Étude et réalisation d'un laser à argon ionisé stabilisé par des parois à haute température

J. Jolly

► To cite this version:

J. Jolly. Étude et réalisation d'un laser à argon ionisé stabilisé par des parois à haute température. *Revue de Physique Appliquée*, 1973, 8 (3), pp.271-277. 10.1051/rphysap:0197300803027100 . jpa-00243682

HAL Id: jpa-00243682

<https://hal.science/jpa-00243682>

Submitted on 1 Jan 1973

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
06.50 — 26.32

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN LASER A ARGON IONISÉ STABILISÉ PAR DES PAROIS A HAUTE TEMPÉRATURE

J. JOLLY

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

(Reçu le 19 janvier 1973)

Résumé. — Pour la construction de lasers ioniques fonctionnant en régime continu dans l'argon, nous avons utilisé des cathodes creuses à flux de gaz capables de débiter des courants intenses avec des durées de vie suffisantes. Pour le confinement du plasma de la décharge, nous avons réalisé une colonne segmentée en graphite refroidie par son propre rayonnement thermique. Le confinement du plasma par des parois à haute température produit une diminution des phénomènes de saturation de la puissance laser aux fortes densités de courant.

Abstract. — To make continuous operating ion lasers, we use gas-fed hollow cathodes which permit high-current discharges with sufficient lifetimes. The plasma is confined by a graphite-walled discharge vessel which can operate at sufficiently high temperatures to obtain efficient cooling by thermal radiation. The plasma confinement by high temperature walls reduces laser quenching effects for high current densities.

1. Introduction. — G. Herziger et W. Seelig [1] ont montré que les meilleurs rendements dans les lasers ioniques fonctionnant en régime continu sont obtenus en utilisant des décharges d'arc avec des densités de courant très élevées (100 à 400 A/cm²) dans des tubes de diamètres compris entre 5 et 12 mm.

Le confinement de la colonne positive de l'arc par des parois, pose des problèmes technologiques difficiles. En effet, la puissance dissipée par le plasma dépasse couramment 150 W/cm de longueur de colonne. On a donc un fort échauffement des parois et un refroidissement énergétique est nécessaire. De plus, les ions tombant sur les parois ayant une énergie très importante (~ 30 eV) sont la cause prépondérante de la dégradation du tube de confinement.

Il est donc nécessaire de disposer, d'une part, de cathodes capables de débiter des courants intenses avec des durées de vie suffisantes et, d'autre part, de colonnes de confinement pouvant supporter des chocs thermiques importants et résistant bien à l'érosion due au bombardement des ions.

Dans le premier chapitre, nous présentons tout d'abord ; les cathodes creuses à flux de gaz que nous avons utilisées dans le cadre de cette étude, puis nous abordons ensuite l'étude et la réalisation de la colonne de confinement segmentée en graphite refroidie par son propre rayonnement thermique.

Dans le deuxième chapitre, nous donnerons quelques résultats expérimentaux obtenus avec de tels lasers.

2. Principe de réalisation du laser. — 2.1 CATHODE CREUSE A FLUX DE GAZ. — D. A. Huchital et J. D. Ridgen [2], [3] ont les premiers utilisé en 1967, une décharge d'arc à cathode creuse fonctionnant en laser ionique dans l'argon. Puis des études réalisées par H. Minoo et A. R. Trindade [4], [5] ont montré que ce type de cathode était capable de produire un plasma fortement ionisé dans une gamme de pressions variant entre 10^{-3} et 1 torr. Par la suite, ces cathodes ont subi des perfectionnements [6] permettant, sous un faible volume, l'émission de courants intenses avec des durées de vie accrues.

La cathode est constituée par des tubes en tantale au travers desquels le gaz est injecté. La figure 1 montre les deux types de cathodes utilisés dans le cadre de cette étude. Le débit d'argon dans la cathode varie de 0,5 à 5 cm³/s dans des cathodes de 2 à 8 mm de diamètre. De telles cathodes nous ont permis d'atteindre des intensités de courant dépassant 100 A.

De plus, ces cathodes ne nécessitent pas d'alimentation électrique supplémentaire pour leur chauffage.

2.2 STRUCTURE DE CONFINEMENT A PAROIS CHAUDES. — Des expériences effectuées avec des lasers ioniques en régime pulsé par E. I. Gordon *et al.* [7] ont montré que pour les fortes densités de courant de décharge,

(*) Laboratoire associé au CNRS.

FIG. 1. — Cathodes creuses à flux de gaz constituées par des tubes en tantale. A) Cathode utilisée dans l'axe de la décharge, la surface active de la cathode est constituée par la couronne extérieure ; B) Cathode utilisée perpendiculairement à l'axe de la décharge.

l'amplification de la lumière diminue au point de provoquer l'extinction du laser. Cette saturation de l'effet laser s'atténue lorsqu'on chauffe le gaz de la décharge et disparaît pour des températures de l'ordre de 1 400 °C. Nous avons observé par ailleurs [8] des résultats semblables dans des expériences réalisées avec des lasers en régime pulsé.

On explique ces résultats en considérant que l'inversion de population entre les niveaux laser $3p^4, 4p$ et $3p^4, 4s$ de l'ion Ar^+ (Fig. 2) dépend dans une large mesure de la faible durée de vie du niveau laser inférieur $3p^4, 4s$. Ce niveau se dépeuple par transition radiative vers le niveau fondamental $3p^5$

FIG. 2. — Niveaux d'énergie du laser dans l'argon ionisé.

de l'ion Ar^+ . Si, à forte densité de courant, la population du niveau fondamental de l'ion devient très grande, le photon émis au cours de la transition radiative peut être réabsorbé et redonner un ion dans l'état $3p^4, 4s$. Ce phénomène appelé piégeage du rayonnement ralentit la dépopulation du niveau laser inférieur. Cet effet, combiné à l'excitation électronique de ce même niveau, détruit l'inversion de population.

Le piégeage du rayonnement peut être fortement atténué lorsqu'on chauffe le gaz. En effet, la température des ions T_i étant toujours supérieure à celle des atomes neutres T_0 , le chauffage du gaz provoque en même temps une augmentation de T_i . Alors, la vitesse d'agitation thermique des ions étant plus grande, la réabsorption du photon émis est moins sélective en raison de l'élargissement dû à l'effet Doppler.

Holstein a montré [9] que si τ est le temps de vie d'un niveau, en présence de piégeage, ce temps de vie doit être remplacé par un temps de vie fictif τ_p , tel que, $\tau_p = \tau/F$ avec $0 \leq F \leq 1$.

Dans le cas d'un tube à décharge (géométrie cylindrique) :

$$F = \frac{1,6}{K_0 R (\pi \log K_0 R)^{1/2}} \quad (1)$$

où R est le rayon de confinement et K_0 est donné par

$$K_0 = \frac{\lambda_0^3}{2\pi} n_i \frac{g_2}{g_1} \frac{A_{10}}{\sqrt{\pi} v_i}$$

λ_0 : longueur d'onde de la transition au centre de la raie élargie ; n_i : densité des ions dans l'état fondamental $3p^5$; g_1, g_2 : poids statistique des niveaux $3p^5$ et $3p^4, 4s$ de Ar^+ ; A_{10} : probabilité de transition $3p^4, 4s \rightarrow 3p^5$ sans piégeage ; v_i : vitesse moyenne des ions

$$v_i = \sqrt{\frac{2kT_i}{M_i}};$$

k : constante de Boltzmann, M_i : masse des ions.

On voit que plus la température des ions est élevée plus le temps de vie τ_p du niveau $3p^4, 4s$ est court. Ceci permet d'obtenir une inversion de population plus importante.

Dans ce but, nous avons choisi de construire une colonne de confinement refroidie par son propre rayonnement thermique, en utilisant comme matériau le graphite. En effet, de par ses propriétés mécaniques, il est d'un usinage très facile en comparaison des métaux réfractaires ; de plus, sa température de fusion élevée, sa grande émissivité de rayonnement (0,8 à 0,93) et sa faible tension de vapeur à haute température le rendent apte à une telle utilisation. D'autre part, des expériences réalisées avec le graphite et des métaux réfractaires (tantale, molybdène) ayant pour but des tests de fiabilité effectués par K. G. Hernqvist et J. R. Fendley [10] ont montré

que le graphite résiste beaucoup mieux que les autres matériaux à la dégradation des parois par le bombardement ionique (le graphite présente en effet, un seuil d'énergie élevée pour le « sputtering »).

2.2.1 Colonne de confinement segmentée. — L'utilisation d'un matériau électriquement conducteur pour le confinement de la décharge, nécessite une structure segmentée, c'est-à-dire que la colonne de confinement en graphite doit être constituée d'une suite d'anneaux isolés les uns des autres. Nous allons montrer qu'une telle structure ne perturbe pas le plasma de la colonne positive de la décharge si le rapport L/R reste petit (R est le rayon interne d'un anneau et L sa longueur).

Chaque élément isolé soumis au bombardement électronique et ionique se fixe à un potentiel flottant tel que le courant total le traversant soit nul. L'extrémité côté cathode de chaque élément présente, par rapport à l'axe de la décharge, une différence de potentiel plus faible que le côté anode correspondant. Le potentiel des parois le long de la colonne se présente alors sous forme de marche d'escalier (Fig. 3). On écrit que la somme des courants électroniques et ioniques arrivant sur les parois d'un élément est nulle.

$$\int_0^L J_{ip} 2\pi R dl = \int_0^L J_{ep} 2\pi R dl \quad (2)$$

où J_{ip} et J_{ep} sont respectivement les densités de courant ionique et électronique arrivant sur les parois.

On utilise les expressions calculées par Tonks et Langmuir [11] pour des conditions expérimentales semblables aux nôtres :

$$J_{ip} = 0,382 n_e(0) e \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}$$

$$J_{ep} = n_e(0) e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left[-\frac{eV(l)}{kT_e}\right]$$

FIG. 3. — Différence de potentiel entre l'axe et la paroi pour une colonne de confinement segmentée (V_p : différence de potentiel dans le cas d'un tube diélectrique).

($n_e(0)$ densité électronique sur l'axe ; e : charge de l'électron ; T_e température électronique ; m_e et M_i : respectivement masse de l'électron et de l'ion ; $V(l)$: différence de potentiel entre l'axe et la paroi).

En remplaçant dans l'expression (2) on trouve finalement que la différence de potentiel entre l'axe et le côté cathode d'un élément s'écrit :

$$V_{pc} = V_p - \frac{kT_e}{e} \text{Log} \left(\frac{\beta}{1 - \exp(-\beta)} \right)$$

avec

$$\beta = \frac{eEL}{kT_e} \text{ et } V_p = \frac{kT_e}{e} \text{Log} \left(1,045 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \right)$$

E est le champ électrique longitudinal.

V_p représente la différence de potentiel entre l'axe et la paroi dans le cas d'un tube diélectrique, on l'obtient directement en écrivant que $J_{ip} = J_{ep}$ en tout point.

Pour l'argon on a

$$V_p = 5,65 \frac{kT_e}{e}$$

On peut alors comparer la chute de potentiel radiale existante dans le cas d'une colonne segmentée et dans le cas d'un tube diélectrique. Si on appelle V_{pa} la différence de potentiel entre l'axe et le côté anode d'un élément, la chute de potentiel radiale moyenne pour une colonne segmentée s'écrit :

$$\frac{V_{pc} + V_{pa}}{2} = V_p + \frac{EL}{2} - \frac{kT_e}{e} \text{Log} \left[\frac{\beta}{1 - \exp(-\beta)} \right]$$

Pour des valeurs caractéristiques du fonctionnement laser dans notre étude, on a :

$$kT_e = 6 \text{ eV et } E = 3,5 \text{ V/cm.}$$

Ce qui donne

$$\frac{V_{pc} + V_{pa}}{2} \simeq V_p + 1,7 \text{ V et } V_p \simeq 34 \text{ V.}$$

Dans une colonne segmentée, la chute de potentiel radiale n'est donc que de 5 % supérieure à celle existante dans un tube isolant. Il faut cependant, pour ne pas perturber le plasma, que les discontinuités du potentiel des parois restent petites comparées au potentiel moyen. Dans ce type de décharge, le champ électrique longitudinal étant inversement proportionnel au rayon de confinement, cela revient à prendre un rapport L/R suffisamment petit. Dans notre étude, nous avons pris $L/R \leq 7,5$ ce qui correspond à une discontinuité de potentiel sur les parois ΔV tel que :

$$\frac{\Delta V}{V_{\text{moyen}}} \leq 0,08.$$

2.2.2 Refroidissement de la colonne par son propre rayonnement thermique. — Dans la colonne positive

de la décharge, chaque unité de longueur du plasma reçoit une puissance électrique $E.I$, où I est l'intensité du courant. Dans les conditions de fonctionnement du laser, la colonne positive étant contrôlée par la chute libre des ions sur les parois, la puissance totale perdue par les électrons et les ions sur les parois est égale à la puissance électrique consommée. En régime stationnaire, et en négligeant la conduction thermique vers l'extérieur, on écrit :

$$E.I = \varepsilon \sigma T_{\text{ex}}^4 \pi d_{\text{ex}}$$

où ε est l'émissivité de rayonnement du graphite, σ : la constante de Stefan-Boltzmann, T_{ex} : la température de la face externe des éléments de graphite et d_{ex} leur diamètre.

D'après cette formule on peut prévoir pour $d_{\text{ex}} = 10$ mm, $I = 50$ A et $E = 3,5$ V/cm une température $T_{\text{ex}} = 1\,840$ K (cette valeur se trouve confirmée expérimentalement à moins de 5 % près). La température de la face interne des éléments se calcule d'après la formule :

$$\lambda \frac{T_{\text{in}} - T_{\text{ex}}}{e} \pi d_{\text{ex}} = E.I$$

où λ est la conductivité thermique du graphite et e : l'épaisseur des parois. On trouve dans les mêmes conditions $T_{\text{in}} - T_{\text{ex}} = 15^\circ$.

2.3 RÉALISATION DU LASER. — Le laser que nous avons construit est représenté figure 4.

Ce laser entièrement démontable a été réalisé avec des moyens techniques relativement modestes. De plus l'utilisation de cathodes creuses, d'un emploi très aisé, permet la remise à la pression atmosphérique de la décharge, accidentellement ou non, sans dommage pour la cathode.

La forme des éléments en graphite a été conçue de telle sorte que la colonne soit refroidie presque uniquement par son propre rayonnement thermique (Fig. 5). Les éléments en graphite sont positionnés au moyen d'entretoises en quartz à l'intérieur d'un tube également en quartz. Ce tube est refroidi sur sa face externe par une circulation d'eau.

Nous avons expérimenté ce type de colonne pour deux diamètres de confinement (4 et 6 mm), avec des densités de courant allant jusqu'à 500 A/cm². On a observé, avec un pyromètre optique, la température de la partie centrale de l'élément de graphite ; les courbes donnant la température en fonction du courant de décharge sont représentées figure 6. Les deux colonnes construites ont fonctionné environ une centaine d'heures, avec des courants de 40 à 50 A pour le diamètre de confinement de 4 mm et 40 à 90 A pour celui de 6 mm. Après démontage, aucune détérioration importante n'a été observée.

Le graphite que nous avons employé est de qualité ordinaire, il contient entre 0,3 et 1 % d'impuretés. L'utilisation d'un graphite de très grande pureté

FIG. 4. — Représentation schématique du laser. A) Cathode à flux de gaz ; B) Anode ; C) Colonne de confinement en graphite ; D) Vers le système de pompage ; E) Fenêtre à incidence de Brewster et miroirs laser ; F) Circulation d'eau de refroidissement.

devrait permettre la construction de colonnes ayant des durées de vie encore plus élevées.

La colonne segmentée a de plus, l'avantage de diminuer fortement le gradient de pression dû au pompage de l'arc dans un capillaire. L'extrémité anodique du laser étant reliée au groupe de pompage, on obtient une pression sensiblement uniforme le long de la colonne de confinement.

L'anode est constituée par un anneau en cuivre refroidi par une circulation d'eau, elle est placée dans l'axe de la colonne.

FIG. 5. — Détails de la colonne de confinement en graphite, la colonne de 35 cm de long est constituée de 22 éléments.

L'allumage de la décharge s'effectue spontanément lorsqu'on applique entre anode et cathode une différence de potentiel de 1 kV.

La cavité optique est composée de 2 miroirs sphériques de 2 m de rayon de courbure. Ces miroirs, à couches multidiélectriques ont une bande de réflexion maximale entre 4 500 et 5 500 Å, le premier avec un coefficient de réflexion maximum ($R = 99,8 \%$) et le second couplant la cavité avec l'extérieur ($R = 95 \%$).

FIG. 6. — Température relevée au pyromètre optique, de la partie centrale des éléments de graphite en fonction du courant de décharge. Pour les diamètres de confinement a) $d = 4$ mm, b) $d = 6$ mm.

3. Résultats expérimentaux. — Nous présentons quelques résultats expérimentaux obtenus avec les lasers décrits précédemment et fonctionnant dans l'argon.

3.1 VARIATION DE LA PUISSANCE LASER EN FONCTION DE LA PRESSION. — La densité des atomes neutres dans la décharge est un facteur critique pour la puissance laser. La pression optimale, c'est-à-dire la pression correspondant au maximum de la puissance laser, est liée au rayon de confinement de telle façon que le produit $R \cdot n$ soit constant ; n est la densité des neutres tels que : $p = nkT_0$.

Pour une valeur du rayon de confinement donné ($R = 2$ mm), nous avons représenté figure 7, la variation de la puissance laser en fonction de la pression

FIG. 7. — Variation de la puissance laser en fonction de la pression d'argon dans la décharge pour différents courants, diamètre de confinement $d = 4$ mm.

pour différents courants de décharge. En considérant la valeur de la pression optimale pour chaque courant, et en utilisant les températures correspondantes du gaz neutre mesurées dans des conditions semblables par V. F. Kitaeva *et al.* [12], on constate que le rapport p/T_0 reste constant ; c'est-à-dire que

TABLEAU I

Courant de décharge	Densités de courant	Pression optimale p	Température des neutres T_0 d'après [12]	$\frac{P}{T_0}$
30 A	239 A/cm ²	0,165 torr	2 800 K	$5,8 \times 10^{-5}$
32 A	254 A/cm ²	0,18 torr	3 000 K	5×10^{-5}
36 A	286 A/cm ²	0,20 torr	3 500 K	$5,7 \times 10^{-5}$
41 A	326 A/cm ²	0,24 torr	4 200 K	$5,7 \times 10^{-5}$
48 A	382 A/cm ²	0,29 torr	5 000 K	$5,8 \times 10^{-5}$

la puissance laser maximale correspond à une densité du gaz neutre constante quelle que soit l'intensité du courant. (Les valeurs numériques correspondantes sont données dans le tableau I.)

3.2 VARIATION DE LA PUISSANCE LASER EN FONCTION DU COURANT. — On montre expérimentalement que l'apparition de la puissance laser se produit à partir d'un courant seuil I_s fonction de la longueur l et du rayon R du tube, tel que :

$$I_s = K \frac{R^2}{\sqrt{l}},$$

la constante K dépendant de la cavité optique utilisée. (Nous avons déterminé $K = 1,6 \times 10^3$ pour R et l en centimètres.) Avec la colonne en graphite de longueur $l = 35$ cm et pour des diamètres de confinement de 4 et 6 mm, nous avons obtenu des courants

seuils de 12 et 23 A respectivement, dans les conditions de pression optimale pour chaque mesure.

Pour la colonne de confinement de 6 mm, nous avons mesuré le courant seuil pour les différentes longueurs d'onde des transitions lasers. La figure 8 représente l'analyse spectrale de la lumière laser pour différentes valeurs du courant de décharge. Entre 23 et 43 A on observe seulement la transition $\lambda = 4880 \text{ \AA}$, puis apparaissent successivement les longueurs d'onde 4765, 4965, 5145 et 4579 $\text{\AA}$. La transition laser $\lambda = 5017 \text{ \AA}$ n'est observée que pour un courant supérieur à 80 A. Avec un tel montage et pour un courant inférieur à 43 A, il est donc possible d'obtenir un rayonnement laser monochromatique $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ sans sélecteur de raie, et avec une puissance de quelques centaines de milliwatts.

FIG. 8. — Spectre de l'émission laser pour différentes valeurs du courant de décharge, diamètre de confinement $d = 6$ mm.

FIG. 9. — En trait plein : variation de la puissance laser en fonction du courant pour la colonne en graphite. En pointillé : effets de saturation observés avec un laser en régime quasi continu à parois froides.

L'étude de la puissance laser en fonction du courant faite entre 12 et 50 A pour la colonne de diamètre 4 mm et entre 23 et 90 A pour celle de 6 mm, ne laisse apparaître aucun effet de saturation. Les mesures sont faites en ajustant pour chaque point la pression du gaz à sa valeur optimale. Les puissances lasers obtenues avec l'une et l'autre colonne dépassent 1 W.

Par ailleurs, des études réalisées avec un laser à argon ionisé fonctionnant en régime quasi continu (durée de l'impulsion : 2 ms) [8], nous ont permis de mettre en évidence les effets de saturation de la puissance laser dans un tube à parois froides en quartz de 6 mm de diamètre interne. La saturation intervient à partir de 250 A/cm².

On a représenté sur la figure 9, d'une part, la variation de la puissance laser en fonction du courant dans le cas de la colonne en graphite pour le diamètre de confinement de 6 mm et, d'autre part, en pointillé, les effets de saturation observés avec le laser en régime quasi continu à parois froides.

On peut également comparer nos résultats avec

ceux obtenus par divers auteurs utilisant pour le confinement de la décharge des tubes en quartz refroidis par une circulation d'eau ; entre autres I. Gorog et F. W. Spong [13] observent pour 1 tube de 4 mm de diamètre, des effets de saturation à partir de 300 A/cm².

4. Conclusion. — Les techniques développées dans cette étude sont bien adaptées à la réalisation de lasers ioniques, particulièrement pour les grands diamètres de confinement. D'une part, les cathodes à flux de gaz permettent l'émission de courants intenses avec des durées de vie suffisantes. D'autre part, la structure de confinement à parois chaudes en graphite provoque une diminution des effets de saturation de la puissance laser. Ces effets de saturation étant d'autant plus importants que le diamètre de confinement est grand (on voit formule (1) que le coefficient de piégeage varie sensiblement comme $1/R$) ce type de colonne doit trouver son application, en particulier, dans les lasers ioniques utilisant des diamètres de confinement compris entre 6 et 12 mm et avec lesquels on obtient les meilleurs rendements.

Bibliographie

- [1] HERZIGER, G., SEELIG, W., *Z. Phys.* **215** (1968) 437.
- [2] HUCHITAL, D. A., RIGDEN, J. D., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 3** (1967) 378.
- [3] HUCHITAL, D. A., RIGDEN, J. D., *Rev. Sci. Instrum.* **39** (1968) 1492.
- [4] MINOO, H., Thèse d'Etat Orsay (1969).
- [5] TRINDADE, A. R., Thèse d'Etat Orsay (1970).
- [6] DELCROIX, J. L., MINOO, H., TRINDADE, A. R., Brevet n° 119566 CNRS Paris (1967).
- [7] GORDON, E. I., LABUDA, E. F., MILLER, R. C., WEBB, C. E., *Proc. Conference of Physics of Quat. Electronics* (Mc G. Hills Book 6).
- [8] JOLLY, J., Thèse 3^e cycle, Rapport LP 115, Orsay, septembre 1970.
- [9] HOLSTEIN, T., *Phys. Rev.* **83** (1951) 1159.
- [10] HERNQVIST, K. G., FENDLEY, J. R., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 3** (1967) 66.
- [11] TONKS, L., LANGMUIR, I., *Phys. Rev.* **34** (1929) 876.
- [12] KITAEVA, V. F., OSOPOV, I., RUBIN, P. L., SOBOLEV, N. N., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE 5** (1969) 72.
- [13] GOROG, I., SPONG, F. W., *RCA Rev. U. S. A.* **28** (1967) 38.