

Mesurer la formation d'étoiles dans les galaxies

- 1 Loi de Schmidt-Kennicutt
- 2 Efficacité de formation d'étoiles
- 3 Définition d'un starburst
- 4 Mesures observationnelles du taux de formation d'étoiles
- 5 Remonter l'histoire des galaxies grâce à la discontinuité à 4000 Å (D4000) et aux raies de Balmer en absorption
- 6 Emission de l'ISM: raies en émission et régions HII
- 7 Le cas des raies de Lyman et de Balmer
- 8 Relation taux de formation d'étoiles et observables
- 9 Corriger H α de l'extinction grâce au décrétement de Balmer
- 10 Corriger l'émission UV de l'extinction

1 La loi de Schmidt (1959, ApJ 129, 243)

L'idée selon laquelle la densité de gaz interstellaire décroît en raison du taux de formation d'étoiles a été évoquée pour la première fois par Van den Bergh (1957, ApJ 125, 445): si le SFR était constant, le gaz interstellaire contenu dans le voisinage solaire serait épuisé dans 700 millions d'années.

Deux explications sont possibles:

- soit le gaz interstellaire est réapprovisionné régulièrement = suggestion de Van den Bergh (1957)
- soit le SFR siminue avec la densité de gaz = suggestion de Schmidt (1959)

$$\rho_{\text{SFR}} \sim (\rho_{\text{gaz}})^n, n(\text{Schmidt})=2$$

Schmidt a utilisé:

$\Sigma_{\text{gaz}} = 11 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ (= 20% Σ_{tot}), où ont été comptabilisés le HI, HII(H⁺), H₂, He.

$\Sigma_{*} = 30 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$

$\Sigma_{*}(\text{Séq.Princ.}) = 25 M_{\odot} \text{pc}^{-2}, \Sigma_{*}(\text{naines blanches}) = 4 M_{\odot} \text{pc}^{-2}, \Sigma_{*}(\text{Géantes\&Superg.rouges}) = 1 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$

1 La loi de Schmidt (1959, ApJ 129, 243)

THE RATE OF STAR FORMATION

MAARTEN SCHMIDT*

Mount Wilson and Palomar Observatories
Carnegie Institution of Washington, California Institute of Technology
Received October 29, 1958

ABSTRACT

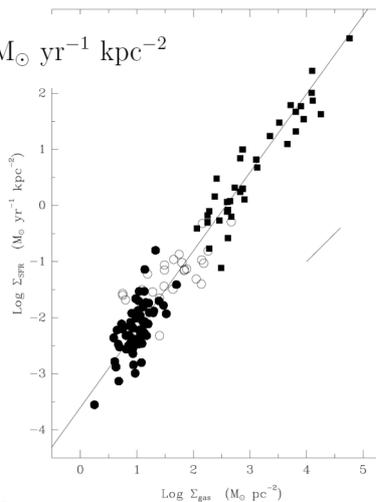
It is assumed that the rate of star formation for population I varies with a power n of the density of interstellar gas and that the initial luminosity function is time-independent. Direct evidence on the value of n is found in the relative distribution, perpendicular to the galactic plane, of gas and young objects. For various values of n , computations were made of the initial luminosity function, the rate of star formation, the exchange of gas between stars and interstellar medium, the number of white dwarfs and their luminosity function, and the abundance of helium. It is concluded, from a comparison of the results with observational data, that n is around 2. The present rate of star formation, then, is five times slower than the average rate. The interstellar gas, of which the surface density on the galactic plane was taken to be $11 M_{\odot}$ per square parsec, loses $1.4 M_{\odot}/pc^2$ per 10^9 years by the formation of stars but gains about one-third of this by ejection of gas from evolving stars. The present helium abundance of the interstellar gas may be explained if a star has burned, on the average, 53 per cent of its original hydrogen into helium at the time that ejection takes place. The ejected material was assumed to have a composition equal to the average composition of the star. The effect of star formation on the gas density in the galactic system and other galaxies is briefly discussed.

1 Loi de Schmidt-Kennicutt

Pour les galaxies extérieures, il est difficile d'accéder à des mesures en volume, on a accès à des mesures en projection, comme la densité de colonne de gaz et la densité de formation d'étoiles par unité de surface. On parle alors de la loi de Schmidt-Kennicutt (Kennicutt 1989, 1998).

$$\Sigma_{SFR} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_{gas}}{1 M_{\odot} pc^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} M_{\odot} yr^{-1} kpc^{-2}$$

Cette loi a été réalisée pour des SFR dérivés de la raie en émission $H\alpha$ et de l'émission infrarouge des galaxies. Elle est valable sur toute la gamme des valeurs mesurées pour le SFR des galaxies.



1 Loi de Schmidt-Kennicutt

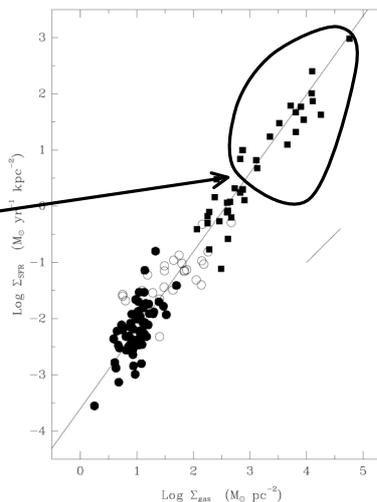
La loi de Schmidt a été mesurée par Kennicutt pour des galaxies extérieures. On parle de loi de Schmidt-Kennicutt.

$$\Sigma_{SFR} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_{gas}}{1 M_{\odot} pc^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} M_{\odot} yr^{-1} kpc^{-2}$$

Cette loi a été réalisée pour des SFR dérivés de la raie en émission H α et de l'émission infrarouge des galaxies. Elle est valable sur toute la gamme des valeurs mesurées pour le SFR des galaxies.



NGC 4488 VLA, H α (blue) and CTIO Optical (green). From Hildner, van der Holt & Bureau 2001



Galaxies J1 - David Elbaz

Mesurer la formation d'étoiles dans les galaxies

Page 5

1 Loi de Schmidt-Kennicutt

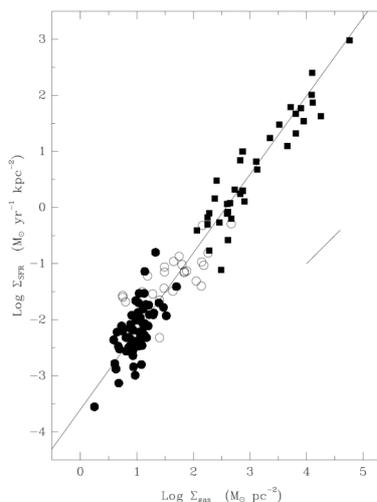
La loi de Schmidt a été mesurée par Kennicutt pour des galaxies extérieures. On parle de loi de Schmidt-Kennicutt.

$$\Sigma_{SFR} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_{gas}}{1 M_{\odot} pc^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} M_{\odot} yr^{-1} kpc^{-2}$$

Cette loi a été réalisée pour des SFR dérivés de la raie en émission H α et de l'émission infrarouge des galaxies. Elle est valable sur toute la gamme des valeurs mesurées pour le SFR des galaxies.

Ce coefficient est proche de celui attendu par la théorie:

$$\rho_{SFR} = \epsilon_{SFR} \frac{\rho_{gas}}{t_{ff}} \propto \epsilon_{SFR} \frac{\rho_{gas}}{(G\rho_{gas})^{-1/2}} \propto \rho_{gas}^{1.5}$$



Galaxies J1 - David Elbaz

Mesurer la formation d'étoiles dans les galaxies

Page 6

Problème

Les premières mesures donnaient des valeurs de n variant entre $0 < n < 4$.

Beaucoup de galaxies SO et Sa contiennent de grandes quantités de gaz et très peu de formation stellaire.

De même dans les régions externes des galaxies spirales et irrégulières.

Comment expliquer cela ?

Nous allons voir qu'il existe un seuil en densité surfacique du gaz interstellaire: la formation stellaire suit de manière universelle la loi de Schmidt-Kennicutt (sauf aux très petites échelles), mais celle-ci ne s'applique qu'au-dessus d'un seuil en densité.

Le seuil en densité

Cette figure montre les profils radiaux en gaz (neutre, HI, et moléculaire, CO, qui trace la molécule H_2 , plus difficile à mesurer de manière directe) et en formation stellaire (raie en émission $H\alpha$). Le profil de gaz total est la somme de HI et CO (H_2).

La dépression près du centre de la galaxie peut être due à une chute de la formation stellaire ou à un effet d'extinction croissant vers le centre galactique. Cette distribution de l'émission en $H\alpha$ suivant un profil exponentiel et une chute vers le centre est typique des disque des galaxies spirales.

Notez bien que le profil de gaz continue de décroître de manière continue jusqu'à $260''$, tandis que le profil de $H\alpha$ s'arrête brutalement à $150''$.

Un tel "seuil en densité" est observé aussi dans les galaxies irrégulières, spirales et dans le voisinage solaire.

Kennicutt (1989, ApJ 244, 685), NGC4254

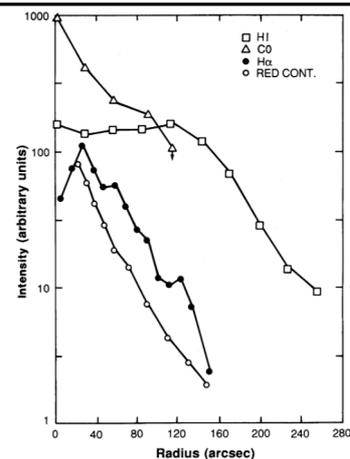


FIG. 4.—Radial profiles of H I, CO, $H\alpha$, and red continuum surface brightness in NGC 4254. Data are plotted on a relative scale, but the H I and CO profiles are normalized to a common surface density scale. The truncation of the $H\alpha$ profile at a radius of $150''$ is real.

Le seuil en densité

Pour $\Sigma_H > 4 M_\odot \text{pc}^{-2}$, le SFR croît de manière continue et lisse avec la densité de gaz. Au-dessous de ce seuil en densité le SFR chute brutalement.

Kennicutt (1989, ApJ 244, 685), NGC4254

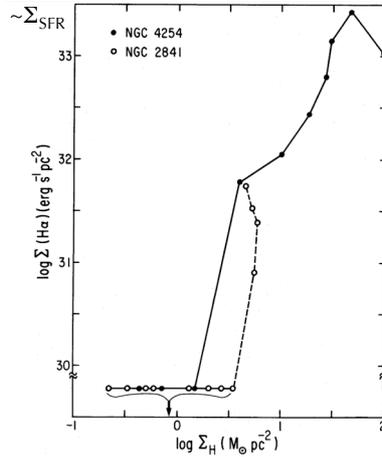
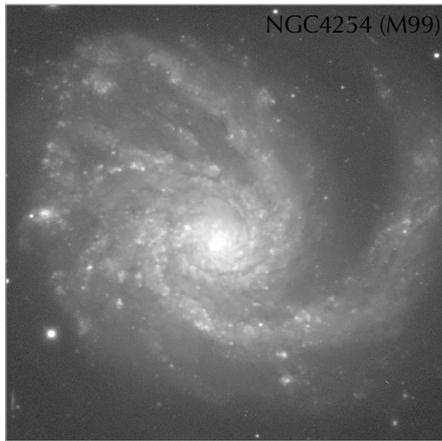
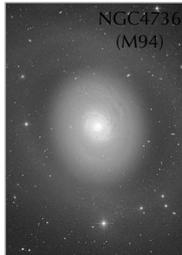
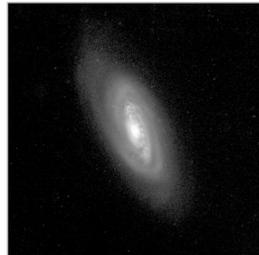


FIG. 7.—Dependence of H α surface brightness on total (H I + H $_2$) hydrogen surface density for NGC 4254 and NGC 2841, as derived from the radial distributions in Figs. 4 and 6. The points at the bottom denote regions where no H α emission was detected.

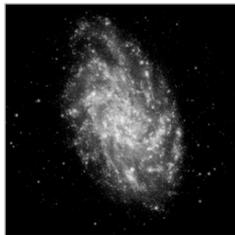
Le seuil en densité



Deux anneaux. Très fort SFR dans l'anneau central. Post-starburst.



Pas de globules dans les bras typiques des régions HII, subit une Ram Pressure Stripping par l'amas de la Vierge pour la partie externe mais très fort SFR au centre.



Deux anneaux. Très fort SFR dans l'anneau central.



Deux anneaux. Très fort SFR dans l'anneau central.

le SFR croît de manière continue et lisse avec la densité de gaz mais au-dessous d'un seuil en densité, le SFR chute brutalement. Ce seuil en densité varie d'une galaxie à l'autre, typiquement:

$$\Sigma_{H, \text{seuil}} = 1-10 M_\odot \text{pc}^{-2}$$

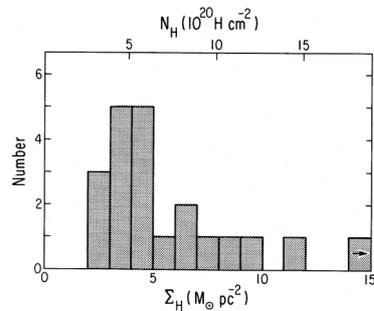
i.e. $N_H = 10^{20}-10^{21}$ atomes d'H cm^{-2}

Mais:

$$\Sigma_{H, \text{seuil}} = 10-40 M_\odot \text{pc}^{-2}, \text{ pour M94 et M90}$$

$$\Sigma_{H, \text{seuil}} = 1-4 M_\odot \text{pc}^{-2}, \text{ pour M33 et M101}$$

Kennicutt (1989, ApJ 244, 685)



Rappel: le critère d'instabilité de Jeans

Selon le critère d'instabilité de Jeans, un disque galactique sera instable i.e. s'effondrera sur lui-même et perdra sa forme de disque, si:

$$L > L_{\text{Jeans}}^{2D} = \frac{\pi \sigma_v^2}{8G\sigma}$$

Dans le cas d'une galaxie spirale comme la Voie Lactée, la dispersion de vitesses des étoiles du disque est typiquement de l'ordre de: $\sigma_v \sim 45$ km/s et la densité surfacique d'étoiles: $\sigma \sim 75 M_{\odot}/\text{pc}^2 \Rightarrow L_{\text{Jeans}} \sim 2.5$ kpc

$$L_{\text{Jeans}}^{2D} = \frac{\pi \times 45000^2 [m^2 s^{-1}]}{8 \times 6.67 \times 10^{-11} [m^3 kg^{-1} s^{-2}] \times 75 \times 2 \times 10^{30} / (3.0856 \times 10^{16})^2 [kg m^{-2}]} \times \frac{1}{3.0856 \times 10^{19}} [kpc]$$

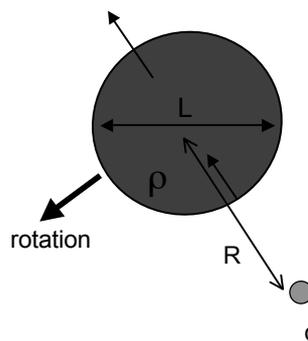
Seules les petites échelles sont stabilisées par la dispersion de vitesses (pression) et le disque devrait s'effondrer sur lui-même aux plus grandes échelles !...

Si $L < L_{\text{Jeans}}$ alors le système est stable.

Stabilisation par la rotation: Si $L < L_{\text{rot}}$ et $L_{\text{rot}} < L_{\text{Jeans}}$ alors le système est stable

On a négligé le mouvement d'ensemble dans le disque:

il faut rajouter les accélérations d'entraînement qui dépendent du rayon



=> gradient résultant sur la région étudiée :



La rotation différentielle dans le disque présente une plus grande résistance à la gravité que la dispersion des vitesses stellaires.



La rotation stabilise les grandes échelles :

Toutes les échelles sont stables si $L_{\text{rot}} < L_{\text{Jeans}}$

car il faut $L > L_{\text{Jeans}}$ pour effondrement et alors $L > L_{\text{rot}}$, ce qui implique une stabilisation par la rotation du disque.

Le seuil en densité et le critère d'instabilité de Toomre

Les étoiles du disque de la Voie Lactée se déplacent sur des orbites quasi-circulaires. On décrit donc leurs mouvements comme des mouvements circulaires perturbés. Dans le cadre de l'approximation épicyclique, ces perturbations sont équivalentes à des oscillations harmoniques de fréquence κ superposées à des orbites circulaires de fréquence angulaire Ω .

$$r = r_c + x = r_c + X \cos(\kappa t + \psi)$$

Plus la rotation du disque est élevée, plus les étoiles subissent une force due au gradient de vitesse angulaire qui les empêchent de s'effondrer sous l'effet de la gravité.

Ceci sera toujours vérifié tant que: $L_{\text{rot}} = G\rho/\kappa^2 < L_{\text{Jeans}} = \pi\sigma_v/8G\rho$ car la rotation stabilise les grandes échelles et la dispersion de vitesses (Jeans) les petites (stable si $L > L_{\text{rot}}$ ou $L < L_{\text{Jeans}}$). Ceci est le critère de Toomre qui peut s'exprimer

- soit en termes de dispersion de vitesses:

$$\text{instabilité si } \sigma_v < \sigma_{\text{crit}} = 3.36G\rho / \alpha\kappa \text{ ou } Q = \sigma_v/\sigma_{\text{crit}} < \alpha^{-1}$$

- soit en termes de densité surfacique de gaz interstellaire:

$$\text{instabilité si } \Sigma > \Sigma_{\text{crit}} = \alpha\kappa\sigma_v/3.36G\rho \text{ ou } Q = \kappa\sigma_v/3.36G\Sigma < \alpha^{-1}$$

Les observations montrent que le seuil en densité s'explique naturellement par le critère d'instabilité de Toomre pour une valeur de $\alpha \sim 0.7$ (Kennicutt 1989)

Le seuil en densité et le critère d'instabilité de Toomre

Le critère de Toomre qui peut s'exprimer :

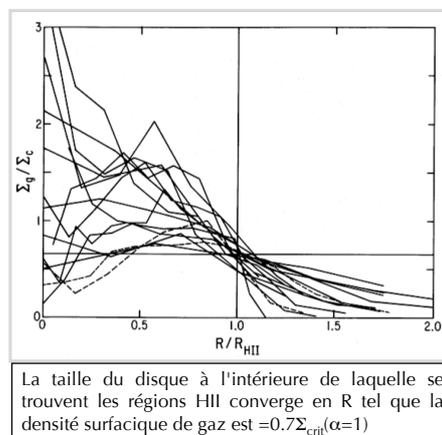
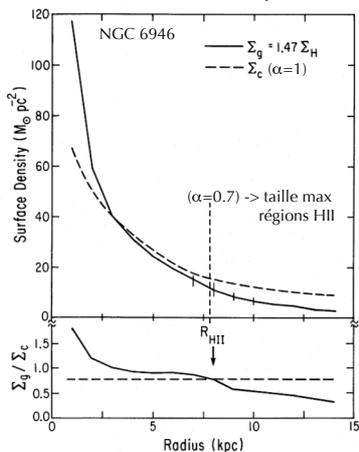
- soit en termes de dispersion de vitesses:

$$\text{instabilité si } \sigma_v < \sigma_{\text{crit}} = 3.36G\rho / \alpha\kappa \text{ ou } Q = \sigma_v/\sigma_{\text{crit}} < \alpha^{-1}$$

- soit en termes de densité surfacique de gaz interstellaire:

$$\text{instabilité si } \Sigma > \Sigma_{\text{crit}} = \alpha\kappa\sigma_v/3.36G\rho \text{ ou } Q = \kappa\sigma_v/3.36G\Sigma < \alpha^{-1}$$

Les observations montrent que $\alpha \sim 0.7$ (Kennicutt 1989)



La taille du disque à l'intérieure de laquelle se trouvent les régions HII converge en R tel que la densité surfacique de gaz est $= 0.7 \Sigma_{\text{crit}} (\alpha=1)$

Le cas des galaxies lenticulaires (S0)

Le seuil en densité de la loi de Schmidt-Kennicutt permet d'expliquer pourquoi les galaxies lenticulaires (S0) qui possèdent une masse de gaz importante de gaz ne forment pas d'étoiles: la densité de colonne d'hydrogène γ est très faible:

$N(\text{HI}) < 10^{21}$ atomes cm^{-2} ou $\Sigma(\text{HI}) \ll 10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. De plus ces galaxies ont souvent de grandes vitesses de rotation qui impliquent des fortes densités critiques, i.e. la densité du gaz interstellaire doit être très élevée pour que celui-ci s'effondre sous l'effet de la gravité.

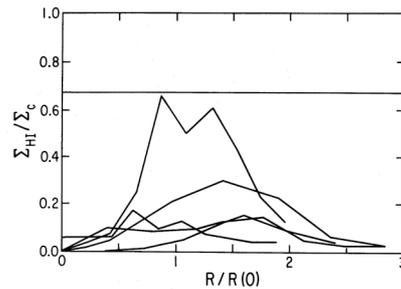


FIG. 17.—Radial behavior of the ratio of H I surface density to the critical density for gravitational stability, for five gas-rich S0 galaxies studied by van Driel. The radial coordinate is normalized to the isophotal radius of the disk. The horizontal line denotes the stability parameter $\alpha = 0.67$ which best fits the observed star formation thresholds in Sc galaxies.

Le paradoxe de la loi de Schmidt-Kennicutt

La densité surfacique de gaz diminuant au cours du temps, du fait du SFR, les galaxies spirales locales ne devraient plus former d'étoiles au bout de quelques milliards d'années. Cela suggérerait que nous nous situons à une époque très particulière dans l'histoire des galaxies, juste avant qu'elles ne s'éteignent.

Une alternative serait qu'elles soient réapprovisionnées en gaz par "infall" de gaz "extérieur", mais il faudrait que cet infall nourrisse les galaxies de plusieurs $M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, dans le cas des galaxies Sc lumineuses, ce qui est énorme. Ceci est d'autant plus problématique que les populations stellaires des galaxies spirales locales et leurs abondances suggèrent qu'elles ont vécu une formation stellaire relativement constante au cours du temps...

Loi de Schmidt-Kennicutt

Du fait que $N > 1$ dans $\Sigma_{\text{SFR}} \sim (\Sigma_{\text{gaz}})^N$ ($N = 1.4 \pm 0.15$), il en résulte que le SFR par unité de masse de gaz, appelé efficacité de formation d'étoiles (SFE), augmente avec la densité de gaz ou encore:

$$\Sigma_{\text{SFR}} = \text{SFR}/\text{surface} \text{ et } \Sigma_{\text{gaz}} = f_{\text{gaz}} \times M(\text{gaz}+\text{étoiles})/\text{surface} \text{ où } f_{\text{gaz}} = \% \text{ gaz}$$

$$\text{donc: } \Sigma_{\text{SFR}} = \text{SFR} \times \Sigma_{\text{gaz}} / [f_{\text{gaz}} \times M(\text{gaz}+\text{étoiles})] \sim (\Sigma_{\text{gaz}})^{1.4}$$

$$\text{SFE} = \text{SFR}/M_{\text{gaz}} \sim (\Sigma_{\text{gaz}})^{0.4}$$

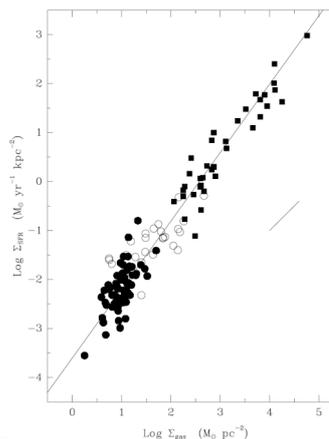
et le taux de formation d'étoiles spécifique (SSFR):

$$\text{SSFR} = \text{SFR}/M_{(\text{gaz}+*)} \sim f_{\text{gaz}} \Sigma_{\text{gaz}}^{0.5}$$

$1/\text{SSFR} =$ temps pour doubler la masse d'une galaxie.

Si densité gaz $\uparrow \Rightarrow \text{SFR}/M \uparrow$

Mais aussi : dans le passé f_{gaz} (% gaz) $\uparrow \Rightarrow \text{SFR}/M \uparrow$ donc $\text{SSFR} \uparrow$

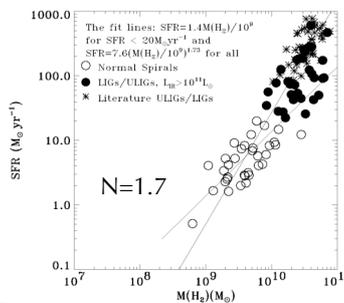
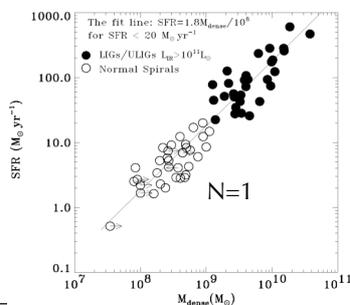


2 Efficacité de formation d'étoiles (SFE)

On appelle SFE, le SFR par unité de masse de gaz: $\text{SFE} = \text{SFR}/M_{\text{gaz}}$

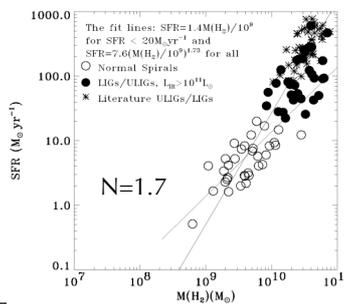
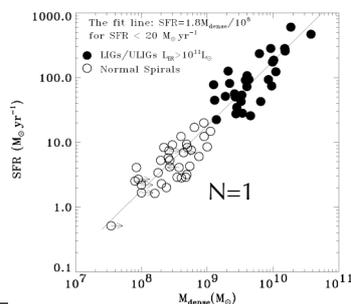
Le SFE est un meilleur indicateur de la physique de formation d'étoiles car il ne dépend pas de la taille des galaxies, il est cependant plus difficile à mesurer car il requière la mesure de la masse de gaz contenue dans les galaxies distantes.

Les travaux de Kennicutt qui ont permis de mettre en évidence la loi précédente ont utilisé des observations de gaz relativement peu dense ($n(\text{H}_2) \geq 500 \text{ cm}^{-3}$). Une étude récente de Gao & Solomon (2004) a été effectuée à l'aide d'un autre traceur du gaz, la molécule HCN, dont l'émission vibrationnelle requière une plus grande densité du gaz pour être émise ($n(\text{H}_2) \geq 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$).



Efficacité de formation d'étoiles (SFE) et gaz dense

- La molécule de CO présente une corrélation non linéaire avec la luminosité infrarouge totale utilisée comme estimateur du SFR (N=1.7)
- La molécule HCN, qui trace le gaz dense, présente une corrélation linéaire !
- L'efficacité de conversion du gaz dense en étoiles semble donc être universelle !
- Ce qui change d'une galaxie à l'autre est la fraction de gaz dense. Celle-ci est particulièrement élevée dans les galaxies lumineuses en infrarouge, dont la formation d'étoiles est allumée par des fusions de galaxies.



3 Définition d'un "starburst"

On peut définir un temps caractéristique de conversion du milieu interstellaire d'une galaxie en étoiles:

$$t(\text{consommation gaz}) = M_{\text{gaz}} / \text{SFR} = 1 / \text{SFE (efficacité SF)}$$

Ce temps est l'inverse de l'efficacité de formation d'étoiles.

Il est plus intuitif que cette dernière.

Définition #1: $t(\text{consommation gaz}) \ll t(\text{Hubble}) \Rightarrow \text{starburst}$

Pour les plus gros starbursts : $t(\text{consommation gaz}) \sim 1 \text{ Gyr}$!

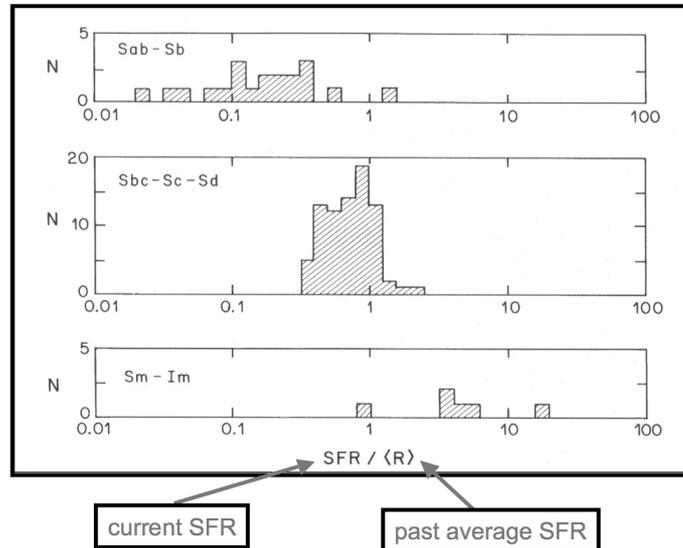
Le starburst correspond à une phase d'activité supérieure à la moyenne intégrée sur l'histoire de la galaxie. On a pour cela défini un autre paramètre appelé "paramètre de taux de naissance" ou "birthrate parameter", b:

$$b = \text{SFR} / \langle \text{SFR} \rangle \text{ (ou encore "paramètre de Scalo")}$$

Définition #2: $b = \text{SFR} / \langle \text{SFR} \rangle \geq 2-3 \Rightarrow \text{starburst}$
(Heckman 2005)

birthrate parameter "b" pour différents types de galaxies

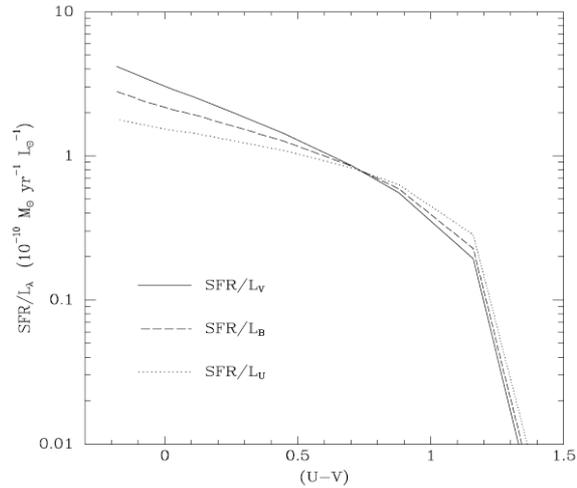
Kennicutt et al. ApJ 272, 54 (1983)



4 Mesures observationnelles du taux de formation d'étoiles

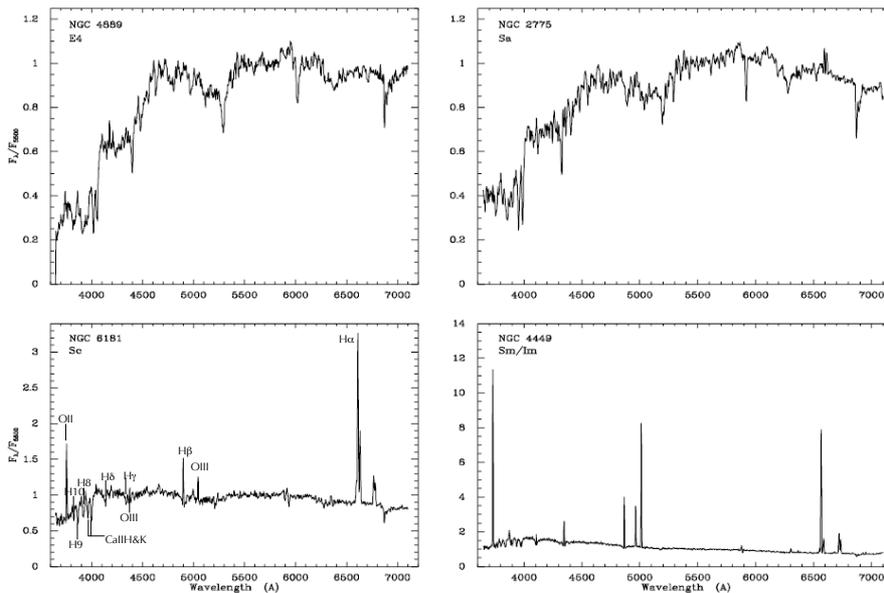
- la couleur d'une galaxie reflète l'âge moyen de sa population stellaire
- la forme du continu spectral résulte de son taux de formation d'étoiles moyenné dans le temps
- l'intensité de la raie $H\alpha$, mesure la quantité de photons ionisants principalement issus des étoiles $M \geq 10 M_{\odot}$, dont la durée de vie est ≤ 3 Myr. Elle mesure donc l'intensité actuelle de formation d'étoiles
- l'intensité de l'émission en UV est dominée par les étoiles $M \geq 5 M_{\odot}$, de durée de vie ≤ 0.1 Gyr. Elle donc aussi une mesure quasi-instantanée de la formation stellaire mais sur une durée supérieure à $H\alpha$
- l'extinction par la poussière absorbe une partie des photons $H\alpha$, mais aussi des photons ionisants avant émission $H\alpha$, et des photons UV. Pour les galaxies les plus actives, la concentration du gaz interstellaire est telle que la majorité de la lumière des étoiles massives est absorbée et réémise dans l'infrarouge moyen à lointain, qui fournit donc aussi une mesure de la formation stellaire quasi-instantanée.
- la raie interdite OII est aussi une mesure du flux ionisant mais polluée par la quantité de métaux dans la galaxie

SFR et bandes larges, couleur



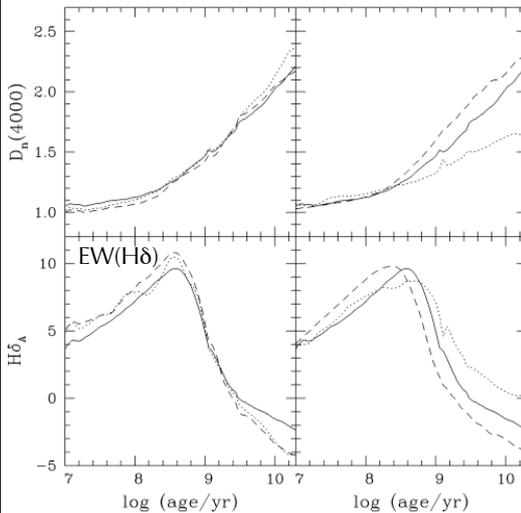
SFR mieux tracé par la couleur que la luminosité dans une seule bande
 Courbes réalisées à partir du modèle de populations stellaires de Kennicutt et al 94
 Mais nombreuses incertitudes dues à l'extinction, l'âge, la métallicité ou même l'histoire
 passée de formation d'étoiles (Larson & Tinsley 1978)

Raies de Balmer et taux de formation d'étoiles



5 Remonter l'histoire des galaxies grâce à la discontinuité à 4000 Å (D4000) et aux raies de Balmer en absorption

D4000 dû à une accumulation de raies métalliques à $\lambda \leq 4000\text{Å}$ + accumulation des raies de Balmer. Augmente avec l'âge de la population stellaire.

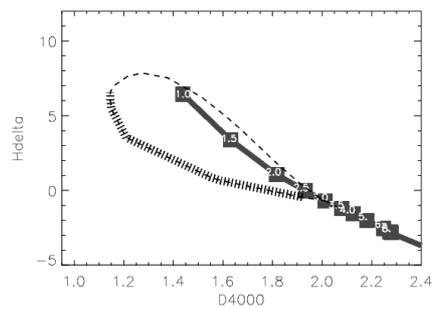
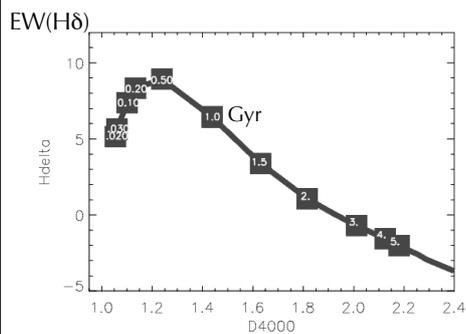


On étudie l'évolution dans le temps d'une population unique d'étoiles = vieillissement.

Raie de Balmer en absorption (stellaire), d'abord faible car peu présente dans l'enveloppe des étoiles O et B qui dominent au début, puis domination des étoiles A et F \rightarrow pic, et enfin étoiles plus froides, baisse de la raie.

Kauffmann et al. (2003)

Remonter l'histoire des galaxies grâce à la discontinuité à 4000 Å (D4000) et aux raies de Balmer en absorption

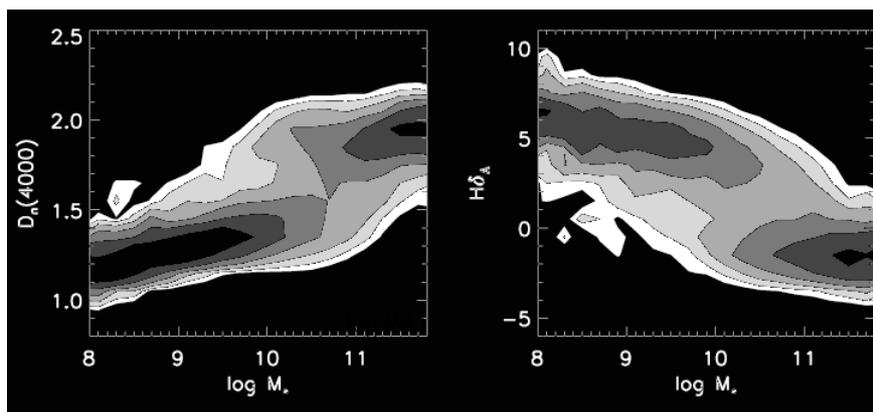


Au cours de son évolution, une population stellaire se déplace dans le diagramme H δ -D4000, galaxies présentant une forte largeur équivalente, EW(H δ), sont dominées par des étoiles de type A à F, on les appelle généralement galaxies "post-starburst", car les étoiles O et B ne sont plus dominantes, mais on s'est aperçus récemment qu'un grand nombre d'entre elles étaient encore des starbursts dont la lumière des étoiles O et B était absorbée. Le diagramme de droite montre l'effet d'une flambée de formation stellaire qui commence alors que la galaxie a 3Gyr, son effet est représenté par la boucle en noir.

Les galaxies locales présentent une distribution bimodale en D4000 et H δ

les galaxies massives sont peuplées d'étoiles vieilles, ce qui était connu, mais la séparation nette en deux populations reste mal comprise.

Pourquoi les galaxies sont-elles si nettement séparées de manière bimodale ?



Kauffmann et al. 2003; Balogh et al. 2004

6 Emission de l'ISM: raies en émission et régions HII

Les raies en émission des galaxies sont produites par le milieu interstellaire ionisé. La source d'ionisation est généralement constituée par les étoiles jeunes et massives, mais aussi parfois un noyau actif de galaxie (AGN), i.e. un trou noir supermassif accréant de la matière interstellaire, ou encore le passage d'une onde de choc, produite par une supernova, par exemple. Ces régions d'H ionisé sont appelées régions HII et le volume qui les contient une sphère de Strömgren. Les raies de Balmer comme H α , H β , H γ sont très fortes.

Raies de recombinaison des régions HII:

$$E_{\infty} - E_1 = 13.6 \text{ eV} \rightarrow \lambda = 913.5 \text{ \AA}$$

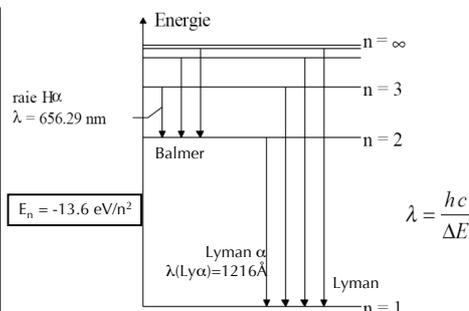
Les photons de $\lambda < 913.5 \text{ \AA}$ ionisent l'H

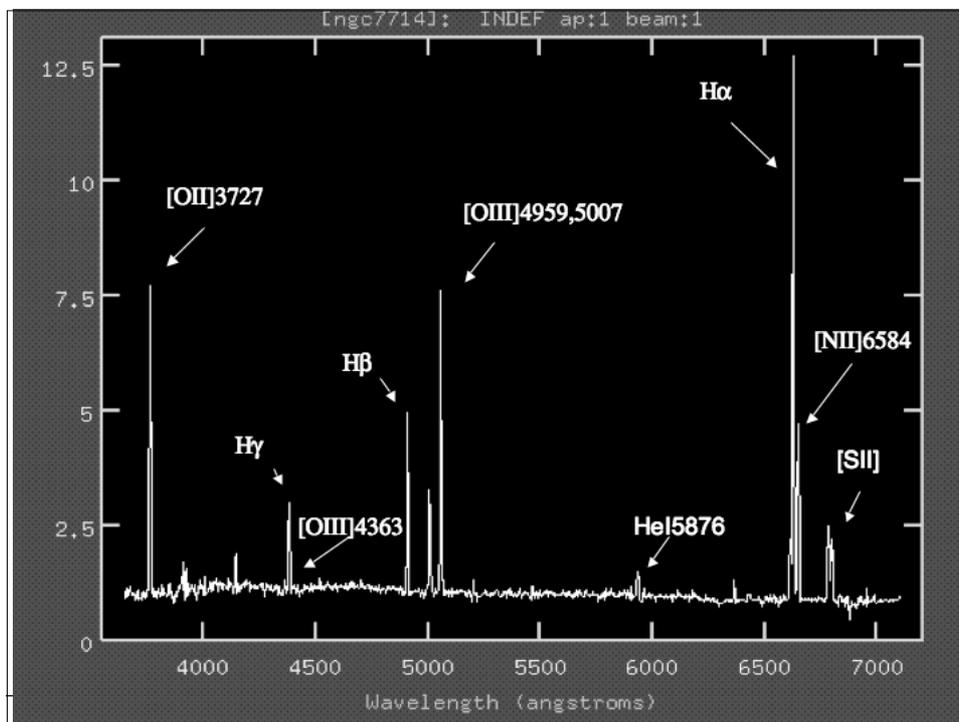
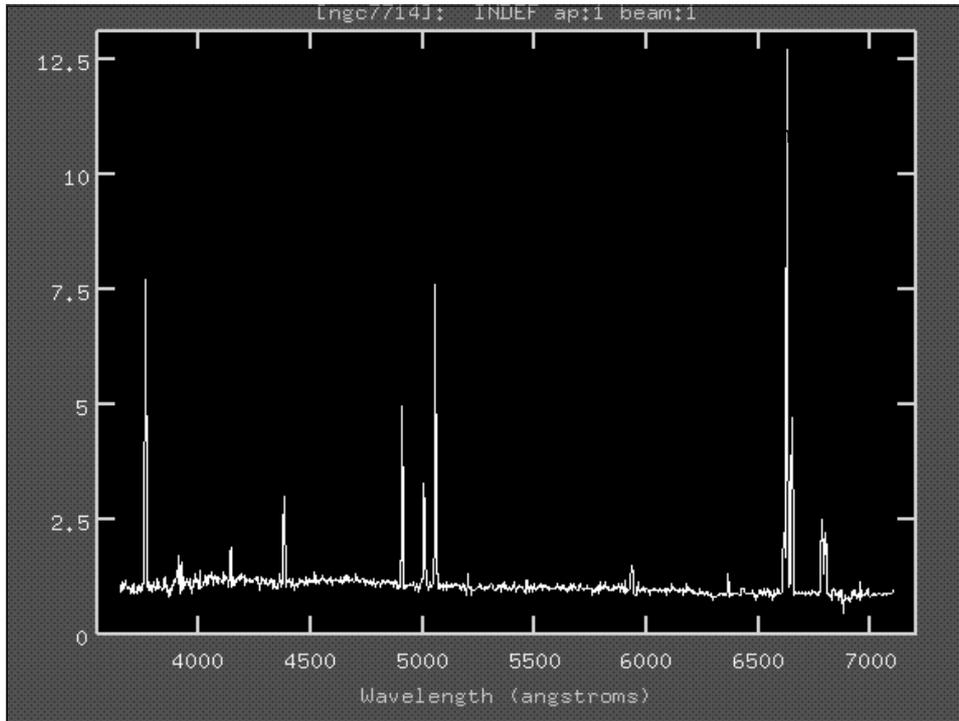
On parle alors de HII (=H⁺) par opposition à HI.

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J.s} = \text{constante de Planck}$$

$$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$$

$$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$$



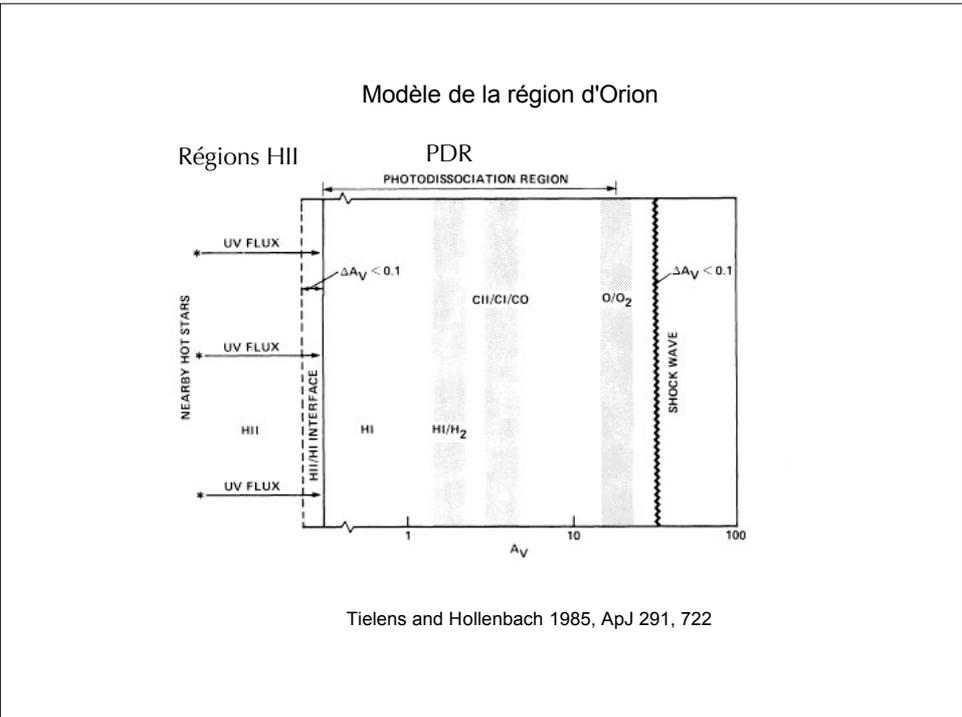
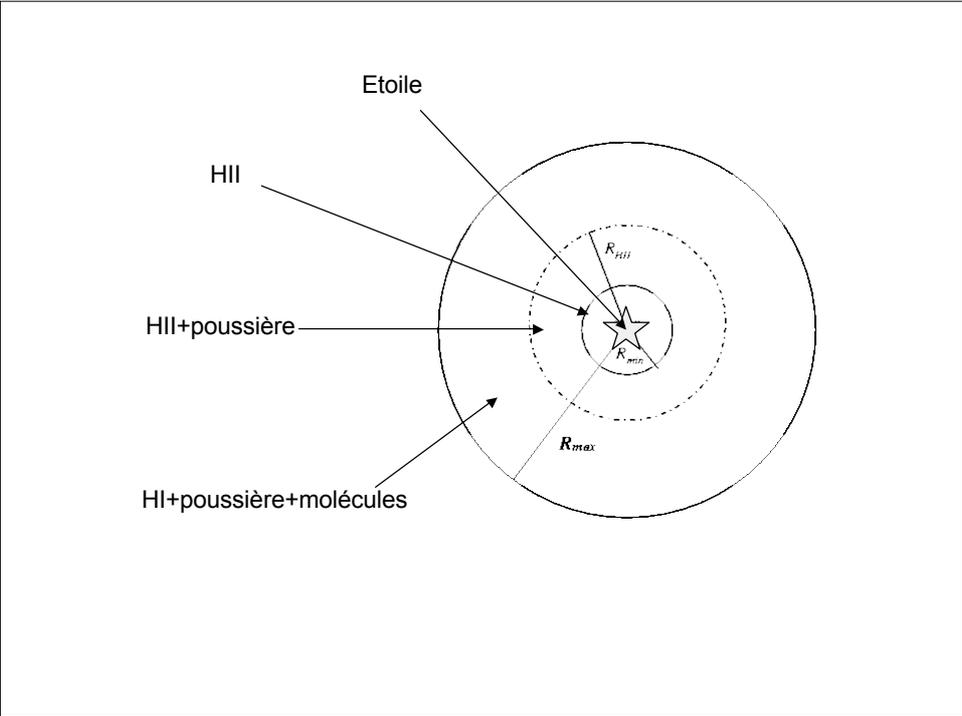


Liste des raies que l'on peut trouver dans un spectre

1. Lyman break 912A	20. NeV 3346	40. HeII 4540	60. OI 5577
2. CIII 977	21. NeV 3426	41. Mgl 4571	61. OV 5590
3. [OV] 1033.84	22. OII1 3726	42. NV 4611	62. CVI 5805
4. Lya 1215.16	23. OII2 3729	43. NIII/CIII 4640	63. NaID 5893.
5. NV 1240.13	24. H12 3750	44. FeIII 4658	64. OIt 6300.3
6. SiII 1263	25. H11 3771	45. HeII4_3 4685.7	65. OIt 6363.8
7. OI+SiII 1304.50	26. H10 3798	46. NeIV 4725	66. NIIt 6548.1
8. CII 1334.5	27. H9 3835	47. HeII8_4 4859.3	67. H α 6562.8
9. [SiIV+OIV] 1399.68	28. NeIII 3868	48. H β 4861.3	68. NIIt 6583.4
10. Niv 1487	29. H8+HeI 3889	49. NV 4933	69. SiIt 6716.4
11. CIV 1549.06	30. CaIIH 3933.7	50. N 4949	70. SiIt 6730.8
12. HeII 1640.43	31. CaIIK 3968.468	51. OIII1 4958.9	71. FeI 7155
13. [OIII] 1663.99	32. H7+NeII 3967.5	52. OIII2 5006.9	72. CaI 7291
14. [NIII] 1750	33. N 4058	53. Fe5015 5015.	73. CaI 7324
15. AlIII 1857	34. H δ 4101.7	54. FeI 5159	74. OIIredt 7320,30
16. [CIII] 1908.73	35. GB 4300.	55. MgIIb 5174.0	75. OI 7774
17. NeIV 2424	36. H γ 4340.5	56. Fe5270 5270.	76. CaI 8498
18. MgII 2798.74	37. OIII1 4363.2	57. OVI 5282	77. CaI 8542
19. NeV 2973	38. Fe4383 4383.	58. Fe5335 5335.	78. CaI 8662
	39. Fe4351 4351.	59. HeII7_4 5411.5	

Les ingrédients

- régions HI: principalement constituées d'H et He ($\approx 25\%$ en masse) neutres, mais aussi d'ions de faible potentiel d'ionisation, e.g. C⁺. Les régions où les molécules sont photo-dissociées sont appelées régions de photodissociation.
- régions HII: contiennent des électrons et des protons libres issus d'hydrogène ionisé et autres ions.
- Nuages Moléculaires: principalement H₂ et CO. Gravitationnellement liés, de masse 10⁵-10⁶ M_⊙. Densité de surface maximale de H₂ ≈ 10 -500 M_⊙/pc² pour les galaxies normales, 10³-10⁴ M_⊙/pc² dans les centres des starbursts et 10⁵ M_⊙/pc² dans les ULIRGs (starbursts extrêmes).
- Poussière: tailles typiques $\approx 0.1 \mu\text{m}$. Chauffées par le champ de rayonnement interstellaire, leur émission pique entre 60 et 100 μm .
- Rayons Cosmiques: particules accélérées par des champs magnétiques ou les chocs de supernovae.



Le milieu interstellaire (ISM) de la Voie Lactée

- % identiques de gaz moléculaire et neutre de $\approx 4 \times 10^9 M_{\odot}$
- Les régions HII représentent 1% de la masse
- H^+ se trouve aussi dans les régions diffuses et le halo
- Poussière $\approx 1-2\%$ de la densité de l'ISM
- Éléments lourds: $\approx 10^{-3} - 10^{-4}$ en nombre
- Intensité du champ magnétique: quelques μG
- Rayons cosmiques: principalement constitués de protons

Propriétés typiques de l'ISM des Spirales

Phase	T (K) typique	Densité (cm^{-3})	Facteur de remplissage en volume (%)
Moléculaire	20	>1000	>1
Neutre froid	100	200	2-4
Neutre "tiède" (warm)	>6000	1	>30
"tiède" & ionisé	8000	>1	<15
chaud & ionisé (hot)	10^6	10^{-3}	<50

Régions HII (sphère de Strömgen)

4 types d'émission :

- 1) raies de recombinaison de l'H et de l'He
- 2) raies métalliques excitées par des collisions. Dans le domaine optique, ce sont principalement les raies interdites de l'O, N, S, Ar et Ne. Celles du C, Mg, Si tombent dans l'UV.
- 3) Continuum dû à de l'émission libre-libre, libre-lié. Ces processus sont bien plus faibles que les raies en dehors du domaine radio.
- 4) Autres types de raies en émission: résonance-fluorescence, recombinaison diélectronique et autres effets.

La région HII peut être de 2 types:

- 1) tous les photons ionisants sont absorbés par l'H
- 2) une fraction des photons ionisants s'échappent par manque d'atomes d'H

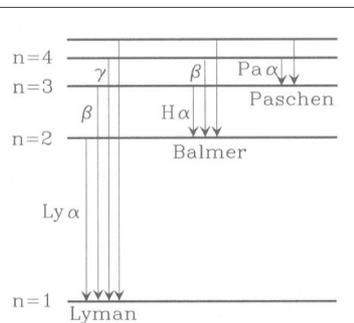
On suppose en général le cas 1), ce qui permet de calculer le flux de photons ionisants grâce aux raies de recombinaison de l'H et donc d'en déduire la masse d'étoiles jeunes et massives, en supposant une certaine distribution en masses des étoiles.

Régions HII (sphère de Strömgen)

Le coefficient d'émission spontanée de l'H est très fort, $A=10^6 \text{ s}^{-1}$ (proba. de désexcitation), et les collisions sont donc négligeables pour l'H:

- la densité critique pour que les excitations collisionnelles de l'H ne soient pas négligeables est de 10^{10} cm^{-3}
- la densité critique pour qu'un électron excité se désexcite de manière collisionnelle est de 10^9 cm^{-3} .

De plus avec $A=10^6 \text{ s}^{-1}$, la probabilité qu'un électron soit excité à un niveau supérieur avant de se désexciter est négligeable, en dehors du fondamental.



En pratique, la population des niveaux excités des électrons de l'H dépend faiblement de la température (T_e) et de la densité (N_e) électroniques.

7 Le cas des raies de Lyman et de Balmer

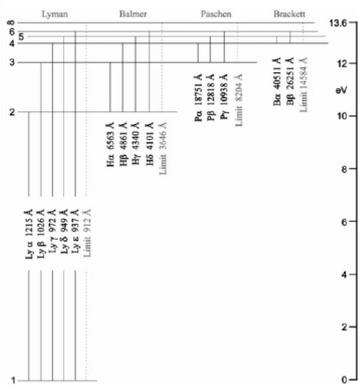
Raies Lyman: niveaux excités vers fondamental.

coefficient d'émission spontanée: A (s^{-1} = proba. de désexcitation)

section efficace d'absorption: a_0 (cm^2)

τ est l'inverse de la somme des émissions spontanées dans les niveaux intermédiaires

$$\tau_{nL} = \frac{1}{\sum_{n' < n} \sum_{L' = L \pm 1} A_{nL, n'L'}}$$



Les sections efficaces d'absorption des raies Lyman, a_0 sont largement supérieures à celle d'ionisation ($6.3 \times 10^{-18} cm^2$ à 912Å), donc l'absorption Lyman est très importante.

Line	Wavelength (Å)	A (sec^{-1})	a_0 (cm^2)	$\tau_0/\tau_{912 \text{Å}}$
Ly α	1215.67	6.26×10^8	5.90×10^{-14}	9366
Ly β	1025.72	1.67×10^8	9.46×10^{-15}	1501
Ly γ	972.54	6.82×10^7	3.29×10^{-15}	522
Ly 10	920.96	4.21×10^6	1.72×10^{-16}	27
Ly 15	915.82	1.24×10^6	5.00×10^{-17}	8
Ly 20	914.04	5.24×10^5	2.10×10^{-17}	3

Efficacité d'absorption des photons Lyman et raies de Balmer

On subdivise traditionnellement les nébuleuses/régions HII en deux types:

- 1) Cas A: tous les photons Lyman s'échappent de la nébuleuse. Aucune absorption des photons Lyman ne se produit = cas optiquement fin.
- 2) Cas B: tous les photons Lyman sont ré-absorbés par d'autres atomes d'H. cas optiquement épais.

Dans la pratique, on est quasiment toujours dans le cas B. Ce cas présente d'intéressantes implications astrophysiques: les désexcitations vers le niveau fondamental sont négligeables à cause des absorptions très efficaces des photons Lyman. De plus les désexcitations en cascade passent par les raies de Balmer (niveau final $n=2$), par chance ces raies tombent dans le domaine visible. Ainsi tous les photons ionisants finissent par produire des raies de Balmer. En comptant les photons dans les raies de Balmer, on compte le nombre total de photons ionisants émis par les étoiles centrales de la région HII. Les raies de Balmer peuvent donc être utilisées pour mesurer la luminosité totale rayonnée par les étoiles massives et donc, à l'aide d'une hypothèse sur la distribution en masse des étoiles, on peut ainsi remonter à leur masse totale et donc au Taux de Formation d'Etoiles de la galaxie.

Efficacité d'absorption des photons Lyman et raies de Balmer

Comme le montre la table ci-dessous, la population des différents niveaux excités de l'H dépend très peu de la densité électronique (N_e) et de la température électronique (T_e). Donc les rapports de raies H α et H β sont principalement définis par la physique atomique. Ainsi la mesure de l'intensité d'une seule raie de Balmer permet-elle de définir l'intensité de l'ensemble des raies de Balmer. Et comme celles-ci proviennent de l'absorption des photons ionisants, on mesure ainsi à l'aide d'une seule raie de Balmer (H α ou H β , par exemple), la totalité du flux ionisant.

On se place, en général, dans le cas B avec $T_e=10,000K$, ce qui implique un rapport des intensités des principales raies de Balmer:

$$I(H\alpha)/I(H\beta) = 2.86$$

Temperature	5000	10,000		20,000	
N_e (cm^{-3})	10^4	10^2	10^6	10^2	10^4
$\alpha_{H\beta}^{eff}$	5.44	3.02	3.07	1.61	1.61
$I(H\alpha)/I(H\beta)$	3.00	2.86	2.81	2.75	2.74
$I(H\gamma)/I(H\beta)$	0.460	0.468	0.471	0.475	0.476
$I(H\epsilon)/I(H\beta)$	0.155	0.159	0.163	0.163	0.163

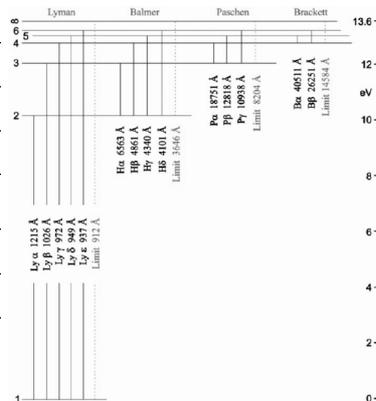
Si l'on mesure une valeur plus forte, c'est qu'une autre cause affecte le rapport: l'extinction par la poussière ! car les plus petites λ sont plus absorbées:
H β (4861Å) et H α (6563Å)

$\alpha_{H\beta}^{eff}$ in units of $10^{-14} cm^3 s^{-1}$.-> nombre de recombinaisons créant 1 H β

Les raies de recombinaison de l'hydrogène et λ associée

Les raies de l'H autres que H α sont utilisables mais elles sont plus difficilement accessibles, car elles tombent dans des domaines de longueurs d'onde hors du visible.

Série	Domaine	Région en λ
Lyman	912-1216 Å	UV
Balmer	3947-6563 Å	Optique
Paschen	8210-18750 Å	Optique/proche-IR
Brackett	1.5-4.05 μm	proche-IR
Pfund	2.3-7.5 μm	proche-IR

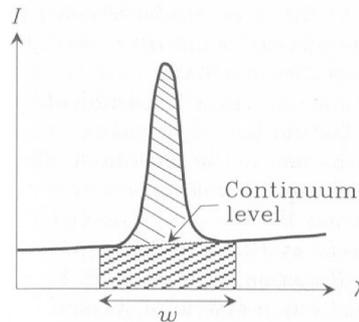


Information issue de la largeur équivalente de la raie H α

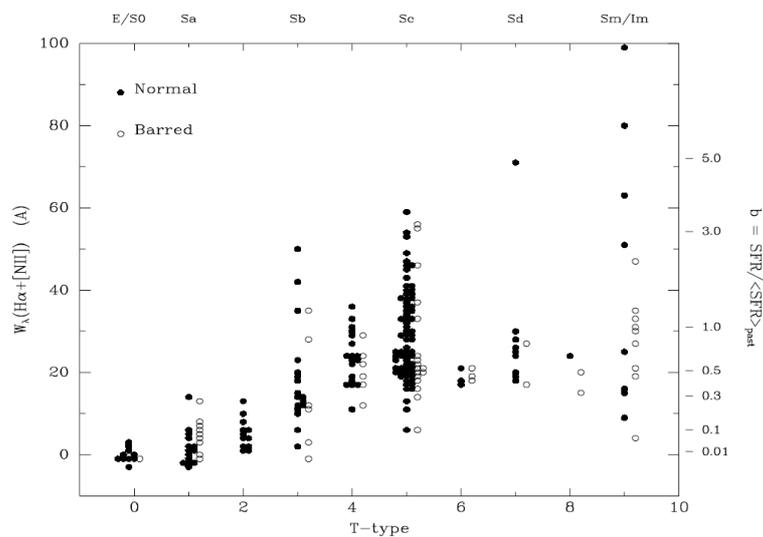
- The **color** is a measure of the **mean age** of a population.
- The **continuum light** of a galaxy is a measure of the average star formation rate in the **past**.
- The **strength** of the H α emission is a measure of the **current SFR**.

The H α equivalent width:

W is a measure of how many stars are **currently** forming, relative to the average **past SFR**.



Information issue de la largeur équivalente de la raie H α



Kennicutt et al. (1998)

8 Relation taux de formation d'étoiles et observables: H α et OII

Le taux de formation d'étoiles (SFR, star formation rate) et la luminosité H α sont reliés par :

$$SFR (M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = 7.9 \times 10^{-42} L(H\alpha) (\text{ergs s}^{-1}) = 1.08 \times 10^{-53} Q(H^0) (\text{s}^{-1}),$$

où $Q(H^0)$ est la luminosité des photons ionisants. Ce calcul correspond au cas B de recombinaison avec une température électronique de 1000K. Pour la raie Brackett γ , le coefficient de conversion est 8.2×10^{-40} et l'on peut dériver les autres coefficients (Pa α ,...).

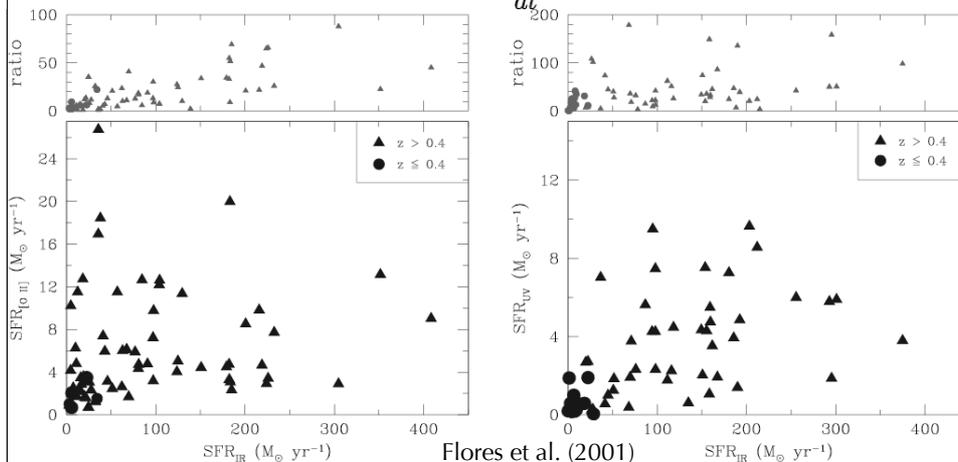
Au-delà de $z \sim 0.5$, la raie H α (6563Å) est redshiftée dans l'IR proche et la raie H β (4861Å) est plus faible et souffre de la présence d'absorption H β stellaire à la même λ . La raie la plus forte est alors la raie interdite (doublet) de OII(3727Å), mais celle-ci n'est pas uniquement sensible au flux de photons ionisants, elle dépend aussi de la métallicité et du taux d'ionisation du gaz, de plus elle est à plus courte λ et souffre donc de plus d'extinction mais pouvant être observée dans le visible jusqu'à $z \sim 1.6$, elle a été utilisée comme indicateur de formation d'étoiles:

$$SFR (M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = (1.4 \pm 0.4) \times 10^{-41} L[OII] (\text{ergs s}^{-1})$$

Relation taux de formation d'étoiles et observables: IR

Les étoiles jeunes et massives ($\geq 5 M_{\odot}$) qui dominent l'émission UV des galaxies à formation stellaire sont localisées dans des régions très poussiéreuses et la majorité de leur émission UV est absorbée par la poussière et réémise dans l'IR. Pour une flambée de formation stellaire continue de 10-100 Myr et une IMF de Leitherer & Heckman (1995), Kennicutt (1998)

trouve: $\Psi (M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = - \frac{M_{\text{gaz}}}{dt} = 1.71 \times 10^{-10} L(8 - 1000 \mu\text{m}) [L_{\odot}]$



Indicateurs non affectés par l'extinction

L'émission IR des galaxies présente l'avantage de n'être pas affectée par l'extinction. Les photons IR ont des longueurs d'ondes supérieures à la taille caractéristique des grains de poussière et sont donc peu affectés par eux. Les étoiles massives responsables des photons ionisants et de ceux qui dominent l'UV finissent leur vie sous la forme de supernovae dont les restes accélèrent les électrons dans le champ magnétique ambiant créant une émission synchrotron qui est proportionnelle à la luminosité IR et sert donc aussi d'indicateur du SFR:

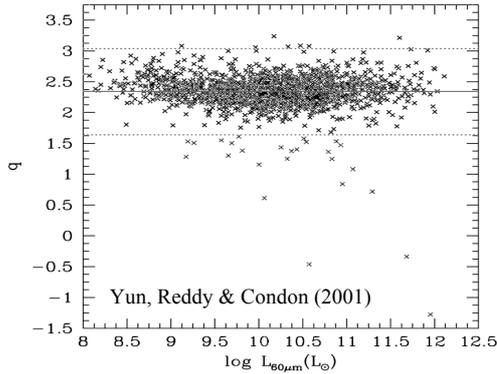
(Condon et al. 1991):

$$q = \log_{10} \left(\frac{L_{\text{FIR}}(\text{W})}{3.75 \times 10^{12}(\text{Hz})} \times \frac{1}{L_{1.4\text{GHz}}(\text{W Hz}^{-1})} \right)$$

où $L_{\text{FIR}} = 4\pi d^2 \times \text{FIR}$ avec (Helou et al 88):
 $\text{FIR} = 1.26 \times 10^{-14} (2.58 S_{60\mu\text{m}}(\text{Jy}) + S_{100\mu\text{m}}(\text{Jy}))$
 [W m^{-2}]

Echantillon de 1809 galaxies issues du catalogue IRAS-2Jy ($S_{60\mu\text{m}} \geq 2\text{Jy}$) avec flux radio (VLA) et redshift:

$$q = 2.34 \pm 0.01$$



- measure H_α and H_β fluxes in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$, F_α^{obs} and F_β^{obs} .
- unredden from Galactic extinction using the Galactic extinction curves from the Table III of Fitzpatrick (1986, AJ 92, 1068) or Fitzpatrick (1999, PASP 111, 63):

$$F_\alpha^{\text{MW}} = F_\alpha^{\text{obs}} \times 10^{0.4 \times E_{\text{MW}}(B-V) \times \text{fitz}(\lambda_{H_\alpha})} \quad (7)$$

where F_α^{MW} is the H_α flux density corrected for Galactic extinction (Milky Way), $\text{fitz}(\lambda)$ is the Galactic extinction curve and is a function of λ only. $E_{\text{MW}}(B-V)$ in the line-of-sight is given by the dust maps of Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998, ApJ 500, 525).

- unredden from intrinsic extinction. Estimate $E_{\text{gas}}(B-V)$ (inside the observed galaxy) from the Balmer decrement F_α/F_β .

$$\begin{aligned} A_\lambda[H_\alpha] - A_\lambda[H_\beta] &= A_\lambda[6563 \text{ \AA}] - A_\lambda[4861 \text{ \AA}] \\ &= [\text{fitz}(\lambda_\alpha) - \text{fitz}(\lambda_\beta)] \times E_{\text{gas}}(B-V) \end{aligned} \quad (8)$$

Eq.(8) gives:

$$E_{\text{gas}}(B-V) = 2.5 \log \left[\frac{F_\alpha^{\text{int}}}{F_\beta^{\text{int}}} \times \frac{F_\beta^{\text{obs}}}{F_\alpha^{\text{obs}}} \right] \times \frac{1}{\text{fitz}(\lambda_\alpha) - \text{fitz}(\lambda_\beta)} \quad (9)$$

where, $F_\alpha^{\text{int}}/F_\beta^{\text{int}} = 2.86$ is the intrinsic ratio of these lines ($N_e = 10^2 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10^4 \text{ K}$, Osterbrock 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae, University Science Books, Mill Valley, CA). This formula gives the color excess from the gaseous emission lines, $E_{\text{gas}}(B-V)$, for a measured $F_\alpha^{\text{obs}}/F_\beta^{\text{obs}}$.

- the flux in the H_α emission line, F_α^{int} , is then corrected from intrinsic absorption using the Galactic extinction curve as above, with $E_{\text{gas}}(B-V)$ instead of $E_{\text{MW}}(B-V)$ derived from the flux previously corrected from the Galactic extinction, with the following formula:

$$F_\alpha^{\text{int}} = F_\alpha^{\text{MW}} \times 10^{0.4 E_{\text{gas}}(B-V) \text{fitz}(\lambda)} \quad (10)$$

- the unreddened star formation rate (SFR) from the H_α emission line is then given by the formula of Kennicutt (1998, ARA&A 36, 189):

$$\text{SFR}_{H_\alpha}(\text{M}_\odot \text{yr}^{-1}) = 7.9 \times 10^{-42} L_{H_\alpha}(\text{erg s}^{-1}) \quad (11)$$

where:

$$L_{H_\alpha}(\text{erg s}^{-1}) = 4 \pi d_{\text{cm}}(H_\alpha, z)^2 \times \frac{F_\alpha^{\text{int}}(\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2})}{\text{aperture}} \quad (12)$$

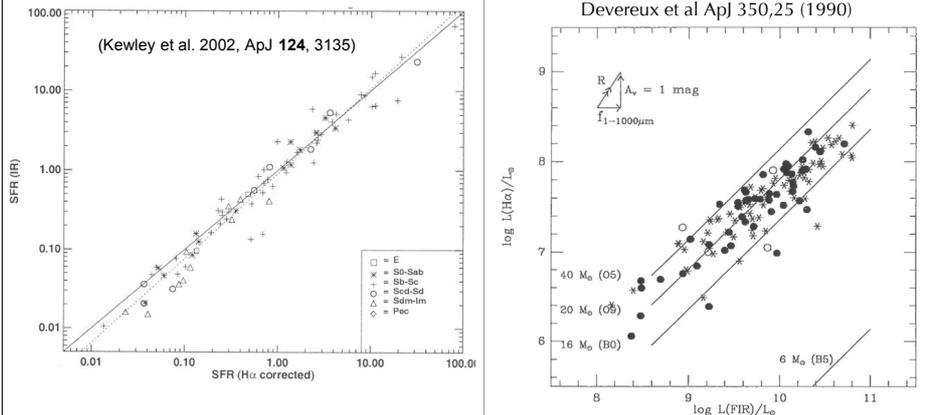
The *aperture* factor can be calculated from the broad-band photometric image of the galaxy on which the slit is overlaid: it is the fraction of total light entering the slit. Or it can be computed by comparison to an observed magnitude in the same λ range.

9 Corriger H_α de l'extinction grâce au décrétement de Balmer

H α et IR: cas des SFR modérés...

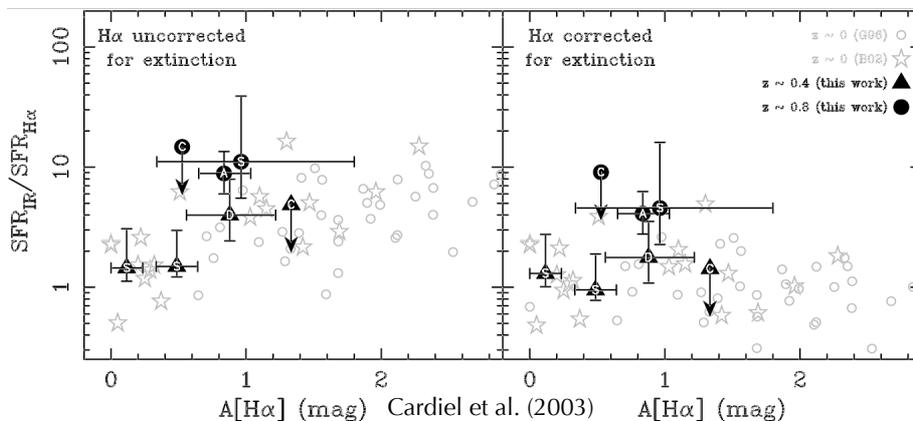
Dans les régions HII, les photons UV des étoiles massives sont absorbés par la poussière, qui rayonne à son tour dans l'infrarouge:

$$\Psi (M_{\odot} \text{yr}^{-1}) = -\frac{M_{\text{gaz}}}{dt} = 1.71 \times 10^{-10} L(8 - 1000 \mu\text{m}) [L_{\odot}]$$



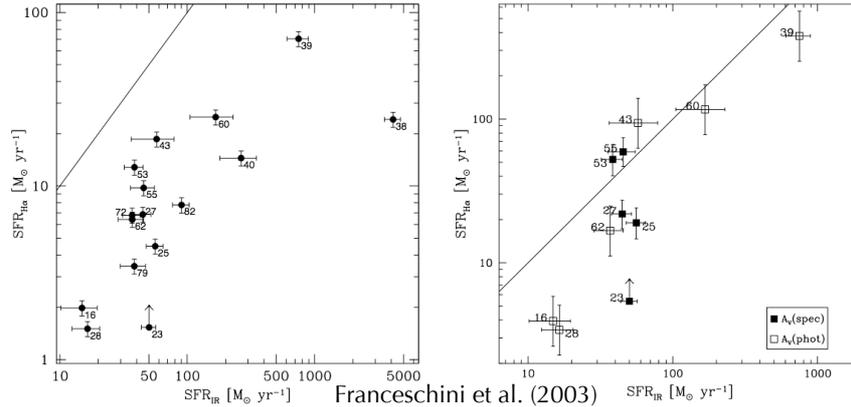
H α et IR: le cas des starbursts...

Dans les starbursts, nous avons vu que l'émission H α sous-estime le SFR des galaxies d'un facteur ~ 10 . Après correction de l'extinction mesurée par le décrement de Balmer, l'accord entre H α et IR tient jusqu'à des SFR plus élevés de quelques $10 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, mais la statistique reste limitée et les barres d'erreur sur la valeur du SFR(H α) corrigé de l'extinction sont très élevées (correction d'ouverture, problème de l'obtention de H α et H β dans un même spectre pour les galaxies distantes).



H α et IR: le cas des starbursts...

Dans les starbursts, nous avons vu que l'émission H α sous-estime le SFR des galaxies d'un facteur ~ 10 . Après correction de l'extinction mesurée par le décrément de Balmer, l'accord entre H α et IR tient jusqu'à des SFR plus élevés de quelques $10 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, mais la statistique reste limitée et les barres d'erreur sur la valeur du SFR(H α) corrigé de l'extinction sont très élevées (correction d'ouverture, problème de l'obtention de H α et H β dans un même spectre pour les galaxies distantes).



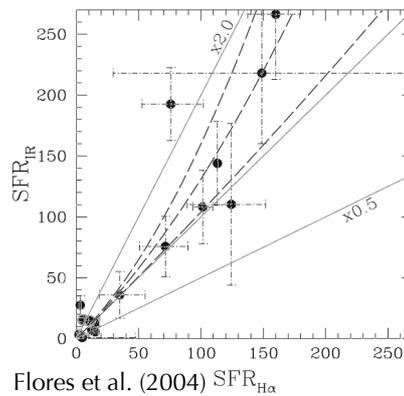
Galaxies J1 - David Elbaz

Mesurer la formation d'étoiles dans les galaxies

Page 51

H α et IR: le cas des starbursts...

Dans les starbursts, nous avons vu que l'émission H α sous-estime le SFR des galaxies d'un facteur ~ 10 . Après correction de l'extinction mesurée par le décrément de Balmer, l'accord entre H α et IR tient jusqu'à des SFR plus élevés de quelques $10 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, mais la statistique reste limitée et les barres d'erreur sur la valeur du SFR(H α) corrigé de l'extinction sont très élevées (correction d'ouverture, problème de l'obtention de H α et H β dans un même spectre pour les galaxies distantes).



Galaxies J1 - David Elbaz

Mesurer la formation d'étoiles dans les galaxies

Page 52

Corriger l'émission UV de l'extinction: la loi de Calzetti

Attention ! L'excès de couleur dérivé du décrétement de Balmer mesure l'extinction dans la région où sont présents les photons ionisants, donc principalement les étoiles plus massives que $10 M_{\odot}$. Les photons UV sont émis par des étoiles plus vieilles en moyenne, avec une dominante des masses $\geq 5 M_{\odot}$, et sont géographiquement plus étalées dans l'espace. L'extinction du continu UV est donc inférieure à celle des raies de Balmer:

1. the color excess for the stellar continuum was derived by Calzetti (1997):

$$E_{cont}(B - V) = 0.44 \times E_{gas}(B - V) \quad (14)$$

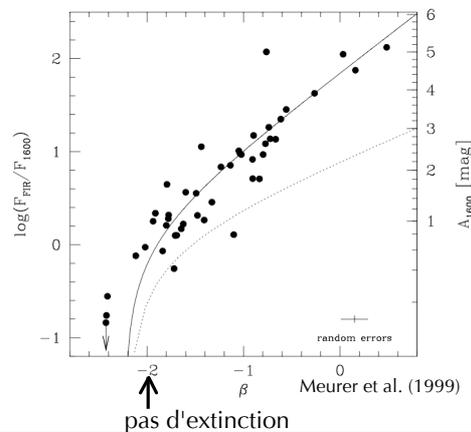
2. the intrinsic flux in the UV continuum, F_{UV}^{int} , is computed with the following formula:

$$F_{UV}^{int} = F_{UV}^{obs} \times 10^{0.4 E_{cont}(B-V) k'(\lambda)} \quad (15)$$

where $k'(\lambda)$ is the extinction law derived for the stellar continuum by Calzetti et al. (2000, ApJ 533, 682) with: $R'_V = 4.05 \pm 0.80$, for starburst galaxies.

Corriger l'émission UV de l'extinction: la technique de la pente β

Meurer et al. (1999) ont trouvé une corrélation reliant le rapport entre L(IR) et L(UV), donc la fraction de photons UV absorbés/non absorbés et la pente du spectre dans l'UV appelée pente β . : $f_{\lambda} \sim \lambda^{\beta}$. L'idée sous-jacente est que dans le domaine 1000-3000 Å, le spectre UV d'une galaxie est plat en f_{ν} , i.e. $f_{\nu} = \text{Cte}$, comme $f_{\lambda} = df/d\lambda = c\lambda^{-2}f_{\nu}$, cela revient à $\beta = -2$. La ligne en trait plein est en accord avec la loi d'extinction de Calzetti (2000) pour les starbursts



Corriger l'émission UV de l'extinction: la technique de la pente β

Les ULIRGs possédant des SFR de quelques $100 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, présentent un L(IR)/L(UV) au-dessus de la corrélation par un facteur pouvant aller jusqu'à 100 (Goldader et al 2002). Inversement, les galaxies sélectionnées en UV sont souvent sous la corrélation (Burgarella et al. 2005). Plus généralement, cette corrélation apparaît comme le fait d'une sélection fortuite de l'échantillon de Meurer et al. (1999).

