академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

DIMENSIONS DES ZONES DE GAZ IONISÉ • ENTOURANT LES SOURCES DE FORT RAYONNEMENT ULTRAVIOLET.

I. PHYSIQUE DU PROBLÈME, ET PRINCIPES DES CALCULS

J.-C. PECKER

Reçue le 24 Août 1973

Une étude très simplifiée montre que, autour d'une source de rayonnement UV (corps noir de température T), se succèdent, dans cet ordre, les règions He III, He II, HII et HI, si T n'est pas trop élevé. A de fortes températures, au contraire, l'hélium peut être ionisé alors que l'hydrogène est déjà neutre. Les éléments d'une étude complète du problème sont ensuite exposés; on traite séparément les effets des photons des trois régions spectrales $\lambda < 228$ A, 228 A $< \lambda < 504$ A, 504 A $< \lambda < 912$ A; les photons secondaires sont pris en considération, et des tables permettant les calculs sont établies.

I. Introduction. L'ionisation de l'hydrogène par les photons ultraviolets émis par une source a donné lieu, depuis le travail fondamental de Strömgren, [1], à de très nombreux travaux. En revanche, l'ionisation de l'hélium a été relativement peu étudiée. A notre avis, elle pose pourtant des problèmes très fondamentaux: ainsi, les régions He III et He II étant évidement considérées comme intériueres à la régions H II, les raies de résonance λ 584 et λ 304 ne sont-elles pas présentes dans le milieu interstellare extérieur aux régions H II. Si, cependant, dans certains cas, cette conclusion était infirmée, alors des conséquences importantes en pourraient résulter pour l'évolution dynamique de la composition des galaxies.

Dans le présent article. nous nous proposons de discuter ce probléme sur des bases nouvelles. Les principes généraux de notre étude seront exposés ci-après, cependant que les applications numériques directes feront l'objet du second article de cette série. Nous évoquerons 5-694

J.-C. PECKER

les conséquences de ces calculs relatives à l'évolution des galaxies dans une troisième publication qui sera le second article de notre série sur l'évolution galactique, dont le premier a été publié récemment [2].

II. Traitement élémentaire du problème.

1. L'étude de Pikel'ner. Comme Pikel'ner [3], comme Hummer et Seaton [4], nous commencerons par susposer que la région He III est intérieure à la region He II, intérieure elle-même à la région H II + He I. Nous désignerons le rayon de ces régions par les symboles R_1 , R_2 , R_3 ; et nous travaillerons, d'abord, dans l'hypothèse (A): $R_1 < R < R_3$. Les régions seront telles-mêmes désignées par les lettres R_1 , R_2 , R_3 . Aux différentes régions ionisées correspondenet, comme il est bien connu, différentes zones du spectre. Nous désignerons pas S_1 la zone spectrale $0 \ll \lambda \ll 228$ A; par S_2 la zone spectrale $228 \ll \lambda \ll 504$ A; et par S_3 le zone spectrale $504 \ll \lambda \ll 912$ A.

Dans son important travail, le premier sur cette question à notre connaissance, Pikel'ner exprime les rayons des régions en question par les relations:

$$R_{*} = 10^{-0.348 - 9100/T_{*}} T^{1/3} R^{2/3} T^{1/6} n^{-1/3} n^{-1/3} K.$$
 (1)

$$R_{\bullet} = 10^{-0.225 - 41100/T_{\bullet}} T^{1/3} R^{2/3} T^{1/6} n_{\bullet}^{-1/3} n_{\downarrow\downarrow}^{-1/3} K.$$
(2)

$$R_{*} = 10^{-0.560 - 22700/T_{*}} T^{1/3} R^{2/3} T^{1/6} n^{-1/3} n^{-1/3} K.$$
(3)

où T_* (en degré K), R_* (en cm) caractérisent l'étoile source du rayonnoment ionisant et où T_* (degrés K), n_* (en cm^{-3}), $n_{\rm He}$, $n_{\rm H}$ (en cm^{-3}) caractérisent le milieu ionisé et le nombre de noyaux d'helium et d'hydrogène qui y sont présents. Les rayons R_1 sont exprimés en cm, et la constante K est introduite par nous pour tenir compte du fait que Pikel'ner n'utilise pas les mêmes unités que nous-mêmes. La valeur de K est égale à $2.44 \cdot 10^{13}$.

Si l'on utilise ces expressions, on trouve que l'hypothèse $R_1 < R_2 < R_1$ n'est pas vérifiée pour toute valeur de T_* : pour $T_* > 26000^\circ$, la région R_2 l'emporte sur la région R_1 ; pour $T_* > 118000^\circ$, la région R_3 l'emporte sur la région R_1 . La région R_3 l'emporte sur la région R_3 seulement à des températures très élevées, supérieures au million de degrés.

Le calcul de Pikel'ner n'est évidemment pas exemple de critiques. Ces critiques sont de deux sortes.

Tout d'abord, les expressions (1), (2), (3), ne tiennent pas compte d'une représentation trés correcte du rayonnement stellaire, même si celui-ci est supposé être un rayonnement de corps noir. Surtout, elles supposent plus ou moins que les photons S_1 , S_2 , S_3 contribuent tous à ioniser H°, les photons S_1 , S_2 à ioniser He. Or, la contribution des

526

photons S_1 et S_2 à l'ionisation de H^{*}; et celle des photons S_1 à l'ionisation de He^{*} sont très faibles: une meilleure première approximation est de les négliger; c'est ce que nous ferons dans le paragraphe II, 2.

L'autre critique concerne le rôle des photons secondaires. Pikel'ner considère que l'ionisation de He⁺ produit des photons à 304 A, celle de He^{*} des photons à 584 A, susceptibles d'ioniser, les premiers He^{*} et H^{*}, les seconds H^{*}. Mais il n'en évalue pas les effets, et de plus, il ne fait pas intervenir d'autres processus, comme l'ont fait Hummer et Seaton. Dans les sections III et IV de cet article, nous étudierons les processus secondaire qui peuvent jouer un rôle dans l'ionisation, et dont certains, d'ailleurs, n'ont pas été considérés par Hummer et Seaton.

Toutefois, nous ne nous proposerons pas d'étudier en détail l'ionisation dans les régions ionisées, — seulement leurs dimensions. Dans cette mesure, notre travail va moins loin que celui de Hummer et Seaton, le but de notre étude étant bien différent de celui de ces auteurs.

2. Etude préliminaire du problème. Nous considérons que l'ionisation de He⁺ est due aux seuls photons S_1 , celle de He[°] aux seuls photons S_2 , celle de H[°] aux seuls photons S_3 .

Nous considérons aussi que, dans la région R_1 , il n'y a que des protons, des électrons, des particules α , dans la region R_2 que des électrons, des protons, des ions He⁺, dans la région R_3 que des électrons, des protons, de atomes He^o. Autrement dit, nous considérons les ionisations successives comme coplètes, et les limites des régions R_i comme très bien marquées, — nous réservant de revenir sur ces hypothèses ultérieurement.

Les équations qui gouvernent l'ionisation des trois régions sont alors:

$$R_{1} = (3)^{1/3} (N_{1})^{1/3} R_{\bullet}^{2/3} n_{\bullet}^{-1/3} n_{He}^{-1/3} a_{He^{+}}^{(2)}, \qquad (4)$$

$$R_{2} = (3)^{1/3} (N_{2})^{1/3} R_{*}^{2/3} n_{*}^{-1/3} n_{\mathrm{He}}^{-1/3} \alpha_{\mathrm{He}}^{(2)}, \qquad (5)$$

$$R_{3} = (3)^{1/3} (N_{3})^{1/3} R_{*}^{-1/3} n_{*}^{-1/3} n_{\rm H}^{-1/3} \alpha_{\rm Hs}^{(2)}.$$
(6)

Tout comme les équations (1), (2), (3), ces relations experiment que le nombre de photoionisaton est exactement compensé par le nombre de recombinaisons aboutissant sur tout autre niveau que le niveau fondamental 1, ces dernières produisant en effet un nouveau photon ionisant. Dans ces relations, les rotations et les unités sont les mêmes que dans les équations (1), (2), (3), mais on y a introduit les coefficients de recombinaison $\alpha^{(2)}$ (les formules de Pikel'ner ont été établies de façon différente). De plus, N_1 , N_1 et N_3 représentent, respectivement, le nombre de photons émis par une source de température T_* , par cm^* de surface, et par seconde, dans toutes les directions, dans les zones spectrales S_1 , S_2 , S_3 .

La table 1 reproduit les valeurs utilisées pour N_1 , N_2 , N_3 . Nous avons supposé que le spectre de la source était un spectre de corps noir. Il s'agit là d'une approximation importante sur laquelle nous reviendrons ci-après. Paur les $x^{(2)}$, des valeurs de première approximation ont été utilisées; des valeurs plus précises ont été utilisées par la suite, dans l'article qui suivra celli-ci.

			Iuble
T (0° K)	N ₁	N ₂	N ₃
104	8.09.10-25	2.20 10-10	1.98.10-5
1.2.104	$2.26 \cdot 10^{-20}$	1.56.10-8	$1.87 \cdot 10^{-4}$
1.4.104	$2.75 \cdot 10^{-17}$	3.59.10-7	9.88.10-4
1.6.104	$6.32 \cdot 10^{-15}$	3.49-10-6	$3.13 \cdot 10^{-3}$
1.8.104	$3.78 \cdot 10^{-13}$	$2.01 \cdot 10^{-5}$	7.45-10-3
2.0.104	1.01.10 ⁻¹¹	7.95-10 ⁻⁵	$1.44 \cdot 10^{-2}$
2.5.104	3.92·10 ⁻⁹	8.54.10-4	4.10.10-2
3 .104	$1.77 \cdot 10^{-7}$	$4.27 \cdot 10^{-3}$	$8.17 \cdot 10^{-2}$
4 -104	$1.98 \cdot 10^{-5}$	$2.40 \cdot 10^{-2}$	$1.84 \cdot 10^{-1}$
5 -104	3 08.10-4	$6.40 \cdot 10^{-2}$	$2.67 \cdot 10^{-1}$
7 .104	$6.14 \cdot 10^{-3}$	$1.90 \cdot 10^{-1}$	$3.29 \cdot 10^{-1}$
105	$4.10 \cdot 10^{-2}$	$3.57 \cdot 10^{-1}$	$3.04 \cdot 10^{-1}$
1.5.105	0.177	0.444	0.222
2 .105	0.331	0.414	0.157
3 ·10 ⁵	0.564	0.308	0.078
4 .105	0.702	0.214	0.057
5 ·105	0.790	0.152	0.043
6 ·10 ⁵	0.843	0.118	0.026
8 .105	0.902	0.077	0.014
105	0.930	0.056	0.008

Nombre de photens émis par cm^2 de surface stellaire et par seconde, dans chacune det trois zones spectrales $S_1, S_2, S_3.$

La figure 1 représente le résultat des calculs, c'est-à-dire les fonctions $R_I R_{\bullet}^{-2/3} n^{+2/3}$ où n est le nombre total des noyaux, dans les

528

hypothèse Y = 0 (H pur) (traits pointillés) et $Y = n_{\text{He}} n_{\text{H}} = 0.10$ (traits pleins). Comme les $\alpha^{(2)}$ dépendent très peu de T_{ϵ} , les fonctions en question ne dépendent que de T_{*} .



Fig. 1. Rayon des sphères de Strömgren He III, He II, H II. Les courbes de cette figure représentent, en fonction de la température T_{\bullet} de l'étoile centrale, supposée rayonner comme un corps noir, le logarithme (en unités arbitraires) du rayon $R_{\rm ion}$ des sphères d'hélium ionisé deux fois, d'hélium ionisé une fois, d'hydrogène ionisé, dans le cas où le gaz circumstellaire contient 10% d'hélium, et en négligeant l'effet ionisant des photons secondaires. En pointillé, on a porté le rayon de la sphère de Strömgren de l'hydrogène ionisé, lorsqu'il n'y a pas d'hélium. On notera (en z) que la présence d'hélium, quand tous les photons sont utilisés à l'ionisation de l'hydrogène, a pour effet d'augmenter légèrement le rayon de la région H II; quand au contraire, une portion importante de photons est utilisée à l'ionisation de l'hélium, la dimension de la région H II est très nettement diminuée (en β).

On voit que, qualitativement, le résultat ressemble à celui des formules de Pikel'ner: 33 000 °K au lieu de 26 000 °K; 120 000 °K au lieu de 118 000 °K, et 447 000 °K au lieu de plus de 10⁶ °K. Ce résultat est soumis aux mêmes critiques concernant le rôle des photons secondaires et autres processus secondaires. Cependant il montre, à ce stade, la nécessité de traiter séparément quatre cas (sur 6 possibles...)

> (A) $R_1 < R_2 < R_3$, (B) $R_1 < R_3 < R_2$, (C) $R_3 < R_1 < R_2$, (D) $R_3 < R_3 < R_1$.

Dans le présent article, nous nous limiterons à la configuration (A) laissant pour notre seconde article i'étude des configuration (B), (C), (D).

On peut remarquer plusieurs aspects de la figure 1. En 2, on voit que la courbe Y = 0 est en dessous de la courbe Y = 0.10: ceci signifie que l'hélium n'intervient que pour diluer l'hydrogène, donc pour augmenter les dimensions de la région d'hydrogène ionisé. En revanche, en 3, la courbe Y = 0.10 est nettement située au-dessous de la courbe Y = 0: un grand nombre de photons (la température étant élevée) sont utilisés pour ioniser l'hélium et donc perdus pour l'ionisation de l'hydrogène; cet effet l'emporte de beaucoup sur celui de la dilution.

Dès l'instant que l'on admet que ni les photons S_1 . ni les photons S_2 ne contribuent de façon sensible à l'ionisation de l'hydrogène, alors l'effet d'une modification de Y ne se traduit que par un petit déplacement de la courbe R_3 relative à l'ionisation de l'hydrogène: par exemple, pour Y = 0.20, il faudra multiplier R_3 par 1.08 seulement, quelque soit T_* . Bien entendu, les courbes R_1 et R_2 en seraient nettement plus affectées, comme le prouvent les relations (4), (5) et (6).

Mais nous verrons que les phénomènes secondaires auxquels nous avons fait allusion modifient complètement les résultats, tels qu'ils sont décrits par la figure 1. d'un caractère purement préliminaire.

III. Etude d'ensemble des processus ionisants. Cette étude est faite en général couche par couche (Hummer et Seaton, par exemple, dans [4]). Ceci est d'ailleurs nécessaire pour calculer en détail l'équilibre d'ionisation. Comme tel n'est pas notre propos (nous cherchons à estimer, essentiellement, le nombre total d'atomes ionisés), nous procéderons différentes zones. Comme il est évident qu'un certain effet de "dégradation" des photons est essentiel dans ce problème, nous commencerons par l'étude des photons S₁ de plus forte énergie. Nous établirons ainsi le bilan des photons incidents et de leurs effets; photons venus de l'étoile, photons issus de cascades nées de l'absorption de photons de plus grande énergie, photons issus de l'étoile et assez énergétiques pour provoquer non pas une, maix deux photoionisations, — ou même plus —, enfin naturallement des collisions ionisantes, équivalentes dans

530

le bilan global, à des photoionisations. Nous travaillerons ci-aprés, rappelons-le, dans la configuration A $(R_1 < R_2 < R_3)$.

1. Etude de la région spectrale S_1 . Les photons d'énergie $h_1 > 4h_1 [\gamma_1 = c/(912 \times 10^{-8})]$ désignant la fréqence da la discontinuité de Lyman de l'hydrogène) sont entièrement absorbés dans le région R_1 , et n'affectent donc ni R_2 ni R_3 .

Dans chaque couche r, r + dr le nombre de photons absorbés est $dS/dr = 4\pi r^2 f$; la fonction f, en toute rigueur, dépend des conditions locales, — nombre de particules de chaque espèce, température électronique, etc.

Mais nous supposerons ici — comme d'ailleurs. ultérieurement, pour les regions R_2 et R_3 — que, dens chacune des région R_1 , les conditions physiques sont constantes; elles sont connues soit grâce aux théories antérieures, soit grâce au diagnostic des mesures.

Cette hypothèse permet d'intégrer sans difficulté l'équation différentielle écrite ci-dessus, car f est alors une constante.

Nous admettrons que n est le nombre total de noyax d'hydrogène et d'hélium présents par cm^2 . Dans la région \mathbf{R}_1 , seule affectée par les photons de la zone S_1 , on aura donc, avec la définition déjà donnée de Y:

$$n_{o} = n (1 + Y),$$

$$n_{\rho} = n (1 - Y),$$

$$n_{He^{+}} = nY,$$

$$n_{He^{-}} = n_{He^{-}} = n_{H^{2}} = 0.$$
(7)

Sur la région R₁, l'intégration donne la relation:

$$S_{1}(T_{*}, R_{*}) = 4\pi R_{*}^{2} N_{1}(T_{*}) =$$

$$= \frac{4\pi}{3} \left(R_{1}^{3} - R_{*}^{2} \right) \left[n_{e} n_{p} \alpha_{H}^{(1)} q_{11} + n_{e} n_{H_{e}^{+} +} \alpha_{H_{e}^{+}}^{(2)} =$$

$$= \frac{4\pi}{3} \left(R_{1}^{3} - R_{*}^{2} \right) \left[(1 - Y^{2}) \alpha_{H}^{(1)} q_{11} + Y(1 - Y) \alpha_{H_{e}^{+}}^{(2)} \right] n^{3}.$$
(8)

Cette équation signifie que les deux processus suivants ont été considérés:

(1) Une portion des photons S_1 provoque l'ionisation des atomes de He⁺, de *tous* ces atomes même, puisque c'est ainsi que nous avons défini le rayon R_1 de la région R_1 . Les recombinaisons sur le niveau 1

sont immédiatement productrices de photons S_1 , qui réinduisent des ionisations: ces recombinaisons n'entrent donc pas dans le bilan. Nous devons noter qu'il en est de même pour les processus diffusifs: il a été clairement démontré par Pottasch, et par d'autres (voir [5]), que l'expression (4) par exemple, ou (8), tient automatiquement compte des photons diffusés, pour le calcul de R_i ; le calcul initial de Strömgren, qui procédait autrement, localement en quelque sorte, ne tenait pas compte de ces photons diffusés et aboutissait à une valeur trop petite du rayon des régions H II, ainsi qu'il a souvent été remarqué (par exemple [6]).

(11) Une portion (faible) des photons S_1 provoque aussi l'ionisation d'une fraction q_{11} des atomes d'hydrogène: cette portion (supposée égale à l'unité dans [3], à zéro dans [4]) est très faible, car les autres parties du spectre (S_2 , S_3) contribuent de façon plus importante à l'ionisation de l'hydrogène. Nous établirons ci-après les formules (IV, 2) permettant le calcul correct des facteurs q_{ij} .

En revanche, d'autres processus n'ont pas été pris en considération:

(111) Nous avons considéré qu'il n'y avait pas de recombinaison He⁺⁺ + 2e \rightarrow He⁺ + e \rightarrow He^o. Cette recombinaison jusq'au niveau de l'hélium neutre est en effet hautement improbable, car elle implique deux recombinaisons successives. Nous n'avons donc en fait tenu compte que des recombinaisons simples He⁺⁺ + e \rightarrow He⁺, et H⁺ + e \rightarrow H^o.

Ceci sans doute était légitime. Mais l'équation (8) néglige encore d'autres phénomènes, non considérés d'ailleurs dans [3] ni dans [4]. Ce sont les suivants:

(IV) Surtout aux températures élevées, une portion non négligeable des photons d'énergie $h\nu > 4h\nu_1$ a une énergie suffisante pour provoquer une seconde ionisation (nous négligerons le cas où elle peut en provoquer une troisième!). Les photons $\nu > 7\nu_1$ (voir figure 2) ionisent He⁺. mais le continu issu des recombinaisons sur le niveau 2 (3 eV) est susceptible d'ioniser à nouveau He⁺: ces photons doivent donc s'ajouter aux photons S_1 . De même, les photons $\nu > 5.5\nu_1$ devraint s'y ajouter si nous avions pris en considération les ionisations de l'hélium neutre, ce qui n'est pas le cas (point (*iii*) ci-dessus). Enfin, dans la proportion q_{11} . les photons $\nu > 4.75\nu_1$, qui ionisent l'hydrogène produisent, après recombinaison sur le niveau 2 de H° (0.75 eV), des photons S_1 supplémentaires. Le calcul de ces différents photons secondaires (dont le rôle local est d'amplifier le nombre des photons directement issus de l'étoile) èst décrit dans les IV, 1 et 4e: ces photons seront désignés par le symbole S' (ici S_1). Il faut ici noter que les photons $\nu > 4\nu_1$ ne parviennent pas dans les régions \mathbf{R}_2 et \mathbf{R}_3 dans la configuration (A) à laquelle nous nous limitions maintenant. Les ionisations, dans ces régions, par des photons $\nu > 5.5\nu_1$, de He^{*}, et par des photons $\nu > 4.75\nu_1$, de H[°], doivent donc être négligées complètement.

(v) Les collisions, si les densités sont suffisantes, peuvent provoquer l'ionisation; elles ont le même effet que des photons ionisants et doivent donc être ajoutées correctement au premier membre de l'equation (8); nous verrons ultérieurement que le nombre de ces collisions reste en fait pratiquement négligeable (IV, 3).

L'équation (8) doit donc, avec plus de rigueur, être écrite:

$$S_{1} + [S_{1} (\nu > 7 \nu_{1}) + S_{1}' (\nu > 4.75 \nu_{1}) q_{11}] + S_{1} \text{ coll} =$$

$$= \frac{4\pi}{3} (R_{1}^{3} - R_{\circ}^{2}) n^{2} [(1 - Y^{2}) \alpha_{H}^{(1)} q_{11} + Y (1 + Y) \alpha_{H_{\circ}}^{(2)}].$$
(9)

Elle ne concerne que la région R_1 et peut être résolue, pour calculer R_1 , indépendamment de ce qui se passe dans R_2 et R_2 .

Les photons S_1 , S_1 sont tous absorbés dans la région \mathbf{R}_1 , et \mathbf{R}_1 n'en produit aucun. Mais les recombinaisons sur les niveaux autres que 1 de l'ion He⁺⁺ et des protons, produisent des photons dans les régions spectrale S_2 et S_3 , photons secondaires que nous désignerons par les symboles S2 et S3. Il faudra évidemment tenir compte des photons S" pour établir le bilan des régions spectrales S_2 et S_3 . Ces photons, que décrit complètement la figure 2 dans la configuration (A), sont principalement: (a) le rayonnement S_2 Ly α de He⁺ ($\lambda = 304$ A, ou $v = 3v_1$; (b) le rayonnement à deux quanta ($v' + v'' = 3v_1$) (S₂, S₃ et ... S_4); (c) le rayonnement continu de Balmer de HeII (i < 912 A, ou $v > v_1$) rayonnement S_2 et S_3 ; notons qu'une partie de ce rayonnement revient dans la région S_1 : mais c'est la partie dejà dénotée S_1 ($\nu > 7\nu_1$); (d) dans la proportion q_{11} , le rayonnement de Balmer de l'hydrogène (dans les région S₂ et S₃); ici aussi, une partie de ce rayonnoment revient dans la région S_1 ; mais c'sst la partie dejà dénotée S_1 ($\nu > 4.75\nu_1$).

Dans cette étude nous négligeons (peut-être à tort!) les rayonnemants issus des niveaux $n \ge 3$ des différents ions et atomes.

Naturellement, une partie importante des rayonnements secondaires (Ly α de H, par exemple) ne correspond ni à la région S_2 ni à la région S_3 , mais a la région S_4 ($\lambda > 912$ Å, $\nu < \nu_1$). Ces photons s'échappent donc des trois régions R_1 , R_2 , R_3 ; nous les désignerons par le symbole S_4 : mais ils n'entrent pas dans nos calculs.





Fig. 2. Dénombrement des photons ionisants primaires et secondaires. Les trois diagrammes illustrent les transitions importantes concernant les deux ionisations de l'hélium, l'ionisation de l'hydrogène et les recombinaisons correspondantes, suivies ou non de cascades.

En ordonnée, l'énergie des niveaux est figurée; l'unité est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène, 13.6 volts, soit l'Rydberg. Les photons S₁ sont suspeptibles d'ioniser He II, les photons S₂ d'ioniser He I, les photons S₃ d'ioniser H I; les photons S₄ ne contribuent pas à l'ionisation. Les gammes d'énergie correscondantes sont représentées par les longueurs des traits pleins épais figurés à gauche des 3 diagrammes.

Les photons de type S' et S" sont définis dans le texte.

On a représenté en hachuré léger les zones correspondantes aux atomes ionisés et d'où partent les transitions de recombinaison, suivies ou non de cascades. Dans le cas de l'hélium neutre, la région correspondant aux énergies supérieures à 4 volts est figurée en pointillé: aucun photon d'énergie supérieure à 4 volts ne peut en effet contribuer à la première ionisation de l'hélium dans la configuration considérée ici, A (voir texte). En grisé plus sombre figure la partie basse des régions au sein desquelles les transitions enfre niveaux d'énergie des électrons libres libèrent des photons appartenant aux catégories S_1 , S_2 ou S_3 (de type S' ou S'' suivant les cas).

On n'a pas représenté, pour la simplicité du dessin, les transitions consécutives à des recombinaisons sur des niveaux plus élevés que le second.

J.-C. PECKER

2. Etude de la zone spectrale S_3 . Dans le cadre d'une discussion analogue celle que nous avons faite pour la zone spectrale S_1 , on pourra ecrire les équations concernant la zone spectrale S_2 , qui intéressent, dans la configuration (A), les régions R_2 et R_1 .

Dans R₁, let équations (7) restent valables.

Dans R₂, on peut écrire:

$$n_{e} = n,$$

 $n_{p} = n (1 - Y),$
 $h_{He^{+}} = n Y,$ (10)
 $H_{e^{++}} = n_{He^{+}} = n_{Ne^{-}} = 0.$

L'équation du bilan des photons S2 s'écrira comme suit:

$$S_{s} + [S_{2}'(4v_{1} > v > 3.55 v_{1})] + S_{2 \text{ coll}} + S_{2} =$$

$$= \frac{4\pi}{3} (R_{2}^{3} - R_{1}^{3}) [n_{e}n_{\rho}z_{H}^{(1)}q_{22} + n_{e}n_{He} + a_{He}^{(2)}] +$$

$$+ \frac{4\pi}{3} (R_{1}^{3} - R_{*}^{3}) [n_{e}n_{\rho}a_{H}^{(1)}q_{21}] =$$

$$= \frac{4\pi}{3} (R_{2}^{3} - R_{1}^{3}) n^{2} [(1 - Y) a_{H}^{(1)}q_{22} + Y a_{He}^{(2)}] +$$

$$+ \frac{4\pi}{3} (R_{1}^{3} - R_{*}^{3}) n^{2} [(1 - Y^{2}) a_{H}^{(1)}q_{21}]$$
(11)

où les q ont la même définition que dans l'équation (9) et où S_2 représente les photons secondaires issus de la région R_1 et de la zone spectrale S_1 , et réutilisés en R_1 ou en R_2 . Ces photons secondaires sont décrits par la figure 2 et ont été décrits au paragraphe précéndent III, 1. l'evaluation détaillée des termes S_2 sera faite dans la section IV.

En ce qui concerne les photons S_2 , nous devons noter ici une approximation; nous n'avons tenu compte que des photons S_1 susceptibles d'ioniser une seconde fois He⁺, non de ceux susceptibles d'ioniser une seconde fois l'hydrogène; sette approximation est légitimée par le fait que le terme S_1 n'est lui-même qu'un terme correctif dans lequel la fraction do photons susceptibles d'ioniser l'hydrogène ne serait elle-même que très faible (de l'ordre des coefficients q).

Les photons de la zone S_2 se dégradent comme ceux de la zone S_1 et donnent lieu à des photons secondaires S_3 (et naturellement S_4) décrits par la figure 2.

3. Etude de la zone spectrale S₂. Les photons de cette zone affectent l'ionisation des 3 régions R1, R2, R3. Les propriétés de R1 sont définies par les équations (7), celles de R₂ par les équations (10). Les propriétés de R₂ sont les suivantes:

$$n_{\circ} = (1 - Y) n,$$

$$n_{\rho} = (1 - Y) n,$$

$$n_{He^{3}} = nY,$$

$$n_{He^{++}} = n_{He^{+}} = 0.$$
(12)

L'équation du bilan des photons S₃ s'êcrit comme ci-dessus, pour celles du bilan des photons S_1 et S_2 :

He?

$$S_{a} + [S_{3} (1.8 v_{1} > v > 1.75 v_{1})] + S_{3 \text{ coll}} + S_{3} =$$

$$= \frac{4\pi}{3} (R_{3}^{3} - R_{2}^{3}) [n_{e} n_{p} \alpha_{H}^{(2)}] - \frac{4\pi}{3} (R_{2}^{3} - R_{1}^{3}) [q_{32} n_{e} n_{p} \alpha_{H}^{(1)}] +$$

$$+ \frac{4\pi}{3} (R_{1}^{3} - R_{*}^{2}) [q_{31} n_{e} n_{p} \alpha_{H}^{(1)}] =$$

$$\frac{4\pi}{3} (R_{3}^{2} - R_{2}^{2}) n^{2} (1 - Y)^{2} \alpha_{H}^{(2)} + \frac{4\pi}{3} (R_{2}^{3} - R_{1}^{3}) n^{2} (1 - Y)^{2} \alpha_{H}^{(1)} q_{32} +$$

$$+ \frac{4\pi}{3} (R_{1}^{3} - R_{*}^{3}) n^{3} (1 - Y)^{2} \alpha_{H}^{(1)} q_{31},$$
(13)

où les q ont la même définition que précédemment. Les termes S_3 et S_3 sont assez clairs (figure 2) pour qu'il ne soit pas ici besoin de les expliciter davantage. Nous noterons évidemment que dans S₃ la limitation $v < 1.8 v_1$, comme dans S_2 , la limitation $v < 4v_1$, correspond au fait que, dans chaque cas les photons d'énergie supérteure appartiennent respectivement aux zones S_{e} et S_{1} .

IV. Estimation des quantités utiles à la solution des équations de bilan.

1. Photons S₁ de très forte énergie (susceptibles de contribuer dans le même région S, R, à deux ionisations).

Nous nous limitons ici à ceux des photons ionisant deux fois He⁺ en R₁, He^o en R₂, H^o en R₃. On se reportera au IV 4e pour un terme complémentaire.

Table 2

T	<i>P</i> ₁	P ₂	P'2	Рз	P3	<i>p</i> [*] ₃	<i>P</i> ₁₁	P21	P22	P28	Раз
104	$6.5 \cdot 10^{-21}$	7.0 $\cdot 10^{-11}$	4.8 ·10 ⁻⁶	1.0 .10-5	1.34.10-5	1.0	1.06.10-5	1.0	1.34.10-5	1.0	1.0 .10-5
1.2.104	$1.7 \cdot 10^{-17}$	4.6 ·10 ⁻⁹	3.6 .10-5	7.6 ·10 ⁻⁵	1.10.10-4	1.0	5.8 -10-5	1.0	1,10.10-4	1.0	7.6 ·10 ⁻⁵
1.4.104	$1.9 \cdot 10^{-15}$	8.0 -10 ⁻⁸	1.8 .10-4	$2.2 \ 10^{-4}$	$4.2 \cdot 10^{-4}$	1.0	3.1 .10-4	1.0	4.2 .10-4	1.0	$2.2 \cdot 10^{-4}$
1.6-104	$3.4 \cdot 10^{-13}$	$7.1 \cdot 10^{-7}$	5.3 .10-4	6.0 ·10 ⁻⁴	1.24.10-4	1.0	7.8 .10-4	1.0	8.0 .10-4	1.0	6.0 ·10 ⁻⁴
1.8.104	1.03.10-11	$4.0 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	1.2 ·10 ³	$2.7 \cdot 10^{-3}$	1.0	2.1 .10 -3	1.0	2.7.10-4	1.0	$1.2 \cdot 10^{-3}$
2.0.104	$1.50 \cdot 10^{-10}$	1.61.10-5	2.6 ·10 ⁻³	$2,1 \cdot 10^{-3}$	5.3 ·10 ⁻³	1.0	3.8 .10-3	1.0	5.3 .10-3	1.0	$2.1 \cdot 10^{-3}$
2.5.104	$1.51 \cdot 10^{-8}$	1.8 .10-4	8.7 $\cdot 10^{-3}$	7.0 ·10 · ³	$1.76 \cdot 10^{-3}$.99	$1.15 \cdot 10^{-2}$	0.99	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.98	$7.0 \cdot 10^{-3}$
3 .104	$3.9 \cdot 10^{-7}$	8.5 ·10 ⁻⁴	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	3.4 ·10 ⁻³	.98	$2.7 \cdot 10^{-2}$	U.97	$3.5 \cdot 10^{-2}$	0.97	$1.2 \cdot 10^{-2}$
4 .10*	1.93·10 ⁻⁵	$6.9 \cdot 10^{-3}$	6.1 ·10 ²	$2.7 \cdot 10^{-2}$	$1.02 \cdot 10^{-2}$.94	$7.2 \cdot 10^{-2}$	0.93	1.09.10-1	0.89	$2.7 \cdot 10^{-2}$
5 .104	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.12 \cdot 10^{-1}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	0.181	.89	1.3 .10-1	0.87	2.0 .10-1	0.80	$3.5 \cdot 10^{-2}$
7 ·10 ¹	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$6.9 \cdot 10^{-2}$	0.23	5.0 .10-2	0.29	.77	$2.5 \cdot 10^{-1}$	0.75	0.29	0.71	$5.0 \cdot 10^{-2}$
105	$2.8 \cdot 10^{-2}$	0.12	0.44	5.7 ·10 ²	0.33	.53	5.0 .10-1	0.50	0.45	0.55	$5.7 \cdot 10^{-2}$
1.5.105	0.12	0.20	0.47	7.6 ·10 ⁻²	0,35	.43	0.59	0.41	0.57	0.43	$7.6 \cdot 10^{-2}$
2 ·10 ⁵	0.22	0.25	0.48	0.11	0.36	.31	0 71	0.29	0.62	0.38	0.11
3 ·10 ⁵	0.43	0.30	0.37	0.27	0.37	.20	0.84	0.16	0.67	0.33	0.27
4 .105	0.59	0.32	0.29	0.41	0.38	.118	0.89	0.11	0.69	0.31	0.41
5 ·10 ⁵	0.68	0.33	0.23	.0.55	0.38	$9.4 \cdot 10^{-2}$	0.91	8.8 .10-2	0.70	0.30	0.55
6 ·10 ⁵	0.75	0.33	0.19	0.67	0.385	$6.4 \cdot 10^{-2}$	0.94	$6.0 \cdot 10^{-2}$	0.70	0.30	0.67
8 .105	0.84	0.33	0.12	0.88	0.39	3.9.10 2	0.97	$3.3 \cdot 10^{-2}$	0.71	0.29	0.88
10*	0.90	0.34	$8.4 \cdot 10^{-2}$	0.96	0.39	$2.5 \cdot 10^{-2}$	0.98	$2.3 \cdot 10^{-2}$	0.73	0.27	0.96
Δv _{II}	7_∞	3.35-4	48-7	1.75-1.80	2 55-3 35	4_4 80	4 75-00	4 75_4	2 55_4	1 8-2 55	1 75-1 8
ΔvL	4	1.8 -4	4—∞	1-1.80	1.80-4	4-00	4-00	4-00	1.80-4	1.80-4	1-1.8

Ces doux dernières lignes donnent, en unités de v₁, les intervalles Δv_U et Δv_L tels que $p = \int_{\Delta v_U} N dv / \int_{\Delta v_L} N dv$.

Dans la zone spectrale S₁, leur nombre est:

$$S_{1} = S_{1} \frac{N(\nu > 7\nu_{1})}{N(\nu > 4\nu_{1})} = p_{1}S_{1},$$
(14)

où les N désignent le nombre de photons, par seconde, émis par un cm² de la surface de l'étoile, ou de la source, dans les intervalles de fréquences spécifiés.

On a de même:

$$S_{2} = S_{2} \frac{N(4\nu_{1} > \nu > 3.35\nu_{1})}{N(4\nu_{1} > \nu > 1.8\nu_{1})} = p_{2}S_{2}.$$
 (15)

Rappelons ici que cette expression comprend une approximation: nous avons négligé les photons d'énergie supérieure à 3.35 h_{ν_1} susceptibles d'ioniser aussi l'hydrogéne.

Enfin, on a:

$$S_{3} = S_{3} \frac{N(1.8 v_{1} > v > 1.75 v_{1})}{N(1.8 v_{1} > v > v > v_{1})} = p_{3}S_{3}.$$
 (16)

Dans ces trois expressions, nous avons considéré seulement la possibilité pour *un* photon de produire *deux* ionisations — nous avons négligé le cas des ionisations triplées.

Les nombres p, figurent dans la table 2.

2. Proportions des photoionisations de l'hydrogène provoquèes dans chaque région R_1 , R_2 , R_3 par les photons des régions spectrales S_1 , S_2 , S_3 .

Les coefficients q_{ij} qui interviennent dans les équations (9), (11), (13) se calculent aisement à condition d'admettre que l'opacité de l'hydrogène suit la loi de Kramers.

Dans chaque région \mathbf{R}_j ils sont proportionnels aux nombres de photons de chacune des espèces S_i absorbés par l'hydrogène.

Dans la région R₁, on a:

$$q_{11} = \frac{\int_{\frac{4\nu_{1}}{\infty}}^{\infty} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}{\int_{\frac{1}{\nu_{1}}}^{\infty} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}; \quad q_{21} = \frac{\int_{\frac{1}{N}\nu_{1}}^{4\nu_{1}} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}{\int_{\frac{1}{\nu_{1}}}^{\infty} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}; \quad q_{31} = \frac{\int_{\frac{1}{\nu_{1}}}^{1.8\nu_{1}} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}{\int_{\frac{1}{\nu_{1}}}^{\infty} N(\nu) \nu^{-3} d\nu}, \quad (17)$$

Dans la région R₂, on a:

$$q_{23} = \frac{\int_{1.8_{v_1}}^{4_{v_1}} N(v) v^{-3} dv}{\int_{v_1}^{1.8_{v_1}} N(v) v^{-3} dv}; \qquad q_{32} = \frac{\int_{v_1}^{1.8_{v_1}} N(v) v^{-3} dv}{\int_{v_1}^{4_{v_1}} N(v_1) v^{-3} dv}.$$
 (18)

En effet, les photons $\nu > 4\nu_1$ n'atteignent pas, dans la configuration (A), la région R_2 .

Rien d'équivalent ne peut être colculé dans la région R_1 pour l'hélium He⁺: en effet, nous y avons admis l'ionisation de l'helium comme beaucoup plus complète que celle de l'hydrogène, du fait même que nous avons considéré comme négligeable le recombinaisons He⁺⁺ + 2e \rightarrow He⁺ + e \rightarrow He[°].

Les valeurs de N(v) sont fixées par la loi de Planck. Par unité de fréquence, on a:

$$N(\mathbf{v}) = 2\pi C^{-2} \mathbf{v}^2 (\mathbf{e}^{h\mathbf{v}/kT_*} - 1)^{-1}.$$
 (19)

On obtient alors pour les q_{ii} les valeurs de la table III.

3. Rôle des collisions. Par électron. et par seconde, le nombre de collisions ionisantes est égal à:

$$n_{\text{coll 1}} = 2.50 \cdot 10^{-8} \text{Te}^{-1/2} (54.4)^{-2} 10^{-(54.4)(5040/\text{Te})}$$

$$n_{\text{coll 2}} = 2.20 \cdot 10^{-8} \text{Te}^{-1/2} (24.6)^{-2} 10^{-(24.6)(5040/\text{Te})}, \qquad (20)$$

$$n_{\text{coll 3}} = 1.10 \cdot 10^{-8} \text{Te}^{-1/2} (13.6)^{-2} 10^{-(13.6)(5040/\text{Te})}.$$

ces formules s'appliquant, respectivement, à He⁺, He^o, H^o. Elles proviennent, lêgèrement modifiées, de [7], et ne sont sans doute pas valables aux témpératures électroniques élevées [8]. Nous ne cherchons ici que des ordres de grandeur. et ces équations nous suffiront. Pour cette êvaluation, nous supposerons que seules comptent dans la région R_1 les collisions ionisant He⁺, dans la région R_2 les collisions ionisant He^o et dans R_3 , les collisions ionisant H^o; et nous supposerons aussi que les premières sont à comparer aux photons S_1 , les secondes aux photons S_2 , les troisièmes aux photons S_3 .

Dans ces hypothèses, la condition pour que les collisions efficaces soient négligeables devant les photoionisations, sera:

$$S_{\text{coll }i} \simeq n_{\text{coll }i} n_{\text{e}} V_i \ll S_i , \qquad (21)$$

où V_i est le volume où ont lieu les dites collisions.

DIMENSIONS DES ZONES DE GAZ IONISE

Or, on tire des équations (20) les conditions suivantes:

$n_{\text{coll 1}} < 1.4 \ 10^{-20}$	(Si $T_e < 25000^{\circ} \text{ dans } R_1$),	-
$n_{\text{coll }2} < 2.4 \cdot 10^{-17}$	(Si $T_e < 15000^{\circ} \text{ dans } R_2$)	(22)
$n_{cnll 3} < 8.4 \cdot 10^{-16}$	(Si T ₆ < 10000° dans R ₁).	1 20 -

Table 3

T	911	921	<i>q</i> _{J1}	922	923
104	7.22-1022	1.35.10-5	1.	$1.34 \cdot 10^{-5}$	1.
1.2.104	$2.44 \cdot 10^{-18}$	2.69.10-5	1.	2:69.10-5	1.
1.4.104	$6.28 \cdot 10^{-16}$	8.05.10-5	1.	8.05.10-5	1.
1.6.104	3.99-10-14	2.10.10-4	1.	2.10.10-4	1.
1.8.104	$1.06 \cdot 10^{-12}$	4.86.10-4	1.	4.86.10-4	1.
2.0.104	$1.54 \cdot 10^{-11}$	1.03.10-3	1.	$1.03 \cdot 10^{-3}$	1.
2.5.104	3.67.10-9	$3.35 \cdot 10^{-3}$	1.	3.35.10-3	1.
3 .104	4.78.10-8	8.93.10-3	.991	$8.93 \cdot 10^{-3}$.991
4 .104	2.08.10-6	2.49.10-2	.976	$2.49 \cdot 10^{-2}$.976
5 .104	2.26.10-5	4.40.10-2	.956	$4.40 \cdot 10^{-2}$.956
7 .104	3.58.10-4	9.45.10-2	.905	9.45.10-2	.905
105	2.62 10-3	0.155	.842	0.155	0.845
1.5.105	1.16.10-2	0.225	.763	0.227	0.779
2 .105	$2.44 \cdot 10^{-2}$	0.264	.711	0.271	0.729
3 .105	4.99.10-2	0.293	.656	0.308	0.692
4 ·10 ⁵	7.28.10-2	0.309	.618	0.335	0.665
5 ·10 ⁵	8.90.10-2	0.324	.586	0.358	0.642
6 ·10 ⁵	0.105	0.330	.565	0.368	0.632
8 .105	0.125	0.328	.547	0.375	0.625
106	1.140	0.327	.533	0.380	0.620
		1			100

Le premier indice correspond à la zone spectrale, S_1 , S_2 ou S_3 le second indice à la région circumstellaire R_1 , R_2 , R_3 .

La relation entre S_i , par ailleurs. est simple, dans le cadre des approximations de ce paragraphe:

$$S_i \simeq V_i n^2 K \tag{23}$$

où K est un numbre de l'ordre de grandeur de 10^{-13} — 10^{-11} ; n_e est de l'ordre de grandeur de n; si bien que l'inégalité (21) peut s'écrire:

$$n \gg n_{\text{coll}\,i} \frac{1}{K} > 10^{13} n_{\text{coll}\,i} > 10^{-2}$$
, quelque soit *i*.

541

J.-C. PECKER

Cette condition peut être considérée comme partout vérifiée, dans les régions H II galactiques, dans les galaxies compactes, etc. On peut donc en conclure que les collisions sont absolument négligeables. Dans les calculc des rayons R_1 , R_2 , R_3 nous écrirons

$$S_{1 \text{ coll}} = S_{2 \text{ coll}} = S_{3 \text{ coll}} = 0.$$

4. Estimation des nombres S_i de photons secodaires.

(a) Rayonnement Ly z de l'hélium ionisé (i = 304 A, $v = 3v_1$). Ce rayonnement est produit dans la région \mathbf{R}_1 et provient de la recombinaison, sur le niveau 2, des ions He⁺⁺ et des électrons. Il rentre entièrement dans la zone S_2 et contribue donc uniquement au terme S_2 . Hummer et Seaton [4] ont donné l'expression de S_2 correspondant à ces photons:

$$S_2(Lya He^+) = [1 - X[He^+)] n_e n_{He^++} a_{He^+}^{(2)} \frac{4\pi}{3} (R_1^3 - R_{\bullet}^2),$$
 (24)

où X désigne la fraction des processus qui, au lieu de donner des photons Ly a donnent deux photons de plus faible énergie. La fraction X dépend de $T_{\rm s}$: nous serons donc obligés, comme pour le calcul des a, de faire dans chaque région \mathbf{R}_i , des hypothéses convenables. La fonction $X(T_{\rm s})$ est tabulée dans la table 4, selon [4]; nous l'avons utilisée aussi pour des valeurs $T_{\rm s} < 10^4$ K, grâce à une simple extrapolation linéairedes nombres de cette table.

Table (d'après [4])			
log Te	1-X		
4	0.715		
4.25	0.695		
4.5	0.675		
4.75	0.650		
5	0.625		

(b) Rayonnement à deux quanta de l'hélium ionisé $(v' + v'' = 3v_1)$, Certains de ces guanta auront une énergie les faisant rentrer dans la zone S_3 , d'autres dans la zone S_3 , d'autres enfin dans la zone S_4 , qui s'échapperont.

DIMENSIONS DES ZONES DE GAZ IONISE

En s'inspirant des calculs de [4], on peut écrire:

$$S_{2} (2 \text{ quanta He}^{+}) = \frac{4\pi}{3} (R_{1}^{3} - R_{*}^{3}) n_{e} n_{He^{+}} a_{He^{+}}^{(2)} X(He^{+}) \int_{1.8v_{1}}^{3v_{1}} P\left(\frac{v}{v_{1}}\right) d\left(\frac{v}{v_{1}}\right)$$
(25)
$$S_{3} (2 \text{ quanta He}^{+}) = \frac{4\pi}{3} (R_{1}^{3} - R_{*}^{3}) n_{e} n_{He^{+}} a_{He^{+}}^{(2)} X(He^{+}) \int_{v_{1}}^{1.8v_{1}} P\left(\frac{v}{v_{1}}\right) d\left(\frac{v}{v_{1}}\right)$$

où $P\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right)$ est une fonction tabulée dans [4]. Le calcul aboutit aux valeurs suivantes:

$$r_2 = \int_{1.8}^{3} \mathbf{P}\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) d\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) = 0.743; \quad r_3 = \int_{1}^{1.8} \mathbf{P}\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) d\left(\frac{\nu}{\nu_1}\right) = 0.683. \quad (26)$$

(c) Rayonnement continu de Balmer provenant des recombinaisons de He⁺. Les photons de cette nature $(\nu > \nu_1)$ sont utilisés dans les zones spectrales S_1 , S_2 , S_3 , ..., mais pas S_4 .

Leur nombre total est:

$$S_{1}^{'}(\text{Bac He}^{+}) + S_{2}^{'}(\text{Bac He}^{+}) + S_{3}^{''}(\text{Bac He}^{+}) =$$

$$= n_{e}n_{He^{++}} \alpha_{He^{+}}^{(2)} + \frac{4\pi}{3} (R_{1}^{3} - R_{*}^{2}).$$
(27)

La fraction utilisée dans S_1 a déjà été calculée, — et introduite dans l'équation (9); c'est précisément $S_1 + S_1$.

Les deus autres fractions sont bien faciles à calculer, compte tenu de la distribution des photons stellaires incidents; on a:

$$p_{2}' = \frac{S_{2}'}{S_{1}' + S_{2}' + S_{3}'} = \frac{\int_{4.8v_{1}}^{V_{1}} N(v)d(v)}{\int_{4v_{1}}^{\infty} N(v)d(v)}; \qquad (28)$$
$$p_{3}' = \frac{S_{3}'}{S_{1}' + S_{2}' + S_{3}'} = \frac{\int_{4v_{1}}^{4.8v_{1}} N(v)d(v)}{\int_{4v_{1}}^{\infty} N(v)d(v)}. \qquad (29)$$

Les fraction p'_2 , p'_3 , fonctions de T_* , sont tabulées dans le tableau 2 ci-dessus.

(d) Rayonnements secondaires issus de la recombinaison He ++ $e \rightarrow He^{\circ}$. Ces rayonnements qui, dans la configuration (A), proviennent de la région \mathbf{R}_2 , contribuent seulement à la zone spectrale S_3 , s'ils ne s'échappent pas, sauf évidemment la partie déjà calculée et notée S_2 , utilisée dans la zone S_2 elle-même,

On peut séparêment évaluer:

$$S_{3}^{*}(\text{Bac He}^{\circ}) + S_{4}^{*}(\text{Bac He}^{\circ}) = n_{e}n_{\text{He}^{+}} \alpha_{\text{He}^{+}}^{(2)} \frac{4\pi}{3} (R_{2}^{3} - R_{1}^{3}),$$
 (30)

la fraction $p_3 = S_3/(S_3 + S_4)$ étant égale à:

$$p_{3}^{*} = \frac{\int_{1.5^{*}_{1}}^{3.25^{*}_{1}} N(\nu) d\nu}{\int_{1.8^{*}_{1}}^{4^{*}_{1}} N(\nu) d\nu}.$$
(31)

On peut aussi évaluer:

 S_3 (Ly α He°) et S_3 (2 quanta He°); mais comme nous ne disposons pas, pour He°, de table de la fonction X(He°) analogue à la fonction X(He⁺) tabulée ci-dessus dans la table 4, nous pourrions adopter pour l'ensemble des processus ci-dessus une valeur moyenne, estimée dans [4].

Selon Hummer et Seaton, $65^{0/0}$ des recombinaisons de l'hélium ionisé sur les niveaux $n \ge 2$ de He[°] produisent des quanta susceptibles d'ioniser H.

Nous écrirons donc:

$$S_3^*$$
 (recomb. He⁺) = 0.65 × $n_e n_{He^+} \alpha_{He^+}^{(2)} \frac{4\pi}{3} (R_2^3 - R_1^3).$ (32)

Notons cependant que ceci n'est pas entièrement correct; en effet, d'une pert cette fraction dépend de T_* (ne serait-ce que par p''); d'autre part, cette valeur contient aussi les photons S_2 d'énergie supérieure à 1.8 hv_1 que notre expression (29) élimine dûment. C'est pourquoi nous avons préfére, pour les fonctions S_3 (Ly α He[°]) et S_3 (2 quanta He[°]) nous inspirer directement du calcul correspondant à S_2 . Nous utilisons une fonction $\mathbf{P}'(\nu/\nu_1)$ analogue à $\mathbf{P}(\nu/\nu_1)$ et calculée comme suit:

$$\mathbf{P}'\left(\frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}_1}\right) \cong \mathbf{P}\left(\frac{1.8}{3} \frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}_1}\right). \tag{33}$$

L'intégrale utile a alors les valeurs suivantes:

$$r'_{3} = \int_{1}^{1.5} \mathbf{P}'\left(\frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}_{1}}\right) d\left(\frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}_{1}}\right) = 0.52, \qquad (34)$$

De plus nous utilisons la fonction $X'(\text{He}^\circ)$ en la supposant identique à la fonction $X(\text{He}^-)$, et en utilisant par suite *l*a table 4.

(e) Rayonnement continu de Balmer de l'hydrogène, émis par recombinaison dans la région R_1 . Toujours dans l'hypothèse que nous trouvons dans la configuration A, l'hydrogène, dans la region R_3 , ne reçoit que du rayonnement $\nu < 1.8 \nu_1$, et le nombre de photon S_3 y est très faible.

Mais, au sein de la région R_1 , une fraction q_{r1} de l'hydrogène contribue à l'absorption des photons S_i , et cette fraction se recombine en donnant des photons: (i) $\nu > 4\nu_1$: ils sont réabsorbés sur place et doivent s'ajouter aux photons S_1 ; (ii) $4\nu_1 > \nu > 1.8\nu_1$; ces photons s'ajoutent aux photons S_2 susceptibles d'ioniser H et He; (iii) $1.8\nu_1 > \nu > \nu_1$: ces photons s'ajoutent aux photons S_3 susceptibles d'ioniser H. Au total. on peut écrire, après quelques simplifications évidentes:

$$S_{1}(\text{Bac H, } \mathbf{R}_{1}) = q_{11}n_{e}n_{p}a_{H}^{(2)} - \frac{\int_{4.75v_{1}}^{N(v)} dv}{\int_{4.75v_{1}}^{N(v)} dv},$$

4.75%

(35)

$$S_{2} (\text{Bac H, } \mathbf{R}_{1}) = q_{11} n_{e} n_{p} \alpha_{\text{H}}^{(2)} \frac{\int N(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}{\int N(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}$$

 $+ q_{31} n_{\circ} n_{p} a_{H}^{(2)} \xrightarrow{\int_{-\frac{1}{4\pi}}^{4\pi} N(v) dv} \int_{1.8v}^{1.8v} N(v) dv$

(36)

$$S_{3} (\text{Bac H, } \mathbf{R}_{1}) = q_{21} n_{*} n_{\mu} \alpha_{H}^{(2)} \frac{\int_{1.8 \nu_{1}}^{2.53 \nu_{1}} N(\nu) d\nu}{\int_{1.8 \nu_{1}}^{1.8 \nu_{1}} N(\nu) d\nu}$$

$$+ q_{31} n_e n_p \alpha_H^{(2)} \frac{\int\limits_{\substack{1.75 \nu_i \\ 1.8 \nu_i \\ \int \\\nu_{\nu_i}}} N(\nu) \, d\nu \quad \cdot$$

1.8.

(37)

Les fractions successives des expressions ci-dessus seront désignées respectivement par:

$p_{11}, p_{21}, p_{32}, p_{33}, p_{33}$

et sont tabulées dans la table 2.

V. Discussion des hypothèses faites; limitation de la solution. Les éguations de base (9), (11) et (13), dont nous avons calculé les principaux termes, fournissent le nombre total des ionisations de chacun des trois atomes ou ions He^+ , He° , et H° . Mais elles ne permettent pas, comme par exemple [4], de traiter en détail l'évolution de l'ionisation dans l'ensemble de la région circumstellaire. Elles négligent l'étendue des régions de transition; or celles-ci sont d'autant plus étendues que la température est élevée. Négliger cet effet, dans le cas que nous traitons, est donc assez gênant.

Cette limitation fondamentale. toutefois, ne devrait pas affecter l'application de nos résultats à la modification réaliste de la figure 1 et à l'étude dex objets susceptibles de propulser l'hélium dans l'espace par l'effet de la pression de radiation.

Il n'en reste pas moins qu'un travail important reste à faire, celui qui combinerait un traitement détaillé de l'éguilibre d'ionisation, du transfert de rayonnement, des effets dynamiques, dans les couches successives du milieu circumstellaire. Nous espérons seulement avoir, dans un but limité, contribuer à "débroussailler" un peu l'ensemble du problème.

A côté de cette hypothèse fondamentale, les autres hypothèses de notre calcul nous semblent bien justifiées: ainsi celle qui nous permet de négliger les photons responsables de trois ionisations du même ion, celles qui supposent que (en ce qui concerne les photons seeondaires) un photon susceptible d'ioniser He[°] et H[°], ionisera seulement He[°], celle qui nous autorise à négliger les collisions ionisantes... Un peu plus génantes sont les approximations du IV. 4d concernant P' et X', et le fait qu'on ait négligé les effets secondaires des recombinaisons sur des niveaux n > 2.

L'hypothèse concernant le spectre de l'étoile est sans doute plus critiquable. Mais si cette hypothèse est effectivement sujette à caution, nous voyons mal comment les meilleurs modèles existants auraient pu réellement nour aider. En effet, des modèles comme ceux d'Auer et Mihalas [9] sont incontestablement excellents—pour ce qu'ils sont! Mais ils négligent l'influence, sur les couches profondes de la photosphère, du rayonnement renvoyé par la région circumstellaire vers l'étoile, rayonnement intense notamment dans les continus ionisants. De plus, pour les étoiles très chaudes, la diffusion par les électrons libres joue un rôle essentiel, et l'approximation du spectre par une distribution de corps noir est bonne.

Dans la seconde partie de cet article, actuellement en préparation, nous nous proposons essentiellement de résoudre les équations du bilan (9), (11) et (13), dans le cas de la configuration (A), mais aussi, si cela apparaît comme necessaire, et au prix, évidemment. d'une modification de ces équations, dans le cas des autres configurations B, C, D, suggérées par la figure 1. Nous nous proposons aussi de traiter le cas où le spectre est mieux représenté par un rayonnement synchrotron en $v^$ que par un corps noir de température T_* .

Remerciements, L'auteur tient à exprimer ses très sincères remerciements à l'Académicien V. A. Ambartsumian, à l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S., à l'Acadêmie des Sciences de la République S. S. d'Arménie, et à l'Observatoire de Byurakan, pour l'accueil chaleureux qu'il a reçu de tous en U. R. S. S. et les excellentes conditions de travail qu'il a rencontrées à Byurakan. Il tient aussi à remercier le Professeur Ambartsumian, le Professeur S. B. Pikel'néer. et le Dr. Suzy Collin-Souffrin pour les nombreuses et fructueuses discussions qu'il a eues avec eux concernant le sujet de cet article.

Collège de France, Institut d'Astrophysique de Paris du CNRS

J.-C. PECKER

РАЗМЕРЫ ЗОН ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА ВОКРУГ ИСТОЧНИКОВ СИЛЬНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. I. ФИЗИКА ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

ж.-к. пекер

Очень упрощенное исследование показывает, что вокруг источников ультрафиолетового излучения (черное тело с температурой T) располагаются в следующей последовательности области: He III, He II, HII и HI, если T не очень высока. При более высоких температурах, наоборот, гелий может быть ионизован, в то время как водород уже является нейтральным. Далее даются основы полного исследования проблемы; рассматриваются отдельно эффекты фотонов трех спектральных областей: λ 228 A; 228 A $< \lambda <$ 504 A; 504 A $< \lambda <$ 912A; приняты во внимание вторичные фотоны и составлены таблицы, позволяющие вычисления.

DIMENSIONS OF THE ZONES OF IONIZED GAS AROUND THE SOURCES OF STRONG ULTRAVIOLET RADIATION. I. PHYSICS OF THE PROBLEM AND PRINCIPLES OF CALCULATIONS I.-C. PECKER

A very simplified study shows that, around a source of UV radiation (black body at temperature T), succeed to each other, in this order, regions He III, He II, H II and H I, provided T is not too high. At higher temperatures, on the contrary, helium can be ionized whenever hydrogen is already neutral. The bases for a complete study of the problem are then given; one treats separately the effects of the photons of the three spectral regions $\lambda < 228 \text{ A}; 228 < \lambda < 504 \text{ A};$ $504 \text{ A} < \lambda < 912 \text{ A};$ the secondary photons are taken into consideration and tables allowing the computations are constructed.

BIBLIOGRAPHIE

1. B. Strömgren, Ap. J., 89, 22, 1939.

2. J.-C. Pecker, Astron. Astrophys., 18, 253, 1972.

- 3. S. B. Pikel'ner, Astron. Zh., 10, 183, 1953.
- 4. D. G. Hummer, M. J. Seaton, M. N., 127, 217, 1963.
- 5. S. R. Pottasch, Ap. J., 132, 269, 1960.
- 6. J. T. Jeffertes, S. R. Pottasch, Ann. Astrophys., 22, 318, 1959.
- 7. C. W. Allen, Astrophys. Quantit., 2nd edition, The Athlone Press, London, 1963.
- C. B. Tarter, W. H. Tucker. E. E. Salpeter, Ap. J., 156, 943, 1969; W. H. Tucker, R. Gould, Ap. J., 144, 244, 1966; M. J. Seaton, Planet. Space Sci., 12, 55, 1964.
- 9. L. H. Auer, D. Mihalas, Ap. J. Suppl., 24, 193, 1972.