

Messung von ultrakurzen CO₂-Laserpulsen
mit Hilfe des optischen Kerreffektes

Detection of Ultrashort CO₂ Laser Pulses
Using the Optical Kerr Effect

H. Baumhacker

IPP 4/113

Dezember 1973

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Messung von ultrakurzen CO₂-Laserpulsen
mit Hilfe des optischen Kerreffektes

Detection of Ultrashort CO₂ Laser Pulses
Using the Optical Kerr Effect

H. Baumhacker

IPP 4/113

Dezember 1973

Ein Teil dieser Arbeit wurde als "post deadline paper" bei der Frühjahrstagung der DPG in Berlin am 11. April 1973 vorgetragen.

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.

Detection of Ultrashort
CO₂ Laser Pulses Using
the Optical Kerr Effect
(in German)

H. Baumhacker

Dezember 1973

Abstract

Es wird eine neue Meßtechnik beschrieben, die es gestattet, kurze CO₂-Laserpulse mit den im Sichtbaren zur Verfügung stehenden Detektoren hoher Zeitauflösung aufzunehmen. Während die theoretisch erreichbare Auflösungsgrenze bei 30 ps liegt, konnten bisher CO₂-Laserpulse von 1,3 ns Halbwertsbreite mit einer Zeitauflösung von 500 ps gemessen werden.

A new experimental method which is capable of measuring short CO₂ laser pulses using fast detectors for the visible region is described. The theoretical time resolution is about 30 ps. In this paper we report the detection of 1.3 ns CO₂ laser pulses with a time resolution of 500 ps.

INHALTSVERZEICHNIS

1.	Einleitung	Seite	1
2.	Die Messung von kurzen CO ₂ -Laserpuls- en unter Verwendung des optischen Kerreffektes	Seite	1
2.1	Meßprinzip	Seite	1
2.2	Theoretische Abschätzung der auf den Detektor fallenden Lichtin- tensität	Seite	2
2.3	Pulsmessungen	Seite	4
3.	Zusammenfassung	Seite	6
4.	Literatur	Seite	7

1. Einleitung

Mit den bekannten Detektoren, die üblicherweise zur Messung von CO₂-Laserpulsen eingesetzt werden - wie z.B. den Drag - /1/, den pyroelektrischen /2/ oder den heliumgekühlten HgGe-Detektoren können Pulsanstiege und -Halbwertsbreiten bis herab zu 1 ns festgestellt werden. Diese Detektoren können z.B. zur Messung von Pulsen aktiv modengekoppelter CO₂-Oszillatoren /3/, deren Halbwertsbreiten zwischen 1 und 3 ns liegen, noch gut verwendet werden. Hingegen benötigt man zur Feststellung von etwaigen Pulsverkürzungen oder -Verformungen /4/ nach dem Durchgang dieser Pulse durch hochinvertierte Verstärker Detektionssysteme mit kürzeren Anstiegszeiten und größerer Zeitauflösung.

2. Die Messung von kurzen CO₂-Laserpulsen unter Verwendung des optischen Kerreffektes

2.1 Meßprinzip

Zur Messung von Subnanosekundenpulsen im Sichtbaren und nahen Infrarot, insbesondere beim modengekoppelten Neodymglaslaser, wurde vielfach der optische Kerreffekt verwendet /5,6,7/. Man nützt hierbei den Effekt aus, daß das durch die Laserintensität erzeugte elektrische Feld in geeigneten Dielektrika Doppelbrechung hervorruft, wodurch die Polarisationssebene eines Probenlaserstrahles gedreht werden kann. Während in den bisher bekannten Anordnungen die 1,06 µm-Strahlung zum Schalten und gleichzeitig ein Teil dieser Strahlung frequenzverdoppelt zum Messen verwendet wird, werden in unserer Anordnung zur Detektion von ultrakurzen CO₂-Laserpulsen zwei getrennte Laser (s. Abb. 1) benützt; und zwar dient

der aktiv modengekoppelte TEA-CO₂-Laser zum Schalten, und als Probenlaser wird wahlweise ein gepulster Argon-Ionen-Laser oder ein gütegeschalteter Rubinlaser eingesetzt.

Das Meßverfahren kann wie folgt beschrieben werden: Die linear polarisierte Strahlung des Probenlasers, deren Schwingungsrichtung unter 45° zu der ebenfalls linear polarisierten CO₂-Laserstrahlung liegt, tritt zunächst unbeeinflusst durch die "Kerrzelle" und trifft auf den Analysator, der so eingestellt ist, daß er dieses ankommende Licht maximal abschwächt ($\approx 10^{-4}$). Um zu vermeiden, daß durch die Probenlaserstrahlung dabei selbst nichtlineare Effekte erzeugt werden, muß ihre Intensität unterhalb der dafür geltenden Schwellwerte ($< 1 \text{ MW/cm}^2$) liegen. Wird nun der CO₂-Laser so betrieben, daß seine Strahlung gleichzeitig mit der des Probenlasers die Kerrzelle durchläuft, so wird durch die Leistungsdichte der CO₂-Laserstrahlung eine elektrische Feldstärke erzeugt, die in der Kerrflüssigkeit eine Anisotropie hervorruft. Während der Zeit, in der diese Anisotropie besteht, pflanzen sich die in Richtung des elektrischen Feldes bzw. senkrecht dazu schwingenden Komponenten der Probenlaserstrahlung mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in der Kerrflüssigkeit fort, so daß nach dem Durchlaufen der Kerrzelle elliptisch polarisiertes Licht vorliegt, das nun teilweise den Analysator passieren und auf den Detektor treffen kann. Da die Anisotropie in der Kerrflüssigkeit durch das Quadrat der elektrischen Feldstärke entsprechend der Intensität der CO₂-Laserpulse erzeugt wird und damit die vom Analysator durchgelassene Strahlungsintensität proportional dem Quadrat der Laserintensität ist (siehe Gl.5), ist das vom Detektor aufgenommene Signal auch proportional dem quadrierten Zeitprofil der CO₂-Laserpulse.

2.2 Theoretische Abschätzung der auf den Detektor fallenden Lichtintensität

Um die benötigten Laserleistungen und die erforderliche Empfindlichkeit der Empfänger abschätzen zu können, werden im folgenden die hierfür wichtigen Beziehungen zusammengestellt.

Nach Passieren der Kerrflüssigkeit haben die Komponenten der Probenlaserstrahlung eine relative Phasendifferenz von

$$\Delta \varphi = \Pi \cdot l \cdot B \cdot E^2 \quad (1)$$

l [cm] : Wechselwirkungslänge der Laserstrahlungs-bündel in der Kerrflüssigkeit

B [$\text{cm}^{-1} \text{ e.s.E.}^{-2}$] : Kerrkonstante oder [cm/V^2]

E [e.s.E.] : elektrische Feldstärke oder [V/cm]

Unter Berücksichtigung der Absorption der CO_2 -Laserstrahlung in der Kerrflüssigkeit und der damit verbundenen Abnahme der elektrischen Feldstärke entlang der Wechselwirkungslänge ergibt sich für die relative Phasendifferenz /8/

$$\Delta \varphi = \frac{1}{\alpha} \cdot \Pi \cdot B \cdot E^2 \cdot (1 - e^{-\alpha l}) \quad (2)$$

α [cm^{-1}] : Absorptionskoeffizient der CO_2 -Laserstrahlung in der Kerrflüssigkeit

Bezogen auf die Leistungsdichte J_{CO_2} [W/cm^2] der CO_2 -Laserstrahlung wird dann

$$\Delta \varphi = \frac{1}{\alpha} \cdot \Pi \cdot B \cdot (9,18 \cdot 10^{-2})^2 \cdot J_{\text{CO}_2} \cdot (1 - e^{-\alpha l}) \quad (3)$$

Die Transmission des Polarisators hinter der Kerrzelle beträgt

$$T = \frac{J_{\text{Pr}}}{J_{\text{OPr}}} = \sin^2 \frac{\Delta \varphi}{2} ; \quad (4)$$

und für kleine rel. Phasendifferenzen $\Delta \varphi$ wird $T \approx \frac{\Delta \varphi^2}{4}$.

J_{OPr} [W/cm^2] : Intensität des Probenlasers

J_{Pr} [W/cm^2] : Intensität des Probenlasers hinter dem Polarisator

Damit ergibt sich die auf den Detektor fallende Probenlaserintensität zu

$$J_{Pr} = J_{O_{Pr}} \cdot \frac{1}{4} \cdot \left[\frac{1}{\alpha} \cdot \Pi \cdot B \cdot (9,18 \cdot 10^{-2})^2 \cdot J_{CO_2} \cdot (1 - e^{-\alpha l}) \right]^2 \quad (5)$$

In unseren Experimenten wurde vorwiegend Schwefelkohlenstoff (CS₂) als Kerrflüssigkeit verwendet, da diese Flüssigkeit eine hohe Kerrkonstante aufweist und sowohl für die Strahlung des Probenlasers als auch des CO₂-Lasers durchlässig ist. Schwefelkohlenstoff hat nach Paillette /9/ eine Kerrkonstante von $B = 418 \cdot 10^{-9} [\text{cm}^{-1} \text{e.S.E.}^{-2}]$ und einen Absorptionskoeffizienten $\alpha = 0,92 [\text{cm}^{-1}]$ bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$. Für eine bei unseren Untersuchungen typische mittlere Leistungsdichte der CO₂-Laserstrahlung in der Kerrzelle von $J_{CO_2} \text{ mittel} \approx 10^7 \text{ W/cm}^2$ und einer mittleren Wechselwirkungslänge von 2 cm ergibt sich eine Transmission

$$T = \frac{1}{4} \cdot \left[\frac{1}{0,92} \cdot \Pi \cdot 418 \cdot 10^{-9} (9,18 \cdot 10^{-2})^2 \cdot 10^7 \cdot (1 - e^{-0,92 \cdot 2}) \right]^2$$

$$\underline{\underline{T = 2,5 \cdot 10^{-3}}}$$

d.h. von der Intensität des Probenlasers fallen ca 2,5% auf den Detektor.

2.3 Pulsmessungen

Mit der in Abb. 1 gezeigten Anordnung wurde der Pulsverlauf eines TEA-CO₂-Lasers sowohl im self-locking- als auch im aktiv modengekoppelten Betrieb aufgenommen.

Bei den ersten Untersuchungen wurde als Probenlaser ein gepulster Argon-Ionen-Laser der Fa. TRW mit einer Pulsspitzenleistung von 2,5 W eingesetzt. Zur Aufnahme des intensitätsschwachen Signals mußte ein Photomultiplier verwendet werden. Die Abb. 3 und 4 zeigen den damit aufgenommenen Emissionsverlauf des TEA-CO₂-Lasers. Durch den langsamen Anstieg des Photomultipliers werden die CO₂-Pulse stark verbreitert wiedergegeben, so daß mit dieser

Meßanordnung zwar das Meßprinzip gut demonstriert werden kann, aber die absolute Pulshalbwertswerte damit nicht zu bestimmen ist.

Um eine optimale Zeitauflösung zu erreichen, müssen sehr schnelle Detektoren, z.B. Bildwandlerkameras, eingesetzt werden.

Da uns diese Bildwandlerkameras z.Zt. noch nicht zur Verfügung stehen, wurde versucht, mit schnellen Photodioden die Auflösungs-grenze so weit wie möglich zu erhöhen. Schnelle Vakuumphotodioden (z.B. F 4000 und F 4014 der Firma ITT) und PIN-Photodioden (z.B. HP 5082-4220) haben zwar Anstiegszeiten bis herab zu 100 ps, dafür sind sie aber viel weniger empfindlich als Photomultiplier. Diese geringere Empfindlichkeit der Detektoren erfordert eine entsprechend höhere Intensität des Probenlasers, so daß wir bei unseren weiteren Untersuchungen einen gütegeschalteten Rubinlaser verwendet haben.

Abb. 5 gibt Pulse des aktiv modengekoppelten TEA-CO₂-Lasers wieder, wie sie unter Verwendung des Rubinlasers und einer schnellen Vakuumphotodiode (F4000 v. Fa. ITT) auf dem TEK 519-Oszillographen zu sehen sind.

Die bisher besten Ergebnisse wurden mit einer PIN-Photodiode (HP 5082-4220) erzielt, die ohne Kabel direkt mit der Eingangsbuchse eines TEK 519 verbunden war /10/. Die Zeitauflösung des Detektors (HP 5082-4220 plus TEK 519) wurde zunächst mit einem modengekoppelten Nd-Glaslaser, dessen Pulse bekanntermaßen Halbwertsbreiten der Größenordnung 10 ps haben, getestet. Dabei zeigte sich, daß Pulsanstiege bzw. - Halbwertsbreiten von \leq 500 ps aufgelöst werden können.

Abb. 2a zeigt den Emissionverlauf des aktiv modengekoppelten TEA-CO₂-Lasers, der mit Hilfe des opt. Kerr-effektes in der Anordnung Rubin-Laser, CS₂-Zelle, PIN-Photodiode (HP 5082-4220) und TEK 519 aufgenommen wurde.

Die daraus ermittelte Halbwertsbreite eines Einzelpulses beträgt 1,3 ns. In Abb. 2a wurde der gleiche Pulszug mit einem Photon-Drage-Detektor zum Vergleich aufgenommen.

Die bisherigen Pulsbilder zeigen noch nicht die Grenze der Auflösung unserer Meßanordnung, da die Pulshalbwertsbreiten des z. Zt. verwendeten aktiv modengekoppelten TEA-CO₂-Lasers $\geq 1,3$ ns waren.

3. Zusammenfassung

Es ist gelungen, das Prinzip der Messung von kurzen CO₂-Laserpulsen unter Verwendung des optischen Kerreffektes zu demonstrieren.

Es wurden damit Pulshalbwertsbreiten von 1,3 ns gemessen, wobei die vorhandene Meßanordnung eine Auflösungsgrenze von 500 ps hat.

Der große Vorteil der Messung von ultrakurzen CO₂-Laserpulsen mittels des optischen Kerreffektes liegt darin, daß die Meßproblematik vom Infraroten ins Sichtbare verlegt werden kann und daß die hier schon vorhandenen schnellen Detektoren und Aufnahmetechniken - wie z.B. Vakuumphotodioden, PIN-Photodioden und schnelle Schmierbildkameras - eingesetzt werden können. Da die Relaxationszeit von CS₂ ca. 2 ps /5/ beträgt, die Laufzeitdifferenz für sichtbares Licht und CO₂-Laserstrahlung im CS₂ im Subnanosekundenbereich liegt, und außerdem Bildwandlerkameras mit einer Zeitauflösung von <10 ps /11/ käuflich sind, ist es prinzipiell möglich, mit Hilfe des optischen Kerreffektes CO₂-Laserpulse mit einer Zeitauflösung von ca. 30 ps zu messen.

Ich danke Herrn Dr. E. Fill und Herrn W. Schmid für zahlreiche Anregungen und für ihre Mitarbeit bei einem Teil der vorliegenden Arbeiten, sowie Herrn Dr. Brinkschulte für hilfreiche Diskussionen und Herrn Math. Oswald für seine technische Unterstützung.

4. Literatur

- /1/ A.F. Gibson, M.F. Kimitt and A.C. Walker,
Appl. Phys. Lett. 17 (1970), p. 75
- /2/ W.M. Doyle, Laser Focus, July 1970, p. 34
- /3/ H. Baumhacker, E. Fill, F. Hofmeister,
IPP 4/106, November 1972
- /4/ E. Fill, W. Schmid, Phys. Lett. 45A/2, p. 145
- /5/ M.A. Duguay, J.W. Hansen, Appl. Phys. Lett. 15/6, p. 192
- /6/ M.A. Malley, P.M. Rentzepis, Chem.Phys. Lett. 1/1, p 57
- /7/ M.A. Duguay, A.T. Mattick, Appl. Optics 10/9, p. 2162
- /8/ H. Baumhacker, E. Fill, W. Schmid,
Phys. Lett. 44A/1, p. 3
- /9/ M. Paillette, C.R. Acad. Sci. (Paris), 262B, p. 264
- /10/ G.H. McCall, Rev. Sci. Instr. 43/6, June 1972, p. 865
- /11/ R.J. Dewhurst, H. Al-Obaidi, S.A. Ramsden, R. Hadland,
R. Harris,
Opt. Commun. 6/4, Dec. 1972, p. 356

TEA - CO₂-Laser mit
akustoopt. Modenkopplung

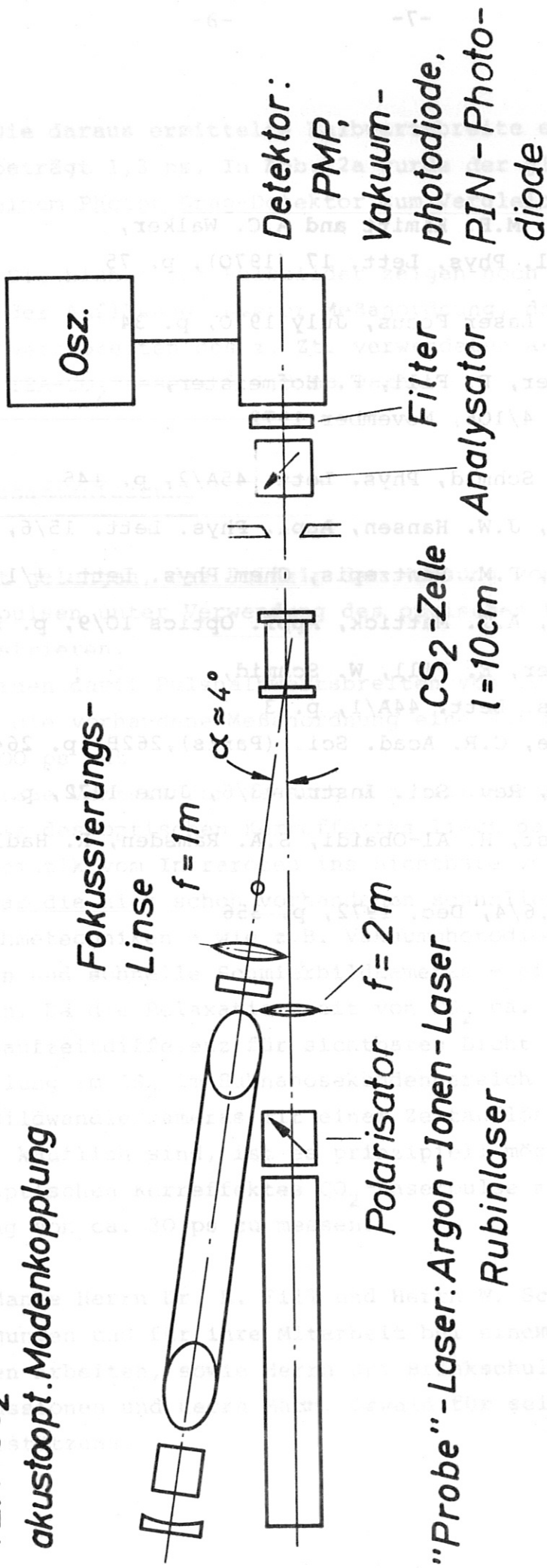
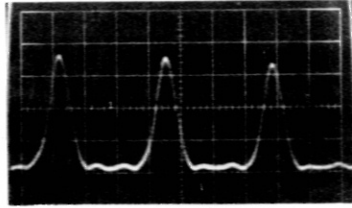
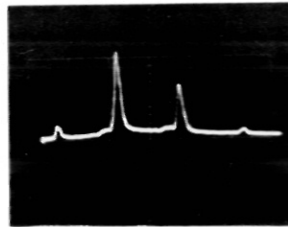


Abb.1: Experimentelle Anordnung zur Detektion von ultrakurzen CO₂-
Laserpulsen unter Verwendung des optischen Kerreffektes



a)

5 ns/div.



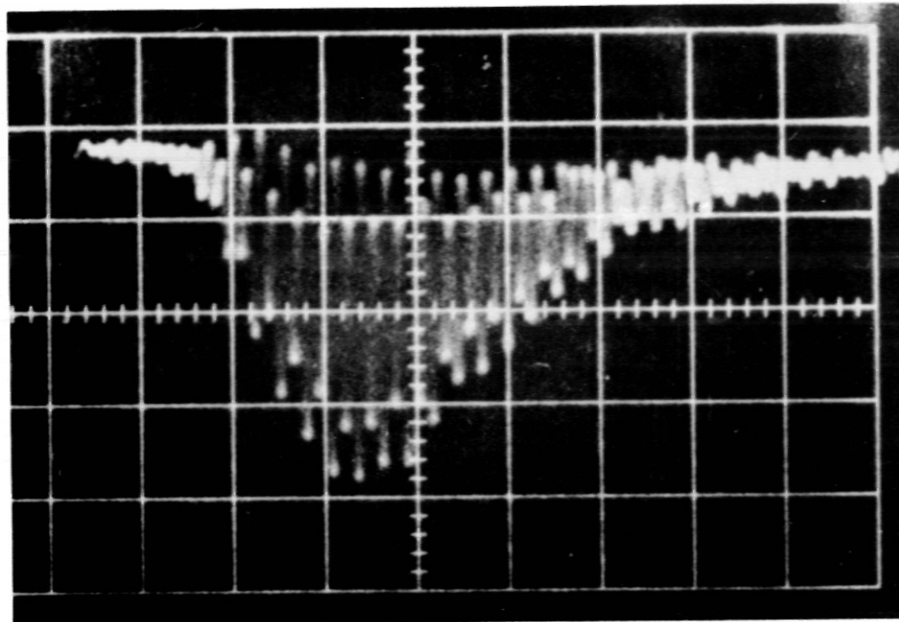
b)

10 ns/div.

Abb. 2 : Emissionsverlauf des aktiv moden-
gekoppelten TEA-CO₂-Lasers,
gemessen mit

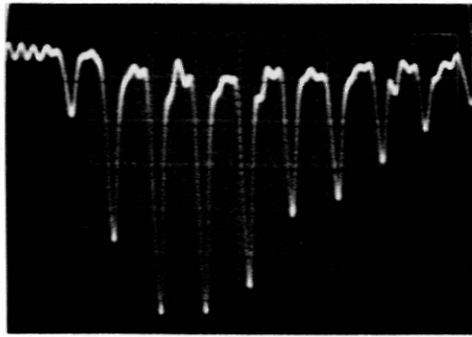
a) Photon - Drag - Detektor, Avantek -
Verstärker und TEK 454

b) opt. Kerreffekt: Rubin - Laser,
CS₂ - Zelle, PIN - Photodiode (HP 5082-4220)
und TEK 519

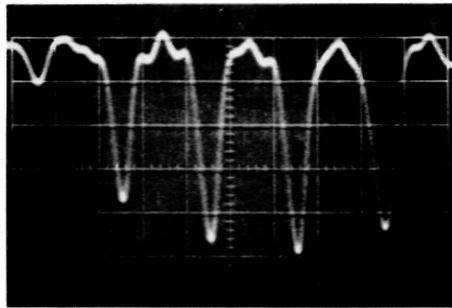


50ns/div.

*Abb.3 : Emissionsverlauf des
self-locking Laserpulses*

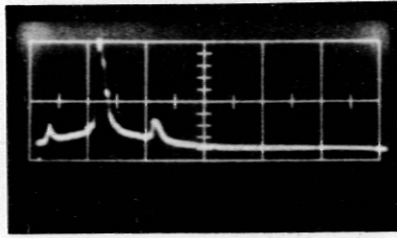


20ns / div.

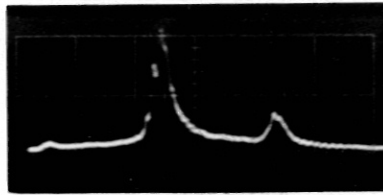


10ns / div.

**Abb.4 : Emissionsverlauf des aktiv
modengekoppelten TEA-CO₂-Lasers**



20 ns/div.



10 ns/div.

Abb. 5: Mode-locking - Pulse
(Rubin - Laser, F 4000+ TEK 519)