

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 57 (1966)
Heft: 13

Artikel: Möglichkeiten einer Licht-Licht-Logik mit Laser
Autor: Röss, D.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916612>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 03.04.2026

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)

Möglichkeiten einer Licht-Licht-Logik mit Laser ¹⁾

Von D. Röss, München

681.325.65 : 621.375.029.6 : 535.2

1. Einleitung

Durch die Entwicklung von Lichtverstärkern und -Oszillatoren [1; 2]²⁾ nach dem Laserprinzip wurden in den letzten Jahren Grundlagen für die Realisierung von logischen Elementen geschaffen, bei denen die zu verarbeitende Information im Gegensatz zu einer «optoelektronischen Logik» ganz im Frequenzbereich des Lichtes liegt: «Licht-Licht-Logik».

Es seien hier einige Spekulationen darüber angestellt, welche neuen Möglichkeiten sich hieraus ergeben und auf welche Weise sie technisch ausgenützt werden könnten.

2. Laser als lineare Verstärker

Laser sind im «Kleinsignalebereich» als lineare, breibandige Wanderfeldverstärker anwendbar. Ein nach Fig. 1 einem

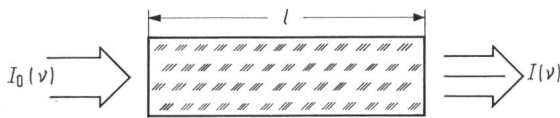


Fig. 1

Linearer Laserverstärker

$I_0(v)$ Eingangssignal; $I(v)$ Ausgangssignal; l Verstärkerlänge

Laserverstärker der Länge l zugeführtes Signal $I_0(v)$ wird beim Durchlaufen auf den Wert $I(v)$ verstärkt. Es gilt:

$$V(v) = \frac{I(v)}{I_0(v)} = e^{\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\mu}\right)^2 (N_2 - N_1) l \frac{\Delta v \cdot g(v)}{2\pi\tau \cdot \Delta v}} \quad (1)$$

dabei ist:

- λ_0 Wellenlänge im Vakuum
- μ Brechungsindex des Lasermaterials;
- $\frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\mu}$ ist die halbe Wellenlänge im Material
- $N_2 - N_1$ Inversionsdichte (Moleküle \cdot cm⁻³)
- $g(v)$ Linienform mit $\int_0^\infty g(v) dv = 1$;
- ν_0 ist die Frequenz der Linienmitte
- Δv Halbwertsbreite der Linie; es ist $\Delta v \cdot g(\nu_0)$ von der Grössenordnung 1.
- τ Lebensdauer der angeregten Moleküle gegen spontane Emission; τ^{-1} ist die spontane Übergangswahrscheinlichkeit.
- l Verstärkerlänge

Nach Gl. (1) nimmt die Bandbreite eines Laser-Wanderfeldverstärkers mit zunehmender Verstärkung allmählich ab. Wie Fig. 2 für Materialien mit Gaußscher oder Lorentzscher Linienform zeigt, bleibt die Verstärkungsbandbreite jedoch für Verstärkungen bis 10^4 in der Linienmitte innerhalb der Grössenordnung der Linienbreite Δv . Es genügt deshalb, wenn man im folgenden nur die Verstärkung V_0 in der Linienmitte betrachtet, für die man näherungsweise $\Delta v \cdot g(\nu_0) = 1$ setzen kann [genauer ist für eine Gaußsche Linie $\Delta v \cdot g(\nu_0) = 0,94$, für eine Lorentzsche Linie $\Delta v \cdot g(\nu_0) = 0,64$]. Es gilt also vereinfacht:

$$V_0 \approx e^{\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda_0}{\mu}\right)^2 (N_2 - N_1) \frac{l}{2\pi\tau \cdot \Delta v}} \quad (2)$$

Bandbreite \approx Linienbreite

Die Materialeigenschaft eines Laserverstärkers sind in dem Faktor $2\pi\tau \cdot \Delta v$ enthalten, der ein Mass für die Linienverbreiterung ist. In einem ungestörten Material ist am absoluten Nullpunkt die Linienbreite gleich der «natürlichen Linienbreite» Δv_n und es gilt:

$$2\pi\tau \cdot \Delta v_n = 1 \quad (3)$$

Je stärker die Linienverbreiterung ist, eine umso grössere Inversionsdichte ist nach Gl. (2) zur Erzielung einer vorgegebenen Verstärkung nötig. Umgekehrt wird eine umso geringere Energie pro Raumeinheit gespeichert, je kleiner die Linienverbreiterung ist. In Tabelle I sind einige typische Daten von charakteristischen Lasermaterialien zusammengestellt.

Wie ein Vergleich zeigt, sind bei gegebener Inversionsdichte die möglichen Verstärkungen in den verschiedenen Materialien um viele Grössenordnungen unterschiedlich.

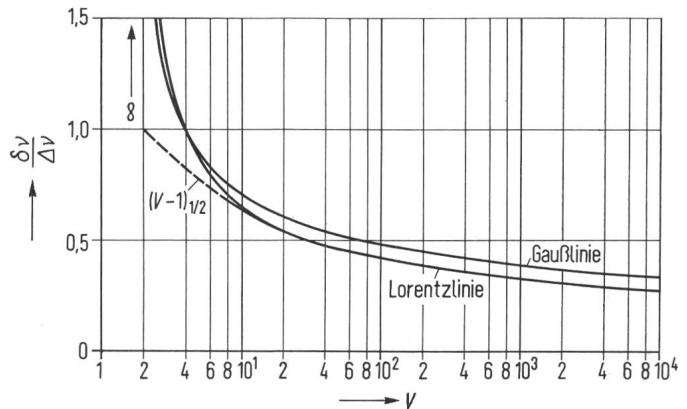


Fig. 2

Bandbreite des Laser-Wanderfeld-Verstärkers in Abhängigkeit von der Verstärkung in der Linienmitte

$\frac{\delta v}{\Delta v}$ relative Bandbreite des Verstärkers; V Verstärkung

¹⁾ Vortrag im Kolloquium des Elektrotechnischen Instituts der TH Karlsruhe am 9. Dezember 1965.

²⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

	Rubin	Halbleiter ($\lambda = 1 \mu\text{m}$)	Gas ($\lambda = 1 \mu\text{m}$)
$\tau(\text{s})$	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-10}	10^{-8}
$\Delta\nu(\text{s}^{-1})$	$2 \cdot 10^{11}$	10^{13}	10^9
$2\pi\tau \cdot \Delta\nu$	$4 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^3$	70

Für einen Kristallaser wie Rubin der üblichen Dotierung von $2 \cdot 10^{19}$ Atomen $\cdot \text{cm}^{-3}$ ist bei vollständiger Inversion ($N_1 = 0$) für 300°K zur Erzielung einer Verstärkung von 10^4 eine Verstärkerlänge von rund 25 cm notwendig. Die Bandbreite des Verstärkers liegt bei $2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

In einem typischen Halbleiterlaser erhalten wir eine Verstärkung von 10^4 bei der experimentell durchaus erreichbaren Inversionsdichte von 10^{14} cm^{-3} bereits mit einer Baulänge von 0,25 cm. Die Bandbreite des Halbleiterverstärkers beträgt etwa 10^{13} s^{-1} .

In Gasen sind die erreichbaren Inversionsdichten zu unterschiedlich um allgemeingültige Zahlen nennen zu können. Bei 100 cm Verstärkerlänge werden Verstärkungen zwischen 1,01 und 10^7 pro Durchgang gemessen, bei Bandbreiten von 10^8 bis 10^{10} s^{-1} .

Im Vergleich zu elektronischen Verstärkern zeichnen sich Laserverstärker, insbesondere Festkörperverserker durch eine ausserordentliche grosse Bandbreite aus, die z. B. für einen typischen Halbleiterlaser dem Frequenzumfang von mehr als 10^6 , für einen Rubinlaser von $5 \cdot 10^4$ Fernsehkanälen entspricht.

Ein weiterer, grundsätzlicher Unterschied besteht darin, dass Laser zweidimensionale Verstärker sind, da ihre Abmessungen gross gegen die Wellenlänge des zu verstärkenden Signals sind. In einem Laserverstärker können nach Fig. 3 mehrere Signalkanäle ohne gegenseitige Beeinflussung entweder räumlich nebeneinander, oder, sich mit unterschiedlicher Richtung durchdringend, verstärkt werden. Die Zahl der am Ausgang unterscheidbaren Kanäle ist durch die Beugung begrenzt. Im Beispiel parallel nebeneinander liegender Kanäle erhält man die maximale räumliche Auflösung, wenn jeder Kanal als Mode eines konfokalen Resonators eingespeist wird mit der Fleckgrösse $2w_0$ an Eingang und Ausgang und mit dem Taillendurchmesser $\sqrt{2} w_0$ in der Verstärkermitte. Es gilt:

$$w_0 = \sqrt{\frac{l\lambda}{\pi}} \tag{4}$$

Für die Zahl Z der parallel übertragbaren Kanäle ergibt sich bei einem kreiszylindrischem Verstärker mit dem Durchmesser $2a$:

$$Z = \frac{a^2 \pi}{w_0 \cdot 2 \pi} = \pi \frac{a^2}{l\lambda} \tag{5}$$

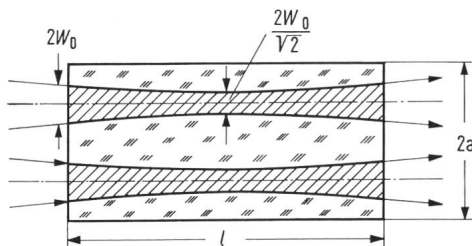


Fig. 3

Zweidimensionaler Laserverstärker

a Verstärkerradius; l Verstärkerlänge; w_0 Fleckradius des konfokalen Resonators ($r = l$)

Bei einer Länge von 10 cm und einem Durchmesser von 2 cm erhält man für $\lambda = 1 \mu\text{m}$: $Z = 3 \cdot 10^3$. Das abgeschätzte Beispiel würde einem Laser-Bildverstärker entsprechen. Der allgemeine Fall sich durchdringender Strahlen kann ausgenutzt werden, wenn der Verstärker an beliebiger Stelle in einem abbildenden System eingesetzt wird.

Die Ausnutzung der räumlichen Auflösung zusammen mit der in einem räumlichen Kanal verfügbaren Bandbreite würde bei den gegebenen Abmessungen in einem Rubinverstärker die simultane, lineare Verarbeitung von mehr als 10^8 Fernsehkanälen ermöglichen.

3. Wanderfeldverstärker als nichtlineare Impulsverstärker und als geschaltete Verstärker

Lasere sind in der Lage Impulse mit sehr kurzer Anstiegszeit zu verstärken. Die minimale Anstiegszeit Δt_m ergibt sich ähnlich Gl. (3) aus der «homogen verbreiterten» Linienbreite $\Delta\nu_h$:

$$\Delta t_m = \frac{1}{2\pi \cdot \Delta\nu_h} \tag{6}$$

Homogene Linienverbreiterung bedeutet hier, dass die Difussionszeit der Atome innerhalb der Linienbreite $\Delta\nu_h$ vergleichbar ist mit der Anstiegszeit des Impulses; dies ist für Kristall- und Halbleiterlaser innerhalb der ganzen Linienbreite etwa erfüllt, jedoch nicht für Gaslaser, wo $\Delta t_m \approx \tau$ gilt.

Für die Beispiele erhält man als Grenzen der Anstiegszeit rund 10^{-12} s beim Rubinlaser, $2 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ beim Halbleiterlaser und 10^{-8} s beim Gaslaser. Die Werte für Festkörperlaser unterschreiten um 3...4 Grössenordnungen diejenigen schneller elektronischer Elemente.

Im Lasermaterial wird Energie als Inversion gespeichert. Ohne äusseres Signal muss die Pumpquelle den Fluoreszenzverlust der Inversion $h\nu N_2/\tau$ decken. Im «Kleinsignalebereich» ist die pro Raumeinheit durch stimulierte Emission erzeugte Signalleistung klein gegen die Fluoreszenzleistung; die Inversion bleibt vom Signal unbeeinflusst und der Laser ist ein linearer Verstärker. Sobald die erzeugte Signalleistung bei konstanter Pumpanregung gross gegen die Fluoreszenzleistung wird, bricht die Inversion zusammen, der Verstärker geht im «Grosssignalebereich» in Sättigung. Bei genügend hoher Signalleistung wird die Verstärkung bis auf 1 komprimiert. Ein Laserverstärker wird bei kleinem Eingangssignal zunächst am Ausgang gesättigt, da hier die Signalleistung ihren grössten Wert erreicht. Bei genügend hoher Eingangsleistung schreitet die Sättigung vom Eingang her unter Verteilerung der Impulsanstiegsflanke zum Ausgang mit Lichtgeschwindigkeit fort. Dieser Effekt der Impulsüberhöhung kann zur Erzielung extrem kurzer Lichtimpulse ausgenutzt werden.

Nach Gl. (2) ist bei gegebener Verstärkung für konstantes l und λ der Faktor $\frac{N_2 - N_1}{\tau} \cdot \frac{1}{2\pi \cdot \Delta\nu}$ eine Konstante. Die Fluoreszenzleistung und damit die einem Verstärker am Ausgang bei vorgegebener Verstärkung entnehmbare Signalleistung wird daher umso grösser, je höher die Linienverbreiterung ist. Für die erwähnten Beispiele erhält man für die Grössenordnung der umsetzbaren Leistung bei Rubin 10^3 Wcm^{-3} , bei Halbleitern $2 \cdot 10^5 \text{ Wcm}^{-3}$, bei Gasen ca. 10^{-2} Wcm^{-3} . Der Leistungspegel liegt also bei Festkörperlaser in einer für informationsverarbeitende Zwecke weit ausreichenden Höhe. Bei Halbleitern gilt dies auch noch für die dort

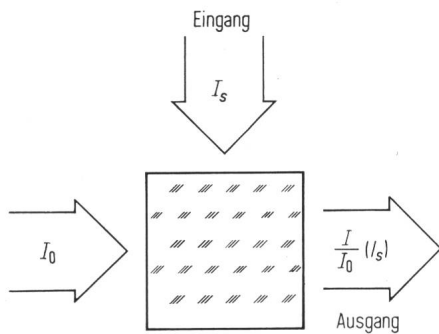


Fig. 4

Nichtlineare Steuerung eines Laserverstärkers durch Sättigung
 I Ausgangssignal; I_0 Eingangsstrahlung; I_s Steuersignal

üblichen Volumina von der Grössenordnung 10^{-6} cm^{-3} (0,2 W).

Auf dem Sättigungseffekt kann man nichtlineare Schaltelemente auf Laserbasis aufbauen. Einmal ist es grundsätzlich möglich ein Netzwerk sich durchdringender Laserverstärker aufzubauen, in dem sättigende Signale einzelne Leitungszüge mit Lichtgeschwindigkeit durchlaufen. An den Kreuzungspunkten können durch die momentane Herabsetzung der Verstärkung Schaltvorgänge in den kreuzenden Verstärkern ausgelöst werden. Ein solcher Vorschlag einer dem Nervensystem nachempfundenen «Neuristorlogik» wurde von W. Kosonocky diskutiert [3].

Technisch eher lösbar erscheinen isolierte Schaltelemente nach Fig. 4, bei denen das Steuersignal einen Verstärker unter Sättigung durchsetzt, wobei dessen Verstärkung zusammenbricht. Charakteristisch für solche nichtlinearen Verstärkungsschalter ist, dass Eingangs- und Ausgangsenergie in der gleichen Grössenordnung sind. Um einen vernünftigen Schalteffekt bei vertretbarer umgesetzter Leistung zu erzielen, sollte das Material bei hoher Verstärkung pro Durchgang eine relativ geringe Energie als Inversion speichern. Es kommen also Materialien mit geringer homogener Linienverbreiterung wie Halbleiter in Frage.

Als minimale Anstiegszeit für die Schaltfunktion eines durch Signallicht gesättigten Verstärkungsschalters kann die Durchlaufzeit des Signals durch den Verstärker angesehen werden, wenn diese gross gegen Δt_m ist. Bei $l\mu = 1 \text{ mm}$ resultiert hieraus eine Grössenordnung von $3 \cdot 10^{-12} \text{ s}$.

4. Laseroszillatoren als nichtlineare Impulsverstärker

Nichtlineare Impulsverstärker, ähnlich einem elektronischen Relaxationsoszillator oder einem Multivibrator, lassen sich mit Laseroszillatoren realisieren, deren Ringverstärkung durch ein äusseres Lichtsignal beeinflusst wird. Fig. 5a zeigt ein Beispiel, bei dem die Verstärkung V des Lasermaterials selbst durch Sättigung mit dem Signallicht gesteuert wird. Fig. 5b zeigt die allgemeinere Ausführungsform, bei der im Resonator ein Lasermaterial der vom Signallicht unabhängigen Verstärkung V und ein davon getrenntes, in seiner Transmission T durch das Signal steuerbares Schaltmaterial angeordnet sind. Für das zweite Beispiel lautet die Anschwingbedingung des Laseroszillators:

$$RVT = 1 - \varepsilon \quad (7)$$

Die Abweichung ε der Ringverstärkung RVT von Eins wird durch die spontane Emission verursacht. In einem Oszillator

hoher Modenselektion ist z. B. ε von der Grössenordnung 10^{-8} , so dass man im folgenden $\varepsilon \approx 0$ setzen kann.

Die Anfangstransmission T_0 des Schaltmaterials wird so gewählt, dass der Oszillator ohne Eingangssignal unterhalb der Schwelle ist:

$$RVT_0 < 1 \quad (8)$$

Durch das Signallicht wird T_0 auf den Wert T erhöht und der Oszillator schwingt an für:

$$RVT \geq 1 \quad (9)$$

Die Quantenzahl q im Resonator wächst exponentiell mit der Zahl k der Umläufe an, gemäss:

$$\frac{q}{q_0} = (RVT)^k = (RVT)^{\frac{c}{l\mu} t} = e^{\frac{t}{\vartheta_1}} \quad (10)$$

Die Zeitkonstante ϑ_1 ergibt sich zu:

$$\vartheta_1 = \frac{l\mu}{c} \cdot \frac{1}{\ln(RVT)} \quad (11)$$

Wenn die Ringverstärkung die Grössenordnung e erreicht, wird die Zeitkonstante gleich der Laufzeit durch den Resonator.

Der Impuls erreicht seine Spitzenleistung \hat{q} nach der Zeit θ :

$$\theta = \vartheta_1 \ln(\hat{q}/q_0) \quad (12)$$

In diesem Zeitpunkt wird die Inversion durch Sättigung zusammenbrechen ($V \rightarrow 1$) und es bildet sich ein Emissionsimpuls aus, der mit der Zeitkonstanten des Resonators ϑ_2 abfällt:

$$\vartheta_2 = \frac{l\mu}{c} \cdot \frac{1}{|\ln(RT)|} \quad (13)$$

Um kurze Zeitkonstanten ϑ_1 und ϑ_2 zu erreichen, soll der Resonator kurz, die Verstärkung gross und die Spiegelreflexion mässig hoch sein. Damit die Verzögerungszeit θ des Ausgangsimpulses gegenüber dem Eingangsimpuls kurz wird, soll das Verhältnis der Spitzenleistung \hat{q} zur Fluoreszenzleistung q_0 in den selektierten Moden klein sein. Das bedeutet, dass die gespeicherte Inversion bei gegebener Verstärkung niedrig sein soll.

Auch hier zeigt sich, dass Halbleitermaterialien wegen der relativ kleinen Linienverbreiterung die gestellten Forderungen am besten erfüllen. Eine gewisse Linienverbreiterung ist beim geschalteten Oszillator erwünscht, da es sonst möglich ist Energie zu speichern: verstärkte spontane Emission (Superstrahlung) würde auch ohne Rückkopplung die erreichbare Inversion stark begrenzen. Die physikalische Forderung nach der Verwendung von Halbleitermaterialien ist auch günstig im Sinne einer wirtschaftlichen Realisierbarkeit, die bei kleinen Halbleiterelementen am ehesten gegeben sein wird.

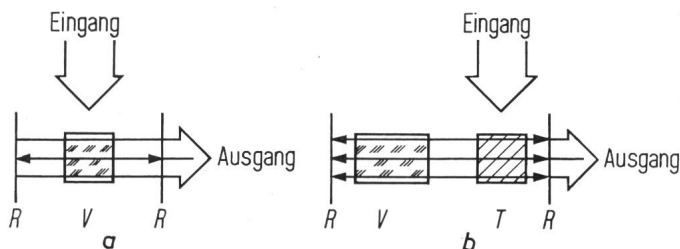


Fig. 5

Steuerung von Laseroszillatoren durch Sättigung

a Sättigung des Lasermaterials; b Sättigung eines Transmissionsschalters; R mittlere Spiegelreflexion; V Verstärkung des Lasermaterials pro Durchgang; T Transmission des Schaltmaterials

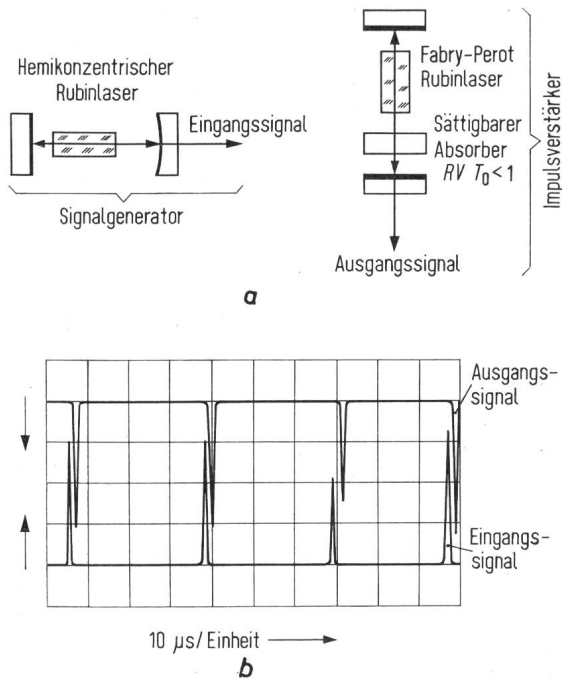


Fig. 6

Optischer Impulsverstärker mit Rubinlasern

a) experimenteller Aufbau; b) Oszillogramm von Eingangs- und Ausgangssignal. Aus dem grossen Verhältnis \hat{q}/q_0 ergibt sich eine sehr lange Verzögerungszeit Θ von rund 1 μ s

An das Schaltmaterial wird die Forderung gestellt, dass seine Transmission sich durch den Schaltprozess von T_0 auf 1 erhöht. Es seien für diesen optimalen Fall einige Zahlenwerte abgeschätzt und folgende Werte gewählt:

$$l\mu = 1 \text{ mm}; \quad RVT \approx RV \cdot 1 = e;$$

$$RT \approx R \cdot 1 = 0,5; \quad \hat{q}/q_0 = 10^3$$

Damit erhält man:

$$\Theta = 2,3 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

$$\vartheta_1 = 3,3 \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

$$\vartheta_2 = 4,7 \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

$$\Delta t \approx \vartheta_1 + \vartheta_2 = 8 \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

Der Ausgangsimpuls ist gegenüber dem Eingangsimpuls um 0,23 ns verzögert und hat eine Länge von etwa 0,08 ns. Die mögliche Repetitionsfrequenz ist durch die Zeitkonstante gegeben in der im Beispiel eines Halbleiter-Diodenlasers die pn-Schicht nach der Sättigung wieder mit Ladungsträgern überflutet wird. Sie liegt bei geeigneter Ausführung bei etwa 0,1 ns.

Die Abschätzung zeigt, dass Elemente auf Halbleiterbasis zulässige Repetitionsfrequenzen von der Grössenordnung 10 GHz erwarten lassen.

Wenn, wie in Fig. 5a, der Oszillator durch Sättigung des Lasermaterials selbst geschaltet wird, dann liegt ein logisches Element vor, das durch das Signal vom Zustand «ein» in den Zustand «aus» geschaltet wird. Eingangs- und Ausgangsleistung sind bei diesem Element auf gleichem Pegel. Es ist hier sinnvoll, zwischen zwei aufeinanderfolgenden Elementen den Pegel jeweils durch Wanderfeldverstärker anzuheben um die unvermeidlichen Verluste zu kompensieren. Diese Ausführungsform wurde mit Galliumarsenid-Diodenlasern B. von W. Kosonocky bereits experimentell untersucht [5].

In der allgemeineren Ausführungsform nach Fig. 5b kann zwischen Eingang und Ausgang eine hohe Impulsverstärkung erreicht werden, wenn für den zu sättigenden Schalter ein

Material verwendet wird, dessen homogene Linienverbreiterung klein ist gegen die des verstärkenden Materials. Bei einer die Verstärkung V der gespeicherten Inversion kompensierenden Anfangstransmission T_0 wird dann im Absorber zur Durchsteuerung $T_0 \rightarrow 1$ eine kleinere Energie absorbiert als beim Abbau der gespeicherten Inversion $V \rightarrow 1$ im Resonator freigesetzt wird. Eine weitere Verstärkung wird in dem «optischen Impulsverstärker» [4] dadurch ermöglicht, dass es nicht notwendig ist durch das Signal die Transmission des Schaltelements auf 1 zu erhöhen. Es genügt eine Erhöhung auf den kritischen Wert T_s nach $RVT_s = 1$. Die weitere Durchsteuerung wird durch die anwachsende Lichtlawine im Resonator erzielt.

Für den Schalter sind Materialien mit einem Zwei- oder Drei-Niveau-System geeignet, in denen ein Übergang durch optisches Pumpen mit dem Signallicht gesättigt wird. Es ist noch nicht abzusehen, welche Stoffe für eine Anwendung im Zusammenhang mit Halbleitern geeignet wären. Von der Technik der Riesenimpulserzeugung in Rubinlasern her ist bekannt, dass dort organische Farbstoffe wie Methylenblau als empfindliche Schalter geeignet sind deren Wirksamkeit durch eine selektive Sättigung bei inhomogener Linienverbreiterung stark erhöht werden könnte. Fig. 6 zeigt einen aus zwei Rubinlasern aufgebauten optischen Impulsverstärker. Der erste, einfache Rubinoszillator erzeugt periodische Steuerimpulse, mit denen der zweite Oszillator geschaltet wird [6].

Um die notwendige Schaltleistung klein zu halten, sollte der Querschnitt der Schaltzelle den beugungsbegrenzten Minimalwert haben, wie er grundsätzlich durch eine konzentrische Optik nach Fig. 7 im Resonator erreicht werden kann.

Nach der Ausbildung des ersten Relaxationsimpulses wird die Transmission des Schaltelementes durch Relaxationsprozesse der angeregten Moleküle mit der Zeitkonstanten τ' wieder auf den Anfangswert zurückgehen. Wenn τ' gross ist gegen die Einschwingzeit des Oszillators t_0 , dann wird er, wie in Fig. 8 dargestellt, nach einer Relaxationsschwingung in stabile Emission übergehen; der Schalter bleibt durch die Resonator-emission geöffnet. Im anderen Fall $\tau' < t_0$ wird der Resonator durch den wieder geschlossenen Schalter nach dem ersten Relaxationsimpuls blockiert. Die beiden Elemente entsprechen monostabilen und bistabilen Kippstufen.

Der beschriebene Impulsverstärker nach Fig. 5b wird durch das Signal «ein»-geschaltet. Durch sein Ausgangssignal kann ein «ein»-geschalteter Oszillator nach Fig. 5a «aus»-geschaltet werden. Damit sind durch Verbindung der beiden Basiselemente grundsätzlich alle logischen Operationen möglich.

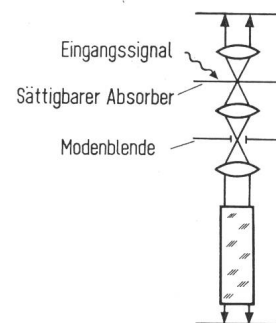


Fig. 7

Anordnung mit optimaler Empfindlichkeit durch Begrenzung der spontanen Emission und durch Einengung des zu sättigenden Querschnitts auf den beugungsbegrenzten Minimalwert

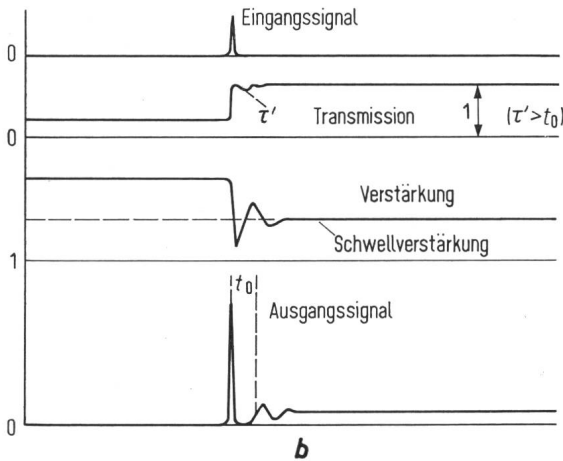
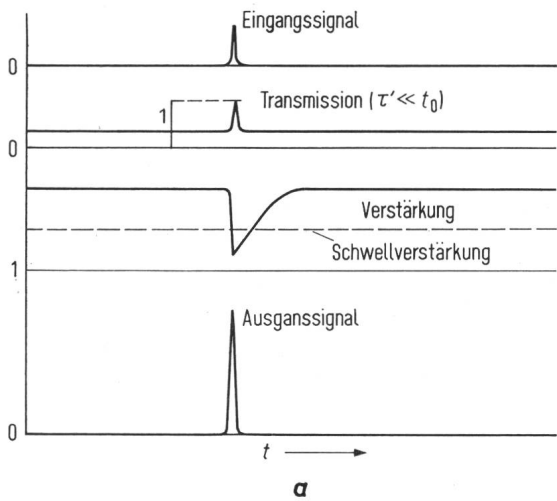


Fig. 8

Einschwingverhalten des optischen Impulsverstärkers

a monostabiler Fall; b bistabiler Fall; τ' Relaxionszeit des Schaltmaterials; t_0 Einschwingzeit des Oszillators

Wahrscheinlich werden in Zukunft auch Schaltmaterialien gefunden werden können, deren Transmission mit wachsender Signalleistung abnimmt; dann wären allein mit dem Element nach Fig. 5b die beiden Grundoperationen durchführbar.

5. Zweidimensionale nichtlineare Impulsverstärker

Auch bei geschalteten Oszillatoren kann die Möglichkeit einer Richtungssteuerung ausgenutzt werden. So zeigt Fig. 9 Impulsverstärker, deren aktives Material zwei getrennten Resonatoren gemein ist.

Im Beispiel 9a habe der Resonator 1 hohe Güte, sei jedoch durch einen sättigbaren Schalter gesperrt. Resonator 2 habe geringe Güte, sei jedoch offen, so dass ohne Eingangssignal am Schalter des Resonators 1 die Schwingung nur im Resonator 2 liegen kann. Ein sättigendes Signal am Schalter wird die Schwingung auf den Resonator 1 umkippen lassen. Je nachdem ob die Emission des Resonators 1 oder des Resonators 2 als Ausgangssignal benutzt wird, kann dieses Element die Funktion eines «ein»-zuschaltenden oder eines «aus»-zuschaltenden logischen Bausteins erfüllen.

Im Beispiel 9b ist das verstärkende Material nur teilweise beiden Resonatoren gemein. Da aus Symmetriegründen stets nur einer der Resonatoren schwingt, kann in dem anderen Resonator Inversion gespeichert werden. Bei gleichzeitigem Ansteuern beider Schalter wird ein vom Signal ausgehender Sättigungseffekt nur in dem Schalter des vorher geschlossenen

Resonators erzielt und die Schwingung kippt um. Die Anordnung entspricht einem bistabilen Multivibrator.

Die Beispiele lassen sich beliebig erweitern und zeigen die vielfältigen Möglichkeiten, die sich aus der Strahleigenschaft des Lichtes ergeben bei Abmessungen, die gross gegen die Wellenlänge sind.

6. Gatter

Bei Anordnung von mehr als einem Schalter im Resonator lassen sich die verschiedenen Gattertypen realisieren. Fig. 10 demonstriert als einfachste Beispiele «und»- und «oder»-Gatter. Für ein «und»-Gatter ist zu dimensionieren:

$$\begin{aligned} RVT_{01} T_{02} &< 1 \\ RVT_{S1} T_{02} &< 1 \\ RVT_{01} T_{S2} &< 1 \\ RVT_{S1} T_{S2} &> 1 \end{aligned} \tag{14}$$

Für ein «oder»-Gatter gilt entsprechend:

$$\begin{aligned} RVT_{01} T_{02} &< 1 \\ RVT_{S1} T_{02} &> 1 \\ RVT_{01} T_{S2} &> 1 \\ RVT_{S1} T_{S2} &> 1 \end{aligned} \tag{15}$$

7. Schaltungstechnische Eigenschaften von nichtlinearen Impulsverstärkern

Für eine praktisch auszuführende optische Schaltungstechnik bietet die Verwendung nichtlinearer Basiselemente nicht zu unterschätzende Vorteile gegenüber einer Nachrichtenverarbeitung in linearen Elementen wegen der Regeneration des Signals bei jedem Schaltprozess. In einer linearen Laserlogik müssten die Signalfunktionen in die nachrichtenverarbeitenden Elemente als kohärente Resonator- oder Wellenleitermoden definierter Frequenz, Richtung, Polarisation und Phase eingespeist werden, ein bei Toleranzanforderungen von $\lambda/100$ praktisch in komplizierten Schaltungen wohl unlösbares Problem.

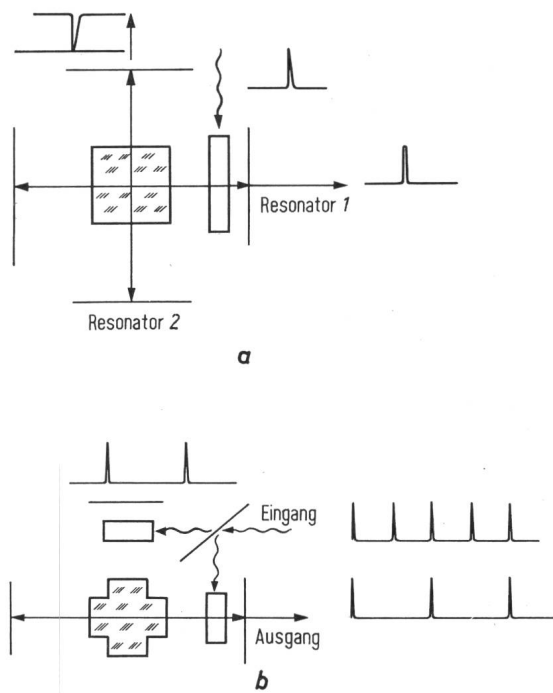


Fig. 9

Optischer Impulsverstärker mit Umschaltung der Strahlrichtung
a ausschaltbarer Oszillator ($\tau' > t_0$); b bistabiler Multivibrator ($\tau' > t_0$)

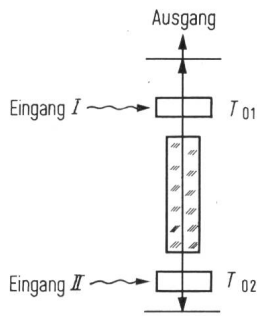


Fig. 10

Gatter mit optischem Impulsverstärker

T_{01} Anfangstransmission des Schalters I; T_{02} Anfangstransmission des Schalters II

Dem Schalter eines nichtlinearen Impulsverstärkers kann das Signal dagegen in Bezug auf Kohärenz, Leistung, Richtung, Polarisation, Frequenz und Phase in weiten Grenzen undefiniert zugeführt werden. Das Ausgangssignal wird unabhängig davon weitgehend räumlich und zeitlich kohärent, polarisiert, beugungsbegrenzt und monochromatisch entstehen.

Weiter sind nichtlineare Elemente in dem Sinn rückwirkungsfrei, dass die auch bei optischen Systemen unvermeidlichen Teilreflexionen nicht zu einer fehlerhaften Auslösung vorhergehender Elemente führen werden. Bei linearen Elementen ist dagegen eine Isolation zwischen den einzelnen Stufen notwendig.

Die Überlegungen weisen darauf hin, dass die heute bekannten Halbleiter weitgehend die Forderungen nach einem geeigneten Material für nichtlineare logische Elemente auf Laserbasis erfüllen. Die möglichen kleinen Abmessungen lassen es als wahrscheinlich gelten, dass kostenmässig ein solches Element vergleichbar mit einem Transistor hergestellt werden könnte. Die optische Schaltungstechnik mit einer aus sich geradlinig ausbreitenden Lichtstrahlen bestehenden «Verdrahtung» legt von vornherein einen Aufbau vieler Elemente in integrierter Bauweise nahe. So wäre es denkbar in Digitalrechnern die schnellen Bausteine durch eine optische Schaltung zu realisieren, die an Eingang und Ausgang durch optoelektronische Wandler an die im Vergleich dazu langsamen elektronischen Bausteine angeschlossen wird.

Einer praktischen Verwirklichung steht heute im Wege, dass Halbleiterlaser bei Zimmertemperatur noch nicht zufriedenstellend betrieben werden können, und dass dieser Lasertyp noch nicht so gut beherrscht wird wie Gas- oder Kristalllaser. Für das erste Problem zeichnen sich technische Lösungen bereits ab, das zweite wird dann gelöst werden, wenn eine breite Anwendbarkeit eine intensive Beschäftigung mit diesen Elementen lohnend erscheinen lassen wird.

8. Beispiel eines optischen Nachrichtensystems

Die bisher diskutierten Anwendungsvorschläge für Laser in der Nachrichtenübertragungstechnik betreffen durchweg optoelektronische Systeme: Die eigentliche Nachrichtenverarbeitung wird in der elektronischen Ebene vorgenommen; das elektrische Nachrichtensignal wird lediglich für die Übertragung einem Laserstrahl als Träger aufmoduliert.

Ein solches System erscheint unbefriedigend, da die Fähigkeit des Laserverstärkers zur Verarbeitung grosser Bandbreiten nicht ausgenutzt wird. Um ein echtes Lichtsystem zu schaffen, müssen gerade die Bandbreite erfordernden logi-

schen Operationen der Kanaladdition, der Codierung und der Verstärkung des breitbandigen Gesamtsignals im Lichtgebiet vorgenommen werden, ebenso die dazu inversen Operationen am Empfänger.

Ohne die Einzelstufen genauer ausführen zu wollen, sei zum Abschluss kurz skizziert wie ein solches System unter Verwendung nichtlinearer Elemente einer Licht-Licht-Logik aussehen könnte. Wegen der grossen zur Verfügung stehenden Bandbreite soll ein Plus-Code-Modulations-System in Betracht gezogen werden.

Auf der Senderseite werden auf einer wirtschaftlich sinnvollen Ebene der Bandbreite die elektronischen Signale codiert und durch elektrooptische Wandler (Laserdioden) in den Lichtbereich transponiert. Die Signale verschiedener optischer Kanäle werden nach Fig. 11 in einem als Mehrfachgatter ausgebildeten Impulsverstärker aufsummiert, wobei mit einem Synchronisierimpuls an einem der Schalter die Periodizität der Ausgangssignale gesichert wird. Nachdem, eventuell über mehrere Stufen, das optische Summensignal gebildet worden ist, wird es in einem Wanderfeldverstärker verstärkt und übertragen.

Am Empfänger wird das Summensignal, nach Verstärkung in einem Wanderfeldverstärker, einer Serie von Gatterschaltungen zugeführt, von denen jede einem Teilkanal entspricht. Durch Synchronisierimpulse werden die Signale den einzelnen Kanälen zugeordnet. In weiteren Stufen werden sie so weit aufgeschlüsselt, dass sie über einen optoelektronischen Wandler (Photodiode) zur endgültigen Auswertung in den elektronischen Bereich zurücktransponiert werden können.

Es ist möglich auch die Codierbausteine aus den optischen Grundelementen aufzubauen; letzten Endes wird es von wirtschaftlichen Erwägungen abhängen an welcher Stelle sich ein Übergang ins Lichtgebiet lohnt.

Es wurden bei den bisherigen Erwägungen nur «grosse» nichtlineare Effekte, wie die Sättigung atomarer Übergänge in Betracht gezogen, um den Kontakt mit der heute bekannten Technik zu wahren. Darüber hinaus ergeben sich weitere Möglichkeiten logischer Operationen im Lichtgebiet durch die

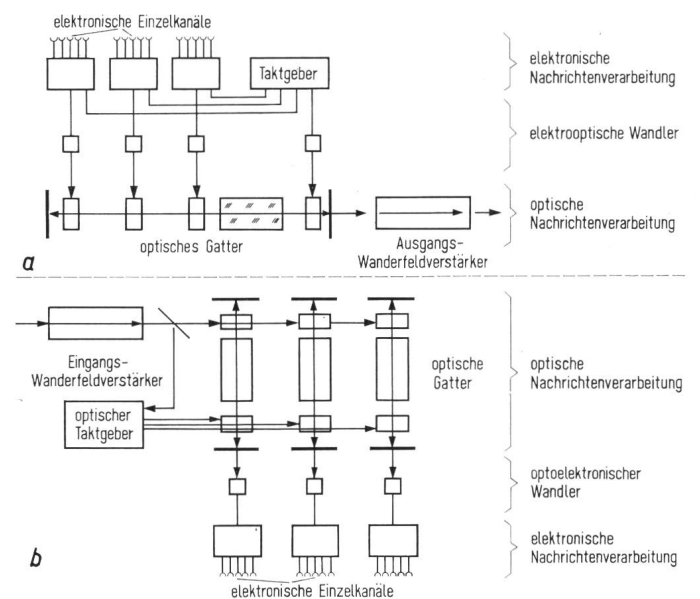


Fig. 11

Optisches Nachrichten-Übertragungssystem mit PCM
a Senderseite; b Empfängerseite

Ausnutzung «kleiner» nichtlinearer Effekte bei nichtresonanten Wechselwirkungen. Ein Beispiel hierfür ist die kürzlich gelungene Realisation eines parametrischen Lichtoszillators [5].

Wenn es gelänge eine wirtschaftlich einsetzbare Ausführung logischer Elemente auf Laserbasis zu finden, so könnte dies zu einem starken Auftrieb der Forschung in diesem Gebiet führen, da in der Nachrichtenverarbeitung jeweils ein Bedarf nach grossen Stückzahlen gleichartiger Elemente besteht. Bei der Fülle der auf dem Lasergebiet zu lösenden Aufgaben könnte ein solides wirtschaftliches Interesse so helfen die zweifellos grossen technischen Möglichkeiten der Laserphysik in absehbarer Zukunft einer Realisierung zuzuführen.

Literatur

- [1] D. Röss: Laser. Bull. SEV 56(1965)9, S. 333...342.
- [2] D. Röss: Laser Lichtverstärker und -Oszillatoren. Frankfurt a/M. Akademische Verlagsgesellschaft 1966.
- [3] W. Kosonocky: Optical Processing of Information. RCA-Report 19, S. 255...280, Clark N. J., RCA-International 1965.
- [4] D. Röss: Selektiv sättigbare organische Farbstoffe als optische Schalter — optische Impulsverstärker. Z. Naturforsch. 20a(1965)5, S. 696...700.
- [5] J. A. Giordaine and R. C. Miller: Tunable Coherent Parametric Oscillation in LiNbO_3 at Optical Frequencies. Physic Rev. Letters. 14(1965)24, S. 973...976.

Adresse des Autors:

Dr. D. Röss, Siemens & Halske AG, Hofmannstrasse 51, D-8, München 25.

Vorentladungen an den Elektrodenanordnungen «Spitze—Spitze» und «Spitze frei im Raum» in Isolieröl bei Beanspruchung mit einer Stoßspannung von 1,2|450

Von P. Nikolopoulos, Nellingen

537.528

Die 50-%-Durchschlagspannung bei positiver und negativer Stoßspannung (Stoßspannung 1,2|450) und der Verlauf der Stosskennlinien an der Elektrodenanordnung «Spitze—Spitze» (scharfe Spitze) werden angegeben. Die Ergebnisse werden mit den an der Elektrodenanordnung «Spitze—Platte» gewonnenen Ergebnissen verglichen. Das Starten und Vorwachsen der Vorentladungen sowie das Einleiten des Durchschlags wird an Hand von Entladungsfiguren deutlich. Diese wurden auf Photopapier, das in der Elektrodenachse angebracht war, bei verschiedenen Stoßspannungen und verschiedenen Abschneidezeiten aufgenommen. Ebenfalls an Hand von Entladungsfiguren wird das Starten und Vorwachsen der Vorentladungen bei Stoßspannung an mehreren Elektroden «frei im Raum» verfolgt. Die an Hochspannungselektroden mit mehreren scharfen Spitzen gewonnenen Entladungsfiguren lassen den Einfluss jeder Einzelfigur auf ihre Nachbarfiguren deutlich werden. Die Vorwachsengeschwindigkeit der positiven Grundfigur bei verschiedenen Stoßspannungen wird für alle Elektrodenanordnungen angegeben.

L'auteur indique la tension disruptive à 50% pour une tension de choc positive et négative (tension de choc 1,2|450), de même que le tracé des caractéristiques de choc dans les électrodes disposées «de pointe à pointe» (pointes vives). Les résultats sont ensuite comparés aux données obtenues avec des électrodes disposées «pointe contre plaque». La formation et l'accroissement de la pré-décharge, ainsi que le déclenchement du percement sont illustrés par des figures de décharge sur papier sensible. Ce papier photographique a été fixé dans l'axe des électrodes et les figures se rapportent à diverses tensions de choc et également à divers temps de coupure. Ces figures de décharge permettent en outre de suivre le déclenchement et l'accroissement des pré-décharges lors de tensions de choc, appliquées à plusieurs électrodes, disposées «à pointe dégagée dans l'espace». Les figures de décharge réalisés aux électrodes à haute tension, munies de plusieurs pointes aiguës indiquent l'influence exercée par chaque figure individuelle sur ses voisines. L'auteur indique enfin la vitesse de propagation de la figure de base positive lors de diverses tension de choc et pour toutes les dispositions d'électrodes.

1. Einleitung

Isolieröl stellt ein wichtiges Isoliermittel in elektrischen Anlagen dar. Beim Auftreten von inneren und äusseren Überspannungen in den Netzen wird das Öl kurzzeitig durch Spannungen beansprucht, die zu seinem Durchschlag und damit zu Schäden der Betriebsmittel führen können. Es ist deshalb für die Technik besonders wichtig, dass das Verhalten des Isolieröls bei Beanspruchung mit Stoßspannung, durch die die Überspannungen nachgebildet werden, bekannt ist. Durch die Anwendung von Stoßspannungen bei den Untersuchungen in Öl wird ausserdem der Einfluss von Verunreinigungen, die in Öl unvermeidlich bzw. sehr schwer fernzuhalten sind, beseitigt. Dies geht auf Erkenntnisse zurück, die bereits Ende der 20er Jahre gemacht wurden (s. z. B. [1; 2]¹⁾.

Die Kenntnisse über den Stossdurchschlag in Öl dürfen nicht als ausreichend angesehen werden, obwohl das vorhandene Material in den letzten Jahren durch einige neue Untersuchungen [3...6] bereichert worden ist. Es fehlen Aussagen über den Durchschlag bei grösseren Schlagweiten der für die Technik interessanten Elektrodenanordnungen Stab—Stab und Stab—Platte.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden mit einer Stossspannung von 1,2|450 an der Elektrodenanordnung Spitze—Spitze und «Spitze frei im Raum» durchgeführt. Der Versuchs-

aufbau ist in [6] ausführlich beschrieben worden, daher wird er hier nur kurz angegeben.

Die Elektroden wurden aus Messing (Durchmesser 10 mm) angefertigt. Die Spitzen waren kegelförmig mit einem Winkel von 40°. Der Krümmungsradius r an der Spitze betrug weniger als 0,1 mm. Es wurden drei Schlagweiten $S = 30, 57$ und 97 mm untersucht.

Wie Fig. 1 zeigt, war die Elektrodenachse waagrecht. Die Elektrodenanordnung befand sich in einem vollkommen aus Isoliermaterial angefertigten Versuchsgefäss, ungefähr 40 cm über dessen Boden, der ungefähr 20 cm über dem Erdboden lag. Eine Umwälzanlage in Verbindung mit einem feinen Papierfilter ermöglichte die Beseitigung der durch die Verunreinigung des Öls entstandenen Verunreinigungen. Die Öltemperatur wurde auf +15°C konstant gehalten.

Mit Hilfe eines Zweistrahl-Stoßspannungszosillographen wurde der zeitliche Verlauf der Stoßspannung und des Stromes der Vorentladungen am Prüfling aufgenommen. In allen folgenden Oszillogrammen gibt die obere Kurve den Verlauf der Stoßspannung und die untere den des Stromes wieder. Entladungsfiguren (Gleitfiguren) wurden auf Photopapier aufgenommen, das in der Elektrodenachse angebracht war (Fig. 1).

Bei allen Untersuchungen lag in Serie zur Hochspannungselektrode ein Widerstand von 2 k Ω (Vorwiderstand). Wie in [6] festgestellt wurde, hatte er keinen Einfluss auf das Starten und

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.