

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 58 (1967)
Heft: 13

Artikel: Laser-Riesenimpulstechnik
Autor: Röss, D.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916265>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 02.04.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

Gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV)
und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)

Laser-Riesenimpulstechnik ¹⁾

Von D. Röss, München

621.375.029.6 : 535.2.621.374

1. Technik der Riesenimpulserzeugung

Von R. W. Hellwarth wurde eine einfache Methode zur impulsartigen Gütesteuerung von Laserresonatoren angegeben [1]²⁾, durch die es gelingt, kurze kohärente Lichtimpulse, sog. Riesenimpulse (giant-pulse), mit hoher Spitzenleistung zu erzeugen [2]. Zahlreiche neue Erkenntnisse, insbesondere auf dem Gebiet der nichtlinearen Optik, beruhen auf der Anwendung von Riesenimpulsen. Die experimentelle Technik wurde in den letzten Jahren verfeinert. Es soll ein Überblick über den Stand der Technik gegeben werden. Zur Einführung in die allgemeine Lasertechnik sowie in die umfangreiche ältere Literatur sei auf [3] verwiesen; im folgenden werden nur neuere Arbeiten zitiert.

In Fig. 1 ist das Schema eines RiesenimpulsLasers aufgezeichnet. In einem, in der Regel aus zwei Spiegeln gebildeten optischen Resonator befindet sich das Lasermaterial mit der Verstärkung V pro Durchgang sowie ein optischer Schalter mit der Transmission T . Die Schwellbedingung des Laseroszillators lautet mit R als mittlerer Spiegelreflexion:

$$RVT = 1 \quad (1)$$

Zur Erzeugung von Riesenimpulsen wird die Anfangstransmission des Schalters T_1 klein gewählt, und dem Lasermaterial wird Pumpenergie zugeführt, bis eine hohe Verstärkung erreicht ist, wobei jedoch die Ringverstärkung unter der Schwellverstärkung nach Gl. (1) bleibt:

$$R \cdot V(t) \cdot T_1 < 1 \quad (2)$$

Im Zeitpunkt t_1 wird die Transmission des Schalters (oder die Verstärkung) auf Werte erhöht, für die gilt:

$$R \cdot V_1(t_1) \cdot T_2 > 1 \quad (3)$$

Im Idealfall geht die Transmission nach der Umschaltung gegen 1:

$$T_2 \rightarrow 1$$

Mit der «überkritischen» Anfangssituation in Gl. (3) bildet sich nach dem Schaltvorgang im Resonator eine steil anwach-

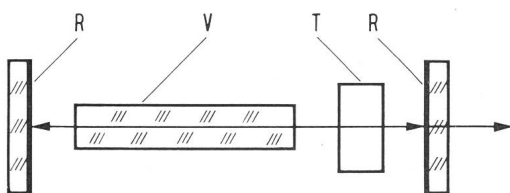


Fig. 1

Schematischer Aufbau eines RiesenimpulsLasers

$R = R_1 R_2$ mittlere Spiegelreflexion; V Verstärkung des Lasermaterials pro Durchgang; T Transmission des Schalters

sende Lichtlawine aus. Man kann ihren Verlauf für einen aktiven Schalter (passive Schalter s.u.) leicht abschätzen. Pro Durchgang durch den Resonator wächst die Quantenzahl q um den Faktor $R \cdot V_1(t_1) \cdot T_2$ an:

$$\frac{dq}{dt} = q \frac{RV_1 T_2 - 1}{L/c_0} \quad (4)$$

L/c_0 ist die Laufzeit der Quanten durch den Resonator mit L als optischer Resonatorlänge ($L = \sum \mu_i l_i$; μ_i Brechungsindizes

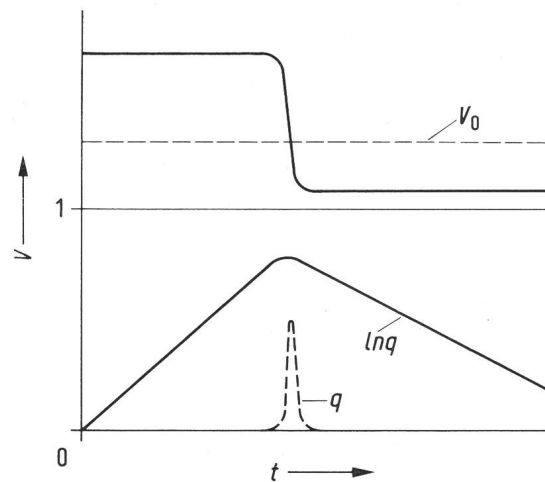


Fig. 2

Schematischer Verlauf von Verstärkung V und Quantenzahl q in einem Riesenimpuls

t Zeitachse

der verschiedenen Komponenten; l_i deren Länge) und c_0 als Lichtgeschwindigkeit.

Im ersten Anstieg bleibt die Verstärkung von der Quantenzahl unabhängig, und man kann mit $dV/dt \approx 0$ integrieren:

$$\frac{q}{q_0} = e^{(RV_1 T_2 - 1) \frac{t}{L/c_0}} = e^{(V_1/V_0 - 1) \frac{t}{L/c_0}} \quad (5)$$

V_0 ist die Schwellverstärkung des Lasers bei geöffnetem Schalter nach Gl. (1):

$$V_0 = \frac{1}{RT_2}$$

In Fig. 2 ist der Verlauf des Impulses schematisch skizziert. Solange die Rückwirkung der Quantenzahl auf die Verstär-

¹⁾ Vortrag, gehalten an der Königlich Technischen Hochschule in Stockholm am 28. März 1967.

²⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

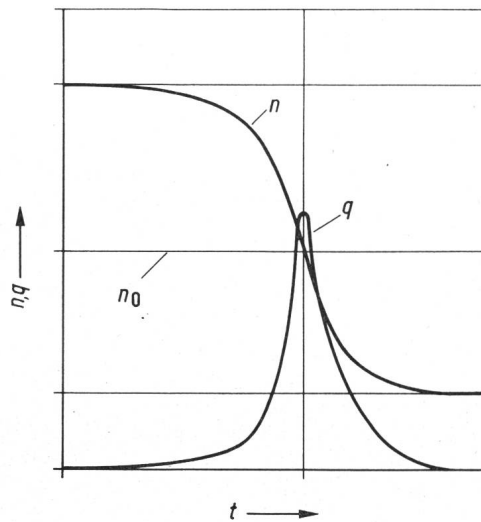


Fig. 3

Typischer Verlauf von Inversion n (n entspricht $V-1$) und Quantenzahl q (nach [7])
 t Zeitachse

kung klein ist, wächst die Lichtlawine exponentiell an mit der Zeitkonstanten δ_1 :

$$\delta_1 = \frac{L}{c_0} \left(\frac{V_1}{V_0} - 1 \right)$$

Bei hoher Quantenzahl bricht die Verstärkung durch Sättigung in sehr kurzer Zeit zusammen: $V \rightarrow 1$. Danach fällt der Impuls mit der Relaxationszeit des passiven Resonators δ_2 ab:

$$\delta_2 = \frac{L}{c_0} \cdot \frac{1}{1 - RT_2} \quad (7)$$

Der Impulsverlauf in der Nähe des Umschlagpunktes kann aus den nichtlinearen Bilanzgleichungen des Lasers berechnet werden [4; 5; 6; 7]. In Fig. 3 ist nach [7] der typische Verlauf von Inversion und Quantenzahl dargestellt. Da in der Praxis die genaue Impulsform durch zusätzliche Effekte erheblich von den Ergebnissen der einfachen Theorie abweicht, genügt für eine elementare Betrachtung obige Abschätzung. Es sei nur noch bemerkt, dass eine vollständige Sättigung $V \rightarrow 1$ und damit eine optimale Ausnutzung der gespeicherten Energie voraussetzt, dass die Verstärkung gross gegen die Schwellverstärkung ist ($V/V_0 \gg 1$), und dass ausserdem die Umschaltung $T_1 \rightarrow T_2$ in einer Zeit erfolgt, die kleiner ist als die Anstiegszeit δ_3 bis zur Impulsspitze. Für diese Anlaufzeit kann man bei gegebenem Anfangswert q_0 und Spitzenwert q_1 abschätzen:

$$\delta_3 = \delta_1 \ln \frac{q_1}{q_0} \quad (8)$$

Zu diesen elementaren Überlegungen seien einige zahlenmässige Beispiele angegeben. Als Material für Riesenimpuls-laser wird überwiegend Rubin mit der Emissionswellenlänge von $0,6943 \text{ \AA}$ verwendet. Daneben kommen Neodymglass und YAG:Nd³⁺ (Yttrium-Aluminium-Granat) zur Anwendung mit einer Emissionswellenlänge von $1,06 \text{ \mu m}$. Es sei die Abschätzung für relativ kleine Materialvolumina durchgeführt und mit einem Stab von 5 cm Länge bei 1 cm^3 Volumen ($\approx 5 \text{ mm } \varnothing$) gerechnet. In einem günstigen Pumpsystem wird für Rubin $V = 3$, für Neodymglass $V = 2$ und für YAG:Nd³⁺ $V = 20$ erreicht. Es sei mit einer mittleren Rückkopplung von $RT_2 = 0,8$ und einem Verhältnis der Spitzenleistung zum Anfangswert von $q_1/q_0 = 10^{15}$ gerechnet. Damit erhält man mit einer optischen Resonatorlänge von 15 cm :

	Rubin	Neodymglass	YAG:Nd ³⁺
δ_1	2,5 ns	5 ns	0,26 ns
δ_2	86 ns	172 ns	9 ns
δ_3	2,5 ns	2,5 ns	2,5 ns

Nach einer Verzögerungszeit von 86 ns erhält man für Rubin einen etwa symmetrischen Impuls, dessen Dauer sich aus der Summe der Anstiegs- und Abfallzeitkonstanten zu grössenordnungsmässig 5 ns ($1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$) ergibt. Nach Gl. (6) und (7) wird der Impuls symmetrisch für $V/V_0 \approx 2$. Beim YAG-Laser mit seiner hohen Verstärkung erhält man einen Impuls mit sehr steilem Anstieg bei vergleichsweise langsamem Abfall. Durch Wahl einer geringeren Spiegelreflexion kann der Impuls verkürzt werden. Mit einer unverspiegelten Glasplatte als Reflektor ($R \approx 0,16$) würde sich eine Anstiegszeit $\delta_1 = 0,25 \text{ ns}$ und eine Abfallzeit $\delta_2 = 0,6 \text{ ns}$, also eine Gesamtpulslänge von rund 1 ns ergeben.

Die gespeicherte Energie ist in Rubin bei Anregung aller Ionen durch die relativ geringe Dichte ($0,035 \%$) der Chromionen auf rund $4,5 \text{ Wscm}^{-3}$ begrenzt. Davon könnte in einem Riesenimpuls maximal die Hälfte in kohärente Strahlung umgesetzt werden; der Rest geht in dem Drei-Niveau-Material als spontane Emission verloren. In der Praxis kann man sicher nur etwa mit Werten von $0,1 \text{ Wscm}^{-3}$ rechnen. Bei den hochdotierten ($1,5 \dots 6 \%$) neodymhaltigen Vierniveau-Materialien kann an sich eine höhere Energie gespeichert werden, die ausserdem nahezu vollständig in kohärente Strahlung umsetzbar ist. Es sei hier jedoch nur mit einer erzielbaren Energie von $0,1 \text{ Wscm}^{-3}$ gerechnet.

Aus den abgeschätzten Zeiten folgen für etwa dreieckförmige Impulse Spitzenleistungen von 40 MW für Rubin und von rund 500 MW für YAG:Nd³⁺ bei den gegebenen Abmessungen. In der Praxis beobachtet man durch verschiedene dispergierende Effekte (s.u.) wesentlich längere Impulse und damit niedrigere Spitzenleistungen.

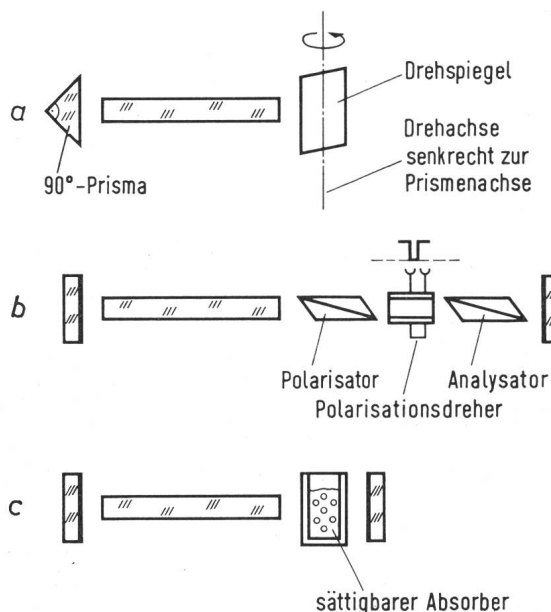


Fig. 4

Q-Schalter

a Drehspiegel; b Polarisationschalter; es ist angenommen, dass die Schaltzelle im gesperrten Zustand die Polarisationssebene um 90° dreht; c sättigbarer Absorber

2. Güteschalter

2.1 Drehspiegel

Besonders einfache Güteschalter sind Drehspiegel. Nach Fig. 4a wird vorteilhaft ein gefalteter Resonator mit einem 90°-Prisma als 100-%-igem Reflektor verwendet. Bei Orientierung der Prismenkante senkrecht zur Rotationsachse des Spiegels ist die Anordnung unempfindlich gegen die Justierung der Drehachse. In dem skizzierten Beispiel wird ein rotierender ebener Spiegel mit $R < 1$ zur Auskopplung verwendet. Natürlich ist es auch möglich, das Prisma rotieren zu lassen. Für den Antrieb werden vorteilhaft kleine Elektromotoren mit Umdrehungszahlen von 20...30000 U/min verwendet (Motor und Spiegelaufhängung müssen sorgfältig ausgewuchtet sein). Zur Synchronisation des Pumpblitzes wird ein Phasenabtaster in Form einer rotierenden Lochblende mit Lichtschranke oder eines Magneten mit feststehender Induktionsspule verwendet. Durch Verdrehen des Abtasters kann der Zündzeitpunkt geändert werden.

Drehspiegel bringen als einzige der im folgenden beschriebenen Schalter gegenüber dem normalen Laserbetrieb keine zusätzlichen Verluste. Dem steht der Nachteil gegenüber, dass sie stets «langsame Schalter» sind. Übliche Rubinlaser in gedrängter Bauweise schwingen bei Spiegeldejustierungen um $\pm 0,5^\circ$ aus der Parallellage an. Für das Überstreichen des Rückkoppelbereiches ist damit bei 30000 U./min eine Schaltzeit von rund 3 μ s zu erwarten, die erheblich grösser als die Impulsanstiegszeit bei plötzlichem Schalten ist. Es bilden sich dann, in guter Übereinstimmung zwischen der experimentellen Beobachtung und der theoretischen Analyse [8], mehrere Impulse abnehmender Leistung aus.

In der Praxis begegnet man diesem Problem dadurch, dass man sehr lange Resonatoren verwendet. Hiedurch wird nach Gl. (6) die zulässige Schaltzeit grösser; ausserdem nimmt wegen der höheren Richtungsselektion der rückkoppelnde Winkelbereich ab. Zusätzlich arbeitet man oft in der Nähe der Schwelle bei kleiner Verstärkung pro Durchgang; dies führt allerdings zu niedrigem Wirkungsgrad, so dass grosse Materialvolumina zur Erzielung hoher Impulsenergien verwendet werden müssen.

Bei geschicktem Aufbau gelingt es, Einzelimpulse von 30...50 ns Dauer mit Leistungen im Bereich 1...5 MWcm⁻³ zu erzeugen. Durch die hohe transversale Modenselektion langer Resonatoren und den einfachen Resonatoraufbau ist es relativ leicht, die Strahlung nahezu beugungsbegrenzt zu erhalten. Die bei grossem Spiegelabstand hohe achsiale Modendichte führt in der Regel zur Emission eines breiten Bandes dicht liegender Frequenzen. Die Umschaltzeit kann durch zusätzliche richtungsselektive Elemente im Resonator verkürzt werden; hierfür werden Lummer-Gehrcke-Platten verwendet [9; 10].

2.2 Kerrzellen und Pockelszellen

Sehr schnelle, elektronisch steuerbare Schalter können unter Ausnutzung der elektrooptischen Effekte durch Drehung der Polarisationssebene in einem in seiner Polarisationsseigenschaft festgelegten Resonator realisiert werden. Fig. 4b zeigt das Grundschemata, das in vielfältiger Weise abgewandelt werden kann. Durch einen Polarisator wird im Resonator nur eine Polarisationsrichtung zugelassen. Ein elektrooptischer Schalter mit Analysator dreht bei Anlegen eines Steuersignales die Polarisationssebene um 90° und sperrt damit den Resonator.

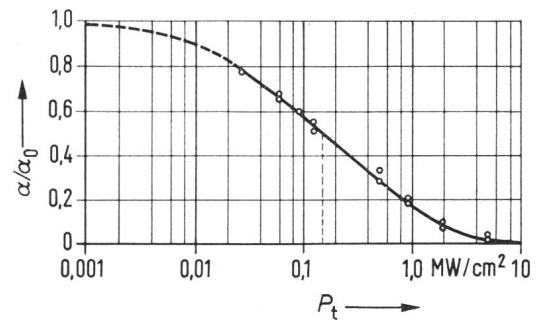


Fig. 5
Sättigung der Absorption von metallfreiem Phthalocyanin mit Rubinlaserstrahlung
 α Absorptionskoeffizient; α_0 Wert für kleine Laserleistung;
 P_t Laserleistung

Als Schalteffekte werden einmal der quadratische Kerr-Effekt in Nitrobenzol, zum anderen der lineare Pockeleffekt in elektrooptischen Kristallen wie KDP (Kaliumdihydrogenphosphat) oder LiNbO₃ verwendet.

Beim Kerreffekt und beim transversalen Pockeleffekt sinkt die nötige Steuerspannung mit dem Verhältnis von Zellenlänge zu Zellenlänge. Für Riesenimpuls laser lässt sich dies nur beschränkt ausnutzen. Kerrzellen müssen zur Unterdrückung des stimulierten Ramaneffektes kurz gehalten werden; bei Kristallzellen muss der Querschnitt wegen der Zerstörungsgefahr bei hoher Leistungsdichte gross bleiben. Die notwendigen Steuerspannungen liegen daher hier bei 10...20 kV, während bei schlanken, transversalen Modulatoren für kleine Leistungen bereits Werte von einigen 100 V erreicht werden.

Als Polarisator kann bei niedriger Verstärkung für Rubin die Polarisationsabhängigkeit der Verstärkung selbst ausgenutzt werden. Bei hoher Verstärkung sind Glasplattensätze geeignet, während Kristall-Polarisatoren leicht zerstört werden. Durch Anordnung des Modulators als steuerbares $\lambda/4$ -Plättchen kann die Funktion von Polarisator und Analysator mit einem Element erfüllt werden.

Die zahlreichen zusätzlichen Flächen im Resonator erfordern bei elektrooptischen Schaltern eine genaue Justierung aller Elemente zur Vermeidung von Reflexionsverlusten. Mit grossvolumigen Lasern wurden Spitzenleistungen von 100 bis 1000 MW bei 10 ns Impulsdauer erreicht; ein typischer Wert ist 10 MWcm⁻³.

Unter Verwendung des Analysators als Auskoppelement des Resonators [6] (Fig. 4b) gelang es inzwischen durch zweimaliges Umschalten der Polarisationsrichtung während des Riesenimpulses, die Dauer des ausgekoppelten Impulses auf die einmalige Durchlaufzeit des Resonators (≈ 1 ns) zu reduzieren [11; 12]. Die Schwierigkeit dieser der Auskoppelmodulation [13] entsprechenden Technik liegt in der genauen Zeitsteuerung; die Ergebnisse sind bisher nicht reproduzierbar.

Ohne zusätzliche Selektion schwingen bei elektrooptischen Schaltern zahlreiche achsiale Moden des Resonators.

2.3 Sättigbare Absorber

Besonders interessant ist die Güteschaltung durch Sättigung absorbierender Materialien nach Fig. 4c. Eine Absorberzelle im Resonator enthält eine Substanz, deren Absorption für die Laserwellenlänge wie in Fig. 5 mit wachsender Strahlungsdichte abnimmt. Bei den meist verwendeten Farbstoffen der Cyaningruppe entsteht die Sättigung durch Ansammeln der Moleküle in einem Niveau relativ langer Lebensdauer (Relaxationszeit) eines Drei-Niveau-Systems. In diesem System

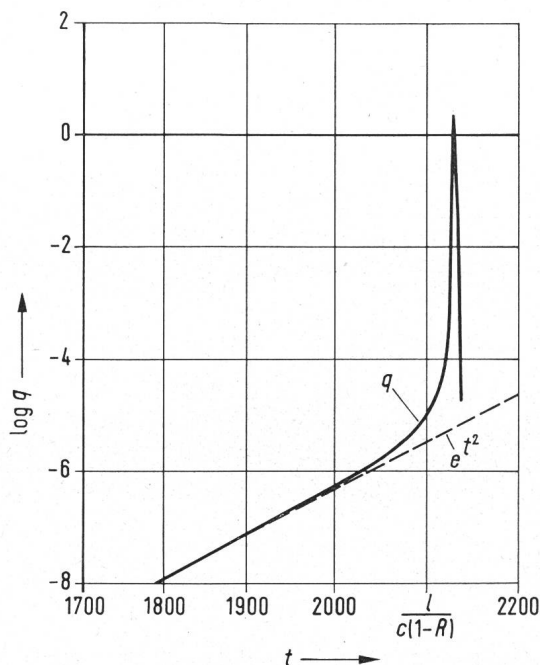


Fig. 6
Impuls bei sättigbarem Absorber
(nach [19])

q Quantenzahl; e^{qt^2} Verlauf ohne Sättigung; t Zeitachse; l Resonatorlänge; c Lichtgeschwindigkeit; R Spiegelreflexion

tritt Inversion auf; entsprechend wurde Laserfunktion nachgewiesen [14; 15; 16]. Bei den sättigbaren Anlaufgläsern [17] entsteht die Sättigung durch eine reversible Verschiebung der Absorptionskante nach kürzeren Wellenlängen [18].

Bei solchen Anordnungen ist zunächst die Transmission T_1 der Zelle konstant, und die zeitlich ansteigende Verstärkung $V(t)$ bestimmt den Einsatz einer normalen Laserschwingung zur Zeit t_1 nach:

$$V(t_1) \cdot R T_1 \approx 1 \quad (9)$$

Die anwachsende Photonenlawine «pumpt» den Absorptionsübergang, und T_0 nimmt ab. Ohne diesen Effekt würde unter dem weiterwirkenden Einfluss der Pumplichtquelle mit $V = 1 + \alpha t$ die Lichtlawine wie $e^{+\alpha t}$ anwachsen. Bereits sehr geringe Sättigung führt schon weit unter der eigentlichen Sättigungsleistung zu einer Versteilerung des Anstiegs (Fig. 6) [19]. Für hohe Leistungsdichte geht $T \rightarrow 1$. Typische Sättigungsleistungen liegen bei 100 kWcm^{-2} . Bei kleineren Spitzenleistungen geht der Hauptteil der Energie im Absorber verloren, während die Impulsverkürzung bereits beobachtet wird [20]. Für Spitzenleistungen oberhalb 1 MWcm^{-2} ist der Verlust durch die Schaltzelle im allgemeinen vernachlässigbar.

Auffallend ist im Vergleich zu aktiv geschalteten Lasern die lange Anlaufzeit im e^{t^2} -Bereich, die im Bereich von $10 \mu\text{s}$ liegen kann. Dies führt zu einer starken Diskriminierung zwischen verschiedenen Transversalmoden auch bei nur kleinen Unterschieden in den Beugungsverlusten (gekrümmte Resonatoren; s. u.).

Ausserdem führt die Zeitabhängigkeit der Schwellbedingung Gl. (9) zu einer starken achsialen Modenselektion, da Moden in der Linienmitte zuerst die Schwelle erreichen. Wenn der in der Linienmitte liegende Mode die Verstärkung sättigt, bevor andere Moden die Schwellbedingung erfüllen, ist die Emission monofrequent.

Zu den meist verwendeten Farbstoffen gehören das metallfreie Phthalocyanin mit der ungewöhnlich langen Relaxationszeit von $1 \mu\text{s}$ [21], Vanadium-Phthalocyanin und andere Metall-

Phthalocyanine sowie Cryptocyanin, deren Relaxationszeiten im Nanosekundenbereich liegen. Für die $1,06\text{-}\mu\text{m}$ -Linie ist ein sättigbarer Polymethinfarbstoff bekannt, dessen Relaxationszeit kleiner 1 ns ist.

Sättigbare Absorber sind als extrem schnelle Schalter zu betrachten. Bei passend gewählter Anfangstransmission entsteht in einem Pumpimpuls nur ein Riesenimpuls, bei niedrigerer Absorption können Impulsserien erzeugt werden. Spitzenleistungen von 10 MWcm^{-3} bei 10 ns Impulsdauer werden bereits in kleinen Volumina beobachtet. Die Emission kann relativ leicht beugungsbegrenzt und monofrequent erhalten werden.

Die Funktion von Absorptionsschaltern ist an sich reversibel; allerdings beobachtet man bei den meisten Farbstofflösungen eine Zersetzung unter der Einwirkung des Laserlichtes; teilweise sind die Farbstoffe auch gegen Tageslicht empfindlich. Zur Abscheidung ungelöster Kristallite sollten die Lösungen sorgfältig filtriert werden. Eine Verbesserung der Stabilität wird durch Sättigen der Lösungen mit Edelgasen und luftdichtem Verschluss erreicht. Bei hoher Impulsfrequenz ist es sinnvoll, die Farbstofflösung in einem Filterkreis umlaufen zu lassen. Der erwähnte Farbstoff für $1,06 \mu\text{m}$ ist empfindlich gegen Epoxydharze; die verwendeten Küvetten sollten entweder verschweisst oder mit einem geeigneten Kunststoff gedichtet sein.

Andere passive Schalter wie absorbierende Filme [22] oder Polarisationsfilter [23] haben neben den Farbstofflösungen keine praktische Bedeutung.

2.4 Akustische und sonstige aktive Schalter

Von DeMaria und Mitarbeitern wurden in vielen Varianten Ultraschallzellen zur Gütesteuerung des Resonators verwendet [24; 25]. Je nach der Wellenlänge der Ultraschallschwingung wirkt die Zelle als Beugungsgitter oder als Linse. Im Vergleich zu elektrooptischen Schaltern hat diese Technik für die Einzelimpulssteuerung weniger Anwendung gefunden. Gleiches gilt für die Schaltung der Polarisationssebene mit Faraday-Drehern, die Beeinflussung der Materialverstärkung durch elektrische oder magnetische Felder und die Steuerung der Totalreflexion von Prismenreflektoren durch optischen Tunnelleffekt.

3. Resonatorprobleme

3.1 Förderliche Spiegelreflexion; Materialzerstörung

Bei einer mittleren Spiegelreflexion R ist der Leistungsfluss der Laserstrahlung im Resonator um den Faktor $1/(1-RT_2)$ grösser als im externen Strahl; bei $R = 0,95$ und $T_2 = 1$ entspricht also einer Laserleistung von 10 MWcm^{-2} im Innern des Resonators bereits eine Leistungsdichte von 200 MWcm^{-2} . Bei diesem Pegel treten Materialzusammenbrüche an Spiegeln und Oberflächen auf. Etwa ab $200\text{--}400 \text{ MWcm}^{-2}$ werden auch im Innern von Rubin Zerstörungen beobachtet, wobei die Zerstörungsschwelle stark von der Güte des Kristalls und vom Resonatoraufbau abzuhängen scheint.

Oberhalb 10 MWcm^{-2} wird ausserdem in längeren Flüssigkeitszellen Selbsteinschnürung des Laserstrahls (light-bunching) mit stimuliertem Ramaneffekt beobachtet; zusätzlich tritt stimulierte Brillouinstreuung an Festkörpern auf. Verbunden mit der Strahleinschnürung ist eine Senkung der Schwelle für Materialzerstörungen.

Man wird in der Praxis bemüht sein, durch starke Auskoppelung aus dem Resonator die Leistungsdichte im Innern nur

unwesentlich höher als im äusseren Strahl werden zu lassen (dies gilt natürlich nicht, wenn Experimente im Innern des Resonators ausgeführt werden sollen). Bei einer mittleren Spiegelreflexion von 0,5 ist die Überhöhung nur noch zweifach, so dass sich eine weitere Reduzierung von R nicht mehr lohnt. Mit einem 100 % reflektierenden Spiegel hat der auskoppelnde Spiegel dann eine Reflexion von $R \approx 25\%$. Bei Rubin und YAG:Nd³⁺ ist für solche Werte auch bei kurzen Stäben von 5...7 cm Länge noch eine wesentlich über der Schwelle liegende Verstärkung und damit ein ausreichender Wirkungsgrad erreichbar. Bei Glaslasern müssen längere Stäbe vorgesehen werden.

Teilweise werden für Riesenimpulslaser spezielle, verlustarme dielektrische Spiegel verwendet (high field-strength layers). Meistens umgeht man das Zerstörungsproblem solcher Schichten durch Verwendung eines 90°-Prismas und einer unbeschichteten planparallelen Platte (Etalon) als Reflektoren. Die Reflexion des Etalons beruht allein auf der Fresnelschen Oberflächenreflexion; durch Interferenz ist die Reflexion frequenzabhängig. Mit μ als Brechungsindex des Etalons ist für die Reflexionsmaxima:

$$R = \left(\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 1} \right)^2$$

Für Glas mit $\mu = 1,5$ wird $R = 15\%$; für Saphir mit $\mu = 1,78$ ist $R = 27\%$.

Wesentlich für die Lebensdauer der optischen Bauteile ist äusserste Sauberkeit aller vom Laserstrahl durchsetzten Oberflächen. Zerstörungen an den Küvetten von Farbstoffschaltern greifen oft an Kohleabscheidungen aus früheren Impulsen an und können durch ein Umlaufsystem (s.o.) vermieden werden.

3.2 Radiale Dispersion des Riesenimpulses bei inhomogener Inversion

Im Querschnitt der Laserstäbe ist die Inversion im allgemeinen inhomogen; bei optisch dünnen Stäben hat sie in der Regel ein Maximum in der Stabmitte.

Wenn verschiedene Querschnittselemente entkoppelt schwingen können, dann hat die Lichtlawine unter diesen Voraussetzungen eine radiusabhängige Anstiegszeit [26; 27]. In der Stabmitte wird die Spitzenamplitude zuerst erreicht; die Impulse der weiter aussen gelegenen Bereiche überlagern sich der Emission der Stabmitte mit zunehmender Verzögerung. Dieses Verhalten ist nach der theoretischen Analyse in Fig. 7a dargestellt. Es wird durch die Kurzzeitphotographie des Nahfeldes eines Rubinlasers (Fig. 7c) bestätigt [28]. Der Dispersionseffekt kann zu einer Verlängerung des Riesenimpulses um eine Grössenordnung gegenüber der einfachen Analyse führen (Fig. 7b); ausserdem sinkt der Wirkungsgrad, da in den Randbereichen V/V_0 immer kleiner wird.

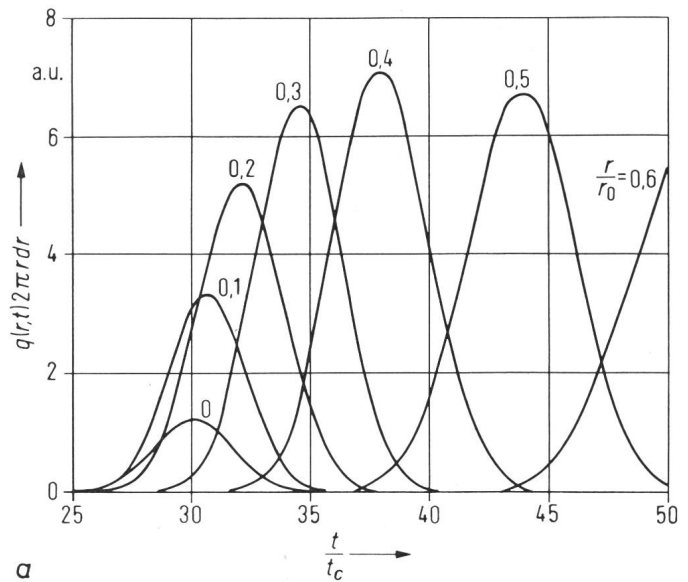
Zur Kompensation des unerwünschten Effektes wurde vorgeschlagen:

- Kopplung des gesamten Querschnittes durch eine beugungsbegrenzende Blende;
- Kompensation der Schwellbedingung über den Querschnitt durch eine radiusabhängige Rückkopplung:

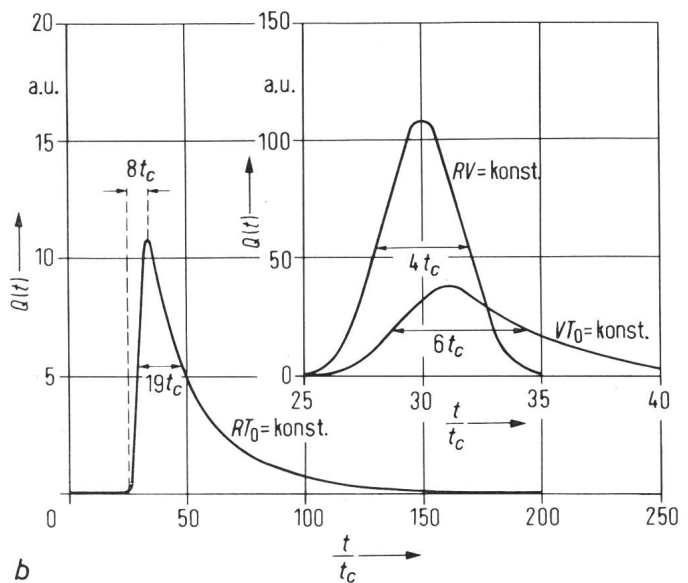
$$R(r) \cdot V(r) \cdot T(r) = 1$$

Fig. 7b zeigt die damit theoretisch mögliche Verbesserung.

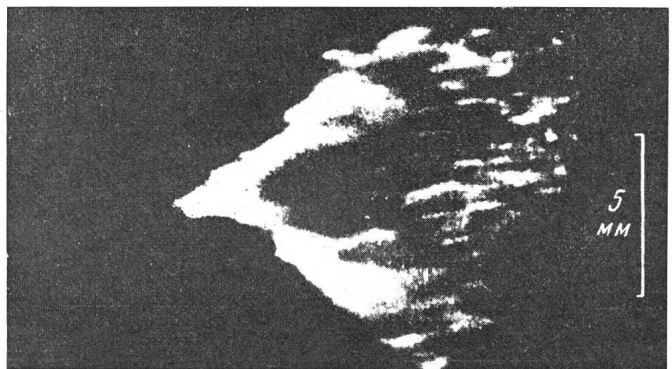
In der Praxis sind die meist nominell ebenen Resonatoren stets leicht thermisch gekrümmt. Dadurch sind verschiedene



a



b



c

Fig. 7

Radiale Dispersion bei zum Stabrand abfallender Inversion (nach [27])

a Lichtlawine verschiedener Radiuselemente. r Abstand von der Stabachse; t Zeitachse; t_c Resonatorverweilzeit;

b integraler Impuls, ohne und mit Kompensation. Q Quantenzahl; V Verstärkung; T_0 Anfangstransmission; R Spiegelreflexion; r_0 Stabradius; $t_c = \frac{1}{c(1-R)}$;

weitere Bezeichnungen siehe Fig. 7a

c zeitaufgelöste Nahfeldaufnahme (nach [28])

Radien entkoppelt, da in gekrümmten Resonatoren die transversalen Moden unterschiedlicher Ordnung verschiedene Fleckgrösse haben. Der Laser beginnt dann in der Stabmitte zu schwingen mit Emission des Grundmode. In zeitlicher Folge wandert der schwingende Bereich ringförmig nach aussen, wobei Moden zunehmender transversaler Ordnung entstehen. In einem Beispiel betrug die Impulsdauer jedes Mode nur 5 ns, während der Gesamtimpuls länger als 30 ns war [28].

Gegenüber der Dispersion durch inhomogene Inversion spielt die Dispersion durch die unterschiedlichen Verluste verschiedener transversaler Moden keine Rolle, da sie in Resonatoren hoher Fresnelzahl um Grössenordnungen kleiner ist.

3.3 Frequenzdispersion

Durch die Linienform des Lasermaterials ist die Schwellbedingung frequenzabhängig:

$$V(\nu) \cdot RT = 1$$

Bei Verwendung schneller aktiver Schalter ist die Anstiegszeit verschiedener achsialer Moden unterschiedlich. Ihre Maxima fallen zeitlich auseinander. Der Effekt führt ebenfalls zu einer Verlängerung des Riesenimpulses. Die in der Regel monofrequente Funktion von Lasern mit Farbstoffschaltern ist ein wesentlicher Grund für die dort beobachtete kürzere Impulsdauer.

Bei Lasern mit Modenkopplung (s.u.) ist die Koexistenz verschiedener axialer Moden notwendig. Hier kann nach [27] die Frequenzdispersion durch eine Kompensation von $V(\nu)$ mittels einer frequenzabhängigen Rückkopplung $R(\nu) \cdot T(\nu)$ erreicht werden, so dass $R(\nu) \cdot V(\nu) \cdot T(\nu) = 1$ über die ganze Linienbreite gilt. Als frequenzbestimmendes Element ist wieder ein Etalonreflektor geeignet, dessen Reflexionsmaximum in die Linienmitte gestimmt wird. Durch ungleichförmige Reflexion beider Seiten lässt sich ein endlicher Reflexionswert im Minimum erreichen.

3.4 Erzeugung modenreiner Riesenimpulse

Für eine einwandfreie Experimentiertechnik ist es wesentlich, die Riesenimpulse in einer einzigen Frequenz beugungsbegrenzt, also modenrein im Grundmode, zu erzeugen. In normalen Rubinlasern entstehen normalerweise alle achsialen Moden innerhalb eines Bereiches von 20...30 % der spontanen Linienbreite ($\approx 6 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$). Jede achsiale Modenordnung enthält ausserdem unterschiedliche transversale Modentypen.

In einfacher Weise gelingt in Riesenimpulslasern die Selektion einer einzigen achsialen Modenordnung durch Ausnutzung der Schwelldispersion bei Verwendung sättigbarer Absorber als Schalter. Wegen der in längeren Resonatoren gegen den Frequenzabstand der achsialen Moden sehr grossen Linienbreite der Verstärkung entstehen dabei gelegentlich auch mehrere achsiale Moden; ausserdem wandert deren Frequenz

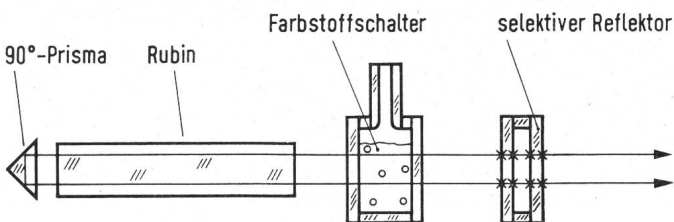
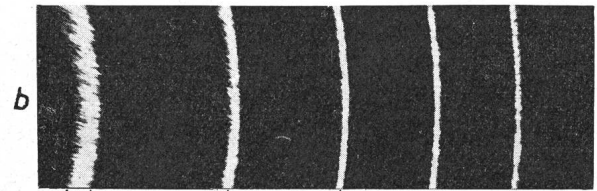
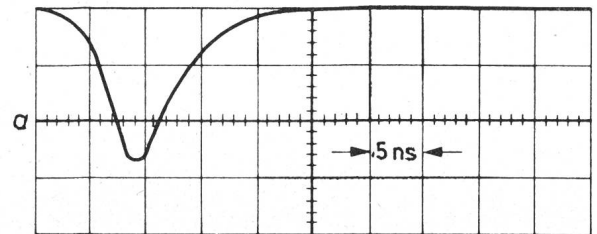


Fig. 8

Anordnung zur Erzeugung monofrequenter Riesenimpulse konstanter Frequenz



0,006 Å°
370 MHz
0,12 Å°
0,5 cm⁻¹
7,5 GHz

Fig. 9

Ein-Moden-Riesenimpuls
a Zeitverlauf; b Spektrum

statistisch bei verschiedenen Impulsen in einem gewissen Frequenzbereich als Folge der thermischen Linienverschiebung. Eine sichere Selektion eines einzigen Modentyps gelingt durch Verwendung zusätzlicher frequenzbestimmender Elemente, wie eines Etalonreflektors [29; 30]. Eine weitere Verschärfung der Selektion entsteht durch Kombination mehrerer Etalons nach Fig. 8. Mit z.B. zwei Quarzplatten von 2 mm Dicke bei 2 mm Abstand ist die Selektion so hoch, dass bei einer Resonatorlänge von 20 cm sicher nur ein achsialer Modentyp mit der stets gleichen Ordnung (Frequenz) entsteht. Fig. 9 zeigt eine hochaufgelöste Fabry-Perot-Aufnahme eines so erzeugten Riesenimpulsspektrums, dessen restliche Breite von $3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ist und bereits durch die endliche Dauer des Riesenimpulses mitbestimmt wird.

Die Selektion reiner Transversalmoden gelingt im Riesenimpulsbetrieb leichter als im normalen Laserbetrieb, da während der kurzen Impulsdauer der Resonator als stationär zu betrachten ist, während er sich während längerer Impulse kontinuierlich thermisch verformt. Mit resonanten Reflektoren, homogenen Resonatorbauteilen und sorgfältiger Kompensation thermischer Resonatorkrümmungen entsteht die Strahlung im Grundmode. Durch Verwendung langer Resonatoren kann die Selektion verbessert, durch Blenden im Strahl der die Moden niedriger Ordnung enthaltende Kern auch aus einem Multimode-Bündel isoliert werden (dabei beobachtet man teilweise nach Abschnitt 3.3 eine Impulsverkürzung). Bei gefalteten Resonatoren mit 90°-Prisma entspricht dem Grundmode eine Verteilung mit 2 Maxima im Nahfeld.

3.5 Ausbildungszeit reiner Transversalmoden

Damit in einem Laserresonator der Grundmode TEM_{00} während der Anstiegszeit der Lichtlawine wesentlich grössere Leistung erreicht als Moden höherer Ordnung TEM_{mn} , muss der Unterschied der Beugungsverluste $\delta_{mn} - \delta_{00}$ ausreichend gross sein. Für die Einschwingzeit Δt eines Mode gilt:

$$\Delta t = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\delta_{mn} - \delta_{00}}$$

In ebenen Resonatoren mässiger Fresnelzahl ist der Beugungsverlust der Transversalmoden niedriger Ordnung genü-

gend hoch, damit in der Anlaufzeit des Riesenimpulses eine Modendiskriminierung auftritt. In gekrümmten Resonatoren werden die Einschwingzeiten dagegen ohne besondere Massnahmen so lang, dass der Riesenimpuls in einem Kontinuum transversaler Moden emittiert. Der Resonator ist also so zu bemessen, dass die Beugungsverluste für die Diskriminierung reiner Moden ausreichend gross sind.

Nach Literaturangaben [33] existiert wegen der endlichen Beugungsausbreitungszeit ein maximaler Durchmesser für Riesenimpulse gegebener Dauer im Grundmode. Anscheinend wurde diese Grenze aber bisher nicht erreicht.

3.6 Riesenimpulse in Superstrahlern

Auch in nicht regenerativen Laseroszillatoren (Superstrahlern) können Riesenimpulse erzeugt werden. Dabei wird die Verstärkerlänge durch Schalter in so kurze Stücke unterteilt, dass die Lawinenverstärkung jedes Teilstücks bei geöffnetem Schalter klein bleibt. Mit Neodymglass wurden Einzelimpulse erzeugt, die mit üblichen Riesenimpulsen vergleichbar sind [48; 49]. Ein möglicher Vorteil dieser Technik liegt darin, dass sehr schmale Linien entstehen, die stets mit der Linienmitte der spontanen Emission zusammenfallen.

In Gaslasern mit Selbstbegrenzung der Emission durch lange Lebensdauer des unteren Laserniveaus wurden kurze Impulse mit Spitzenleistungen von $10^3 \dots 10^6$ W in einigen superstrahlenden Linien ohne Gütemodulation des Resonators beobachtet [50].

4. Impulsverkürzung

Nach [31; 32] sollte es möglich sein, Riesenimpulse durch einen gesättigten Wanderfeldverstärker zu verkürzen, da die Abfallflanke des Impulses dabei nicht mehr verstärkt wird. Von [33; 34] wurde jedoch gezeigt, dass bei der speziellen Impulsform von Riesenimpulsen lediglich eine Verschiebung des Impulsmaximums in die Anstiegsflanke auftritt, während die Impulslänge im wesentlichen konstant bleibt; der Schwerpunkt des Impulses läuft dabei mit Überlichtgeschwindigkeit durch den Verstärker (Fig. 10a). Eine echte Versteilerung entsteht, wenn die exponentielle Anstiegsflanke des Impulses durch zusätzliche Schalter abgeschnitten wird. Dies gelingt mit Kerrzellen [35], einfacher mit sättigbaren Absorbern (Fig. 10b) [36].

In normalen Wanderfeldverstärkern ist die Erhöhung der Spitzenleistung im wesentlichen durch die Verstärkung der Impulsenergie bedingt. Es wurde über Spitzenleistungen von mehreren Gigawatt berichtet, wobei jedoch eine Zerstörung der Rubinstäbe in wenigen Impulsen in Kauf zu nehmen ist.

Eine Impulsverkürzung ergibt sich auch dann, wenn der Riesenimpuls als Pumplicht eines zweiten Lasers mit passenden Absorptionslinien verwendet wird [37]. Experimentell wurde dieser Effekt bei der Laseremission gesättigter Farbstofflösungen gefunden. Verkürzungen werden auch beim stimulierten Ramaneffekt beobachtet.

5. Modenkopplung

Wird in einem gütemodulierten Laser nach Fig. 1 der Schalter mit der Umlaufzeit $c/2l$ der Photonen periodisch moduliert, dann bildet sich ein Photonenpaket aus, das den Schalter immer im Zeitpunkt höchster Transmission passiert. Dieselbe Verteilung bildet sich aus energetischen Gründen automatisch

bei Verwendung eines sättigbaren Absorbers aus, dessen Relaxationszeit klein gegen $c/2l$ ist, da dann in jeder Periode die Sättigungsenergie nur einmal aufgebracht werden muss.

Die so entstehende periodische Impulsfolge entspricht einer Amplitudenmodulation der Laseremission mit den Frequenzen $c/2l, 2c/2l, \dots, n c/2l$. Die Frequenzseitenbänder der modulierten Leistung eines Mode fallen gerade in die Frequenz anderer achsialer Moden, da deren Abstände wieder $c/2l$ sind. Beim Anschwingen eines Mode entsteht also auch stets Leistung in den anderen Moden; damit sind die verschiedenen Moden nicht mehr voneinander unabhängig, sondern in ihrer Phase gekoppelt (mode-locking).

Entsprechend den allgemein gültigen Zusammenhängen zwischen Frequenz- und Zeitfunktion, gilt grössenordnungsmässig, dass die Dauer der Einzelimpulse δt mindestens gleich der reziproken Bandbreite des von den n schwingenden Moden überdeckten Bereichs ist:

$$\delta t \geq \frac{1}{n \frac{c}{2l}}$$

Die Periodendauer ist bei Aufstellung des Modulators am Ende des Resonators gleich $c/2l$; bei Aufstellung in der Mitte wird sie verdoppelt auf c/l , da dann das Photonenpaket bei jedem Doppeldurchlauf den Modulator zweimal passiert.

Aus der grossen optischen Bandbreite der spontanen Emissionslinie von Festkörpern ergibt sich bei Kopplung zahlreicher Moden innerhalb der Linienbreite die Möglichkeit zur Erzeugung extrem kurzer Lichtimpulse. In Fig. 11 sind Impulse von modengekoppelten Rubin- und Neodymglasern dar-

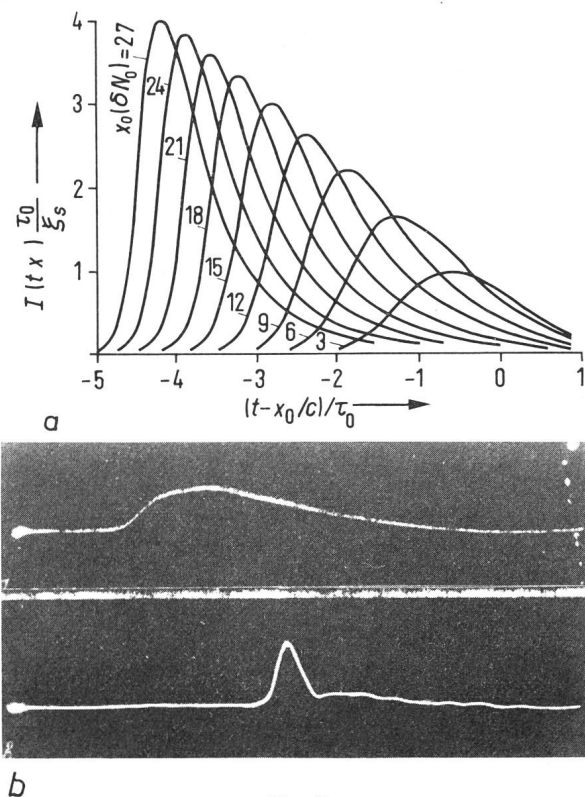


Fig. 10
Impulsverkürzung

- a Sättigung eines Verstärkers (nach [37]); $I(t, x) \frac{\tau_0}{S_s}$ normierte Quantenzahl; $(t - x_0/c) / \tau_0 =$ normierte Zeitachse; $x_0(\delta N_0) =$ normierte Inversion;
b Verkürzung nach Abschneiden der Anstiegsflanke durch sättigbaren Absorber; Eingangs- und Ausgangsimpuls 30 ns (nach [36])

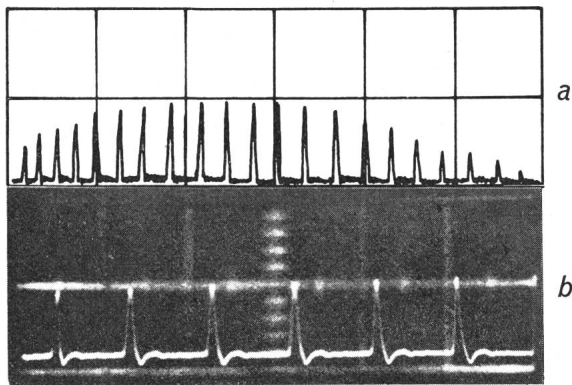


Fig. 11
Riesenimpulse mit gekoppelten Moden
a Rubinlaser; 20 ns/Einheit (nach [42]); *b* Neodymglaslaser;
 10 ns/Einheit (nach [43])

gestellt. Bei den Impulsen des Rubinlasers ist die aufgezeichnete Dauer der Einzelimpulse von rund 1 ns noch richtig aufgelöst, bedingt durch die geringe Zahl von 6 gekoppelten Moden [38]. Wesentlich leichter gelingt es, in Neodymglas zahlreiche Moden zu koppeln. Den Impulsen von Fig. 11b [39] entspricht ein Bereich von 100 Å gekoppelter Moden [40], so dass auf eine minimale Impulsdauer von $3 \cdot 10^{-13}$ s geschlossen werden kann. Ein solcher Lichtimpuls hat noch eine Länge von 10 μm (10 Wellenlängen) und bei einer Energie von 10^{-3} Js bereits eine Spitzenleistung von 6 GW. Eine direkte Messung so kurzer Impulse ist nicht mehr möglich. Bei bekannter Impulsenergie kann die Spitzenleistung und damit die Impulsdauer aus der Amplitude nichtlinearer optischer Effekte geschlossen werden [41; 51]. Solche indirekte Messungen bestätigen die aus der Bandbreite abgeschätzten Werte.

Bei den Aufnahmen von Fig. 11 entstand die Modenkopplung automatisch bei Verwendung von Farbstoffschaltern.

Durch periodische Modulation mit einer Ultraschallzelle wurde im kontinuierlichen Betrieb Modenkopplung in einem YAG:Nd³⁺-Laser erreicht. Bei einer spektralen Gesamtbreite von $1,3 \cdot 10^{10}$ s⁻¹ wurde eine Impulslänge von $4 \cdot 10^{-11}$ s beobachtet [41]. Die Impulslänge wurde hier aus der quadratischen Abhängigkeit der Frequenzverdopplung in LiNbO₃ von der Spitzenleistung geschlossen.

Mit einer zusätzlichen Resonatorumschaltung nach Art der Auskoppelmodulation kann ein einziger, ultrakurzer Impuls erzeugt werden (Fig. 12) [42]. Hier sind die Vorbedingungen günstiger als bei der Anwendung dieser Technik auf normale Riesenimpuls-laser (s.o.).

Unbeabsichtigte Modenkopplung kann wegen der hohen auftretenden Leistungsspitzen zu unerwarteten Materialzusammenbrüchen führen.

6. Weitere Anordnungen

Mit grossen Neodymglaslasern wurden im normalen Laserbetrieb Impulse von 1 ms Dauer mit 1000 Js Energie erzeugt, deren Spitzenleistung von 1 MW mit der von Riesenimpuls-lasern vergleichbar ist.

Durch eine Gegenkopplung der Resonatorgüte wurde eine Verlängerung von Riesenimpulsen auf einige Mikrosekunden erreicht [43]. Dieses Verfahren ist besonders bei der Erzeugung hoher Einzelimpulsenergien interessant, die bei der sonst üblichen Dauer von Riesenimpulsen stets mit sehr hohen Lei-

stungsspitzen verbunden ist, so dass Materialzusammenbrüche auftreten.

Als sättigbare Absorber können Ionen mit geeigneten Absorptionslinien in das Lasermaterial (Glas) direkt eingebaut werden. Die Anordnung ist allerdings nicht mehr flexibel; teilweise treten Alterungserscheinungen auf (s.z.B. [44]).

7. Riesenimpuls-laser hoher Folgefrequenzen; CO₂-Riesenimpulse

Durch forcierte Kühlung der Lasermaterialien und Lichtquellen gelingt es, die Impulsfolgefrequenz von etwa $5 \cdot 10^{-2}$ Hz bei Luftkühlung auf einige Hz zu steigern. Mit dem 3"-Laser Siemens H 70-A 3 können z.B. Rubinstäbe von 2...4 cm³ Volumen bei vierfacher Inversionsenergie mit 10 Hz gepumpt werden. Die wohldefinierten thermischen Verhältnisse bei hoher Impulsfolgefrequenz unter Wasserkühlung führen zu einer gegenüber dem Einzelimpulsbetrieb ausserordentlichen Verbesserung der Reproduzierbarkeit von Strahlform, Emissionsfrequenz und Impulsenergie der Riesenimpulse.

Mit kleinen Rubinlasern von ca. 0,1 cm³ Volumen und Quecksilberimpuls-lampen als Lichtquelle können Riesenimpulse mit 50...100 Hz Folgefrequenz erzeugt werden [20]. Bei Verwendung von Farbstoffschaltern wird der grösste Teil der Impulsenergie im Schalter vernichtet, da die Leistung unter der Sättigungsleistung bleibt. Immerhin wurden Spitzen von 10 kW bei 30 ns Impulsdauer beobachtet.

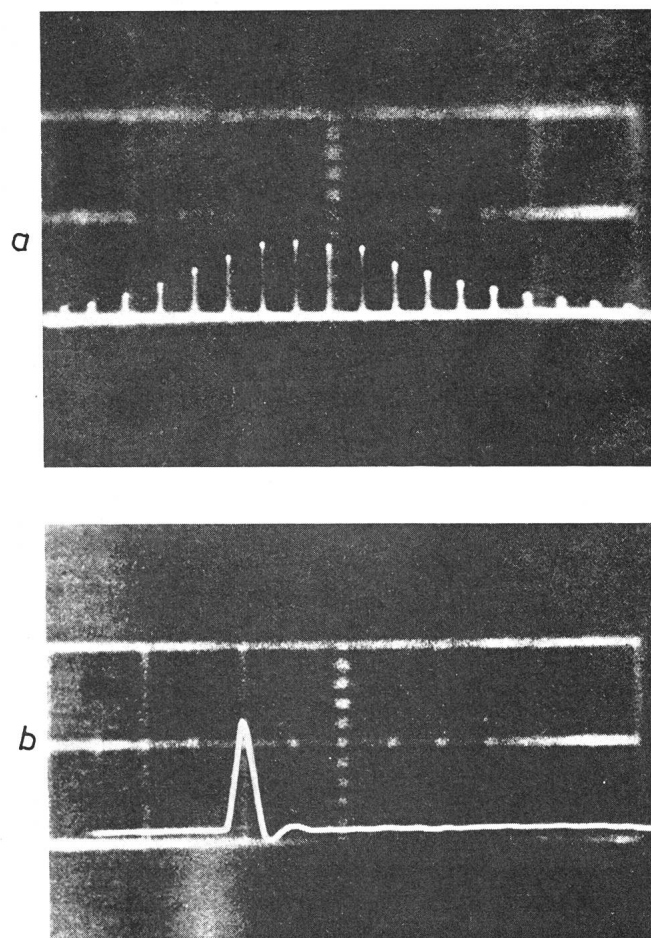


Fig. 12
Einzelimpulserzeugung durch geschaltete Auskoppelung bei Neodymglaslaser mit Modenkopplung
a ohne Auskoppelung, 50 ns/Einheit; *b* ausgekoppelter Einzelimpuls, 5 ns/Einheit (nach [46])

Hervorragend für hohe Folgefrequenzen sind YAG:Nd³⁺-Laser geeignet. Hier können bei relativ mässiger Belastung Impulse mit 100...1000 Hz Folgefrequenz erzeugt werden. Es ist dabei für Frequenzen bis etwa 5 kHz (der reziproken spontanen Lebensdauer der Nd³⁺-Ionen) günstiger die Lichtquelle zu pulsen, als kontinuierlich zu pumpen. Geeignet sind Anordnungen mit Gasentladungslampen als Lichtquelle.

Vereinzelt werden auch Riesenimpuls laser mit CaF₂:Dy²⁺ verwirklicht, mit einer Emissionswellenlänge von 2,36 µm [45; 46]. Wegen der niedrigen Schwelleistung dieses Materials ist ebenfalls hohe Folgefrequenz erreichbar; allerdings ist Laserfunktion nur bei Tiefkühlung mit $T < 78$ °K möglich.

Gaslaser sind im allgemeinen nicht für Riesenimpuls laser geeignet, da die spontane Lebensdauer des oberen Niveaus in der Regel nicht gross gegen die Anlaufzeit einer Lichtlawine ist, so dass also kein Speichereffekt möglich ist. Eine bemerkenswerte Ausnahme bildet der CO₂-Laser. Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus seiner 10-µm-Übergänge ist etwa 1 ms. Durch rotierende Schalter im Resonator wurde eine Erhöhung der Spitzenleistung um einen Faktor 100 bei gleichbleibender mittlerer Leistung für Impulsfolgefrequenzen bis 1 kHz beobachtet [z.B. 47].

8. Schlussbemerkung

Die Fortschritte der letzten Jahre haben zu einer nur noch durch die Linienbreite begrenzten Impulsdauer geführt. Die Kompensation der verschiedenen Störeffekte des Resonators ermöglicht die Erzeugung modenreiner Impulse. Mit der überaus einfachen Schaltungstechnik durch sättigbare Absorber können normale Impuls laser mit wenigen Handgriffen für den Riesenimpulsbetrieb eingerichtet werden. Aus einem komplizierten, in seinen Strahleigenschaften schlecht definierten Gerät wurde in kurzer Zeit ein einfaches, präzises Instrument.

Literatur

[1] R. W. Hellwarth: Control of Fluorescent Pulsations. In: Advances in Quantum Electronics. Columbia University Press, New York, 1961. S. 334...341.

[2] F. J. McClung and R. W. Hellwarth: Giant Optical Pulsation from Ruby. J. Applied Physics 33(1962)3, S. 828...829.

[3] D. Röss: Laser – Lichtverstärker und -Oszillatoren. Frankfurt/Main, Akademische Verlagsgesellschaft, 1966.

[4] L. M. Frantz: Dynamics of the Giant Pulse Laser. Applied Optics 3(1964)3, S. 417...420.

[5] B. A. Lengyel and W. G. Wagner: Calculation of Giant Pulse Formation in Lasers. In: Quantum Electronics. Proceedings of the Third International Congress, Paris. Vol. II. Columbia University Press, New York, 1964, S. 1427...1436.

[6] A. A. Vuylsteke: Theory of Laser Regeneration Switching. J. Applied Physics 34(1963)6, S. 1615...1622.

[7] W. G. Wagner and B. A. Lengyel: Evolution of the Giant Pulse in a Laser. J. Applied Physics 3(1963)7, S. 2040...2046.

[8] G. Schaack: Dynamik des Riesenimpulses im Rubin-Lasers. Z. angewandte Physik 17(1964)6, S. 385...392.

[9] R. T. Daly and S. D. Sims: An Improved Method of Mechanical Q-Switching Using Total Internal Reflection. Applied Optics 3(1964)9, S. 1063...1066.

[10] L. G. DeShazer and E. A. Maunders: Laser Mode Selection by Internal Reflection Prisms. Applied Optics 6(1967)3, S. 431...435.

[11] J. Ernst, M. Michon and J. Debrie: Giant Optical Pulse Shortening Through Pulse-Transmission Mode Operation of a Ruby Laser. Physics Letters 22(1966)2, S. 147...149.

[12] W. R. Hock, R. P. Hilberg, R. H. Dishington: A TRV Laser Oscillator Using a Single Pockels Cell for Q-Switching and Synchronized Cavity Dumping. Proc. IEEE 54(1966)12, S. 1954...1955.

[13] K. Gürs and R. Müller: Internal Modulation of Optical Masers. In: Proceedings of Symposium on Optical Masers, New York, N. Y. April 16...19, 1963. Microwave Research Institute Symposia Series, Vol. XIII. Brooklyn, Polytechnic Press, 1963, S. 243...252.

[14] P. P. Sorokin and J. R. Lankard: Stimulated Emission Observed from an Organic Dye, Chloro-Aluminium Phthalocyanine. IBM J. Research and Development 10(1966)2, S. 162...163.

[15] P. P. Sorokin et al.: End-Pumped Stimulated Emission from a Thiocarbocyanine Dye. IBM J. Research and Development 10(1966)5, S. 401.

[16] M. L. Spaeth and D. P. Bortfeld: Stimulated Emission from Polymethine Dyes. Applied Physics Letters 9(1965)5, S. 179...181.

[17] G. Bret and F. Gires: Giant-Pulse Laser and Light Amplifier Using Variable Transmission Coefficient Glasses as Light Switches. Applied Physics Letters 4(1964)10, S. 175...176.

[18] F. Gires: Experimental Studies of Saturable Optical Absorption. IEEE J. Quantum Electronics QE-2(1966)9, S. 624...626.

[19] L. E. Erickson and A. Szabo: Effects of Saturable Absorber Lifetime on the Performance of Giant-Pulse Lasers. J. Applied Physics 37(1966)13, S. 4953...4961.

[20] D. Röss and G. Zeidler: Quasicontinuous Ruby Giant Pulse Laser Using a Saturable Absorber as a Q-Switch. Applied Physics Letters 8(1966)1, S. 10...12.

[21] W. F. Kosonocky and S. E. Harrison: Saturation of Absorption and Fluorescence in Solutions of Phthalocyanines. J. Applied Physics 37(1966)13, S. 4789...4797.

[22] J. I. Masters and E. M. E. Murray: Comparison of Passive Q-Switch Components and Observations of Scattering Effects. Proc. IEEE 53(1965)1, S. 76.

[23] G. Farkas and I. Kertész: Nonlinear Polarizers as -Independent, Variable Q-Switches for Lasers. Physics Letters 20(1966)6, S. 634...635.

[24] A. J. DeMaria, R. Gagosz and G. Barnard: Ultrasonic-Refraction Shutter for Optical Maser Oscillators. J. Applied Physics 34(1963)3, S. 453...456.

[25] A. J. DeMaria: Ultrasonic-Diffraction Shutters for Optical Maser Oscillators. J. Applied Physics 34(1963)10, S. 2984...2988.

[26] V. S. Letokhov and A. F. Suchkov: Generation Dynamics of a Giant Coherent Light Pulse. Soviet Physics JETP 23(1966)4, S. 763...767.

[27] D. Röss: Influence of Pump-Induced Material Inhomogeneities on Giant Pulse Evolution. J. Applied Physics 38(1967).

[28] V. V. Korobkin, A. M. Leontovich, M. V. Popova and M. Y. Shchelev: Dynamics of the Field and Generation Frequency in a Giant Pulse of a Laser with Passive Shutter. JETP Letters 3(1966)7, S. 194...196.

[29] M. Hercher: Single-Mode Operation of a Q-Switched Ruby Laser. Applied Physics Letters 7(1965)2, S. 39...41.

[30] V. Daneu, C. A. Sacchi and O. Svelto: Single Transverse and Longitudinal Mode Q-Switched Ruby Laser. IEEE J. Quantum Electronics QE-2(1966)8, S. 290...293.

[31] E. O. Schulz-Dubois: Pulse Sharpening and Gain Saturation in Traveling Wave Masers. Bell Syst. techn. J. 43(1964)3, S. 625...658.

[32] J. E. Geusic and H. E. D. Scovil: High Gain, High Power Pulsed Ruby Optical Amplifier. In: Quantum Electronics. Proceedings of the Third International Congress, Paris. Vol. II. Columbia University Press, New York, 1964. S. 1211...1220.

[33a] N. G. Basov, R. V. Ambartsumyan, V. S. Zuev, P. G. Kryukov and V. S. Letokhov: Propagation Velocity of an Intense Light Pulse in a Medium with Inverted Population. Sov. Phys. Doklady 10(1966)11, S. 1039...1040.

[33b] N. G. Basov et al.: Nonlinear Amplification of Light Pulses. Soviet Phys. JETP 23(1966)1, S. 16...22.

[34] N. G. Basov and V. S. Letokhov: Change of Light-Pulse Shape by Nonlinear Amplification. Soviet Phys. Doklady 11(1966)3, S. 222...224.

[35] R. V. Ambartsumyan et al.: Short-Pulse Q-Switched Laser with Variable Pulse Length. IEEE J. Quantum Electronics QE-2(1966)9, S. 436...441.

[36] R. V. Ambartsumyan et al.: Propagation of a Light Pulse in a Nonlinear and Absorbing Medium. JETP Letters 4(1966)1, S. 12...14.

[37] D. Röss: Giant Pulse Shortening by Resonator Transients. J. Applied Physics 37(1966)5, S. 2004...2006.

[38] H. W. Mocker and R. J. Collins: Mode Competition and Self-Locking Effects in a Q-Switched Ruby Laser. Applied Physics Letters 7(1965)10, S. 270...273.

[39] A. J. DeMaria, D. A. Stetser and H. Heynau: Self Mode-Locking of Lasers with Saturable Absorbers. Applied Physics Letters 9(1966)7, S. 174...176.

[40] D. A. Stetser and A. J. DeMaria: Optical Spectra of Ultrashort Optical Pulses Generated by Mode-Locked Glass: Nd-Lasers. Applied Physics Letters 9(1966)3, S. 118...120.

[41] M. DiDomenico, J. E. Geusic, H. M. Marcos and R. G. Smith: Generation of Ultrashort Optical Pulses by Mode Locking the YALG-Nd Laser. Applied Physics Letters 8(1966)7, S. 180...183.

[42] A. W. Penney and H. A. Heynau: PTM Single-Pulse Selection from a Mode-Locked Nd³⁺-Glass Laser Using a Bleachable Dye. Applied Physics Letters 9(1966)7, S. 257...258.

[43] C. H. Thomas and E. V. Price: Feedback Control of a Q-Switched Ruby Laser. IEEE J. Quantum Electronics QE-2(1966)9, S. 617...623.

[44] E. Snitzer and R. Woodcock: Saturable Absorption of Color Centers in Nd³⁺ and Nd³⁺-Yb³⁺ Laser Glass. IEEE J. Quantum Electronics QE-2(1966)9, S. 627...632.

[45] D. Röss: Festkörper-Dauerstrichlaser mit exfokaler ellipsoider Pumpenanordnung. Siemens Entw. Berichte 27(1964)3, S. 281...286.

[46a] V. K. Konyukhov et al.: CaF₂:Dy²⁺ Laser Operating in a Repetitive Giant Pulse Mode with Continuous Pumping. Soviet Phys. Doklady 10(1966)12, S. 1192...1193.

[46b] CyF₂:Dy²⁺ Giant Pulse Laser with High Repetition Rate. IEEE J. Quantum Electronics QE-2(1966)9, S. 611...612.

[47] T. J. Bridges: Competition, Hysteresis and Reactive Q-Switching in CO₂ Lasers at 10,6 Microns. Applied Phys. Letters 9(1966)4, S. 174...176.

[48] C. G. Young, J. W. Kantorski, E. O. Dixon: Optical Avalanche Laser. J. Applied Physics 27(1966)12, S. 4319...4324.

[49] V. S. Zuev, V. S. Letokhov and Y. V. Senetskii: Giant Superluminescence Pulses. JETP Letters 10(1967)1, S. 125...127.

[50] J. D. Shipman: Traveling Wave Excitation of High Power Gas Lasers. Applied Physics Letters 10(1967)1, S. 3...4.

[51] J. A. Armstrong: Measurement of Picosecond Laser Pulse Widths. Applied Physics Letters 10(1967)1, S. 16...18.

Adresse des Autors:

Dr. D. Röss, Zentral-Laboratorium für Nachrichtentechnik der Siemens AG, Postfach, D - 8000 München 25.