

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université A.MIRA-BEJAIA



جامعة بجاية  
Tasdawit n Bgayet  
Université de Béjaïa

Faculté Des Sciences Exactes

Département De Physique

## Mémoire de Master

Spécialité

Astrophysique

## Thème

Analyse de données et extraction des sections efficaces d'une réaction nucléaire d'intérêt astrophysique

Présentée par

*M<sup>lle</sup>*. Touchane Lamia

*M<sup>lle</sup>*. Takabbait Chahinez

Soutenue le 29 / 06 / 2022 devant le Jury:

GHARBI Abdelhakim	Professeur	Univ. A.MIRA de Bejaia	Président
BEKLI Mohamed Réda	M.C.A.	Univ. A.MIRA de Bejaia	Examineur
OULEBSIR Nadia	M.C.A.	Univ. A.MIRA de Bejaia	Encadreur

Année universitaire 2021/2022

“ Il ne faut pas uniquement intégrer. Il faut aussi désintégrer.  
C’est ça la vie. C’est ça la philosophie. C’est ça la science.  
C’est ça le progrès, la civilisation. “

**Eugène Ionesco, La Leçon.**

# Dédicaces

Grace à dieu le tout puissant, j'ai achevé la réalisation de ce modeste travail que je tiens très chaleureusement à le dédier à :

- Ma mère chérie et mon père qui m'ont encouragé et soutenu tout au long de mes études et pour leurs patience que dieu les protègent et les gardent pour moi.
  - À mon petit frère.
- À mon fiancé pour tout l'encouragement, le respect et l'amour que tu m'as offert, je te dédis ce travail, qui n'aurait pas pu être achevé sans ton éternel soutien et optimisme. Tu es un modèle d'honnêteté, de loyauté et de force de caractère.  
J'espère te combler et te rendre toujours heureux.  
Que dieu réunisse nos chemins pour un long commun serein.
  - À mes grands-parents et mes beaux-parents.
  - À toute la famille TOUCHANE et IMAOUCHEN.

*Lamia*

# Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

- À mes parents dont le mérite, les sacrifices et les qualités humaines m'ont permis de vivre ce jour.

Aucun hommage ne pourrait être à la hauteur de l'amour dont ils ne cessent de me combler. Que dieu leur procure bonne santé et longue vie.

- À mon frère pour son soutien, son affection qu'il m'a accordé, à ma belle sœur.
- À celui que j'aime beaucoup et qui m'a soutenue au long de ce travail : mon mari.
- À ma grand-mère et mes beaux-parents.

*Chahinez*

# *Remerciements*

Nous exprimons nos sentiments de reconnaissance et de gratitude à Madame **OULEBSIR Nadia** pour avoir dirigé ce mémoire.

Nous avons eu le plaisir de travailler sous votre direction. Nous vous remercions pour votre gentillesse et spontanéité avec lesquelles vous avez dirigé ce travail, ainsi que pour votre disponibilité et vos conseils que grâce à eux nous avons pu améliorer notre travail.

Nous espérons que votre confiance que vous nous avez accordée et que ce mémoire est à la hauteur de vos espérances.

Nous sommes aussi reconnaissant envers tout le corps professoral de notre faculté en général et plus particulièrement nos professeurs, chefs de travaux, et assistants du département de physique pour le bagage intellectuel reçu.

Nos remerciements les plus sympathiques à tous nos collègues de promotion pour les bons moments que nous avons passés ensemble.

*Merci*

# Table des matières

---

## Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction .....	10
<b>Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire.....</b>	<b>13</b>
I.1 Fusion nucléaire en astrophysique.....	13
I.2 Nucléosynthèse stellaire.....	13
I.2.1 Chaîne p-p.....	14
I.2.2 Cycle CNO.....	15
I.3 Evolution des étoiles .....	16
I.4 types des réactions nucléaires.....	19
I.5 notion de la conservation d'énergie et d'impulsion.....	20
I.6 Section efficace d'une réaction nucléaire.....	21
I.6.1 Section efficace différentielle.....	22
I.7 Facteur spectroscopique.....	23
I.8 Facteur astrophysique .....	24
I.9 Taux de réaction .....	25
<b>Chapitre II : Etude de la réaction <math>^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}</math> dans les étoiles massives.....</b>	<b>27</b>
II.1 Introduction .....	27
II.2 statut de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .....	29
II.3.1 Etude directe de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .....	32
II.3.2 Etude indirecte de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .....	33
II.3.2.1 réactions de transfert $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ .....	34
<b>Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction <math>^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}</math> et analyse des données.....</b>	<b>36</b>
III.1 Introduction.....	36
III.2 Détermination des sections efficaces expérimentales.....	36
III.2.1 dans le laboratoire .....	37
III.2.2 dans le centre de masse .....	42

## Table des matières

---

III.3	Détermination des facteurs spectroscopiques.....	54
III.4	Discussion des résultats.....	67
<b>Conclusion</b>	.....	<b>60</b>
<b>Annexe</b> .....	.....	<b>61</b>
<b>Bibliographie</b> .....	.....	<b>68</b>

# Liste des figures

---

## Liste des figures

### Chapitre I

Figure I.1: Diagramme de Hertzsprung-Russell.....	16
Figure I.2: Cœur d'une étoile massive ayant une structure en « pelure d'oignons » avant l'explosion d'une supernova.....	18
Figure I.3: Cycle de vie d'une étoile.....	18
Figure I.4: Rappel sur la section efficace différentielle.....	22

### Chapitre II

Figure II.1: Cycle d'enrichissement du milieu interstellaire. ....	28
Figure II.2 : Evolution de la structure interne d'une étoile ( $M > 25 M_{\odot}$ ). . . . .	29
Figure II.3 : Diagramme schématique de la combustion de l'hélium : le triple- $\alpha$ et la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .....	30
Figure II. 4: Schéma de niveaux de l' $^{16}\text{O}$ montrant les principaux niveaux impliqués dans la réaction $^{12}_6\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}_8\text{O}$ aux énergies stellaires.....	31
Figure II.5 : Réaction de transfert d'un $\alpha$ du $^7\text{Li}$ vers le $^{12}\text{C}$ .....	34

### Chapitre III

Figure III.1: Distributions angulaires mesurées pour les 8 premiers niveaux excités de l' $^{16}\text{O}$ peuplés par la réaction de transfert $^{12}_6\text{C}(\ ^7_3\text{Li}, t)^{16}_8\text{O}$ à $E_{inc}(^7\text{Li})=28$ MeV.....	51
Figure III.2 : Distributions angulaires mesurées pour les 8 premiers niveaux excités de l' $^{16}\text{O}$ peuplés par la réaction de transfert $^{12}_6\text{C}(\ ^7_3\text{Li}, t)^{16}_8\text{O}$ à $E_{inc}(^7\text{Li})= 34$ MeV.....	53



## Liste des tableaux

---

### Liste des tableaux

#### Chapitre I

Tableau I.1 : Chaîne proton-proton.....	14
Tableau I.2 : Cycles CNO.....	15

#### Chapitre II

Tableau II.1 : Réactions de fusion thermonucléaire au sein des étoiles .....	28
--	----

#### Chapitre III

Tableau III.1: Valeurs de la charge et l'ouverture des fentes pour chaque Run à l'énergie incidente 28 MeV.....	38
Tableau III.2 : Valeurs de la charge et l'ouverture des fentes pour chaque Run à l'énergie incidente 34MeV.....	38
Tableau III.3: Calcul des surfaces dans le laboratoire pour $E_{inc}=28$ MeV.....	39
Tableau III.4: Calcul des sections efficaces différentielles dans le laboratoire pour $E_{inc}=28$ MeV.....	39
Tableau III.5: Calcul des surfaces dans le laboratoire pour $E_{inc}=34$ MeV.....	40
Tableau III.6: Calcul des sections efficaces différentielles dans le laboratoire pour $E_{inc}=34$ MeV.....	40
Tableau III.7 : Calcul d'incertitude relative sur les sections efficaces dans le laboratoire pour $E_{inc}=28$ MeV.....	41
Tableau III.8: Calcul d'incertitude relative sur les sections efficaces dans le laboratoire pour $E_{inc}=34$ MeV.....	42
Tableau III.9 : Calcul des angles $\theta_{CM}$ pour $E_{inc}=28$ MeV.....	44

## Liste des tableaux

---

Tableau III.10 : Calcul des angles $\theta_{CM}$ pour $E_{inc}=34$ MeV.....	45
Tableau III.11 : Calcul des sections efficaces différentielles et leurs incertitudes dans le centre de masse pour $E_{inc}=34$ MeV.....	47
Tableau III.12 : Calcul des sections efficaces différentielles et leurs incertitudes dans le centre de masse pour $E_{inc}=34$ MeV.....	49
Tableau III.13 : Valeurs des meilleurs $\chi^2$ obtenus par ajustements en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales des différents états peuplés de l' $^{16}O$ pour $E_{inc}=28$ MeV.....	56
Tableau III.14 : Valeurs des meilleurs $\chi^2$ obtenus par ajustements en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales des différents états peuplés de l' $^{16}O$ pour $E_{inc}=34$ MeV.....	57
Tableau III.15 : Valeurs de $S_\alpha$ aux énergies incidentes 28 et 34 MeV par minimisation de $\chi^2$ .....	58
Tableau III.16: Valeurs des facteurs spectroscopiques des états peuplés de $^{16}O$ relativement à celui de l'état $2+$ .....	58

# Introduction

Les réactions nucléaires jouent un rôle important dans la compréhension de l'origine et la composition de l'univers. Elles interviennent aussi bien dans la nucléosynthèse primordiale (formation d'éléments légers  $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  lors du Big-Bang) que dans la nucléosynthèse stellaire (génération d'énergie et formation de tous les éléments chimiques dans les étoiles). Plusieurs travaux de référence ont été publiés à partir de 1930 comme, par exemple, l'article de Hans Bethe [Bet38] expliquant la luminosité stellaire. À la fin des années cinquante est apparu le célèbre article de Margaret et Geoffrey Burbidge, William Fowler et Fred Hoyle [B<sup>2</sup> FH57] fournissant une explication complète et détaillée des nucléosynthèses selon différents processus de fusion thermonucléaire. Ces processus produisent une grande quantité d'énergie au cœur des étoiles donnant naissance à des forces de pression qui contrebalancent l'effet de la gravitation et sont aussi responsables de la synthèse des éléments chimiques entrant dans la composition de la plupart des sites astrophysique.

La détermination du taux de réaction constitue l'objectif principal de l'astrophysique nucléaire. Cette quantité fondamentale relie les paramètres de l'interaction nucléaire à l'échelle subatomique (vitesse des particules nucléaires, section efficace de réaction,..) à ceux de l'astrophysique à l'échelle de l'univers (température, densité...). Si le rôle crucial des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique a donc été reconnu il y a relativement longtemps, les valeurs des sections efficaces associées sont généralement très incertaines, très difficiles et parmi les plus petites mesurées au laboratoire ( $\sigma < nb$ ). Ceci est dû principalement à la faible valeur des énergies des projectiles impliqués dans ces réactions.

## Introduction

---

Par conséquent il apparaît nécessaire d'extrapoler aux très basses énergies (énergies stellaires inférieures à quelques dizaines de KeV) les sections efficaces expérimentales dont la mesure est possible à plus haute énergie. Cette opération est très délicate, parfois très difficile, ce qui nécessite l'utilisation de théories appropriées aux réactions nucléaires. Un problème supplémentaire pouvant introduire de grandes incertitudes sur les valeurs extrapolées des sections efficaces et des taux de réaction est l'écrantage électronique<sup>1</sup> des noyaux mis en jeu, qui se traduit par un fort accroissement des sections efficaces de réaction aux très basses énergies (de l'ordre des énergies de liaison des électrons dans les atomes) puisque les cibles utilisées dans les mesures de laboratoire sont généralement sous forme atomique ou moléculaire.

De ce fait, notre modeste travail s'inscrit dans le cadre de l'étude indirecte de la réaction astrophysique  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  à travers la réaction de transfert  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ . L'étude directe de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  est impossible puisque les sections efficaces sont extrêmement faibles (fbarn) à l'énergie stellaire (300 keV). Notre travail consiste à extraire les sections efficaces des données de la réaction de transfert  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  à deux énergies incidentes 28 MeV et 34 MeV. Ces résultats permettront de déterminer les facteurs spectroscopiques, les facteurs astrophysiques et ainsi le taux de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Ce dernier est très important puisqu'il intervient dans les modèles de nucléosynthèse.

Le présent travail se structure de la façon suivante :

- Le chapitre 1 est consacré à présenter de façon sommaire des notions générales d'astrophysique nucléaire : fusion nucléaire, nucléosynthèse stellaire (chaîne PP et cycle CNO), évolution, vie et mort des étoiles, types des réactions nucléaires, notion de la conservation d'énergie et d'impulsion,

---

<sup>1</sup> L'écrantage du champ électrique consiste en l'atténuation du champ électrique en raison de la présence de porteurs de charge électrique mobiles au sein d'un matériau. Il s'agit d'un comportement essentiel des fluides porteurs de charge, comme les gaz ionisés (plasmas), les porteurs de charge électrique.

## Introduction

---

section efficace, facteur spectroscopique et astrophysique et enfin le taux de réaction. Elles aideront à comprendre les discussions qui s'étendent sur l'ensemble des autres chapitres.

- Dans le chapitre 2, nous présenterons succinctement un aperçu concernant les méthodes couramment employés dans l'étude directe et indirecte de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .
- Enfin, le chapitre 3 traite notre propre analyse des données expérimentales et extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  puis nous discuterons l'ensemble de nos résultats et nous terminerons par une conclusion générale sur le présent travail.

### Chapitre I

#### Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

Dans ce chapitre, nous présentons de façon sommaire des notions générales sur l'astrophysique nucléaire qui nous aideront à comprendre les discussions qui s'étendent sur l'ensemble des autres chapitres.

##### I.1 Fusion nucléaire en astrophysique :

La fusion nucléaire est le processus qui se déroule au sein de toutes les étoiles qui, à partir d'un nuage d'hydrogène sur lequel agit la gravité, entraîne une augmentation de densité (environ  $5 \text{ g/cm}^2$ ), de pression et de température (environ  $4.10^7$  Kelvin) permettant de fusionner les atomes d'hydrogène pour fabriquer tous les autres éléments chimiques du tableau périodique, comme le carbone, l'azote, l'oxygène et le fer. La fabrication de ces éléments dégage une quantité énorme d'énergie, qui se disperse dans l'Univers sous forme de rayonnement, et qui répond à la fameuse équation d'Einstein :  $E = m.c^2$ .

##### I.2 Nucléosynthèse stellaire :

La nucléosynthèse stellaire est un ensemble de réactions de fusion nucléaire. Ces fusions ont lieu à l'intérieur des étoiles et conduisent à la formation de la plupart des noyaux atomiques. Cette nucléosynthèse a suscité de nombreuses théories au cours du XXème siècle. La plus répandue étant celle publiée par Fred Hoyle ou Geoffrey Burbidge [B<sup>2</sup> FH57]. Cette théorie explique les conditions permettant la fabrication des éléments par synthèse au cœur des étoiles.

Dans la première phase de leur vie nucléaire, les étoiles vivent entièrement de leurs réserves d'hydrogène. Autrement dit, toute cette période correspond exclusivement à

## Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

---

la fusion des noyaux d'hydrogène en noyaux d'hélium. Une transformation qui s'effectue selon deux filières : la chaîne proton-proton et le cycle CNO.

### I.2.1 Le cycle proton-proton (chaîne pp) :

Il existe 3 séries de réactions conduisant à la formation de l'hélium au cœur des étoiles et que nous appelons chaînes proton-proton. Celles-ci sont regroupées dans le **tableau I.1** [AEJ11]. Pour chacune des trois chaînes, la réaction primaire est la fusion de deux noyaux d'hydrogène en un deutérium. Ceci implique la transformation d'un proton en un neutron processus soumis à l'interaction faible. De ce fait, la probabilité d'effectuer cette réaction est peu élevée, expliquant les longues durées de vie des étoiles (quelques 10 milliards d'années pour le soleil, par exemples).

Chaîne pp1	Chaîne pp2	Chaîne pp3
$p(p, e^+ \nu) d$	$p(p, e^+ \nu) d$	$p(p, e^+ \nu) d$
$d(p, \gamma) {}^3\text{He}$	$d(p, \gamma) {}^3\text{He}$	$d(p, \gamma) {}^3\text{He}$
${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p)\alpha$	${}^3\text{He}(\alpha, \gamma) {}^7\text{Be}$	${}^3\text{He}(\alpha, \gamma) {}^7\text{Be}$
	${}^7\text{Be}(e^- \nu) {}^7\text{Li}$	${}^7\text{Be}(p, \gamma) {}^8\text{B}$
	${}^7\text{Li}(p, \alpha)\alpha$	${}^8\text{B}(\beta^+ \nu) {}^8\text{Be}$
		${}^8\text{Be}(\alpha) \alpha$

**TABLEAU I.1** : Chaîne proton-proton.

La seconde réaction est la capture d'un proton par le deutérium (**d**), formant un noyau de **<sup>3</sup>He**. La suite diffère alors pour les trois chaînes. Pour la chaîne pp1, une fusion directe de deux **<sup>3</sup>He** aboutira à la formation de l'hélium 4. Dans le cas des chaînes pp2 et pp3, la suite s'effectue par fusion **<sup>3</sup>He + <sup>4</sup>He**. Il est donc nécessaire d'avoir suffisamment de noyaux  $\alpha$  dans le milieu stellaire pour poursuivre la chaîne de réaction. Les noyaux d'hélium agissent ici comme catalyseur des chaînes pp2 et

## Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

---

pp3. Ainsi, la contribution relative des différentes chaînes à la combustion de l'hydrogène<sup>2</sup> dépend fortement des conditions et de la composition chimique du milieu stellaire.

### I.2.2 Le cycle Carbone-Azote-Oxygène (CNO) :

La composition chimique initiale des étoiles comprend, en plus de l'hydrogène et de l'hélium, un certain nombre d'éléments plus lourds, provenant de la nucléosynthèse d'une précédente génération d'étoiles. Par exemple, le carbone, l'azote ou encore l'oxygène sont des noyaux que l'on retrouve dans le milieu stellaire. Ceux-ci vont participer à la combustion de l'hydrogène, en agissant comme catalyseur de la réaction  $4\ ^1\text{H} \rightarrow\ ^4\text{He}$ . Les différents cycles CNO [KJW88] sont présentés dans le tableau I.2.

CNO1	CNO2	CNO3	CNO4
$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$	$^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$	$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$
$^{13}\text{N}(\beta^+\nu)^{13}\text{C}$	$^{15}\text{O}(\beta^+\nu)^{15}\text{N}$	$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$
$^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$	$^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$	$^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$
$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$	$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$	$^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$	$^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}$
$^{15}\text{O}(\beta^+\nu)^{15}\text{N}$	$^{17}\text{F}(\beta^+\nu)^{17}\text{O}$	$^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}$	$^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$
$^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$	$^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$	$^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$	$^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$

**TABLEAU I.2 : Cycles CNO.**

Comme on peut le voir, aucun de ces noyaux n'est détruit au cours du processus. Ainsi, bien qu'ils ne représentent qu'une petite fraction des éléments chimiques de l'étoile, une partie significative de l'énergie peut être produite via les cycles CNO. Le cycle CNO1 est même responsable d'une plus grande production d'énergie que la

---

<sup>2</sup> La combustion de l'hydrogène est un processus qui convertit 4 noyaux de l'hydrogène en un noyau d'hélium. Au total, cette réaction libère donc une énergie  $Q_{4\ ^1\text{H} \rightarrow\ ^4\text{He}} = 26.731\ \text{MeV}$ .



# Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

chaîne pp1 pour les étoiles dont la température centrale est supérieure à 20 MK [ILA15].

## I.3 Evolution des étoiles :

Lorsqu'une étoile naît à partir de l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz et que les premières réactions nucléaires démarrent en son cœur et fournissent son processus de rayonnement, elle se trouve très rapidement sur la séquence principale.

On décrit alors l'étoile comme un système en équilibre entre la gravitation (force d'attraction en direction du centre de l'étoile) et la pression du gaz et du rayonnement (qui pousse vers l'extérieur). Plus l'étoile est massive, plus elle est chaude et lumineuse (en haut à gauche du diagramme de Hertzsprung-Russell), et plus elle est petite, plus elle se trouve au contraire dans la partie basse, sur la droite du diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) [1] (voir Figure I.1).

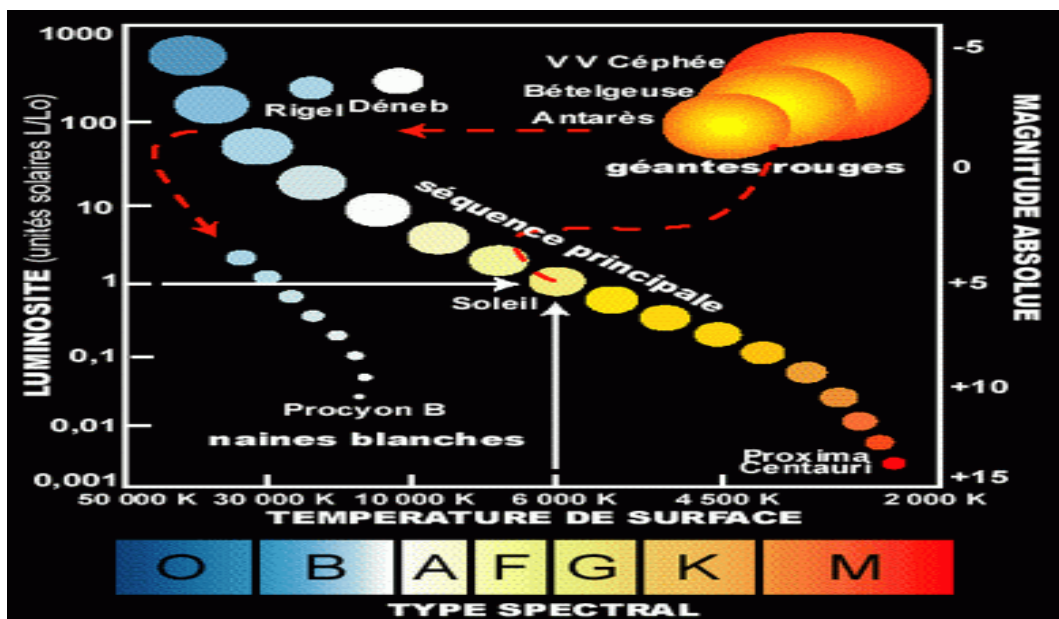


Figure I.1 : Diagramme de Hertzsprung-Russell. Issu de la Réf.[1].

## Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

---

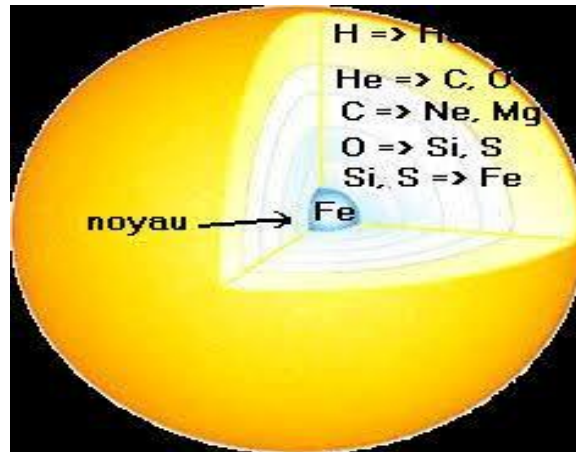
Pour des étoiles de masse inférieure à la moitié de la masse du Soleil, également appelées naines froides, il n'y a pas de fusion d'éléments plus lourds après la fusion de l'hydrogène. La durée de vie de ces étoiles sur la séquence principale est supérieure à l'âge actuel de l'univers (environ 14 milliards d'années). Les modèles d'évolution stellaire prévoient que ces étoiles finissent en naines blanches.

Entre 0.5 et 7 masses solaires, seuls l'hydrogène puis l'hélium vont pouvoir fusionner dans l'étoile. Sur la séquence principale, il y aura d'abord fusion de l'hydrogène dans le cœur. Puis l'hydrogène va fusionner dans une couche autour du cœur d'hélium. L'enveloppe de l'étoile se dilate et refroidit : l'étoile devient une géante rouge. La diminution de la température est suffisamment compensée par l'augmentation simultanée du rayon pour faire croître la luminosité. L'étoile monte dans le diagramme HR.

La fusion de l'hélium du cœur peut alors démarrer. L'étoile se recontracte. La fusion de l'hélium va alors produire du carbone et de l'oxygène d'abord dans le cœur. L'étoile redescend dans le diagramme HR. La fusion du carbone nécessite une température centrale d'environ  $10^9\text{K}$ , non atteinte pour ces masses intermédiaires. L'étoile finit en nébuleuse planétaire avec formation au centre d'une naine blanche de carbone et d'oxygène.

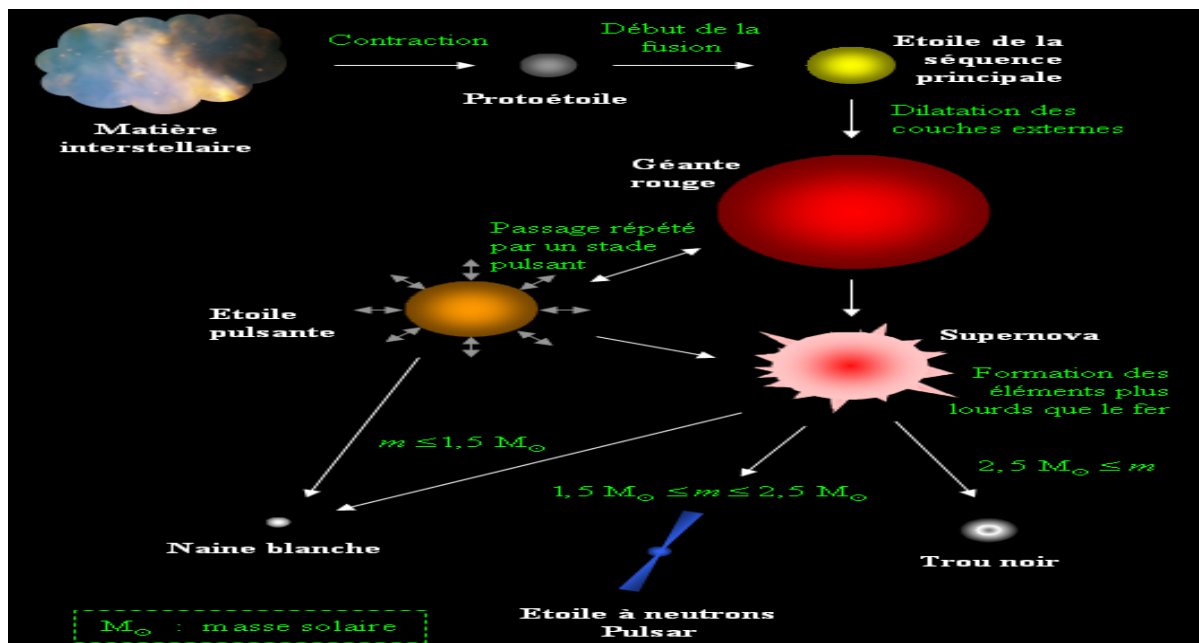
À partir de la séquence principale, les éléments de plus en plus massifs fusionnent au cœur des étoiles. Les éléments moins massifs continuent de fusionner en couche, enrichissant les couches plus profondes en produits de fusion (La structure de l'étoile est alors composée d'un noyau de fer enveloppée de couches concentriques dont la composition correspond du centre vers l'extérieur aux produits de fusion successifs : silicium, soufre, oxygène, néon, carbone et hélium. L'enveloppe externe est composée d'hydrogène et d'hélium. C'est la structure en pelure d'oignons) (**voir figure I.2**).

# Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire



**Figure I.2 :** Le cœur d'une étoile massive ayant une structure en « pelure d'oignons » avant l'explosion d'une supernova.

Lorsque le noyau de fer dépasse la masse limite de Chandrasekhar<sup>3</sup> 1.4 masse solaire, il s'effondre. Le vide crée aspire la matière de l'étoile qui rebondit et crée une onde de choc qui explose violemment toutes les couches externes : c'est une supernova de type II. Le résidu du cœur de fer effondré forme une étoile à neutrons ou un trou noir selon sa masse. La figure I.3 récapitule le cycle de vie d'une étoile.



**Figure I.3 :** le cycle de vie d'une étoile.

<sup>3</sup> Chandrasekhar, Subrahmanyan (1910-1995). Chandrasekhar a étudié le transfert de chaleur par rayonnement et par convection dans les atmosphères stellaires. Il a démontré qu'une étoile dont la masse est supérieure à 1.44 fois celle du soleil ne peut pas devenir une naine blanche (limite de Chandrasekhar).

### I.4 Types des réactions nucléaires :

Une réaction nucléaire est définie comme la transformation d'un noyau atomique provoquée par l'interaction d'une particule projectile ou rayonnement (autre noyau, particule  $\alpha$ , électron, nucléon, rayonnement  $\gamma$ ). Elle s'écrit :  $a + X \rightarrow b + Y$  en abrégé :  $X(a,b)Y$

où :

a : particule projectile, particule incidente, X : noyau cible (état initial ou voie d'entrée)  
b : particule sortante "légère", Y : noyau résiduel (état final ou voie de sortie). Pour arriver à interagir avec le noyau, la particule projectile (sauf les particules neutres), doit avoir une énergie suffisamment élevée, de l'ordre de MeV, pour pénétrer l'écran des électrons atomiques. La nature de l'interaction peut être nucléaire forte, nucléaire faible, ou électromagnétique.

Il existe plusieurs types de réactions [CUG17], on citera quelques unes :

#### a. Réactions de diffusion :

Dans ce type de réactions, le produit de réaction est le même que le projectile. Le produit Y est le même que la cible X, mais Y peut être excité. Il y a donc deux catégories :

- La diffusion élastique :  $X(a, a)X$  :  $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha)^{208}\text{Pb}$ .
- La diffusion inélastique :  $X(a, a)X^*$  :  $^{12}\text{C}(p, p)^{12}\text{C}^*$ .

#### b. Réactions nucléaires :

Dans ces réactions au moins l'un des produits est différent de a et X. Elles se produisent par l'une des deux méthodes :

- Réactions directes :  $a + X \rightarrow b + Y^*$ .

## Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

---

- Réaction par noyau composé :  $a + X \rightarrow C \rightarrow b + Y^*$ .

Les différentes réactions nucléaires sont :

- ❖ Capture radiative de neutron (Photoémission) : **b est un photon** :  $^{107}\text{Ag}(n, \gamma)^{108}\text{Ag}$ .
- ❖ Réaction Photo-nucléaire : **a est un photon** :  $^{14}\text{N}(\gamma, p)^{13}\text{C}$ .
- ❖ Réaction de transfert : des nucléons sont échangés :
  - « Stripping » : des nucléons sont arrachés au projectile :  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ .
  - « Pick-up » : : des nucléons sont capturés par la projectile :  $^{72}\text{Ge}(p, t)^{70}\text{Ge}$ .
- ❖ Réaction de Fission :  $n + ^{235}\text{U} \rightarrow ^{134}\text{Te} + ^{98}\text{Zr} + 4n$ .
- ❖ Réaction de Fusion :  $d + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + n$  (Y résulte de l'addition a+X).
- ❖ Réaction de Spallation : les produits de réaction sont nombreux :



### I.5 Notion de la conservation d'énergie et d'impulsion :

Dans les réactions nucléaires on a besoin de connaître les énergies, les vitesses (ou les impulsions) des différents noyaux (ou particules) qui interviennent. Pour ce faire le physicien expérimentateur doit définir un système de référence ; le plus naturel est celui dit du "laboratoire" noté par la suite L. Deux lois fondamentales de la mécanique régissent les chocs :

- ❖ La conservation de l'énergie totale (Energie cinétique + Energie de masse).
- ❖ La conservation de l'impulsion.

Appelons  $\vec{P}$  le vecteur impulsion. La conservation de l'impulsion entraîne [PCA01]

$$\sum \vec{P}_{\text{incident}(L)} = \sum \vec{P}_{\text{final}(L)} \quad (I.1)$$

## Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

---

Dans une réaction à 2 corps  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$  la particule 2 est supposée au repos dans le système L du laboratoire. La position de 2 sera prise comme origine du système L et l'axe des x sera fixé par la direction du faisceau incident.

Si on construit un repère droit tel que le plan (x, y) contient l'impulsion  $\vec{P}_3$  de la particule 3, alors la conservation de l'impulsion entraîne que  $\vec{P}_4$  soit dans ce plan. Pour tous les calculs on se placera dans ce plan dit "plan de réaction".

Pour les prévisions théoriques, un autre système de référence, noté CM par la suite, permet de simplifier ces calculs: le système dit du "centre de masse".

Le système du centre de masse se déplace dans le laboratoire selon l'axe des x, avec une vitesse constante: la vitesse du centre de masse.

Les résultats expérimentaux sont obtenus dans le système de référence lié au laboratoire (L).

Les calculs théoriques se font en général dans le système du centre de masse (CM). Les résultats expérimentaux devront donc être transposés dans le système CM pour interprétation.

Le système CM a l'avantage supplémentaire de permettre une simplification des calculs cinématiques, la résolution des équations de conservation étant souvent très fastidieuse dans le système L.

### I.6 Section efficace d'une réaction nucléaire :

La section efficace est une grandeur physique généralement utilisée en physique nucléaire dans le but d'étudier la probabilité d'interaction entre une particule incidente « a » et un noyau cible « X » lors d'une réaction nucléaire [LUC75].

Lorsqu'on connaît le nombre de particules incidentes par unité de temps, la section efficace totale, noté  $\sigma$  de la réaction  $X(a, b)Y$  peut alors déterminer le nombre de particules  $b$  émises, ainsi que le nombre de noyaux résiduels «  $Y$  » produites. Puisque les interactions dans une réaction ont lieu avec chacun noyaux de la cible indépendamment des autres, il est commode de ramener la probabilité de réaction nucléaire à un noyau cible.

### I.6.1 section efficace différentielle :

On peut considérer la direction dans laquelle sont déviées les particules et définir la section efficace différentielle dans la direction  $\theta$  (voir Figure I.4) :

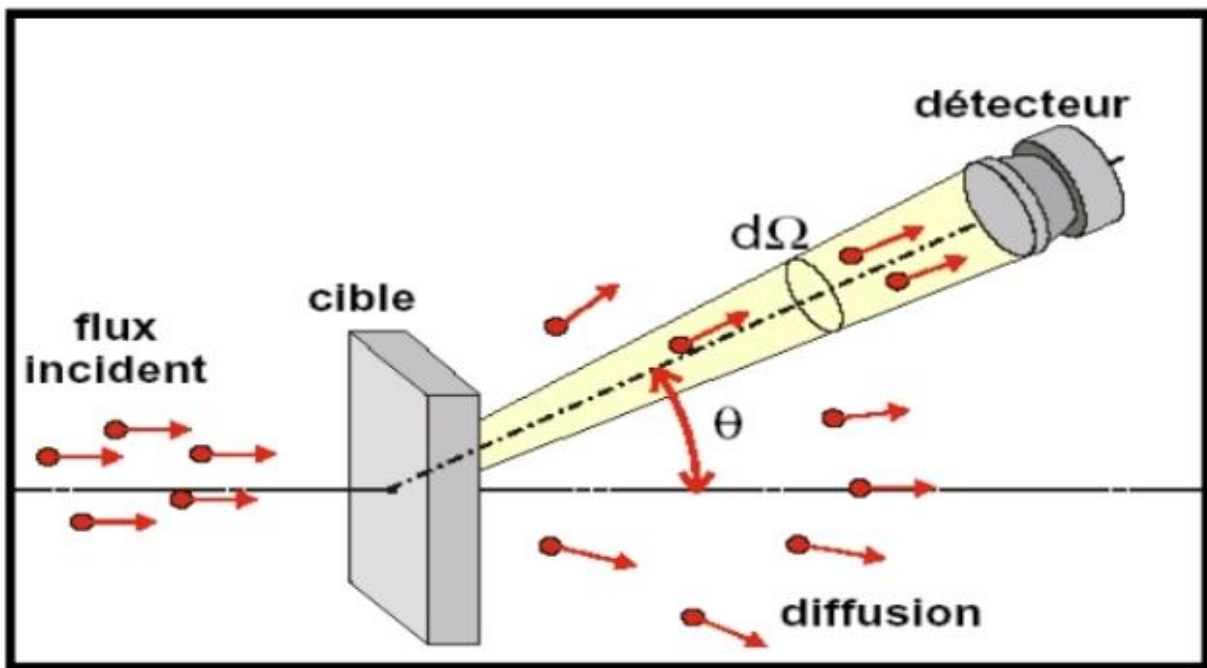


Figure I.4 : Rappel sur la section efficace différentielle.

La section efficace différentielle d'une réaction est donnée par [REZ11] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_d}{N_i N_c \varepsilon \Delta\Omega} \quad (1.2)$$

$N_d$  est le nombre de particules détectées.

$N_i$  est le nombre de noyaux des particules incidentes.

$\Delta\Omega$  est l'angle solide.

$N_c$  est le nombre de noyau cible par  $cm^2$  relie à l'épaisseur de la cible  $\rho_s$  par :

$$N_c = \rho_s * \frac{N_A}{12} \quad (1.3)$$

$N_A$  est le nombre d'Avogadro.

$\varepsilon$  : Représente l'efficacité intrinsèque du détecteur.

### I.7 Facteur spectroscopique :

Le facteur spectroscopique est une grandeur physique utile dans l'étude théorique et expérimentale de la structure nucléaire à partir des réactions nucléaires, dans lesquelles un noyau passe d'un état initial (avant réaction) à un état final (après réaction). Il est défini théoriquement comme le carré de l'élément de matrice représentant le recouvrement entre les fonctions d'ondes initiale et finale. Différentes expressions et méthodes de développement de ce facteur ont été proposées dans la littérature, selon la théorie utilisée et le type de réaction. Citons à titre d'exemple les définitions utilisées dans le travail de P.Descouvemont [Des00], elles sont données par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = S_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{th} \quad (1.4)$$

Où  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{th}$  et  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}$  sont les sections efficaces différentielles théoriques expérimentales respectivement.  $S_\alpha$  est le facteur spectroscopique.

Le but d'extraire le facteur spectroscopique est de déterminer les largeurs réduites [BEC78], paramètre important dans la détermination du facteur astrophysique.



### I.8 Facteur astrophysique :

Il est d'usage d'écrire la section efficace  $\sigma(E)$  sous la forme pratique [CLA 68] :

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta(E)) \quad (1.5)$$

Où  $\exp(-2\pi\eta(E)) \approx P_L$  représente la pénétrabilité et  $\eta(E)$  le fameux facteur de Sommerfeld :

$$\eta(E) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (1.6)$$

Où :

$Z_1$  et  $Z_2$  sont les numéros atomiques du projectile et de la cible.

$\hbar$  est la célèbre constante de Planck réduite  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  ( $h$  étant la constante de Planck).

$v$  est la vitesse relative des noyaux.

Le facteur de Sommerfeld  $\eta(E)$  peut être numériquement approché par la relation :

$$\eta(E) = 0.1575 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu}{E}} \quad (1.7)$$

Avec  $\mu$  représentant la masse réduite des deux noyaux en interaction ( $\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ ).

Le facteur exponentiel rend compte de manière approchée de la probabilité pour les deux noyaux de vaincre leur barrière coulombienne<sup>4</sup>. Cette probabilité décroît très rapidement lorsque  $E$  diminue. L'expression précédente permet de définir le facteur astrophysique  $S(E)$ , qui représente en première approximation la partie purement nucléaire de la probabilité d'interaction. Son intérêt est de varier beaucoup moins que  $\sigma(E)$  quand l'énergie  $E$  tend vers des valeurs très petites, d'où la possibilité

---

<sup>4</sup> En physique nucléaire, la barrière coulombienne entre deux noyaux atomiques en interaction résulte de la compétition entre deux forces : la force de répulsion électrostatique entre les protons (selon la loi de Coulomb) qui est à longue portée (théoriquement jusqu'à l'infini) ; la force nucléaire entre les nucléons (neutrons + protons) qui est fortement attractive mais à courte portée (de l'ordre du femtomètre).

d'extraire les facteurs astrophysique aux faibles énergies par extrapolation de ces derniers aux hautes énergies.

### I.9 Taux de réaction :

On définit le taux de réaction pour n'importe quelle interaction nucléaire entre deux noyaux  $N_1$  et  $N_2$  qui est de type  $a + b = X + Y + \dots$  comme fonction de la densité des noyaux en interaction, des vitesses et de section efficace [CLA68] :

$$r_{12} = N_1 N_2 (1 + \delta_{12})^{-1} \int_0^{\infty} \sigma(v) \varphi(v) v dv \quad (I.8)$$

Où :

$N_1 N_2$  : représentent respectivement le nombre de noyaux du type 1 et 2 dans le gaz étudié.

$v$  : représente la vitesse relative de 1 par rapport à 2 (ou l'opposé).

$\sigma(v)$  : représente la section efficace totale de collision.

$\varphi(v)$  : représente la distribution de cette même vitesse relative.

Dans d'autres variantes de cette formule, on ne retrouve pas le symbole de Kronecker qui n'est présent ici que pour prendre en considération le fait que parfois les noyaux 1 et 2 peuvent être identiques.

On la retrouve aussi sous la forme :

$$r_{12} = N_1 N_2 (1 + \delta_{12})^{-1} \langle \sigma(v) \rangle \quad (I.9)$$

Intéressons-nous maintenant au terme qui représente la distribution des vitesses relatives, cette distribution est donnée par une équation de type Maxwell-Boltzmann pour un gaz non-dégénéré, ceci étant possible car dans notre cas, l'étoile est un

## Chapitre I : Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

---

corps sous équilibre thermodynamique, on a alors :

$$\varphi(v) = 4\pi v^2 \left( \frac{\mu}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2k_B T}\right) \quad (I.10)$$

Où  $T$  est la température du gaz en degrés Kelvin et  $k_B$  est la constante de Boltzmann.

Il est à noter que la distribution des vitesses doit être normalisée :

$$\int_0^{\infty} \varphi(v) dv = 1 \quad (I.11)$$

En introduisant (I.10) dans (I.8) et en considérant  $\begin{cases} E = \frac{1}{2}\mu v^2 \\ v^2 = \frac{2E}{\mu} \\ dE = \mu v dv \end{cases}$  on obtient [CER88] :

$$\langle \sigma(v) \rangle = \left( \frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \quad (I.12)$$

Où  $\sigma(E)$  est la section efficace du processus d'intérêt, qui doit être intégrée entre  $E=0$  et  $E=\infty$  (I.5). La connaissance de la dépendance de  $\sigma$  en fonction de l'énergie est le défi à relever pour les modèles théoriques et les expériences de physique nucléaire.

En fonction du facteur astrophysique  $S(E)$ , le taux de réaction s'écrit [CLA 68] :

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi\mu} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} S(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - bE^{-1/2}\right) dE \quad (I.13)$$

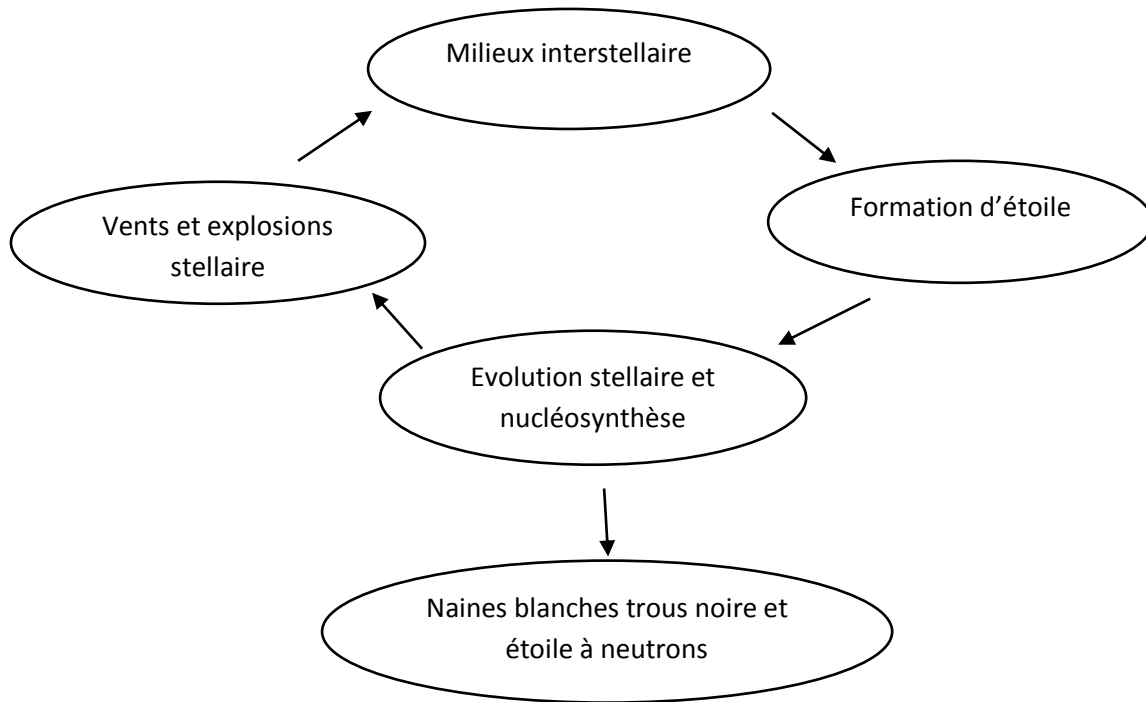
Avec  $b = 31.28 Z_1 Z_2 A^{1/2} \text{ KeV}^{1/2}$ , où  $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$  et où  $A_1$  et  $A_2$  sont les nombres de masse du projectile et de la cible.

### Chapitre II

Dans ce chapitre, on parlera de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  qui se produit dans les étoiles massives, de ce fait notre travail sera axé sur l'étude indirecte de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  à travers la réaction du transfert  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  dans le but de déterminer les facteurs spectroscopiques des différents états de  $^{16}\text{O}$ . On présente dans une première partie le statut de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  et en deuxième partie on présentera les différentes méthodes utilisées pour l'étude de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .

#### II.1 Introduction :

Les étoiles représentent la plus grande masse et aussi l'essentiel de l'énergie de l'univers, sans elle ce dernier serait intégralement sombre. L'évolution d'une étoile est essentiellement gouvernée par sa masse  $M$ , tel que dans le cas des étoiles de quelque masse solaire ( $M < 8M_{\odot}$ ), lorsque la réserve d'hydrogène (voir la **figure II.2**) au cœur est totalement brûlée l'étoile devient une géante rouge qui se transforme en nébuleuse planétaire puis se termine en naine blanche. Les étoiles massives ( $M > 8M_{\odot}$ ) arrivent au stade de production du fer, l'étoile s'effondre sur elle-même et entre dans la phase de fin de vie (super géante rouge qui finit en supernova (le cœur s'effondre en : pulsar (issue d'une étoile de 8-50  $M_{\odot}$ ), ou un trou noir (issue d'une étoile  $> 50 M_{\odot}$ )) et enrichissent le milieu interstellaire (voir la **figure II.1**).



**Figure II.1 :** Cycle d'enrichissement du milieu interstellaire.

Après le Big Bang, qui a produit de l'hydrogène, de l'hélium et une quantité infime de lithium, la plupart des éléments chimiques plus lourds que le lithium actuellement présents sur terre et dans l'Univers ont été produits par une série de réactions de diffusions nucléaires dans des environnements stellaires [Bur57] [Wil84] (**tableau II.1**).

	Température	Etoile de $0.3M_{\odot}$	Etoile de $1M_{\odot}$	Etoile $25M_{\odot}$
Fusion de l'hydrogène	$4 \times 10^6 k$ ; $15 \times 10^6 k$ ; $40 \times 10^6 k$	800 milliards d'années	10-12 milliards d'années	7 millions d'années
Fusion de l'hélium	$1 \times 10^8 k$	S'arrête avant d'atteindre ce stade	200 millions d'années	500000 ans
Fusion de carbone	$1 \times 10^9 k$		S'arrête avant d'atteindre ce stade	200 ans
Fusion de néon	$1.2 \times 10^9 k$			1 an
Fusion d'oxygène	$2 \times 10^9 k$			5 mois
Fusion de silicium	$3 \times 10^9 k$			1 jour

**Tableau II.1:** Réactions de fusion thermonucléaire au sein des étoiles.

La formation de ces éléments naturels tel que le carbone et l'oxygène font partie des éléments les plus importants et essentiels à l'évolution stellaire et particulièrement à la vie biologique sur terre. Selon [Wil84] (Le corps humain contient 65% d'oxygène et 18% de carbone, le reste étant principalement de l'hydrogène).

Pour cela une des réactions les plus importantes et très étudiée est la réaction de l' $^{16}\text{O}$  à partir de  $^{12}\text{C}$  qu'est aussi issue de la réaction triple alpha.

### II.2 Statut de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ :

Les étoiles de masse ( $M > 8 M_{\odot}$ ) passent par des étapes de combustion successives : combustion d'H (II.1), d'hélium (II.2),  $^{12}\text{C}$ , l' $^{16}\text{O}$ , l' $^{20}\text{Ne}$ , ainsi de suite jusqu'à la combustion du  $^{28}\text{Si}$  et la formation d'un cœur de fer [TUR10] (tableau II.1, figure II.2) quand les conditions des températures et de densité sont réunies.

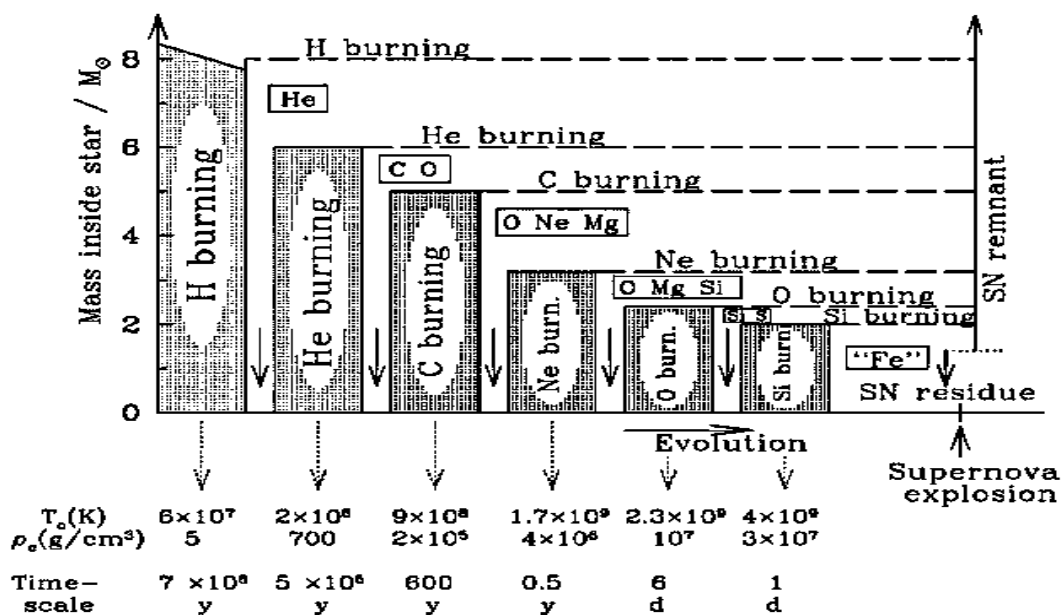
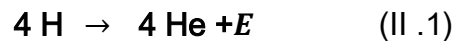
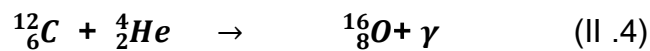


Figure II.2 : l'évolution de la structure interne d'une étoile ( $M > 25 M_{\odot}$ ).

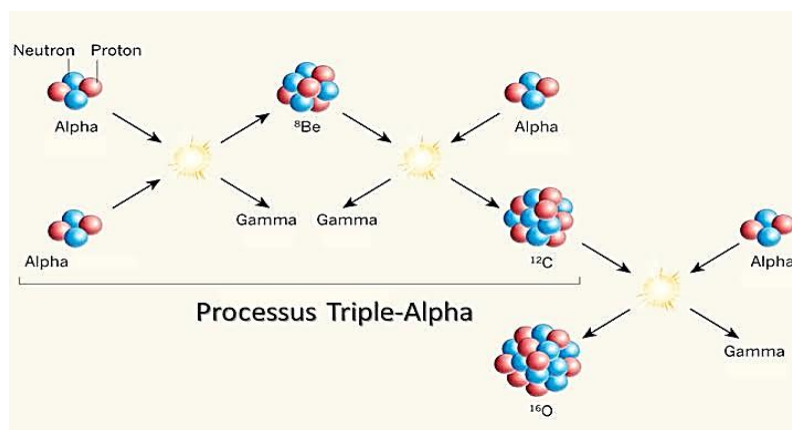
## Chapitre II : Etude de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives

Deux réactions revêtent une importance primordiale, la réaction triple alpha produisant le  $^{12}\text{C}$  (II.3) et la réaction de capture radiative  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  produisant l' $^{16}\text{O}$  (II.4) [WOO03] [OUL12], cette dernière joue un rôle crucial dans l'évolution des étoiles massives et le destin final de ces dernières [Deb17].



Le rapport de taux de ces deux réactions détermine le rapport d'abondance  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ .

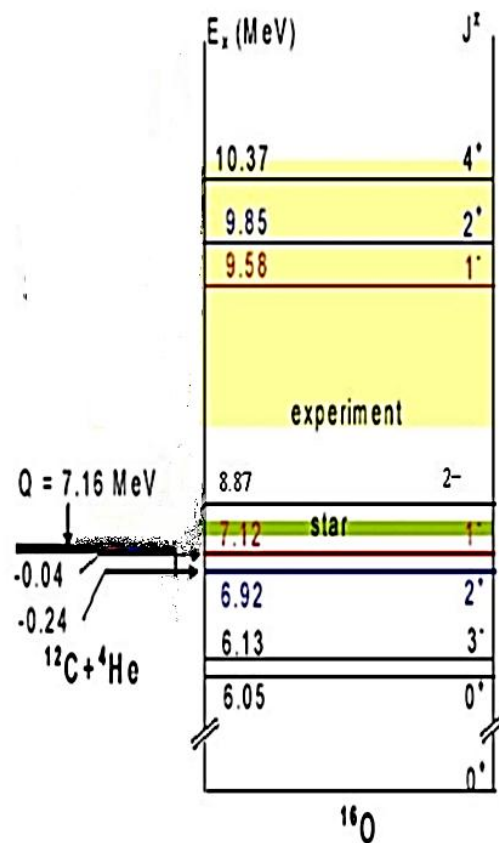
L'incertitude de la réaction triple alpha est d'environ 10 % à 12 %, mais l'incertitude associée à la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  est encore un obstacle malgré les nombreuses techniques expérimentales. Pour faire avancer la modélisation de l'évolution stellaire, une incertitude  $\leq 10\%$  dans le rapport  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$  est nécessaire, mais les barres d'erreur signalées n'ont pas encore atteint cet objectif. Le rapport  $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$  dépend fortement des taux de réaction triple alpha donnant le  $^{12}\text{C}$  et le taux de réaction de  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  [REK19].



## Chapitre II : Etude de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives

**Figure II.3 :** Diagramme schématique de la combustion de l'hélium : la triple- $\alpha$  et la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .

La réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  opère dans les sites astrophysiques calmes aux températures stellaires  $T \approx 0.2T_9$  ( $T_9 = 10^9$  degrés) qui correspond à un pic de Gamow<sup>5</sup> de 300 keV et à un niveau excité autour de 7.46 MeV de l' $^{16}\text{O}$  [OUL12] (figure II. 4).



**Figure II. 4:** Schéma de niveaux de l' $^{16}\text{O}$  montrant les principaux niveaux impliqués dans la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  aux énergies stellaires.

<sup>5</sup> Le pic de Gamow : définit l'énergie dans lequel la section efficace doit être connue pour calculer le taux de réaction. Pour les réactions entre particules chargées, les énergies d'intérêt astrophysique sont toujours beaucoup plus petites que l'énergie de la barrière coulombienne où, en première approximation, la section efficace atteint son maximum.



---

## Chapitre II : Etude de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives

---

La section efficace de la réaction de capture radiative  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  aux températures stellaires est de l'ordre de  $10^{-17}$  barn (très faible) à cause de la barrière coulombienne élevée qui est de 3 MeV, elle est fortement influencée par les caractéristiques des états de l' $^{16}\text{O}$  (spin, largeur réduite..). Par conséquent les mesures directes des sections efficaces  $\sigma(E)$  aux énergies stellaires sont impossibles, donc pour arriver à mesurer ces sections efficace, des études indirectes ont été réalisées.

Plusieurs travaux ont été réalisés [ASS06, DYE74, KET82, RED87, CAU88] afin de déterminer le facteur astrophysique  $S(E)$  à 0.3 MeV. Dans les résultats obtenus on déduit qu'il y a une grande incertitude sur le facteur astrophysique (supérieure à 20%).

Dans ce qui suit, on citera brièvement les diverses méthodes directes et indirectes utilisées pour étudier la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  et le problème des facteurs spectroscopiques ( $S_\alpha$ ).

### II.3.1 Etude directe de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ :

La mesure directe de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  consistera à envoyer un faisceau de particule  $\alpha$  ( $^4_2\text{He}$ ) sur une cible de  $^{12}\text{C}$  à des énergies plus bas possible allant de 0.9 à 3 MeV et à mesurer ensuite les distributions angulaires des raies  $\gamma$  émises par la décroissance des états peuplés de l' $^{16}\text{O}$  on détermine les sections efficaces ou facteurs astrophysiques aux diverses énergies mesurées, ( $\alpha$  est le noyau incident accélérée,  $\gamma$  sont les photons émises et détecté dans le laboratoire,  $^{16}\text{O}$  est le noyau résiduelle). La détermination du facteur astrophysique  $S(E)$  est difficile du fait que la section efficace est très petite.

Plusieurs travaux expérimentaux ont été effectués sur les mesures directes [Ham05, Kun01, BRU99, ASS06, DYE74, KET82, RED87, KRE88, ZHA93] ces quarantes dernières années pour étudier cette réaction.

### II.3.2 Etude indirecte de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ :

A cause de la difficulté de déterminer la section efficace ou le facteur astrophysique de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  à l'énergie d'intérêt (300 keV), on passe à l'étude indirecte de cette réaction, pour cela plusieurs méthodes ont été proposées :

Dissociation coulombienne [BAU89] s'applique aux réactions de capture radiative uniquement, c'est à dire à celle où un photon est émis dans la voie de sortie :  $A+a \rightarrow B+\gamma$ , cette méthode est aussi appliqué pour autre réaction d'intérêt astrophysique [HAM10], [SCH03], [LEF95], [KIE93] comme :  $^4\text{He}(d, \gamma)^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ ,  $^{11}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{N}$  et  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ . Dans le cas de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , son étude par la dissociation coulombienne est très problématique puisque le bilan d'énergie est grand et la partie nucléaire est totalement dominante, l'extraction des sections efficaces nécessite la prise en compte de l'interaction nucléaire.

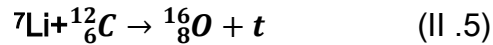
Spectre  $\alpha$  suivant la décroissance  $\beta$  de  $^{16}\text{N}$  est considérée comme une des meilleures méthodes pouvant contraindre la composante E1, SE1(300), de  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  et elle a été étudiée par plusieurs groupes [ZHA93], [AZU94], [TAN10].

Méthode de constante de normalisation asymptotique connue sous le nom (Asymptotic Normalization Constant), l'idée de cette méthode ANC est de réaliser une réaction de transfert dans laquelle un nucléon du projectile est transféré vers la cible. Les énergies utilisées dans ce type de réaction sont faible [BRU99] pour que le processus soit périphérique.

En plus de ces méthodes d'étude indirecte de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , on trouve la réaction de transfert qui sera présentée dans ce qui suit.

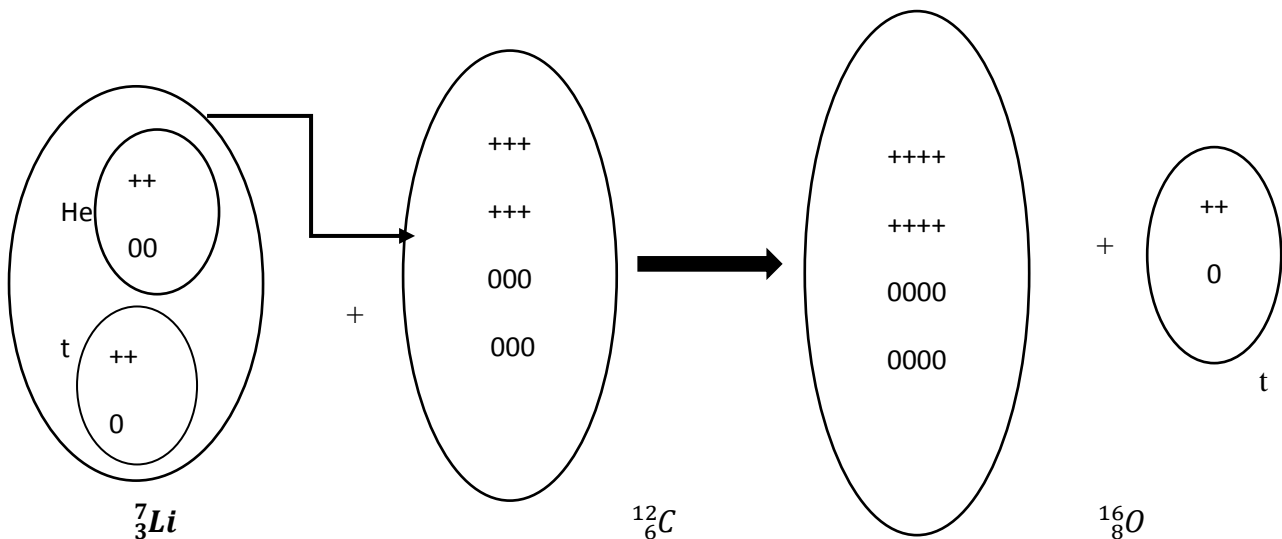
**II.3.2.1 réaction de transfert :**

Pour contourner la difficulté de la mesure de la section efficace dans la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , on utilise des réactions de transferts  $^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \text{d})^{16}\text{O}$  [BEC78],  $^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \text{t})^{16}\text{O}$  [BEC78], la dernière réaction (II.5) est l'objet de notre étude, tel qu'on l'utilise pour déterminer les facteurs spectroscopiques de cette réaction.



Cette méthode indirecte consiste à transférer une particule vers un noyau cible à partir d'un projectile composite envoyé à haute énergie (quelques dizaines de MeV). Dans notre cas, il s'agit de transférer la particule  $\alpha$  vers le noyau cible  $^{12}\text{C}$  à partir du projectile composite  ${}^7\text{Li}$  (voir la **figure II.5**) et peupler ainsi les états d'intérêt de l' $^{16}\text{O}$ .

Comme l'énergie du projectile est au-dessus de la barrière coulombienne, la section efficace est relativement importante et donc elle est facilement mesurable. Elle doit être suffisamment élevée pour que le processus de réaction dominant soit celui du transfert direct et non celui du noyau composé [OUL12].



**Figure II.5 :** Réaction de transfert d'un  $\alpha$  du  ${}^7\text{Li}$  vers le  $^{12}\text{C}$ .

## Chapitre II : Etude de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives

---

Lors de la réaction de transfert  $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, \text{t}) ^{16}\text{O}$  on mesure la distribution angulaire des tritons relative à chaque état peuplé de l' $^{16}\text{O}$ . La mesure des énergies et des angles d'émission des tritons dans la voie de sortie permet d'accéder aux énergies d'excitation des états peuplés de l' $^{16}\text{O}$  grâce au principe de conservation d'énergie (II.1) et d'impulsion (II.2). En ayant les informations sur  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$  et t on peut étudier le noyau  $^{16}\text{O}$  :

$$\sum E_i = \sum E_f \quad (\text{II.1})$$

$$E_{(^{12}\text{C})} + E_{(^7\text{Li})} = E_{(^{16}\text{O})} + E_{(\text{t})}$$

$$E_{(^{16}\text{O})} = E_{(^{12}\text{C})} + E_{(^7\text{Li})} - E_{(\text{t})}$$

$$\sum \vec{P}_i = \sum \vec{p}_f \quad (\text{II.2})$$

Après projection dans le système L on trouve que :

$$P_{^{16}\text{O}}^2 = P_{^7\text{Li}}^2 + P_{\text{t}}^2 - 2P_{^7\text{Li}}P_{\text{t}}\cos(\theta)$$

$$M_{^{16}\text{O}}^2 = E_{^{16}\text{O}}^2 - P_{^{16}\text{O}}^2$$

Ou  $E_{(^{16}\text{O})}$  et  $P_{(^{16}\text{O})}$  sont respectivement l'énergie et l'impulsion de  $^{16}\text{O}$  .

Après avoir obtenu les données d'étude de cette réaction du transfert, on détermine les sections efficaces et puis à partir du rapport des sections efficaces différentielles mesurées des tritons, à celles calculées à l'aide de la théorie de la réaction de capture radiative ( $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ) on déduit le facteur spectroscopique  $S_\alpha$  (voir équation I.4).

## **Chapitre III**

### **Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données**

L'objet de ce chapitre est d'abord, la détermination des sections efficaces expérimentales de la réaction de transfert  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$  à 28 MeV et à 34 MeV aux angles de détection entre 0 et 33 degré. La méthode utilisée est le langage R (R studio), puis la détermination des facteurs spectroscopique de certains états peuplés de  $^{16}\text{O}$ .

#### **III.1 Introduction :**

La mesure de la section efficace d'une réaction nucléaire a fait l'objet de multiples recherches, depuis l'avènement et le développement de la physique nucléaire entre les deux dernières guerres mondiales. La probabilité qu'une particule (incidente) fasse une réaction nucléaire (donnée) sur un noyau (cible) est exprimée par la section efficace. Cette probabilité d'interaction a pour dimension une surface, et elle est d'un intérêt important pour les physiciens. Les mesures précises de sections efficaces ont donc été des sujets de recherches très étudiés en physique nucléaire. Elles ont pour but l'amélioration des données nucléaires qui seront ensuite utilisées par les chercheurs et les ingénieurs du monde entier.

#### **III.2 Détermination des sections efficaces différentielles expérimentales:**

Les sections efficaces différentielles expérimentales correspondant aux divers états peuplés de  $^{16}\text{O}$  par la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$  ont été mesurées à des angles  $\theta$  variant

## Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

---

de  $0^\circ$  à  $33^\circ$  dans le laboratoire « L » et sont déterminées par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_d}{N_i * N_c * \epsilon * \Delta\Omega} \quad (\text{III.1})$$

Avec :

- $N_d$  est le nombre de tritons produits.

- $N_i$  est le nombre de noyaux incidents de  $^7\text{Li}$ , il est mesuré par la relation suivante

$$N_i = C / 3 * e \quad (\text{III.2})$$

où C est la charge de  $^7\text{Li}$  et e la charge de l'électron

- $\Delta\Omega$  est l'angle solide déterminé par le rapport de la surface de l'ouverture des fentes par la distance au carré qui sépare la cible de l'entrée des fentes ( $d=262\text{mm}$ )

$$\Delta\Omega = \frac{S}{d^2} \quad (\text{III.3})$$

- $N_c$  est le nombre de noyaux cibles par  $\text{cm}^2$  relié à l'épaisseur de la cible par :

$$N_c = \rho_s \times 10^{-6} \times N_A / 12 \quad (\text{III.4})$$

(avec épaisseur de la cible :  $\rho_s=80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et  $N_A$  est le nombre d'Avogadro)

-  $\epsilon$  représente l'efficacité intrinsèque du détecteur qui est de 100%.

### III.2.1 Détermination des sections efficaces dans le laboratoire :

La détermination des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  aux énergies incidentes de  $^7\text{Li}$  à 28 MeV et 34 MeV a été faite en utilisant les données de l'expérience qui a été réalisée dans l'institut Nucléaire d'Orsay (« accélérateur TANDEM », on n'a pas participé dans l'expérience) (voir **tableau III.1** et **III.2**) [OUL12].

---

**Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données**

---

Runs	$\theta_{Lab}$ (°)	Charge $\times 10^{-10}$ C	FG (mm)	FD (mm)	FH (mm)	FB (mm)
22	4	1300279	6	-2	4	4.1
61	5.5	3711895	6	-2	4	4
55	7	1753151	6	-2	4	4
58	10	1166740	6	-2	4	4
64	12.5	3645030	6	-2	4	4
56	15	726105	6	-2	4	4
29	18	1003644	9	1	4	4
33	22	1342363	9	1	4	4
35	27	1983931	9	1	4	4
39	33	194507	9	1	4	4

**Tableau III.1 :** Les valeurs de la charge et l'ouverture des fentes pour chaque Run (numéro d'acquisition expérimental à un angle  $\theta$  bien déterminé) à l'énergie incidente 28 MeV.

Runs	$\theta_{Lab}$ (°)	Charge $\times 10^{-10}$ C	FG (mm)	FD (mm)	FH (mm)	FB (mm)
173	0	1502497	8	0	4	4
86	4	4017455	6	-2	4	4
84	5.5	5203375	6	-2	4	4
82	7	1580308	9	1	4	4
80	10	2512888	9	1	4	4
77	12.5	2846644	11	3	4	4
88	15	2783336	11	3	4	4
91	18	10444035	11	3	4	4
94	22	5057634	11	3	4	4
96	27	5533984	9	1	4	4
98	33	3841303	9	1	4	4

## Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

**Tableau III.2 :** Les valeurs de la charge et l'ouverture des fentes pour chaque Run à l'énergie incidente 34 MeV.

❖ Pour Energie incidente  $E_{inc} = 28 \text{ MeV}$  :

1. Calcul de la surface :

$$S = (FD+FG) \times (FH + FB) \quad (\text{III.5})$$

$\theta_{lab}$ (degré)	4	5.5	7	10	12.5	15	18	22	27	33
Surface ( $\text{mm}^2$ )	32.4	32	32	32	32	32	80	80	80	80

**Tableau III.3:** Calcul des surfaces dans le laboratoire pour  $E_{inc} = 28 \text{ MeV}$ .

2. Calcul des sections efficaces différentielles :

Par applications des formules (III.1) jusqu'au (III.5), nous présentons les sections efficaces différentiels dans le tableau ci-dessous :

$\theta_{lab}$ (°)	Ex (MeV)							
	6.049	6.130	6.917	7.117	8.872	9.585	9.844	10.35
	$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ (mb / sr)							
<b>4</b>	0.45447	1.40829	3.77546	0.21600	0.06826	0.57150	0.05851	1.14647
<b>5.5</b>	0.38561	1.22881	3.45666	0.26468	0.01126	0.27188	0.07374	1.13533
<b>7</b>	0.31155	1.02504	3.19933	0.27254	0.07074	0.66207	0.06708	1.07540
<b>10</b>	0.27578	0.88874	2.73579	0.32948	0.09464	0.60394	0.16843	7.68400
<b>12.5</b>	0.17143	0.62370	2.26323	0.27296	0.13413	0.37409	0.08299	8.28078
<b>15</b>	0.13792	0.49158	1.93806	0.22634	0.14500	0.34906	0.07957	6.91195
<b>18</b>	0.13683	0.45431	1.92306	0.22157	0.15843	0.24644	0.07675	6.42829
<b>22</b>	0.084654	0.24710	1.25921	0.10712	0.11462	0.18869	0.09924	3.77819
<b>27</b>	0.039923	0.27883	0.73976	0.10965	0.15599	0.10096	0.10153	1.94777
<b>33</b>	0.039062	0.19771	0.59437	0.093274	0.03673	0.08762	0.03378	1.08899

**Tableau III.4:** Calcul des sections efficaces différentielles dans le laboratoire pour  $E_{inc} = 28 \text{ MeV}$ .

❖ Pour Energie incidente  $E_{inc} = 34 \text{ MeV}$  :

1. Calcul de la surface :



**Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données**

---

$$S = (FD+FG) \times (FH + FB)$$

$\theta_{lab}(\text{degr}\acute{e})$	0	4	5.5	7	10	12.5	15	18	22	27	33
Surface ( $\text{mm}^2$ )	64	32	32	80	80	112	112	112	112	80	80

**Tableau III.5:** Calcul des surfaces dans le laboratoire pour  $E_{inc}=34$  MeV.

**2. Calcul des sections efficaces différentielles :**

Par applications des formules (III.1) jusqu'au (III.5), nous présentons les sections efficaces différentiels dans le tableau ci-dessous :

	Ex (MeV)							
	6.049	6.130	6.917	7.117	8.872	9.585	9.844	10.35
$\theta_{lab}$ ( $^{\circ}$ )	$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ (mb / sr)							
<b>0</b>	0.23140	0.69062	1.52775	0.09656	0	0	0	5.24957
<b>4</b>	0.28634	0.91196	2.16368	0.18664	0.09402	0.31856	0.08633	7.92670
<b>5.5</b>	0.23139	0.79613	1.92718	0.19395	0.02862	0.41561	0.08047	7.34303
<b>7</b>	0.24663	0.96761	2.41470	0.24466	0.04354	0.43210	0.20488	9.11022
<b>10</b>	0.17555	0.82009	1.97270	0.23994	0.05395	0.33712	0.12578	7.77552
<b>12.5</b>	0.13334	0.63898	1.48923	0.18145	0.03840	0.14168	0.08972	6.08606
<b>15</b>	0.11604	0.48744	1.14299	0.11493	0.09700	0.16612	0.08456	4.76966
<b>18</b>	0.04939	0.31119	0.83710	0.068213	0.06118	0.13382	0.02531	3.18755
<b>22</b>	0.02633	0.21322	0.56170	0.051354	0.04772	0.08126	0.06122	1.96915
<b>27</b>	0.03747	0.22316	0.42486	0.04621	0.01577	0.03634	0.04606	1.07488
<b>33</b>	0.02521	0.14581	0.25590	0.02433	0.01738	0	0	7.75739

**Tableau III.6:** Calcul des sections efficaces différentielles dans le laboratoire pour  $E_{inc}=34$  MeV.

**❖ Calcul d'incertitude relative sur les sections efficaces différentielles dans le laboratoire :**

L'incertitude relative sur la section efficace différentielle est donnée par la somme quadratique suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)^2 = \left(\frac{dN_d}{N_d}\right)^2 + \left(\frac{dN_c}{N_c}\right)^2 + \left(\frac{dN_i}{N_i}\right)^2 + \left(\frac{d\Delta\Omega}{\Delta\Omega}\right)^2 \quad (\text{III.6})$$

## Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

---

**Avec :**  $\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega}$  : est la section efficace différentielle.

$\frac{\Delta N_d}{N_d}$ : Est l'erreur statistique relative à l'extraction du nombre de coups. Elle varie de 5% à 20% selon les angles de mesures, l'erreur sur l'angle est de 2%.

$\frac{\Delta N_i}{N_i}$ : Est l'erreur sur la détermination du nombre de noyaux incidents et elle est estimée à 2%.

$\frac{\Delta N_c}{N_c}$ : Est l'erreur relative aux nombres d'atomes/cm<sup>2</sup> dans la cible et elle est évaluée à 5%.

$\frac{\Delta \Omega}{\Omega}$ : Provient des erreurs sur notre détermination de l'ouverture des fentes qui est l'ordre de 0.5mm et de la distance cible-entrée des fentes qui est estimée de 1mm [OUL12].

### 1. Calcul d'incertitude pour $E_{inc} = 28 \text{ MeV}$ :

	Ex (MeV)							
	6.049	6.130	6.917	7.117	8.872	9.585	9.844	10.35
$\theta_{lab}$ (°)	$\Delta\left(\frac{d\sigma}{\sigma} (mb/sr)\right)$							
<b>4</b>	0.29255	0.28668	0.28503	0.30308	0.42237	0.30088	0.61607	0.28450
<b>5.5</b>	0.28869	0.28588	0.28512	0.29007	1.48996	0.30633	0.39746	0.28489
<b>7</b>	0.29797	0.28816	0.28564	0.29750	0.39915	0.29599	0.54085	0.28511
<b>10</b>	0.30536	0.29026	0.28632	0.30009	0.34677	0.29333	0.31778	0.28599
<b>12.5</b>	0.33490	0.29021	0.28535	0.29066	0.30352	0.29609	0.36767	0.28497
<b>15</b>	0.73721	0.43228	0.31404	0.43646	0.63782	0.53231	0.34428	0.29505
<b>18</b>	0.20005	0.17770	0.17096	0.18342	0.19951	0.20218	0.30901	0.16974
<b>22</b>	0.34712	0.21630	0.17095	0.19244	0.19870	0.19027	0.20501	0.17016
<b>27</b>	0.36622	0.19021	0.17138	0.18662	0.18736	0.20288	0.20187	0.17066
<b>33</b>	0.49186	0.20103	0.17189	0.18787	0.23123	0.22116	0.31671	0.17150

**Tableau III.7 :** Calcul d'incertitude relative sur les sections efficaces différentielles dans le laboratoire pour  $E_{inc}=28 \text{ MeV}$ .

## Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

### 2. Calcul de l'incertitude pour $E_{inc} = 34$ Mev :

	Ex (MeV)							
	6.049	6.130	6.917	7.117	8.872	9.585	9.844	10.35
$\theta_{lab}$ ( $^\circ$ )	$\Delta\left(\frac{d\sigma}{\sigma} \text{ (mb/sr)}\right)$							
0	0.22417	0.20133	0.18717	0.27745	0	0	0	0.18591
4	0.29933	0.28628	0.28538	0.29224	0.32970	0.31630	0.34161	0.28499
5.5	0.28957	0.28619	0.28529	0.29029	0.35422	0.58553	0.46741	0.28496
7	0.26018	0.17203	0.17004	0.17842	0.24081	0.22834	0.28744	0.16944
10	0.20406	0.17084	0.16981	0.17530	0.20034	0.21324	0.28212	0.16934
12.5	0.16917	0.15498	0.15440	0.15950	0.18602	0.28630	0.26860	0.15414
15	0.17562	0.15608	0.15482	0.16336	0.16554	0.19395	0.25039	0.15423
18	0.20118	0.15837	0.15416	0.15901	0.16178	0.17260	0.21757	0.15404
22	0.43543	0.16794	0.15475	0.16840	0.16937	0.23818	0.24647	0.15400
27	0.38016	0.18726	0.17054	0.18489	0.25476	0.25474	0.39138	0.17020
33	0.78227	0.19743	0.17254	0.21638	0.25295	0	0	0.17077

**Tableau III.8:** Calcul d'incertitude relative sur les sections efficaces différentielles dans le laboratoire pour  $E_{inc}=34$  MeV.

### III.2.2 Détermination des sections efficaces dans le centre de masse :

L'étude cinématique du mouvement d'une réaction dans ce système peut être complexe (exemple : collisions entre deux particules dans « L » est un problème de 6 dimension), afin de réduire cette complexité il est préférable d'effectuer les calculs soit dans le système du mouvement relatif ou dans le système du centre de masse (nous le notons par « CM ») [SAA92].

Le système du centre de masse est un référentiel pour lequel la somme vectorielle des quantités de mouvement ( $\vec{P}$ ) des deux particules dans ce système est identiquement nulle (formule III.7), « CM » se déplace dans le laboratoire selon l'axe

### Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

---

des  $x$ , avec une vitesse constante, la vitesse du « CM » par rapport au « L » est donnée par la formule (III.8) (toutes les variables dans « CM » seront surmontées d'une barre pour les distinguer de leurs expressions correspondantes dans « L »).

$$\overrightarrow{p_1} + \overrightarrow{p_2} = \mathbf{0} \quad , \quad m_1 \overrightarrow{v_1} + m_2 \overrightarrow{v_2} = \mathbf{0} \quad (\text{III.7})$$

$$\overrightarrow{v} = \frac{m_1 \overrightarrow{v_1} + m_2 \overrightarrow{v_2}}{m_1 + m_2} \quad (\text{III.8})$$

Il est important de connaître les relations du passage ou de transformation des paramètres de collision d'un système de référentiel à un autre, pour les systèmes « L » et « CM » toutes quantité cinématique ou dynamique définie dans « L » peut être transformé en une quantité correspondante dans « CM », nous citons quelques paramètres dans les relations suivante :

Transformation des angles de « L » ou « CM »

Pour les collisions inélastiques :

$$\overline{\theta} (\text{CM}) = \cos^{-1} (-K \sin^2 \theta + \cos \theta (L) \sqrt{1 - (K \sin \theta)}) \quad (\text{III.9})$$

Avec :

$$K = \left( \frac{m_1 m_3}{m_2 m_4} \frac{T_r}{Q + T_r} \right)^{1/2} \quad (\text{III.10})$$

Où  $T_r = \frac{1}{2} \mu v^2$  et  $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  étant la masse réduite et où  $m_{1,2,3,4}$  sont respectivement les masses de la particule incidente  $^7\text{Li}$ , de la cible  $^{12}\text{C}$ , du triton et de  $^{16}\text{O}$ ,  $v$  étant la vitesse relative dans le centre de masse,  $Q$  est le bilan de la réaction.

$\theta$  et  $\overline{\theta}$  sont les angles dans le laboratoire et le centre de masse respectivement.

## Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

Les sections efficaces dans « L » se transforment au « CM » par cette relation [SAA92] :

$$\frac{d\sigma(\bar{\theta})}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \frac{(1 + K \cos \bar{\theta})}{(1 + 2K \cos \theta + K^2)^{3/2}} \quad (\text{III.11})$$

$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$  et  $\frac{d\sigma(\bar{\theta})}{d\Omega}$  étant les sections efficaces dans le laboratoire et le centre de masse respectivement.

### 1. Calcul des angles:

Nous appliquons la relations de passage (formule III.9), on calcule l'angle  $\theta_{CM}$  les résultats sont présentés dans le tableau ces dessous :

❖ Pour  $E_{inc} = 28 \text{ MeV}$  :

	Ex (MeV)							
	6.049	6.130	6.917	7.117	8.872	9.585	9.844	10.35
$\theta_{lab}$ (°)	$\bar{\theta}$ (CM) (°)							
<b>4</b>	5.38114	5.38458	5.41942	5.42870	5.51880	5.56061	5.57668	5.60954
<b>5.5</b>	7.39787	7.40259	7.45048	7.46323	7.58707	7.64452	7.66660	7.71178
<b>7</b>	9.41343	9.41945	9.48036	9.49658	9.65410	9.72719	9.75527	9.81274
<b>10</b>	13.4399	13.44848	13.53534	13.55848	13.78316	13.88742	13.92749	14.00947
<b>12.5</b>	16.78902	16.79973	16.90811	16.93698	17.21734	17.34746	17.39746	17.49979
<b>15</b>	20.1309	20.14372	20.27348	20.30806	20.64378	20.79961	20.8595	20.98205
<b>18</b>	24.12957	24.1449	24.30011	24.34146	24.74308	24.92954	25.0012	25.14786
<b>22</b>	29.43734	29.45598	29.64466	29.69493	30.18332	30.41011	30.49729	30.67573
<b>27</b>	36.02551	36.04818	36.27779	36.33898	36.93358	37.20982	37.31603	37.53345
<b>33</b>	43.84779	43.87514	44.15219	44.22604	44.94393	45.27765	45.40599	45.66879

**Tableau III.9 :** Calcul des angles  $\theta_{CM}$  pour  $E_{inc}=28 \text{ MeV}$ .

**Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données**

---

❖ Pour  $E_{inc} = 34 \text{ MeV}$  :

	Ex (MeV)							
	6.049	6.130	6.917	7.117	8.872	9.585	9.844	10.35
$\theta_{lab}$ (°)	$\bar{\theta}$ (CM)(°)							
0	0	0	0	0	0	0	0	0
4	5.41052	5.41333	5.44205	5.44959	5.52117	5.55339	5.56619	5.59076
5.5	7.38411	7.38792	7.42617	7.43627	7.53226	7.57556	7.59198	7.62523
7	9.39594	9.40079	9.44944	9.46229	9.58439	9.63946	9.66036	9.70265
10	13.41495	13.42186	13.49125	13.50957	13.68373	13.76228	13.79209	13.85242
12.5	16.7579	16.76652	16.85309	16.87595	17.09326	17.19129	17.22848	17.30377
15	20.09364	20.10396	20.20762	20.23498	20.49519	20.61258	20.65712	20.74729
18	24.0850	24.09735	24.22133	24.25406	24.56532	24.70575	24.75904	24.86693
22	29.38317	29.39818	29.54888	29.58867	29.96713	30.13791	30.20273	30.33395
27	35.95959	35.97785	36.16123	36.20965	36.67033	36.87829	36.95722	37.11705
33	43.76827	43.7903	44.01154	44.06997	44.62603	44.87715	44.97249	45.16557

**Tableau III.10 :** Calcul des angles  $\theta_{CM}$  pour  $E_{inc}=34 \text{ MeV}$ .

**2. Calcul des sections efficaces différentielles et leurs incertitudes:**

les sections efficaces différentiels dans le centre de masse se mesure à partir de la formule de passage (III.11) et pour calculer leurs incertitudes nous appliquons la formule suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{CM} = \left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{lab} \quad (\text{III.12})$$

## Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

Avec :

- $\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega}$  : est la section efficace différentielle.
- $\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{CM}$  : est l'incertitude relative sur les sections efficaces dans centre de masse.
- $\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{lab}$  : est l'incertitude relative sur les sections efficaces dans le laboratoire.

$$\text{D'où : } \begin{cases} d\sigma_{CM} = \left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{lab} \cdot \sigma_{CM} \\ \Delta\sigma_{CM} = \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{lab} \cdot \sigma_{CM} \\ \Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_{lab} \cdot \sigma_{CM} \end{cases}$$

Les résultats sont présentés dans les tableaux III.11, III.12 et les Figures III.1, III.2 à des énergies incidentes de 28MeV et 34 MeV respectivement, pour les différents angles de mesures.

Ex (MeV)	$\theta_{CM} (^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{CM} (^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	5.38076	0.24840144	0.07267083		6.049	9.41277	0.17290239	0.05152117
6.130	5.38458	0.76861506	0.22035400		6.130	9.41945	0.56787339	0.16365518
6.917	5.41942	2.03375412	0.57969100		6.917	9.48036	1.74985882	0.49983107
7.117	5.42870	0.11595198	0.03514366		7.117	9.49658	0.15058278	0.04479857
8.872	5.51880	0.03544259	0.01497007		8.872	9.65410	0.03732256	0.01489731
9.585	5.56061	0.29219403	0.08791590		9.585	9.72719	0.34407093	0.10184436
9.844	5.57667	0.02974280	0.01832370		9.844	9.75527	0.03466449	0.01874841
10.356	5.60954	5.75821101	1.63821303		10.356	9.81274	5.41741909	1.54460165
Ex (MeV)	$\theta_{CM} (^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{CM} (^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	7.39734	0.213809173	0.061726431		6.049	13.43895	0.15367824	0.04692809
6.130	7.40259	0.680358	0.194505292		6.130	13.44848	0.49455984	0.14355416
6.917	7.45047	1.889468417	0.538728107		6.917	13.53534	1.50312479	0.43038806
7.117	7.46323	0.144191741	0.041826765		7.117	13.55848	0.18041758	0.05414201
8.872	7.58706	0.005835704	0.008694983		8.872	13.78316	0.05016637	0.01739626
9.585	7.64452	0.141203478	0.043255617		9.585	13.88742	0.31539678	0.09251707
9.844	7.66660	0.038081811	0.015136149		9.844	13.92749	0.08748723	0.02780223
10.356	7.71178	5.77686222	1.650848996		10.356	14.00947	3.94397724	1.12794123

**Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données**

Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	16.78783	0.09599993	0.03215120		6.049	20,12948	0,07769941	0,05728103
6.130	16.79973	0.34877374	0.10121784		6.130	20,14372	0,27654741	0,11954784
6.917	16.90811	1.24971304	0.35660932		6.917	20,27348	1,07671649	0,33813872
7.117	16.93698	0.15023919	0.04366893		7.117	20,30806	0,12533112	0,05470233
8.872	17.21734	0.07147803	0.02169545		8.872	20,64378	0,07776574	0,0496007
9.585	17.34746	0.19641628	0.05815761		9.585	20,79961	0,18448389	0,09820287
9.844	17.39746	0.04332843	0.01593078		9.844	20,8595	0,04182068	0,05621881
10.356	17.49979	4.27376668	1.21791651		10.356	20,98205	3,591413	1,05965421
Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	24.27467	0.07774955	0.01555435		6.049	29.61368	0.04822123	0,01673888
6.13	24.29037	0.25778738	0.04581076		6.130	29.63276	0.14058714	0,03040939
6.917	24.44928	0.25778739	0.18427328		6.917	29.82597	0.70767487	0,12098395
7.117	24.49162	0.25778740	0.02270395		7.117	29.87745	0.06001002	0,01154848
8.872	24.90285	0.25778741	0.01711056		8.872	30.37758	0.06223016	0,01236548
9.585	25.09376	0.25778742	0.02658492		9.585	30.60985	0.10098114	0,01921452
9.844	25,16714	0.25778743	0.01258577		9.844	30.69913	0.05282026	0,01082288
10.356	25,32192	0.25778744	0.57249561		10.356	30.88747	1.98772269	0,33824401
Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	36.23998	0.02323965	0,00851084		6.049	44,10637	0,0234722	0,01154506
6.130	36.26321	0.16212284	0,03083876		6.130	44,1344	0,11867302	0,0238572
6.917	36.49838	0.42505791	0,07284817		6.917	44,41823	0,35280822	0,06064755
7.117	36.56105	0.06281166	0,01172243		7.117	44,49389	0,05520161	0,01037188
8.872	37.17008	0.08669578	0,01624334		8.872	45,22943	0,02113238	0,00488661
9.585	37.45305	0.05533687	0,01122694		9.585	45,57139	0,04974682	0,01002405
9.844	37.56184	0.05535487	0,01117471		9.844	45,7029	0,01908376	0,00604407
10.356	37.78729	1.05038534	0,1792688		10.356	45,97551	0,60883393	0,10441709

**Tableau III.11:** Calcul des sections efficaces différentielles et leurs incertitudes dans le centre de masse pour  $E_{inc}=28$  Mev.

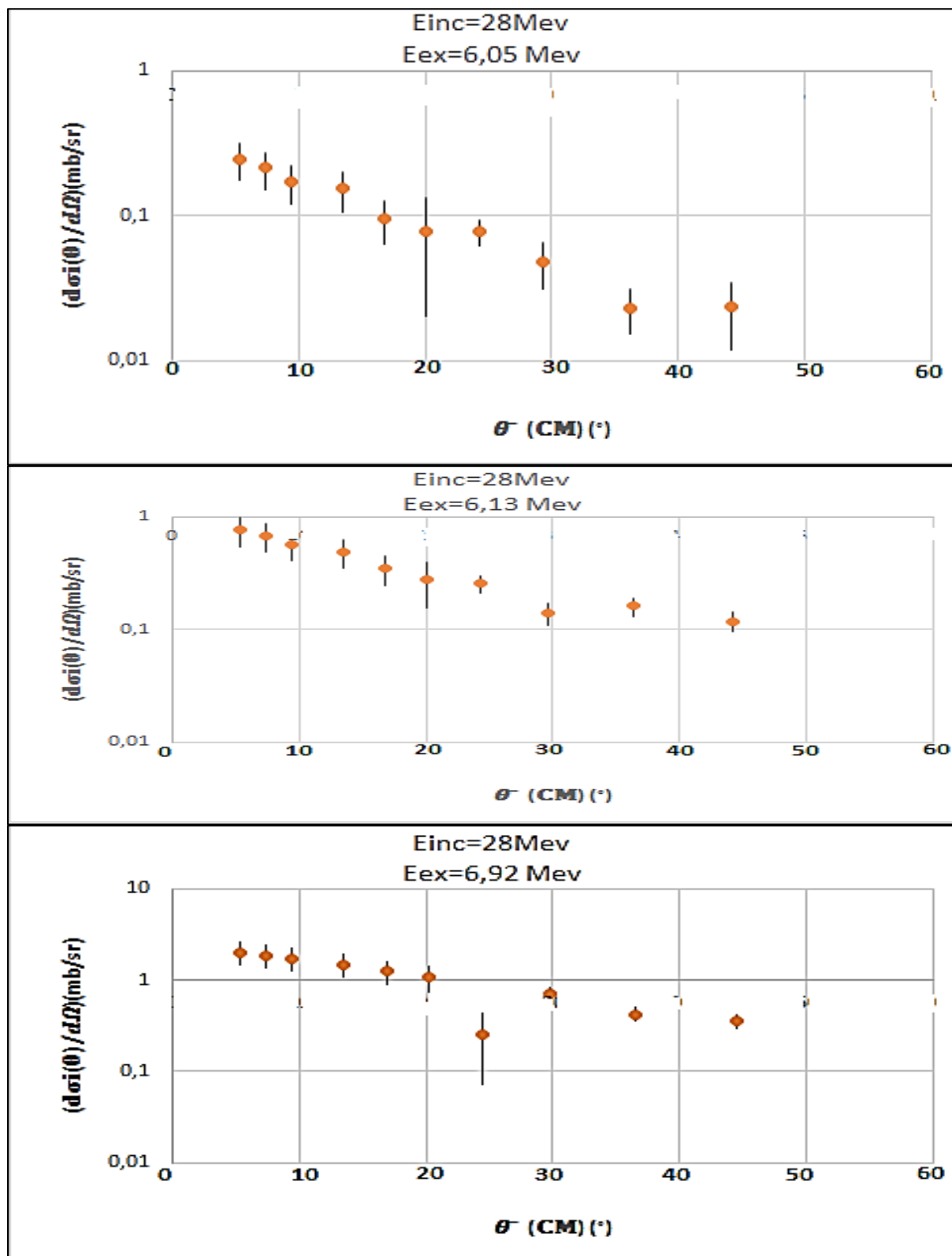


**Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données**

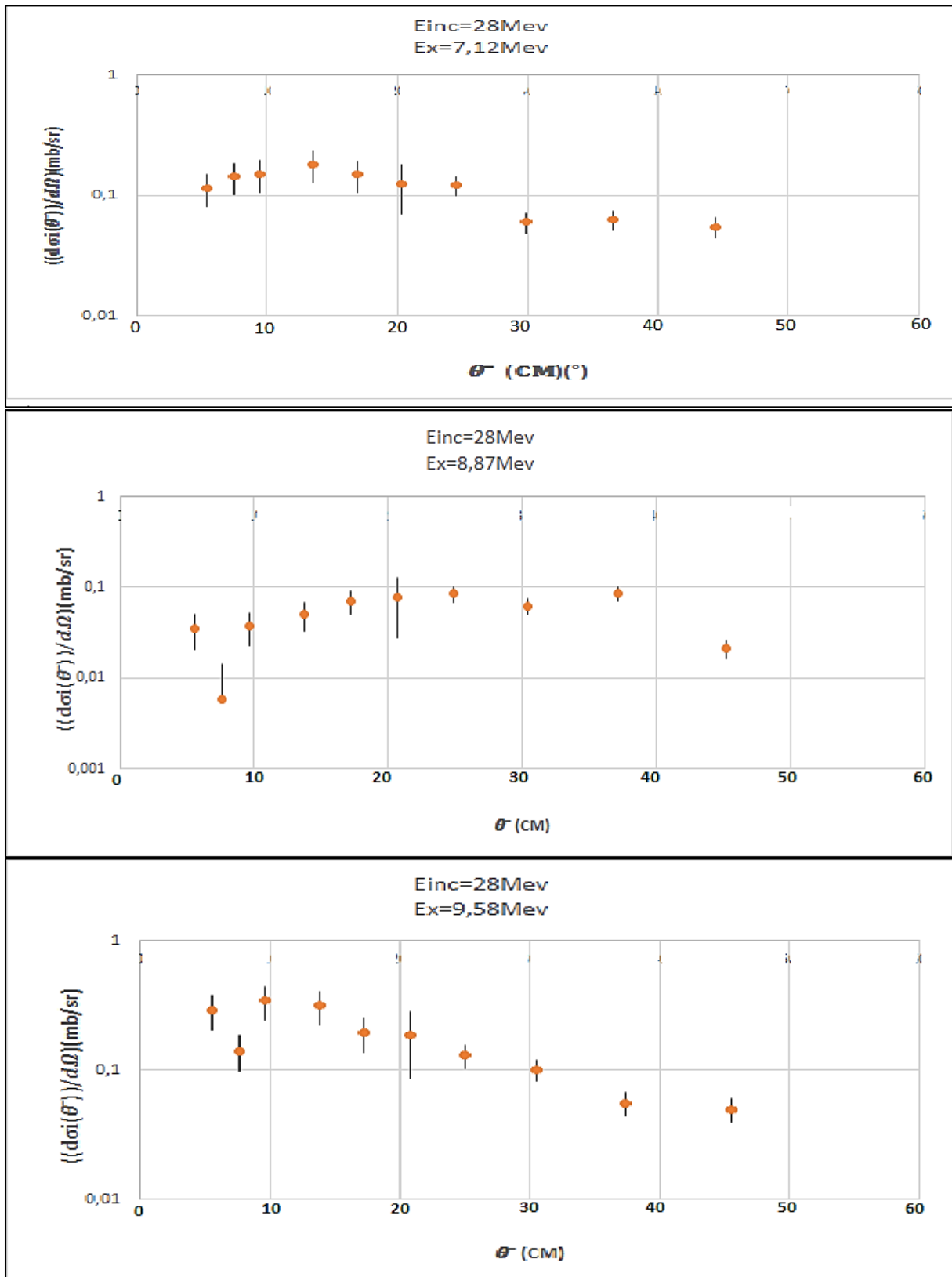
Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	0	0.12829172	0.02875929		6.049	5.41052	0.15896956	0.047585709
6.130	0	0.38288060	0.07708809		6.130	5.41333	0.50629872	0.144948180
6.917	0	0.84698877	0.15853168		6.917	5.44205	1.20122320	0.342807680
7.117	0	0.05353582	0.01485369		7.117	5.44959	0.10362103	0.030282664
8.872	0	0	0		8.872	5.52117	0.02235659	0.007370984
9.585	0	0	0		9.585	5.55339	0.17685838	0.055942010
9.844	0	0	0		9.844	5.56619	0.04793182	0.016373988
10.356	0	2.91035873	0.54107047		10.356	5.59076	4.40069981	1.254174631
Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	7.38411	0.12814687	0.037108187		6.049	9.39594	0.13731458	0.035726689
6.130	7.38792	0.44090098	0.126184592		6.130	9.40079	0.53873103	0.092679556
6.917	7.42617	1.06727560	0.304493280		6.917	9.44944	1.34441198	0.228610008
7.117	7.43627	0.10741083	0.031180328		7.117	9.46229	0.13622168	0.024305755
8.872	7.53226	0.01585198	0.005615124		8.872	9.58439	0.02424646	0.005838967
9.585	7.57556	0.23016803	0.134771093		9.585	9.63946	0.24057918	0.054935922
9.844	7.59198	0.04456593	0.020830601		9.844	9.66036	0.11405970	0.032786107
10.356	7.62523	4.06657967	1.158830386		10.356	9.70265	5.07221490	0.859448625
Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	13.41495	0.09817477	0.020034069		6.049	16.7579	0.07493008	0.012676151
6.130	13.42186	0.45861295	0.078349849		6.130	16.76652	0.35907461	0.055650859
6.917	13.49125	1.10317460	0.187338967		6.917	16.85309	0.83686937	0.129220067
7.117	13.50957	0.13418224	0.023522877		7.117	16.87595	0.10196539	0.016263786
8.872	13.68373	0.03017386	0.006045288		8.872	17.09326	0.02158074	0.004014532
9.585	13.76228	0.18852948	0.040202094		9.585	17.19129	0.07961846	0.022794817
9.844	13.79209	0.07033938	0.019844798		9.844	17.22848	0.04550206	0.012222032
10.356	13.85242	4.34823608	0.736365678		10.356	17.30377	3.42004094	0.527169400
Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)		Ex (MeV)	$\theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)	$\Delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
6.049	20.09364	0.06559896	0.011521035		6.049	24.0850	0.02816420	0.005666101
6.130	20.10396	0.27555078	0.043009062		6.130	24.09735	0.17742599	0.028099858
6.917	20.20762	0.64612483	0.100036761		6.917	24.22133	0.47727374	0.073580370
7.117	20.23498	0.06497012	0.010613749		7.117	24.25406	0.03889164	0.006184298
8.872	20.49519	0.05483716	0.009077772		8.872	24.56632	0.03488632	0.005644025
9.585	20.61258	0.09390715	0.018214028		9.585	24.70575	0.07630252	0.013170467
9.844	20.65712	0.04780221	0.011969320		9.844	24.75904	0.01443557	0.003140818
10.356	20.74729	2.69625984	0.415867834		10.356	24.86693	1.81737315	0.279950059



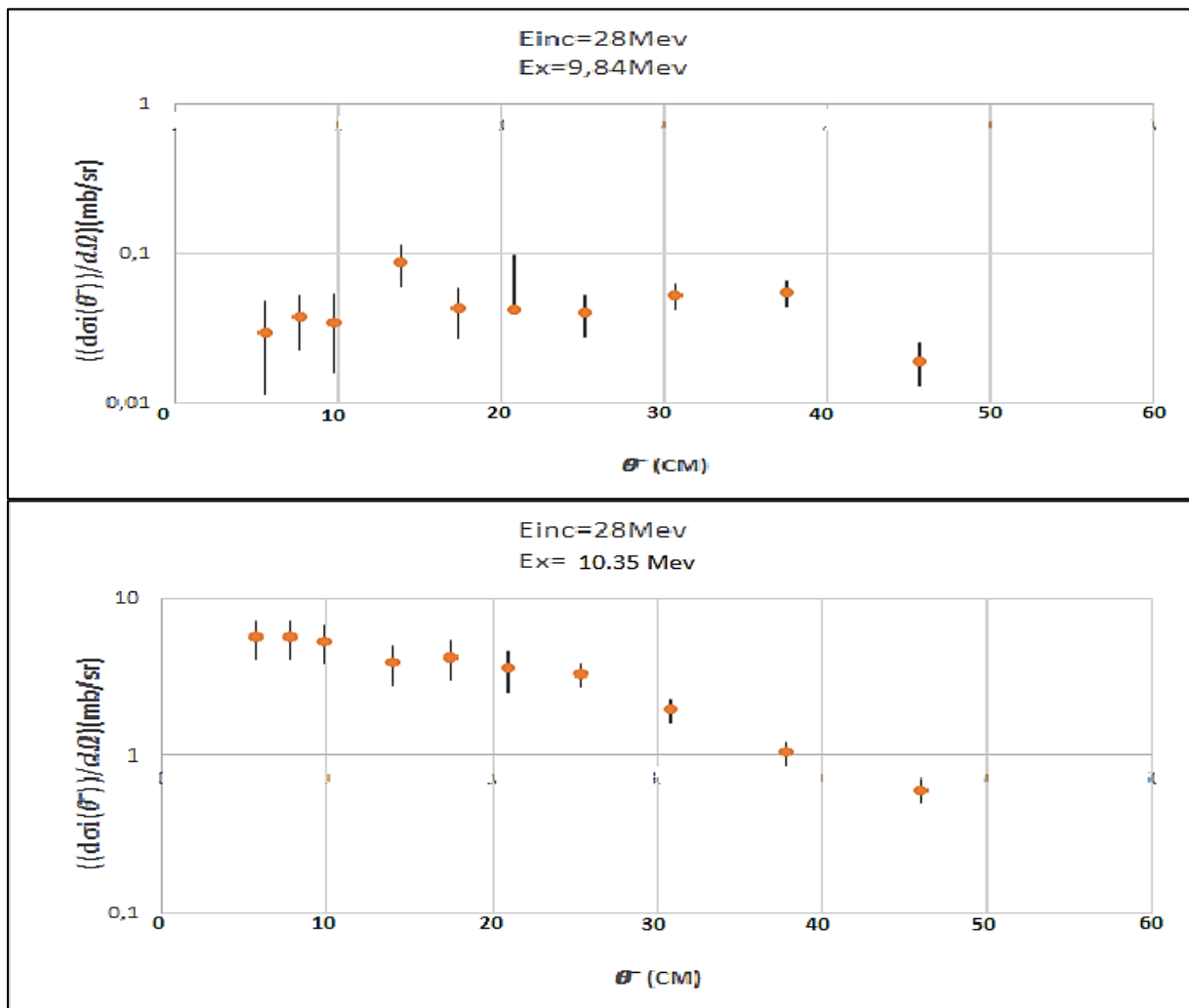
Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données



### Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

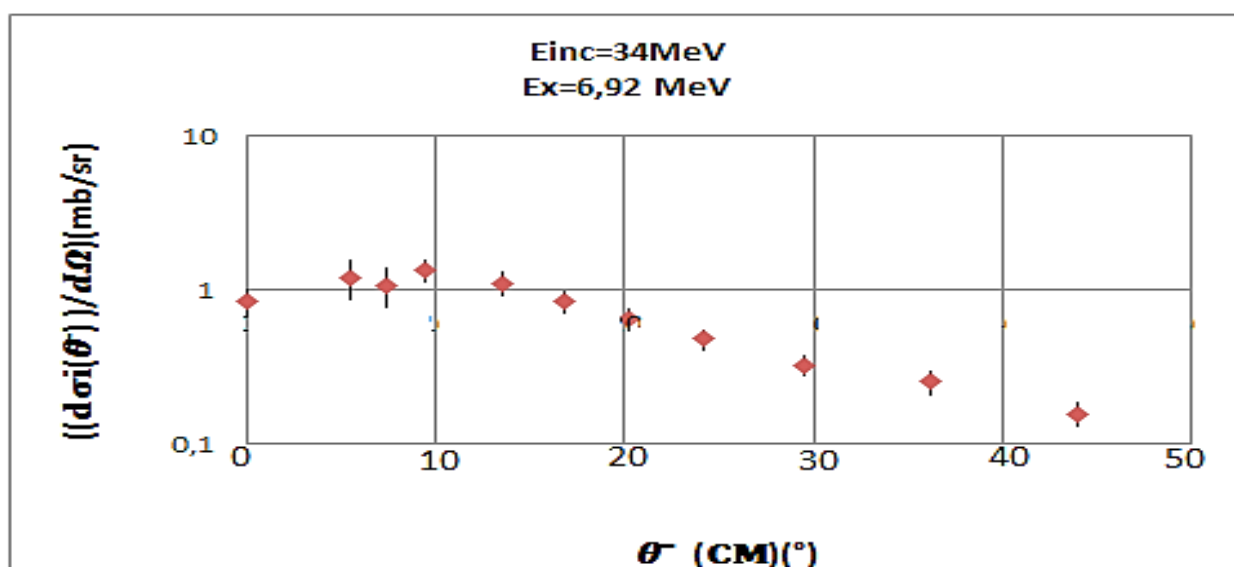
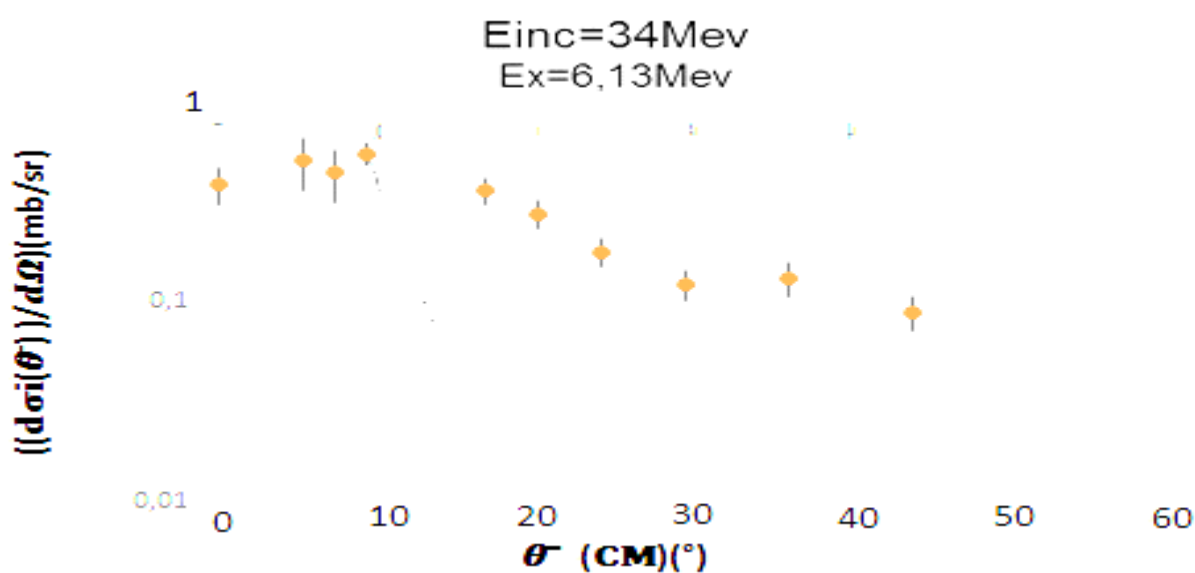
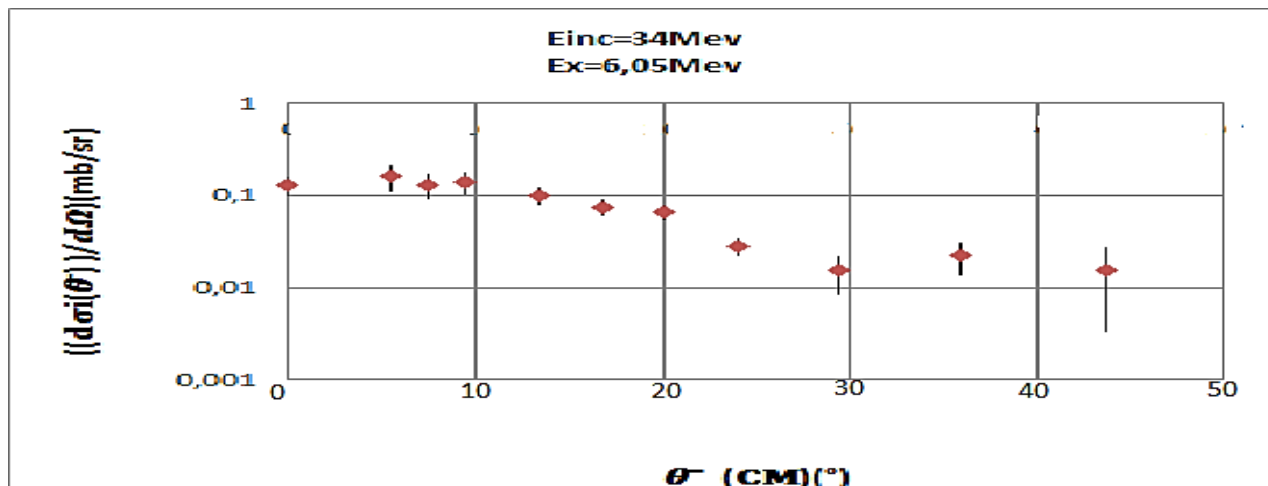


### Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

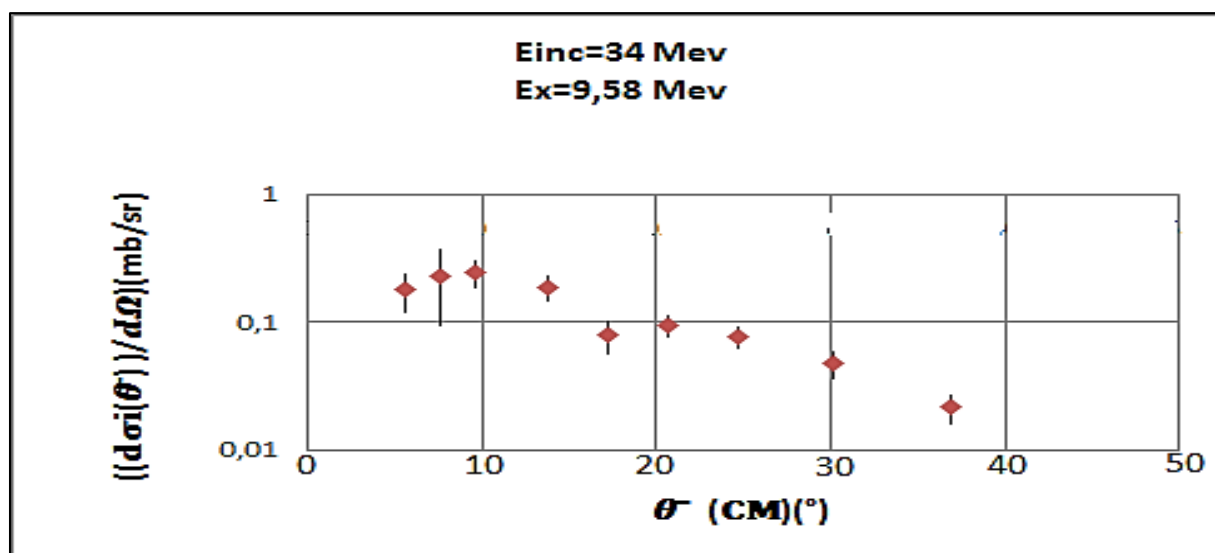
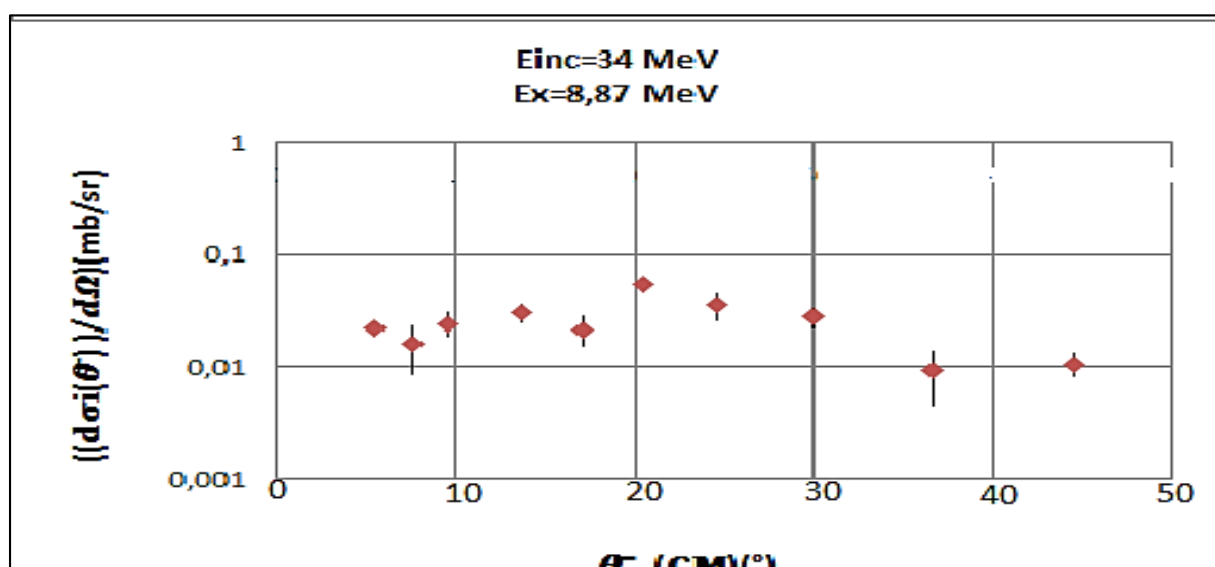
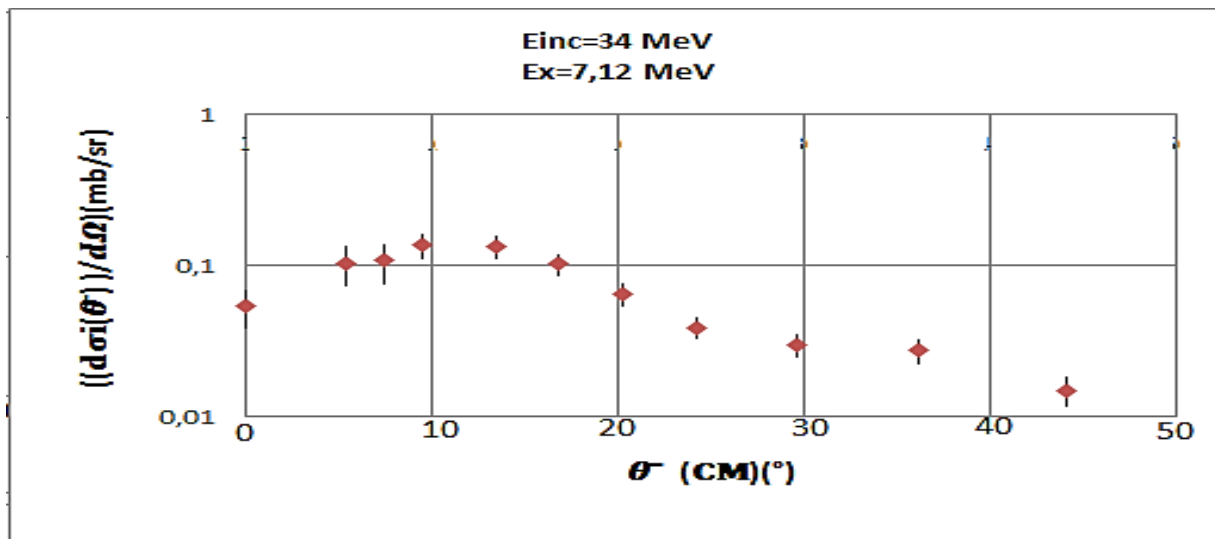


**Figure III.1** : Distributions angulaires mesurées pour les 8 premiers niveaux excités de l' $^{16}\text{O}$  peuplés par la réaction de transfert  $^{12}_6\text{C}(^7_3\text{Li}, t)^{16}_8\text{O}$  à  $E_{inc}(^7\text{Li})=28\text{ MeV}$ .

### Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données



Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données



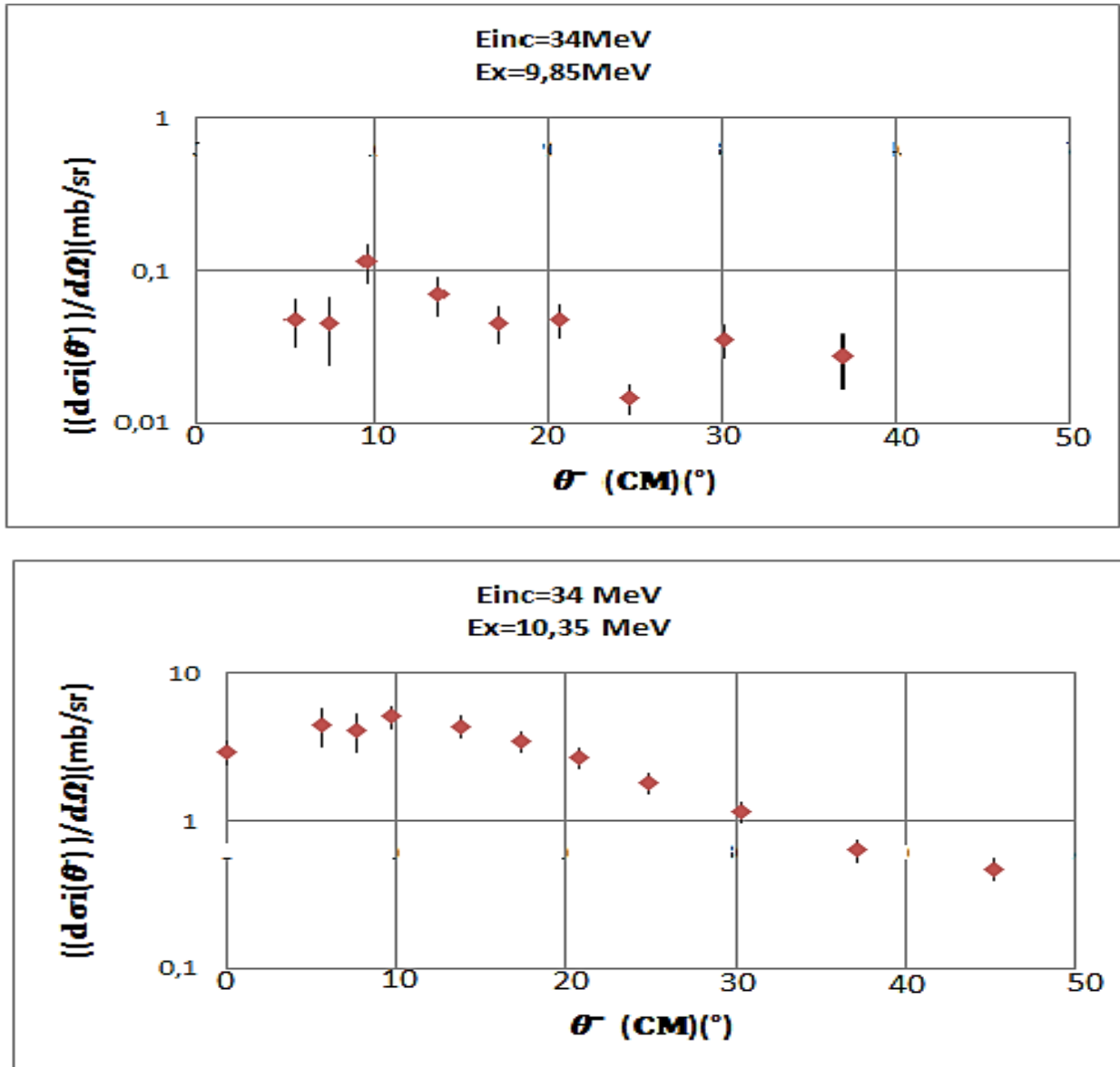


Figure III.2 : Distributions angulaires mesurées pour les 8 premiers niveaux excités de l' $^{16}\text{O}$  peuplés par la réaction de transfert  $^{12}_6\text{C}(^7_3\text{Li}, t)^{16}_8\text{O}$  à  $E_{inc}(^7\text{Li})= 34$  MeV.



### III.3 Détermination des facteurs spectroscopiques :

Dans le cas d'une réaction de transfert  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  où un  $\alpha$  est transféré de  $^7\text{Li}$  vers  $^{12}\text{C}$  pour obtenir  $^{16}\text{O}$ , les sections efficaces différentielles de transfert mesurées sont reliées à celles calculées par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = S_{\alpha} S'_{\alpha} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} \quad (\text{III.15})$$

$S'_{\alpha}$  et  $S_{\alpha}$  étant les facteurs spectroscopiques alpha décrivant le recouvrement  $\alpha$ - $t$  dans  $^7\text{Li}$  et  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$  dans l' $^{16}\text{O}$  respectivement.

Ces facteurs spectroscopiques peuvent être déduits du rapport des sections efficaces différentielles de transfert mesurées  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}$  à celles calculées  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}$  par le formalisme de la DWBA<sup>6</sup> [Mes65] (Distorted Wave Born Approximation) en utilisant le code FRESKO [THO88].

Le facteur spectroscopique  $S'_{\alpha}$  décrivant le recouvrement  $\alpha$ - $t$  dans  $^7\text{Li}$  est déduit à partir des travaux antérieurs, expérimentaux et théorique [PEL08] ou  $S'_{\alpha} = 1$

Le facteur spectroscopique  $S_{\alpha}$  des états peuplés de l' $^{16}\text{O}$  devient alors :

$$S_{\alpha} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}} \quad (\text{III.16})$$

---

<sup>6</sup> Le modèle de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation) est couramment utilisé en structure nucléaire et en astrophysique nucléaire pour décrire les réactions de transfert où le mécanisme de transfert direct est dominant, il est basé sur la théorie de la diffusion en mécanique quantique, et la théorie des perturbations.

---

### Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

---

Calcul valide que lors des réactions où le transfert direct est dominant car ce dernier est le domaine d'application de la DWBA.

**Ajustement des données par la méthode  $\chi^2$ :**

L'ajustement en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales des différents états peuplés de l' $^{16}\text{O}$  se fait en minimisant la quantité statistique  $\chi^2$  définie comme :

$$\chi^2 = \frac{\sum \left[ \left( \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} - \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWBA} * S_\alpha \right)^2 \right]}{\left( \Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} \right)^2} \quad (\text{III.17})$$

*le nombre de points*

Avec :

.  $\left( \Delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} \right)^2$  et  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp}$  sont les incertitudes différentielles et les distributions angulaires expérimentales respectivement

.  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWBA}$  sont les sections efficaces théoriques.

.  $S_\alpha$  est le facteur spectroscopique.

.le nombre de points est : le nombre des mesures

**Code FRESKO :**

Les calculs DWBA effectués pour déterminer les sections efficaces et les fonctions d'onde ont été effectués avec le code FRESKO [THO88], en ne considérant que le

### Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et analyse des données

transfert direct d'un cluster alpha à partir du projectile  $^7\text{Li}$  sur le noyau  $^{12}\text{C}$ . Dans ce code, un ensemble de paramètres sont intégrés sous forme de carte. Chaque carte contient les renseignements suivants : les caractéristiques des noyaux (masse, moment angulaire, spin, parité · · ·) intervenant dans la réaction, l'énergie incidente, le bilan de la réaction, les énergies de liaison de la particule  $\alpha$  dans les noyaux, les paramètres des potentiels optiques décrivant la voie d'entrée [SCH73] et la voie de sortie [GAR73], Le paramètre de potentiel d'interaction.

Les  $\chi^2$  obtenus aux énergies 28 et 34 MeV sont présentés sur les tableaux (III.13) et (III.14) respectivement.

Einc (MeV)	Ex (MeV)												$S_\alpha$	$\chi^2$
28	7.12	$\bar{\theta}$ (CM)	5.42	7.45	9.48	13.5	16.9	20.2	24.3	29.6	36.2	44.1	0.11	3.876
			4	1	7	0	4	8	5	0.12	3.221			
										0.13	3.717			
		$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{th}$	18.4	17.6	0.04	13.2	10.1	7.56	5.60	4.43	3.12	2.23	0.14	5.364
			2	5	3	4							0.15	8.162

Einc (MeV)	Ex (MeV)												$S_\alpha$	$\chi^2$
28	7.12	$\bar{\theta}$ (CM)	5.43	7.46	9.50	13.5	16.9	20.3	24.3	29.6	36.3	44.2	0.04	1.435
			6	4	0	4	9	4	3	0.05	0.989			
										0.06	0.761			
		$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{th}$	4.41	4.05	3.59	2.60	1.92	1.51	1.29	1.12	0.8	0.57	0.07	0.751
													0.08	0.957

**Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données**

---

**Tableau III.13 :** Valeurs des meilleurs  $\chi^2$  obtenus par ajustements en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales des différents états peuplés de l' $^{16}\text{O}$  pour  $E_{inc} = 28$  MeV.

Einc (MeV)	Ex (MeV)													$S_\alpha$	$\chi^2$	
34	6.92	$\bar{\theta}$ (CM)	0	5.44	7.43	9.45	13.4	16.8	20.2	24.2	29.5	36.1	44.01	0.11	4.587	
							9	5	1	2	5	6		0.12	3.572	
															0.13	2.811
															0.14	2.304
		$\frac{d\sigma}{(d\Omega)_{th}}$	2.19	1.97	1.77	1.55	1.02	0.67	0.50	0.44	0.40	0.30	0.22	0.15	2.051	
					8										0.16	2.053
															0.17	2.308

Einc (MeV)	Ex (MeV)													$S_\alpha$	$\chi^2$
34	7.12	$\bar{\theta}$ (CM)	0	5.45	7.44	9.46	13.5	16.8	20.2	24.2	29.5	36.2	44.07	0.04	9.949
							1	8	3	5	9	1		0.05	8.072
															0.06
		$\frac{d\sigma}{(d\Omega)_{th}}$	9.17	8.52	7.96	7.23	5.52	4.21	3.30	2.70	2.10	1.28	0.98	0.07	7.336
															0.08

**Tableau III.14 :** Valeurs des meilleurs  $\chi^2$  obtenus par ajustements en DWBA des sections efficaces différentielles expérimentales des différents états peuplés de l' $^{16}\text{O}$  pour  $E_{inc}=34$  MeV.

---

### III.4 Discussion des résultats :

Dans le but de pouvoir comparer nos résultats à ceux des travaux précédents [BEC78] [BEL07] [OUL12] nous présenterons les facteurs spectroscopiques des deux états d'intérêt 6.92 MeV et 7.12 MeV [BEC78] [BEL07] [OUL12].

Le test d'ajustement en  $\chi^2$  aux deux énergies incidentes 28 MeV et 34 MeV, nous a permis de déterminer les facteurs spectroscopique des deux états d'intérêt 6.92 MeV et 7.12 MeV,

Les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous :

Ex(MeV)	$S_\alpha(28\text{MeV})$	$S_\alpha(34\text{MeV})$	$S_\alpha/S_\alpha(6.92)$	
6.92	0.14 ( $\chi^2=0.75$ )	0.15 ( $\chi^2=2.03$ )	1(28 MeV)	1(34MeV)
7.12	0.05 ( $\chi^2=3.22$ )	0.06 ( $\chi^2=7.20$ )	0.35	0.40

**Tableau III.15 :** Les Valeurs de  $S_\alpha$  aux énergies incidentes 28 et 34 MeV par minimisation de  $\chi^2$ .

Après avoir obtenu les valeurs des facteurs spectroscopiques pour les états 6.92 et 7.12 MeV, on peut comparer nos résultats à ceux des travaux antérieurs [BEC78] [BEL07] [OUL12] [COB76] (tableau III.16).

$J^\pi(\text{Ex MeV})$	$^7_3\text{Li}$ (28 Mev)	$^7_3\text{Li}$ (34 Mev)	$^7_3\text{Li}$ (28 et 34 MeV) <sup>[OUL12]</sup>	$^7_3\text{Li}$ 34 <sup>[BEC78]</sup>  MeV	$^7_3\text{Li}$ 38 <sup>[COB76]</sup>  MeV	$^6_3\text{Li}$ 48 <sup>[BEL07]</sup>  MeV

**Chapitre III : Extraction des sections efficaces de la réaction  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  et analyse des données**

---

$2^{\mp}$ ( 6.92)	1	1	1	1	1	1
$1^{-}$ (7.12)	0.35	0.40	$0.46 \mp 0.20$	0.50	0.18	$0.44 \mp 0.14$

**Tableau III.16** : Valeurs des facteurs spectroscopiques des deux états (6.92 et 7.12 MeV) peuplés de  $^{16}\text{O}$  relativement à celui de l'état  $2^{+}$ .

D'après les résultats expérimentaux présentés dans le **tableau III.15**. Et celle de **tableau III.16**, on remarque que le rapport des valeurs des facteurs spectroscopiques par rapport à celui de l'état 6.92 ( $S_{\alpha}/S_{\alpha}$ ) (6.92) que nous obtenons pour les états d'intérêt 6.92 et 7.12 MeV sont en accord avec ceux déduits des travaux de Belhout et al [BEL07]. Oulbsir et al [OUL12], mais en désaccord avec celle de [COB76] Becchetti et al [BEC78].

Une fois les facteurs spectroscopiques déduits, nous pouvons déterminer les largeurs réduites qui sont des paramètres importants dans la détermination du facteur astrophysique  $S(E)$  à l'énergie stellaire 0.3 MeV.

### Conclusion

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans le cadre de l'astrophysique nucléaire.

L'objectif de ce mémoire est de résumer certaines connaissances relatives aux concepts de l'astrophysique nucléaire, et particulièrement du problème de la réaction  $^{12}_6\text{C}(\alpha, \gamma) ^{16}_8\text{O}$  dans les étoiles massives, pour cela, dans la première partie, on a commencé par introduire certaines notions de base de l'astrophysique nucléaire dans le but de calculer les sections efficaces des réactions nucléaires et le facteur spectroscopique, paramètres importants pour la détermination du taux de réaction.

Dans la deuxième partie, on a résumé les différentes méthodes, directes et indirectes, utilisées pour le calcul des sections efficaces dans le but de déterminer le facteur spectroscopique de la réaction astrophysique  $^{12}_6\text{C}(\alpha, \gamma) ^{16}_8\text{O}$ .

La mesure directe des sections efficaces de la réaction  $^{12}_6\text{C}(\alpha, \gamma) ^{16}_8\text{O}$  à 300 KeV est impossible alors nous avons utilisé la réaction de transfert  $^{12}_6\text{C}(^7\text{Li}, \text{t})^{16}_8\text{O}$  pour l'étudier.

Dans la troisième partie, en utilisant convenablement la programmation sous R on a pu obtenir les sections efficaces différentielles des différents états de l' $^{16}_8\text{O}$  peuplés par la réaction de transfert  $^{12}_6\text{C}(^7\text{Li}, \text{t})^{16}_8\text{O}$ . A partir des données expérimentales de la réaction  $^{12}_6\text{C}(^7\text{Li}, \text{t})^{16}_8\text{O}$  et par le teste d'ajustement en  $\chi^2$  on a extrait les facteurs spectroscopiques de certains états de l' $^{16}_8\text{O}$  (6.92 et 7.12 MeV). Les résultats obtenus sont en bon accord avec les travaux antérieurs.

**Annexe 1** : le programme en R (Rstudio) utilisé pour calculer les sections efficace et le facteur spectroscopique.

```
library(ggplot2)
```

```
library(rlang)
```

```
# tetalu: les angles de la manip pour chaque run.
```

```
# tetalab: les angles dans le laboratoire.
```

```
# tetacm: les angles dans le centre de masse.
```

```
# FD,FG,FH,FB: l'ouverture des fentes pour chaque run.
```

```
# Na: nombre d'Avogadro.
```

```
# epc: epaisseur de la cible = 80 micro gramme / cm2
```

```
# efi: l'efficacité intrinsèque du détecteur qui est de 100%.
```

```
# c: la charge en coulomb pour chaque run.
```

```
# Nd: nombres de particules détectées.
```

```
# d: distance cible-entrée des fentes = 262 mm.
```

```
# Nc: nombre de particules cible (12C) par cm2.
```

```
# Ni: nombres de particules incidentes (7Li).
```

```
# deltaomega: angle solide.
```

```
# sedlab: sections efficaces dans le laboratoire.
```

```
# sedcm: sections efficaces dans le centre de masse.
```



## Annexe

---

# deltax: l'incertitude sur les fentes.

# dep: l'incertitude sur l'épaisseur.

# deltaNi: l'incertitude sur nombres de particules incidentes.

# deltaNc: l'incertitude sur nombres de particules cible.

# deltaNd: l'incertitude sur nombres de particules détectées.

# ddeltaomega: l'incertitude sur l'angle solide.

# incsedlab: l'incertitude sur les sections efficaces dans le laboratoire.

# dsedcm "et" dsegma: l'incertitude sur les sections efficaces dans le centre de masse.

# pi = 3.14.

# QGs: bilan d'énergie de l'état fondamental (ground state).

# Q: bilan d'énergie pour chaque état.

# Ex: énergie d'excitation.

# m1: masse de  ${}^7\text{Li}$ .

# m2: masse de  ${}^{12}\text{C}$ .

# m3: masse de  ${}^3\text{t}$ .

# m4: masse de  ${}^{16}\text{O}$ .

# ein: énergie incidente de  ${}^7\text{Li}$ .

# V1: vitesse de la particule relative,  $v=v_1-v_2=v_1$  car la cible est au repos.

# Tr: énergie de recul de  ${}^{16}\text{O}$ .

# segmaexp: les sections efficaces expérimentales dans le centre de masse.

## Annexe

---

# segmath: les sections efficaces théoriques dans le centre de masse.

# f: facteur spectroscopique.

#calcul de teta laboratoire :

tetalu <- 4.5

tetalab <- tetalu+1

print(tetalab)

# Calcul de la surface :

FD <- -2

FG <- 6

FH <- 4

FB <- 4

# surface en mm<sup>2</sup> :

s <- (FD+FG)\*(FH+FB)

print(s)

# Calcul des sections efficaces différentielles dans le laboratoire:

e <-1.602\*10<sup>(-19)</sup>

Na <-6.022\*10<sup>(23)</sup>

epc <- 80\*10<sup>(-6)</sup>

efi <- 1

## Annexe

---

```
c <- -5203375.0*10^(-10)
```

```
Nd <- c(468.87, 1613.19, 3905, 393, 58, 842.15, 163.06, 14879)
```

```
d <- 262
```

```
Nc <- c((epc*Na)/12)
```

```
print(Nc)
```

```
Ni <- -(c)/(3*e)
```

```
print(Ni)
```

```
deltaomega <- -(s)/(d^2)
```

```
print(deltaomega)
```

```
sedlab <- (Nd)/(Ni*Nc*efi*deltaomega)
```

```
print(sedlab)
```

```
# calcul de l'incertitude sur sedlab :
```

```
dep <- 0.05
```

```
deltad <- 1
```

```
deltaf <- 0.5
```

```
deltaNi <- 0.02
```

```
deltaNc <- 0.05
```

```
deltaNd <- c(24.68, 46.35, 69.04, 22.18, 12.22, 430.87, 60.44, 163.96)
```

```
deltaNd/Nd
```

```
ddeltaomega <- (((2*deltaf)/(FD+FG))^2)
```

```
+(((2*deltaf)/(FH+FB))^2)+(((2*deltad)/262)^2)
```

```
print(ddeltaomega)

incedlab <-sqrt((((deltaNd/Nd)^2) + ((deltaNi)^2) + ((deltaNc)^2) + ddeltaomega)

print(incedlab)

# calcul des sections efficaces différentielles dans le centre de masse:

pi <- 3.14

sn <- sin(tetalab*pi/180)

cs <- cos(tetalab*pi/180)

QGs <- 4.695

Ex <- 6.049

Q <- QGs - Ex

print(Q)

m1<-7.016

m2<-12

m3<-3.016

m4<-15.995

c<-3*(10^8)

ein<-34

v1<-sqrt((2*ein)/m1)

print(v1)

Tr<-(m2*ein)/(m1+m2)
```

```
print(Tr)

k=sqrt((m1*m3*Tr)/(m2*m4*(Q+Tr)))

print(k)

# calcul de teta centre de masse :

tetacm <- acos(-(k*(sn^2))+(cs*sqrt(1-(k*sn)^2)))

print(tetacm)

# calcule de teta centre de masse en degré:

tetacmd <- (180/3.14)*tetacm

print(tetacmd)

sedcm <- (10^27)*(1+(k*cos(tetacm)))/((1+2*k*cos(tetacm)+k^2)^1.5)*sedlab

print(sedcm)

# calcul de l'incertitude dans le centre de masse :

dsedcm <- incsedlab*sedcm

print(dsedcm)

# les graphe:

teta_cm <-c(0, 5.566194, 7.591986, 9.66036, 13.79209, 17.22848,

           20.65712, 24.75904, 30.20273, 36.95722, 44.97249)

SED_cm<- c(NaN, 0.04793182, 0.04456593, 0.11405970, 0.07033938, 0.04550206,

           0.04780221, 0.01443557, 0.03539128, 0.027199324, NaN)

plot(x=teta_cm, y=SED_cm, col="red", pch=17, xlim=c(0,46) , ylim=c(0,0.2),
```

## Annexe

---

```
xlab="θ_cm", ylab="dsegma/domega (mb/sr)",main="mesure de la section
efficace àEinc=34Mev,

Ex=9.85Mev" )

# détermination de facteur spectroscopique (f) en test Khi2:

segmaexp<-c(0.84698877, 1.20122320, 1.06727560, 1.34441198, 1.10317460,
0.83686937,

0.64612483, 0.47727374, 0.32470446, 0.250843080, 0.15583339)

segmath<-c(9.165, 8.52, 7.96, 7.23, 5.52, 4.21, 3.30, 2.70, 2.10, 1.28, 0.98)

dsegma <-c(0.15853168, 0.342807680, 0.304493280, 0.228610008,

0.187338967, 0.129220067, 0.100036761,0.073580370, 0.050250268,
0.042779709, 0.026888522)

f<- 0.15

# 11 est le nombre de points.

Khi2<- sum((((segmaexp-segmath*f)^2)/(dsegma)^2)/11

print(Khi2)
```

## Bibliographie

---

### BIBLIOGRAPHIE

[AEG11] : A b c d Adelberger, Eric G ., et al. (12 avril 2011). « Coupes efficaces de fusion solaire. II. La chaîne pp et les cycles CNO ».

[ASS06] : M. Assunção et al., Phys. Rev. C. 73 055801 (2006).

[AZU94] : A. Azuma et al., Phys. Rev. C. 50 1194 (1994).

[B2 FH57] : E.M Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29. (1957) 547.

[BAU89] : G. Baur et al., Nucl. Phys. A 504, 352 (1989).

[Bet38] : H.A Beth, C.L. Critchfield, Phys. Rev. 54(1938) 248.

[BEC78] : F. D. Becchetti et al., Nucl. Phys. A 305, 293 (1978).

[BEC78b] : F. D. Becchetti et al., Nucl. Phys. A 305, 313 (1978).

[BEL07] : A. Belhout et al., Nucl. Phys. A 793, 178 (2007).

[BUR57] : G-Burbidge- M Burbidge- W Fowler (1957)

[BRU99] : C.R. Brune et al., Phys.Rev. Lett.83, 4025(1999).

[CLA 68] : D.D. Clayton 'Principles of stellar evolution and nucleosynthesis'

Ed. McGraw Hill (1968), et Chicago Press (1983).

[COB76] : M.E. Cobern, D.J. Pisano and P. D. Parker, Phys. A 224,573 (1974).

[CUG17] : J.Cugnon, panorama des réactions nucléaires, IFPA, AGO Département, university of liège, B5 (2017).

[CER88] : C.E. Rolfs and W.S. Rodney. Cauldrons in the Cosmos. The University of Chicago Press, 1988. 12, 16

[DYE74] : P. Dyer, et al., Nucl. Phys. A 233, 495 (1974). 1

## Bibliographie

---

[Deb17] : R. J. deBoer, J. Görres, M. Wiescher, R. E. Azuma, A. Best, C. R. Brune, C. E. Fields, S. Jones, M. Pignatari, D. Sayre, K. Smith, F. X. Timmes, and E. Uberseder Rev. Mod. Phys. 89, 035007 — Published 7 September 2017.

[GAR73] : J. D. Garrett et al., Prog. Ther. Phys. A 212, 600 (1973).

[Ham05] : J.W. Hammer et al., Nucl.Phys. A 752, 514(2005).

[HAM10] : F. Hammache et al., Phys. Rev. C 82, 065803 (2010).

[ILA15] : C.Iliadis. Nuclear Physics of Stars – Second, Revised and Enlarged Edition. Wiley VCH Verlag Gmbh & Co. KGaA, 2015 13, 15, 17, 18, 20, 22, 24, 42

[KJW88] : "Introductory Nuclear Physics", Kenneth S. Krane, John Wiley & Sons, New York, 1988, p.537.

[KRE88] : R. M. Kremer, et al., Phys. Rev. Lett. 60, 1475 (1988)

[Kun01] : R. Kunz et al., Nucl.Rev. Lett.86, 3244(2001).

[KIE93] : J. Kiener et al., Nucl. Phys. A 552, 66 (1993)

[KET82] : K. U. Kettner et al., Z. Phys. A 308, 73 (1982).

[LUC75] : L. Valentin Physique subatomique noyaux et particules, Tome I et II, Hermann, (1975).

[LEF95] : A. Lefebvre et al., Nucl. Phys. A 592, 69 (1995)

[MES65] : A. Messiah, Mécanique quantique, Tome I et II, Dunod (1965).

[OUL12] : thèse Nadia. oulebsir, étude de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  à travers la réaction de transfert  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$  (2012).

[PEL08] : M. Pellegriti et al. Phys. C 77, 042081 (2008).

[PCA01] : Perez, *Cours de physique : mécanique* - 4<sup>e</sup> édition, Masson, Paris, 2001 (pour une introduction au niveau 1<sup>er</sup> cycle).

[Des00] : P. Descouvemont, Astrophysical Journal, 543 (2000) 425.



## Bibliographie

---

[REZ11] : Z.Rezkallah, Thèse de Doctorat, université Ferhat Abbas Sétif (2011).

[RED87] : A. Redder et al., Nucl. Phys. A 462, 385(1987).

[SAA92] : Saad ouichaoui : Introduction à la physique nucléaire-construction de la matière et noyaux -09-1992.

[SCH73] : P. Shumacher et al., Nucl Phys A 212, 573 (1973).

[TAN10] : X. D. Tang., Phys. Rev. C 81, 045809 (2010).

[THO88] : I. J. Thomson, Comput. Phys. Rep 7 167 (1988).

[TUR10] : C. Tur et al., Astrophys. J718, 357 (2010).

[Wil84] : William Fowler, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 149.

[WOO03] : S.E. Woosley et al., Nucl. Phys. A 718, 3 (2003).

[ZHA93] : Z. Zhao et al., Phys. Rev. Lett. 70, 2066(1993).