

ÄUSSERE UND INNERE MODULATION AN
RUBINLASERN.

G. Weiser

IPP 1/26

Juni 1964

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

ÄUSSERE UND INNERE MODULATION AN RUBINLASERN.

G. Weiser

IPP 1/26

Juni 1964

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

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
Einleitung	2
Äussere Amplitudenmodulation normaler Laserstrahlung	
I. Lichtmodulation durch Kerr- und Pockelseffekt	4
II. Experimentelle Ergebnisse: Erzeugung und Messung von amplitudenmoduliertem Licht	10
1. An Laserlicht mit 100 MHz im $\lambda/4$ -Punkt des Modulators	10
2. An stationärem Licht mit 200 MHz im Nullpunkt des Modulators	15
Innere Modulation von Rubinlasern	
I. Physikalische Voraussetzungen	19
II. Experimentelle Ergebnisse und Berechnungen	23
1. Regelung eines Rubinlasers	23
Differentialgleichung für gegenphasige Regelung	27
2. Gepulste Laser	28
Anwendung einer sehr verlustarmen Sperrmethode	29
Berechnung der Impulsleistung	33
Eine Bedingung für die optimale Güte des Resonators	34
Anhang	
I. Genauere Herleitung der Berechnungen	36
Steuerung der Güte mit elektrooptischen Medien allein	36
Anwendung der Differentialgleichungen von Stutz und De Mars auf den Fall gegenphasiger Regelung am Laser	38
Berechnung der Spitzenleistung gepulster Laser durch zeitunabhängige Integration der Stutz - De Mars - Gleichungen	41
II. Technische Fragen	45
HF-Generator	45
Ein einfaches Verfahren zur Erzeugung von Hochspannungsimpulsen sehr kurzer Anstiegszeit	46
Pumpanordnung für den Laser	48
Literaturverzeichnis	51

Zusammenfassung

Folgende Verfahren der äusseren und inneren Modulation an Rubinlasern werden durchgeführt:

Äussere Amplitudenmodulation normaler Laserstrahlung mittels einer Pockelszelle und photoelektrische Demodulation bei 100 MHz. Unter Anwendung von 8 kV Wechselspannung werden 80% Modulationsgrad erreicht.

Regelung der Ausgangsleistung eines Rubinlasers durch innere Modulation, wobei eine Pockelszelle als Regelelement und eine Vakuumphotozelle als Regelsignalerzeuger dienen. Hierbei werden keine Analysatoren im optischen Resonator angewendet. - Je nach Phasenwahl der elektrooptischen Rückkopplung ergibt sich eine starke Unterdrückung der Relaxationsoszillationen bzw. Laseremission in Form leistungsstärkerer Impulse mit annähernd konstantem Zeitabstand. - Für den Fall gegenphasiger Regelung, d.h. gleichmässiger Ausgangsleistung wird eine Differentialgleichung abgeleitet, die eine Abschätzung der aufgetretenen Regelschwingungen erlaubt.

Elektrooptisch gepulste Rubinlaser. Die erstmalige Anwendung einer sehr verlustarmen Sperrmethode unter Ausnützung des Brewster-Winkels führt zu Ausgangsleistungen von 10 MW bei 1500 Ws Pumpenergie. - Die Leistung des Riesenimpulses wird in zeitunabhängiger Form berechnet. Hierbei ergibt sich eine Bedingung für die optimale Güte des optischen Resonators.

Einleitung

Wegen seiner hohen Leuchtdichte und monochromatischen Strahlung eignet sich der Rubinlaser hervorragend zur Untersuchung kurzzeitiger Vorgänge. Insbesondere hat er vielfache Anwendung bei der Plasmadiagnostik gefunden. Der unregelmässige Zeitverlauf und die relativ niedrige Leistung normaler Laserstrahlung erweisen sich hierbei in den meisten Fällen als unbefriedigend. Eine wesentliche Verbesserung dieser Verhältnisse ist durch äussere und innere Modulation der Laserstrahlung möglich.

Eine sehr vorteilhafte Anwendung des Rubinlasers besteht in der lokalen Elektronendichte- und Temperaturbestimmung von Plasmen mittels Lichtstreuung [1]. Dabei führt das Eigenleuchten des Plasmas zu grossen Schwierigkeiten, denn es übertrifft das Streulicht bei weitem und verursacht zusätzlich ein starkes Rauschen der Multiplier. Wird nun der Laserstrahl und damit das Streulicht amplitudenmoduliert, so kann das Streusignal vom Eigenleuchten des Plasmas mittels elektronischer Bandpässe abgetrennt werden. Der Anteil des Multiplirräuschens, der gleichzeitig mit dem Streusignal durchgelassen wird, kann durch hinreichend geringe Breite der Bandpässe soweit reduziert werden, dass das Streusignal nicht mehr gestört wird. Die geringe Bandbreite bedingt aber lange Anstiegszeiten der elektronischen Messanordnung. Diese würden in der Praxis einige μsec betragen und beschränken deshalb die Anwendung dieses Verfahrens auf langsame Plasmen.

Günstiger ist es, die Leuchtdichte der Rubinlaser wesentlich zu steigern. Durch innere Modulation ist es möglich, einmalige Lichtimpulse von mehreren MW Leistung zu erzeugen. Die kurzen Zeiten dieser Impulse von einigen 10^{-8} sec gestatten auch eine Streumessung an schnellen Plasmen.

Wird der Laser über längere Zeiten von einigen 10^{-5} sec als Lichtquelle für Interferometer u.ä. benützt, so ist entweder eine gleichmässige oder eine periodische Ausgangsleistung erforderlich. Durch innere Modulation mittels elektrooptischer Rückkopplung ist eine Regelung der Laseremission möglich: bei gegenphasiger Regelung werden Leistungsschwankungen stark unterdrückt oder verschwinden ganz [2] und die Ausgangsleistung folgt der Überpumpung. Bei gleichphasiger Regelung ist Laseremission in Form

periodischer Einzelimpulse erreichbar, wobei deren Folgefrequenz ebenfalls durch die Überpumpung bestimmt ist.

Die vorliegende Arbeit untersucht die genannten Verfahren äusserer und innerer Modulation experimentell. - Desweiteren wird für den Fall gegenphasiger Regelung, d.h. gleichmässiger Ausgangsleistung eine Differentialgleichung abgeleitet. Diese zeigt die Möglichkeit des Auftretens von Regelschwingungen und erlaubt die Berechnung der Schwingungsfrequenz. - Für gepulste Laser wird die Leistung in zeitunabhängiger Form berechnet und auf die stationäre Ausgangsleistung bezogen. Dies ermöglicht eine einfache und genaue Berechnung der Spitzenleistung, die im Pulsbetrieb zu erwarten ist. In diesem Zusammenhang wird diejenige Güte des optischen Resonators ermittelt, die bei gleicher Anfangsinversion eine maximale Ausgangsleistung zulässt. Mit Ausnahme niedrig reflektierender Resonatoren lässt sich hierfür eine einfache Optimalbedingung ableiten.

Die durchfallende Lichtstrahlung E an eine dielektrische Kante (z.B. Quarz) wird durch eine einfach doppelseitig gebrochene Kante senkrecht zum E -Vektor durchtretend, durch eine elliptisch polarisiert. Liegt an einer Kante zwei Polarisatoren angeordneten Kerrzelle die Steuerung, so berechnet sich die durchgelassene Intensität zu $I = I_0 \cos^2(\theta) \cos^2(\alpha)$ [3].

Die Schwingungsrichtung des durchfallenden Lichts ist um 45° mit der Steuerfeldrichtung ident. Die maximale Intensität I_0 ergibt sich bei einer Halbspannung V_0 . Die Halbspannung V_0 ist durch $V_0 = d \sqrt{V_K^2} = d \sqrt{E^2}$ Elektrodenabstand, V_K Kerrkonstante $10^{-10} \text{ cm} \cdot \text{Volt}^{-2}$ für Quarz.

Die durchfallende Lichtstrahlung wird unter dem Einfluss des elektrischen Feldes durch die Kerr-Effekte (Pockelseffekt) in einem Kristall (z.B. Ammonium- oder Kaliumdihydrogenphosphat, $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) in ein Indexellipsoid nach [4] im Koordinatensystem der kristallographischen Hauptachsen x, y, z folgende Form annehmen:

$$\left(\frac{1}{n_o}\right)^2 (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_{e0}}\right)^2 z^2 + 2k_{21} E_z xy + 2k_{11} (E_x yz + E_y zx) = 1$$

Äussere Amplitudenmodulation der Strahlung eines Rubinlasers.

Zur Amplitudenmodulation von monochromatischem Licht sind Fabry-Perot-Interferometer, Kerrzelle und Pockelszelle besonders geeignet. Fabry-Perot-Interferometer bieten dabei den grossen Vorteil, mit niedrigen Steuerspannungen unterhalb 100 Volt einen hohen Modulationsgrad zu erreichen. Diese Möglichkeit ist jedoch für das Licht von Rubinlasern nicht realisierbar, da dessen Winkel- und Frequenzbreite viele Interferenzordnungen überstreichen würde. Deshalb müssen als gangbarste Möglichkeit für den vorliegenden Fall Modulation durch Kerr- oder Pockelszelle in Betracht gezogen werden.

I. Anwendung von Kerr- und Pockelseffekt zur Amplitudenmodulation des Lichts.

Bei Anlegen einer äusseren elektrischen Feldstärke E an eine elektrooptisch aktive Flüssigkeit, z.B. Nitrobenzol, wird diese einfach doppelbrechend (Kerreffekt). Dabei wird senkrecht zum E -Vektor durchtretendes, linear polarisiertes Licht elliptisch polarisiert. Liegt an einer zwischen gekreuzten Polarisatoren angeordneten Kerrzelle die Steuerspannung V , so berechnet sich die durchgelassene Intensität zu $I = I_0 \cdot \sin^2 \frac{\pi}{2} (V/V_0)^2$ [3].

Hierbei muss die Schwingungsrichtung des einfallenden Lichts einen Winkel von 45° mit der Steuerfeldstärke bilden. Die maximale Durchlassintensität I_0 ergibt sich bei der Hellspannung V_0 . Letztere errechnet sich zu $V_0 = d/\sqrt{2kl}$ (d = Elektrodenabstand, l = Länge der Kerrzelle, Kerrkonstante $k \approx 4 \cdot 10^{-10}$ cm.Volt $^{-2}$ für Nitrobenzol).

Viele optisch einachsige Kristalle werden unter dem Einfluss eines äusseren elektrischen Feldes E zweiachsig (Pockelseffekt). Für tetragonale Kristalle (z.B. Ammonium- oder Kaliumdihydrogenphosphat, ADP, KDP) nimmt dann das Indexellipsoid nach [4] im Koordinatensystem der kristallographischen Hauptachsen x, y, z folgende Form an:

$$\left(\frac{1}{n_o}\right)^2 (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_{e0}}\right)^2 z^2 + 2r_{63} E_z xy + 2r_{41} (E_x yz + E_y zx) = 1$$

Hierbei sind $E_{x,y,z}$ die Komponenten des Steuerfeldes E in x,y,z -Richtung, r_{63} und r_{41} die elektrooptischen Konstanten des Kristalls, die den Einfluss eines Feldes parallel und senkrecht zur z -Achse bestimmen sowie n_o und n_{ao} die Brechungsindizes des ordentlichen und des ausserordentlichen Strahls im unbeeinflussten Medium. Den grössten Effekt liefert ein Feld in z -Richtung. Hier verschwindet der letzte Term in der vorangehenden Gleichung und die Schnittkurve dieses Ellipsoids mit der x,y -Ebene ist nunmehr kein Kreis wie beim ungestörten Kristall, sondern eine Ellipse, deren Achsen x', y' um 45° gegen die kristallographischen Achsen x,y gedreht sind. Die Hauptbrechungsindizes dieses Ellipsoids sind nach [4]:

$$n_{x'} = n_o + 1/2 \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot E_z ; n_{y'} = n_o - 1/2 \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot E_z ; n_{z'} = n_{ao}.$$

Dann wird ein in x - oder y -Richtung schwingender elektrischer Lichtvektor in zwei gleiche Anteile aufgespalten, deren Phasenverschiebung $\delta = 2\pi \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot V/\lambda$ beträgt. Diese hängt im Gegensatz zur Kerrzelle primär von der Steuerspannung, nicht von der Steuerfeldstärke ab. Ausserdem ist sie von der Lichtwellenlänge λ direkt abhängig. Die vom Analysator durchgelassene Intensität des nun elliptisch polarisierten Lichts ergibt sich auf folgende Weise:

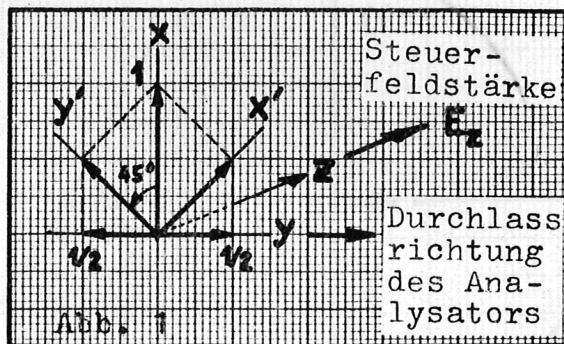


Abb. 1: Zusammensetzung der Komponenten des elektrischen Lichtvektors bei elliptischer Polarisation durch den Pockels-Effekt.

Abb. 2a: Kerrmodulator, Steuerfeld senkrecht zum Lichtstrahl. Abb. 2b: Pockelsmodulator, Steuerfeld parallel zum Lichtstrahl.

Ist $1 \cdot \sin \omega t$ der Zeitverlauf des einfallenden, linear polarisierten Lichts, $a \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ der Zeitverlauf des vom Analysator durchgelassenen Lichts, so gilt nach Abb. 1:

$$a \cdot \sin(\omega t + \varphi) = 1/2 [\sin \omega t - \sin(\omega t + \delta)]$$

woraus man durch Ausführen der rechten Seite und Koeffizientenvergleich gewinnt:

$$a^2 = 1/2 \cdot (1 - \cos \delta) = \sin^2(\delta/2).$$

Wird δ durch die Hellspannung V_0 der Pockelszelle ausgedrückt, so erhält man die durchgelassene Intensität I als Funktion der Steuerspannung V :

$$I = I_0 \cdot \sin^2\left(\frac{\pi V}{2 V_0}\right) ; \quad V_0 = \frac{\lambda}{2 n_0^3 \cdot r_{63}} ; \quad r_{63} = 8,47 \cdot 10^{-10} \text{ cm} \cdot \text{Volt}^{-1} ; \quad n_0 \approx 1,47$$

Nachstehend sind die Kennlinien $I/I_0(V)$ von Kerr- und Pockelszelle für gekreuzte Polarisatoren graphisch dargestellt, wobei die Anwendungsmöglichkeiten für Lichtmodulation aus der Abbildung unmittelbar hervorgehen.

Graphische Darstellung der Kennlinien von Kerr- und Pockelsmodulator für gekreuzte Polarisatoren:

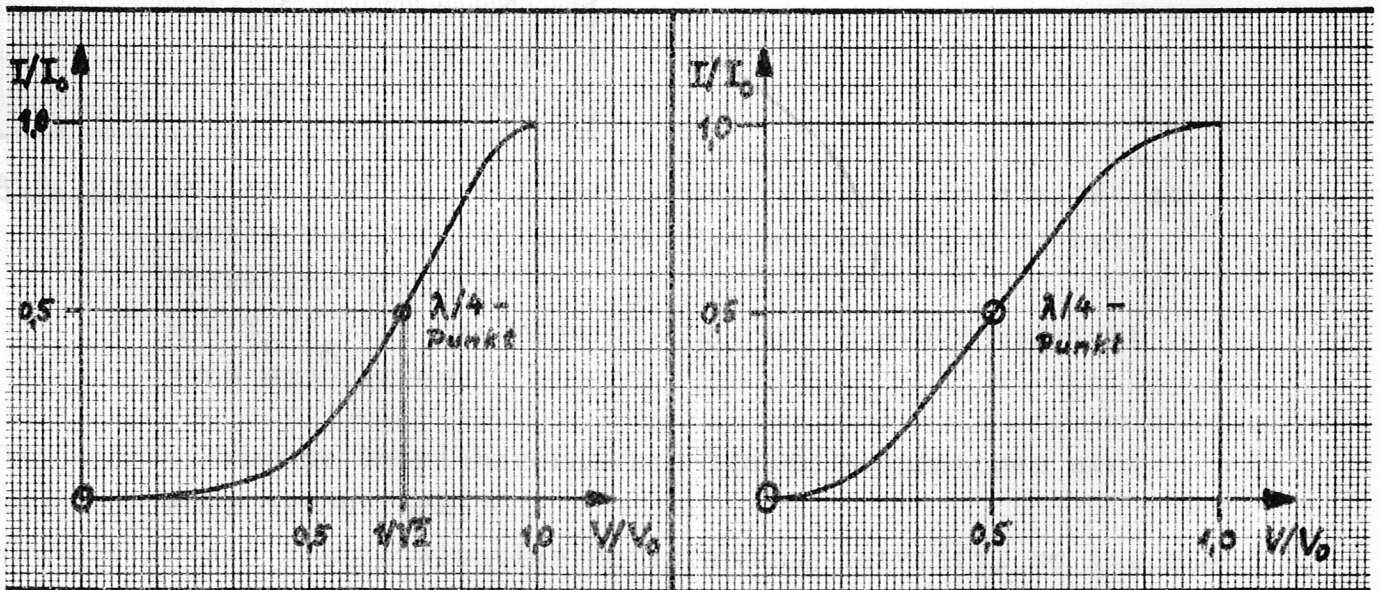


Abb. 2a: Kerrmodulator, Steuerfeld senkrecht zum Lichtstrahl

Abb. 2b: Pockelsmodulator, Steuerfeld parallel zum Lichtstrahl.

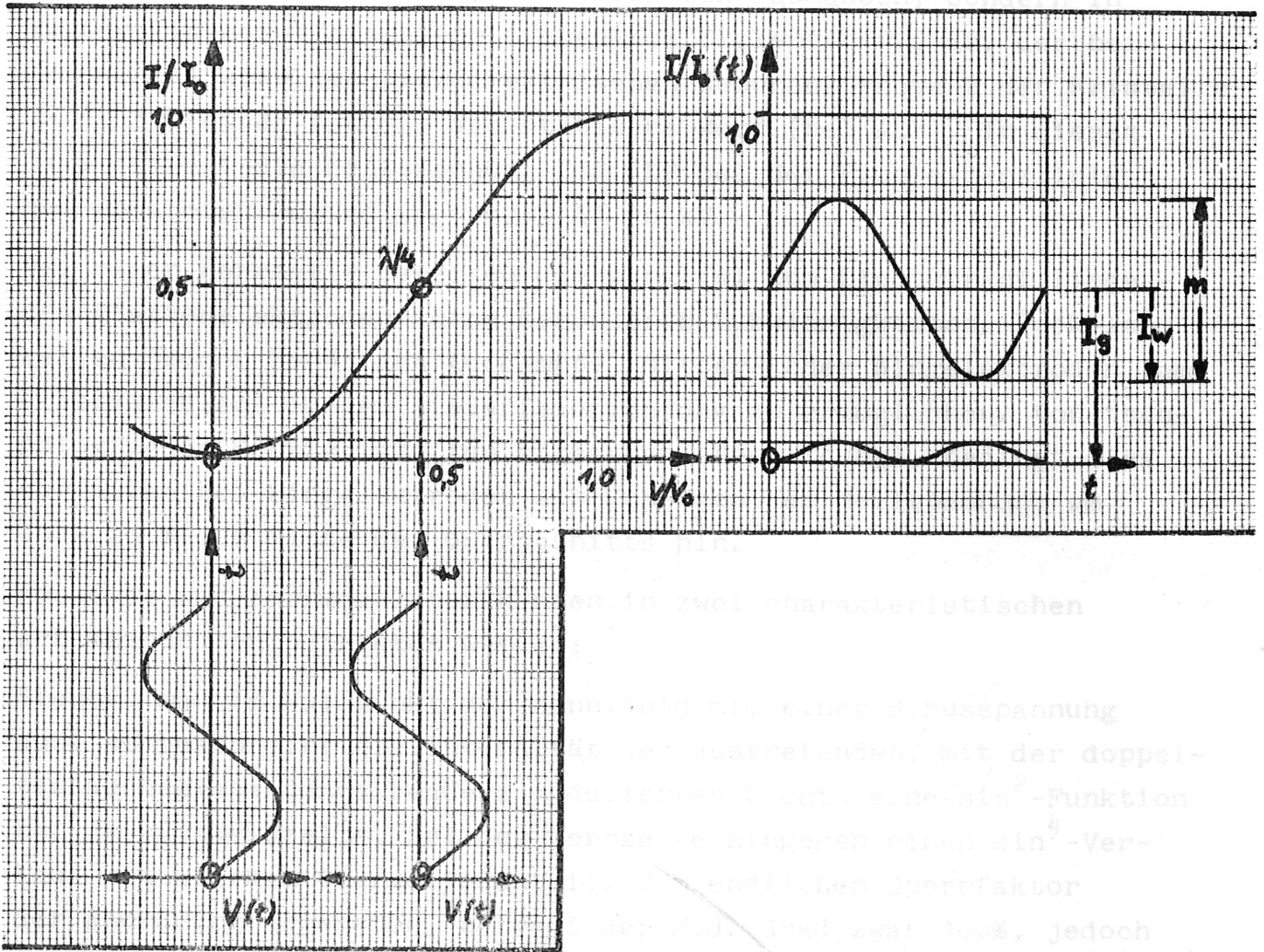


Abb. 2c: Zeitverlauf $I/I_0(t)$ der durchgelassenen Intensität abhängig vom Zeitverlauf der Steuerspannung $V(t)$ beim Pockelsmodulator.

$m = I_w/I_g$ ist der Modulationsgrad, $m = 1$ entspricht 100% Modulation.

Das kennzeichnende Betriebsverhalten dieser Modulatoren wird nun noch kurz diskutiert:

Was die in der Praxis wichtige Hellspannung betrifft, so ist sie beim Kerr-Effekt von den Baugrößen der Zelle abhängig und liegt wegen der Vermeidung zu grosser Kapazitäten meistens zwischen 10 und 40 kV. Bei der Pockelszelle jedoch hängt sie (unter der Vor-

aussetzung eines z-Feldes) nicht von den Baumassen, sondern in erster Linie vom elektrooptischen Koeffizienten r_{63} ab, der bei Frequenzen über der piezoelektrischen Resonanzfrequenz der Kristalle um 0,63 kleiner ist als der statische Wert (bei ADP). In diesem Fall beträgt die Hellspannung für ADP bei der Fluoreszenzlinie des rosaroten Rubins ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) 20 kV.

Bei einer Kerrzelle bereiten die parallel zum Lichtstrahl liegenden Plattenelektroden keine besonderen Schwierigkeiten. Pockelszellen jedoch benötigen Aufdampf-, Gitter- oder Ringelektroden, um Lichtdurchlass in der Steuerfeldrichtung zu ermöglichen. Von technologischen Schwierigkeiten abgesehen (Verkittung), bedingt dies vor allem bei Ringelektroden ein Zunehmen der Hellspannung um 10 - 20 % zur Mitte des Querschnitts hin.

Pockels- wie Kerrmodulator können in zwei charakteristischen Arbeitspunkten betrieben werden:

Steuert man im Nullpunkt der Kennlinie mit einer Sinusspannung aus, so beschreibt die Intensität des austretenden, mit der doppelten Wechselspannungsfrequenz modulierten Lichts eine \sin^2 -Funktion bei der Pockelszelle, bei der Kerrzelle hingegen einen \sin^4 -Verlauf mit starkem Oberwellenanteil. Vom endlichen Sperrfaktor der Anordnung abgesehen, beträgt der Mod. Grad zwar 100%, jedoch ist der zeitliche Effektivwert der durchgelassenen Intensität I/I_0 sehr niedrig.

Steuert man jedoch im $\lambda/4$ -Punkt der Kennlinie aus, was durch Anlegen der betreffenden Vorspannung erreicht werden kann, so ist das Licht mit der Wechselspannungsfrequenz amplitudenmoduliert. Dabei kann durch relativ geringe Wechselspannungen ein hoher Mod. Grad erreicht werden, wobei der Effektivwert des Lichts die Hälfte der maximalen Durchlassintensität I_0 ist. Die elektrische Vorspannung kann beim Pockelsmodulator auch durch Einfügen eines $\lambda/4$ -Plättchens zwischen die Polarisatoren ersetzt werden. Beim Kerrmodulator wäre dies ungünstig, weil dann wegen der quadratischen Spannungsabhängigkeit der Phasenverschiebung der flache Ast der Kennlinie durch den $\lambda/4$ -Punkt verlaufen würde. Ein beträchtlicher Oberwellenanteil der Lichtmodulation und höhere erforderliche Wechselspannungen wären die Folge.

Vor der Aufführung der experimentellen Ergebnisse des 1. Teils der Arbeit sollen noch die für die Wahl von Modulationsfrequenz und -Verfahren massgebenden Gesichtspunkte besprochen werden.

Nach dem Prinzip der Lichtstreuung durchgeführte Messungen der Elektronendichte und -Temperatur an Plasmen ergaben, dass das Streulicht selbst starker ungepulster Laser nur eine grössenordnungsmässige Bestimmung der betreffenden Zustandsgrössen gestattet [1]. Wie schon besprochen, kann hierbei eine Amplitudenmodulation des Eingangslichts eine Verbesserung der Messgenauigkeit erbringen. Dann ist aber auf jeden Fall eine möglichst hohe Modulationsfrequenz erwünscht, um die übertragbare Bandbreite des zeitlich veränderlichen Messsignals (letzten Endes also die max. Zeitauflösung) so gross wie möglich zu halten. Nach oben ist dann die Modulationsfrequenz durch die Grenzfrequenz der üblichen Multiplier beschränkt. Eine Frequenz von 100 MHz stellt in dieser Hinsicht einen günstigen Kompromiss dar.

Die Wahl des Modulationsverfahrens ist bei diesen Frequenzen in erster Linie eine Frage der Verlustleistung. Die spezifische Verlustleistung einer mit der Hellspannung V_0 angesteuerten Kerrzelle berechnet sich zu $dN/dv = \frac{\epsilon \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot \Omega}{4kl}$ (Watt/cm³), für $f = 100$ MHz wird $\Omega = 2\pi \cdot 10^8$, der Verlustwinkel $\operatorname{tg} \delta$ beträgt bei 100 MHz $3,2 \cdot 10^{-3}$, die Dielektrizitätskonstante $\epsilon = 33 \epsilon_0$, was mit einer Länge $l = 3$ cm auf spezifische Verlustleistungen von 2000 (Watt/cm³) führt. Diese sind schon impulsförmig schwer aufzubringen und lassen keinen stationären Betrieb zu. - Bei einer Pockelszelle errechnet sich dN/dv zu $\frac{V_0^2 \cdot \epsilon \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot \Omega}{2l^2}$ (Watt/cm³) und ergibt für $V_0 = 20$ kV, $\epsilon = 14 \epsilon_0$, [12], $\operatorname{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-4}$ [12] und $l = 3$ cm (Elektrodenabstand) 9 (Watt/cm³) bei der gleichen Frequenz. Die hierbei erwünschten niedrigen Kapazitäten (≤ 4 pF) sind bei Pockelszellen ohne weiteres, bei Kerrzellen jedoch in der Praxis fast unmöglich zu erreichen, da in letzterem Falle die Hellspannung indiskutabel hohe Werte annehmen würde. Ausserdem ist aus Abb. 2a, 2b ersichtlich, dass der Pockelsmodulator im $\lambda/4$ Punkt einen grösseren linearen Bereich aufweist.

Hinsichtlich äusserer Lichtmodulation kann also gesagt werden, dass

Kerr- und Pockelszelle zwar grundsätzlich die gleichen Möglichkeiten bieten, die Pockelszelle jedoch infolge ihrer teilweise wesentlich niedrigeren Spannungen, Kapazitäten und Verlustwinkel der Kerrzelle vor allem bei hohen Frequenzen überlegen ist. So ist es z.B. schon schwierig, eine Kerrzelle mit 10 MHz auszusteuern [5] während ADP-, KDP, u.a. Kristalle äussere Lichtmodulation mit 10 GHz erlaubten [6] .

Die Aufgabenstellung des ersten Teils der Arbeit ist also dahingehend festgelegt:

Es ist ein Verfahren der äusseren Amplitudenmodulation von Laserlicht bei 100 MHz zu realisieren. Dies ist am besten durch einen Pockelsmodulator bei dieser Frequenz möglich, wobei die erforderlichen Wechselspannungen von 5 - 8 kV mittels eines 1- oder 2-stufigen Gegentaktoszillators erreicht werden sollen. Dabei wird die Erzeugung und frequenz aufgelöste Messung von 80% Modulationsgrad angestrebt. Ein Modulationsgrad von 100% wäre wegen des starken Oberwellenanteils, verursacht durch den nichtlinearen Bereich der Kennlinie, nicht sinnvoll, schon im Hinblick auf den unverhältnismässig hohen elektronischen Aufwand bei der HF-Erzeugung.

II. Experimentelle Ergebnisse: Erzeugung und Messung von amplitudenmoduliertem Licht.

1. Äussere Amplitudenmodulation normaler Laserstrahlung mit 100 MHz im $\lambda/4$ -Punkt eines Pockelsmodulators.

Der Rubinlaser wurde in einem elliptischen Reflektor mit einer Osram-B1 5159 Blitzlampe bei ca. 500 Ws gepumpt. Die Lampe und der HF-Generator (einstufiger, gepulster Gegentaktoszillator) wurden gleichzeitig getriggert. Die Photozelle (Valvo 90 CV) bzw. der SEV (I P 28) befanden sich zur Vermeidung von HF-Einstreuung in einer Abschirmkabine, ebenso der Oszillograph (Tektronix 585, 100 MHz Grenzfrequenz).

Ist zu erwarten, dass die unvermeidlichen Mesströme von einigen mA zu Nichtlinearitäten führen.

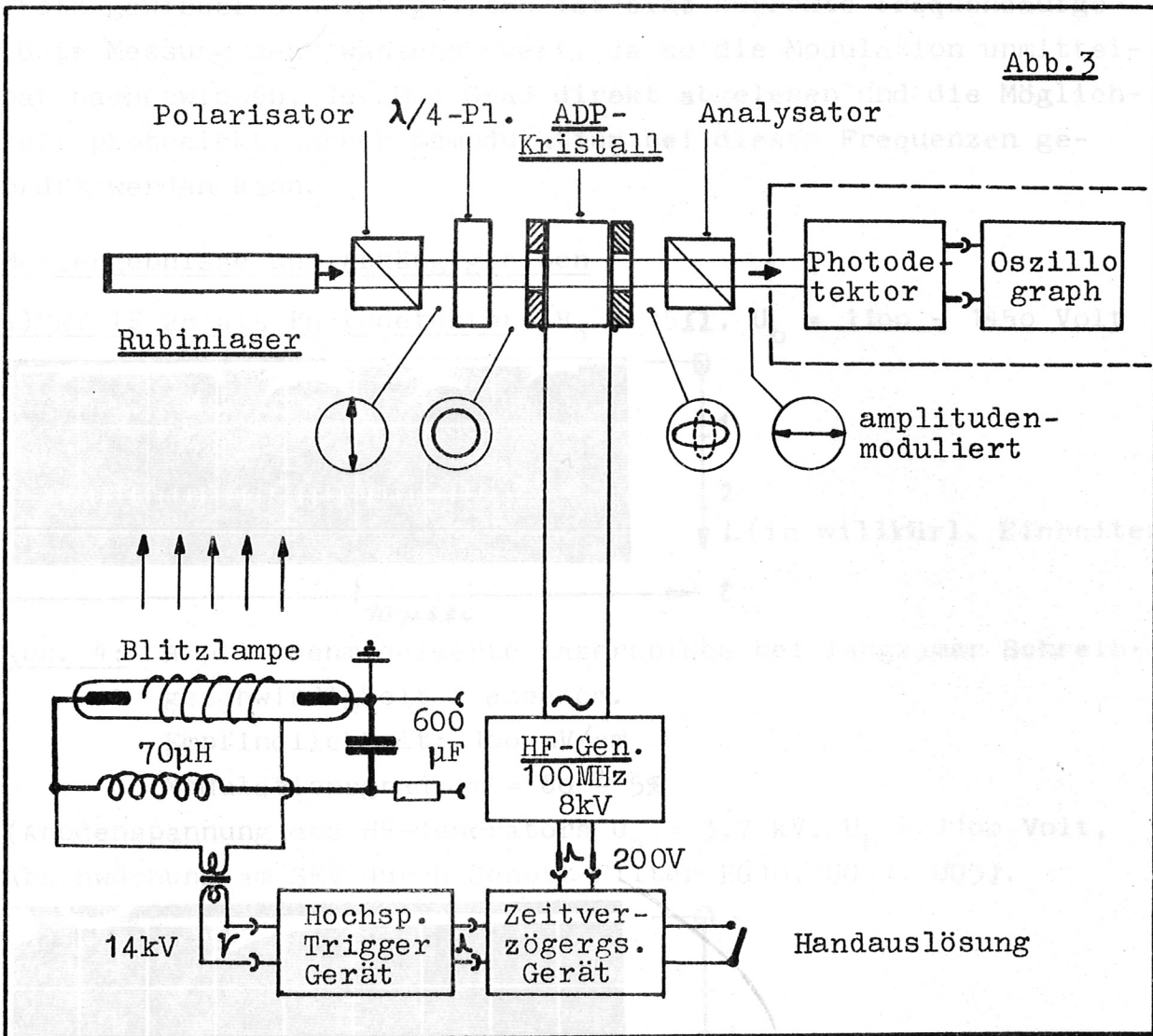


Abb. 3: Versuchsanordnung

Im $\lambda/4$ -Punkt betriebener Pockelsmodulator zur äusseren Amplitudenmodulation der Strahlung eines Rubinlasers.

Da Oszillographen- und Schaltkapazität zusammen 20 - 30 pF nicht unterschreiten, ist ein Messwiderstand $< 100 \Omega$ erforderlich, um eine Verfälschung des Messergebnisses durch den Eigenanstieg der elektrischen Messglieder zu vermeiden. Er wurde bei der Vakuumphotozelle zu 34Ω , beim SEV zu 15Ω gewählt. Speziell bei der Photozelle ist zu erwarten, dass die unvermeidlichen Mesströme von einigen mA zu Nichtlinearitäten führen.

Trotz gewisser Schwierigkeiten ist eine korrekte frequenz aufgelöste Messung sehr wünschenswert, da so die Modulation unmittelbar nachgewiesen, der Mod. Grad direkt abgelesen und die Möglichkeit photoelektrischer Demodulation bei diesen Frequenzen geprüft werden kann.

Messergebnisse und Abhängigkeiten

a) SEV IP 28 als Photodetektor: $R_a = 15 \Omega$, $U_b = 1100 - 1450$ Volt

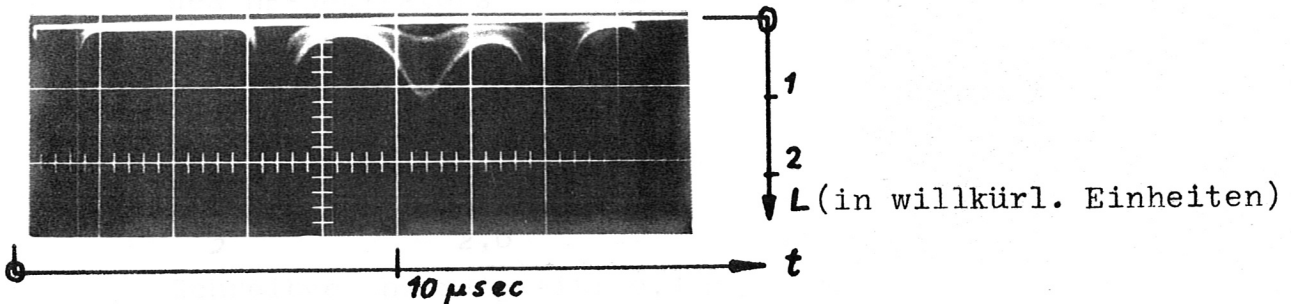


Abb. 4: Amplitudenmodulierte Laserspikes bei langsamer Schreibgeschwindigkeit $2 \mu\text{sec}/\text{cm}$.

Empfindlichkeit: $100 \text{ mV}/\text{cm}$

Modulationsgrad: $m = 60 \pm 5\%$

(Anodenspannung des HF-Generators $U_a = 3,7 \text{ kV}$, $U_b = 1100$ Volt, Abschwächung am SEV durch Schott-Filter RG10, UG11, UG5).

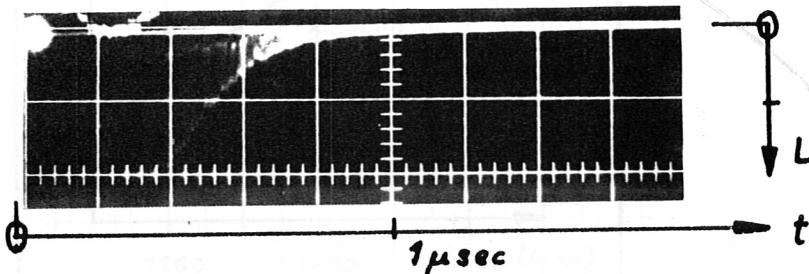


Abb. 5: Amplitudenmodulierter Laserspike bei schnellerer Schreibgeschwindigkeit $0,2 \mu\text{sec}/\text{cm}$

Nun ist die Modulationsfrequenz von ca. 100 MHz sichtbar.

Modulationsgrad: $m = 70 \pm 5\%$

($U_a = 4,0 \text{ kV}$, $U_b = 1300$ Volt).

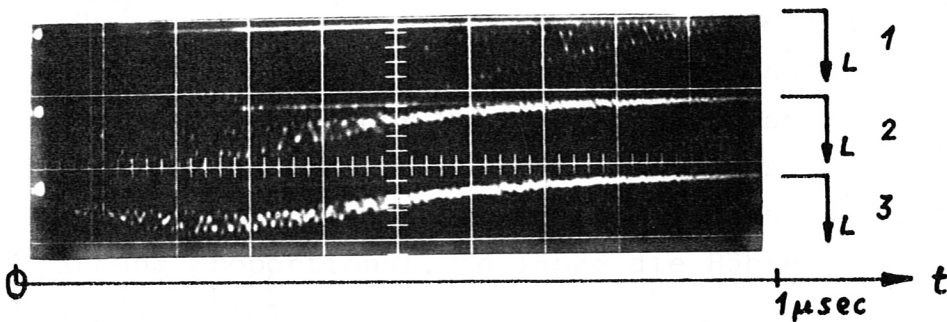


Abb. 6: Abhängigkeit des Modulationsgrades von der Wechselspannung des HF-Generators

$(U_w = 2 \cdot U_a)$:

Strahl	U_w (kV)	Modulationsgrad %
1	8,0	70 ± 5
2	4,0	35 ± 5
3	2,0	20 ± 5

Schreibgeschwindigkeit: $0,1 \mu\text{sec/cm}$

$U_b = 1300 \text{ Volt am SEV.}$

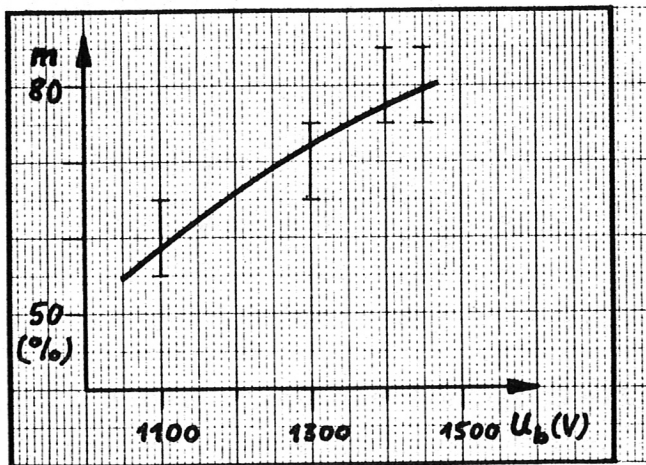


Abb. 7: Abhängigkeit des gemessenen Modulationsgrades (m) von der Arbeitsspannung (U_b) des SEV bei konstanter Wechselspannung

$U_w = 8,0 \text{ kV}$

Bei $U_b = 1450 \text{ Volt}$ wurde ein Modulationsgrad von $m = 80 \pm 5\%$ gemessen.

Abb. 7 zeigt, dass sich erst bei $U_b = 1450 \text{ Volt}$ ein Maximalwert der Wechselstromverstärkung für 100 MHz andeutet. Dies lässt vermuten, dass der SEV nicht den vollen Modulationsgrad wiedergibt, so dass die gemessenen Werte von m Mindestwerte darstellen.

Bezüglich der Modulationsmessungen mit einem SEV ist ausserdem noch erwähnenswert, dass die zu erwartende lineare Abhängigkeit des Modulationsgrades von der Wechselspannung des HF-Generators in Abb. 6 gut bestätigt ist (bei einem selbsterregten Oszillator, der hier zur Anwendung kam, ist die Wechselspannung der Anodenspannung proportional, so lange die Röhre nicht im Sättigungsbereich arbeitet).

b) Vakuumphotozelle 90 CV als Photodetektor $R_k = 34 \Omega$, $U_b = 240 \text{ V}$.

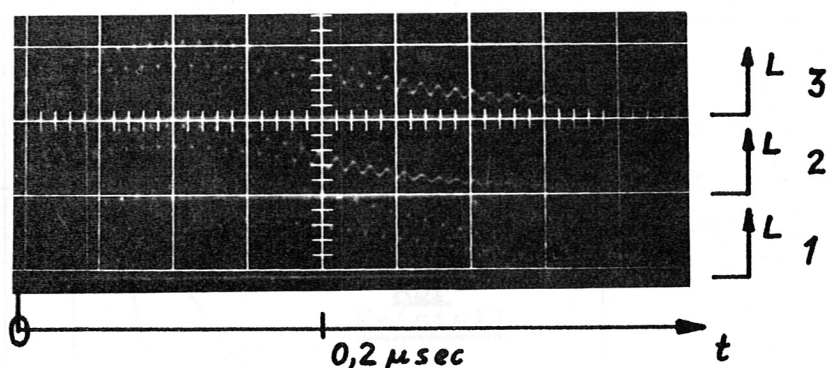


Abb. 8: Je ein amplitudenmodulierter Laserspike bei einer Schreibgeschwindigkeit von 50 nsec/cm

Strahl	Polarisatorstellung θ	Modulationsgrad %
1	0°	25 ± 5
2	$+20^\circ$	17 ± 5
3	-20°	18 ± 5

Wechselspannung $U_w = 7,5 \text{ kV}$

Abb. 8 bestätigt die Abhängigkeit des Modulationsgrades von der Orientierung des Lichtvektors zu den kristallographischen Achsen x, y : beim Abweichen des Lichtvektors aus der 0° -Lage (parallel zur x - oder y -Achse schwingend) nimmt der Modulationsgrad ab, da dann die maximale "Drehung" des Vektors durch die Doppelbrechung nur mehr $90^\circ - 2\theta$ beträgt. Der Modulationsgrad wird dann näherungsweise um den Faktor $\sin^2(90-2\theta)$ herabgesetzt. Von $m = 25\%$ ausgehend müsste sich bei $\theta = 20^\circ$ Abweichung aus der Nullstellung ein verminderter Modulationsgrad von $m = 15\%$ messen lassen, was in etwa den festgestellten Werten entspricht.

Als Gegenprobe hinsichtlich der Schwierigkeiten einer frequenz- aufgelösten Messung soll noch gezeigt werden, wie der Modulations- grad des Modulators durch eine nicht frequenz aufgelöste Messung geeicht werden kann, wenn man im Nullpunkt der Kennlinie moduliert.

2. Äussere Amplitudenmodulation an stationärem Licht mit 200 MHz im Nullpunkt eines Pockelsmodulators zu Eichzwecken.

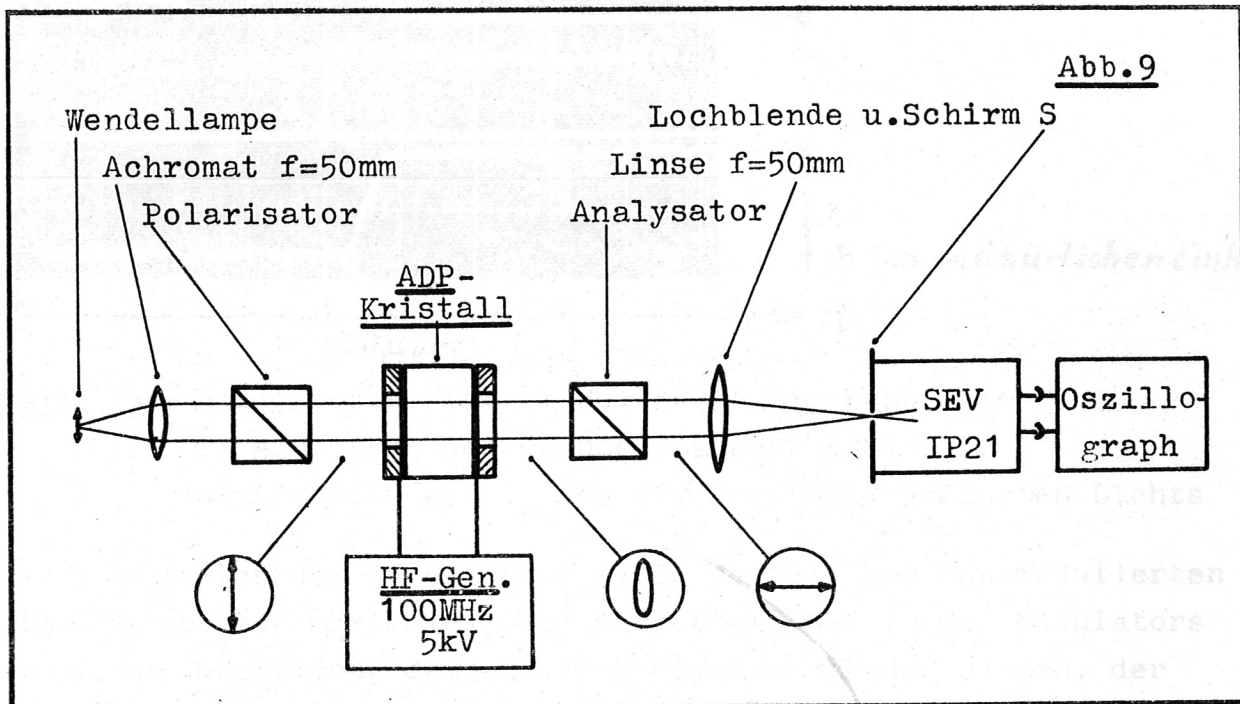


Abb. 9: Versuchsanordnung: Im Nullpunkt betriebener Pockelsmodulator zur äusseren Amplitudenmodulation von stationärem Licht.

Der Modulator arbeitet mit gekreuzten Polarisatoren im Nullpunkt der Kennlinie. Der von Parallellichtstrahlen durchsetzte ADP-Kristall fungiert als Schwingkreis kapazität in einem zweistufigen Gegentaktoszillator (max. Wechselspannung ca. 5,5 kV). Die Lochblende dient der Aussonderung des zentralen Bereichs des ringförmigen Interferenzsystems, das durch die natürliche Doppelbrechung verursacht und durch die zweite Linse auf den Schirm S abgebildet wird. Der Oszillator arbeitet im freilaufenden Pulsbe-

trieb ($f = 100 \text{ MHz}$) und erzeugt mit 200 MHz amplitudenmoduliertes Licht. Der Eigenanstieg des Messgliedes (ca. 150 nsec) und die Grenzfrequenz des Oszillographen Tektronix 551 (30 MHz) bewirken eine völlige Unterdrückung der Modulationsfrequenz, so dass während der Arbeitszeit des Oszillators der zeitliche Effektivwert des Lichts in Form von Rechteckimpulsen auftritt (Abb.10).

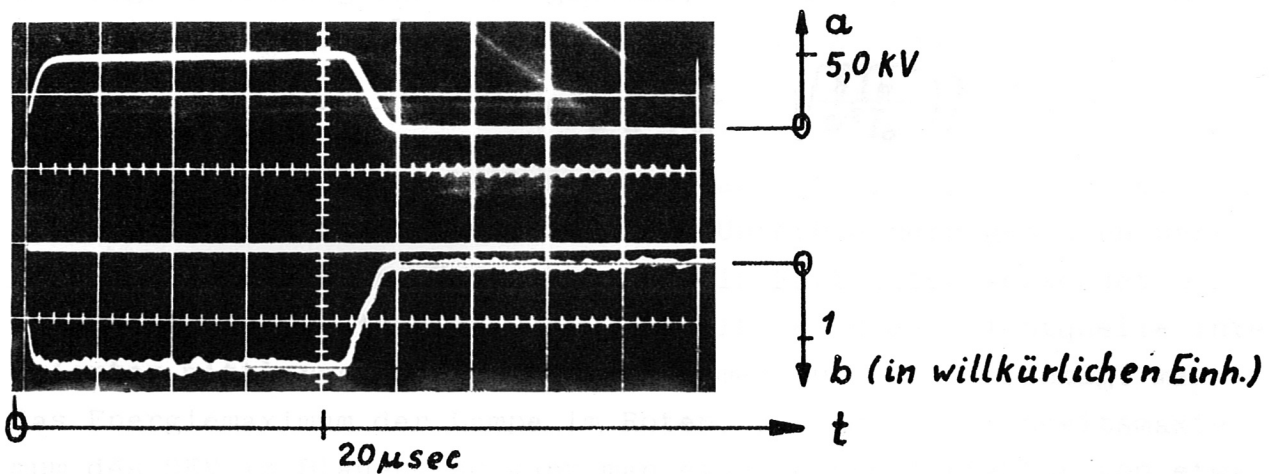


Abb. 10: Modulatorbetrieb im Nullpunkt der Kennlinie

a: Amplitude der Wechselspannung 5 kV/Skt.

b: Effektivwert I_p des mit 200 MHz modulierten Lichts

Der Vergleich des Effektivwertes I_p des mit 200 MHz modulierten Lichts mit der maximalen Durchlassintensität I_0 des Modulators kann zur Bestimmung desjenigen Modulationsgrades dienen, der sich bei gleicher Wechselspannung im $\lambda/4$ -Punkt einstellen würde. Dies stellt eine günstige Eichmöglichkeit des Modulators dar, die sich vor allem bei solchen Modulationsfrequenzen als wertvoll erweist, die nicht mehr photoelektrisch aufzulösen sind.

Mit Hilfe von Abb. 2c kann gezeigt werden, dass der Modulationsgrad $m = I_w/I_g$ in Abhängigkeit von der Amplitude V der Wechselspannung die Form annimmt:

$$m = 1 - 2 \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{2} - \frac{V}{V_0} \right) \right]$$

bei Modulation im $\lambda/4$ -Punkt.

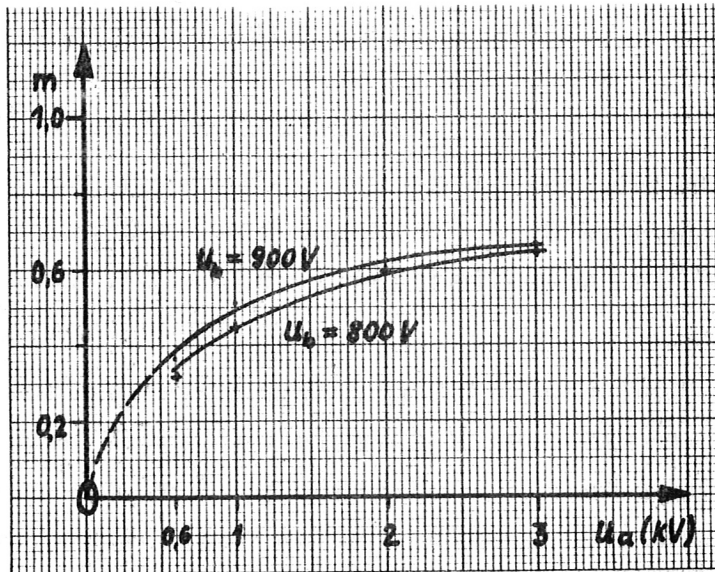
Die Wechselspannungsamplitude V und die Hellspannung V_0 könnten als solche nun gemessen werden, jedoch bereitet dies für V bei hohen Frequenzen gewisse Schwierigkeiten, ist mit weiterer Ungenauigkeit verbunden und erfordert ja wiederum schnelle Messgeräte

Das Verhältnis V/V_0 aber kann durch I_p/I_0 ausgedrückt werden. Letzteres ist durch langsame Messgeräte bestimmbar. Bei Modulation im Nullpunkt kann nämlich (für $V/V_0 \leq 1/3$) der Sinus durch das Argument ersetzt werden, so dass die Integration von $I/I_0 = \left(\frac{\pi \cdot V(t)}{2V_0}\right)^2$ über eine Periode auf $\int_0^T V = V_0 \cdot \sqrt{8I_p/\pi^2 I_0}$ führt, denn es ist ja $V(t) = V \cdot \sin \Omega t$ und $\int_0^T I/I_0 \cdot dt = I_p/I_0$. Dies ergibt, in obige Gleichung für m eingesetzt, die Eichkurve $m(I_p/I_0)$ für den Modulationsgrad im $\lambda/4$ -Punkt bei gleicher Spannung V :

$$m = 1 - 2 \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{8I_p}{\pi^2 I_0}} \right) \right]$$

I_0 kann durch Parallelstellen der Polarisatoren (ohne Wechselspannung) und Zwischenschalten eines Unterbrechers gemessen werden. Aus Intensitätsgründen konnte kein Farbfilter verwendet werden. Somit wurde ein über den Spektralbereich der Lichtquelle integrierter mittlerer Modulationsgrad gemessen. Berücksichtigt man das Energiemaximum der Lampe im Roten, das Empfindlichkeitsmaximum des SEV im Blauen, so kann man einen Korrekturfaktor von etwa $0,7 \pm 0,2$ für den Modulationsgrad bei Laserwellenlänge annehmen. Umseitig ist die Eichkurve $m(U_a)$ angegeben, die auf die oben beschriebene Weise erhalten wurde. Die Kurve ist gültig für die 6943 \AA -Linie des Rubinlasers.

Es zeigt sich, dass der gemessene Modulationsgrad nur geringfügig mit der Arbeitsspannung des SEV ansteigt. Die Abhängigkeit von der Wechselspannung des HF-Generators ist gut reproduzierbar. Da es sich in diesem Fall um einen fremderregten Oszillator handelt, bei dem die HF-Leistung nur linear mit der Anodenspannung zunimmt, steigen HF-Spannung und Modulationsgrad annähernd mit der Wurzel der Anodenspannung. - Höhere Anodenspannungen als 3 kV waren bei diesem Oszillatortyp wegen Röhrenüberschlag nicht möglich.



Eichkurve des Modulationsgrades $m(U_a)$ bei einem Pockelsmodulator mit fremderregtem HF-Oszillator.

Von der vorliegenden Anordnung kann also bei 3 kV Anodenspannung 60% modulierte Laserlicht erwartet werden. Der maximale relative Fehler von m beträgt zuzüglich der Unsicherheit des Korrekturfaktors 30%, die Messung selber ist auf 10% genau.

Bei der Durchführung äusserer Lichtmodulation mit 100 MHz bestätigte es sich, dass eine Pockelszelle für diesen Zweck die einfachste und leistungsfähigste Modulationsmöglichkeit darstellt und auch die erwarteten Ergebnisse erbrachte. Bei Anwendung von 8 kV Wechselspannung konnten mindestens 80% Amplitudenmodulation am Licht eines Rubinlasers nachgewiesen werden. Der elektronische Aufwand liess sich dabei sehr niedrig halten, da es möglich war, die erforderlichen HF-Spannungen unter Verzicht auf Hohlraumresonatoren noch mit Gegentaktoszillatoren einfachster Bauart zu erzeugen.

Innere Modulation von Rubinlasern

I. Physikalische Voraussetzungen

Zur Prüfung der Ergebnisse der in diesem Abschnitt beschriebenen experimentellen Untersuchungen ist noch ein näheres Eingehen auf die Dynamik, die Schwellwertbedingung und die Q-Werte eines optischen Masers notwendig.

Die Differentialgleichungen von Stutz und De Mars:

Das dynamische Verhalten eines 2-Niveau-Masers kann durch das von H. Stutz und De Mars angegebene System von Differentialgleichungen beschrieben werden. Dieses nur für einen Schwingungsmodus geltende System ist auch auf optische Festkörpermaser mit vielen Moden anwendbar, solange Kopplungserscheinungen keine wesentliche Rolle spielen [7]. -

Die auf den stationären Zustand normierte Energiedichte π in einem Schwingungsmodus und die auf Schwellinversion normierte Besetzungsdifferenz zwischen oberem und unterem Niveau η werden durch folgendes Differentialgleichungssystem beschrieben:

$$(1) \frac{d\pi}{dT} = \frac{1}{Q} \pi(\eta - 1);$$

$$(2) \frac{d\eta}{dT} = \frac{\alpha - \eta}{T_0} - \frac{\alpha - 1}{T_0} \pi \eta$$

Q ist die Güte des optischen Resonators, die Zeitvariable $T = \omega t$ ist dimensionslos wie alle Größen des Gleichungssystems. Die Leistung der Pumpe ist durch die Pumpstärke α gekennzeichnet. Diese errichtet, wie aus (2) hervorgeht, bei Unterbindung induzierter Emission eine normierte Inversion $\eta = \alpha$ und zwar mit der Pumpzeitkonstante $T_0 = \omega t_0$ ($\alpha = \text{const.}$ vorausgesetzt). Man überzeugt sich, dass $\pi = 1$ und $\eta = 1$ die zeitlichen Ableitungen zum Verschwinden bringen, also die stationären, eingeschwungenen Zustände darstellen.

Gleichung (1) beschreibt die Bilanz zwischen Energiegewinn durch induzierte Emission $\pi\eta/Q$ und Energieverlust durch den Resonator $-\pi/Q$, Gleichung (2) die zwischen Inversionsanstieg durch Pumpen α/T_0 und Abfall durch spontane Emission $-\eta/T_0$ nebst induzierter Emission $-(\alpha - 1)\pi\eta/T_0$. Das nicht elementar integrierbare Gleichungssystem kann für kleine Schwankungen von π, η um den stationären Wert durch den Ansatz $\pi = 1 + \Delta\pi$; $\eta = 1 + \Delta\eta$ linearisiert werden. Die periodischen

Schwankungen der Energie eines Schwingungsmodus (Relaxationsoszillationen) haben dann die Form einer gedämpften harmonischen Schwingung mit der Kreisfrequenz $\frac{1}{2} \sqrt{4 \frac{\alpha-1}{t_0 \tau} - \left(\frac{\alpha}{t_0}\right)^2}$ und der Dämpfungszeitkonstante $2 \cdot t_0 / \alpha$ (im normalen Zeitmasstab), wobei $\tau = Q/\omega$ die Verlustzeit oder Abklingdauer des Resonators bedeutet (ω = Kreisfrequenz der Maseroszillation). - Die Normierung der Gleichungen erlaubt zwar eine übersichtliche Darstellung der Zusammenhänge, liefert jedoch keine Berechnungsgrundlage für die tatsächliche Grösse der Schwellinversion abhängig von der Güte des Resonators.

Eine Bedingung für die Schwellinversion:

Ist der lineare Extinktionskoeffizient $\beta_0 \text{ cm}^{-1}$ des Masermaterials (gültig für die Wellenlänge des Übergangs im ungepumpten Zustand) bekannt, so kann nach [8] daraus der Energiegewinnfaktor β bei Besetzungsinversion $n = (n_2 - n_1)/n_0$ berechnet werden (n_2 = Besetzungsdichte des oberen, n_1 des unteren Niveaus, n_0 = Gesamtdichte der aktiven Ionen). Es ergibt sich $\beta(n) = \beta_0 \cdot n$; dann wird die Energie einer durch das Masermaterial laufenden Lichtwelle um den Faktor $\exp(\beta_0 n l)$ verstärkt, wenn l die Länge des Materials bedeutet. Unter Berücksichtigung der Verluste und der einfachen Laufzeit t_1 des Resonators nimmt die Energie einer stehenden elektromagnetischen Welle mit $\exp\left(\frac{\beta \cdot l - \tau}{t_1} \cdot t\right)$ zu oder ab, solange die Besetzungsinversion durch den entstehenden Lichtimpuls noch nicht wesentlich verändert wurde. Haben beide Spiegel die Reflexion R , so wird der Verlustfaktor $\tau = -\ln R$, da nach der einfachen Laufzeit t_1 jedesmal eine Schwächung um R auftritt. Beträgt dagegen die Reflexion der Spiegel R_1, R_2 und befinden sich noch verlustbehaftete Elemente mit der Transmission $T_1, T_2 \dots$ usw. im Resonator, so folgt aus einer Betrachtung des restlichen Energiebruchteils einer an ihren Ausgangspunkt zurückkehrenden Lichtwelle $\tau = -(1/2) \cdot \ln \bar{R}$, wobei $\bar{R} = R_1 R_2 T_1 T_2 \dots$

Wird nun der Exponent $\beta_0 n l - \tau = 0$, so ist der Schwellwert von n erreicht, denn dann halten sich Energiegewinn und -Verlust gerade die Waage. Unter Benutzung von τ errechnet sich die Schwellinversion n_p zu

$$(3) \quad n_p = \frac{-\ln \bar{R}}{2L \cdot \beta_0}$$

l = Länge des Masermaterials

$\beta_0 = 0,4 \text{ cm}^{-1}$ für Rubin [8] .

Diese Beziehung erlaubt die Ermittlung von \bar{R} und $T_1, T_2 \dots$ durch Abschätzung von n_p . Damit ist das Verhältnis von gesamter Verlustleistung zu nutzbarer Ausgangsleistung bekannt.

Änderung der Güte eines optischen Resonators bei Beeinflussung durch doppelbrechende Medien.

Die Güte Q eines schwingenden Systems ist durch die Abklingzeit der Gesamtenergie Π im Resonator und die Schwingungsfrequenz folgendermassen definiert: $\Pi(t) = \Pi_0 \cdot \exp(-\omega t/Q)$, die Abklingzeit $\tau = Q/\omega$ wird meist als Verlustzeit bezeichnet.

Sind R_1, R_2 die Spiegelreflexionen eines Fabry-Perot-Resonators, so gelangt man zu einem auch für beliebig niedrige Werte $R_{1,2}$ gültigen Ausdruck $Q(R_1, R_2)$ nur dann, wenn man das z.B. auf

$\Pi_0 = 1$ bezogene Zeitintegral der Energie einer abklingenden Welle betrachtet, die Wirkung W . Diese beträgt, wie aus der Integration der Definitionsgleichung für Q von $t = 0$ bis $t = \infty$ hervorgeht, $W = Q/\omega = \tau$, ist also identisch mit der Verlustzeit.

Bei niedrigen Reflexionsgraden wird $\Pi(t)$ nicht mehr hinreichend durch die Exponentialkurve angenähert, sondern ist durch Sehnenzüge im Abstand t_1 zu ersetzen (s. Anhang). Die Summierung der Teilflächen führt auf einen Ausdruck $W = Q(R_1, R_2)$, der sich unter der in der Praxis meist erfüllten Voraussetzung $R_1 = 1, R_2 = \bar{R}$ vereinfacht zu

$$(4) \quad \frac{Q}{\omega} = \tau = t_1 \cdot \frac{1 + \bar{R}}{1 - \bar{R}}$$

t_1 = einfache Laufzeit
des Lichts im
Resonator

Die in der Praxis meist gebräuchlichen Rubinstäbe liefern linear polarisiertes Licht. Dann kann die Güte des Resonators geändert werden, wenn man vor einen Spiegel innerhalb des Resonators einen Analysator und anschliessend ein Medium mit z.B. steuerbarer Doppelbrechung setzt. Steht der Analysator in Durchlassrichtung, so bewirkt das Anlegen der Hellspannung V_0 an eine Kerrzelle oder einen ADP-Kristall (Pockelszelle) eine Verminderung der Verlustzeit auf den minimal möglichen Wert für $\bar{R} = 0$. Für die Anwendung

bei gepulsten Lasern kann es vorteilhafter sein, den Analysator in Sperrichtung zu stellen und für die gewünschte Zeit einen Öffnungsimpuls der Hellspannung an das elektrooptische Element zu legen. Dann wird in dieser Zeit die Schwingungsebene des Laserlichts um 90° in die Durchlassrichtung gedreht und der Resonator erreicht den maximalen durch \bar{R} bestimmten Q-Wert.

Es ist aber auch möglich, unter Verzicht auf Analysatoren die Güte allein durch doppelbrechende Medien zu beeinflussen.

Linear polarisiertes Laserlicht vorausgesetzt, bewirkt die elliptische Polarisierung desselben mittels einer Kerr- oder Pockelszelle eine periodische "Drehung" des E-Vektors einer stehenden Lichtwelle mit der Kreisfrequenz $\Omega = \pi V / 2V_0 t_1$ (gültig für Pockelszelle). Der Energieanteil in der Polarisationsrichtung des Lasers ist also $\cos^2 \Omega t$, dieser beschreibt unter Berücksichtigung der natürlichen Dämpfung den Zeitverlauf $\Pi(t) = \Pi_0 \cdot \exp(-\omega t/Q) \cdot \cos^2 \Omega t$. Die Integration für $\Pi_0 = 1$ (s. Anhang) ergibt $W = Q/\omega$ abhängig von \bar{R} und der Steuerspannung V. Ist Q_0 die Güte für $V = 0$, so ergibt sich das Verhältnis $Q(V)/Q_0$ zu

$$(5) \quad \frac{Q(V)}{Q_0} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{s^2 V^2}{1 + s^2 V^2}; \quad \text{Parameter } s = \frac{\pi(1+\bar{R})}{V_0(1-\bar{R})}; \quad |V| \leq V_{\lambda/4}.$$

Dieser nur für $(1-R) \ll 1$ gültige Ausdruck bewegt sich zwischen 1 ($V = 0$) und $1/2$ ($V = 1/2V_0$), so dass die Güte maximal um den Faktor $1/2$ vermindert werden kann.

Für niedrige \bar{R} hat man wiederum die exponentiell gedämpfte \cos^2 -Kurve $\Pi(t)$ zu ersetzen durch Sehnenzüge und es ergibt sich speziell für $\lambda/4$ -Spannung am elektrooptischen Element:

$$(5') \quad \frac{Q_{\lambda/4}}{Q_0} = 1 - \frac{2\bar{R}}{(1+\bar{R})^2}; \quad V = V_{\lambda/4}; \quad \bar{R} \text{ beliebig zw. } 0 \text{ u. } 1.$$

Anstatt der Änderung von Q kann man die Änderung von \bar{R} erhalten, wenn man mittels (4) $\bar{R}(V)$ ausdrückt durch $\tau/t_1(V)$. Für letzteres gilt allgemein die in (5) angegebene Beziehung, wobei speziell $V = V_{\lambda/4}$ ist. Dann kann man leicht zeigen, dass $\bar{R}_{\lambda/4} = \bar{R}^2$ wird. \bar{R} ist die Reflexion im ungestörten Zustand des Resonators. Das Verhältnis der Verlustfaktoren $\gamma = -1/2 \ln \bar{R}$ und $\gamma_{\lambda/4} = -1/2 \ln \bar{R}^2$ ist dann gleich 2. Wegen (3) gilt dasselbe Verhältnis auch für

die betreffenden Schwellinversionen, d. h.:

$$\frac{n_{p\lambda\lambda}}{n_{p0}} = 2 ,$$

das Anlegen der $\lambda/4$ - Spannung an ein elektrooptisches Element im Innern des Resonators verdoppelt also stets die Schwellinversion (bei polarisiertem Laser und ohne Analysator).

II) Experimentelle Ergebnisse.

Gemäß der eingangs umrissenen Aufgabenstellung werden im folgenden experimentelle Untersuchungen an geregelten und gepulsten Laser durchgeführt. Für diese Spezialfälle sind (teilweise strenge) Lösungen der Stutz-De Mars-Gleichungen zu erhalten. Die dadurch ermöglichten Abschätzungen werden mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

1. Regelung eines Rubinlasers durch innere Modulation mittels einer Pockelzelle.

Wird ein durch die Ausgangsleistung eines Lasers erzeugtes Regelsignal auf ein elektrooptisches Steuerelement im Innern des Resonators zurückgekoppelt, so ist die Güte nicht mehr konstant, sondern abhängig von der im Resonator befindlichen Energiedichte π . Versuche dieser Art wurden mittels einer Kerrzelle und eines Analysators als Q-Steuerungseinheit mit gutem Erfolg durchgeführt [5].

Hier soll gezeigt werden, daß eine Regelung auch ohne Analysatoren allein durch eine Pockelzelle möglich ist, wenn der Laser linear polarisiertes Licht liefert. Als Regelsignalerzeuger dient eine mit hoher Spannung betriebene Vakuumphotozelle 90 CV.

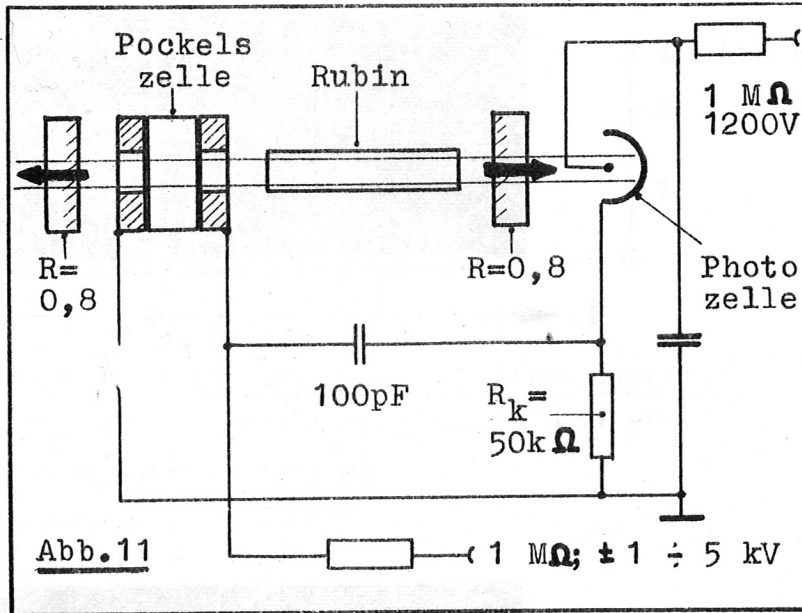


Abb. 11 Versuchsanordnung: Schematische Darstellung von optischen Resonator und elektrischem Regelkreis des geregelten Rubinlasers.

Die am Kathodenwiderstand ($R_k = 50 \text{ k}\Omega$) auftretende Regelspannung wird über ca. 100 pF an den statische Vorspannung führenden ADP-Kristall angekoppelt.

Dabei bewirkt positive Vorspannung eine Unterdrückung, negative Vorspannung eine Verstärkung der Instabilitäten der Ausgangsleistung. Als Folge davon ist im ersten Fall eine starke Unterdrückung der Relaxationsoszillationen zu erwarten, im zweiten Fall eine Serie weniger, leistungsstärkerer Lichtimpulse.

Wegen der Zerstörungsgefahr beim ADP-Kristall konnte das Verhalten der Regelung nur bei schwacher Pumpleistung untersucht werden. Die dadurch bedingten relativ niedrigen Photoströme in der Regelzelle (ca. 10 mA) erfordern einen hohen Arbeitswiderstand, wodurch die elektrische Anstiegszeit des Regelkreises auf $1,5 \mu\text{sec}$ hochgetrieben wird. Dies führt im Falle gegenphasiger Regelung (gleichmäßiger Leistungsverlauf) zu Regelschwingungen, was aus den Experimenten und der Rechnung hervorgeht.

Den zeitlichen Verlauf der Ausgangsleistung bei einer Vorspannung von ± 2 bzw. $\pm 5 \text{ kV}$ geben die Abb. 12 bis 15 wieder:

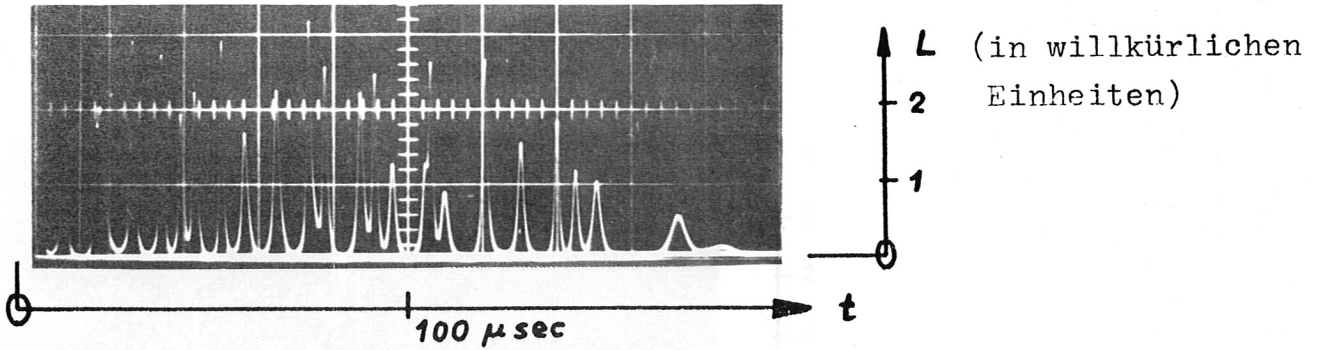


Abb. 12 Leistungsverlauf des unregulierten Lasers.

Vorspannung an der Pockelszelle + 2 kV

Schwellenenergie 580 Ws

Pumpenergie 600 Ws

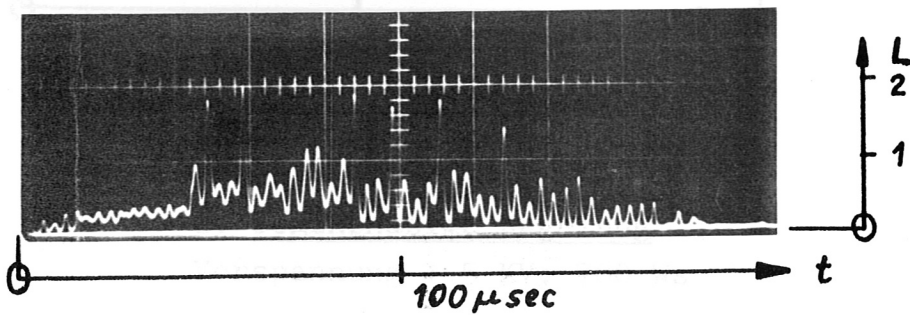


Abb. 13 Leistungsverlauf bei gegenphasiger Regelung.

Vorspannung + 2 kV

Anodenspannung an der Photozelle + 1,2 kV

Pumpenergie 600 Ws

Wie vor Die Relaxationsoszillationen sind stark gedämpft.

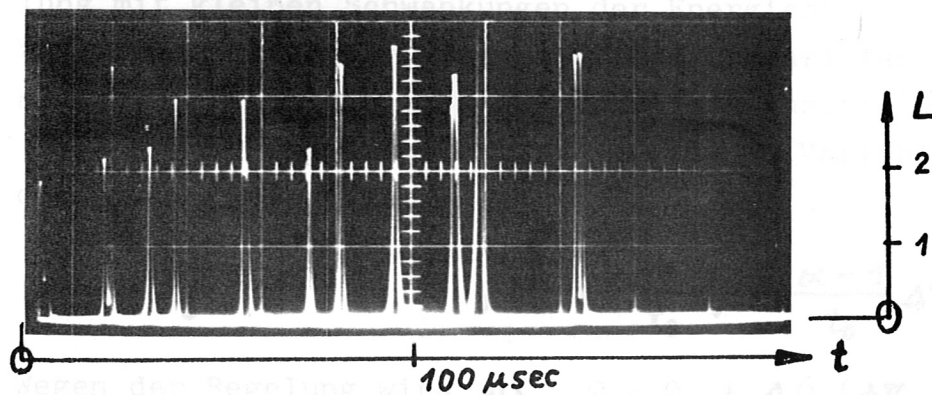


Abb. 14 Leistungsverlauf bei gleichphasiger Regelung.

Vorspannung - 2 kV

Pumpenergie 600 Ws

Jetzt tritt eine geringere Anzahl leistungsstärkerer Einzelimpulse auf.

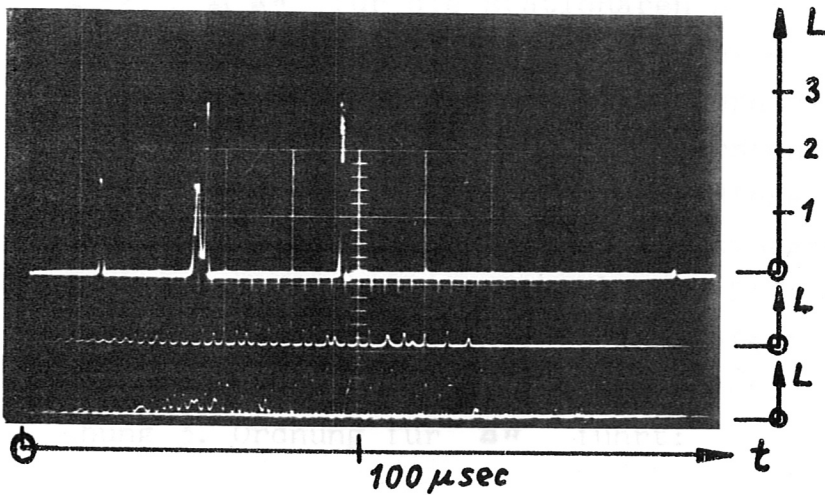


Abb. 15 1: Gleichphasige Regelung
 Vorspannung - 5 kV; 700 Ws
 2: Gegenphasige Regelung
 Vorspannung + 5 KV; 700 Ws
 3: Gegenphasige Regelung
 Vorspannung + 5 kV; 720 Ws

Bei gegenphasiger Regelung treten ausgeprägte Regelschwingungen mit einer Frequenz von 300 kHz auf.

Wie vor allem aus Abb. 13 ersichtlich, kann gegenphasiger Regelung mit kleinen Schwankungen der Energiedichte π im Resonator gerechnet werden. Dann ist eine Linearisierung des Differentialgleichungssystems (1), (2) durch den Ansatz $\pi = 1 + \Delta\pi$,

$\eta = 1 + \Delta\eta$ möglich, was für die neuen Variablen $\Delta\pi, \Delta\eta$ auf die Diff. Gleichungen

$$\Delta\dot{\pi} = \frac{\Delta\eta}{\tau} \quad (1'); \quad \Delta\dot{\eta} = -\frac{\alpha}{t_0}\Delta\eta - \frac{\alpha-1}{t_0}\Delta\pi \quad (2') \text{ führt.}$$

Wegen der Regelung wird $\omega\tau = Q = Q_0 + \Delta Q(\Delta\pi, t)$, wenn Q_0 die Güte des unbeeinflussten Resonators bedeutet. Die explizite Zeitabhängigkeit von ΔQ berücksichtigt den Einfluß der Anstiegszeit

τ_R des elektrischen Regelkreises. Definiert man weiterhin die Regelsteilheit $\mu = \frac{dQ}{Q_0 d\Delta\pi}$, so folgt durch Integration $\Delta Q = Q_0 \mu \Delta\pi$ für die stationären Zustände.

Wesentlich für die Dynamik des Regelvorganges ist nun nicht die Änderung des Q -Wertes selbst, sondern die dadurch bedingte Änderung der normierten Besetzungsinversion η bei konstant betrachteter absoluter Inversion n_j . Für diese Änderung $\Delta\eta'(\Delta Q)$ kann unter Berücksichtigung der Anstiegsvorgänge im elektrischen Regelglied (R_k -C-Kombination) eine Differentialgleichung angegeben werden (s. Anhang). Diese liefert ein Zusatzglied $\Delta\dot{\eta}(\Delta\pi)$ für Gleichung (2'), was letzten Endes auf eine lineare Diff. Gleichung 3. Ordnung für $\Delta\pi$ führt:

$$\tau_R \cdot \Delta\ddot{\pi} + \Delta\ddot{\pi} + \left(\frac{\alpha}{t_0} - \frac{\mu}{\tau}\right) \Delta\dot{\pi} + \frac{\alpha - 1}{t_0 \tau} \Delta\pi = 0 \quad (7)$$

Die genaue Herleitung von (7) sowie die Berechnung von μ sind im Anhang beschrieben.

Der Lösungsansatz $\Delta\pi = e^{\lambda t}$ liefert eine Gleichung 3. Grades für die λ -Werte. Die der Versuchsanordnung zugrunde liegenden Größen sind: Verlustzeit des Resonators $\tau = 4 \cdot 10^{-9}$ sec, elektrische Anstiegszeit $\tau_R = 1,5 \cdot 10^{-6}$ sec, Pumpzeitkonstante $t_0 = 10^{-3}$ sec, Regelsteilheit $\mu = -2 \cdot 10^{-2}$ und Pumpstärke $\alpha \approx 2$. Diese Werte ergeben eine reelle und zwei konjugiert komplexe Lösungen für λ , d. h., es sind Schwingungen vorhanden. Die Frequenz dieser Regelschwingungen errechnet sich zu 450 kHz; beobachtet wurden 300 kHz.

Im vorliegenden Fall ist der Einfluß von α und t_0 auf die Frequenz der Regelschwingungen sehr gering; letztere ist in erster Linie proportional $(\tau_R)^{-2/3}$. Bei einer Unsicherheit von τ_R um den Faktor 2 sind die errechneten Werte von 450 kHz mit einem Unsicherheitsfaktor von 1,6 behaftet.

Die Beobachtung, daß die Amplitude der Regelschwingungen mit steigender Pumpleistung abnimmt, konnte leider nicht weiterverfolgt werden, da der ADP-Kristall höheren Lichtenergien nicht mehr standhielt.

2. Erzeugung leistungsstarker Lichtimpulse durch innere Modulation (gepulste Laser).

Das als "Q-spoiling" zuerst bekannt gewordene Verfahren besteht darin, normale Laseraktion durch Sperrung des optischen Resonators zu unterbinden. Die Besetzungsinversion steigt dann weit über den Schwellwert an. Wird nun im Maximum der Inversion die Güte des Resonators auf einen hohen Wert gebracht, so entlädt sich ein großer Teil der aufgespeicherten Lichtenergie in einem Impuls von weniger als 100 nanosec Halbwertsdauer, dessen Leistung die normalen Laserimpulse um ca. den Faktor 1000 übertrifft.-Die Schaltung der Resonatorgüte soll hier mit elektrooptischen Methoden vorgenommen werden, da diese einen sicheren Betrieb bei hinreichend kurzen Anstiegszeiten gewährleisten.

Zunächst wurde eine Anordnung erprobt, bei der die Schwellinversion eines niedrig reflektierenden Resonators (Spiegelreflexion 30 %) allein durch die $\lambda/4$ -Spannung an einer Pockelszelle um den Faktor 2 erhöht wurde. Die niedrige Güte dieses Resonators erlaubt die Speicherung einer hinreichend großen Lichtenergie, sodaß auch von solch einem relativ schwach überpumpten Laser Impulsleistungen von MW zu erwarten sind. In der Praxis zeigt sich jedoch, daß die Verkittung des ADP-Kristalls den auftretenden Lichtenergien nicht stand hielt. Durch eine Strahlaufweitung im optischen Resonator konnte zwar die Flächenbelastung des ADP-Kristalls so herabgesetzt werden, daß keine Zerstörungserscheinungen mehr auftraten, jedoch bedingt die sphärische Aberration des eingeschalteten Linsenpaares, daß nur mehr ein kleiner Querschnitt im Rubin zur induzierten Emission beitrug. Die Anwendung einer Kerrzelle als Öffnungselement und Sperrung durch ein $\lambda/4$ -Plättchen erlaubte Ausgangsleistungen von 700 kW; die dabei auftretenden höheren elektrischen Feldstärken des Laserstrahls führten aber zur sofortigen Zerstörung des 30 %-ig reflektierenden dielektrischen Spiegels. Der Betrieb mit einem widerstandsfähigen 80 %-ig reflekt. Spiegel ergab ebenfalls unzureichende Leistungen von 650 kW, weil das sperrende Glan-

Thomson-Prisma zu stark verlustbehaftet war.

Erst die Anwendung einer sehr verlustarmen Sperrmethode erbrachte die möglichen hohen Ausgangsleistungen:

Anwendung einer neuen verlustarmen Sperrmethode unter Ausnützung des Brewster-Winkels.

Ein unter dem Brewsterwinkel durchstrahlter Satz planparalleler Glasplatten stellt einen sehr verlustarmen und robusten Polarisator dar: parallel zur Einfallsebene schwingendes, linear polarisiertes Licht durchsetzt solch einen Plattensatz ohne Reflexionsverluste, während senkrecht zur Einfallsebene schwingendes Licht unter dem gleichen Einfallswinkel an jeder Grenzfläche den Anteil $R_{\perp} = \left[\frac{(n^2 - 1)}{(n^2 + 1)} \right]^2$ durch Reflexion verliert. Demnach hat ein Satz von z Glasplatten im idealen Fall die Durchlässigkeit $T_{\perp} = (1 - R_{\perp})^{2z}$ in der Sperrichtung und $T_{\parallel} = 1$ in der Durchlaßrichtung (n = Brechungsindex).

Durch Beobachtung des reflektierten Lichts kann der Brewster-Winkel α_p auf $2 \cdot 10^{-3}$ rad genau justiert werden; jedoch sind die durch Fehljustierung des Brewsterwinkels bedingten Reflexionsverluste in der Durchlaßrichtung sehr niedrig, wobei sich die Restreflexion R_{\parallel} bei Abweichung um $\Delta\alpha = (\alpha - \alpha_p)$ vom Brewster-Winkel berechnet zu $R_{\parallel} = \left[\frac{(n^4 - 1)}{2n^3} \right]^2 \cdot \Delta\alpha^2$.

Der verwendete Satz von $z = 5$ Glasplatten ($n = 1,5$) läßt bei doppeltem Durchlauf des Lichts nur mehr $T_{\perp}^2 = 0,04$ in der Sperrichtung durch; das ist bei der verwendeten Pumpanordnung (doppelelliptischer Reflektor, Eingangsenergie max. 1600 Ws) hinreichend gering, um auch bei stärkster Pumpleistung normale Laseraktion zu unterbinden, wenn das Laserlicht senkrecht zur Einfallsebene schwingt. Ein Hellspannungsimpuls (zum Zeitpunkt der maximalen Bes. Inversion des gepumpten Lasers) an einer zwischen Rubin und Plattensatz angebrachten Kerrzelle ermöglicht dann den Aufbau eines Riesenimpulses: die Schwingungsrichtung des Laserlichts wird um 90° in die Durchlaßrichtung. Nach nochmaligem Durchlauf der Kerrzelle kann das Licht, um 180° in die ursprüngliche Schwingungsrichtung gedreht, weiterhin zur indu-

zierten Emission beitragen.

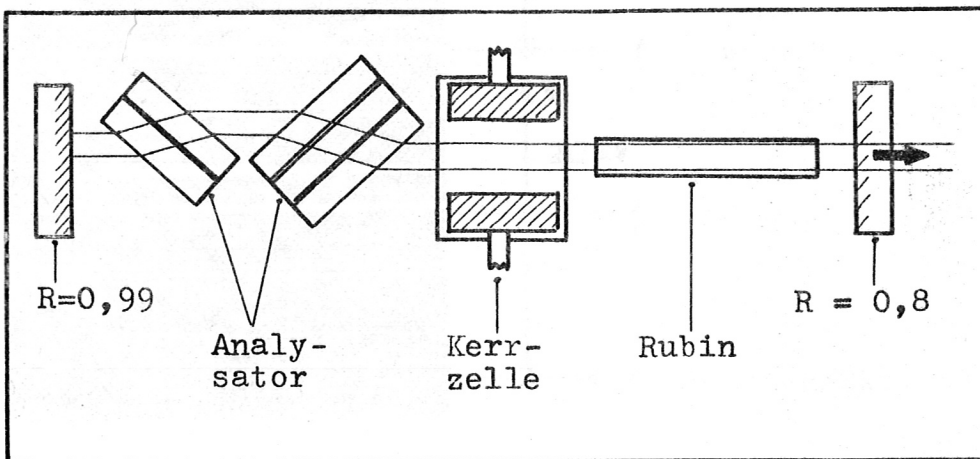
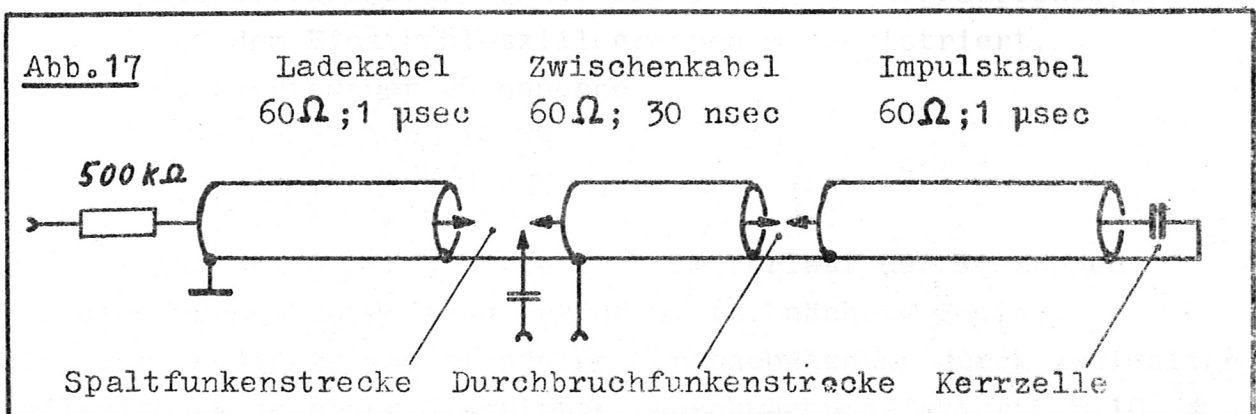


Abb. 16 Versuchsanordnung: Optischer Resonator des gepulsten Lasers mit einem sehr verlustarmen Analysator.

Die Kerrzelle liegt am offenen Ende eines 60Ω -Kabels mit der doppelten Laufzeit von $1\ \mu\text{sec}$, welches zum Schaltzeitpunkt über eine Funkenstrecke von einem gleich langen, auf die Fellspannung aufgeladenen Kabel gleicher Impedanz aufgeladen wird. Dann erreicht der Impuls durch Reflexion am kapazitiv belasteten Ende die volle Ladespannung. Zur Anstiegsverbesserung ist (nach dem in Anhang beschriebenen Verfahren zur Erzeugung sehr schneller Hochspannungsimpulse) noch eine Zwischenstufe mit einer Durchbruchfunkenstrecke eingeschaltet:

Abb. 17 Schema der Kabelschaltung zur Erzeugung des Öffnungsimpulses an der Kerrzelle.



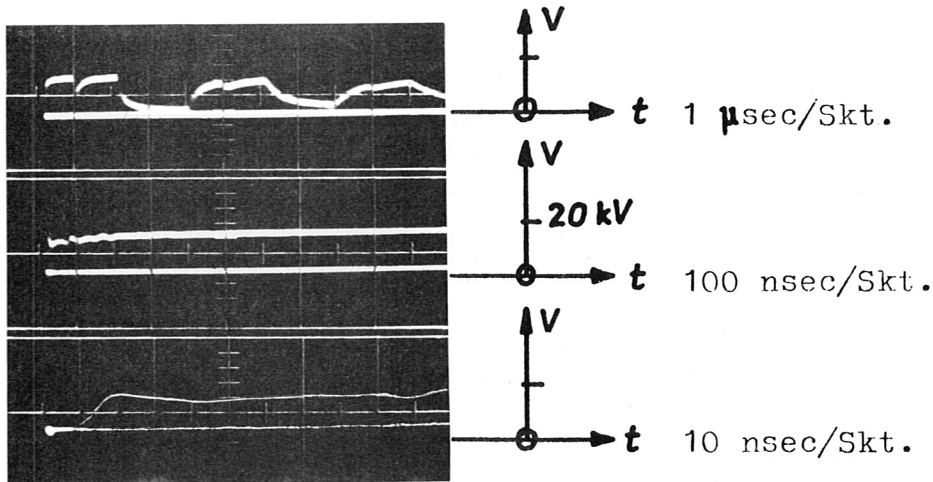


Abb. 18 Kerrzellimpuls (14kV) zur Güteschaltung des opt. Resonators.

10 V/cm; Teilverhältnis 1 : 2800

Schaltung wie in Abb. 17

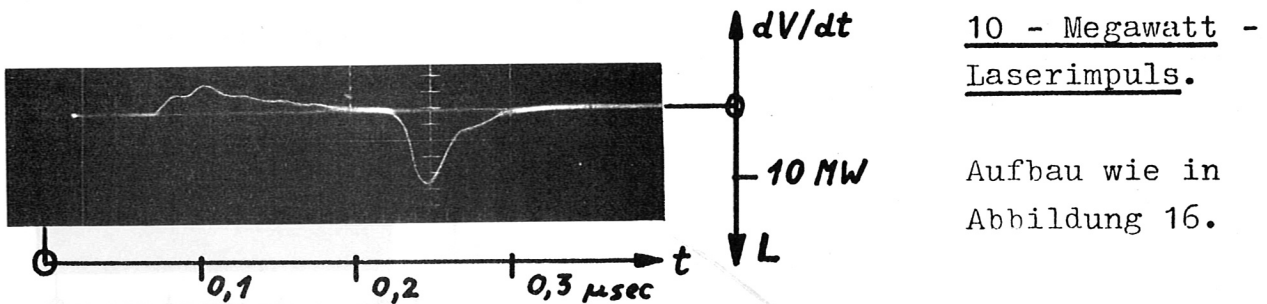


Abb. 19 Pumpenergie 1550 Ws, Schwellenergie 450 Ws,

Steuerimpuls 19,0 kV, 80 %ig reflekt. dielektr. Spiegel

Zur Bestimmung der Verzugszeit des Riesenimpulses wurde die differenzierte Anstiegsflanke des Kerrzellenimpulses auf dem Einstrahloszillographen mitregistriert.

Halbwertsdauer 25 nanosec

Spitzenleistung 10 MW

Eichfaktor: 9,4 mV/MW

Der Eichfaktor 70 mV/MW hatte sich im Verlauf der Messungen als nicht genau zutreffend erwiesen. (s. nächste Seite)

Als zuverlässig zeigte sich eine Vorabschwächung durch zweimalige Reflexion an je einer Glasplatte (Abschwächungsfaktor $6,5 \cdot 10^{-3} \pm 3\%$) und anschließenden Durchlauf durch einen dielektrischen

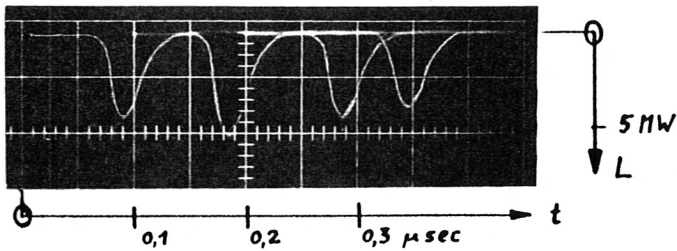


Abb. 20 Abhängigkeit der Leistung des Laserimpulses von der Öffnungsspannung an der Kerrzelle.

Eichfaktor: 70 mV/MW

Öffnungsspannung	Laserleistung
1: 18,5 kV	4,3 MW
2: 19,0 kV	5,5 MW
3: 19,5 kV	4,3 MW
4: 20,0 kV	3,7 MW

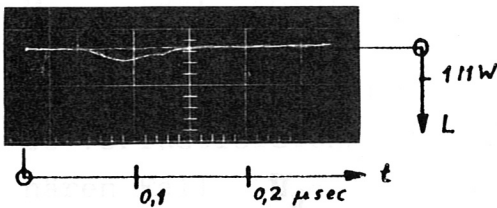


Abb. 21 Laserimpuls bei 14 kV Öffnungsspannung.

Laserleistung 0,3 MW

Eichfaktor: 70 mV/MW

Spiegel (Abschwächungsfaktor $1,1 \cdot 10^{-2} \pm 2\%$). Mit den anschließenden Grauglasfiltern wurde eine Endabschwächung von $1,1 \cdot 10^{-12} \pm 5\%$ erreicht. Dies ergab bei der Absoluteichung des SEV zu 70 A/Watt und 120 Ω Meßwiderstand einen Eichfaktor von $9,4 \text{ mV/MW} \pm 30\%$.

Bei Lichtabschwächung nur durch Filter ist Vorsicht geboten, da bei kurzen und intensiven Lichtimpulsen die Absorptionsni-

veaus durch Anregung saturiert werden können.

Die bei 19 kV Öffnungsspannung auftretende maximale Impulsleistung strahlt in einen Raumwinkel von $2,5 \cdot 10^{-5}$. Die Ausgangsenergie des Laserimpulses beträgt mit ca. 0,3 Ws etwa ein fünftel der Ausgangsenergie im Normalbetrieb.

Berechnung der Spitzenleistung gepulster Laser in zeitunabhängiger Form. Optimierung des Resonators; Leistungsabschätzung.

Das auf S. 19 angegebene Differentialgleichungssystem ist im allgemeinen nicht analytisch integrierbar. Im Spezialfall gepulster Laser jedoch sind die Änderungen durch Pumpen und spontane Emission vernachlässigbar, d. h., der erste Term auf der rechten Seite von (2) entfällt. Dann kann, wie im Anhang genauer gezeigt wird, die Spitzenverlustleistung exakt berechnet werden, denn dann erlaubt die Division (1) : (2'') die Eliminierung von dT , was über eine separierbare Diff. Gleichung auf eine Funktion

$\pi(\eta)$ führt. Da im Zeitpunkt der Leistungsspitze $d\pi/dT = 0$ und $\eta = 1$ ist, ergibt sich der zeitliche Maximalwert der normierten Energiedichte zu $\pi_m = T_0 \cdot (\eta_0 - \ln \eta_0 - 1) / (\alpha - 1) \cdot Q$; $\eta_0 \geq 1$ ist der Anfangswert der normierten Bes. Inversion bei $T = 0$. Die normierte Verlustleistung ist allgemein $\sigma = \pi/Q$; ferner ist im stationären Fall $\pi_s = 1$, also $\sigma_s = 1/Q$.

Im weiteren Verlauf der Rechnung sollen absolute Pumpleistung und dadurch errichtete Anfangsinversion n_1 festgehalten werden. Dann ist die normierte stationäre Verlustleistung σ_s durch absolute Größen ausdrückbar; die absolute stationäre Verlustleistung $L_s(\alpha)$ ist (bei gleicher Pumpleistung) von der Überpumpung α , somit von Schwellinversion n_p und Güte Q abhängig. Sie strebt mit wachsendem α einem Maximalwert $L_{s \max} = \lim_{\alpha \rightarrow \infty} L_s(\alpha)$ zu, der seinerseits nur von der Pumpleistung abhängt. Es ist leicht zu zeigen, daß $L_s(\alpha) = L_{s \max} \cdot (\alpha - 1) / \alpha$ wird. Nun entspricht aber σ_s genau $L_s(\alpha)$, sodaß wegen $\sigma = (1/Q) \pi = \sigma_s \cdot \pi$ die absolute Spitzenleistung des Impulses sich zu $L_m = L_s(\alpha) \cdot \pi_m$ ergibt. Ersetzt man in π_m noch T_0 durch $\omega \tau_0$, Q durch $\omega \tau$, so erhält man:

$$L_m = L_s \max \cdot t_o \frac{\eta_o - \ln \eta_o - 1}{\alpha \cdot \tau} \quad (8) \text{ Spitzenverlustleistung}$$

L_m wird nun nach dem Parameter η_o variiert, um bei festgehaltener Anfangsinversion n_i , aber variabler "Überpumpung" η_o das Maximum festzustellen. Aus (2) geht hervor, daß bei Unterbindung induzierter Emission die Pumpstärke α die normierte Inversion $\eta = \alpha$ errichtet; demnach ist in (8) für α η_o einzusetzen. Dagegen ist der Zusammenhang $\tau(\eta_o)$ komplizierter. Er vereinfacht sich aber bei hochreflektierenden Resonatoren zu $\tau = \eta_o \cdot \tau_i$ wobei τ_i die Verlustzeit eines Resonators mit der Schwellinversion $n_p = n_i$ bedeutet, also nach Voraussetzung konstant ist. Dann erhält man L_m in einer nur durch η_o und konstante Größen bestimmten Form:

$$L_m = L_s \max \cdot \frac{t_o}{\tau_i} \cdot \frac{\eta_o - \ln \eta_o - 1}{\eta_o^2} \quad (9) \quad \begin{array}{l} \text{gültig für hochreflektieren-} \\ \text{de Resonatoren} \end{array}$$

Die Extremumsbedingung $\partial L_m / \partial \eta_o = 0$ erfordert $2 \ln \eta_o - \eta_o + 1 = 0$, was bei $\eta_o = 3,52$ erfüllt ist und aus plausiblen Gründen ein Maximum der Spitzenleistung L_m ergibt. Dies kann man wegen der Gültigkeit der Schwellwertbedingung (3) in Form einer Vorschrift für den optischen Wert der Reflexion des Resonators nach dem Schalten schreiben als:

$$\underline{\ln \bar{R}_{opt} = 3,52 \cdot \ln \bar{R}_i} ;$$

\bar{R}_i : Reflexion des Resonators mit der Schwellinversion n_i

\bar{R}_{opt} : optimale Reflexion des Resonators nach dem Schalten.

Außer zur Optimumsbestimmung kann Gleichung (9) auch bequem zur Leistungsabschätzung herangezogen werden. Ein Vorteil der Form von (9) besteht darin, daß keine Annahmen über die Anfangsinversion n_i gemacht werden müssen: Da \bar{R}_i experimentell bestimmbar, \bar{R} bekannt ist, ist η_o durch die Schwellwertbeziehung (3) ge-

geben. Mit \bar{R}_i ist auch τ_i bekannt. Die in (9) erscheinende Funktion in η_0 liegt innerhalb weiter Grenzen von η_0 um den Optimalwert zwischen 0,08 und 0,1. Ebenfalls experimentell bestimmt werden kann die max. stationäre Verlustleistung $L_{S \max}$: dies ist mit guter Näherung möglich durch Messung der Ausgangsleistung bei hoher Überpumpung und bei derselben Pumpleistung, die n_1 errichtet. Hierbei ergab sich $L_{S \max}$ zu 1 bis 2 kW; die Pumpzeitkonstante errechnete sich zu $t_0 = 0,5 \cdot 10^{-3}$ sec. Bei einer einfachen Laufzeit von $2 \cdot 10^{-9}$ sec führte der ermittelte Wert von $\bar{R}_i \approx 0,09$ auf $\tau_i = 4 \cdot 10^{-9}$ sec. Mit $\bar{R} \approx 0,65$ erhält man $\eta_0 \approx 5,5$. In (9) eingesetzt, berechnet sich die Ausgangsleistung zu $11 \div 21$ MW. Die am Laser gemessenen Leistungen sind also aus der Abschätzung durchaus zu erwarten.

Eine experimentelle Bestätigung der Optimumsbedingung war nicht möglich, weil einerseits die niedrig reflekt. Spiegel während des Impulses zerstört wurden, andererseits bei hochreflekt. Spiegeln ($R = 0,99$) die Beugungsverlust [9] eine wesentliche Rolle spielten, sodaß das eigentlich interessierende Gebiet extrem hoher Überpumpung gar nicht erreicht werden konnte.

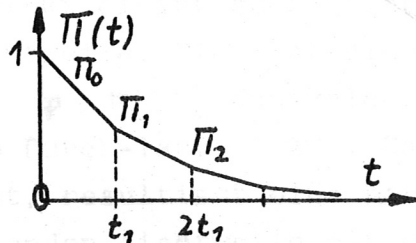
ANHANG

I) Ableitung der rechnerischen Ergebnisse des Hauptteils.

1. Steuerung der Güte mit elektrooptischen Medien allein.

a) Berechnung der Güte eines ungestörten opt. Resonators:

Die Güte Q eines schwingenden Systems ist für stetige Abklingvorgänge definiert durch die Beziehung $Q = -\frac{\omega \Pi}{d\Pi/dt}$ (Π = Energie des Systems, ω = Kreisfrequenz). Solange $d\Pi/dt$ stetig ist, kann der Abklingvorgang der Energie durch $\Pi = \Pi_0 \cdot \exp(-\omega t/Q)$ beschrieben werden. Bei niedriger Reflexion des Resonators aber ist $d\Pi/dt$ unstetig und obige Exponentialkurve muß durch Sägezähne im Abstand der einfachen Laufzeit t_1 ersetzt werden. Dann ist die Güte durch den differentiellen Ansatz nicht mehr definiert, wohl aber noch durch das Zeitintegral der Energie, die Wirkung $W = \int_0^\infty \Pi dt$. Dieses ergibt, auf $\Pi_0 = 1$ normiert, für den Fall der Exponentialkurve $W = Q/\omega = \tau$, ist also identisch mit der Verlustzeit τ des Resonators. Analog dazu müssen beim unstetigen Zeitverlauf $\Pi(t)$ die Einzelflächen sum-



Zeitverlauf der normierten Energie Π einer abklingenden stehenden Lichtwelle in einem optischen Resonator mit niedriger Reflexion.

miert werden: $W = t_1/2 \cdot [(\Pi_0 + \Pi_1) + (\Pi_1 + \Pi_2) + \dots] = t_1/2 \cdot [\Pi_0 + 2 \sum_1^\infty \Pi_k]$, wobei Π_k sich jeweils aus dem reflektierten Anteil der rechts- und linkslaufenden Welle zusammensetzt. Ist der Resonator durch zwei Spiegel R_1, R_2 begrenzt, so wird bei $\Pi_0 = (1/2 + 1/2)$;

$$\Pi_1 = \frac{1}{2}(R_1 + R_2), \quad \Pi_2 = \frac{1}{2}(R_1 R_2 + R_2 R_1), \quad \Pi_3 = \frac{1}{2}(R_1 + R_2) R_1 R_2 \dots$$

In W eingesetzt ergibt dann die Summation von $k = 0$ bis ∞ :

$$W = Q/\omega = \tau = \frac{t_1}{2} \cdot \frac{1 + R_1 + R_2 + R_1 R_2}{1 - R_1 R_2}$$

Speziell wenn $R_1 = 1$, $R_2 = \bar{R}$ errechnet sich τ vereinfacht zu:

$$\tau = t_1 \cdot \frac{1 + \bar{R}}{1 - \bar{R}}$$

Treten außer Reflexionsverlusten noch zusätzliche Verluste im Resonator auf, so ist für \bar{R} die gesamte Reflexion nach doppeltem Durchlauf ($2t_1$) zu setzen.

b) Verminderung der Güte durch elektrooptische Medien:

Diese Möglichkeit setzt linear polarisiertes Laserlicht voraus, wobei nur der in der Polarisationsrichtung schwingende Energieanteil einer beliebig polarisierten Lichtwelle zur induzierten Emission beiträgt.

Die Fälle hoher und niedriger Reflexion müssen auch hier gesondert betrachtet werden.

Hohe Reflexion: Eine Pockelszelle mit der Steuerspannung V im Resonator bewirkt elliptische Polarisierung einer linear polarisierten Lichtwelle. Dies ist einer "Drehung" des Lichtvektors um den Winkel $\varphi = \pi V/V_0$ äquivalent; die Hellschwungung V_0 dreht bei einfachem Durchlauf um $\pi/2$. Da sich dies in Zeitabständen $2t_1$ wiederholt, resultiert eine periodische "Drehung" des Vektors der stehenden Lichtwelle mit der Kreisfrequenz $\Omega = \frac{\pi V}{2t_1 V_0}$. Dann beschreibt der in der Pol. Richtung des Lasers schwingende Energieanteil unter Berücksichtigung der Dämpfung des Resonators den Zeitverlauf $\Pi = \Pi_0 \exp(-\omega t/Q_0) \cdot \cos^2 \Omega t$. Dessen Integral ist eine Funktion von Ω , also auch von V/V_0 :

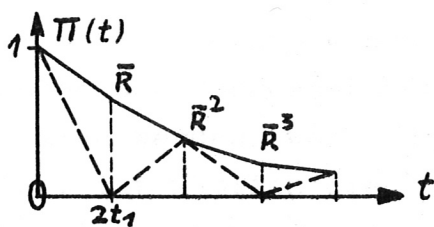
$$W(V) = \tau(V) = \int_0^{\infty} 1 \cdot \exp(-\omega t/Q_0) \cdot \cos^2 \frac{\pi V t}{2 V_0 t_1} dt = \frac{Q_0}{\omega} \left\{ 1 - \frac{\left(\frac{\pi Q_0 V}{\omega t_1 V_0} \right)^2}{2 \left[1 + \left(\frac{\pi Q_0 V}{\omega t_1 V_0} \right)^2 \right]} \right\}$$

Dividiert man $\tau(V)$ durch den Wert des ungestörten Resonators Q_0/ω und drückt Q_0/ω aus durch \bar{R} und t_1 , so wird

$$\frac{Q(V)}{Q_0} = \frac{\tau(V)}{\tau_0} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{(sV)^2}{1 + (sV)^2}; \quad s = \frac{\pi(1+\bar{R})}{V_0(1-\bar{R})}; \quad V \leq V_{\lambda/4}$$

Der Bruch liegt zwischen 0 und 1, sodaß im Grenzfall $\bar{R} \rightarrow 1$ die Güte durch die Steuerspannung $V < \frac{1}{2}V_0$ maximal um den Faktor 2 erniedrigt wird.

Niedrige Reflexion: Es sei speziell noch $R_1 = 1$, $R_2 = \bar{R}$, $V = V_{\lambda/4}$.



— Zeitverlauf des Energieanteils für $V = 0$;

--- Zeitverlauf für $V = V_{\lambda/4}$

Dann ergibt die Summierung:

$$W_{\lambda/4} = \tau_{\lambda/4} = t_1(1 + 2\bar{R}^2 + 2\bar{R}^4 + \dots) = t_1 \frac{1 + \bar{R}^2}{1 - \bar{R}^2}; \quad \text{wegen } Q_0/\omega = t_1 \frac{1 + \bar{R}}{1 - \bar{R}}$$

wird $\frac{Q_{\lambda/4}}{Q_0} = 1 - \frac{2\bar{R}}{1 + \bar{R}^2}$; da in $(Q/\omega)_{\lambda/4}$ \bar{R}^2 statt \bar{R} steht, bewirkt also die $\lambda/4$ -Spannung eine solche quasi-Veränderung des Reflexionsgrades, daß $\bar{R}_{\lambda/4}$ gleich \bar{R}^2 ist. Dann wird $\ln \bar{R}_{\lambda/4} = 2 \cdot \ln \bar{R}$. Das bedeutet wegen der Schwellwertsbeziehung des Lasers ($n_{p0} = -\ln(\bar{R})/2l\beta_0$), daß $n_{p\lambda/4} = 2 \cdot n_{p0}$ d. h., die Schwellinversion bei $\lambda/4$ -Spannung ist doppelt so groß wie die Schwellinversion des ungestörten Resonators (gültig für alle \bar{R}).

2. Anwendung der Satz-De Mars-Gleichungen auf den Fall gegenphasiger Regelung am Laser.

Hierbei treten nur relativ kleine Schwankungen von π, η um den stationären Wert auf, sodaß das System (1), (2) durch den Ansatz $\pi = 1 + \Delta\pi$, $\eta = 1 + \Delta\eta$ linearisierbar ist. Dann sind die Glieder mit $\Delta\pi \cdot \Delta\eta$ vernachlässigbar klein und man erhält das lineare System:

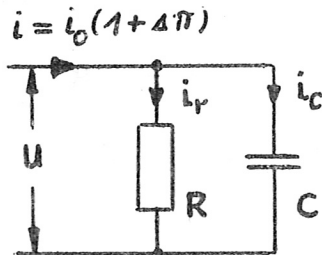
$$\frac{d\Delta\pi}{dT} = \frac{\Delta\eta}{Q} \quad (1'); \quad \frac{d\Delta\eta}{dT} = -\frac{\alpha}{T_0} \Delta\eta - \frac{\alpha-1}{T_0} \Delta\pi \quad (2').$$

Durch die Regelung erfährt nun die ungestörte Güte Q_0 eine Änderung ΔQ , sodaß $Q = Q_0 + \Delta Q (\Delta\pi, t)$ wird. Zunächst sei nur für die stationären Zustände die Regelsteilheit μ definiert als $\mu = dQ/Q_0 d\Delta\pi$; dann gilt bei zeitunabhängigen Änderungen: $\Delta Q = Q_0 \mu \Delta\pi$ und $Q = Q_0 \cdot (1 + \mu \Delta\pi)$.

Die geringfügige Änderung von Q um ΔQ würde sich nur in 2ter Näherung auf den Laser auswirken. Erst die durch ΔQ bewirkte Änderung der normierten Inversion η um den Betrag $\Delta\eta'$ beeinflusst die Dynamik des Lasers; in direkter Weise.

Unter der Voraussetzung, daß $(1-\bar{R}) \ll 1$, kann $Q/\eta = \text{const.}$ angenommen werden, wobei die absolute Inversion $n_i = \text{const.}$ gesetzt ist: ist nämlich die "Transmission" des Resonators $\bar{T} = (1-\bar{R}) \ll 1$; so wird $-\ln \bar{R} \approx \bar{T}$, also $n_p \sim \bar{T}$ und $\eta \sim 1/\bar{T}$, da ja $\eta = n_i/n_p$. Andererseits veriefacht sich $Q(\bar{R})$ aus dem gleichen Grund zu $Q \sim 1/\bar{T}$, woraus $Q/\eta = \text{const.}$ folgt, solange auch $n_i = \text{const.}$. Dann wird $\frac{\eta(Q)}{Q} = \frac{\eta(Q_0)}{Q_0}$ oder: $\frac{1 + \Delta\eta_0 + \Delta\eta'}{Q} = \frac{1 + \Delta\eta_0}{Q_0}$, woraus $\Delta\eta' \approx \frac{Q}{Q_0} - 1$ folgt, also wegen $Q/Q_0 = 1 + \mu \Delta\pi$ auch $\Delta\eta' = \mu \Delta\pi$ für stationäre Änderung.

Durch die Anstiegszeit des elektrischen Regelkreises werden nun ΔQ und $\Delta\eta'$ auch unmittelbar zeitabhängig.



Stromverteilung im RC-Glied des elektrischen Regelkreises.

Zunächst prägt die Ausgangsleistung des Lasers über die Photozelle dem Parallel-RC-Glied den Photostrom $i = i_0 \cdot (1 + \Delta\pi)$ ein. Wegen $i_r + i_c = i$ folgt auch

$$\frac{di_r}{dt} + \frac{di_c}{dt} - \frac{di}{dt} = 0.$$

$$\frac{di_r}{dt} = \frac{1}{R} \cdot \frac{dU}{dt}; \quad \frac{di_c}{dt} = C \cdot \frac{d^2U}{dt^2}; \quad \frac{di}{dt} = i_0 \frac{d\Delta\pi}{dt}$$

eingesetzt gelangt man auf $\frac{d^2U}{dt^2} + \frac{1}{RC} \frac{dU}{dt} - \frac{i_0}{C} \frac{d\Delta\pi}{dt} = 0$ als

Differentialgleichung für die Regelspannung U.

Das Differential dU kann folgendermaßen durch $d\Delta\eta'$ ersetzt werden:
Bei Gütesteuerung durch elektrooptische Medien allein war:

$$\frac{Q(V)}{Q_0} = 1 - \frac{1 \cdot s^2 V^2}{2(1+s^2 V^2)} \quad \text{mit } s = \frac{\pi(1+\bar{R})}{V_0(1-\bar{R})} \quad \text{als Konstante.}$$

Durch Differenzieren nach V folgt $\frac{dQ}{Q_0 dV} = - \frac{s^2 V}{(1+s^2 V^2)^2}$.

Bei guter kapazitiver Ankopplung ist das Differential der Steuerspannung gleich dem Differential der Regelspannung: $dV = dU$.
 dV kann seinerseits durch $d\Delta\eta'$ ausgedrückt werden, dann es ist auf alle Fälle $d\Delta\eta' = dQ/Q_0 = -dV \cdot s^2 V / (1+s^2 V^2)^2$. Außerdem folgt aus der Beziehung für den Photostrom $i = i_0(1+\Delta\pi)$: $dU (=dV) = Ri_0 \cdot d\Delta\pi = U_0 d\Delta\pi$ (wobei U_0 die mittlere Regelspannung ist) für stationäre Änderungen. Setzt man $d\Delta\pi = dU/U_0$ in Definitionsgleichung für μ ein, so ergibt sich

$$\frac{dQ}{Q_0 d\Delta\pi} = \mu = - \frac{s^2 V}{(1+s^2 V^2)^2} \cdot U_0; \quad \text{somit wird } d\Delta\eta' = \frac{\mu}{U_0} dU.$$

$dU = U_0 / \mu \cdot d\Delta\eta'$, $d^2U = U_0 / \mu \cdot d^2\Delta\eta'$ wird in die Diff. Glchg. für U eingesetzt und führt unter Berücksichtigung von $Ri_0 = U_0$ auf

$$\tau_R \Delta\ddot{\eta}' + \Delta\dot{\eta}' - \mu \Delta\dot{\pi} = 0; \quad \text{für RC wurde } \tau_R \text{ gesetzt. Hieraus ergibt sich } \Delta\dot{\eta}' = \mu \Delta\dot{\pi} - \tau_R \Delta\ddot{\eta}' \text{ als}$$

Zusatzterm für die rechte Seite von Glchg. (2'). Schreibt man (1'), (2') im normalen Zeitsystem unter Berücksichtigung von $T = \omega t$, $T_0 = \omega t_0$, $Q/\omega = \underline{x}$, so lautet die erweiterte Differentialgleichung für $\Delta\eta$:

$$\Delta\ddot{\eta} = - \frac{\alpha}{t_0} \Delta\dot{\eta} - \frac{\alpha-1}{t_0} \Delta\dot{\pi} + \mu \Delta\dot{\pi} - \tau_R \Delta\ddot{\eta}' .$$

Mittels (1') sind $\Delta\eta, \Delta\dot{\eta}, \Delta\ddot{\eta}'$, Eliminierbar, und als Endergebnis erhält man eine lineare Diff. Gleichg. für $\Delta\pi$:

$$\tau_R \cdot \Delta\ddot{\pi} + \Delta\ddot{\pi} + \left(\frac{\alpha}{t_0} - \frac{\mu}{\tau} \right) \Delta\dot{\pi} + \frac{\alpha-1}{t_0 \tau} \Delta\pi = 0 .$$

Diese geht bei $\tau_R = 0, \mu = 0$ in die normale linearisierte Diff. Gleichung für den Fall kleiner Schwankungen über.

Der Lösungsansatz $\Delta\pi = \exp(\lambda t)$ liefert eine kubische Gleichung für die λ -Werte, welche durch die Cardani'schen Formeln lösbar ist. - Im Fall der vorliegenden Anordnung zeigte sich, daß der Einfluß von α und t_0 auf die Größe der konjugiert komplexen λ -Werte, also auf die Frequenz der Regelschwingungen, einen verschwindend geringen Einfluß hat. Diese Frequenz ν_r ist von der Größenordnung $(\tau_R)^{-2/3}$, solange $\mu/\tau = \text{const.}$

Der Versuchsanordnung lagen folgende Größen zu Grunde:

Regelteil: $V_0 = 12\text{kV}, U_0 = 0,5\text{kV}; \bar{R} = 0,3, \tau_R = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{sec};$ Korrekturfaktor $dV = 0,6 \cdot dU; \mu = -2,2 \cdot 10^{-2}$ bei $V = 3\text{kV}$ Vorspannung bzw. $\mu = -0,75 \cdot 10^{-2}$ bei $V = 5\text{kV}.$

Laser: Pumpstärke $\alpha \approx 2; t_0 = 10^{-3} \text{sec}; \tau = 4 \cdot 10^{-9} \text{sec}.$

Dies ergibt eine Regelschwingungsfrequenz $\nu_r = 450\text{kHz}$, die mit einem Unsicherheitsfaktor 1,6 behaftet ist (Unsicherheit von τ_R).

3. Berechnung der Spitzenleistung gepulster Laser durch zeitunabhängige Integration der Statz-De Mars-Gleichungen. Anwendung zur Leistungsabschätzung und Optimierung des Resonators.

Die inneren Verluste des Lasers seien als vernachlässigbar vorausgesetzt, sodaß die Ausgangsleistung mit der Verlustleistung identisch ist.

Wegen der kurzen Impulszeiten sind Inversionsänderung durch Pumpen und spontane Emission im Fall gepulster Laser vernachlässigbar, sodaß der erste Term auf der rechten Seite von (2) entfällt. Das verkürzte Gleichungssystem lautet dann:

$$\frac{d\pi}{dT} = \frac{\pi}{Q} (\eta - 1) \quad (1)$$

$$\frac{d\eta}{dT} = -\frac{\alpha-1}{T_0} \pi \eta \quad (2'')$$

Dieses führt bei der Integration nach der Zeit auf unlösbare Integrale. Das Maximum $\pi(T)$ kann aber durch zeitunabhängige Integration exakt bestimmt werden. Die Division (1):(2'') erlaubt nämlich die Eliminierung von dT und führt auf

$$\frac{d\pi}{d\eta} = -\frac{T_0}{(\alpha-1)Q} \left(1 - \frac{1}{\eta}\right); \text{ integriert: } \pi = [\pi_0] + \frac{T_0}{(\alpha-1)Q} (\ln \eta - \eta + \eta_0 - \ln \eta_0)$$

wobei $\eta_0 = \eta(T=0)$ der Anfangswert der normierten Inversion $\eta = n_i/n_p$ ist. Das Zeitmaximum von π ist durch $d\pi/dT = 0$, $\pi \neq 0$ gekennzeichnet. Dies ist bei $\eta = 1$ erfüllt. Somit wird der Spitzenwert der normierten Energiedichte $\pi_m = \pi(\eta=1)$ und lautet:

$$\pi_m = \frac{T_0}{(\alpha-1) \cdot Q} (\eta_0 - \ln \eta_0 - 1)$$

Die normierte Ausgangsleistung $\sigma = \pi/Q$ hat dann das Zeitmaximum:

$$\sigma_m = \frac{\pi_m}{Q} = \frac{1}{Q} \cdot \frac{T_0}{(\alpha-1)Q} (\eta_0 - \ln \eta_0 - 1).$$

Nun sind π_m und σ_m auf die stationären Zustände $\pi_s=1$, $\sigma_s = 1/Q$ normiert. Um praktisch brauchbare Ergebnisse zu erhalten, muß σ_s durch den entsprechenden Absolutwert der stat. Ausgangsleistung $L_s(\alpha)$ bei gleicher Pumpleistung ersetzt werden. Aus der Betrachtung der unverkürzten Gleichg. (2) für die stationären Zustände geht zunächst hervor, daß der Anteil der Inversionsabsenkung (und damit der stat. Ausgangsleistung) durch induzierte Emission $(\alpha-1)/T_0$ beträgt, während die Inversionserhöhung α/T_0 durch Pumpen erfolgt. Durch spontane Emission geht der Anteil $-1/T_0$ verloren. Bei gleicher optischen Pumpleistung strebt $L_s(\alpha)$ einem Maximalwert L_{smax} für $\alpha \rightarrow \infty$ zu, der im Grenzfall gleich dieser optischen Pumpleistung ist. Da letztere dem Pumpgewinn α/T_0 entspricht, wird $L_s(\alpha) = \left(\frac{\alpha-1}{T_0} : \frac{\alpha}{T_0}\right) \cdot L_{smax} = (\alpha-1)/\alpha \cdot L_{smax}$. $L_s(\alpha)$ statt $1/Q = \sigma_s$ in σ_m eingesetzt ergibt die Spitzenausgangsleistung im nicht normierten Meßsystem L_m :

$$L_m = L_{smax} \cdot t_0 \cdot \frac{\eta_0 - \ln \eta_0 - 1}{\alpha \tau}$$

Hierin ist die wichtige Bezugsgröße L_{smax} durch Messung der quasistationären Ausgangsleistung feststellbar (gleiche Pumpleistung wie im Pulsbetrieb; $\alpha = \infty$ ist durch hohe Überpumpung gut anzunähern).

Optimierung von η_0 unter der Voraussetzung hochreflektierender Resonatoren:

Die Spitzenleistung L_m werde nach dem Parameter η_0 variiert, um bei konstanter Anfangsinversion n_i , aber variabler normierter Anfangsinversion $\eta_0 = n_i/n_p(Q)$ das Maximum festzustellen. Aus der Schwellwertbeziehung $2l\beta_0 n_p = -\ln \bar{R}$ folgt für \bar{R} : $\bar{R} = \exp(-2l\beta_0 n_p)$, sodaß die bei der Variation veränderliche Verlustzeit $Q/\omega = \tau(\eta_0)$ wegen $n_p = n_i/\eta_0$ und $\tau = t_1(1+\bar{R})/(1-\bar{R})$ folgende Form annimmt:

$$\tau(\eta_0) = t_1 \frac{1 + \exp(-2l\beta_0 n_i/\eta_0)}{1 - \exp(-2l\beta_0 n_i/\eta_0)}$$

Dies führt, in L_m eingesetzt, zu einer recht unhandlichen Funktion $L_m(\eta_0)$, und beim Differenzieren nach η_0 auf eine verwickelte transzendente Funktion, deren angenäherte Nullstellenbestimmung schwierig ist und auch keine allgemeinen Aussagen zuläßt. Außerdem wird bei großen Exponenten, also sehr niedriger Reflexion \bar{R} , der Gültigkeitsbereich der Satz-De Mars-Gleichung überschritten, da dann die Energiedichte auch ortsabhängig ist.

Unter der Voraussetzung hochreflektierender Resonatoren, also $1-\bar{R} \ll 1$, wird $2l\beta_0 n_i \ll 1$ und $\tau(\eta_0)$ kann entwickelt werden, wobei sich $\tau \approx t_1 \eta_0 / l\beta_0 n_i$ ergibt. Für $\eta_0 = 1$ erhält man die Verlustzeit des Resonators mit der Schwellinversion n_i zu $\tau_i = t_1 / l\beta_0 n_i$, sodaß sich τ vereinfacht darstellen läßt als $\tau = \eta_0 \cdot \tau_i$.

Ferner muß noch berücksichtigt werden, daß auch α bei der Variation veränderlich ist. α ist ja so definiert, daß bei Unterbinden induzierter Emission die normierte Inversion $\eta = \alpha$ errichtet wird. Dann ist bei der Variation α durch η_0 zu ersetzen. Dann erhält man L_m in einer nur durch η_0 und konstante Größen bestimmtem Form:

$$L_m = L_{smax} \cdot \frac{t_0}{\tau_i} \cdot \frac{\eta_0 - \ln \eta_0 - 1}{\eta_0^2}$$

$$L_m = L_{smax} \cdot \frac{t_0}{\tau_i} \cdot \frac{\eta_0 - \ln \eta_0 - 1}{\eta_0^2}$$

L_m nach η_0 differenziert ergibt:

$$\frac{\partial L_m}{\partial \eta_0} = L_{smax} \cdot \frac{t_0}{\tau} \cdot \frac{2 \ln \eta_0 - \eta_0 + 1}{\eta_0^3}$$

Ein Extremum ist vorhanden bei $dL_m/d\eta_0 = 0$, d. h., $2 \ln \eta_0 - \eta_0 + 1 = 0$ was für $\eta_0 = 3,52$ erfüllt ist.

Auch aus physikalisch Gründen handelt es sich hierbei um ein Maximum, denn im Falle zu niedriger Auskopplung ($\eta_0 > 3,52$) oder zu niedriger Rückkopplung ($\eta_0 < 3,52$) ist beide Male ein Absinken der Leistungsspitze zu erwarten.

Der Variationsfaktor $\frac{\eta_0 - \ln \eta_0 - 1}{\eta_0^2}$ zeigt in weiten Grenzen keine starke Abhängigkeit von η_0 :

η_0	1,75	3,52	7,0	14,0	28,0
Var. faktor	0,06	0,10	0,08	0,05	0,03

Der letzte Ausdruck für L_m kann gut zur Leistungsabschätzung aus der stationären Ausgangsleistung herangezogen werden, ohne daß Annahmen über die Größe der Anfangsinversion n_1 nötig sind. τ_i ist experimentell bestimmbar, τ bekannt, also auch η_0 , denn primär ist ja \bar{R}_1 , \bar{R} bekannt.

Die Pumpzeitkonstante t_0 berechnet sich zu $t_0 = t_l / (1 + w/a)$, wobei w die Pumprate, a die Rate der spontanen Emission, t_l die Lebensdauer des oberen Maserniveaus bedeutet. Die Pumprate w ist der Pumpleistung proportional, die n_1 errichtet; $w_0 = a$ errichtet Nullinversion und ist durch Schwellenergiemessung bei sehr hoher Güte mit guter Näherung bestimmbar.

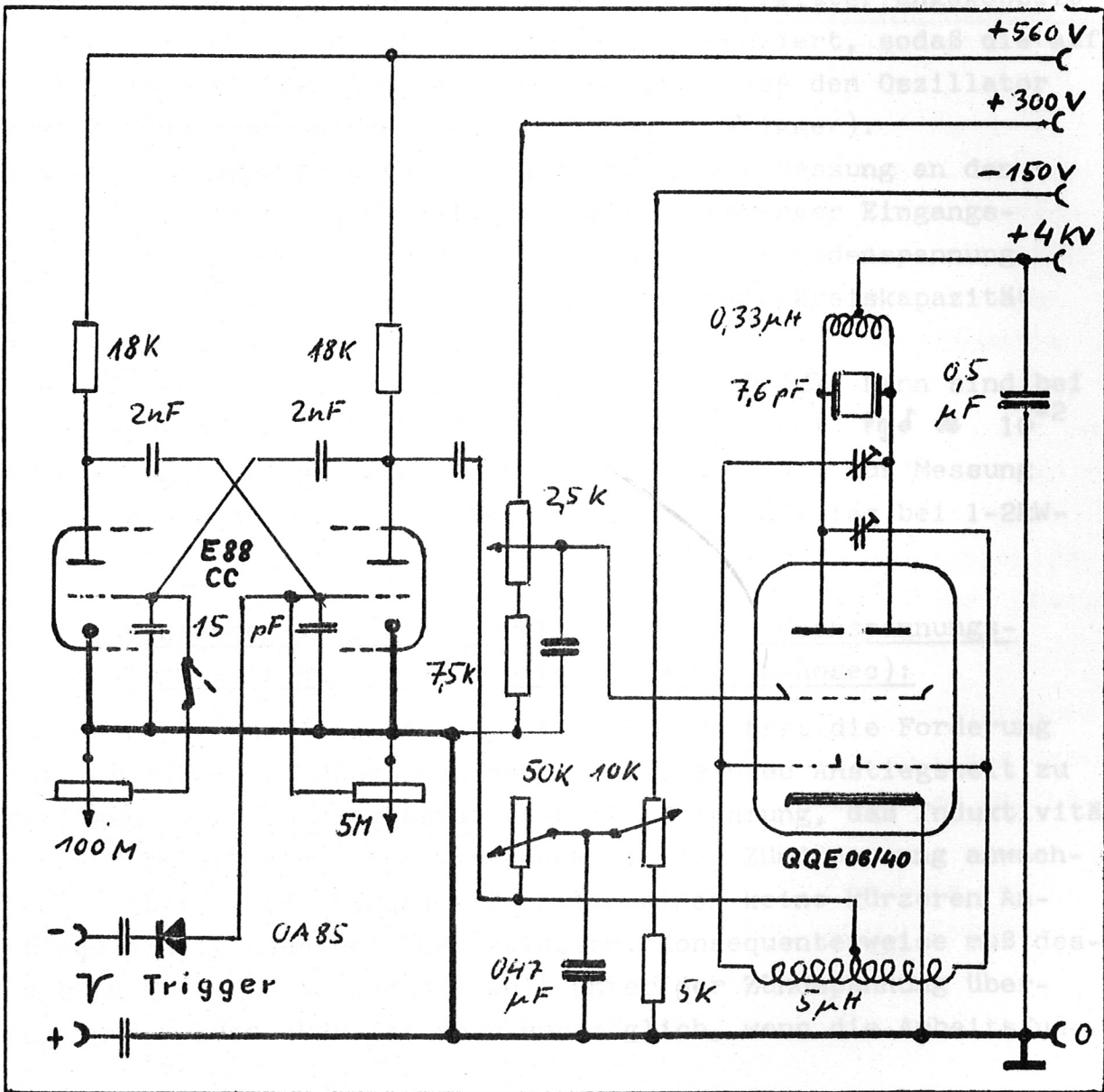
Dann ist das Verhältnis w/a durch die entsprechenden Pumpleistungen bzw. Energien auszudrücken-

Der gepulste Laser wurde mit max. 1600 Ws gepumpt; Nullinversion wurde durch ca. 380 Ws errichtet. Dann ergibt sich also w/a zu $1600/380 = 4,2$ und mit $t_l = 3 \cdot 10^{-3}$ sec wird $t_0 = 0,6 \cdot 10^{-3}$ sec.

τ_i betrug bei einer einfachen Laufzeit $t_1 = 2 \cdot 10^{-9}$ sec $4 \cdot 10^{-9}$ sec, was mit $\tau = 20 \cdot 10^{-9}$ sec auf $\eta_0 = 5,3$ führt. Die Messung von L_{smax} ergab stat. Ausgangsleistungen von 1 - 2 kW. Damit ergibt die Abschätzung für den 10MW-Laser zu erwartende Ausgangsleistungen von 11 - 21 MW.

II) Mit der Arbeit in Zusammenhang stehende technische Probleme.

1. Einstufiger, gepulster HF-Generator (100MHz, 8 kV \sim) für die äußere Modultion.



Schaltbild des HF-Generators.

Es war möglich, die erforderlichen relativ hohen Wechselspannungen mit einem einfachen Gegentaktoszillator zu erzeugen. Dadurch erübrigt sich die mit mechanischen Aufwand, Abstimm- und Kopplungsschwierigkeiten verbundene Anwendung von Hohlraumresonatoren.

Der kapazitiv rückgekoppelte Oszillator arbeitet im C-Betrieb. Die Pulsung erfolgt durch Tastung des Steuergitters: der umschaltbar mono- oder astabile Multivibrator erzeugt an der rechten Anode positive Rechteckimpulse einstellbarer Dauer und Folgefrequenz. Diese werden kapazitiv ans Steuergitter angekoppelt und dort durch den Ableitwiderstand differenziert, sodaß die auftretenden positiven und negativen Nadelimpulse den Oszillator zum An- und Ausschwingen bringen (Schmitt-Trigger).

Die Wechselspannung wurde durch symmetrische Messung an den Anoden mittels eines kapazitiven Teilers geringer Eingangskapazität (1-2 mpF; 1:20000) zu 8 kV bei 4 kV Anodenspannung festgestellt. Die Pockelszelle war als Schwingkreiskapazität zwischen den Anoden ausgebildet.

Das $\sqrt{L/C}$ -Verhältnis (7,6pF; 0,33µH) betrug 200 Ω. Dann sind bei Blindleistung von 300 kW und einem Verlustwinkel $\operatorname{tg} \delta \approx 10^{-2}$ Abstrahlungsverluste von 1,5 kW zu erwarten; die aus Messung des Anodenstroms abgeschätzte Leistungsaufnahme lag bei 1-2kW-

2. Ein einfaches Verfahren zur Erzeugung von Hochspannungsimpulsen sehr kurzer Anstiegszeit ($< 0,5$ nanosec):

Zu Beginn der Arbeiten an gepulsten Lasern trat die Forderung auf, über Hochspannungsimpulse von max. 2 nsec Anstiegszeit zu verfügen. Vorversuche bestätigten die Erfahrung, daß Induktivität und Aufbauzeit einer Funkenstrecke mit der Zündspannung anwachsen und bei Atmosphärendruck im Allgemeinen keine kürzeren Anstiege als 15 nsec bei 10kV zulassen. Konsequenterweise muß deshalb zu Elektrodenabständen weit unter der Zündspannung übergegangen werden. Das ist aber nur möglich, wenn die Arbeitsfun-

kenstrecke die Ladespannung nicht statisch zu halten braucht, d. h., wenn das Impulskabel z. B. durch eine Kabelentladung aufgeladen wird:

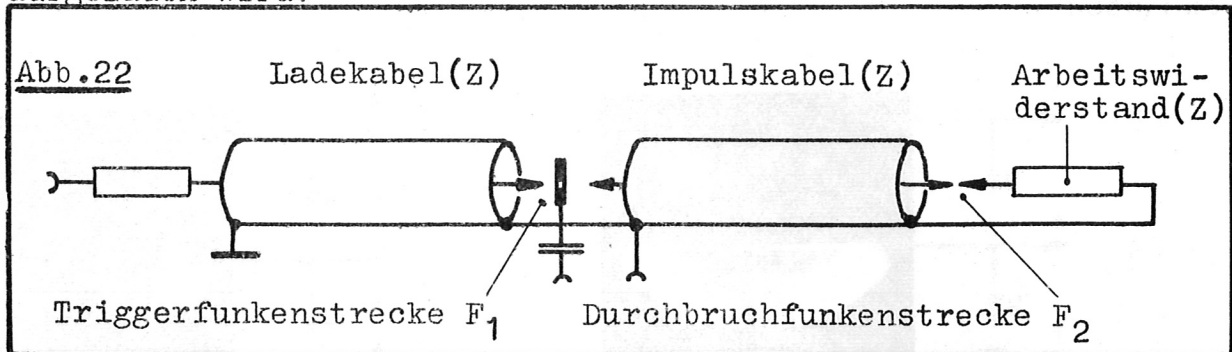


Abb. 22 Kabelschaltung zur Erzeugung von Hochspannungsimpulsen sehr kurzer Anstiegszeit.

Das Ladekabel entlädt sich über F_1 in das Impulskabel. Dessen Länge muß mindestens gleich der Länge des durch F_1 bedingten Anstiegs sein, damit sich F_1 ungestört aufbauen kann und an F_2 reproduzierbare Bedingungen z. Zt. des Durchbruchs vorliegen. Der an F_2 ankommende Anstieg der Strom-Spannung-Wanderwelle wird während der Zündverzugszeit von F_2 zunächst reflektiert, sodaß kurze Zeit die Ladespannung an F_2 ansteht. Da F_2 weit unter der Zündspannung eingestellt ist, erfolgt der Durchbruch mit sehr kurzer Aufbauzeit. - Die folgenden Oszillogramm zeigen Einzelimpulse bei freiem Durchschlagsbetrieb mit kurzgeschlossener und optimal eingestellter Durchbruchfunkenstrecke. Gemessen wurde am Arbeitswiderstand $Z = 15 \Omega$ (s. Seite 48).

Die Anstiegsverkürzung beträgt bei nur einer Durchbruchstrecke bereits den Faktor 20 - 30. Bei wiederholter serienweiser Anwendung des Verfahrens müssen noch kürzere Impulsanstiege bei höheren Impulsspannungen zu erreichen sein.

Das Verfahren verkürzt die Anstiegsflanke des Impulses naturgemäß nicht. Dieser Nachteil kann durch Schaltungen des folgenden Typs umgangen werden (s. Seite 49).

Oszillograph: Tektronix 519; 10 V/cm; 0,32 nanosec Anstieg.

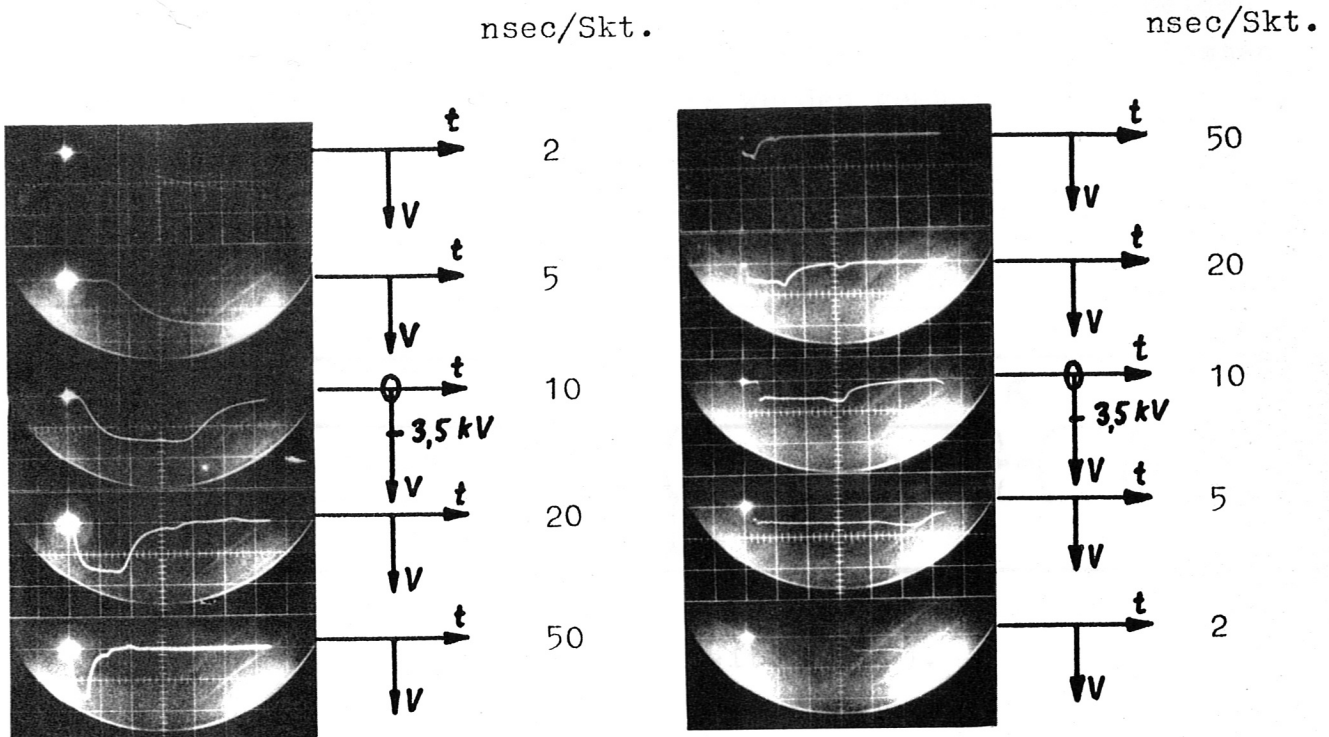


Abb. 23

Einzelimpulse bei 7 kV Zündspannung; F_2 kurzgeschlossen

Einzelimpulse bei 7,5 kV Zündspannung; F_2 optimal eingestellt

Impulsanstieg ca. 0,4 nanosec

An F_2 tritt ein Impuls von der Länge der doppelten Laufzeit des Kurzschlusskabels auf. Die Anstiegszeit dieses Impulses ist mit der Abstiegszeit identisch (s. Seite 49).

3. Pumpanordnung für den Laser.

Zur optischen Pumpung des Rubins wurde ein doppelelliptischer Reflektor konstruiert. Der Laserstab (9,5mm x 75 mm) befindet sich in der gemeinsamen Brennpunktlinie der beiden ellipt. Zylinder, die stabförmigen Blitzlampen (Osram B15159, 800Vs) in den anderen.

Die Abbildungsfehler nehmen mit steigender Exzentrizität der Ellipse zu; der für die direkte Abbildung verlorene Raumwinkelanteil nimmt mit steigender Exzentrizität ab. Zwischen beiden gegenläufigen Effekten muß ein günstiger Kompromiß geschlossen werden. Die Abmaße des Reflektors wurden gewählt zu:

Große Halbachse: $a = 35\text{ mm}$; kleine Halbachse: $b = 28,7\text{ mm}$;
Brennweite: $e = 20\text{ mm}$; Verlustwinkel 61° (gegenüber 2π);
Länge des Reflektorraumes: 75 mm .

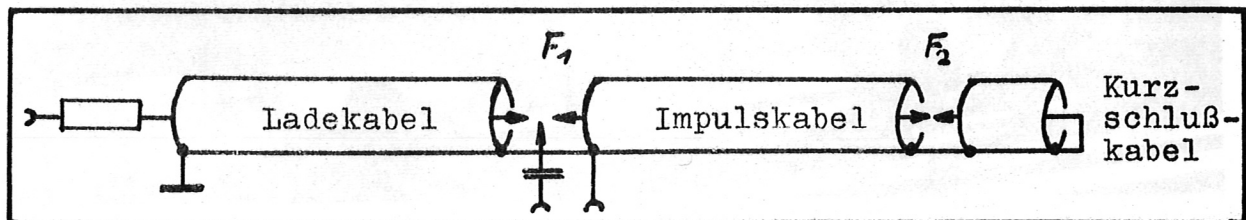


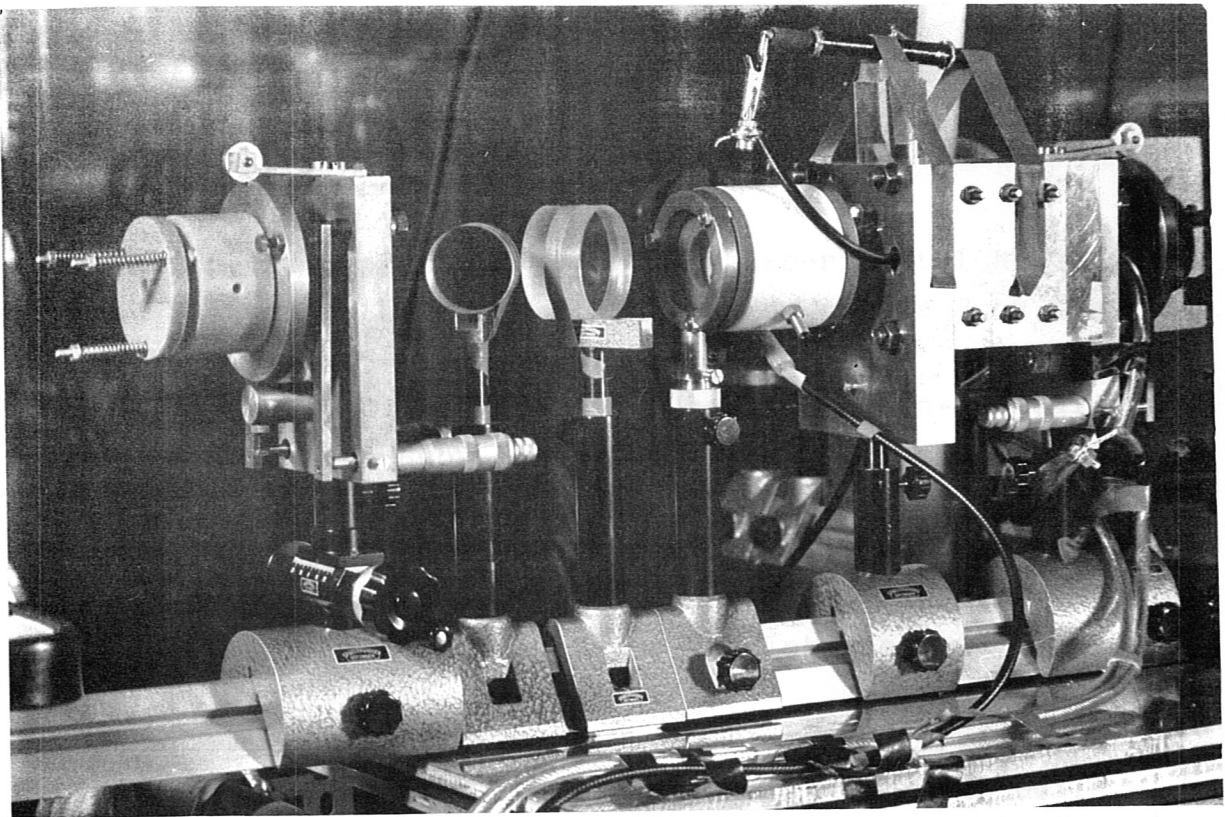
Abb. 25 Kabelschaltung zur Erzeugung von Hochspannungsimpulsen sehr kurzer Dauer (s. Seite 48,47).

Unter Berücksichtigung des Verlustwinkels erlaubt diese Anordnung etwa die 1,7-fache Strahlungsdichte im Rubin zu erreichen wie mit einer einzelnen Lampe. Bei einer max. Eingangsenergie der Pumpe von 1600 Ws und einem Schwellwert von 480 Ws ist eine genügend starke Überpumpung des Lasers gesichert.

Die elektrischen Daten der Kondensatorbatterie sind:

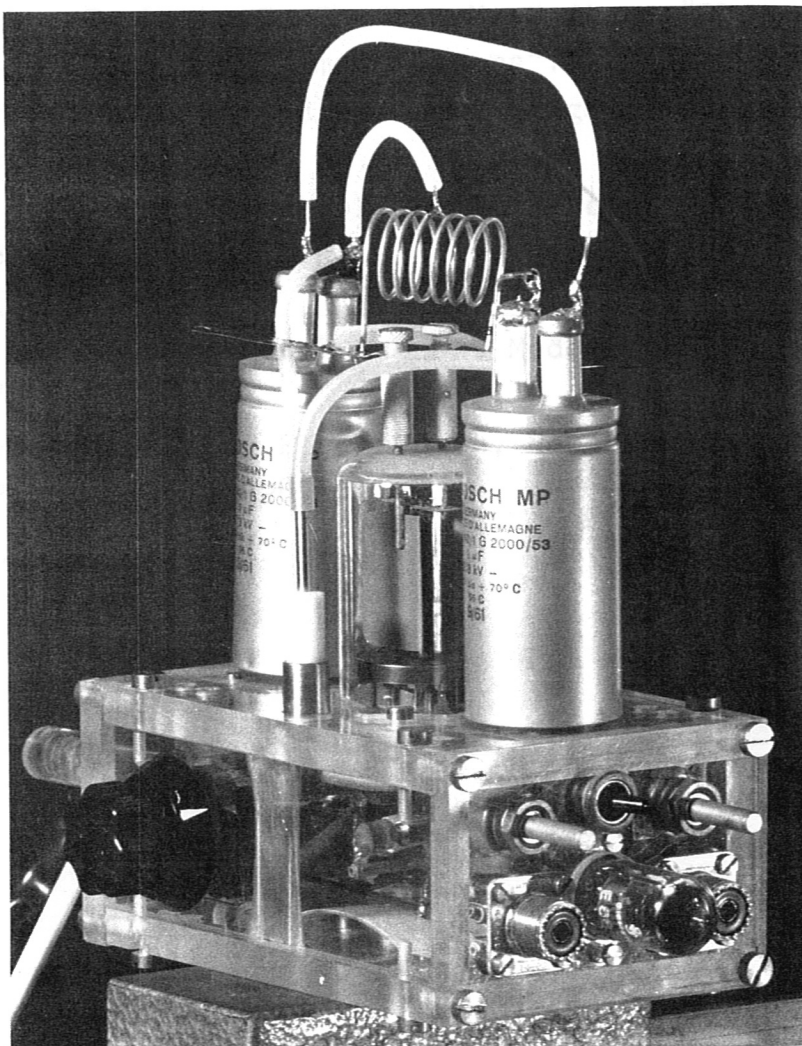
Kapazität: $960\ \mu\text{F}$; Induktivität: $212\ \mu\text{H}$; Dämpfungswiderstand der Lampen (in Serie) : $0,3\ \Omega$; Halbwertsdauer des Pumplichts: ca. $1000\ \mu\text{sec}$.

Da der Entladungskreis ($\sqrt{L/C} = 0,47\ \Omega$) mit $0,3\ \Omega$ nur ungenügend gedämpft ist, tritt nach der Hauptentladung eine 2. Halbwelle auf, in der ca. $1/7$ der Gesamtlichtenergie für den Pumpvorgang verloren geht.



VERSUCHSAUFBAU DES GEPULSTEN 10MW - LASERS

GEPULSTER 100MHz-HF-GENERATOR FÜR 8 kV



LITERATURVERZEICHNIS

- 1 E. Fünfer, B. Kronast, H.-J. Kunze: "Experimental Results on Light Scattering by a θ - Pinch Plasma Using a Ruby Laser ". Physics Letters 5 (1963) 125.
- 2 F. R. Marshall, D. L. Roberts: "Use of Electro-Optical Shutters to Stabilize Ruby Laser Operation". Proceedings of the IEEE 50 (1962) 2108.
- 3 F. Kohlrausch: "Praktische Physik". Bd. 1, 605.
- 4 W. M. Macek, R. Kroeger, J. R. Schneider: "Microwave Modulation of Light". Presented at the IRE International Convention, New York City (1962).
- 5 Laut privater Mitteilung von Herrn Dipl. Ing. Friedrich Lindenberger, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, wurde bei hohen Spannungen eine starke Zunahme des Verlustwinkels von Nitrobenzol beobachtet.
- 6 I. F. Kaminow: "Microwave Modulation of the Electro-Optic Effect in KH_2PO_4 ". Physical Review Letters 6 (1961) 528
- 7 H. Statz, C. Luck, C. Shafer, M. Ciftan: "Observations on Oscillation Spikes in Multimode Lasers". Advances in Quantum Electronics (1961), edited by J. R. Singer, New York Columbia University Press, 342.
- 8 R. W. Hellwarth: "Control of Fluorescent Pulsations". Advances in Quantum Electronics, New York Columbia University Press, 1961, 334.
- 9 A. G. Fox, Tingye Li: "Resonant Modes in a Maser Interferometer". Advances in Quantum Electronics, New York Columbia University Press, 1961, 528.