

hauptsächlich deswegen, weil wir die Absorptionsspektren dieser Zentren nicht kannten. Diese Kenntnis ist aber erforderlich, will man durch besondere Wahl des anregenden Lichtes die Emission eines einzigen Zentrums stark bevorzugen. Die Analyse der TlCl-KCl-Lösungen war nur möglich, weil es uns gelang, außer der Emission des Tl⁺-Ions allein auch noch die des TlCl₂⁻-Zentrums auf experimentellem Wege zu erhalten und durch die Anregung mit der HNS 12 + UG 5 die Emission der Tl⁺-Zentren in einigen Lösungen zu unterdrücken. Ganz analog hätten wir also auch im Falle der TlBr-Alkalibromid-Lösungen die Emissionsbanden wenigstens eines Tl-Br-Komplexes allein (z. B. TlBr₃⁻⁻) experimentell bestimmen müssen. In Abb. 1 befindet sich das Spektrum der reinen TlBr-Lösung; Abb. 8 zeigt die Emissionsspektren gesättigter TlBr-Alkalibromid-Lösungen bei Anregung mit der HNS 12 + UG 5. Die unterschiedliche Lage der Emissionsmaxima in

Abb. 8 bedeutet nach unseren Überlegungen, daß mindestens zwei Zentren (wahrscheinlich TlBr₂⁻ und TlBr₃⁻⁻) zu den Emissionsspektren beitragen. Man darf annehmen, daß das Verhältnis, in dem diese beiden Komplexe in den Lösungen vorhanden sind, abhängig ist von den Alkali-Ionen, allein schon wegen der verschiedenen Löslichkeit der betreffenden Alkalibromide. Das Mittel, das die Bestimmung der TlCl₂⁻-Bande erlaubte, versagt also im Falle der TlBr-Alkalibromid-Lösungen. Mit der Kenntnis der Absorptionsbanden der Tl-Br-Zentren sollte es jedoch möglich sein, das anregende Licht und die Lösungen so auszuwählen, daß auch in diesem Falle eine Bestimmung der Emissionsbande der Zentren TlBr, TlBr₂⁻ und TlBr₃⁻⁻ möglich ist.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre großzügige Unterstützung dieser Arbeit.

Bestimmung der Lebensdauer von Anregungszuständen durch Zeitmessung an optischen Masern

Von K. GÜRS

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München
(Z. Naturforsch. 17 a, 883—885 [1962]; eingegangen am 11. August 1962)

Aus Messungen des Emissionsverlaufs von optischen Masern am Schwellwert wird die Lebensdauer des ⁴F_{3/2}-Anregungszustands von Neodym in Calciumwolframat zu 0,127 ms und die des ²E-Zustandes von Rubin zu 3,0 ms bestimmt, beide bei Zimmertemperatur. Ferner wird die Lampenleistung angegeben, die in der verwendeten Anordnung für Dauerbetrieb nötig wäre.

Zeitmessungen der Emission geben Aufschluß über die Wirkungsweise von optischen Masern. Sie stellen aber auch eine Form der Materialuntersuchung dar, wie im folgenden gezeigt werden soll, und erlauben Rückschlüsse auf die Möglichkeit, einen optischen Maser kontinuierlich zu betreiben.

Für unsere Untersuchungen wurde ein optischer Maser mit elliptischem Reflektor und stabförmiger Xenon-Impulslampe gebaut. Die Schwellenergie lag für Rubin und Neodym-dotiertes Calciumwolframat bei 110 Ws bzw. 8 Ws. Die Stäbe waren so gehalten, daß die Belichtung gleichmäßig über die ganze Länge erfolgte.

Die Emission des optischen Maser besteht im allgemeinen aus einer größeren Zahl von Impulsen (Spikes); evtl. ist ein kontinuierlicher Anteil überlagert (Abb. 1). Unmittelbar am Schwellwert tritt jedoch gelegentlich auch nur ein einzelner Impuls auf. Dieser erscheint bei gleichbleibenden Versuchsbedingungen immer zum gleichen Zeitpunkt. Die Abb. 2 und 4 zeigen Emissionskurven, bei denen die Emission nur aus einem Impuls besteht. Den Zeitverlauf der zugehörigen Blitzleistungen sehen

wir in Abb. 3 und Abb. 5. Wegen Verwendung eines Filters geben diese Oszillogramme nur die Leistung im Bereich der Pumpbänder wieder.

Die Methode

Aus den beiden Messungen (Abb. 2 und 3 bzw. 4 und 5) läßt sich die Zeitkonstante τ der spontanen Emission bestimmen. Der Rechnung liegt zugrunde, daß der einzelne Impuls den Zeitpunkt markiert, bei dem die Anregung durch das abklingende Pumplicht (in der Zeiteinheit) und die Abstrahlung durch spontane Emission (evtl. einschließlich der Verluste durch nicht strahlende Übergänge) gleich werden. Zu diesem Zeitpunkt hat die Besetzung ihren Maximalwert.

Unter der Abstrahlung a wird dabei der Teil der aktiven Atome verstanden, der in der Zeiteinheit vom angeregten Zustand in den Endzustand übergeht. Die Besetzung b gibt an, welcher Bruchteil der aktiven Atome angeregt ist. Die Pumpleistung wird durch eine Größe p beschrieben. p ist der Teil der Atome, der in der Zeiteinheit angeregt wird, solange



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 digitized 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.

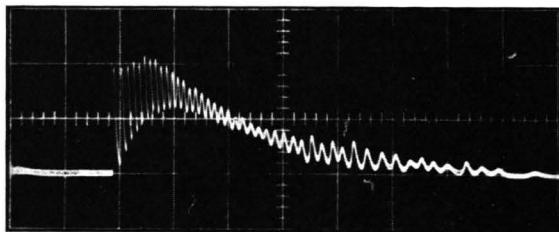


Abb. 1. Zeitverlauf der Emission bei einer Pumpenergie von 30 Ws.

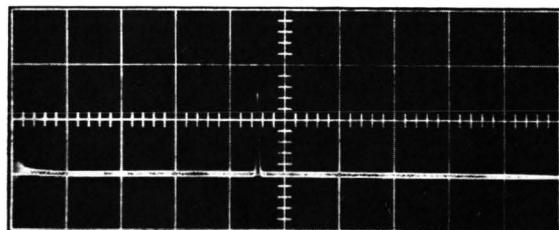


Abb. 2. Emissionsverlauf am Schwellwert.

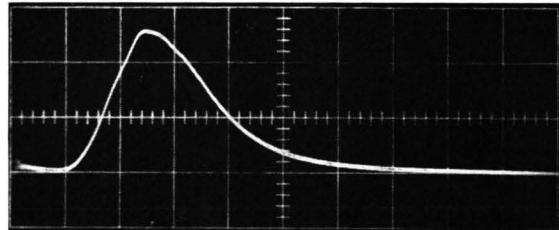


Abb. 3. Zugehörige Blitzleistungskurve.

Abb. 1–3. Optischer Maser mit Neodym in Calciumwolframat; 1 großer Teilstrich $\triangleq 20 \mu s$.

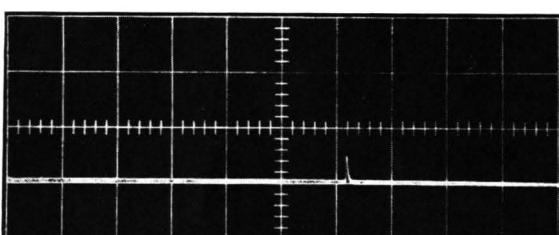


Abb. 4. Emissionsverlauf des optischen Rubin-Masers am Schwellwert. Es tritt nur ein Impuls auf.
1 großer Teilstrich $\triangleq 0,1 ms$.

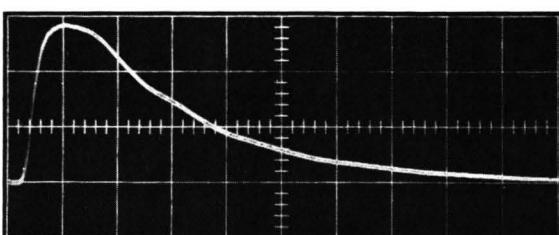


Abb. 5. Zugehörige Blitzleistungskurve; Zeitablenkung wie in Abb. 4.

die Zahl der bereits angeregten Atome klein gegen die Gesamtzahl der aktiven Atome ist. Im allgemeinen ergibt sich die Anregung zu $p(t)[1 - b(t)]$. — Alle diese Größen (a , b und p) sind also in Einheiten $\Delta N/N$ gemessen, worin N die Gesamtzahl der aktiven Atome ist. Abstrahlung und Besetzung hängen über die Lebensdauer τ zusammen:

$$b(t) = \tau \cdot a(t). \quad (1)$$

Die Besetzung ist dabei durch Summation von Anregung und Abstrahlung gegeben:

$$b(t) = \int_0^t \{p(t)[1 - b(t)] - a(t)\} dt. \quad (2)$$

Neodym in Calciumwolframat

Im Fall des optischen Vier-Niveau-Masers erfolgt der wesentliche Übergang (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ bei Neodym) in einen Term, der bei Arbeitstemperatur praktisch unbesetzt ist; die zum Anschwingen nötige Besetzung b ist daher stets klein gegen 1, so daß aus (2) mit (1) die Differentialgleichung

$$a'(t) + a(t)/\tau = p(t)/\tau \quad (3)$$

folgt. Die Lösung von (3) ist

$$a(t) = e^{-t/\tau} \int_0^t \frac{p(t)}{\tau} e^{t/\tau} dt. \quad (4)$$

Diese Abstrahlung a muß nun zum Zeitpunkt t_1 , bei dem am Schwellwert der einzelne Maser-Impuls auftritt, gleich der Anregung durch das Pumplicht sein:

$$a(t_1) = p(t_1). \quad (5)$$

Mit (4) ergibt sich daraus durch partielle Integration [stetige Pumpleistungskurve $p(t)$ und $p(0) = 0$ vorausgesetzt] die Beziehung

$$\int_0^{t_1} p'(t) e^{t/\tau} dt = 0 \quad (6)$$

zur Bestimmung von τ . — Nach Abb. 2 ist $t_1 = 88,9 \mu s$; die Ableitung $p'(t)$ der Pumpleistungskurve entnimmt man aus Abb. 3. Für Neodym in Calciumwolframat errechnet sich damit eine Lebensdauer (bei Zimmertemperatur) von

$$\tau = 0,127 \pm 0,010 ms.$$

Eine entsprechende Auswertung von Kurven von JOHNSON und NASSAU¹ führt im Rahmen der durch die kleine Abbildung begrenzten Genauigkeit auf das gleiche Ergebnis.

¹ L. F. JOHNSON u. K. NASSAU, Proc. Inst. Radio Engrs. **49**, 1704 [1961].

Rubin

Für Rubin als 3-Niveau-System ist $b(t)$ nicht gegen 1 vernachlässigbar, man muß eine Lösung der vollständigen Gl. (2) bzw. der aus (2) mit (1) folgenden Differentialgleichung

$$b' + b \left(p + \frac{1}{\tau} \right) = p \quad (7)$$

suchen². Eine solche Lösung ist anzugeben, weil die Pumpleistungskurve (Abb. 5) für Zeiten $> 150 \mu s$ eine Exponentialfunktion darstellt (Abklingkonstante $T = 0,229 \pm 0,005 \text{ ms}$). Man kann ohne merklichen Fehler für das Ergebnis die Kurve der Abb. 5 durch eine Pumpleistungskurve ersetzen, bei der sich die Exponentialfunktion noch nach kürzeren Zeiten fortsetzt und bei einer Zeit t_0 abbricht; es ist dann

$$p = A e^{-t/T}. \quad (8)$$

Den Zeitnullpunkt t_0 wählt man so, daß das Integral über die Kurve (= Pumpenergie) gleich bleibt; t_0 ergibt sich dadurch zu $0,053 \text{ ms}$. Die Zeit von t_0 bis zum Einsetzen des Maser-Impulses ist dann $t_1 = 0,565 \text{ ms}$ (Meßfehler $\pm 1\%$).

Im Gegensatz zum Fall des 4-Niveau-Systems ist jetzt die Lösung der Diff.-Gl. (7) nicht mehr homogen in p . Von p kennt man nur den Verlauf, nicht aber die Absolutwerte der wirksamen Pumpleistung. Dem entspricht eine unbekannte Konstante A in (8), die sich jetzt nicht mehr bei der Auswertung herauskürzt: Man braucht noch eine weitere Beziehung. Diese ergibt sich daraus, daß unter der Voraussetzung gleicher statistischer Gewichte von Grundterm und angeregtem Term die Besetzung b am Schwellwert praktisch den Wert $b(t_1) = \frac{1}{2}$ hat. Die zum Anschwingen nötige Überbesetzung ist bekanntlich³ bei nicht zu schlechter Resonatorgüte klein gegen 1. Damit erhalten wir nach Gl. (1) also $a(t_1) = 1/2 \tau$. Dieser Abstrahlung muß die Anregung $p(t_1)[1 - b(t_1)]$ gleich sein; mit $b(t_1) = \frac{1}{2}$ ergibt sich $p(t_1) = 1/\tau$, und es wird

$$p(t) = \frac{1}{\tau} e^{-(t-t_1)/T}. \quad (9)$$

Man kann (9) in (7) einsetzen und mit $b(0) = 0$ sowie $b(t_1) = \frac{1}{2}$ die Lebensdauer τ im ²E-Zustand von Rubin (0,025% Cr) ausrechnen. Für Zimmer-temperatur ergibt sich

$$\tau = 3,0 \pm 0,2 \text{ ms}.$$

Dieser Wert bestätigt den bei MAIMAN⁴ zitierten Wert, wie er aus Messungen von VARSANYI u. a.⁵ folgt, sowie den Wert von TOLSTOI und FEOFILOW⁶, gegenüber älteren Angaben von 2 ms⁷ und 5 ms.

Eigene Fluoreszenz-Abklingmessungen bei hoher Besetzung im Bereich $b = \frac{1}{2}$ ergaben einen Wert von $\tau = 3,08 \text{ ms}$.

Pumpleistung für Dauerbetrieb

Zum Zeitpunkt t_1 des einzelnen Impulses am Schwellwert ist bei maximaler Besetzung die Abstrahlung durch spontane Emission (andere Verluste sind eingeschlossen, soweit diese der Besetzung proportional sind) gleich der Anregung. Bei geringerer Besetzung und damit geringerer Abstrahlung, aber gleicher Anregung muß die Besetzung stets zunehmen, bis die Gleichgewichts-, d. h. Schwellwertsbesetzung erreicht ist. Die Pumpleistung zum Zeitpunkt t_1 ist also die Leistung, die in der gleichen Anordnung für Dauerbetrieb nötig wäre. Diese erhält man bei Rubin aus dem Verlauf $L = C \cdot e^{-t/T}$ der Blitzleistungskurve und der Kenntnis der Blitzenergie von 110 Ws am Schwellwert. Es ergibt sich $C = 415 \text{ kW}$ und damit $L(t_1) = 41 \text{ kW}$.

Bei gleichbleibender Geometrie der Anordnung unseres Rubin-Impuls-Masers wäre also, von Kühlproblemen abgesehen, der Dauerbetrieb mit einer Leistung von 41 kW zu erreichen. — Lampenbogen und -bild hatten dabei 6 mm Durchmesser und 60 mm Länge. Die notwendige Leistung kann beträchtlich verringert werden, wenn man die Abmessungen der Anordnung verkleinert.

² In Gl. (2) ist das Integral über $a(t)$ klein gegen das Integral über den Anregungsterm, so daß noch eine weitere Korrektur zu $a(t)$ zur Berücksichtigung der Selbstabsorption im Kristall sowie der Verstärkung der spontanen Strahlung durch induzierte Emission auch vor Einsetzen der Laserschwingung nur geringen Einfluß hätte. Im übrigen kann als Vorteil der vorliegenden Methode angesehen werden, daß beide Einflüsse sich im wesentlichen kompensieren. Sie sind zu dem Zeitpunkt genau gleich, bei dem die Besetzung von Grundterm und angeregtem Term gleich ist.

³ A. L. SCHAWLOW u. C. G. TOWNES, Phys. Rev. **112**, 1941 [1958].

⁴ T. H. MAIMAN, Phys. Rev. **123**, 1152 [1961].

⁵ F. VARSANYI, D. L. WOOD u. A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. Letters **3**, 544 [1959].

⁶ N. A. TOLSTOI u. P. P. FEOFILOW, Dokl. Akad. Nauk SSSR **85**, 551 [1952].

⁷ P. PRINGSHEIM, Fluoreszenz und Phosphoreszenz, Intersc. Publ. Inc., New York 1949, S. 567.