

# Dynamische Messungen an einem N<sub>2</sub>-Laser \*

S. Miyashiro \*\* und H. Grönig

Institut für Luft- und Raumfahrt der RWTH Aachen

(Z. Naturforsch. 32a, 1387–1392 [1977]; eingegangen am 21. September 1977)

*Dynamical Measurements on an N<sub>2</sub>-Laser*

Using optical fibers and photodiodes, the local, spontaneous emissions along an N<sub>2</sub>-laser channel have been for the first time measured with a sampling technique. From the relations among the laser power, the gas pressure, the voltage on the storage capacitor and the discharge time difference along the laser channel, the dynamical behaviour of an N<sub>2</sub>-laser was studied and the effectiveness of the travelling wave excitation of high power gas lasers has been experimentally confirmed as the result.

## 1. Einleitung

Der N<sub>2</sub>-Laser hat seit seiner Entdeckung 1963 durch Heard<sup>1</sup> wegen der im UV gelegenen Emission (3371 Å), der kurzen Impulsdauer im Nanosekundenbereich (ca. 10 ns) und der hohen Repetitionsfrequenz immer größere Bedeutung erlangt. Vor allem in Verbindung mit einem Farbstofflaser findet er für Absorptionsmessungen, Gasentladungen, Raman-Spektroskopie usw. Anwendung.

Zum Bau eines Hochleistungslasers eignet sich sehr gut das System der von Leonard<sup>2</sup> vorgeschlagenen Transversalanregung mit extrem niederinduktivem Aufbau und Stromanstiegszeiten im Nanosekundenbereich. In der Folgezeit wurden meistens Bandleitersysteme<sup>3–6</sup> für den transversal angeregten N<sub>2</sub>-Laser verwandt, wobei z. B. bei Basting et al.<sup>5</sup> mit einem doppelten Bandleitersystem und dem Prinzip der Wanderwellenanregung<sup>3</sup> aus nur 30 cm aktiver Länge bis zu 1,2 MW Laserleistung erzielt werden konnte und bei Uhlenbusch und Dahm<sup>6</sup> durch zusätzliche Vorionisation die Ausgangsenergie um das 2- bis 2,4fache gesteigert wurde. Trotz der so großen Weiterentwicklung bestehen sehr wenige Untersuchungen über das dynamische Verhalten eines N<sub>2</sub>-Lasers wegen seiner extrem schnellen Phänomene.

In der vorliegenden Arbeit wird die Dynamik eines N<sub>2</sub>-Lasers mit Hilfe eines modifizierten N<sub>2</sub>-Lasers<sup>7</sup> nach Schenck und Metcalf<sup>8</sup> mit keramischen Dämpfungskondensatoren aber ohne Bandleiter-

system untersucht. Wegen seiner guten experimentellen Zugänglichkeit und seines stabilen, reproduzierbaren Verhaltens, das das Sampling-Meßverfahren ermöglicht, werden neben allgemein üblichen experimentellen Ergebnissen<sup>7</sup> zum ersten Mal sein dynamisches Verhalten, insbesondere die Zusammenhänge zwischen der Wanderwelle, lokalen spontanen Emission und Laseremission, untersucht.

## 2. Experimentelle Anordnung

Die experimentelle Anordnung ist in Abb. 1 skizziert. Über den Aufbau des N<sub>2</sub>-Lasers ist bereits an anderer Stelle<sup>7</sup> berichtet. Die Spannung wurde mit einer Hochspannungstastspitze (Tektronix P6015, Anstiegszeit 4 ns) getastet und durch einen Zwei- strahlzoszillographen (Tektronix 7844) registriert.

Bei der Messung des zeitlichen Zusammenhangs der lokalen Spannungen wurden zwei Tastspitzen (P6015) mit derselben Kabellänge verwandt. Die Messungen ergaben, daß die Signale völlig synchron und reproduzierbar waren, so daß die Alternating-Art der Ablenkung des Oszilloskopeneinschubs verwendet werden konnte.

Die zur Laserstrahlachse senkrechte, spontane Emission aus dem Laserkanal wurde durch flexible Lichtleiter von gleicher Länge (1,5 m, Schott & Gen.) an die schnellen Fotodioden FW 114A von ITT in die Metallmeßzelle geleitet und mit Hilfe eines Sampling-Oszilloskop (Tektronix 661) mit einem Zweikanal-Sampling-Einschub (4S1) und einer Sampling-Zeitbasis (5T1A) registriert \*. Diese Sampling-Messungen erfolgten meistens bei einer Laser-impulsfrequenz von 27 Hz.

Bei der Verwendung von Lichtleitern müssen Impulsverzerrungen<sup>9</sup> berücksichtigt werden. Es konnte

\* Auszug aus der Dissertation von S. Miyashiro, RWTH Aachen 1977.

\*\* z. Z. Dept. of Mechanical Engineering, Anan Technical College, Anan, Tokushima, Japan.

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. H. Grönig, Stoßwellenlabor, Institut für Luft- und Raumfahrt der RWTH Aachen, Templergraben 55, D-5100 Aachen.

\* Der Sampling-Oszilloskop wurde vom Institut für Plasmaphysik der KFA, Jülich, zur Verfügung gestellt. Es sei dafür auch an dieser Stelle gedankt.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

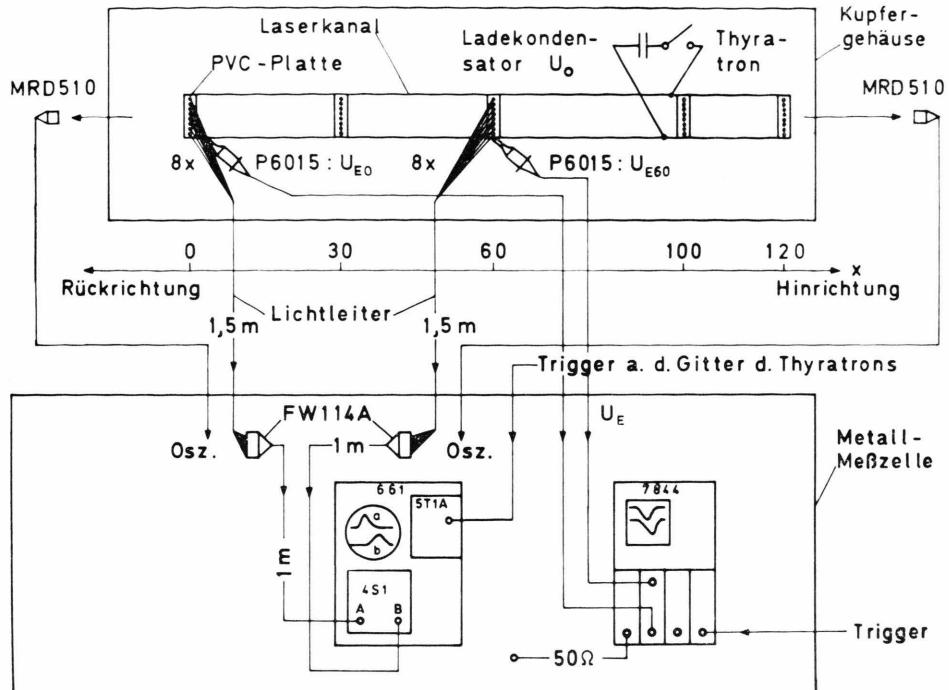


Abb. 1. Schema der dynamischen Messungen.

aber hier theoretisch und experimentell bestätigt werden, daß praktisch keine Impulsverzerrung auftrat<sup>10</sup>.

Die direkte Messung der spontanen Emission durch Pindioden unmittelbar an der Laserkanalwand war nicht möglich, da das Signal im Vergleich zu den Störsignalen zu klein war.

Zur qualitativen Erfassung der Laseremission wurden zwei Silikon-Pindioden (MRD 510, Anstiegszeit des Meßkreises  $< 1$  ns) verwendet. Beide Diode wurden 42 cm entfernt von den beiden Kanalfenstern angeordnet. Andernfalls enthielten die Signale zu große inkohärente Rauschanteile und wurden damit zu breit. Die Signale wurden entweder zum Sampling- oder zum Zweistrahloszillographen geleitet.

### 3. Meßergebnisse und Diskussion

#### 3.1. Entladungszeitdifferenz und Laseremission

Um die Laseremission zu untersuchen, ist es sehr vorteilhaft, die lokale spontane Emission zu registrieren. Die spontane Emission entspricht hier dem lokalen Stromverlauf bis auf den Teil des Nachleuchtens.

In Abb. 2 ist ein Oszillosrogramm der spontanen Emission an den Stellen  $x=0$  und  $x=60$  cm bei

einer Ladespannung  $U_0 = 11,3$  kV, einem Gasdruck  $P_m = 20,6$  Torr und einer Laserpulsfrequenz  $f = 27$  Hz wiedergegeben, wobei der zeitliche Abstand der beiden Emissionen sehr groß ist. Der Ablenkungsfaktor der relativen Intensität  $I_{x=0}$  ist um das Zehnfache größer als der von  $I_{x=60}$ . Aus diesen Messungen läßt sich Abb. 3 gewinnen, die einen Zusammenhang zwischen der Laseremission  $W$  und der aus den obigen Oszillosrogrammen bestimmten Entladungszeitdifferenz  $\Delta t$  an den beiden 60 cm voneinander entfernt liegenden Stellen von  $x=0$  und  $x=60$  cm in Abhängigkeit von der Ladespannung  $U_0$  zeigt. Die Entladungszeitdifferenz  $\Delta t$  ist hier definiert als die Zeitdifferenz zwischen den maximalen Punkten der Emissionen. Die Genauigkeit dieses Zeitabstands hängt ausschließlich vom Jitter der Entladung selbst ab.

$\Delta t$  wird hier mit zunehmender Ladespannung  $U_0$  kleiner und nähert sich der Laufzeit der Spannungswanderwelle von 19 ns<sup>11</sup>. Die optimale Ladespannung beträgt in diesem Fall ca. 12 kV, die wegen der höheren Frequenz kleiner als diejenige<sup>7</sup> bei 5 Hz ist. Die Durchbruchsspannung wird mit zunehmender Frequenz kleiner. Um einen konstanten zeitlichen Zusammenhang der Durchbruchsspannungen bei höheren Frequenzen aufrechtzuhalten, muß man

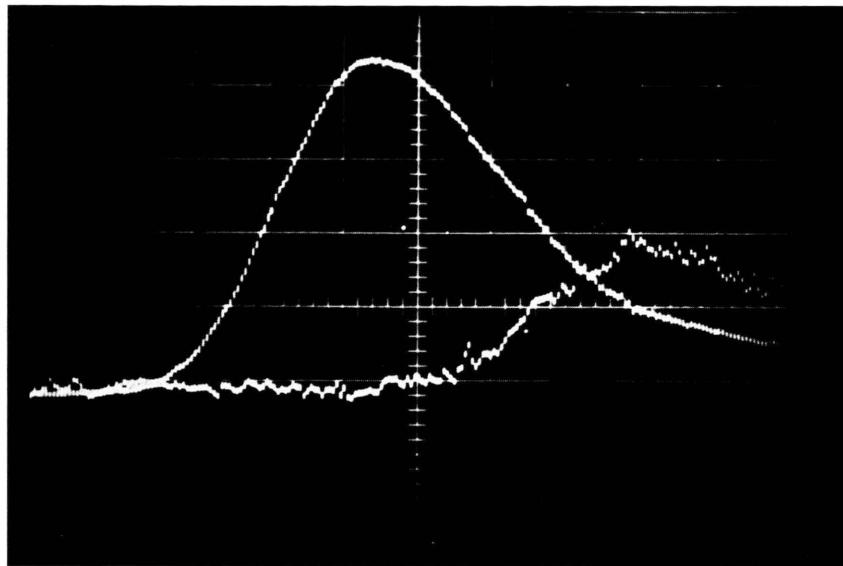


Abb. 2. Lokale spontane Emission  $I$ , registriert mit einem Sampling-Oszilloskop. Obere Spur in der Mitte:  $I_{x=0}$ ; untere Spur in der Mitte:  $I_{x=60}$ ; senkrecht: beliebige Einh.; waagerecht: 5 ns/Skt 20 Samples/cm.

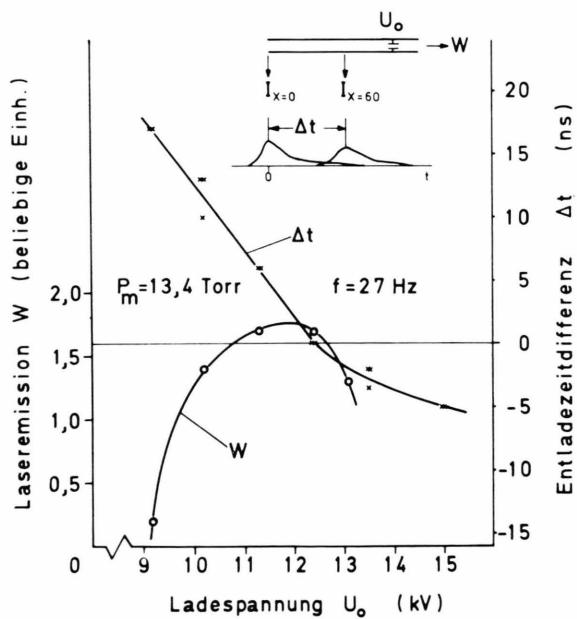


Abb. 3. Zusammenhang zwischen der Laseremission  $W$  und der Entladazeitdifferenz  $\Delta t$  über der Ladespannung  $U_0$ .

die Ladespannung kleiner machen. Bei 12 kV beläuft sich  $\Delta t$  auf +2 ns, was der Laufzeit des Lichtes entspricht.

In Abb. 4 ist ein Zusammenhang zwischen der Laseremission  $W$  und der Entladazeitdifferenz  $\Delta t$  in Abhängigkeit vom Gasdruck dargestellt. Der opti-

male Gasdruck beläuft sich auf 16,5 Torr.  $\Delta t$  beträgt dann ca. 4 ns. Wenn man die größte zeitliche Schwankung der Entladung von 1 ns mitberücksichtigt, kann man feststellen, daß dieser Wert mit dem oben gefundenen von 2 ns gut übereinstimmt.

In Abb. 5 sind die relative Intensität der spontanen Emission  $I$  an zwei Stellen und die entsprechende Laseremission  $W$  zusammen über der Ladespannung  $U_0$  dargestellt. Daraus kann man sehen, daß die lokale Intensität der spontanen Emission wenig Einfluß auf die Laseremission hat.

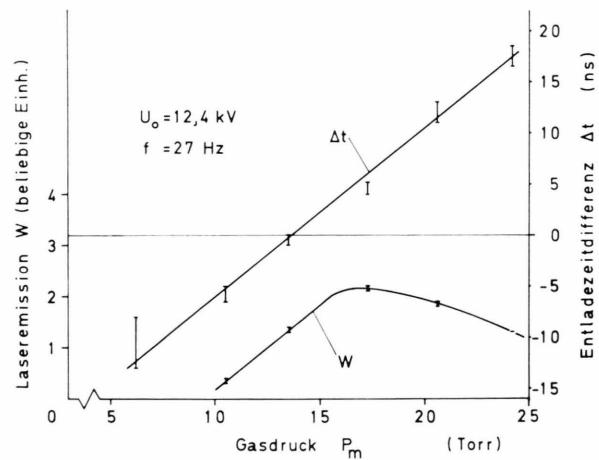


Abb. 4. Zusammenhang zwischen der Laseremission  $W$  und der Entladazeitdifferenz  $\Delta t$  über dem Gasdruck  $P_m$ .

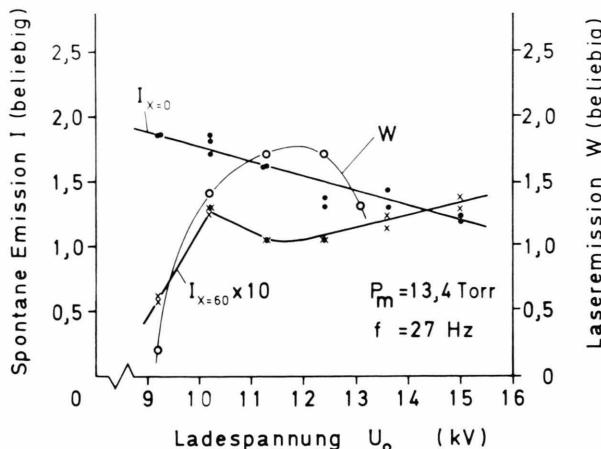


Abb. 5. Zusammenhang zwischen der lokalen spontanen Emission  $I$  und der Laseremission  $W$  über der Ladespannung  $U_0$ .

Für die Laseremission in Rückrichtung ist die Zuordnung der spontanen Emission genau umgekehrt. Obwohl die zeitliche Zuordnung in Rückrichtung ebenfalls optimal sein kann, braucht man dafür eine höhere Ladespannung, die aber zu einer ungünstigeren Entladung mit einer anschließenden Funkenbildung führt.

Zusammenfassend ist hiermit experimentell bestätigt, daß eine Wanderwellenanregung (Ionisationswanderwelle) im Laserkanal mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  für einen N<sub>2</sub>-Laser am effektivsten ist. Hierbei muß aber die reflektierte Wanderwelle der Spannung verwendet werden, weil die einfallende Spannungswanderwelle mit  $0,1 c$  zu langsam ist<sup>11</sup>.

### 3.2. Verlauf der Entladungsspannung

In Abb. 6 ist ein Oszillogramm der Entladungsspannung an den beiden Stellen von  $x=0$  (untere Spur) und  $x=60$  cm (obere Spur) unter denselben Bedingungen von Abb. 2 wiedergegeben. Man darf sagen, daß die Maxima der Emission (entsprechend den Maxima des Stroms) auf dem Wendepunkt der Spannungskurve in der Abfallphase liegen. Aus diesem Zusammenhang kann der Zeitpunkt des Stromeinsatzes abgeschätzt werden. Der Zeitpunkt liegt hierbei bereits in der Anstiegsphase der Spannung, was charakteristisch für den Impulsdurchbruch ist. Bei höherem Druck wird der Wendepunkt deutlicher wahrnehmbar. Hierbei ergab sich, daß die Entladungszeitdifferenz  $\Delta t$  mit dem Zeitabstand zwischen den beiden Wendepunkten in der Abfallphase der Entladungsspannung identisch ist.

### 3.3. Zeitlicher Zusammenhang zwischen Laser- und spontaner Emission

Abbildung 7 zeigt die Laseremission  $W$  (untere Spur) und die spontane Emission  $I_{x=0}$  (obere Spur) bei  $U_0 = 11,3$  kV und  $P_m = 10,3$  Torr. Die Laufzeitdifferenz zwischen beiden Meßkabeln beträgt 3,4 ns, d. h., die Spitze der Laseremission liegt, um 1,2 ns verschoben, auf der linken Seite von  $I_{x=0}$ . Mit Berücksichtigung der Laufzeit des Lichtes vom hinteren bis zum vorderen Ende (4 ns) kann man leicht bestätigen, daß diese Laseremission aus dem ersten Teil der spontanen Emission  $I_{x=0}$  inklusive der Spitze stammt. Die Entladungszeitdifferenz  $\Delta t$  betrug dabei ungefähr 0 ns. Daß, je größer  $\Delta t$  wird, desto später im Vergleich mit  $I_{x=0}$  die Laseremission  $W$  entsteht, ist nach der Zuordnung der lokalen spontanen Emission verständlich.

### 3.4. Pulsform der Laseremission

Wie man in Abb. 7 sieht, ist die Pulsform der Laseremission ungleichmäßig, was bereits ebenfalls an anderer Stelle<sup>4, 12, 13</sup> beobachtet wurde. Der Laserimpuls besteht aus doppelten oder ggf. dreifachen Einzelpulsen. Je schlechter die zeitliche Zuordnung der spontanen Emission wird, desto höher kann die Zahl der Einzelpulse mit einem konstanten Abstand werden bei einer gleichzeitigen Verbreiterung des Gesamtpulses. Der Abstand zwischen einzelnen Pulsen beträgt hier ca. 6 ns. Die Ursache dieser Multipulse beruht auf den folgenden zwei Tatsachen:

1. zeitliche Zuordnung der spontanen Emission;
2. Reflexion des Laserlichtes am Spiegel ggf. am Fenster.

Wenn die Entladungszeitdifferenz zwischen den beiden Enden mit der Laufzeit des Lichtes identisch ist (d. h. Wanderwellenanregung), beträgt die Zeitdifferenz zwischen den Einzelpulsen das Doppelte der Laufzeit des Lichtes. Bei gleichmäßiger Anregung beläuft sich die Zeitdifferenz zwischen den Einzelpulsen auf eine einmalige Laufzeit des Lichtes im Laserkanal. Bei der vorliegenden Anlage ist aus der Struktur des Laserimpulses allein nicht exakt auf die zeitliche Zuordnung der Laseremission und den Reflexionen zu schließen. Insbesondere müssen Unsicherheiten bei der lokalen und zeitlichen Zuordnung der Inversionsgebiete angenommen werden. Verlässliche Details über diesen Mechanismus könnten erst durch genaue Registrierung des Kleinsignalverhaltens im aktiven Medium mittels eines zusätzlichen N<sub>2</sub>-Lasers gewonnen werden.

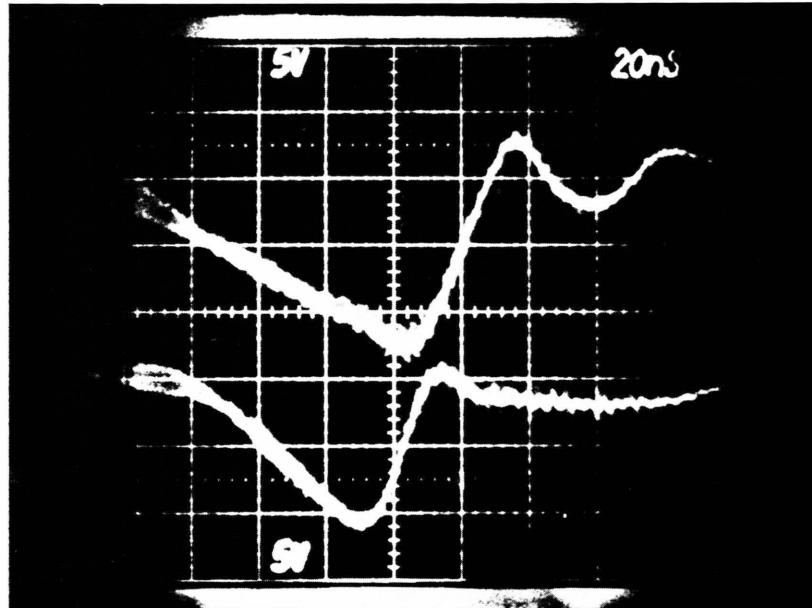


Abb. 6. Entladungsspannung am Laserkanal. Obere Spur:  $U_{E,x=60}$ ; untere Spur:  $U_{E,x=0}$ ; senkrecht: 5 kV/Skt, waagerecht: 20 ns/Skt.

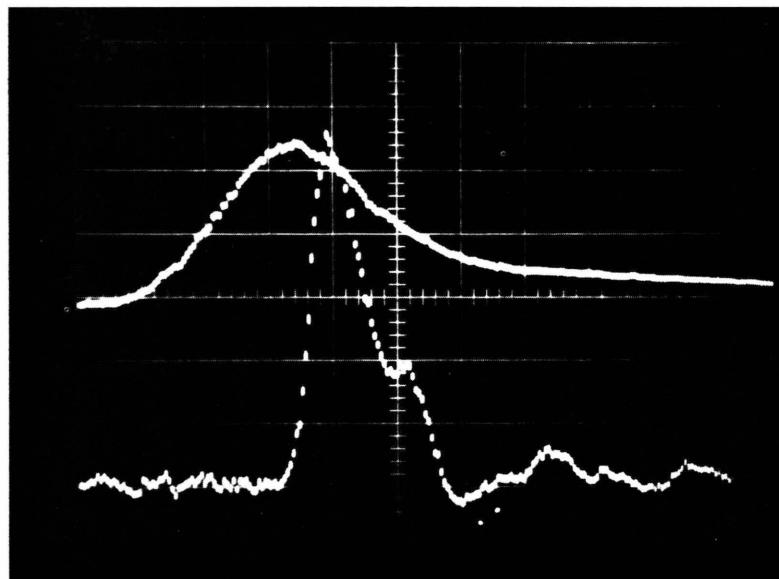


Abb. 7. Spontane Emission und Laseremission, registriert mit einem Sampling-Oszilloskop. Obere Spur:  $I_{x=0}$ ; untere Spur:  $W$ ; senkrecht: beliebige Einheiten; waagerecht: 5 ns/Skt; 20 Samples/cm.

#### 4. Zusammenfassung

Zum ersten Mal ist es hier gelungen, den Zusammenhang zwischen der spontanen Emission und der Laseremission mit Hilfe der hier definierten Entladungszeitdifferenz zu gewinnen. Weiterhin konnte der Zusammenhang zwischen der Entladung und der spontanen und Laser-Emission erklärt werden. Aus diesen Untersuchungen konnte die früher von Shipman<sup>3</sup>

vermutete Wirksamkeit der Wanderwellenanregung mit Lichtgeschwindigkeit (keine Spannungswanderwelle, sondern eine Entladungswanderwelle) erstmals experimentell bestätigt werden.

Die Laserpulsform ist von der Zuordnung der Entladung (d. h. auch von der Lage der Funkenstrecke) und der Reflektion des Lichtsignals am Spiegel oder ggf. am Fenster abhängig.

S. Miyashiro dankt dem DAAD, Bonn, und der Heinrich-Hertz-Stiftung des Landes Nordrhein-Westfalen für seinen Studienaufenthalt in Deutschland.

Herrn Prof. J. Uhlenbusch, Universität Düsseldorf, danken wir für kritische Diskussionen.

- <sup>1</sup> H. G. Heard, Nature London **200**, 667 [1963].
- <sup>2</sup> D. Leonard, Appl. Phys. Lett. **7**, 4 [1965].
- <sup>3</sup> J. D. Shipman, Appl. Phys. Lett. **10**, 3 [1967].
- <sup>4</sup> R. M. Geller, D. E. Altman u. T. A. DeTemple, Appl. Opt. **7**, 2232 [1968].
- <sup>5</sup> D. Basting, F. P. Schäfer u. B. Steyer, Opto-electronics **4**, 43 [1972].
- <sup>6</sup> J. Uhlenbusch u. J. Dahm, Laser- und Elektro-Optik **1**, 26 [1976].
- <sup>7</sup> S. Miyashiro u. H. Grönig, Z. Naturforsch. **31a**, 1433 [1976].
- <sup>8</sup> P. Schenck u. H. Metcalf, Appl. Opt. **12**, 183 [1973].
- <sup>9</sup> A. W. Snyder, Appl. Opt. **15**, 1290 [1976].
- <sup>10</sup> S. Miyashiro, Dissertation der TH Aachen, 39 [1977].
- <sup>11</sup> S. Miyashiro, Dissertation der TH Aachen, 34 [1977].
- <sup>12</sup> B. Godard, IEEE J. Quant. Electron. **QE-10**, No. 2, 147 [1974].
- <sup>13</sup> P. Richter, J. D. Kimel u. G. C. Moulton, Appl. Opt. **15**, 756 [1976].