

# Réactions nucléaires sous-coulombiennes en astrophysique

J.-P. Thibaud

► **To cite this version:**

J.-P. Thibaud. Réactions nucléaires sous-coulombiennes en astrophysique. École thématique. Ecole Joliot Curie "La physique nucléaire du laboratoire aux étoiles", Maubuisson, (France), du 10-15 septembre 1990 : 9ème session, 1990. <cel-00647506>

**HAL Id: cel-00647506**

**<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00647506>**

Submitted on 2 Dec 2011

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

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

## REACTIONS NUCLEAIRES SOUS-COULOMBIENNES EN ASTROPHYSIQUE

J.P. THIBAUD

C.S.N.S.M. (I N2 P3), Bât. 104 - 91405 Campus Orsay

### RESUME

L'étude des réactions nucléaires entre noyaux légers ( $A \leq 20-30$ ) et protons ou particules alpha est l'élément crucial de la compréhension de la structure des étoiles et de leur évolution. La difficulté essentielle des mesures de sections efficaces correspondantes tient à la faible valeur des énergies des projectiles impliqués dans ces réactions, ce qui rend les mesures directes souvent impossibles. Diverses techniques expérimentales sont présentées, permettant une extrapolation des mesures en laboratoire dans la zone d'énergie des réactions stellaires. Pour les phénomènes explosifs, les énergies de réactions sont plus élevées, mais des réactions impliquant des espèces radioactives deviennent d'une importance critique. Plusieurs techniques de mesures (faisceaux radioactifs, dissociation coulombienne) permettant de relever ce défi seront présentées.

### ABSTRACT

Cross section determination for reactions between light nuclei ( $A \leq 20-30$ ) and protons or alpha are of crucial interest to describe star evolution. For quiescent burning the major problem of direct measurement arises from the very low values of such reaction rates, connected to the low energy of the involved particles. We give a survey of various techniques allowing to extrapolate the laboratory measurements to the lower energies needed in stellar reactions. In explosive processes, cross sections can be large but then measurements involve radioactive species. Various techniques (radioactive beams, Coulomb break-up) are presented which can help in overcoming the extreme difficulties of such measurements.

### INTRODUCTION

La détermination des abondances des éléments dans divers sites astrophysiques -étoiles à des stades variés de leur évolution, milieu interstellaire...- est un élément décisif de la compréhension de la structure et de l'évolution des étoiles et plus généralement de l'Univers. Quels que soient les processus considérés -nucléosynthèse primordiale, stellaire ou explosive-, le calcul des abondances des éléments requiert la connaissance difficile de nombreuses sections efficaces de réactions nucléaires. Dans les étoiles, par

exemple, les réactions nucléaires contribuent à un double titre à la formation des divers éléments : d'abord par la production, au coeur de l'étoile, de l'énergie qui, communiquée au gaz stellaire, permettra de contrebalancer l'effet de la gravitation, ensuite par une action directe de production et de destruction des noyaux à partir des éléments présents originellement dans le gaz interstellaire dans lequel est née l'étoile.

Si le rôle capital des réactions nucléaires est maintenant reconnu depuis longtemps, les valeurs de leurs sections efficaces demeurent paradoxalement encore fort incertaines dans de très nombreux cas. Ceci tient à un ensemble de difficultés expérimentales qui seront exposées dans ce cours en même temps que les réponses que peuvent apporter les expérimentateurs, physiciens nucléaires.

Nous nous sommes volontairement limités aux cas des réactions nucléaires sous-coulombiennes entre noyaux légers ( $A < 20-30$ ), zone typique des résonances isolées. Du point de vue de l'Astrophysique, ce type de réactions est celui qui intervient au coeur des étoiles lors des phases de combustion de l'hydrogène et de l'hélium en équilibre hydrostatique. Les mêmes caractéristiques générales se retrouvent dans les réactions nucléaires à l'oeuvre dans des processus à température plus élevée (novae, supernovae, par exemple), mais des éléments radioactifs sont alors largement impliqués dans le réseau des réactions, ce qui pose évidemment des problèmes spécifiques à l'expérimentateur.

Les caractéristiques générales des réactions sous-coulombiennes entre noyaux légers seront d'abord décrites, l'accent étant mis sur les faibles valeurs des sections efficaces à mesurer. L'exemple de la réaction  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$  sera ensuite traité pour montrer qu'une étude exhaustive des propriétés spectroscopiques des niveaux excités des noyaux dans une large gamme d'énergie est généralement indispensable pour déterminer les valeurs de taux des réactions dans le cas des combustions de l'hydrogène et de l'hélium. Enfin, le cas des réactions avec noyaux radioactifs sera abordé et nous montrerons que plusieurs méthodes de mesure sont envisageables pour répondre à ce grand défi proposé aux expérimentateurs d'Astrophysique Nucléaire.

## CHAPITRE I

### Caractéristiques générales des réactions nucléaires sous-coulombiennes entre noyaux légers

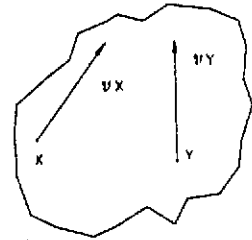
Ces réactions sont essentiellement des réactions de captures de protons et de particules  $\alpha$  par les noyaux plus lourds présents dans le plasma du coeur de l'étoile. La quantité fondamentale gouvernant la production d'énergie et l'abondance des éléments est alors le taux de réactions par paire de particules que nous allons d'abord définir.

### I.1 - TAUX DE REACTION PAR PAIRE DE PARTICULES

Soit un gaz stellaire avec  $N_x$  particules par  $\text{cm}^3$  de l'espèce X et  $N_y$  de l'espèce Y (X et Y représentant par exemple  $^1\text{H}$  et  $^{12}\text{C}$ ). X et Y sont animés des vitesses  $v_x$  et  $v_y$  et  $\sigma(v)$  est la section efficace de la réaction  $X + Y \rightarrow Z + W$  (par exemple,  $p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$ ) où  $v$  est la vitesse relative entre X et Y.

On suppose les noyaux Y au repos et les noyaux X animés de la vitesse  $v$ . Le flux de particules X est alors  $N_x v$  et le nombre de réactions par  $\text{cm}^3$  et par seconde,  $r$ , est donné par :

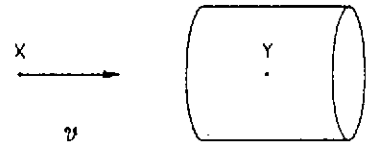
$$r = N_x v N_y \sigma(v)$$



On doit alors tenir compte de la distribution des vitesses  $v$  dans le gaz stellaire, de densité de probabilité  $\phi(v)$ .

$r$  s'écrit alors :

$$r = N_x N_y \int_0^{\infty} \phi(v) v \sigma(v) dv$$



généralement noté  $r = N_x N_y \langle \sigma v \rangle$

Avec  $N_i = \rho N_A X_i / A_i$  ( $i = X, Y$ ) où  $\rho$  est la densité du gaz stellaire,  $X_i$  la fraction de masse de l'espèce  $i$  et  $A_i$  la masse atomique, il vient :

$$r = N_x \rho \frac{X_y}{A_y} N_A \langle \sigma v \rangle$$

Les quantités  $N_A \langle \sigma v \rangle$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mole}^{-1}$ ) sont les grandeurs décisives de l'astrophysicien nucléaire, grandeurs tabulées pour la quasi-totalité des réactions nucléaires importantes en astrophysique par le groupe de Caltech (W.A. Fowler et al.).

Il est utile de définir ensuite la durée de vie des noyaux Y pour ce qui est de leur destruction par les noyaux X. Cette quantité,  $\tau_x(Y)$ , est définie par l'équation usuelle :

$$\left( \frac{dN_y}{dt} \right)_x = - \frac{1}{\tau_x(Y)} N_y = - r$$

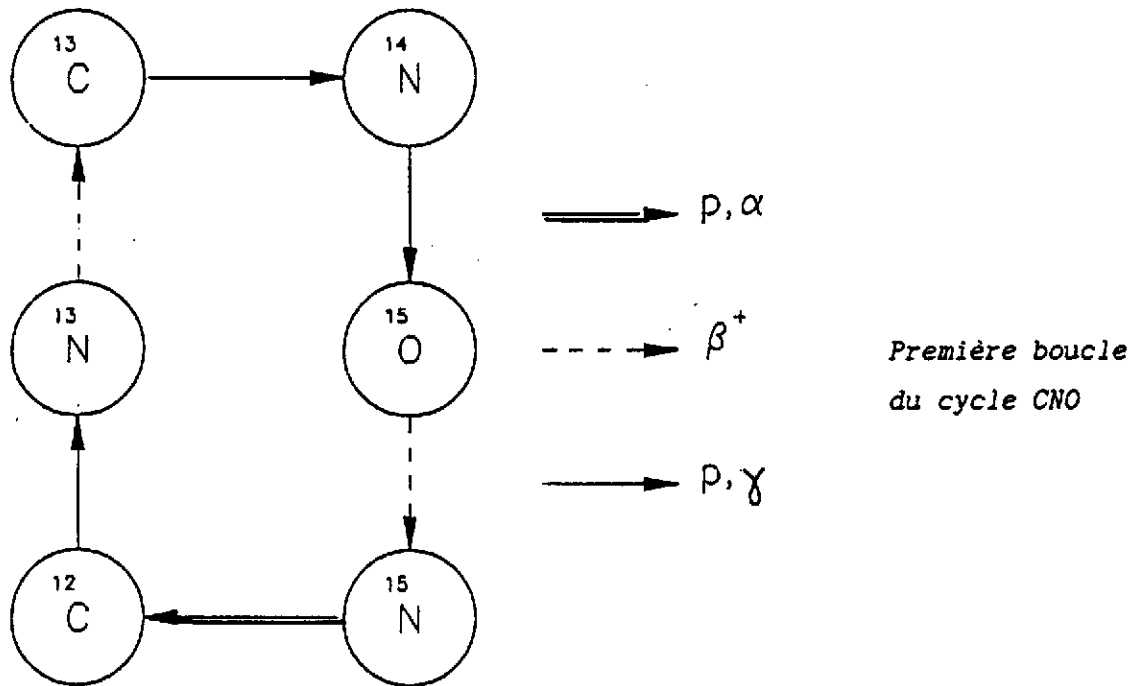
soit :

$$\tau_x(y) = \frac{1}{N_x \langle \sigma v \rangle}$$

où  $\langle \sigma v \rangle$  concerne évidemment la ou les réactions de type  $X + Y$ .

## I.2 - ABONDANCES A L'EQUILIBRE

Pour bien comprendre l'importance de la quantité  $\langle \sigma v \rangle$ , il est intéressant de calculer l'abondance des éléments résultant d'un cycle de réactions à l'équilibre. Nous prendrons l'exemple du cycle CNO, réseau de réactions de captures de protons avec les isotopes du carbone, de l'azote et de l'oxygène. La première boucle de ce réseau de réactions est indiquée sur la figure ci-dessous.



Le réseau des équations différentielles régissant les abondances des éléments ( $^{12}\text{C}$  ( $^{13}\text{N}$ ...)) est l'abondance de l'élément carbone 12 (azote 13)) s'écrit :

$$(1) \quad \frac{d^{12}\text{C}}{dt} = \frac{^{15}\text{N}}{\tau(15)} - \frac{^{12}\text{C}}{\tau(12)}$$

$$(2) \quad \frac{d^{13}\text{N}}{dt} = \frac{^{12}\text{C}}{\tau(12)} - \frac{^{13}\text{N}}{\tau\beta}$$

$$(3) \quad \frac{d^{13}\text{C}}{dt} = \frac{^{13}\text{N}}{\tau\beta} - \frac{^{13}\text{C}}{\tau(13)}$$

où  $\tau(12)$  est, par exemple, la durée de vie du carbone 12 par rapport à la réaction  $^{12}\text{C}(p, \gamma)$ .

A partir de l'équation (2), il est facile de montrer que  $^{13}\text{N}$  approche sa valeur d'abondance correspondant à l'équilibre en des temps de l'ordre de  $\tau\beta = 14$  mn, soient en des temps très courts par rapport aux temps caractéristiques de la combustion hydrostatique de l'hydrogène. On peut donc prendre

$$\frac{d^{13}\text{N}}{dt} = 0, \text{ soit } ^{13}\text{N}/^{12}\text{C} = \frac{\tau\beta}{\tau_{12}}$$

Si les différentes durées de vie  $\tau(i)$  intervenant dans le cycle de réactions sont très inférieures à la durée de la phase de combustion de l'hydrogène, les différents éléments seront en équilibre. Or pour une étoile de  $15 M_{\odot}$  (15 masses solaires),  $\tau_p(12) \approx 100$  ans  $\ll$  durée de la phase de combustion de H  $\approx 10^7$  années

Il vient alors :

$$\frac{d}{dt} {}^{13}\text{C} = 0 \Rightarrow \frac{{}^{13}\text{C}}{\tau(13)} = \frac{{}^{13}\text{N}}{\tau\beta} = \frac{{}^{12}\text{C}}{\tau(12)}$$

Soit :

$$\frac{{}^{13}\text{C}}{{}^{12}\text{C}} = \frac{\tau(13)}{\tau(12)} = \frac{\langle\sigma v\rangle(12)}{\langle\sigma v\rangle(13)}$$

Cette équation montre toute l'importance des quantités  $\langle\sigma v\rangle$  puisque ce sont elles qui régissent les abondances des éléments, d'une manière directe dans le cas simplifié traité ci-dessus (équilibre à température et densité constante), mais également dans le cas réaliste des modèles stellaires à travers la résolution du système couplé des équations différentielles (1), (2), (3)...

### 1.3 - EXPRESSION DETAILLEE DE $\langle\sigma v\rangle$

Dans la matière stellaire normale, le gaz est non dégénéré et les particules sont non relativistes. Dans ces conditions :

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\mu v^2 \frac{1}{kT}\right)$$

où l'on reconnaît la distribution de Maxwell-Boltzmann avec  $\mu$  la masse réduite du système et T la température absolue. Dans ces conditions :

$$\langle\sigma v\rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} (kT)^{3/2} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE$$

où E est l'énergie de la réaction dans le centre de masse.

### 1.4 - LE DOMAINE EN ENERGIE DES REACTIONS ENTRE PARTICULES CHARGÉES -

#### ZONE DE GAMOW

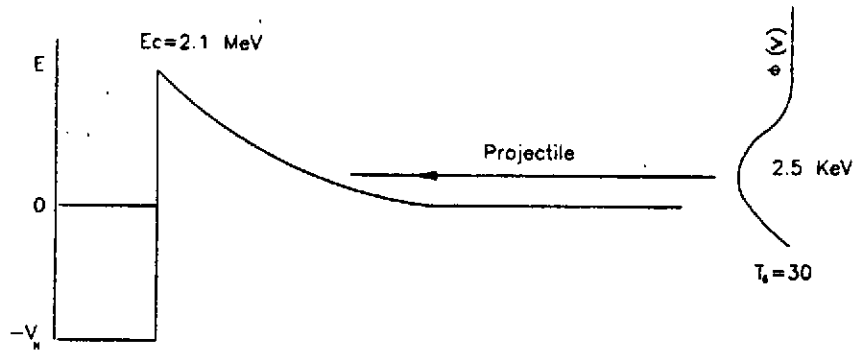
La détermination de  $\langle\sigma v\rangle$  implique en principe, d'après l'expression précédente, une intégrale sur E de 0 à l'infini. En fait, le domaine d'intégration utile est beaucoup plus réduit, comme nous allons le montrer.

Considérons l'exemple de la réaction  ${}^{14}\text{N}+p \rightarrow {}^{15}\text{O}+\gamma$ , réaction très importante du cycle CNO. La barrière coulombienne entre p et  ${}^{14}\text{N}$  s'écrit :

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \approx 2.1 \text{ MeV}$$

Cette valeur est beaucoup plus grande que la valeur  $kT = 2.5 \text{ keV}$  correspondant au maximum de la distribution des énergies dans un gaz stellaire de température  $T = 30 \cdot 10^6 \text{ K}$  ( $T_6 = 30$ ).

On devine que la probabilité de pénétration de la barrière coulombienne sera dans ces conditions extrêmement faible (voir figure ci-dessous).



La barrière coulombienne pour  $p+^{14}\text{N}$  à  $T_c = 30$

Une approximation de la pénétration de cette barrière coulombienne est donnée pour les ondes  $l = 0$ , par l'expression  $\exp(-b/\sqrt{E})$  avec  $b = 0.99 Z_1 Z_2 \sqrt{\mu}$  et  $E$  exprimé en MeV.

On a coutume en astrophysique nucléaire d'introduire la quantité  $S(E)$ , dite facteur astrophysique, par la relation :

$$\sigma(E) = \exp(-b/\sqrt{E}) \frac{S(E)}{E}$$

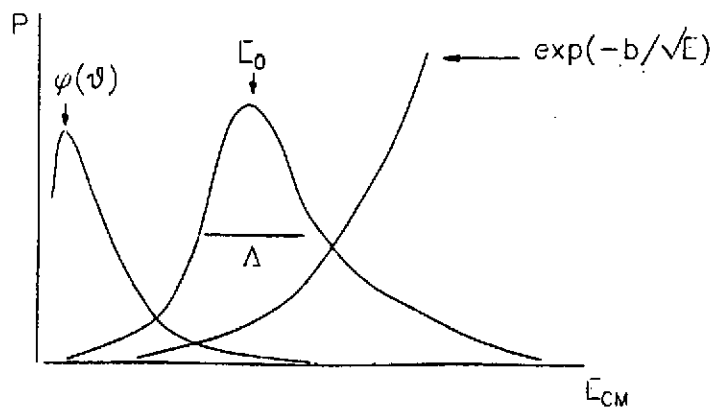
Pour  $^{14}\text{N}+p$ , avec  $E = 2.5 \text{ keV}$ , le terme exponentiel est égal à  $7.0 \cdot 10^{-59}$ , ce qui démontre l'intérêt d'introduire la quantité  $S(E)$ , lentement variable avec  $E$  au contraire de  $\sigma(E)$ .

Il vient alors :

$$(4) \quad \langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi \mu}} (kT)^{3/2} \int_0^\infty S(E) \exp(-b/\sqrt{E}) \exp(-E/kT) dE$$

Faisons l'approximation que  $S(E)$  est constant et peut être sorti de l'intégrale. Il est facile de voir (cf figure ci-dessous) que :

$$\exp(-b/\sqrt{E} - E/kT) \approx K \exp\left[-\frac{\{E-E_0\}^2}{\Delta/2}\right]$$



La zone de Gamow

avec  $E_0 = 1.22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3}$  (en keV ;  $T_6 = 1 \leftrightarrow T = 10^6$  K)

$$\Delta = 0.75 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} \text{ (keV)}$$

où  $E_0$  est l'énergie du pic de Gamow et  $\Delta$  sa largeur.

La zone d'énergie  $E_0 - \Delta/2 \longleftrightarrow E_0 + \Delta/2$  (zone de Gamow) délimite donc la zone utile d'intégration dans l'expression (4) permettant de calculer  $\langle \sigma v \rangle$ . Les sections efficaces de réaction en dehors de cette zone n'ont qu'une influence minime sur la valeur de  $\langle \sigma v \rangle$  (pour une température  $T$  donnée).

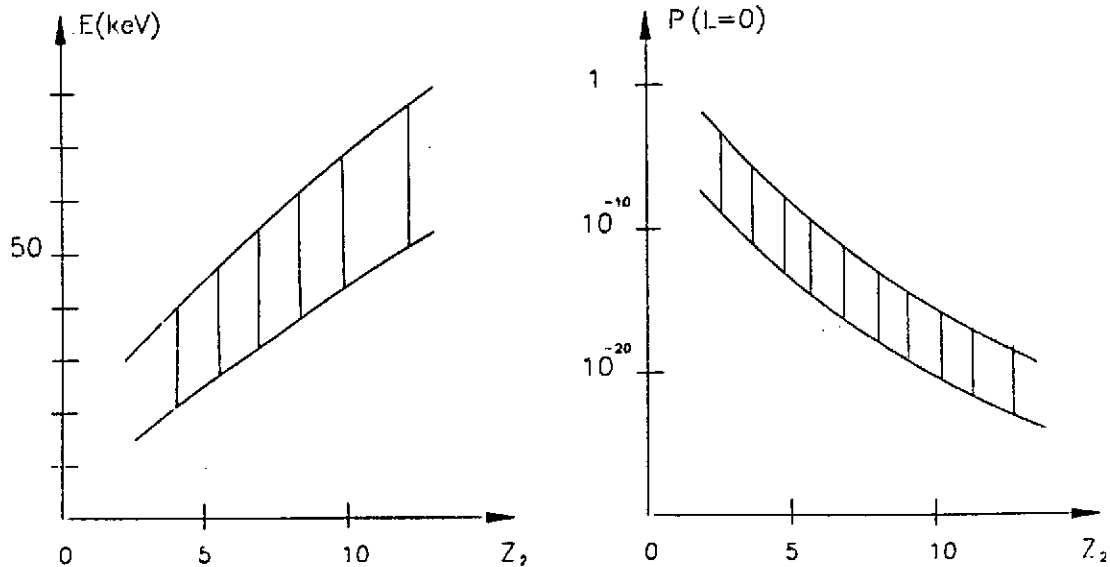
En fait,  $S(E)$  présente des variations brutales près des résonances. La notion de zone de Gamow garde cependant sa valeur, les résonances trop éloignées de la zone de Gamow n'ayant qu'une influence marginale sur la valeur de  $\langle \sigma v \rangle$ .

### I.5 - ESTIMATION DE L'ORDRE DE GRANDEUR DES SECTIONS EFFICACES

#### 1 - La combustion de l'hydrogène dans le coeur des étoiles sur la séquence principale

Les températures correspondant à ce processus vont de  $T = 10 \cdot 10^6$  K à  $T = 40 \cdot 10^6$  K environ, suivant la masse de l'étoile. Ce sont des réactions de type  $p, \alpha$  et  $p, \gamma$  sur des noyaux légers de numéro atomique  $Z_2$ .

Nous avons représenté sur la figure ci-dessous, en fonction de  $Z_2$ , la zone de Gamow (pour  $T_6 = 30$ ) et la probabilité de pénétration de la barrière pour des ondes  $l = 0$  (cas le plus favorable), dans cette zone de Gamow.



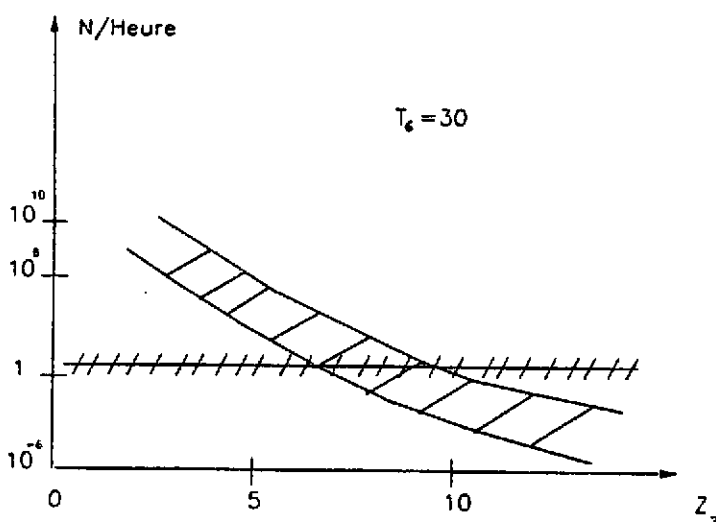
Zone de Gamow et pénétration de la barrière coulombienne pour les ondes  $s$  à  $T_6 = 30$ , dans le cas des réactions  $p + A_{Z_2}$



Les probabilités de pénétration de la barrière, très faibles par rapport au cas où  $E = E_c$  (énergie de la barrière), indiquent immédiatement la difficulté des mesures, due à une faible valeur prévisible des sections efficaces.

Pour rendre plus tangibles ces difficultés, nous présentons, sur la figure ci-dessous, le nombre de réactions par heure dans le cas d'une résonance  $l = 0$ , dans la zone de Gamow. On a pris une intensité de faisceau de  $10 \mu A$  et une force de résonance moyenne correspondant à  $1/100$  de la force de résonance à une particule.

Au-dessus de la zone en tirets, les mesures peuvent être considérées comme faisables. On voit que, même dans ce cas très favorable (résonance  $l=0$  présente dans la zone de Gamow), les mesures directes des sections efficaces de réactions astrophysiques de capture de protons sont souvent impraticables à cause des valeurs trop faibles de sections efficaces.

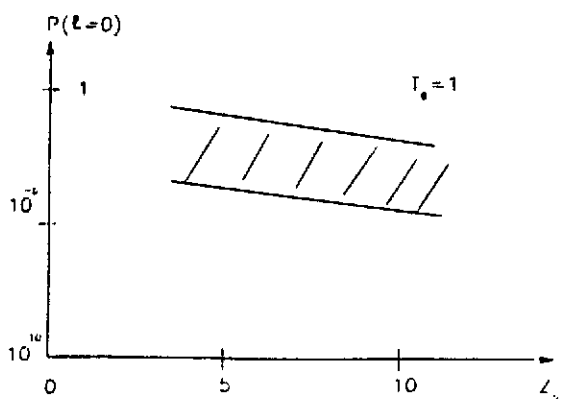


Nombre de réactions par heure pour une résonance  $l=0$  ( $\Gamma_p = 0.01 \Gamma_{s.p}$ ) pour les réactions  $p + A_{Z_2}$

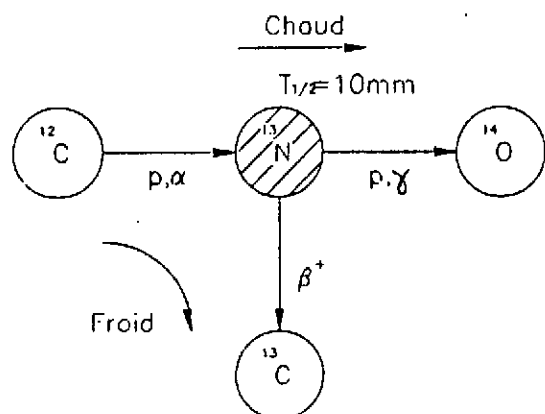
Un calcul du même type conduirait aux mêmes conclusions pour les réactions de capture de particules  $\alpha$  caractéristiques du processus de combustion de l'hélium en régime d'équilibre hydrostatique.

2 - Processus à température élevée (novae, supernovae...)

La probabilité de pénétration de la barrière coulombienne, à  $T_6 = 1000$ , est indiquée sur la figure ci-contre pour la zone de Gamow correspondant à des réactions  $p + Z_2A$ . Cette courbe indique que les sections efficaces pour ces processus



chauds sont élevées et les mesures ne présenteraient pas de difficultés majeures si des réactions nucléaires impliquant des espèces radioactives ne devenaient d'une importance cruciale.



Les deux embranchements du cycle CNO selon la température.

Ce phénomène est expliqué ci-contre dans le cas de la réaction  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ .

Dans le cycle CNO à basse température, déjà rencontré au début du cours, il vient:

$$\tau_p(^{13}\text{N}) = \frac{1}{N_p \langle \sigma v \rangle} \gg \tau(\beta^+)$$

où  $\langle \sigma v \rangle$  correspond à la réaction  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ . Dans ces conditions,  $^{13}\text{N}$  s'est désintégré en  $^{13}\text{C}$  avant que la réaction  $^{13}\text{N}(p, \gamma)$  puisse opérer.

Au contraire, à température élevée, la section efficace de la réaction augmente beaucoup et  $\tau(^{13}\text{N})$  va devenir plus petit que  $\tau(\beta^+)$ . Dans ces conditions, la réaction  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$  va l'emporter sur la désintégration  $\beta^+$  de  $^{13}\text{N}$ , changeant le réseau de réactions du cycle CNO, et donc la production d'énergie et les abondances des divers éléments.

Pour résumer la première partie de cet exposé, les points importants suivants apparaissent :

- \* Pour les processus astrophysiques à l'équilibre ( $T_6 \approx 10-40$  pour les réactions de capture de protons,  $T_6 \approx 200-300$  pour les réactions de capture de particules  $\alpha$ ) les mesures directes des sections efficaces des réactions ayant lieu dans les étoiles, à l'énergie correspondante, sont souvent impossibles.

- \* A température élevée, la principale difficulté provient de la nécessité de déterminer des sections efficaces de réactions sur espèces radioactives.

- \* Lorsque les mesures directes sont impossibles, deux possibilités sont ouvertes :

- soit mesurer la section efficace de la réaction à étudier à plus haute énergie, et ensuite extrapoler vers les basses énergies, ce processus d'extrapolation pouvant être délicat.

- soit mesurer, grâce à d'autres réactions, les grandeurs permettant de calculer  $\sigma(E)$  à l'énergie stellaire (mesures indirectes).

### I.6 - LES RESONANCES

Nous prendrons l'exemple de la réaction  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$  pour introduire le concept le plus important pour les réactions qui nous intéressent, à savoir celui de résonance.

Le schéma des niveaux du  $^{20}\text{Ne}$  est indiqué sur la figure ci-dessous, extraites des compilations de F. Ajzenberg-Selove <sup>1)</sup>. Sont aussi indiqués les seuils des voies  $^{16}\text{O} + \alpha$  et  $^{19}\text{Ne} + n$ , ce qui montre que seules les voies de sortie  $^{16}\text{O} + \alpha$  et  $^{20}\text{Ne} + \gamma$  sont ouvertes pour la capture  $^{19}\text{F} + p$ .

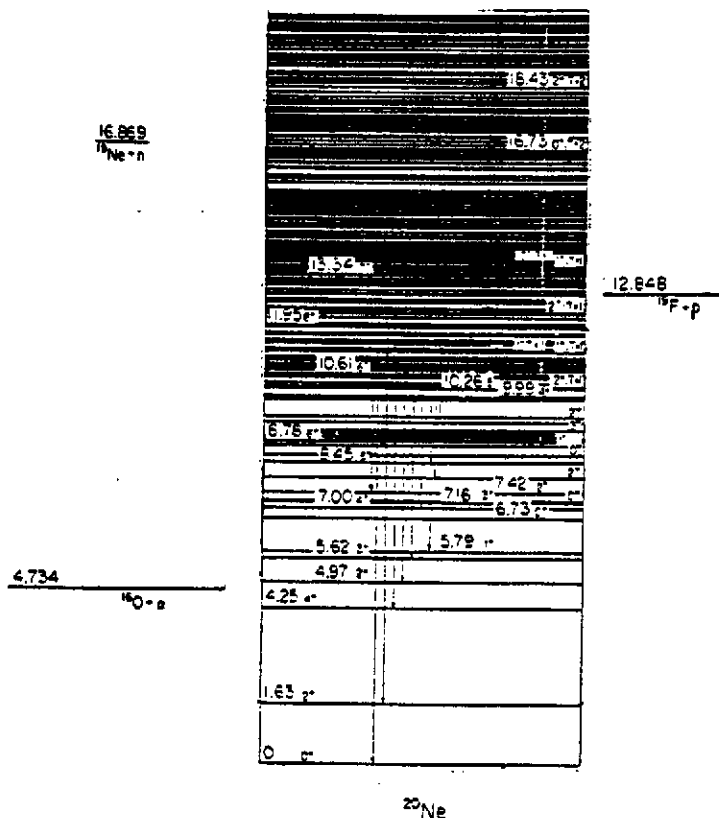


Schéma des niveaux du  $^{20}\text{Ne}$

Un examen plus attentif de la compilation de F. Ajzenberg-Selove montre également que la densité des niveaux du  $^{20}\text{Ne}$  près du seuil  $^{19}\text{F} + p$  est suffisamment faible pour que les niveaux soient bien isolés. En particulier, il existe un niveau  $J_{\pi} = 1^+$  à  $E_x = 13.171$  MeV.

La figure ci-dessous montre qu'à l'énergie  $E_{CH} = E_x - E(^{19}\text{F}+p) = 0.323 \text{ MeV}$  la section efficace de la réaction  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$  (vers le niveau  $3^-$  à 6.13 MeV dans  $^{16}\text{O}$ ) présente une très brusque augmentation.

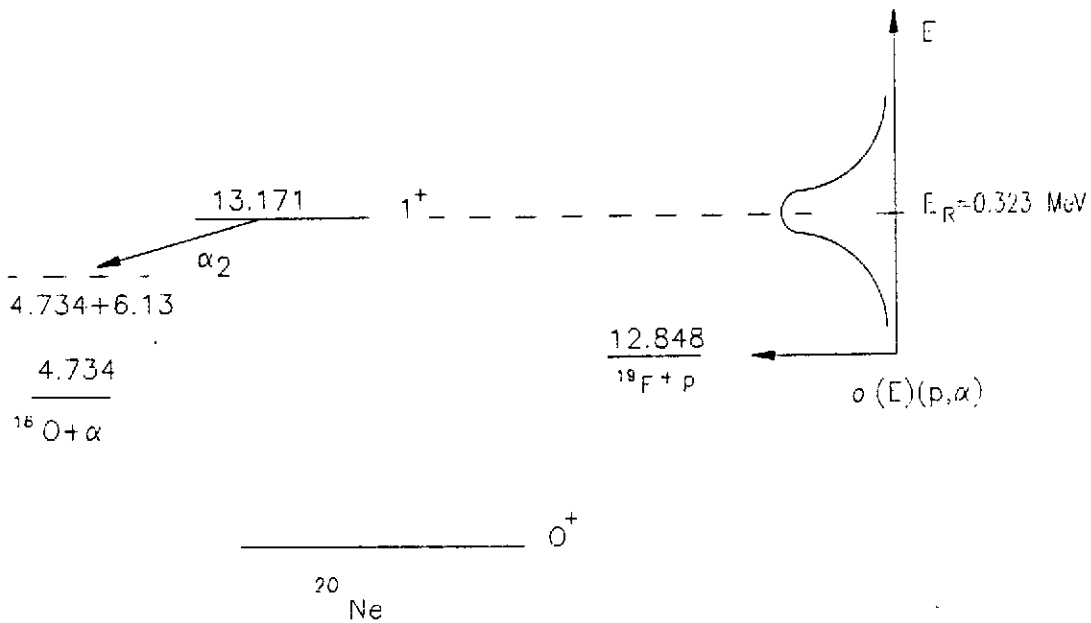


Schéma des niveaux simplifié de  $^{20}\text{Ne}$  montrant la résonance avec le niveau à 13.171 MeV.

Si l'on fait l'hypothèse que le niveau à 13.171 MeV n'interfère pas avec les autres niveaux proches du  $^{20}\text{Ne}$  -hypothèse d'école- la section efficace est décrite par la formule de Breit et Wigner à un niveau :

$$(5) \quad \sigma_{p\alpha}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2J_r + 1}{(2J_p + 1)(2J_c + 1)} \Gamma_p(p) \Gamma_\alpha(E) \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2(E)/4}$$

avec  $\pi \lambda^2$  (barns) =  $656.6/\mu E$  (keV).

$J_r, J_p, J_c$  sont les spins du niveau résonnant, du projectile, de la cible  
 $\Gamma_p, \Gamma_\alpha, \Gamma$  sont les largeurs protons, alpha et totale du niveau.

Les largeurs partielles  $\Gamma_p$  et  $\Gamma_\alpha$  mesurent la probabilité de désexcitation du niveau suivant les voies  $^{19}\text{F} + p$  et  $^{16}\text{O} + \alpha$  (plus précisément  $^{19}\text{F} + p_0$  et  $^{16}\text{O} + \alpha_2$ , mais dans ce cas  $\Gamma_p \approx \Gamma_{p_0}$  et  $\Gamma_\alpha \approx \Gamma_{\alpha_2}$ ). Ces largeurs partielles sont fonction de l'énergie  $E$  à travers la relation :

$$\Gamma_i = 2P_\ell(E) \gamma_{red}^2$$

où la largeur réduite  $\gamma_{red}^2$  contient toute l'information concernant la structure du niveau, et où  $P_\ell = kR / (F^2 + G^2)$  (avec  $kR = 0.219 \mu R \sqrt{E/A_1}$  et  $F^2$  et  $G^2$  les fonctions coulombiennes) contient toute la dépendance en  $E$ . Une

valeur par excès de  $\gamma_{red}^2$ , dite limite de Wigner, est donnée par la formule :

$$\gamma_{Wig}^2 = \frac{62.70}{\mu R^2} \text{ MeV}$$

où  $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  est exprimé en fermi. Cette limite correspond à un modèle très simplifié, où la densité de protons dans le noyau est supposée uniforme et à bord abrupt.

L'expression (5) est une approximation valable aux alentours du maximum de la section efficace, ou lorsque les effets d'interférence avec d'autres niveaux sont négligeables.  $E_R$  ne correspond à l'énergie du niveau que lorsque les largeurs partielles ne sont pas proches de leur valeur maximale (largeur à une particule).

Sous ces approximations, lorsque plusieurs niveaux résonnants sont présents, la section efficace de la réaction peut s'écrire sous la forme d'une somme incohérente de sections efficaces à la Breit et Wigner :

$$\sigma(E) = \sum_i \sigma_i(B.W)$$

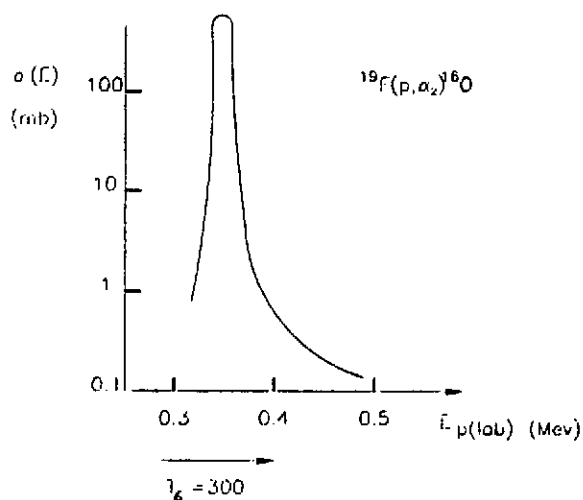
Il faut bien garder à l'esprit que cette sommation incohérente peut être largement erronée, lorsque les effets d'interférence ne sont pas négligeables.

## CHAPITRE II

### II.1 - Contribution au taux de réactions $\langle \sigma v \rangle$ de la zone des résonances proche de $E = E_R$

On suppose ici qu'on a affaire à une résonance isolée et suffisamment étroite pour que les largeurs partielles puissent être considérées comme constantes dans la zone rapidement variable du profil de Breit et Wigner (par exemple  $E_{R-} - 3\Gamma$ ,  $E_{R+} + 3\Gamma$  où  $\Gamma$  est la largeur de la résonance).

L'exemple d'une telle résonance ( $^{19}\text{F}(p, \alpha_2)^{16}\text{O}$  à  $E_{plab} = 0.340 \text{ MeV}$ ) est donné sur la figure ci-contre :



Résonance à  $E_p = 0.340 \text{ MeV}$  pour  $^{19}\text{F}(p, \alpha_2)^{16}\text{O}$ .  
La courbe représente les résultats obtenus par le groupe de Stuttgart <sup>2)</sup>.

Nous appelons  $\langle \sigma v \rangle_R$  la contribution au  $\langle \sigma v \rangle$  total due à la zone proche de  $E = E_R$  du profil de Breit et Wigner. Il vient :

$$\langle \sigma v \rangle_R = (8/\pi\mu)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_{E_R-\delta}^{E_R+\delta} \sigma_{BW}(E) E \exp(-E/kT) dE$$

Dans la zone d'intégration, choisie étroite,  $E \exp(-E/kT)$  peut être considéré comme constant et sorti de l'intégrale. Il vient alors, en se souvenant que

$$\int_0^{\infty} \frac{dE}{(E-E_R)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{2\pi}{\Gamma} :$$

$$(6) \quad \langle \sigma v \rangle = C A^{-3/2} \frac{2J_\Gamma + 1}{(2J_1 + 1)(2J_c + 2)} \frac{\Gamma_p \Gamma_\alpha}{\Gamma} (kT)^{-3/2} \exp(-E_R/kT)$$

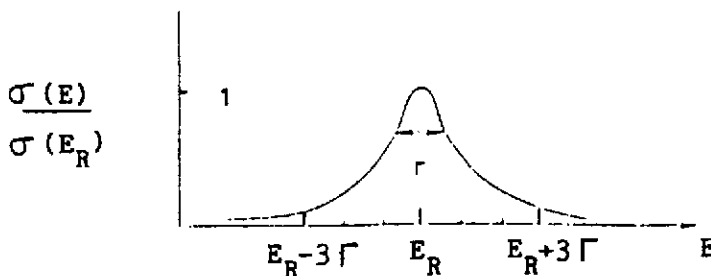
C est une constante ( $C = 1.54 \cdot 10^{11}$  si  $kT$  est exprimé en unités  $10^9$  K et  $\Gamma_p \Gamma_\alpha / \Gamma$  en MeV) ;  $\Gamma_p$ ,  $\Gamma_\alpha$  et  $\Gamma$  sont pris à l'énergie  $E = E_R$ .

Cette expression, qui est une bonne approximation pour des résonances étroites (quelques keV ou moins), est celle qui apparaît dans les compilations de Caltech. Rappelons qu'elle ne rend compte que de la contribution au taux de réaction due à la zone proche de  $E = E_R$  dans les résonances. Toute la partie lentement variable, loin de  $E = E_R$ , du profil de Breit et Wigner doit être traitée séparément.

Dans le cas où une résonance suffisamment forte est comprise dans la zone de Gamow (ou très proche),  $\langle \sigma v \rangle_R$  va dominer le taux de réaction. Dans ce cas, la connaissance précise de l'énergie de la résonance  $E_R$  et de la force de la résonance  $(2J_\Gamma + 1) \Gamma_p(E_R) \Gamma_\alpha(E_R) / \Gamma(E_R)$  suffit à déterminer  $\langle \sigma v \rangle$ .

## II.2 - Force de résonances

La formule (6) montre l'importance de la quantité  $(2J_\Gamma + 1) \Gamma_p \Gamma_\alpha / \Gamma$  appelée force de résonance. Nous désirons rendre cette notion plus explicite dans ce paragraphe.



La figure ci-contre présente un profil de Breit et Wigner à un niveau, correspondant à une réaction de type  $p, \alpha$  par exemple. Dans une expérience destinée à étudier cette résonance, les protons incidents vont subir dans

la cible d'épaisseur  $\delta x$  une perte d'énergie  $\delta E$ . Le nombre de réactions par protons, soit  $Y$ , va alors correspondre à une intégration sur  $E$  de  $E_p$  (énergie du faisceau) à  $E_p - \delta E$  dans le profil B.W. :

$$Y(E_p) = \int_{E_p - \delta E}^{E_p} \frac{\sigma_{B.W.}(E) dE}{\varepsilon(E)}$$

où  $\varepsilon(E) = \frac{1dE}{ndx}$  est le pouvoir d'arrêt exprimé en énergie par atome par  $cm^2$  ;  $\varepsilon(E)$  varie peu avec  $E$  et peut être sorti de l'intégrale.

Pour une cible épaisse ( $\delta E \gg \Gamma$ ) et  $E_p > E_R + \delta E$ , il viendra alors :

$$Y(E_p) = \frac{1}{\varepsilon(E_R)} \pi \chi^2 \frac{2J_r + 1}{(2J_i + 1)(2J_c + 1)} \Gamma_p \Gamma_\alpha \int_{E_p - \delta E}^{E_p} \left( (E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{-1} dE$$

On reconnaît la même intégrale qui apparaissait dans le calcul de  $\langle \sigma v \rangle_R$  du paragraphe précédent, et donc :

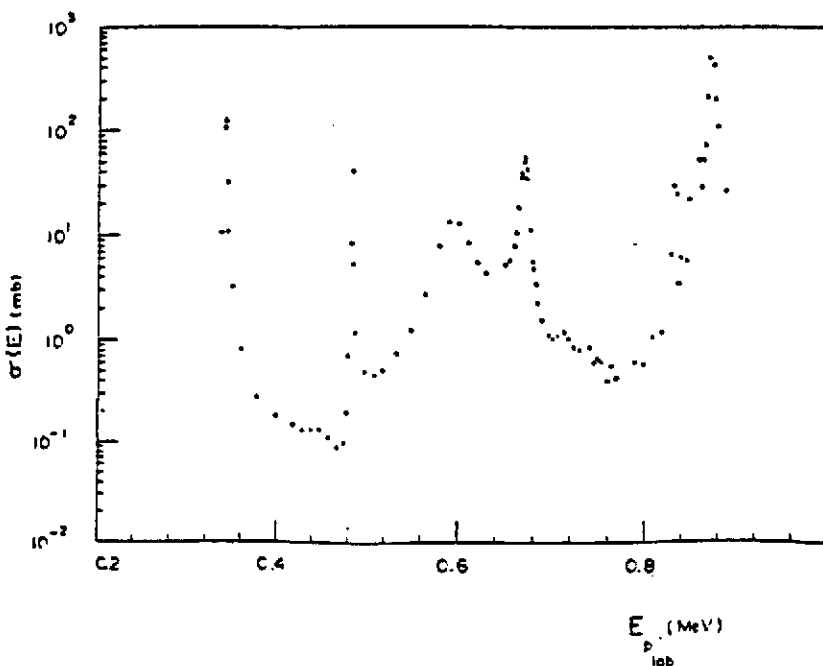
$$Y(E_p) = \frac{2\pi^2 \chi^2}{\varepsilon(2J_i + 1)(2J_c + 1)} (2J_r + 1) \frac{\Gamma_p \Gamma_\alpha}{\Gamma}$$

Le flux maximum correspondant à une réaction résonnante est donc proportionnel à la force de la résonance.

### II.3 - Le taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$ en l'absence de résonances dans la zone de Gamow

Reprenons l'exemple de la réaction  $^{19}F(p, \alpha_2)^{16}O$ . La figure ci-dessous présente l'état actuel de nos connaissances pour ce qui est de la section efficace de cette réaction, importante pour les mécanismes de synthèse de l'élément fluor. On voit que les mesures directes ne descendent pas en dessous de 300 keV environ, alors que la zone de Gamow pour  $T_6 = 30$  s'étend de 37 à 63 keV.

La démarche est alors de chercher si des niveaux du  $^{20}Ne$  dans cette zone sont susceptibles d'induire des phénomènes de résonance dans la section efficace.



Courbe d'excitation relative à la réaction  $^{19}F(p, \alpha)^{16}O$  entre 300 keV et 900 keV (ref. 2)

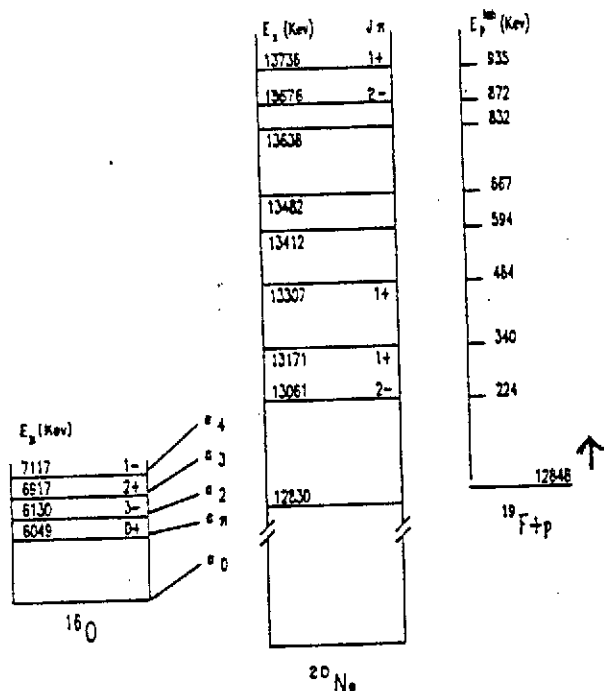


Schéma des niveaux de bas spin du  $^{20}\text{Ne}$  près du seuil  $^{19}\text{F}+p$

La figure ci-contre montre le schéma des niveaux connus du  $^{20}\text{Ne}$  proches du seuil  $^{19}\text{F}+p$ , d'après la compilation la plus récente de F. Ajzenberg-Selove <sup>1)</sup>. La zone de Gamow pour  $T_6 = 30$  est indiquée par la flèche. On voit que, pour cette température, aucun niveau n'a l'énergie d'excitation correcte pour induire un phénomène de résonance. Dans ces conditions, la section efficace aux énergies de Gamow est constituée par les queues des résonances de plus haute (ou plus basse) énergie ainsi que par d'éventuelles composantes de réactions d'interaction directe.

Si la mesure directe de la section efficace de la réaction n'est pas possible, on voit qu'il faudra déterminer les paramètres de nombreuses résonances bien au-delà de la zone de Gamow (1-2 MeV), et ensuite extrapoler vers les énergies de Gamow.

La manière la plus simple d'extrapoler est d'effectuer une sommation incohérente des queues des résonances de plus haute énergie ainsi que des niveaux liés proches du seuil (en incluant éventuellement les termes d'interaction directe). Cette approche, généralement retenue faute de mieux dans les compilations de Caltech, peut se révéler largement erronée car elle néglige toutes les interférences possibles entre les diverses composantes des amplitudes de réactions.

#### II.4 - Effets d'interférence entre niveaux

De tels effets d'interférence existent, soit entre des processus différents (capture radiative résonnante et directe par exemple), soit pour un même processus, la capture résonnante par exemple, entre des niveaux différents. Pour la section efficace totale, seuls les niveaux de même spin et parité interfèrent, alors que la section efficace différentielle est affectée par des interférences entre niveaux de  $J^\pi$  différents <sup>3)</sup>.

Le cas le plus général (interférences entre plusieurs niveaux et entre voies différentes de réactions) est complexe et peut être traité par exemple dans le cadre du formalisme de la matrice R. Un exposé détaillé pourra être



trouvé dans l'article original de Lane et Thomas <sup>4)</sup>. Notre but ici est de montrer que ces effets d'interférence ne peuvent pas être négligés en général. Pour ce faire, nous prendrons le cas simplifié de l'interférence entre deux niveaux de même spin et parité pour une capture résonnante.

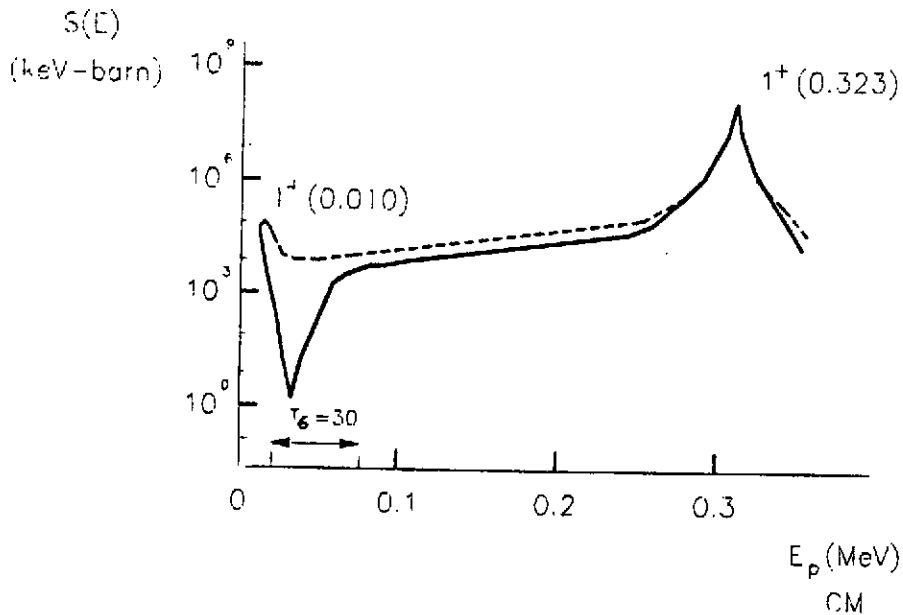
Une bonne approximation pour  $\sigma(E)$  est alors donnée par la formule suivante :

$$\sigma(E) = \sigma_1(E) + \sigma_2(E) \pm 2 \sqrt{\sigma_1 \sigma_2} \cos(\delta_1 - \delta_2)$$

$$\text{avec } \delta_{1,2} = \text{Atan} \frac{\Gamma(E)}{2(E - E_{R1})}$$

$\sigma_1(E)$  et  $\sigma_2(E)$  sont les valeurs des sections efficaces provenant des niveaux résonnants 1 et 2, données par le profil de Breit et Wigner à un niveau.

La figure ci-dessous illustre l'importance des effets d'interférence dans le cas de la réaction  $^{19}\text{F}(p, \alpha_2)^{16}\text{O}$ . Outre le niveau  $1^+$  à  $E_R = 0.323$  MeV (CM) répertorié dans la littérature, nous avons supposé l'existence d'un autre niveau  $1^+$  à  $E_R = 0.010$  MeV, donc très proche du seuil proton.



*Effets d'interférence entre deux niveaux  $1^+$  non liés en proton dans  $^{20}\text{Ne}$*

La courbe en tirets correspond à la sommation incohérente  $\sigma_1 + \sigma_2$ . La courbe en trait plein indique la valeur de  $\sigma(E)$  dans le cas d'une interférence destructive (les largeurs partielles pour le niveau hypothétique à  $E_R = 0.010$  MeV,  $\Gamma_p = 8 \cdot 10^{-29}$  eV et  $\Gamma_\alpha = 100$  eV, correspondent à des largeurs réduites égales à celles du niveau à 0.323 MeV).

On voit que des différences de plusieurs ordres de grandeur apparaissent entre les deux courbes pour des énergies correspondant à la zone de Gamow à  $T_6 = 30$ , et donc que la sommation incohérente est, dans ce cas, une approximation non valable.

On va voir qu'il en va de même lorsque l'interférence concerne un niveau sous le seuil proton. Les compilations de Ajzenberg-Selove <sup>1)</sup> indiquent la présence dans <sup>20</sup>Ne d'un niveau  $1^+$  lié en proton à  $E_x = 12.396$  MeV. Ce niveau a une largeur totale égale à  $\Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha$ . Du fait de cette largeur, une transition de ce niveau vers le niveau fondamental de <sup>19</sup>F par émission de proton est possible à travers la queue haute énergie du profil de Lorentz correspondant à la largeur totale. Ceci rend possible la réaction <sup>19</sup>F(p,  $\alpha_2$ )<sup>16</sup>O à travers ce niveau, et sa section efficace sera donnée, en négligeant les interférences, par :

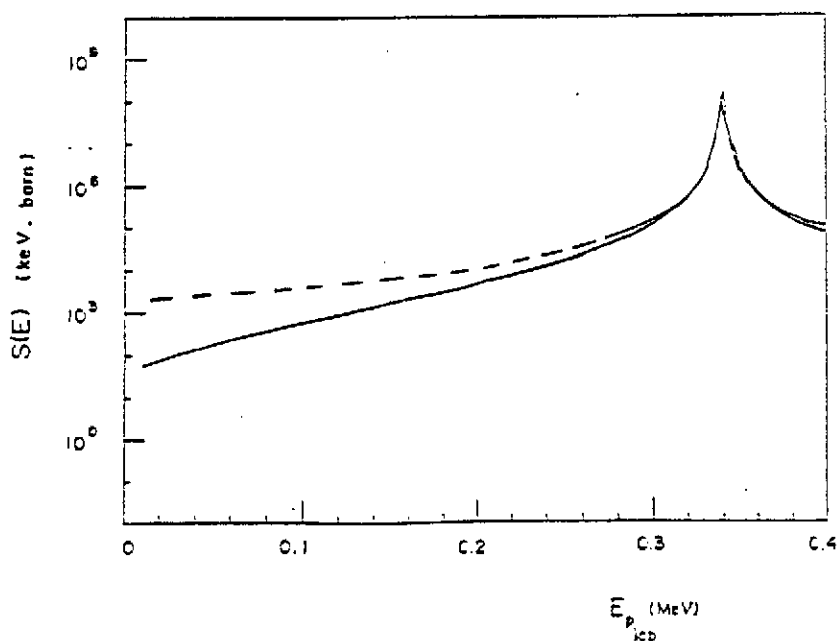
$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_p(E) \Gamma_\alpha(E)}{(E + E_{\text{seuil}} - E_x)^2 + \Gamma^2(E)/4}$$

$E_{\text{seuil}}$  est ici égal à 12.848 MeV

$\Gamma_p$ , pour des énergies supérieures à 12.848 MeV, sera prise égale à  $2P_l \gamma_{\text{red}}^2$  où une valeur par excès de  $\gamma_{\text{red}}^2$  pourra être donnée par la limite de Wigner dont il a été question précédemment, multipliée par un terme égal au facteur spectroscopique du niveau.

On est alors ramené au cas des niveaux non liés en proton et des effets d'interférence deviennent possibles avec les niveaux de même spin et parité (pour la section efficace totale).

La grandeur de ces effets est illustrée sur la figure ci-dessous montrant en trait plein la section efficace obtenue pour une interférence destructive entre les niveaux 13.161 MeV (non lié en proton) et 12.396 MeV.



Effets d'interférence entre le niveau 12.396 MeV ( $1^+$ ) lié en proton et le niveau 13.161 MeV (au-dessus du seuil <sup>19</sup>F+p). Les deux courbes correspondent à des interférences soit constructive, soit destructive.

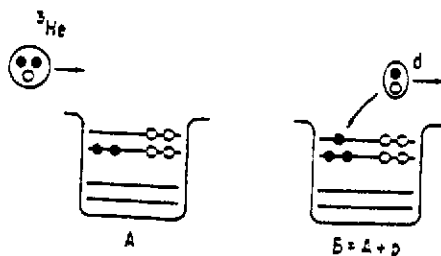
Cette figure montre que des effets importants (jusqu'à un ordre de grandeur) peuvent apparaître dans la gamme d'énergie correspondant au pic de Gamow pour  $T_6 = 30$ .

Ces divers effets d'interférence montrent donc qu'une connaissance correcte des sections efficaces dans la zone de Gamow proche du seuil, implique une étude très détaillée des propriétés spectroscopiques de niveaux dans une large gamme d'énergie, lorsqu'une seule résonance ne domine pas le taux de réaction. En particulier, les largeurs partielles (proton, alpha, radiative) doivent être connues dans des domaines d'énergie où les mesures directes sont impossibles. Nous allons introduire, dans le paragraphe suivant, le principe de telles mesures à l'aide d'un outil indispensable à l'astrophysicien nucléaire : les réactions de transfert.

### II.5 - Principe de la mesure des largeurs protons et alpha à l'aide des réactions de transfert.

Le moyen privilégié de déterminer la largeur proton de niveaux proches du seuil  $^{19}\text{F} + p$  (par exemple) est de se servir des réactions de stripping  $^{19}\text{F}(d,n)^{20}\text{Ne}$  ou  $^{19}\text{F}(^3\text{He},d)^{20}\text{Ne}$ . Ces réactions d'interaction directe ont été largement utilisées en physique nucléaire pour étudier les caractéristiques de nombreux niveaux excités. Une étude détaillée de leurs propriétés pourra être trouvée, par exemple, dans la référence <sup>5)</sup>. Nous ne ferons ici qu'esquisser le principe de ces mesures, en prenant l'exemple des réactions  $^3\text{He}, d$ . Pour la mesure des largeurs alpha, les réactions  $^6\text{Li}, d$  ou  $^7\text{Li}, t$  sont utilisées.

Considérons donc la réaction  $^{19}\text{F}(^3\text{He},d)^{20}\text{Ne}$  peuplant le niveau de 13.161 MeV dont il s'agit de mesurer la largeur proton. Si la réaction est effectuée à une énergie suffisamment élevée (15-25 MeV), le mécanisme dominant est celui dans lequel un proton est subtilisé au projectile  $^3\text{He}$  et transféré dans un état,  $n\ell j$ , du noyau final  $^{20}\text{Ne}$ . L'hypothèse de base, bien vérifiée dans le cas de niveaux fortement peuplés, est que ce transfert s'effectue sans que la structure du coeur A soit altérée. Ce processus, dit processus en une étape, est schématisé dans la figure ci-dessous.



Transfert de proton en une étape.

La section efficace différentielle de la réaction est alors calculée, moyennant les approximations suivantes :

\* La diffusion élastique est dominante et les processus non élastiques sont traités comme des perturbations. Les diffusions élastiques,  $^3\text{He}$  sur  $^{19}\text{F}$  et  $d$  sur  $^{20}\text{Ne}$ , sont décrites grâce aux potentiels optiques (approximation en ondes distordues).

\* Le recouvrement des fonctions d'onde de l'état final et du fondamental du noyau cible est calculé en décrivant l'état final comme un état à une particule couplé à l'état fondamental de la cible (plusieurs états à une particule caractérisés par les nombres quantiques  $n\ell j$  peuvent être considérés si les règles de sélection sur  $J\pi$  le permettent).

La section efficace ainsi calculée est comparée à la section efficace différentielle mesurée. La forme de cette section efficace différentielle permet souvent de déterminer les moments angulaires orbitaux transférés, et donc les spins et parité des niveaux alimentés. Le rapport des sections efficaces expérimentales et calculées permet de déterminer les facteurs spectroscopiques  $C^2S$  des niveaux qui mesurent l'intensité de la composante, état à une particule couplé au fondamental de la cible, dans la fonction d'onde des niveaux.

Pour les niveaux non liés, ce facteur spectroscopique est multiplié par la largeur à une particule du niveau pour fournir la largeur proton. Des difficultés dans l'interprétation des mesures surviennent essentiellement pour les niveaux faiblement excités. Dans ce cas, le mécanisme d'interaction directe en une étape peut ne plus être le mécanisme dominant. Des calculs plus incertains tenant compte des processus en plusieurs étapes (diffusion inélastique plus transfert par exemple) doivent alors être effectués. De même, la composante noyau composé de la réaction doit être évaluée.

## II.6 - Mesures de largeurs protons de niveaux près du seuil dans le cas de la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He}, d)^{20}\text{Ne}$

Nous présentons ici, à titre d'exemple, des mesures effectuées récemment auprès du tandem MP d'Orsay <sup>6)</sup> grâce à la réaction  $^{19}\text{F}(^3\text{He}, d)^{20}\text{Ne}$ .

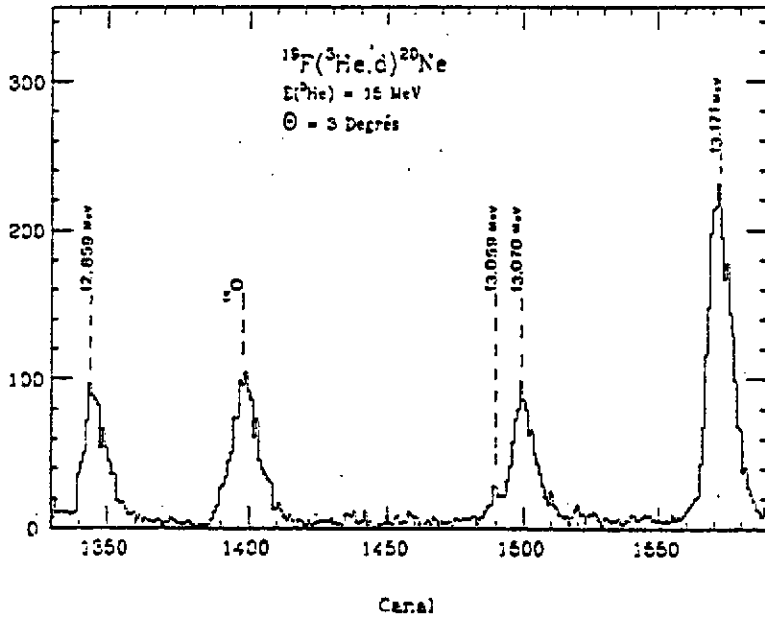
Pour chaque angle de diffusion des deutons (entre  $3^\circ$  et  $60^\circ$  environ pour cette expérience), le spectromètre magnétique split pôle <sup>7)</sup> de l'I.P.N. Orsay va dévier les particules émises, d'énergie  $E$  et de charge  $Q$  suivant la loi :

$$B\rho = \frac{\sqrt{2ME}}{Q} .$$

Un détecteur, placé dans le plan focal de l'aimant, permet d'effectuer une sélection en  $Z$  des particules déviées par l'aimant et assure la mesure de

la position des particules et donc de leur énergie. Grâce à ce dispositif expérimental, les distributions angulaires des deutons peuplant divers niveaux près du seuil proton ont pu être mesurées.

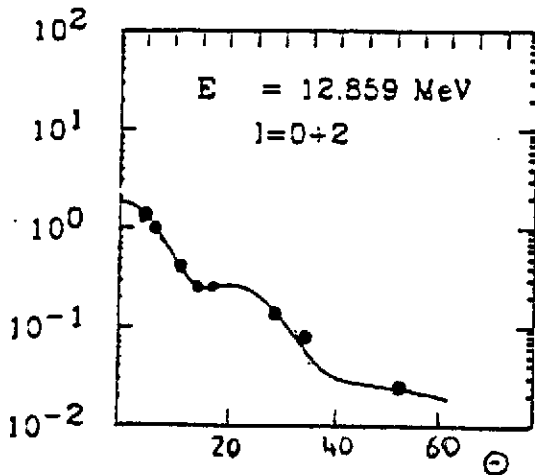
La figure ci-dessous montre le spectre de deutons obtenu pour un angle de 3 degrés :



Spectre de deutons obtenu à 3° dans la zone d'énergie proche du seuil proton.

On voit apparaître à 12.859 MeV (11 keV au-dessus du seuil proton) un pic de deutons correspondant à un niveau jusque là inconnu dans  $^{20}\text{Ne}$ . Sa distribution angulaire, présentée dans la figure ci-contre est caractéristique d'un

$d\sigma/d\omega$  (mb/sr)



Distribution angulaire du niveau à 12.859 MeV.

transfert  $l = 0 + 2$ , et fixe donc le spin et la parité du niveau à  $J_{\pi} = 1^{+}$ . L'analyse en DWBA permet d'autre part de déterminer la largeur

$$\Gamma_p = 8 \cdot 10^{-28} \text{ eV}$$

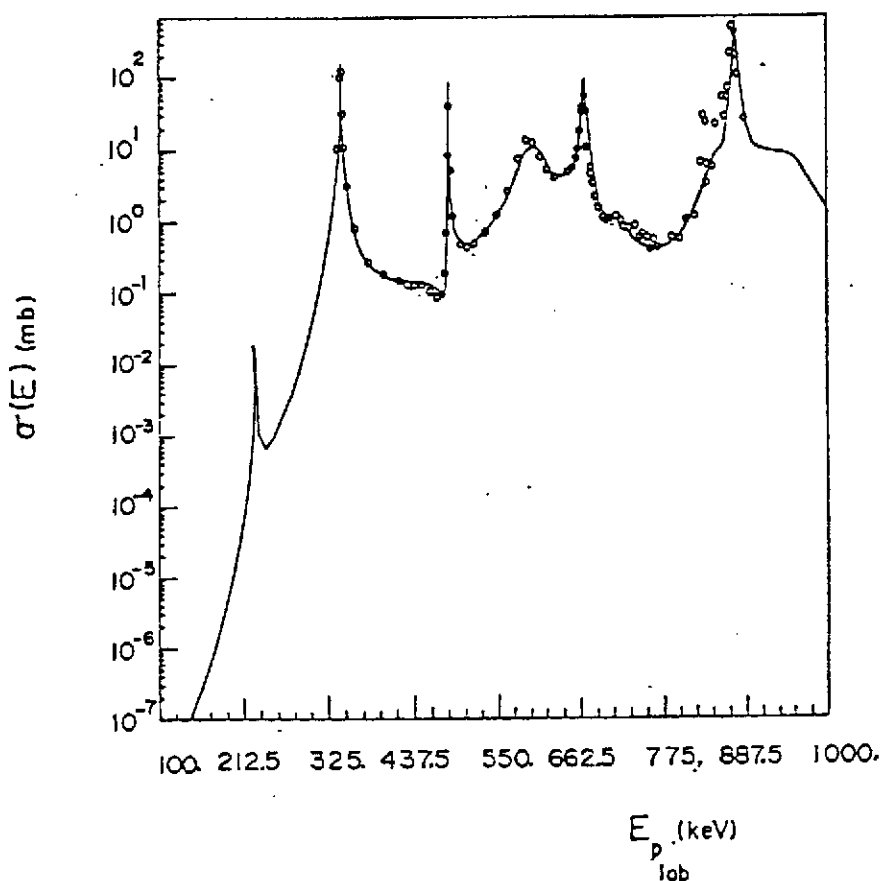
proton de ce niveau :

La mise en évidence de ce nouveau niveau  $J_{\pi} = 1^{+}$  près du seuil proton a des conséquences très spectaculaires sur la section efficace de la réaction

$^{19}\text{F}(p, \alpha_2)^{16}\text{O}$  près du seuil proton.

II.7 - Influence de la mise en évidence du niveau à 12.859 MeV et de la mesure de sa largeur proton sur la section efficace de la réaction  $^{19}\text{F}(p, \alpha_2)^{16}\text{O}$

Une analyse en matrice-R de la section efficace de la réaction  $^{19}\text{F}(p, \alpha_2)^{16}\text{O}$  a été effectuée <sup>6)</sup> en tenant compte des mesures directes obtenues très récemment par le groupe de Stuttgart <sup>2)</sup> jusqu'à 300 keV et de la mise en évidence du niveau  $1^+$  à 12.859 MeV. La figure ci-dessous montre les résultats de cette analyse.



Analyse en matrice R de la section efficace de la réaction  $^{19}\text{F}(p, \alpha_2)^{16}\text{O}$   
 les mesures proviennent du groupe de Stuttgart <sup>2)</sup>

On voit qu'au dessus de 300 keV, un très bon accord avec les mesures est obtenu grâce aux effets d'interférence entre niveaux de spin et parité identiques. Au-dessous de 300 keV, aucune mesure de  $\sigma(E)$  n'est disponible. Cependant il apparait que, dans le cas d'une interférence destructive avec le niveau à 12.859 MeV, la section efficace est inférieure de plus de deux ordres de grandeur à celle obtenue en négligeant les interférences, et ce dans la zone d'énergie correspondant au pic de Gamow pour  $T_6 = 30$ . Cet effet, non pris en compte dans les compilations de Caltech, revient à réduire considérablement

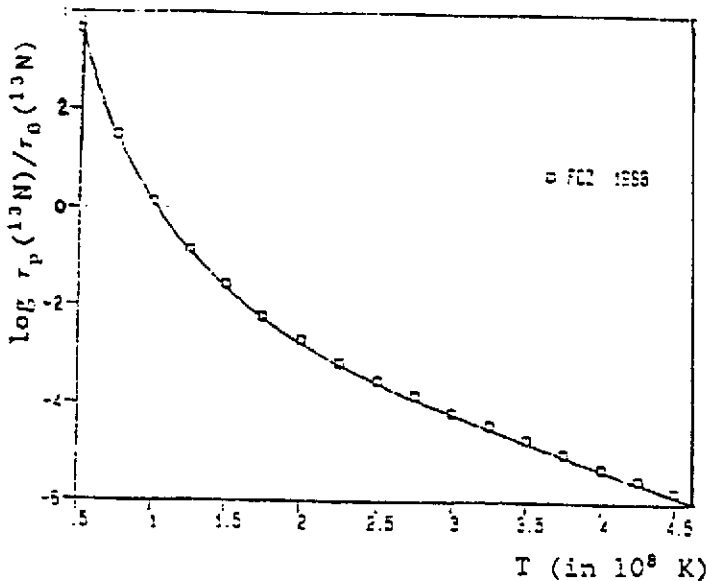
le taux de cette réaction  $\langle\sigma v\rangle$  pour des températures faibles correspondant à la combustion de l'hydrogène dans les étoiles de la séquence principale.

Des effets d'interférence de ce type sont présents dans un grand nombre de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique. Leur prise en compte indispensable nécessite la mesure des grandeurs spectroscopiques de nombreux niveaux autour du seuil proton ou alpha. Cette mesure ne peut souvent s'effectuer que par la mise en oeuvre de réactions de stripping de protons ou d'alphas qui s'avèrent un complément indispensable aux mesures directes.

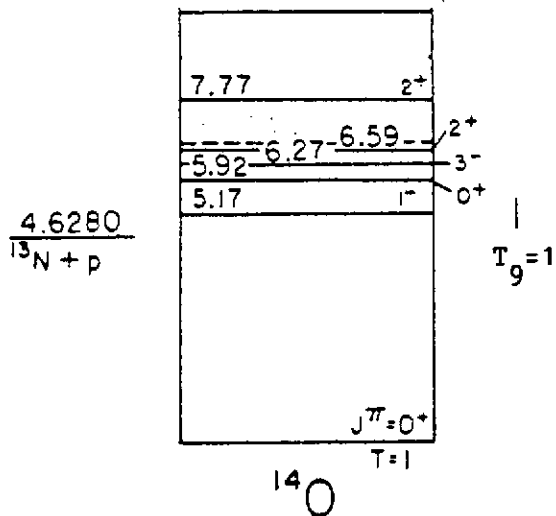
### CHAPITRE III

#### Les réactions impliquant des noyaux radioactifs

On a vu au début de ce cours que ce type de réactions était extrêmement important pour tous les processus de caractère explosif. Diverses méthodes de mesure sont envisageables pour déterminer les sections efficaces de ces réactions et nous avons choisi d'en présenter quelques-unes en prenant l'exemple de la réaction extrêmement importante  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ . On a déjà vu dans le chapitre I qu'au-dessus d'une certaine température  $T$ , la durée de vie,  $\tau_p$ , associée à la réaction  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  devenait inférieure à la durée de vie du noyau  $^{13}\text{N}$  par désintégration  $\beta^+$ ,  $\tau_\beta$ . La courbe donnant  $\tau_p/\tau_\beta$  en fonction de  $T$  est donnée dans la figure ci-dessous, en prenant comme taux de la réaction  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ , celui retenu dans la dernière compilation de Caltech. Pour  $\tau_p/\tau_\beta > 1$ , le cycle de réactions est celui du cycle CNO habituel (voir par exemple la référence <sup>8)</sup>), alors que pour  $\tau_p < \tau_\beta$  un cycle de réactions tout à fait différent, dit du cycle CNO chaud, va opérer. Il est donc critique de connaître la section efficace de la réaction  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  dont dépend directement la température  $T_c$  pour laquelle  $\tau_p = \tau_\beta$ .



Comparaison entre la vie moyenne de  $^{13}\text{N}$  pour la réaction  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  et sa vie moyenne concernant la désintégration  $\beta^+$ .



Partie basse énergie du schéma de niveaux de  $^{14}\text{O}$ , avec indiquées sur la droite la zone de Gamow pour  $T_9 = 1$ .

La figure ci-contre présente la partie basse énergie du schéma de niveaux de  $^{14}\text{O}$ , ainsi que la zone de Gamow correspondant aux températures  $T_9 = 1$ . On voit que la résonance  $\ell = 0$  à  $E_R = 0.547$  MeV (niveau  $1^-$ ) va dominer le taux de réactions, soit par sa partie basse énergie, soit par le maximum même de la résonance. Pour les températures les plus élevées, la connaissance de la force de la résonance  $\Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma$  sera donc suffisante pour déterminer  $\langle \sigma v \rangle$ . Or la largeur totale est connue pour ce niveau ( $\Gamma = 38$  keV) avec évidemment  $\Gamma \sim \Gamma_p$ . Donc une mesure de  $\Gamma_\gamma$  permettra de déterminer sans ambiguïté le taux de

de réactions pour des températures suffisamment élevées pour que la capture résonnante l'emporte sur le terme de capture radiative directe.

Plusieurs possibilités s'offrent alors à l'expérimentateur :

- \* Faire une mesure directe de la force de la résonance à l'aide de cibles ou de faisceaux radioactifs de  $^{13}\text{N}$
- \* Mesurer de manière indirecte la largeur radiative du niveau à 5.173 MeV

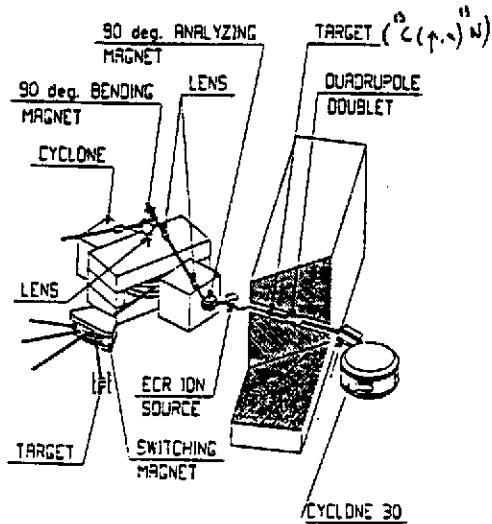
### III.1 - Mesures directes : faisceaux de $^{13}\text{N}$

Il est équivalent de mesurer la force de la résonance  $E_R$  (C.M.) = 0.547 MeV en bombardant une cible radioactive de  $^{13}\text{N}$  avec des protons de 0.589 MeV, ou d'utiliser un faisceau d'ions  $^{13}\text{N}$  radioactifs à une énergie de 7.66 MeV. On estime cependant généralement <sup>8)</sup> qu'il est plus opportun d'utiliser l'espèce radioactive comme projectile dès que la période radioactive dépasse une heure.

Plusieurs projets d'accélération d'ions radioactifs existent actuellement, parmi lesquels celui de Louvain la Neuve dont une description détaillée pourra être trouvée dans la référence <sup>9)</sup>.

Le principe de la production du faisceau de  $^{13}\text{N}$  à Louvain la Neuve est présenté dans la figure ci-après :





Le dispositif expérimental de Louvain - la - Neuve pour la production du faisceau de  $^{13}\text{N}$

Un premier cyclotron accélère des protons à une énergie de 30 MeV avec une forte intensité. Les noyaux  $^{13}\text{N}$  formés dans la cible de  $^{13}\text{C}$  par la réaction  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$  sont extraits de la cible puis transportés dans une source de type ECR. Une fois ionisés, ils sont injectés dans un deuxième cyclotron et accélérés jusqu'à l'énergie d'environ 7.7 MeV.

L'intensité du faisceau de  $^{13}\text{N}$  actuellement atteinte est d'environ 0.05 nA, ce qui correspond à un nombre maximal de réactions par seconde d'environ 0.5. Ce chiffre rend les chances de réussir la mesure raisonnable, les principales difficultés provenant d'une contamination du faisceau de  $^{13}\text{N}$  par les ions  $^{13}\text{C}$ .

### III.2 - Mesure de la section efficace de la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ à $E_R = 0.547$ MeV grâce au processus de dissociation coulombienne à haute énergie

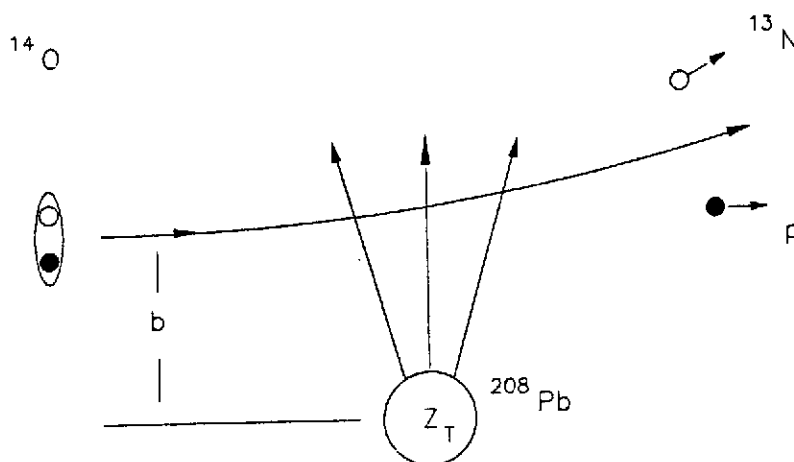
L'invariance par renversement du sens du temps permet de déduire la relation simple suivante entre la section efficace de la réaction  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  et celle de la réaction inverse  $^{14}\text{O}(\gamma,p)^{13}\text{N}$  :

$$(7) \quad \sigma(p,\gamma) = \sigma(\gamma,p) \frac{k_\gamma^2}{k^2} \frac{2(2J_a + 1)}{(2J_p + 1)(2J_c + 1)}$$

où  $k_\gamma^2$  et  $k^2$  sont les nombres d'onde du photon et du système  $^{13}\text{N}+p$  respectivement,  $J_a$ ,  $J_c$  et  $J_p$  les spins de  $^{14}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$  et du proton.

La section efficace de la réaction de photodissociation de  $^{14}\text{O}$  par des rayonnements gamma de 5.17 MeV est alors supérieure d'un facteur 70 à la section efficace de la réaction  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$  à  $E_p = 0.545$  MeV.

Il a été proposé récemment <sup>10)</sup> d'utiliser la source intense de photons virtuels constituée par l'excitation coulombienne du noyau final (ici  $^{14}\text{O}$ ) dans le champ d'un noyau-cible de grand numéro atomique pour mesurer la section efficace de la réaction de photodissociation. On en déduit ensuite la section efficace de la réaction d'intérêt astrophysique grâce à la relation (7). Le principe de la mesure est indiqué dans la figure ci-dessous.



Principe de la mesure de la section efficace de la réaction  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$  grâce au processus de dissociation coulombienne à haute énergie

La probabilité d'excitation coulombienne entre l'état fondamental (spin  $I_i$ ) et l'état à étudier ( $I_f$ ) dépend de la probabilité de transition réduite  $B(E_\lambda, I_i \rightarrow I_f)$  et donc de la largeur radiative de l'état excité. Elle est aussi proportionnelle <sup>11)</sup> dans le cas des transitions dipolaires à la quantité  $\exp(-\pi \xi)$  où le paramètre d'adiabaticité  $\xi$  est égal à  $E_\gamma a / \hbar v$ . Sachant que  $E_\gamma$  est l'énergie de la transition (5.17 MeV dans notre cas),  $a$  la moitié de la distance d'approche minimale, et  $v$  la vitesse relative pour la collision, il apparaît aussitôt que l'obtention d'une source abondante de  $\gamma$  virtuels nécessite des énergies de collisions très élevées de l'ordre de 100 MeV/A.

L'interprétation des données supposant une excitation coulombienne pure du niveau étudié, apparaît aussitôt une des difficultés de cette méthode, qui est de se placer dans des conditions telles que la partie nucléaire de l'interaction puisse être négligée. Cette incertitude est minimisée en choisissant le cas d'une diffusion de  $^{14}\text{O}$  sur la cible à très petits angles (quelques degrés), les produits de la réaction  $^{13}\text{N}$  et  $p$  devant alors être détectés dans une direction très proche de celle du faisceau.

Dans la théorie de perturbation au premier ordre, la section efficace d'excitation coulombienne du projectile à l'énergie  $E_x = E_\gamma$  s'écrit suivant la formule usuelle <sup>11)</sup> suivante :

$$(8) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} = \left( \frac{Z_T e}{\hbar v} \right)^2 a^{-2\lambda+2} \frac{df_{E_\lambda}(\theta, \xi)}{d\Omega} B(E_\lambda, I_i \rightarrow I_f) \rho_f(E_\gamma)$$

où  $Z_T$  est le numéro atomique de la cible,  $a$ ,  $v$  et  $B(E_\lambda)$  ont été définis précédemment,  $\frac{df_{E_\lambda}(\theta, \xi)}{d\Omega}$  est une fonction proportionnelle à  $\sin^{-4}(\theta/2)$  ( $\theta$  est l'angle de déflexion de <sup>14</sup>O) tabulée dans la référence 11, et  $\rho_f(E_\gamma)$  représente la densité d'états finals.

La section efficace de photodissociation  $\sigma_{\text{photo}}(E_\gamma)$  peut s'écrire sous la forme :

$$(9) \quad \sigma_{\text{photo}}(E_\gamma) = \frac{(2\pi)^3 (\lambda+1)}{\lambda [(2\lambda+1)!!]^2} k_\gamma^{2\lambda-1} B(E_\lambda) \rho_f(E_\gamma)$$

où les formules bien connues transformant  $B(E_\lambda)$  en  $\Gamma(E_\lambda)$  ont simplement été utilisées.

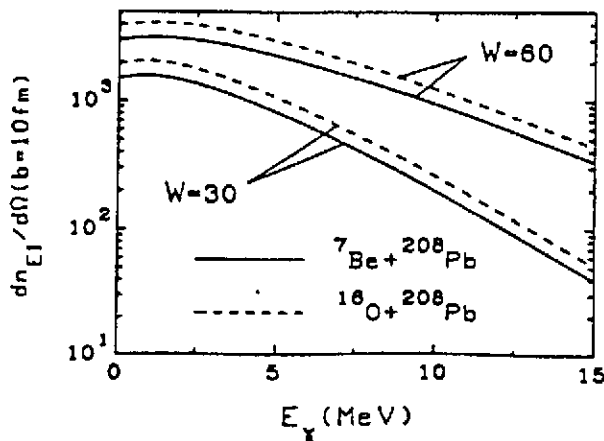
L'équation (8) peut alors se réécrire <sup>10)</sup> :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma} \frac{dn}{d\Omega} \sigma_{\text{photo}}(E_\gamma)$$

$$\text{ou} \quad \frac{dn}{d\Omega} = Z_T^2 \frac{1}{137} \frac{\lambda [(2\lambda+1)!!]^2}{(2\pi)^3 (\lambda+1)} \xi^{-2\lambda+2} \left( \frac{c}{v} \right)^{2\lambda} \frac{df_{E_\lambda}(\theta, \xi)}{d\Omega}$$

est le nombre de photons virtuels par unité d'angle solide.

La figure ci-dessous, extraite de la réf. 10, montre un exemple du spectre de photons virtuels obtenu par une collision à paramètre d'impact de 10 fm, pour les systèmes <sup>16</sup>O + <sup>208</sup>Pb et <sup>7</sup>Be + <sup>208</sup>Pb à 30 et 60 MeV/UMA (le nombre de photons virtuels pour <sup>14</sup>O + <sup>204</sup>Pb est très proche de celui du système <sup>16</sup>O + <sup>208</sup>Pb).



Spectre de photons virtuels  $E_I$  pour les réactions indiquées, à  $b = 10$  fm.

L'expérience, dont le but est de mesurer la section efficace de la réaction  $^{13}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{14}\text{O} + \gamma$  avec  $E_{\text{CM}} \approx 0.55 \text{ MeV}$  (c'est-à-dire  $E_{\gamma} \approx 5.17 \text{ MeV}$ ), consistera à bombarder une cible de  $^{208}\text{Pb}$  par des ions radioactifs  $^{14}\text{O}$  à une énergie de l'ordre de 100 MeV/UMA, et à détecter les fragments  $^{13}\text{N}$  et  $\text{p}$  à des angles proches de  $0^\circ$ . Une cinématique complexe à 3 corps<sup>10)</sup> permet, pour des angles donnés de détection, de définir les énergies des fragments correspondant à l'énergie relative  $\approx 0.55 \text{ MeV}$  de la réaction stellaire  $^{13}\text{N} + \text{p}$ .

Plusieurs expériences utilisant cette méthode sont en cours de réalisation ou d'analyse, pour ce qui est de la réaction  $^{13}\text{N} + \text{p}$ . Elles diffèrent essentiellement par le système de détection :

- Système EMRIC (mis au point à l'ISN Grenoble) pour une collaboration Riken-ISN Grenoble auprès de l'accélérateur de Riken au Japon. Dans cette expérience, les protons et les fragments  $^{13}\text{N}$  sont détectés dans des scintillateurs CsI associés à des détecteurs au Silicium, un ensemble de scintillateurs plastiques permettant en outre de déterminer la position en X et Y des particules détectées.

- Utilisation du spectromètre magnétique SPEG dans une expérience au GANIL à Caen (CSNSM, IPN Orsay, CRN Strasbourg). Les protons sont détectés par un ensemble de détecteurs CsI et les fragments  $^{13}\text{N}$  sont analysés dans le spectromètre magnétique SPEG et détectés dans des scintillateurs plastique, la position des fragments étant déterminée par leur passage dans des chambres à dérive.

Dans les deux expériences, le faisceau d'ions radioactifs  $^{14}\text{O}$  est fourni par la fragmentation de noyaux  $^{16}\text{O}$  dans une cible de  $^9\text{Be}$ .

### III.3 - Mesure de la largeur radiative du niveau à 5.17 MeV dans $^{14}\text{O}$

On a vu que la mesure de la largeur radiative du niveau à 5.17 MeV dans  $^{14}\text{O}$  permettait la détermination du taux de la réaction  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$  pour des températures de l'ordre du milliard de degrés.

La mesure du rapport d'embranchement  $\Gamma_{\gamma}/\Gamma$  pour ce niveau apporte donc la réponse adéquate puisque la largeur totale du niveau  $\Gamma \approx \Gamma_{\text{p}}$  est connue ( $\Gamma = 38 \text{ keV}$ ). Pour déterminer ce rapport d'embranchement, il faut peupler le niveau de 5.17 MeV et mesurer la probabilité de désexcitation du niveau par émission d'un rayonnement gamma. Toute la difficulté de la mesure tient à la faible valeur de cette probabilité,  $\Gamma_{\gamma}$  étant de l'ordre de l'électron-volt à comparer aux 38 keV correspondant à la probabilité d'émission d'un proton.

Nous allons décrire une expérience de ce genre effectuée au CRN Strasbourg (collaboration Orsay-Strasbourg) utilisant le multidétecteur  $\gamma$  "Château de cristal" pour la détection du  $\gamma$  de 5.17 MeV.

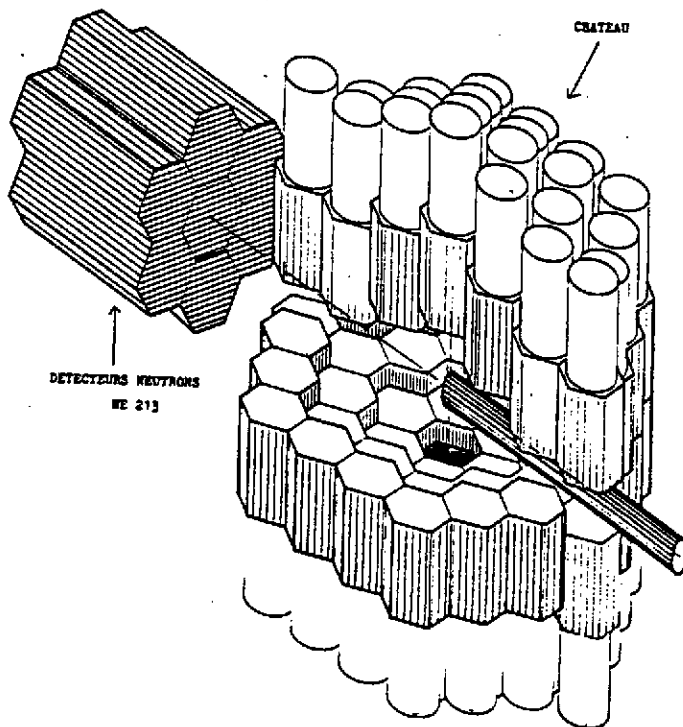
Le niveau de 5.17 MeV de  $^{14}\text{O}$  a été peuplé par la réaction  $^{13}\text{C}(^3\text{He},n)^{14}\text{O}$  à une énergie  $E_{^3\text{He}} = 12$  MeV. Les rayonnements  $\gamma$  de 5.17 MeV recherchés étaient détectés par le "Château de cristal" en coïncidence avec les neutrons de 4.6 MeV correspondant à l'alimentation du niveau. Ces neutrons étaient détectés par 6 scintillateurs liquides  $^{213}\text{Ne}$  placés vers  $0^\circ$ . La détermination de leur énergie était fournie par une mesure de temps de vol relative à l'instant d'émission du rayonnement gamma.

Si le nombre des coïncidences entre les neutrons (d'énergie 4.6 MeV) et les gammas (d'énergie 5.17 MeV) est appelé  $N_{\text{coinc}}$ , et  $N_{\text{dir}}$  le nombre de neutrons détectés ayant peuplé le niveau, il vient :

$$\Gamma_\gamma / \Gamma_{\text{tot}} = N_{\text{coinc}} / N_{\text{dir}} \times \varepsilon_\gamma$$

où  $\varepsilon_\gamma$  est l'efficacité de détection du "Château de cristal".

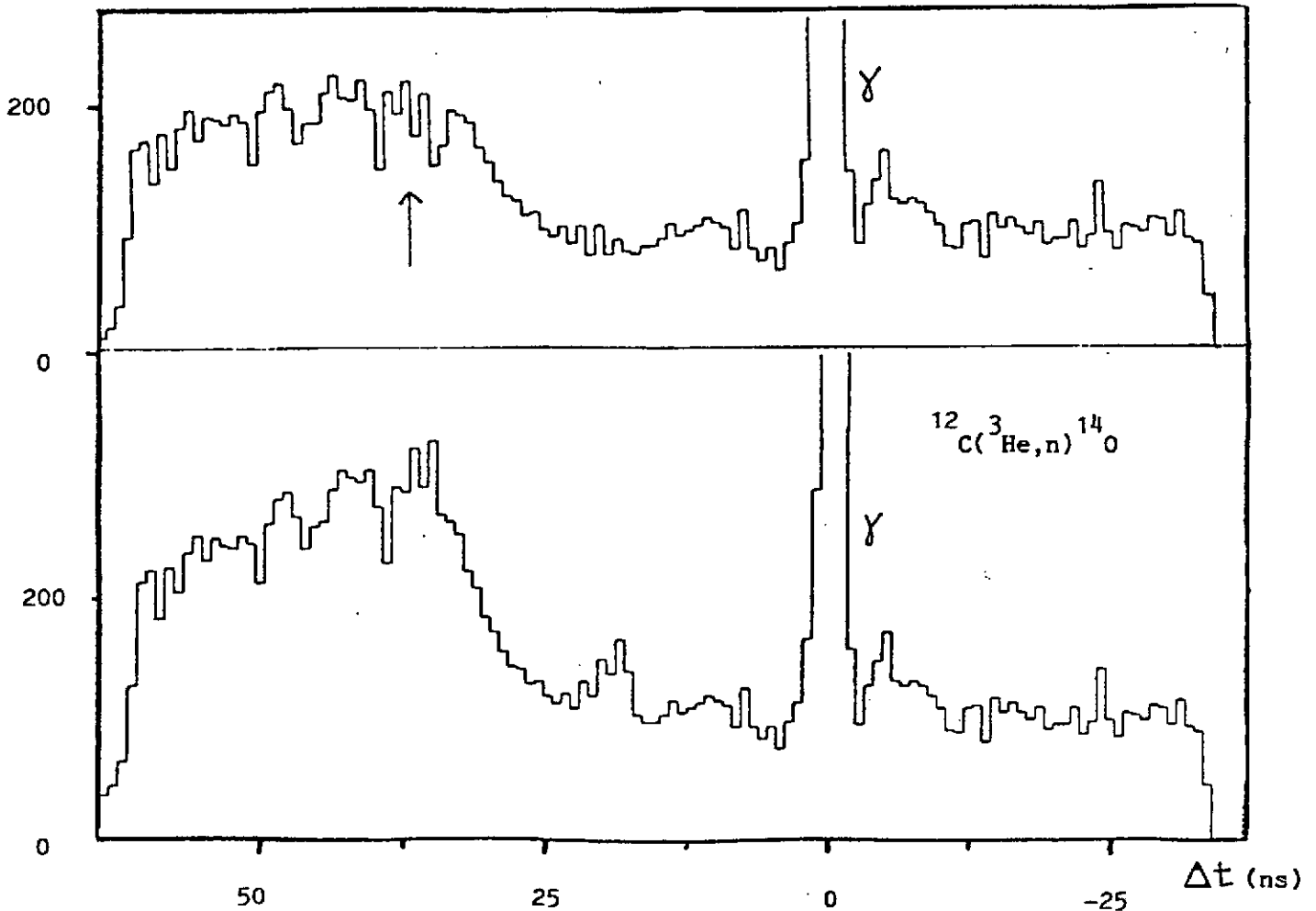
Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure ci-dessous. L'efficacité du "Château de cristal" constitué ici de 74 détecteurs au fluorure de barium a été mesurée et trouvée égale à 0.11 pour le pic d'absorption totale d'un  $\gamma$  d'énergie 5.2 MeV.



Dispositif expérimental pour la mesure du rapport d'embranchement  $\Gamma_\gamma / \Gamma$  du niveau de 5.17 MeV de  $^{14}\text{O}$ .

La figure ci-dessous montre le spectre de temps de vol des neutrons en coïncidence avec les rayonnements  $\gamma$  d'énergie comprise entre 5.0 et 5.3 MeV. Ce spectre a été obtenu au bout d'une accumulation d'une durée d'environ une semaine, l'intensité du faisceau devant être limitée à quelques nA afin de réduire le nombre de coïncidences fortuites. Sur la même figure, est présenté le spectre obtenu après soustraction de contributions dues d'une part à la réaction  $^{13}\text{C}(^3\text{He}, n\gamma)^{15}\text{O}$  (le polluant  $^{13}\text{C}$  provenant de légers dépôts de carbone sur la cible durant l'accumulation), d'autre part à la réaction  $^{14}\text{N}(^3\text{He}, n\gamma)^{15}\text{O}$ ,  $^{14}\text{N}$  étant présent à l'état de faible trace dans la cible ( $\approx 8 \cdot 10^{14}$  at/cm<sup>2</sup>).

Malgré la très grande efficacité du compteur "Château de cristal", on voit que les difficultés expérimentales extrêmes de ces expériences, notamment en ce qui concerne les pollutions mêmes minimales des cibles, n'ont pas permis de pouvoir fournir une valeur définitive de  $\Gamma_\gamma/\Gamma$ . La valeur limite obtenue est  $\Gamma_\gamma/\Gamma < 2 \cdot 10^{-4}$ .



Spectre du temps de vol des neutrons en coïncidence avec les rayonnements  $\gamma$   
La flèche indique la position du pic neutron correspondant au niveau de 5.17 MeV. La figure de dessus est obtenue après soustraction de contributions dues à des pollutions (voir texte).

#### IV - Conclusion

Parmi la très grande variété des classes de réactions nucléaires dont la compréhension est indispensable pour progresser dans la description des phénomènes d'astrophysique, nous avons choisi de montrer les difficultés expérimentales extrêmes qui s'attachent aux réactions sous-columbiennes entre noyaux légers et qui rendent la connaissance des taux de réactions encore très fragmentaire.

Pour les phénomènes non explosifs, la difficulté majeure provient de la très petite valeur des sections efficaces due aux très faibles énergies des noyaux dans la réaction. Des mesures des sections efficaces des réactions stellaires aux plus basses énergies possibles dans le laboratoire doivent alors être couplées à des études exhaustives des niveaux excités des noyaux composés dans une large gamme d'énergie autour des seuils d'émission de particules. Dans cette étude, l'utilisation des réactions de transfert (de protons et particules alpha) demeure un outil irremplaçable. Un effort tout particulier d'analyse théorique des réactions, incluant les effets de couplage entre de nombreux niveaux, s'avère alors le plus souvent indispensable.

Pour les phénomènes explosifs, correspondant à des températures plus élevées, les réactions nucléaires avec des espèces radioactives deviennent de la première importance. L'exemple de la réaction clé  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  montre que les techniques les plus poussées connues actuellement en physique nucléaire expérimentale doivent être utilisées dans ce cas pour fournir les réponses appropriées, ainsi bien sûr que les mesures directes utilisant des faisceaux ou des cibles radioactives.

#### Remerciements

*Je remercie les organisateurs de l'Ecole Joliot-Curie qui m'ont invité à faire ce cours et Madame J. Garrabos pour son accueil à Maubuisson. J'exprime ma gratitude à Madame M. Perrin pour la rédaction de ce texte.*

#### REFERENCES

- 1) F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A475 (1987) 1
- 2) J.W. Hammer, Communication privée
- 3) E. Vogt, Nuclear Reactions, édité par P.M. Endt et M. Demeur (1959)  
North-Holland Publishing Company-Amsterdam
- 4) A.M. Lane et R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 129
- 5) D.F. Jackson, Nuclear Reaction (1970), Methuen and Co LTD
- 6) M. Kiouss, Thèse Orsay (1990)
- 7) J.E. Spencer et H.A. Enze, Nucl. Inst. Meth. 49 (1967) 181
- 8) C. Rolfs and W.S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos (1988), The University  
of Chicago Press
- 9) D. Darquennes et al., Phys. Rev. C42 (1990) 804
- 10) G. Baur et al., Nucl. Phys. A458 (1986) 188
- 11) K. Alder et A. Winther, Electromagnetic excitation (1975), North-Holland  
Publishing Company.