{\lambda/2} = 40$ kV.

Die LFS wurde schon im Pulsschneidesystem für Nd-Glaslaser eingesetzt ⁽¹⁵⁾. Der Aufbau der LFS ist weitgehend koaxial gehalten und in den Abbildungen 1 und 2 zu sehen. Für den CO_2 -Laser wurde die LFS mit BaF_2 -Fenstern und -Linsen ausgestattet. Im Gegensatz zur Funkenstreckentriggierung mit Rubin- und Neodymlaserlicht ist der Triggermechanismus für

*) Die lasergetriggerte Funkenstrecke wurde von M. Pillsticker mit einer von P. Sachsenmeier vorgeschlagenen Elektrodenanordnung konzipiert und von A. Wasner konstruiert.

die CO₂-Laserstrahlung, insbesondere für die hier vorliegenden kurzen Pulse, noch nicht voll verstanden. Aus diesem Grund wurde die LFS mit zwei unterschiedlichen Gasfüllungen betrieben:

- Füllung: N₂ bei p = 8 kp/cm²; Elektrodenabstand 1 mm.
- Füllung: 90 % Ar, 10 % N₂ bei p = 25 kp/cm²;
Elektrodenabstand 2 mm.

In den meisten Untersuchungen wurde schließlich mit letzterer Anordnung gearbeitet, da hier das Verhältnis von selektiertem Puls zum Untergrund etwas günstiger war als für die erstgenannte Betriebsart. In beiden Fällen betrug die Arbeitsspannung U ca. 98 % der Selbstdurchbruchspannung U_{SB}, d.h. $\frac{U}{U_{SB}} \approx 0.98$.

Die BaF₂-Fenster sind gegen Druck- und Zugbeanspruchungen empfindlich. Deshalb wurde die LFS auf ihre Druckfestigkeit geprüft. Dabei zeigten die 10 mm dicken BaF₂-Fenster bei einem Druck von p = 43 kp/cm² noch keinerlei Beschädigungen. Theoretisch sollten die BaF₂-Fenster in der vorliegenden Dicke und Einspannung (freier Durchmesser 20 mm) einem Druck von 60 kp/cm² standhalten.

2.3.4 Meßergebnisse

Die lasergetriggerte Funkenstrecke benötigt zum Schalten die Leistung der ersten oder eines der ersten 2 bis 4 Pulse des durch Modenkopplung erzeugten Pulszuges. Die Energie dieser ersten Einzelpulse kann aus der Energie des gesamten Pulszuges abgeschätzt werden und beträgt 1 - 4 mJ, entsprechend einer Leistung von 0.7 - 3 MW je Puls bei Pulshalbwertsbreiten von 1,3 ns. Abbildung 8 zeigt den gesamten Pulszug, wobei der selektierte Puls fehlt. Nachdem zum Triggern der Funkenstrecke nur die ersten Pulse benötigt werden, kann man aus den nachfolgenden Pulsen den

Einzelimpuls mit der höchsten Leistung dadurch auswählen, daß man mit Filtern (z.B. IRG 12 oder 13 der Fa. Schott u. Gen.) die auf die LFS eingestrahlte Laserleistung abschwächt; d.h. durch Änderung der zum Triggern der Funkenstrecke benötigten Laserleistung kann der zu separierende Puls bestimmt werden.

Mit einem kapazitiven Spannungsteiler ⁽²⁸⁾ wurden die Anstiegszeit und die Dauer des von der LFS geschalteten Kabelimpulses gemessen. Wie aus Abbildung 10 hervorgeht, beträgt die Anstiegszeit, die sich aus der Anstiegszeit der LFS und der durch die Kapazität des e.o.s. bedingten Anstiegszeit zusammensetzt, 1 ns. Der elektrische Puls ist 17 ns lang, d.h. die Pulslänge entspricht also ziemlich genau dem Abstand der modengekoppelten Pulse.

Der separierte Einzelimpuls konnte hinter dem Analysator auf graphitisiertem Röntgenfilm sichtbar gemacht werden. Im Gegensatz zu früheren Messungen, bei denen der selektierte Puls in die Meßkabine gespiegelt wurde, wurde seine Pulsform jetzt direkt hinter dem Analysator mit einem Photon-Drage-Detektor ⁽²⁵⁾ (Fa. Rofin Ltd.) gemessen. Das Signal wird mit einem an den Detektor angeflanschten Pulsverstärker (Fa. Avantek AV-5, Verstärkung 30 dB) so hoch verstärkt, daß man die Pulsform wahlweise mit einem TEK-519- oder -454-Oszillographen messen kann. Um die durch die Laserbatterieentladungen auftretenden starken Störungen und Einstreuungen bei der Messung auszuschalten, sind der Photon-Drage-Detektor und der Pulsverstärker gemeinsam in einem Abschirmgehäuse untergebracht. Die Zuleitungen zu den Oszillographen, die sich in einer Meßkabine befinden, sind mit einem Kupferrohr gegen Störfelder geschirmt. Abbildung 11 zeigt einen separierten Einzelimpuls. Der Anstieg des Pulses und seine Halbwertsbreite betragen je 2.3 ns. Berücksichtigt man die Verfälschung der gemessenen Zeiten durch die Anstiegszeiten t_A des Meßsystems ($t_{A\text{Drage}} = 1 \text{ ns}$;

$t_{A_{\text{Pulsverst.}}} = 1.25$ bis 1.6 ns; $t_{A_{\text{TEK 519}}} = 0.3$ ns), so errechnet sich die obere Grenze der Pulshalbwertsbreiten zu 1.3 ns.

Die Energie des Einzelpulses wurde auf zweierlei Arten bestimmt:

- direkte Messung mit einem Konuskalorimeter;
- indirekte Bestimmung der Energie aus dem Verhältnis der Intensität des Einzelpulses zur Gesamtintensität des Pulszuges.

Die auf beide Arten ermittelten Pulsenergien stimmen gut überein. Die typische Energie des Einzelpulses beträgt 5 mJ. Bei einer Pulshalbwertsbreite von 1.3 ns beträgt damit die Leistung eines Einzelpulses 4 MW. Da bei diesen Messungen die Energie des gesamten Pulszuges, bedingt durch einige schadhafte Entkopplungswiderstände und teilweise zerstörte Entspiegelungsschichten auf den Frontflächen des Ge-Mode-locker-Kristalls, nur ca. 100 mJ betrug, kann man erwarten, daß die Energie und Leistung des Einzelpulses in dieser Anordnung noch weiter gesteigert werden können.

Das Signal-zu-Untergrundverhältnis, d.h. also hier das Verhältnis der Intensitäten oder der Energien des separierten Einzelpulses zu den abgeblockten Pulsen des Gesamtpulszuges, wird dadurch bestimmt, daß zunächst das Signal des Einzelpulses am TEK-454 gemessen wird und man dann die Empfindlichkeit des Oszillographen so weit erhöht, bis der Untergrund deutlich sichtbar erscheint.

Das Verhältnis der Energie des Einzelpulses zur Energie des höchsten Vorpulses beträgt in unserer Anordnung $360 : 1$, und das der Energie des Einzelpulses zur Summe der Energien aller Vorpulse beläuft sich auf $180 : 1$.

Die Reproduzierbarkeit des Einzelpulses zeigt Abbildung 12. Daraus kann man folgendes entnehmen:

- Die Intensität von 70 % aller Einzelpulse variiert nicht stärker als ± 15 %.
- Es treten maximale Intensitätsschwankungen um den Faktor 2 bis 3 auf.
- Während die Vorpulse um den Unterdrückungsfaktor von 360 verringert sind, treten stärkere Nachpulse im Abstand von 17 nsec auf.

Nach der Wahrscheinlichkeitsrechnung, bei der die Pulsbreite zum Pulsabstand in Relation gebracht wird, müßte die Reproduzierbarkeit der Einzelpulsenergien besser sein, als hier gemessen wurde. Für die Erklärung der größeren beobachteten Schwankungen der Einzelpulsenergien kommen folgende Gründe in Betracht:

- Schwankungen der Ausgangsenergie des TEA-CO₂-Lasers von Schuß zu Schuß;
- Abweichungen des elektrischen Pulses am e.o. Schalter von der idealen Rechteckform.

Für die Nachpulse kann die elasto-optische Nachwirkung verantwortlich gemacht werden ⁽²⁶⁾:

Am Ende des Kabelpulses bleibt der e.o. Kristall für einige Zeit leicht zusammengedrückt. Durch die dadurch vorhandene Spannungsdoppelbrechung wird die Polarisationssebene des eingestrahlten Laserlichtes auch ohne elektrisches Feld gedreht.

3. Zusammenwirken des TEA-CO₂-Lasers mit aktiver Modenkopplung und Pulsselektion mit einer Verstärkerkette

Der oben beschriebene Laser mit Pulsselektion soll eine Kette TEA-CO₂-Verstärker ansteuern. Dabei wird - wie auch schon beim Nd-Glaslasersystem ⁽¹⁵⁾ - die Verstärkerkette

zunächst für sich justiert. Die Emissionsrichtung des Oszillators, die sich z.B. bei einer Neujustierung des Resonators ändern kann, wird dann gesondert mit der Achse der Verstärkerkette zur Deckung gebracht. Um die Justierung zu erleichtern, wird der gesamte Oszillator mit Pulsselektionssystem auf eine **I**-Schiene montiert, die in der Höhe hydraulisch und seitlich mechanisch verstellt werden kann. Zur Simulierung des Oszillatorstrahles und zur Justierung des Oszillators ist an diese Schiene ein He-Ne-Gaslaser angeflanscht, dessen Strahl über entsprechende Prismenumlenkungen auf die jeweils erforderlichen Richtungen eingespiegelt werden kann (Abbildung 2).

L i t e r a t u r

- (1) F. Keilmann: Interferometrie und Schlierenabbildung mit der Infrarotstrahlung eines CO₂-Lasers zur Messung der Elektronendichte in Bogenplasmen. IPP-Report IV/4, März 1970.
- (2) A. Därr, G. Decker, H. Röhr: Side on Interferometry at 10.6 μm of Theta-Pinch Plasmas. Zeitschrift f. Physik, 248, 121 (1971).
- (3) F. Floux: Nuclear Fusion by Laser Radiation, Nuclear Fusion 11, 635 (1971).
- (4) K. Büchl, K. Eidmann, P. Mulser, H. Salzmann, R. Sigel und S. Witkowski. Fourth International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Madison 1971 (IAEC, Vienna 1971, vol. 1, p. 645).
- (5) AEC opens up on laser fusion implosion concept. Physics Today, August 1972, p.17.
- (6) A.J. Beaulieu: Transversely excited atmospheric pressure CO₂ lasers. Appl. Phys. Lett. 16, 504 (1970).
- (7) K. Büchl: Production of Plasma with a CO₂ TEA Laser from Solid Hydrogen Targets. J. Appl. Phys. 43, 1032 (1972).
- (8) R. Dumanchin, J.C. Farey, M. Michon, J. Rocca Serra: High-power density pulsed molecular laser. Presented at the 1970 Internat. Quantum Electronic Conf. (Kyoto, Japan).
- (9) A.J. Beaulieu: High peak power gas lasers. Proceedings of the IEEE, vol. 59, no. 4, April 1971.
- (10) R. Fortin: Preliminary measurements of a transversely excited atmospheric pressure CO₂ laser. Canadian Journal of Physics, 49, 257 (1971).

- (11) K. Büchl: Production of plasma with a CO₂ TEA Laser from Solid Hydrogen Targets . IPP-Bericht IV/16, March 1971.
- (12) J.L. Lachambre, F. Rhéault, J. Gilbert: Actively mode-locked transversely excited atmospheric (TEA) CO₂ laser. The Radio and Electronic Engineer, vol. 42, no. 8, Aug. 1972, pp 351-356
- (13) D.L. Lyon, E.V. George, H.A. Haus: Observations of spontaneous mode-locking in a high-pressure CO₂ laser. Appl. Phys. Lett., 17, pp 474-6, Dec. 1970.
- (14) J. Gilbert, J.L. Lachambre: Self-locking of modes in a high-pressure CO₂ laser with transverse pulse excitation. Appl. Phys. Lett., 18, pp 187-9, March 1971.
- (15) H. Baumhacker: Neodymglas-Lasersystem. IPP 4/82, März 1971.
- (16) H. Salzmann: Ein Pikosekunden-Neodymglas-Laser im Terawattbereich . IPP IV/21, Oktober 1971.
- (17) H. Görner: Untersuchungen an einem phasengekoppelten TEA-CO₂-Laser. Physikdepartment der Techn.Universität München, Dez. 1971.
- (18) A. Yariv, C.A. Mead, J.V. Parker: GaAs as an Electrooptic Modulator at 10.6 Microns. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE-2, no. 8, Aug. 1966
- (19) J.P. Kaminow: Measurement of the electrooptic effect in CdS, ZnTe, and GaAs at 10.6 microns. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE-4, no. 1, Jan. 1968.
- (20) T.E. Walsh: Gallium-Arsenide electro-optic modulators. RCA Review, Sept. 1966, pp. 323-335

- (21) S. Namba: Electro-optical Effect of Zincblende. Journal of the Optical Society of America, vol. 51, no. 1, Jan. 1961.
- (22) L. Bergmann, C. Schaefer, F. Matossi: Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. III, Optik, S. 384.
- (23) z.B. A. Jenkins, E. White: Fundamentals of Optics, p. 493.
- (24) K. Eidmann, P. Sachsenmaier, H. Salzmann, R. Sigel: Optical isolators for high-power giant-pulse lasers. Journal of Physics E: Scientific Instruments 1972, vol. 5.
- (25) A.F. Gibson, M.F. Kimmitt, A.C. Walker: Photon Drag in Germanium. Appl. Phys. Lett., vol. 17, no. 2, 1970, pp. 75-77.
- (26) R.P. Hilberg, W.R. Hock: Transient Elastooptic Effects and Q-Switching Performance in Lithium Niobate and KD^*P Pockels Cells. Appl. Optics, vol. 9, no. 8, Aug. 1970, pp. 1939-1940.
- (27) F. Wesner: Koaxiale Flächenwiderstände zur Messung hoher Stoßströme mit extrem kurzer Anstiegszeit. ETZ-A, Bd. 91 (1970), H. 9, S. 521-524.
- (28) F. Wesner: Kapazitiver Spannungsteiler zur Messung rascher Spannungsänderungen an koaxialen Kabelanordnungen. ETZ-A, Bd. 92 (1971), H. 11, S. 633-636.
- (29) L.E. Hargrove, R.L. Fork and M.A. Pollack: Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. Appl. Phys. Lett. 5, 4 (1964).
- (30) P.W. Smith: Mode-locking of Lasers. Proc. IEEE 58, 1342 (1970).

- (31) A. Nurmikko, T.A. DeTemple, and S.E. Schwarz: Single mode operation and mode-locking of high pressure CO₂ lasers by means of saturable absorbers. Applied Phys. Letters 18, 130 (1971).
- (32) D.C. Smith and P.J. Berger: Mode-locking of an atmospheric pressure cross-excited electrically pulsed CO₂ laser. IEEE J. of Quantum Electronics, QE-7, 172 (1971).
- (33) O.R. Wood, R.L. Abrams, and T.J. Bridges: Mode-locking of a transversely excited atmospheric pressure CO₂ laser. Applied Phys. Lett. 17, 376 (1970).
- (34) A.E. Siegman and D.J. Kuizenga: Simple analytic expressions for AM and FM mode-locked pulses in homogeneous lasers. Applied Phys. Lett. 14, 181 (1969).
- (35) R.L. Abrams and D.A. Pimonow: Acousto-Optic Properties of Crystalline Germanium. J. Appl. Phys. 41, 2765 (1970).
- (36) E.T. Gerry and D.A. Leonard: Measurement of 10.6 μ laser transition probability and optical broadening cross sections. Appl. Phys. Lett. 8, 227 (1966).
- (37) T.J. Bridges, H.A. Homs, and P.W. Hoff: CO₂ laser linewidth by measurement of step response. Appl. Phys. Lett. 13, 316 (1968).

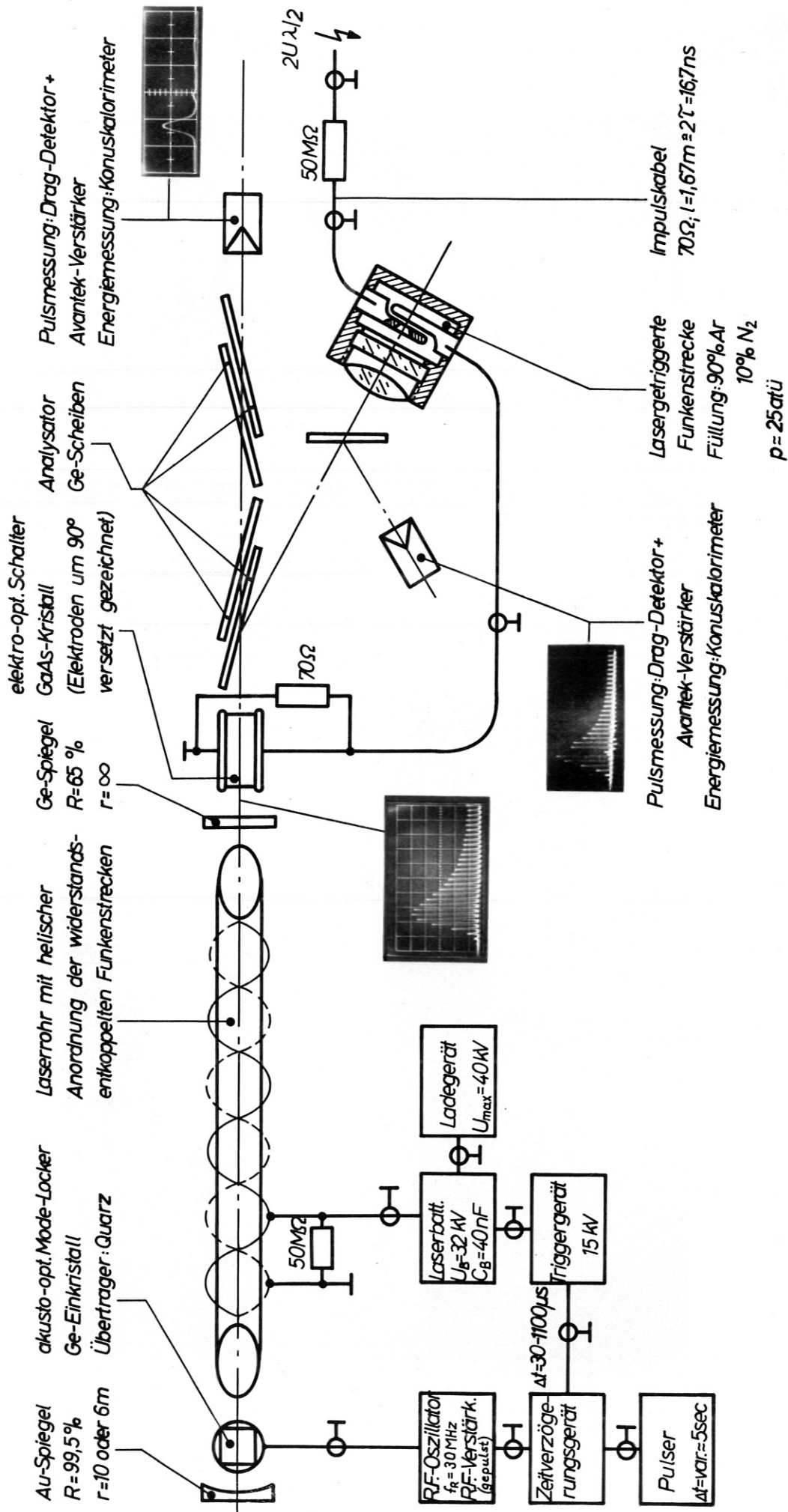


Abb.1: TEA-CO₂-Laser mit aktiver Modenkopplung und Pulsselektionssystem

Au-Spiegel akusto- Laserrohr Auskoppelspiegel Analysator Lasergetrigg. Funkenstrecke
 R=99,5% opt. Mode- Ladewiderstand Batterie Einspiegel- Konuskalorimeter
 r=10m od. 6m Locker Schalter elektroot. prismen Drag-Detektor

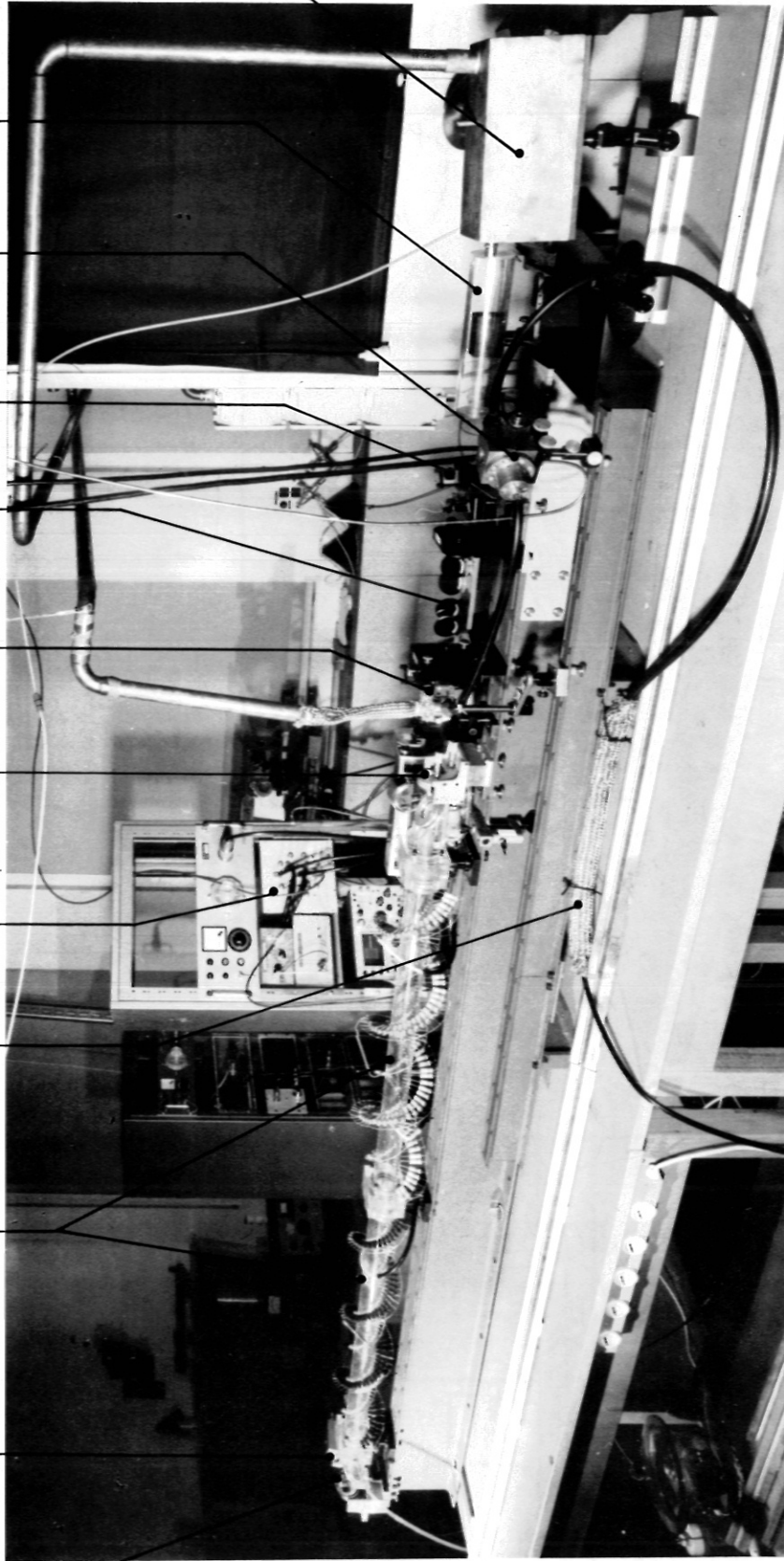


Abb.2 : TEA-CO₂-Laser mit aktiver Modenkopplung und Pulsselektion

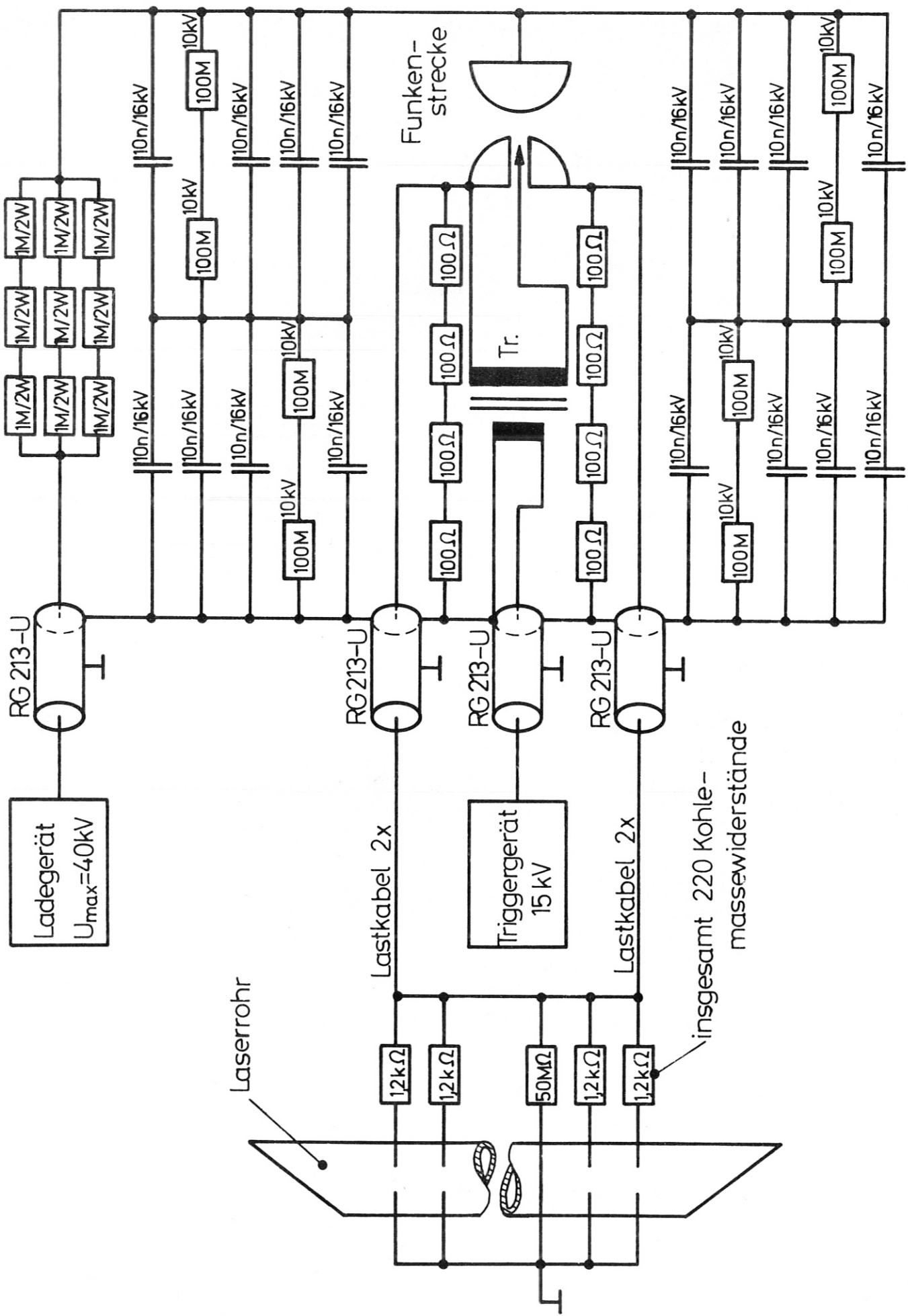
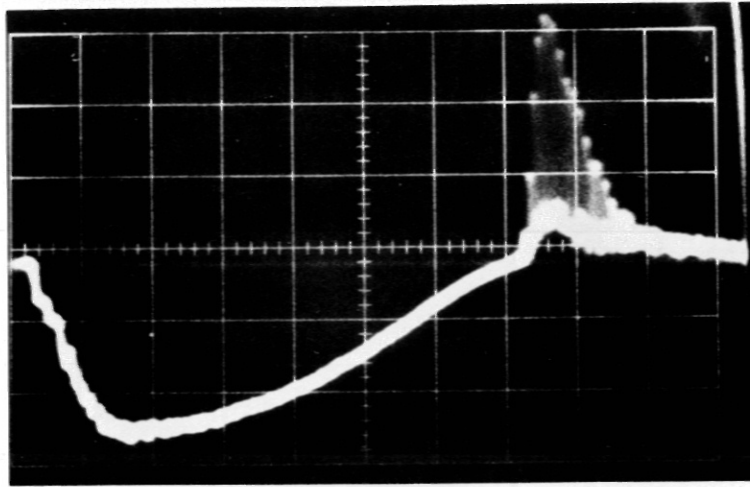
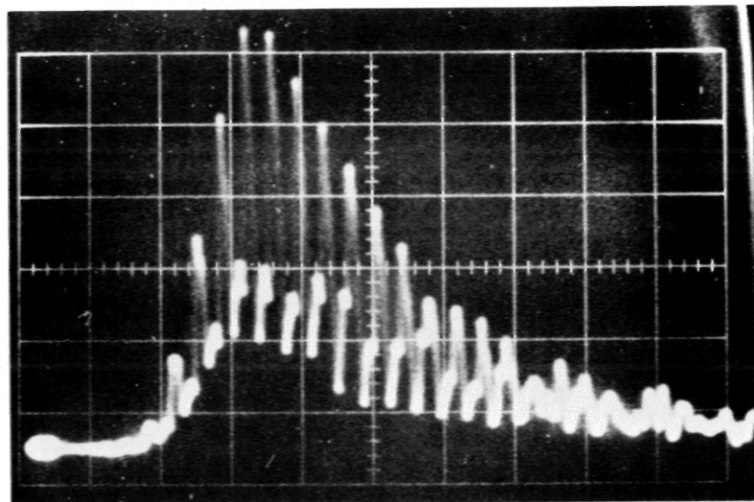


Abb.3: Batterie für TEA-CO₂-Laser



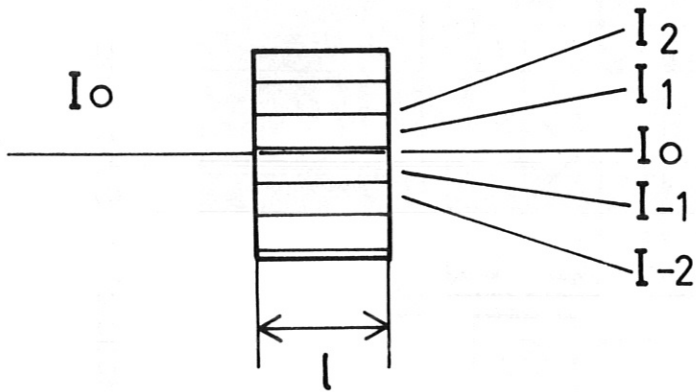
200 ns/div.

Abb.4a: Verlauf des Entladungsstromes
und Einsetzen des Laserpulses



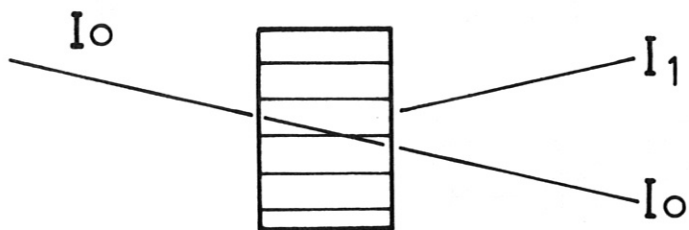
50 ns/div.

Abb.4b: Self-locking Laserpuls



Raman - Nath

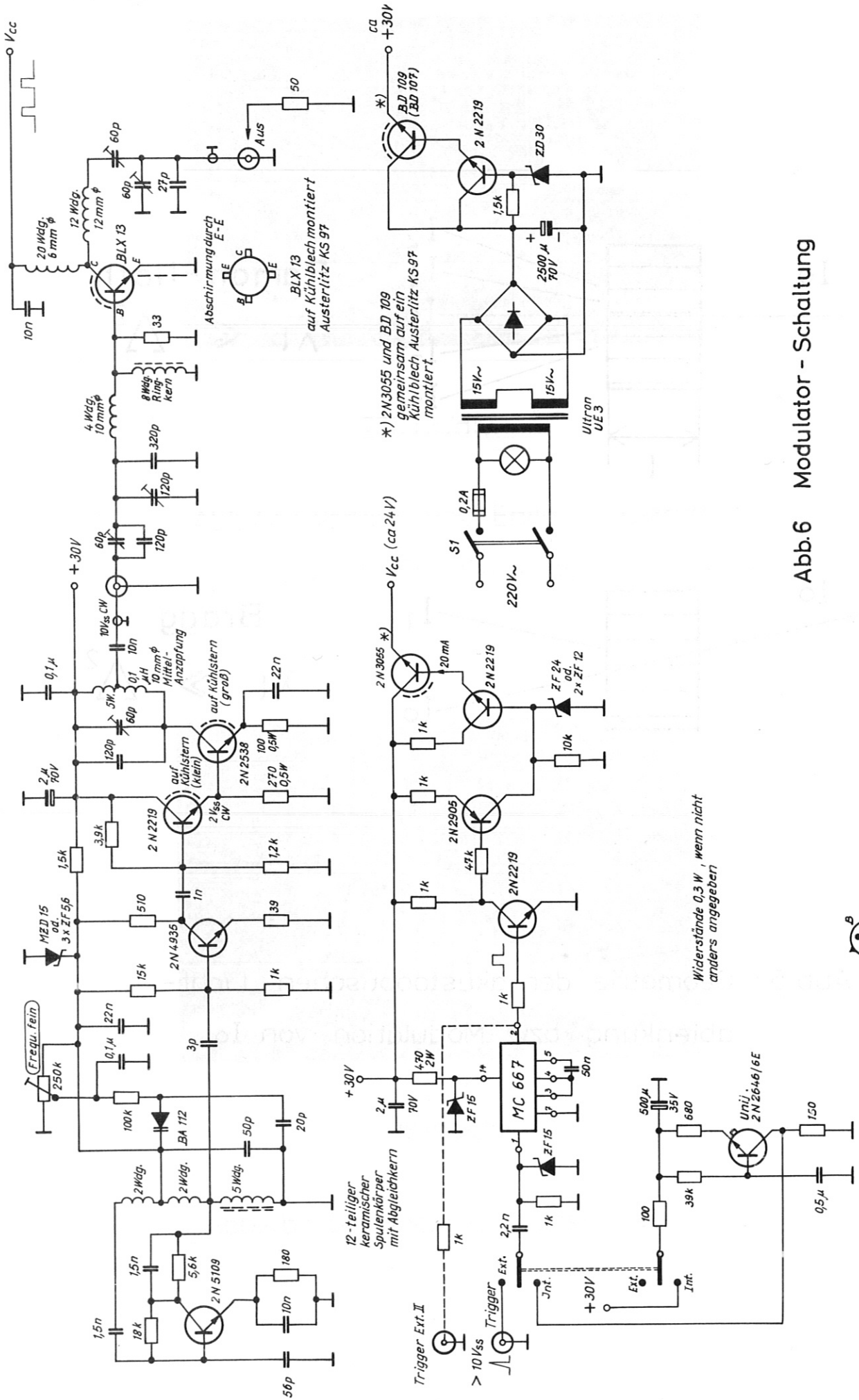
$$\lambda l \ll \Delta^2$$



Bragg

$$\lambda l \gg \Delta^2$$

Abb.5: Geometrie der akustooptischen Licht-
ablenkung bzw. Modulation von I_0



*) 2N3055 und BD 109
gemeinsam auf ein
Kühlblech Austerlitz KS97
montiert.

BLX 13
auf Kühlblech montiert
Austerlitz KS 97

Widerstände 0,3 W, wenn nicht
anders angegeben



Abb.6 Modulator - Schaltung

2 N 4935

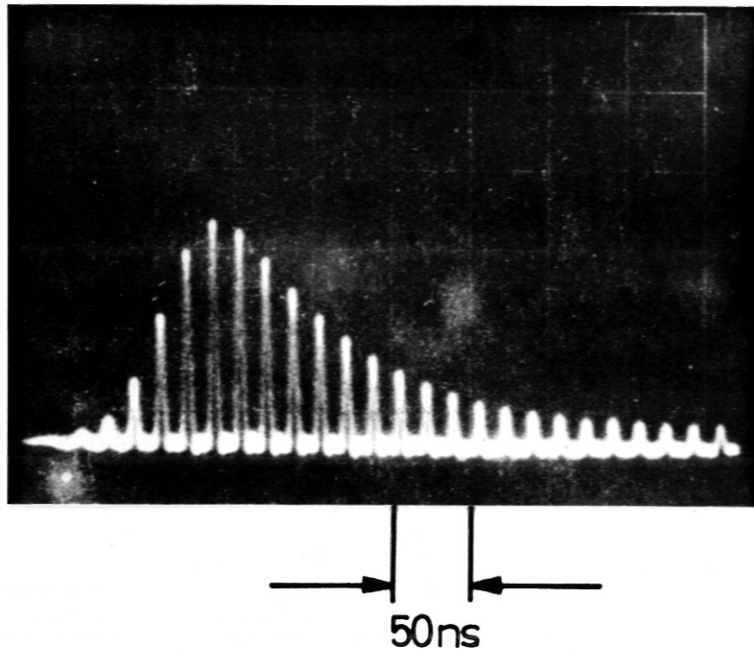


Abb. 7 : Emissionsverlauf des aktiv modengekoppelten TEA-CO₂-Lasers

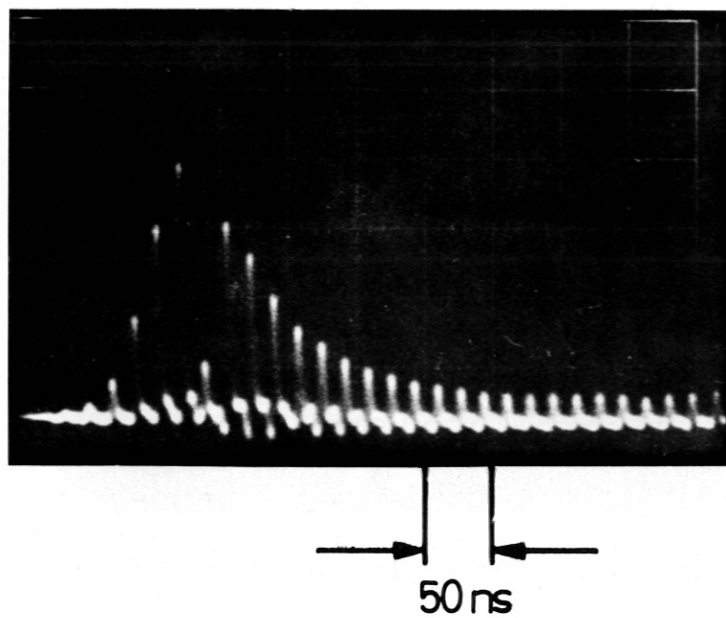
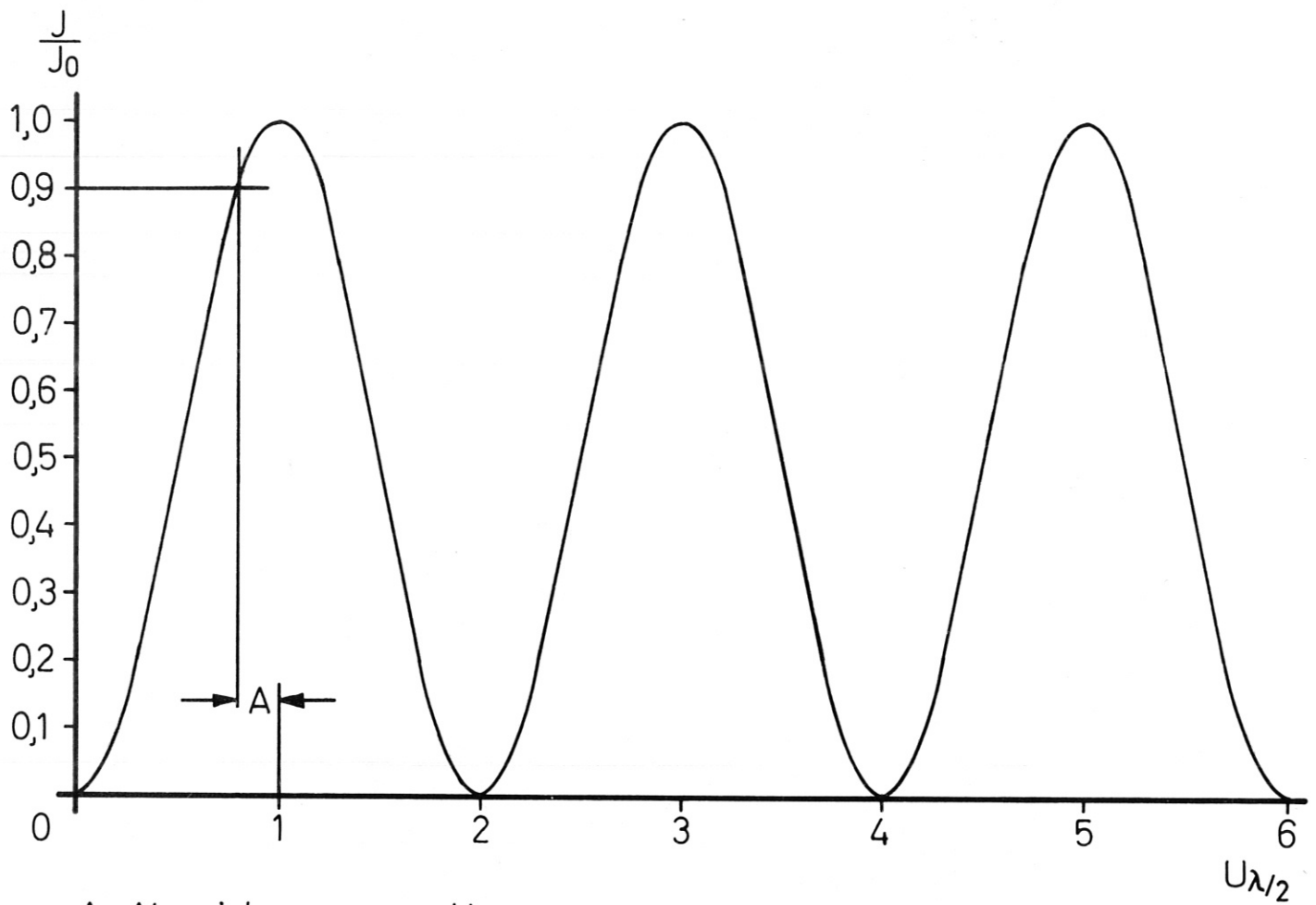
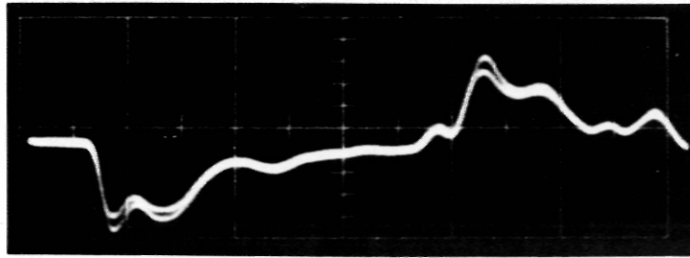


Abb. 8 : Pulszug ohne selektierten Einzelpuls



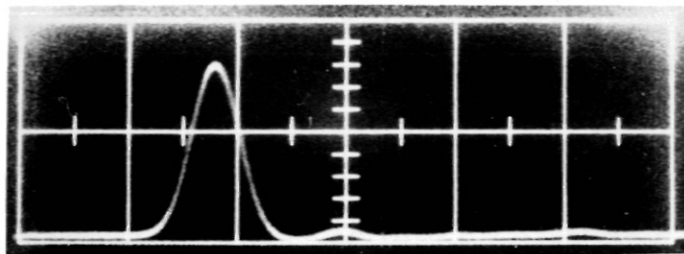
A: Abweichung von $U_{\lambda/2}$

Abb.9 : Verhältnis der vom Analysator durchgelassenen Intensität(J) zur auftreffenden Intensität(J_0) in Abhängigkeit von der Halbwellenspannung $U_{\lambda/2}$



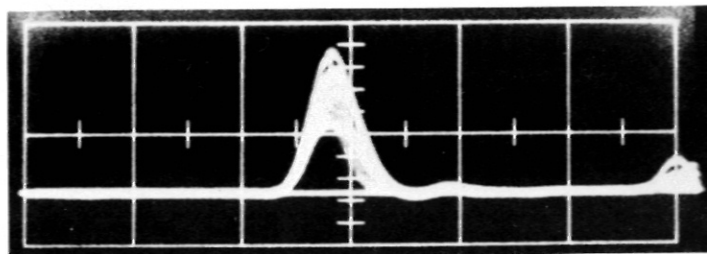
5ns/div.

Abb. 10 : Spannungspuls am elektroopt.
Schalter(mit kapaz. Spannungsteiler
gemessen)



5ns/div.

Abb. 11 : Selektierter Einzelpuls



5ns/div.

Abb. 12 : Reproduzierbarkeit des
selektierten Einzelpulses