Une nouvelle structure pour un laser N₂

G. Delouya, P. Leprince, H. Milleon

► To cite this version:

G. Delouya, P. Leprince, H. Milleon. Une nouvelle structure pour un laser N₂. Revue de Physique Appliquée, 1977, 12 (6), pp.969-973. 10.1051/rphysap:01977001206096900 . jpa-00244268

HAL Id: jpa-00244268

<https://hal.science/jpa-00244268>

Submitted on 1 Jan 1977

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts
 2.632 — 6.700

UNE NOUVELLE STRUCTURE POUR UN LASER N₂ (*) (**)

G. DELOUYA, P. LEPRINCE et H. MILLEON

Laboratoire de Physique des Plasmas (***), Bâtiment 212
 Université Paris XI, Centre d'Orsay 91405 Orsay, France

(Reçu le 22 décembre 1976, accepté le 17 mars 1977)

Résumé. — Compte tenu d'une étude du circuit électrique de la décharge d'un laser N₂ (circuit Blumlein) une nouvelle structure a été mise au point ; quelques résultats expérimentaux sont présentés. Une explication des courbes donnant l'énergie laser en fonction de la pression est donnée : le maximum d'énergie est obtenu lorsque $\frac{dV_k}{dt}$ ($V_k = V_c$) est maximum (V_k tension aux bornes de la décharge, V_c tension de claquage).

Abstract. — Based on the results obtained with the equivalent circuit of a transversely excited N₂ laser (Blumlein circuit), a new simple structure has been constructed. Preliminary experimental results are presented. An explanation of the curves providing variation of laser energy output with pressure is given. The maximum power is obtained when the voltage slope $\frac{dV_k}{dt}$ ($V_k = V_c$) is maximum (V_k , voltage drop across the gap ; V_c , breakdown voltage).

1. Introduction. — Le laser N₂ ne peut fonctionner qu'en impulsion [1] en raison de la durée de vie du niveau supérieur C³Π_u (quelques dizaines de ns pour des pressions de 20 à 100 torr). Pour cette raison, on a réalisé des décharges transverses fonctionnant en impulsion permettant d'obtenir un milieu amplificateur de plusieurs dizaines de centimètres de long tout en ayant des temps de formation de la décharge très courts. En raison de l'intérêt que présente ce type de décharge non seulement pour les lasers N₂ mais aussi pour d'autres types de lasers : KrF, XeF [3], une étude électrique de la structure semble nécessaire pour comprendre le fonctionnement de la décharge. Dans cet article, après une étude de la structure type Blumlein, une nouvelle structure est proposée ; tout en gardant des performances tout à fait correctes (rendement de 0,1 à 0,3 %), sa fiabilité est meilleure, le laminé n'étant chargé que pendant le fonctionnement du laser. Dans une dernière partie, une explication des courbes de l'énergie laser en fonction de la pression est donnée en considérant l'étude des transferts d'énergie dans la structure.

2. Etude électrique des structures. — La structure la plus simple employée actuellement est la suivante : la *cavité laser* comprenant les deux électrodes est insérée dans un circuit du type Blumlein (Fig. 1), constitué par une ligne plate (*laminé* ou *microstrip*). Les deux parties du circuit étant chargées, on court-circuite l'une d'elles (point C) à l'aide d'un éclateur ; une onde de tension se propage le long de la première ligne (de C vers A, B) initie la décharge et par suite génère une autre onde dans l'autre ligne. La tension aux bornes de la décharge est donnée par la superposition de ces deux ondes. On peut choisir la position du court-circuit de manière à avoir la décharge d'abord en A et qu'ensuite le front d'ionisation se propage vers B avec une vitesse voisine de celle de la lumière. Une solution pour obtenir exactement la vitesse de la lumière est d'utiliser une ligne en forme de parabole avec le court-circuit en son foyer [2].

Tout ceci n'est évidemment valable que si le temps de montée τ_m de l'onde de tension est petit devant le temps de propagation τ_p :

— τ_p est donné par l/v_p où v_p est la vitesse de propagation dans la ligne et l la distance du point C au point B ; dans la plupart des lasers τ_p est de quelques ns ;

— τ_m dépend principalement des caractéristiques

(*) Communication présentée au Congrès National de Physique des Plasmas, Paris, 6-10 décembre 1976.

(**) Recherches partiellement financées par la D. R. M. E.

(***) Laboratoire associé au C. N. R. S.

FIG. 1. — Schéma de principe et circuit équivalent de la structure d'un laser N_2 . Les deux lignes sont chargées à l'instant initial. L'interrupteur I_1 est fermé à l'instant $t = 0$, l'interrupteur I_2 se ferme lorsque la tension aux bornes de la décharge est égale à la tension de claquage.

[Basic transversely excited N_2 laser and equivalent circuit. The two lines are charged for $t = 0$. Switch I_1 is closed at $t = 0$ and I_2 closes when the tension at the edges of the discharge is equal to the breakdown voltage.]

de l'éclateur et de l'impédance de la ligne. Actuellement il est difficile d'obtenir des éclateurs (avec des courants de quelques dizaines de kilo-ampères) avec des selfs inférieurs à 5 nH ; de plus l'impédance de la ligne (qui doit être voisine de celle de la décharge) est de l'ordre de 0,1 Ω . En conséquence

$$\tau_m \simeq \frac{L}{R} \simeq 50 \text{ ns}.$$

On voit que τ_m est beaucoup plus grand que τ_p ; par conséquent, il n'est pas juste de parler d'onde de tension dans un tel circuit, la tension étant identique en tout point du laminé au moment du claquage aux bornes de la décharge-laser.

Ce résultat est confirmé par l'étude du circuit équivalent [4] de la structure laser (Fig. 1b) ; ce circuit comprend :

- deux quadripôles en Π qui représentent les deux lignes ;
- une résistance R_e et une self L_e en série qui représentent l'éclateur ;
- une résistance R_L et une self L_L en série pour représenter la décharge-laser ; R_L a été choisie variable pour tenir compte du temps d'ionisation.

À l'instant initial les deux lignes sont chargées ; l'éclateur se déclenche, la tension aux bornes de la ligne 1 décroît et il y a claquage dans la chambre-laser lorsque la tension aux bornes des électrodes $V_k = V_2 - V_1$ est égale à la tension de claquage du gaz à la pression donnée.

La figure 2 donne la tension et le courant dans la décharge laser. Malgré la faible valeur de la self de l'éclateur, le temps de montée τ_m de V'_k , de plusieurs dizaines de ns, est environ 10 fois plus grand que le temps τ_p de propagation (environ 3 ns).

FIG. 2. — La tension aux bornes de la décharge et le courant en fonction du temps. $C_s = C_L = 145 \text{ nF}$; $L_e = 5 \text{ nH}$; $R_e = 0,1 \Omega$; $L_s = L_L = 0,1 \text{ nH}$; $L_k = 1 \text{ nH}$. R_k décroît de 10 Ω à 0,1 Ω en 4 ns et reste constant pour $t > 4 \text{ ns}$. [Voltage waveform across the discharge and current. $C_s = C_L = 145 \text{ nF}$; $L_e = 5 \text{ nH}$; $R_e = 0,1 \Omega$; $L_s = L_L = 0,1 \text{ nH}$; $L_k = 1 \text{ nH}$. R_k decreases from 10 Ω to 0,1 Ω for $t < 4 \text{ ns}$. $R_k = 0,1 \Omega$ for $t > 4 \text{ ns}$.]

De ces résultats on peut conclure que :

- puisque l'onde de tension qui naît au point C se réfléchit plusieurs fois sur les électrodes et sur les bords du laminé, il y a, au moment du claquage, une tension uniforme tout le long de l'électrode ;
- quelle que soit la tension de charge des deux lignes, la tension aux bornes de la décharge laser sera déterminée uniquement par la pression du gaz et la distance interélectrode ; V_k est toujours de l'ordre de V_c , tension de claquage. En conséquence le rapport E/p (E champ électrique, p pression) est constant quelle que soit la tension de charge des lignes.

Pour que les structures comportant deux lignes deviennent intéressantes, il faudrait que l'impédance de la décharge laser (donc celles des deux lignes) soit plus grande de manière à diminuer le temps de montée τ_m . Néanmoins le temps de montée du courant dans la décharge laser n'est pas infiniment court.

3. Une nouvelle structure laser. — 3.1 DESCRIPTION.

— Compte tenu de ces résultats une nouvelle structure laser [5] a été mise au point (Fig. 3a). Elle permet de

FIG. 3. — La nouvelle structure et son schéma équivalent. Uniquement C_s est chargé à l'instant initial. I_2 se ferme lorsque $V_1 = V_c$.

[New structure and equivalent circuit. C_s is charged for $t = 0$. I_2 closes when $V_1 = V_c$.]

découpler le stockage d'énergie de la mise en forme spatiale mais non temporelle comme dans le laser construit par M. Geller [6] de l'impulsion, et par suite de n'avoir jamais aux bornes du laminé une tension très supérieure à la tension de claquage. Elle comprend :

- des condensateurs discrets C_s qui sont chargés à l'instant initial à une tension V_0 ;
- un éclateur qui transfère l'énergie stockée dans C_s vers le laminé ;
- un condensateur plan (laminé) dont les deux plaques sont reliées directement aux électrodes de la décharge laser.

Le circuit équivalent (Fig. 3b) permet de calculer la tension aux bornes de la décharge et le courant (Fig. 4) ; on remarque la similitude des résultats et de ceux obtenus avec la précédente structure.

3.2 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Une des conséquences des calculs précédents est que la tension aux bornes de la décharge n'est que très légèrement supérieure à la tension V_c de claquage qui dépend du produit $(p \cdot d)$, où d est la distance interélectrode.

FIG. 4. — La tension aux bornes de la décharge et le courant en fonction du temps dans la nouvelle structure : $C_s = C_L = 145$ nF ; $L_e = 5$ nH ; $R_e = 0,1 \Omega$; $L_s = L_L \approx 0,1$ nH ; $L_k = 1$ nH. R_k même valeur que pour la figure 2.

[Voltage waveform across the discharge and current for the new structure : $C_s = C_L = 145$ nF ; $L_e = 5$ nH ; $R_e = 0,1 \Omega$; $L_s = L_L = 0,1$ nH ; $L_k = 1$ nH. R_k decreases from 10Ω to 1Ω for $t < 4$ ns. $R_k = 0,1 \Omega$ for $t > 4$ ns.]

Par suite, à pression constante, la valeur du rapport E/p où E est le champ électrique, est presque constant quelle que soit la tension de charge V_0 aux bornes de C_s ; de plus dans le domaine de pression où ont été réalisées les expériences ce rapport est compris entre

$$60 < \frac{E}{p} \text{ (volt/cm} \cdot \text{mmHg)} < 100. \quad (1)$$

Néanmoins on observe (Fig. 5) que

- pour une tension V_0 , l'énergie laser passe par un maximum pour une valeur donnée de la pression ;
- pour une pression donnée, l'énergie laser croît en fonction de la tension V_0 .

FIG. 5. — Energie laser en fonction de la pression pour diverses valeurs de la tension V_0 (en kV). $C_s = 60$ nF ; $C_L = 145$ nF ; d (distance interélectrode) = 1 cm.

[Laser output power versus pressure for different voltages V_0 . $C_s = 60$ nF ; $C_L = 145$ nF ; d (electrode separation) = 1 cm.]

Une étude du circuit équivalent permet de montrer que le maximum d'énergie laser correspond au maximum de la pente dV_k/dt lorsque $V_k = V_c$ (qui dépend de la pression) c'est-à-dire approximativement lorsque la tension de claquage V_c est de l'ordre de

$$V_c(p) \simeq V_0 \frac{1}{1 + \frac{C_L}{C_s}}. \quad (2)$$

De plus si l'on trace (Fig. 6) pour une structure la courbe de la puissance laser en fonction de la pente dV_k/dt pour $V_k = V_c$, on remarque que l'on obtient une droite (qui ne passe pas par l'origine)

FIG. 6. — Energie laser en fonction de $\frac{dV_k}{dt}$ ($V_k = V_c$). $C_s = 60$ nF ; $C_L = 86$ nF. La tension aux bornes de C_s varie entre 7 et 13 kV.

[Laser output power versus $\frac{dV_k}{dt}$ ($V_k = V_c$). $C_s = 60$ nF ; $C_L = 86$ nF. Voltage across C_s is varied between 7 kV and 13 kV].

dont la pente dépend des composants de la structure (en particulier C_s et C_L) ; cette figure regroupe les résultats obtenus en variant les deux paramètres *tension* et *pression* (Fig. 5). Cela veut dire que l'énergie laser dépend non pas de l'énergie qui se trouve dans la ligne C_L mais du courant qui circule dans C_L au moment du claquage (puisque $I = C_L \frac{dV}{dt}$).

Deux conséquences importantes :

— pour une structure donnée (valeur de C_L et de C_s) on peut connaître immédiatement (si la résistance de l'éclateur est faible) la courbe de l'énergie laser (en u. a) en fonction de la pression pour une tension de charge donnée. En particulier on peut connaître pour quelle pression l'énergie laser sera maximum en utilisant l'équation 2 ;

— pour cette valeur de V_k , le rapport de l'énergie

emmagasinée dans C_L par rapport à l'énergie initiale est au plus égale à

$$r = \frac{C_s C_L}{(C_s + C_L)^2}. \quad (3)$$

Ce rapport est maximum pour $C_s = C_L$ et a pour valeur 0,25 ; il y a donc 75 % de l'énergie qui est perdue dans le transfert.

On observe également que pour les maxima des courbes de la figure 5, l'énergie laser est proportionnelle à l'énergie électrique $\frac{1}{2} C_s V_0^2$, ceci pour une structure donnée (Fig. 7). La comparaison entre

FIG. 7. — Les maxima de l'énergie laser (Fig. 5) en fonction de l'énergie électrique $\frac{1}{2} C_s V_0^2$. $C_s = 60$ nF ; $C_L = 145$ nF. [Laser output power maxima versus electric energy $\frac{1}{2} C_s V_0^2$. $C_s = 60$ nF ; $C_L = 145$ nF.]

diverses structures est complexe ; néanmoins il semble que l'énergie laser est proportionnelle à l'énergie $\frac{1}{2} C_L V_k^2$ au moment du claquage et lorsque dV_k/dt est maximum. Conséquence le meilleur rendement est obtenu lorsque $C_L = C_s$.

4. Conclusion. — Cette étude a montré l'importance du circuit électrique et des conditions de fonctionnement de la décharge sur les performances du laser N_2 :

— perte de 75 % de l'énergie dans le transfert entre C_s et C_L ;

— importance de la pente dV_k/dt au moment du claquage. Ce résultat peut sans doute s'expliquer de la manière suivante : la décharge n'est pas homogène mais formée de n streamers ($2 < n < 8$ par cm) ; au temps $t = t_1$, un streamer se forme et déclenche les autres (grâce à l'émission de photons du premier) ; pendant le temps de déclenchement des streamers on a avantage à avoir une augmentation rapide de la tension ;

— la difficulté d'augmenter le rapport E/p et donc de modifier le peuplement du niveau supérieur du laser. Il semble donc nécessaire pour agir sur le peuplement des niveaux d'utiliser des mélanges de gaz, ce qui permet de modifier la tension de claquage, donc le rapport E/p et la mobilité des électrons.

Bibliographie

- [1] WILLETT, C. S., *An introduction to gas lasers* (Pergamon Press) p. 342. Une liste bibliographique assez complète est donnée dans ce livre.
- [2] GODARD, B., *I. E. E. E. J. Quant. Electron.* **QE 10** (1974) 147.
- [3] Par exemple : VON BERGMANN, H. V., HASSON, V. et PREUSSLER, D., *Appl. Phys. Lett.* **27** (1975) 553.
- [4] SCHWAH, A. et HOLLINGER, F., *I. E. E. E. J. Quant. Electron.* **QE 12** (1976) 183.
- [5] HUET, P., MILLEON, H. et LEPRINCE, P., Brevet ANVAR n° 7535084 (1975).
- [6] GELLER, M., ALTMANN, D. E. et DE TEMPLE, T. A., *Appl. Opt.* **7** (1968) 2232.