

LE MILIEU IONISE

Les nébuleuses brillantes sont connues depuis longtemps (nébuleuse d'Orion découverte en 1610). Ces régions ionisées (appelées régions HII) sont localisées à proximité des étoiles chaudes (de type O et B) dont le rayonnement ultraviolet est important. Les nébuleuses planétaires sont aussi un exemple de régions ionisées, mais il s'agit cette fois d'étoiles de faible masse ( $M < 4M_{\odot}$ ) qui, en fin d'évolution, éjectent une enveloppe gazeuse, qui est ionisée par l'émission du noyau central très chaud. Celui-ci se refroidit pour donner une naine blanche et l'enveloppe en expansion se disperse. D'autre part, il existe d'autres sources d'ionisation, moins importantes comme les rayons cosmiques (qui pénètrent les nuages denses), les rayons X, ou les ondes de choc (par dissipation d'énergie dynamique).

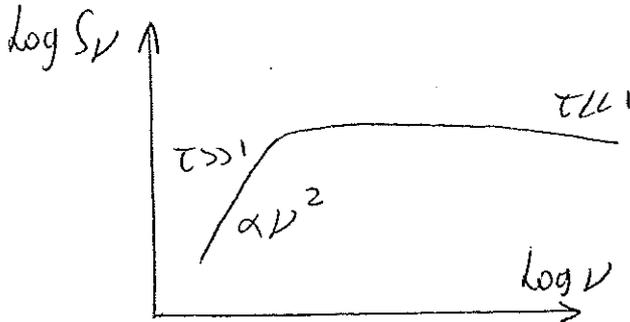
Ce n'est que vers 1915 que l'on fit la différence entre les nébuleuses à émission et les nébuleuses à réflexion. Dans les premières le gaz est ionisé par les étoiles du type O,B. Dans les secondes, l'étoile centrale est de type plus tardif et le rayonnement est dû à la réflexion de la lumière de l'étoile par les poussières situées à côté. De même que dans le cas de la transmission les poussières diffusent la lumière des étoiles et la rendent plus rouge, dans le cas de la réflexion la lumière paraît plus bleue.

Notons que même dans les régions dites neutres, l'ionisation peut être importante. Grâce aux raies d'absorption interstellaires observées en optique et en ultraviolet, raies fines de Na, K, Ca, Ca<sup>+</sup>,

$\text{Fe}^+$ ,  $\text{Ti}^+$  et  $\text{CN}$ ,  $\text{CH}$ ,  $\text{CH}^+$ , on peut mettre en évidence une plus grande abondance de  $\text{CaII}$  que de  $\text{CaI}$  (neutre).

(1) L'émission continue :

Elle est très importante dans les régions HII et les nébuleuses planétaires, des ondes radio à l'ultraviolet. Il s'agit de :



- l'émission free-free, dont la densité de flux dans le domaine radio est :

$$S_\nu = \frac{2KT_r \nu^2 \Omega}{c^2}$$

avec  $T_r \propto \nu^{-2}$

(cf. Chapitre "Mécanismes de Rayonnement")

- l'émission free-bound : correspondant surtout à la recombinaison d'un atome non sur le niveau fondamental, mais sur les niveaux excités (discontinuité de Balmer, atome H se recombinant sur le niveau  $n = 2$ , discontinuité de Paschen pour  $n = 3...$ ) ;

- l'émission deux-photons (dont la somme des énergies est égale à l'énergie de la transition -surtout pour des raies dont le niveau supérieur est métastable (continuum UV de l'hydrogène et de l'hélium)-

- lumière stellaire diffusée par les poussières ;

- dans l'infrarouge lointain, émission thermique des poussières.

(2) Les raies interdites (optique et infrarouge) :

On observe dans les nébuleuses gazeuses des raies très intenses de  $[\text{OII}]$ ,  $[\text{OIII}]$ ,  $[\text{NeIII}]$ ,  $[\text{NII}]^*$ , correspondant à des raies interdites,

---

\* Les crochets [ ] signifient qu'il s'agit de raies interdites.

c'est-à-dire à des transitions dipolaires magnétiques ou quadrupolaires électriques de faible probabilité (on appelle alors le niveau supérieur état métastable). Ces raies furent d'abord attribuées à un élément inconnu sur Terre, le nébulium, et ne furent identifiées qu'en 1927. Il faut attendre quelques minutes, au lieu des  $10^{-8}$  secondes habituelles, pour pouvoir observer la transition à partir de l'état métastable. Sur Terre, la transition radiative est impossible, car pendant ce temps, il y aura désexcitation collisionnelle. Dans l'espace interstellaire, la densité est suffisamment faible pour que les collisions n'empêchent pas la transition radiative de se produire.

Il est facile de traiter l'excitation de ces raies. L'équation d'équilibre statistique est semblable à celle de la raie 21 cm, où l'on peut maintenant négliger absorption et émission réduite, les raies interdites étant généralement optiquement minces. Dans le cas simple où l'on ne considère que deux niveaux 1 et 2, on obtient :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{C_{12}}{C_{21} + A_{21}} = \frac{g_2}{g_1} \frac{C_{21}}{C_{21} + A_{21}} e^{-h\nu/KTe}$$

Les collisions se font avec les électrons.

. Dans le cas d'une faible densité  $n_e$ , si  $C_{21} \ll A_{21}$ , alors les désexcitations collisionnelles sont peu importantes et :

$$\frac{n_2}{n_1} \simeq \frac{C_{12}}{A_{21}}$$

L'énergie émise dans la raie est alors proportionnelle à  $n_1$  :

$$n_2 h\nu A_{21} \propto n_1 n_e \langle \sigma_{12} v \rangle$$

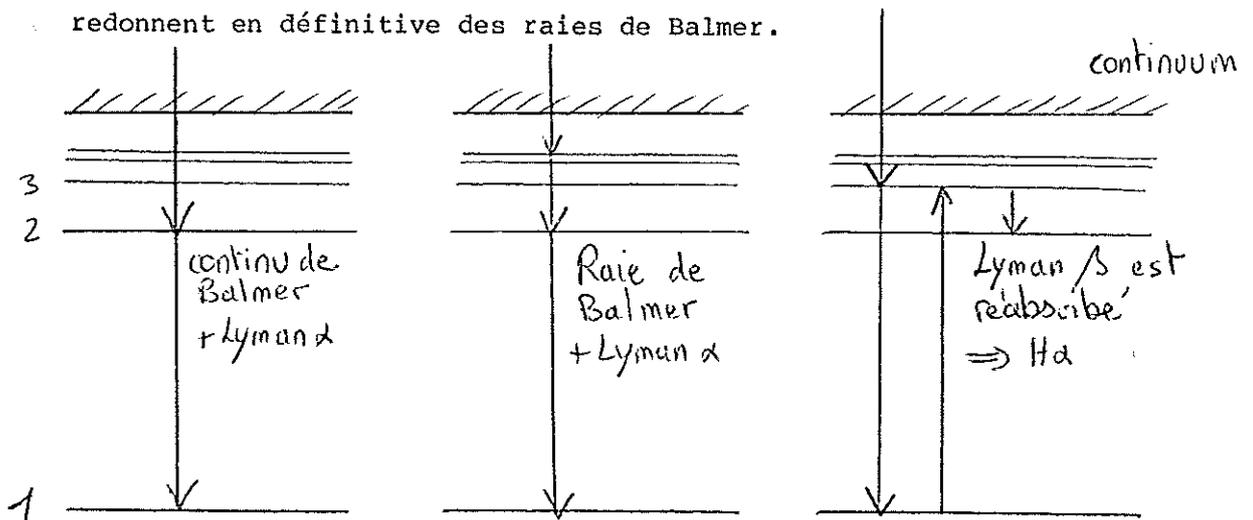
. Dans le cas où la densité  $n_e$  est plus forte :  $C_{21} \gg A_{21}$ , les collisions dominent, et le système peut être considéré en ETL. L'émission de la raie interdite est très diminuée : elle disparaît même pour  $n_e > 10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

(3) Les raies de recombinaison optiques :

Ce sont des raies permises de H, He, O, etc... qui correspondent à des cascades de désexcitation, après une émission free-bound sur un niveau élevé. En effet, le peuplement direct de ces niveaux à partir du fondamental par collisions électroniques est négligeable.

Les niveaux seront donc très loin de l'ETL.

Considérons les raies de l'hydrogène, dont les plus observées sont les raies de Balmer (qui aboutissent à  $n = 2$ ), généralement optiquement minces. On peut admettre que la totalité du rayonnement UV de l'étoile, de fréquence supérieure à  $13.6\text{eV}/h$  (longueur d'onde  $912 \text{ \AA}$ ) est totalement absorbée par l'hydrogène de la nébuleuse. Des recombinaisons se produisent sur les niveaux élevés, mais l'émission des raies de séries élevées sera suivie soit d'émission de raies de Lyman, soit d'émission de raies de Balmer suivies de raies de Lyman. Si les raies de Lyman sont optiquement épaisses, elles excitent les atomes d'hydrogène et redonnent en définitive des raies de Balmer.



Les photons Lyman se propagent par diffusion résonnante et finissent par sortir de la nébuleuse, ou sont absorbés par les poussières -(il y a aussi possibilité de désexcitation par émission de deux photons).

Au total, pour une nébuleuse optiquement épaisse dans l'UV, à chaque photon ionisant de l'étoile on retrouve soit un continu de Balmer, soit une raie de Balmer. Ce qui permet, par un modèle approprié, d'estimer le nombre total de photons ionisants.

Calcul de l'intensité des raies :

Le milieu est optiquement mince dans les raies de Balmer, donc seule l'émission spontanée est importante. L'intensité émise par  $\text{cm}^3$  et par seconde est  $N_n A_{n2} \frac{h \nu_{n2}}{g_n}$  dans la raie  $E_n \rightarrow E_2$ .

$$E_n - E_2 = E_0 \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (E_0 = 13.6\text{ev})$$

et

$$A_{n2} \propto \frac{1}{g_n} \frac{1}{\left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right)} \frac{1}{8n^3} \quad g_n = 2n^2$$

On définit les populations des niveaux au moyen des coefficients d'écarts à l'ETL  $b_n = N_n / N_n^*$  ( $N_n^*$  étant la valeur ETL)

On peut alors écrire "l'équivalent" de la loi de Saha :

$$N_n = b_n N_i N_e \frac{g_n}{g_i g_e} \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{-E_0/n^2 k T_e}$$

( $g_e = 2$  poids statistique de l'électron).

Le problème revient donc à calculer les populations, donc les  $b_n$ . Ils sont obtenus en résolvant les équations d'équilibre statistique, en tenant compte des transitions radiatives entre les niveaux 2, n et n' (les transitions collisionnelles sont négligées), des recombinaisons et des réactions d'ionisation affectant les niveaux n et 2.

Pour l'intensité du rayonnement  $I_\nu$ , on suppose l'intensité du corps noir, diluée par un facteur  $W = \frac{R^2}{4r^2} e^{-\tau}$  (R, rayon de l'étoile ; r, sa distance).

Le taux d'ionisation à partir d'un niveau n est :

$$\int 4\pi I_{\nu} \frac{a_{n\nu}}{h\nu} N_n d\nu \quad a_{n\nu} = \langle \sigma_{n\nu} v \rangle \text{ (taux de photoionisation à partir du niveau n)}$$

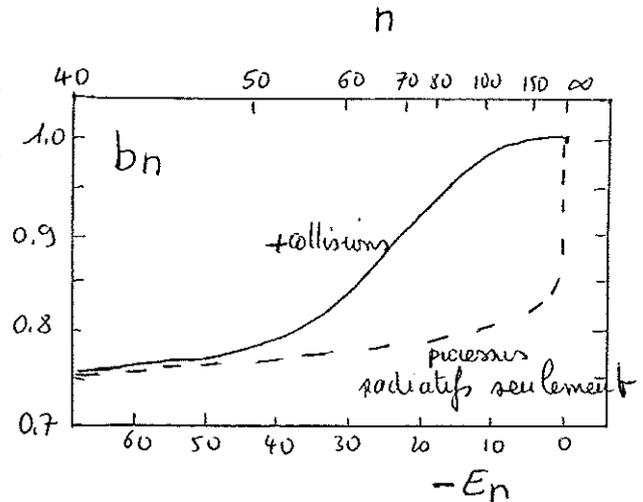
Le taux de recombinaison sur le niveau n est proportionnel à :

$$\propto \int N_i N_e T_e^{-3/2} e^{\chi_n/KT_e} e^{-h\nu/KT_e} \frac{d\nu}{n^3 v}$$

$\chi_n$  est le potentiel d'ionisation à partir du niveau n.

L'allure des  $b_n$ , solutions de ce système d'équations est donné dans la figure :

On en déduit l'intensité des raies de Balmer, notamment le rapport des intensités de ces raies à  $H_{\beta}$  (raie  $n = 4 \rightarrow 2$ ) c'est-à-dire le décrément de Balmer. Ce décrément ne dépend pas beaucoup des modèles, ni de  $T_e$  (notamment  $H_{\alpha}/H_{\beta} = 2.86$ ).



La comparaison du décrément théorique ainsi obtenu avec le décrément observé sert à obtenir la quantité d'absorption interstellaire sur la ligne de visée (le rougissement).

L'intensité des raies est proportionnelle à l'intégrale sur la ligne de visée :

$$E_m = \int_0^d n_e^2 ds$$

que l'on appelle mesure d'émission (en  $\text{cm}^{-6} \text{ pc}$ ).

Outre la densité électronique, on peut aussi connaître la température  $T_e$ , puisque l'intensité est proportionnelle à

$$b_n \frac{v^2 A_n}{n^2} \frac{e^{-E_0/n^2 K T_e}}{T_e^{3/2}} \frac{N_i}{N_e} E_m$$

(4) Les raies de recombinaison radio :

Ces raies correspondent à des transitions entre niveaux de nombre quantique  $n$  très élevé ( $n > 50$ ). On définit les raies  $\alpha$  ( $n+1 \rightarrow n$ ),  $\beta$  ( $n+2 \rightarrow n$ ),  $\gamma$  ( $n+3 \rightarrow n$ ), etc. (on observe certaines raies jusqu'à  $n \sim 200$ ). Ces raies peuvent être observées dans le milieu interstellaire parce que l'élargissement des niveaux d'énergie par les collisions (élargissement Stark) est inférieur à la différence d'énergie entre deux niveaux successifs. En laboratoire, ces niveaux n'existent plus dans les conditions normales, ils sont noyés dans le continuum. On observe surtout des raies des atomes H et He, mais aussi C, S.

Les atomes excités à  $n$  élevé, que l'on appelle atomes de Rydberg, sont très "gros", puisque le rayon moyen de l'atome croît avec  $n^2$  ( $a \sim a_0 n^2$ ). Ils sont donc bien plus sensibles aux collisions (la section efficace  $\propto \pi R^2 \propto n^4$ ). Contrairement à ce qui se passe en optique, pour les faibles valeurs de  $n$ , les transitions collisionnelles sont ici plus importantes que les transitions radiatives, d'autant que le coefficient  $A$  d'émission spontanée décroît aussi quand  $n$  augmente. Si bien que le système pourrait en première approximation être supposé à l'ETL.

En appliquant la loi de Saha :

$$N_n = N_i N_e \frac{g_n}{g_i g_e} \frac{h^3}{(2\pi m K T_e)^{3/2}} e^{-E_0/n^2 K T_e}$$

(et puisque  $n^2 \gg 1$   $T_e \sim 10^4 K$ , l'exponentielle  $e^{-E_0/n^2 K T_e} \sim 1$ )

$$N_n = 4 \cdot 10^{-6} N_e^2 n^2 T_e^{-3/2}$$

Le coefficient d'absorption est :

$$K_{\nu} \propto \frac{N_n}{n^2} \frac{e - (\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2}{\Delta\nu_D} \frac{h\nu}{KT_e}$$

pour une raie  $\alpha$  ( $n+1 \rightarrow n$ ), dont la fréquence est :

$$h\nu = E_0 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right) \approx \frac{2E_0}{n^3}$$

et où l'on a supposé l'élargissement de forme gaussienne ( $\Delta\nu_D$ ).

Si la raie est optiquement mince, on a :

$$T_A = T_e \tau_{\nu} \propto \nu E_m / (\Delta\nu_D T_e^{3/2})$$

où  $E_n = \int N_e^2 d\ell$  est la mesure d'émission en  $\text{cm}^{-6}$  pc.

Or :

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu} \sim \frac{1}{c} \left[ \frac{2KT_e}{m} + v_t^2 \right]^{1/2} \quad \begin{array}{l} v_t \text{ composante radiale de la} \\ \text{vitesse de turbulence} \end{array}$$

$T_A$  est alors une fonction uniquement de  $E_m$  et  $T_e$ .

Pour obtenir une autre équation, permettant de résoudre ces deux inconnues, on utilise les observations du continuum free-free : (on suppose que l'on se trouve par exemple dans la région optiquement mince du spectre) :

$$T_{\text{cont}} = T_e \tau_c \propto T_e^{-1/2} \nu^{-2} \int N_e^2 d\ell$$

(cf. l'expression de  $K_c \propto T_e^{-3/2} \nu^{-2} N_e^2 g(T_e, \nu)$  dans le chapitre "Mécanismes de Rayonnement").

Le rapport d'intensité Raie/continu donne directement la Température  $T_e$  :

$$\boxed{\frac{T_{\text{raie}}}{T_{\text{continu}}} \propto 1/T_e}$$

- Cependant, cette approximation est trop grossière, car la température  $T_e$  obtenue n'est pas la même selon la raie de recombinaison  $n\alpha$  que l'on considère. L'hypothèse ETL n'est pas vérifiée. De plus, même de

faibles écarts à l'ETL peuvent avoir des effets importants. En effet,

$$K_V \propto n_1 B_{12} - n_2 B_{21} \propto 1 - \frac{n_2 g_1}{n_1 g_2} = 1 - \frac{g_1 b_2}{g_2 b_1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right)_{ETL}$$

$$\propto 1 - \frac{b_2}{b_1} \left( 1 - \frac{h\nu}{KT_e} \right) = \frac{h\nu}{KT_e} \frac{b_2}{b_1} \left[ 1 - \frac{KT_e}{h\nu} \left( \frac{b_2 - b_1}{b_2} \right) \right]$$

Puisque  $(h\nu/KT_e) \ll 1$ , il suffit de faibles écarts à l'ETL ( $b_2 \sim b_1 \sim 1$ ) pour que  $K_V$  s'éloigne fortement de sa valeur à l'équilibre et soit même négatif (effet maser). Il faut aussi traiter l'équation de transfert couplée continuum-raie.

- L'observation des régions HII permet de déduire une température électronique  $T_e$  en général de l'ordre de  $10^4$ K. Le plus souvent le rapport raie/continu est supérieur d'un facteur 2 environ à sa valeur ETL. (Un calcul ETL conduirait alors à sous-estimer la température).

- A partir des raies de recombinaison, on peut aussi déduire les rapports d'abondance des éléments. On a pu ainsi mesurer  $\frac{n(\text{He})}{n(\text{H})} = 8 \cdot 10^{-2}$ . On observe aussi des raies de recombinaison provenant de C et S, toujours très étroites et probablement formées dans du gaz neutre, entourant la région d'hydrogène ionisé. En effet, les énergies d'ionisation de C et S sont inférieures à celle de l'hydrogène. Ainsi ces éléments peuvent être ionisés par des photons moins énergiques, là où l'hydrogène, lui, reste neutre.

#### (5) Modèle de Strömgren :

Ecrivons l'équilibre d'ionisation pour les atomes d'un élément donné, qui peut aussi avoir plusieurs degrés d'ionisation, que nous désignerons par  $r$ . Désignons par  $j$  l'indice des niveaux de l'espèce ionisée  $r$  fois.

En présence de rayonnement ionisant, on peut obtenir l'espèce ionisée (r + 1) fois avec les probabilités  $P_j$  de photoionisation à partir du niveau j :

$$\int n_{\text{phot}}(\nu) c s_j(\nu) d\nu = P_j$$

$n_{\text{phot}}(\nu)$  est la densité de photons à la fréquence  $\nu$ , dans le rayonnement considéré,  $s_j$  est la section efficace de photoionisation correspondante ( $n_{\text{phot}}(\nu) = u\nu/h\nu$ ,  $u\nu$  densité d'énergie à  $\nu$ ).

Le processus inverse de recombinaison sur le niveau j s'effectue avec une probabilité  $R_j$  :

$$R_j = n_e \langle \sigma_j V \rangle = n_e a_j$$

où  $n_e$  est la densité électronique,  $\sigma_j$  la section efficace de capture d'un électron sur le niveau j, et  $V$  la vitesse thermique des électrons.

L'équation d'équilibre d'ionisation entre les deux espèces ioniques r et (r + 1) s'écrit :

$$n_{r+1} n_e \sum_j a_j = \sum_j n_r P_j$$

En général, pour l'espèce r c'est le niveau fondamental qui est de loin le plus peuplé et l'on peut supposer que toutes les ionisations se font à partir du fondamental :

$$n_{r+1} n_e \sum_j a_j \approx n_r P_1$$

Cas de l'hydrogène : c'est le principal constituant de la matière inter-stellaire, on peut alors écrire :  $n_e = n_{r+1} = n_i$  (densité des protons)

$$n_r = n_o \quad (\text{densité des atomes H})$$

La densité totale de l'hydrogène  $n_H = n_o + n_i$ , le degré d'ionisation est  $X = n_i/n_H = n_e/n_H$  et l'équilibre d'ionisation s'écrit :

$$X^2 n_H^2 a = (1 - X) n_H P_1$$

où  $a = \sum_j a_j$ .

- La section efficace de photoionisation de l'hydrogène dans l'état fondamental est égale à  $0.7(\nu_1/\nu)^3 10^{-17} \text{cm}^2$ , où  $\nu_1$  est la fréquence de la discontinuité de Lyman ( $h\nu_1 = 13.6 \text{eV}$ ).

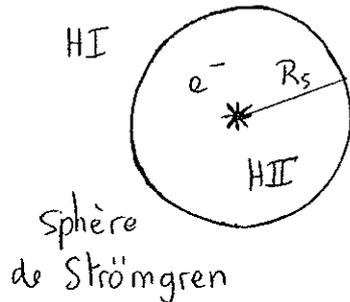
On peut alors calculer la distance au bout de laquelle les photons ionisants sont absorbés par un milieu neutre, de densité  $n_0$  : l'épaisseur optique à la distance  $r$  de l'étoile émettrice est :

$$\tau_\nu = \int K_\nu dr = \int 0.7 \left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^3 10^{-17} n_0 dr$$

et l'épaisseur optique est de l'ordre de 1 (à  $\nu = \nu_1$ ) pour

$$r_{\text{pc}} \approx \frac{1}{20 \langle n_0 \rangle} = \frac{0.05}{\langle n_0 \rangle}$$

Pour  $n_0 \geq 1 \text{cm}^{-3}$ ,  $r \leq 5 \cdot 10^{-2} \text{pc}$ . Très petit à l'échelle interstellaire. Tous les photons ionisants de l'étoile seront donc rapidement absorbés. La région ionisée va croître de plus en plus autour de l'étoile, jusqu'à ce que les recombinaisons soient importantes et compensent les photo-ionisations. A l'état stationnaire, le milieu sera ionisé à l'intérieur



d'une sphère de rayon  $R_S$ , que l'on appelle sphère de Strömgren, et neutre en dehors.

Si  $N_i$  est le nombre de photons ionisants émis par l'étoile en une seconde :

$$N_i = \frac{4}{3} \pi R_S^3 n_H n_e a'$$

Le terme du deuxième membre est le nombre total de recombinaisons par seconde dans la sphère de Strömgren, supposée presque entièrement ionisée  $n_H \approx n_e$ . Dans ces recombinaisons, il ne faut cependant pas tenir compte des recombinaisons aboutissant à l'état fondamental, car le photon émis peut alors à nouveau ioniser un atome. On ne tient compte que de  $a' = \sum_{j>i} a_j$

représentant les recombinaisons sur les états excités :

$$R_S^3 = \frac{3N_i}{4\pi n_H^2 a^3}$$

Les photons d'énergie  $E < 13.6$  ev, le seuil de photoionisation de l'hydrogène, sortiront librement de la sphère de Strömgen de H, et pourront ioniser les éléments (comme C et S) d'énergie d'ionisation  $E_i$  inférieure. Ainsi, selon  $E_i$  et l'abondance des éléments correspondants, on distinguera toute une structure d'ionisation (sphères de Strömgen emboîtées ou stratifications. En général le milieu n'est pas homogène, ni isotrope, et les structures sont plus irrégulières). Les poussières présentes dans les régions HII absorbent aussi les photons du continu de Lyman émis par l'étoile, et limitent l'ionisation.