

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA FORMATION DES RAIES
DANS LES ATMOSPHERES EN MOUVEMENT

par

Jean Surdej

— TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : ENTREE EN MATIERE	7
A. PROCESSUS D'ABSORPTION RADIATIVE	8
B. PROCESSUS D'EMISSION RADIATIVE	14
C. EQUATION DE TRANSFERT DANS LES RAIES SPECTRALES	16
α) Milieu matériel au repos	16
β) Milieu matériel en mouvement	17
CHAPITRE 3 : CHAMP DE RADIATION ET EQUATIONS D'EQUILIBRE STATISTIQUE DANS DES ENVELOPPES STELLAIRES EN EXPANSION RAPIDE	19
A. APPROXIMATION DE SOBOLEV	19
B. PROBABILITE DE FUITE β_{ij}^l	19
C. CHAMP DE RADIATION DANS UNE ENVELOPPE A.E	27
D. CHAMP DE RADIATION DANS UNE ENVELOPPE D.E	33
E. EQUATIONS D'EQUILIBRE STATISTIQUE	41
α) Cas d'une enveloppe A.E	41
β) Cas d'une enveloppe D.E	43
F. CONCLUSIONS	45
CHAPITRE 4 : APPLICATIONS NUMERIQUES DU TRANSFERT RADIATIF DANS DES ENVELOPPES A.E et D.E ; FONCTION SOURCE POUR UN ATOME A DEUX NIVEAUX	47
A. APPLICATIONS NUMERIQUES	48
α) Milieu transparent	49
β) Enveloppe A.E	49
γ) Enveloppe D.E	50
δ) Paramètres du modèle	56
ε) Résultats	58
B. DISCUSSION DES RESULTATS	65
α) Enveloppe A.E	66
β) Enveloppe D.E	69
C. ROLE DES COLLISIONS	75
D. CONCLUSIONS	80

	<u>Page</u>
CHAPITRE 5 : FORCES RADIATIVES DANS DES ENVELOPPES STELLAIRES EN EXPANSION RAPIDE	83
A. FORCES RADIATIVES	83
α) Contribution locale à la force radiative	84
β) Force radiative due au continuum stellaire	85
γ) Force radiative due aux interactions distantes dans une enveloppe D.E	87
B. APPLICATIONS NUMERIQUES POUR UN ATOME A DEUX NIVEAUX	87
α) Modèle	87
β) Résultats	88
C. DISCUSSION DES RESULTATS	89
α) Enveloppe A.E	89
β) Enveloppe D.E	93
D. CONCLUSIONS	96
 CHAPITRE 6 : FORMATION DE PROFILS DE RAIES DANS DES ENVELOPPES STELLAIRES EN EXPANSION RAPIDE	 99
A. FORMATION DE PROFILS DE RAIES : PREMIERE APPROCHE	100
α) Isotropie et étoile ponctuelle	100
β) Généralisation	105
γ) Analyse d'un profil de raie observé	107
δ) Présence d'une raie photosphérique	110
ϵ) Effets d'occultation et d'inclinaison	112
ξ) Enveloppe D.E	114
B. EQUATIONS GENERALES	114
α) Enveloppe A.E	119
β) Enveloppe D.E	121
γ) Résultats	122
C. DISCUSSION DES RESULTATS	122
α) Enveloppe A.E	129
β) Enveloppe D.E	131
D. EFFET D'ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD	135
α) Enveloppe A.E	136
β) Enveloppe D.E	139
E. ROLE DES COLLISIONS	143
F. CONCLUSIONS	146

	<u>Page</u>
CHAPITRE 7 : FORMATION DE PROFILS DE RAIES POUR UN DOUBLET DE RESONANCE DANS DES ENVELOPPES STELLAIRES EN EXPANSION RAPIDE	149
A. EQUATIONS D'EQUILIBRE STATISTIQUE	150
B. CHAMPS DE RADIATION SPECTRALE J_{12} ET J_{13}	152
α) Enveloppe A.E	152
β) Enveloppe D.E	159
C. FONCTIONS SOURCE ET FORCES RADIATIVES POUR UN DOUBLET DE RESONANCE AU SEIN D'ENVELOPPES A.E	167
α) Fonctions source S_{12} et S_{13}	167
β) Forces radiatives	168
γ) Applications numériques	170
δ) Discussion des résultats	171
D. FONCTIONS SOURCE ET FORCES RADIATIVES POUR UN DOUBLET DE RESONANCE AU SEIN D'ENVELOPPES D.E	179
α) Fonctions source S_{12} et S_{13}	179
β) Forces radiatives	180
γ) Applications numériques	183
δ) Discussion des résultats	184
E. PROFILS DE RAIES POUR UN DOUBLET DE RESONANCE AU SEIN D'ENVELOPPES A.E	198
α) Première approche	198
β) Equations générales	210
γ) Applications numériques	214
δ) Discussion des résultats	214
F. PROFILS DE RAIES POUR UN DOUBLET DE RESONANCE AU SEIN D'ENVELOPPES D.E	224
α) Equations générales	224
β) Applications numériques	229
γ) Discussion des résultats	229
G. CONCLUSIONS	242
CHAPITRE 8 : CONFRONTATION DES RESULTATS THEORIQUES A DES OBSERVATIONS	247
A. PHL 5200	249
α) Observations	249
β) Modèles	251
γ) Analyse et calcul des profils de raies de C IV et Si IV	253
δ) Discussion des résultats	259
ϵ) Conclusions	264

	<u>Page</u>
B. RS 23	265
α) Observations	265
β) Analyse et calcul du profil de raie de C IV	266
γ) Conclusions	267
C. PKS 1246-057	268
D. PKS 0932+501	269
E. CONCLUSIONS	271
REMERCIEMENTS	275
REFERENCES	277

CHAPITRE 1 - INTRODUCTION

Dans un article intitulé "P Cygni Stars and Mass Loss" Kuan et Kuhl (1975) présentent des calculs de profils de raies basés sur l'approximation de Sobolev (1947, 1958) et comparent ceux-ci aux profils observés pour les raies de la série de Balmer dans le spectre de l'étoile P Cygni et d'autres étoiles de même type. Ils trouvent qu'une enveloppe en expansion décélérée extérieurement (abrégé dans la suite par "enveloppe D.E") autour de ces étoiles permet d'obtenir un bon accord entre la théorie et les observations, alors que l'image traditionnelle adoptée pour l'étoile P Cygni (cf. de Groot, 1969) avait toujours été celle d'une enveloppe en expansion accélérée extérieurement (abrégé dans la suite par "enveloppe A.E").

Une simple analyse du modèle utilisé par Kuan et Kuhl (1975) pour étudier le transfert du rayonnement dans une enveloppe D.E permet cependant de se rendre compte que leur méthode de détermination du champ de rayonnement n'est pas cohérente. En effet, ils négligent d'inclure l'existence d'interactions radiatives entre atomes situés dans des régions physiquement distinctes au sein d'une enveloppe D.E (voir chapitre 3, § D) et ils considèrent que le champ de radiation dans les raies spectrales possède un caractère purement local, par analogie au cas des enveloppes A.E (voir Sobolev 1947, 1958; Castor, 1970; chapitre 3, § C).

Cette remarque a été la motivation initiale de nos travaux, consacrés à l'étude du transfert du rayonnement dans des atmosphères en expansion rapide, dans le cadre de l'approximation formulée par Sobolev (1947). Bien que l'essence de cette approximation soit développée dans les chapitres suivants, nous rappelons brièvement qu'elle consiste à négliger tout transfert des photons dans l'espace : vu les gradients de vitesse importants existant dans une enveloppe en expansion rapide, un photon créé dans une raie spectrale pourra soit subir "localement" un nombre quelconque de diffusions, soit s'échapper en une seule fois de l'enveloppe.

Dans la seconde partie de cette introduction nous résumons les travaux les plus fondamentaux qui ont contribué, jusque vers l'année 1975, à l'élaboration de théories permettant l'interprétation de profils de raies formés dans des atmosphères en expansion rapide. Concernant les travaux les plus récents, ceux-ci seront mentionnés au cours des chapitres ultérieurs.

Acceptant d'interpréter en termes d'effet Doppler la séparation entre deux points d'un profil d'une raie, Beals (1929, 1931) a été le premier à fournir l'explication des profils rectangulaires observés dans les larges raies d'émission de novae et d'étoiles de type Wolf-Rayet. Parfois d'ailleurs cette composante en

émission apparaît flanquée sur son aile violette par une composante en absorption (profil de type P Cygni). Beals remarque que pratiquement tous les traits caractéristiques des spectres de ces étoiles peuvent être interprétés en supposant qu'un gaz composé d'ions est éjecté de façon continue à partir de la surface de l'étoile avec une grande vitesse radiale, constante dans tout l'espace. Dans ce modèle, l'étoile est entourée par une enveloppe de matière supposée transparente à sa propre radiation spectrale et dont les dimensions sont très grandes vis-à-vis du diamètre stellaire. L'explication intuitive qui a mené Beals à ce résultat est la suivante : si la largeur des raies en émission est fixée par les vitesses maximales v_{\max} et $-v_{\max}$ mesurées le long d'une ligne de visée passant par le cœur de l'étoile, le remplissage de l'émission observé entre ces deux valeurs extrêmes peut être simplement attribué au fait que la vitesse d'expansion \vec{v} , au travers de l'enveloppe, fait des angles ayant des valeurs comprises entre 0° et 180° par rapport à la direction de visée. L'absorption parfois présente et décalée vers les courtes longueurs d'onde, résulte quant à elle de l'absorption du continuum de l'étoile par cette partie de l'atmosphère située devant le disque stellaire et s'approchant de l'observateur.

Faisant suite aux travaux de Beals, nous citerons ceux de Menzel (1929) qui reposent sur les mêmes hypothèses et ceux de Gerasimovič (1933, 1935) qui généralisent les théories précédentes au cas de champs de vitesses non uniformes et où l'auteur conclut qu'un modèle d'enveloppe D.E permet de comprendre l'évolution des spectres de différentes novae (nova Aquilae 1918, nova Ophiuchi 3, nova Herculis, etc.). Chandrasekhar (1934) considère des distributions de vitesses susceptibles de caractériser le mouvement d'un atome dans les champs gravifique et/ou radiatif d'une étoile et il tient compte, pour la première fois, de l'effet d'occultation d'une partie de l'enveloppe par le disque stellaire. Wilson (1934) change quelque peu le modèle de Chandrasekhar et l'applique aux profils de raies de la série de Balmer observés dans le spectre de l'étoile RS Ophiuchi. Il prétend pouvoir déterminer le gradient de vitesse dans l'enveloppe à partir du contour des profils observés. Rosseland (1936), Bappu et Menzel (1954) et Kuhl (1964) appliquent les modèles quelque peu modifiés de leurs prédécesseurs à divers types d'objets tels que novae, étoiles de types W-R, P Cygni, Be, T Tauri, etc. en adoptant des distributions ad hoc pour l'émissivité du gaz et en faisant abstraction de tout transfert radiatif dans les raies spectrales.

McCrea et Mitra (1936) furent les premiers à examiner le problème du transfert dans les raies spectrales et, bien qu'ils aient établi la forme exacte de l'équation de transfert radiatif appropriée au cas d'enveloppes en expansion, ils n'ont pas réussi à en donner des solutions exactes. Les premières solutions de cette équation furent obtenues par Chandrasekhar (1945a,b) pour un profil d'absorption atomique rectangulaire dans une atmosphère plan-parallèle et où la

surface de l'étoile agit comme un parfait absorbant (problème de Schuster). Rottenberg (1952) étudie le transfert du rayonnement d'un point à un autre d'une enveloppe concentrique géométriquement mince en expansion uniforme. Il néglige cependant l'existence de gradients de vitesse transversaux dans le calcul du transfert tout en considérant la redistribution en fréquences de la radiation comme étant due aux mouvements différentiels de l'enveloppe. Abhyankar (1964a, 1964b, 1965) généralise l'approche de Rottenberg au cas d'un grand nombre de telles enveloppes afin de pouvoir inclure l'effet des gradients de vitesse. Néanmoins, il restreint son étude à une atmosphère de type plan-parallèle.

Sobolev (1947, 1958), dans son remarquable traité "Enveloppes Stellaires en Expansion", présente une théorie du transfert radiatif dans un milieu homogène, infini et en expansion uniformément accélérée. Il démontre dans ce travail que si la vitesse macroscopique, le long d'une ligne de visée, varie d'une quantité égale à la vitesse d'agitation thermique des atomes sur une distance petite par rapport aux dimensions de l'enveloppe, le champ de radiation spectrale en un point de l'atmosphère prend une valeur purement locale. Aussi devient-il possible, en pratique, de résoudre numériquement les équations d'équilibre statistique couplées simultanément au champ diffus de la radiation. Sobolev (1957) généralise ses conclusions au cas d'un milieu matériel à trois dimensions composé de couches plan-parallèles pour un profil d'absorption atomique de forme tout à fait quelconque. Rublev (1961, 1963, 1964) se sert du modèle développé par Sobolev pour calculer des profils de raies formés dans des enveloppes A.E et D.E, mais il simplifie grandement le problème en supposant que les coefficients d'émission et d'absorption sont homogènes dans une partie de l'atmosphère et nuls partout ailleurs. La contribution de Lyong (1967) est seulement de généraliser le travail de Rublev en incluant une dépendance radiale de la fonction source de façon tout à fait arbitraire.

Dans une longue série d'articles, Hutchings (1968a, 1968b, 1969, 1972) reproduit des profils de raies de type P Cygni, mais l'énorme quantité de paramètres qu'il introduit dans ses modèles tend plutôt à obscurcir les conditions physiques existant au sein des atmosphères stellaires qu'il étudie. De même Marlborough (1969) calcule de façon semi-empirique des profils de raies formés dans des enveloppes autour d'étoiles Be mais il ignore le transfert du rayonnement, en ce sens que les populations des niveaux atomiques sont indépendantes du champ radiatif.

Lucy (1971) résout l'équation de transfert dans un repère lié au fluide avec les deux hypothèses que la redistribution en fréquences de la radiation émise par les atomes se fait de façon cohérente (voir chapitre 2, § B) et que la largeur du coefficient atomique est négligeable vis-à-vis des mouvements différentiels de

l'enveloppe (approximation de Sobolev). De plus, Lucy traite le champ de radiation spectrale en un point comme étant composé de deux uniques faisceaux (approximation d'Eddington généralisée).

Castor (1970) améliore le modèle établi par Sobolev en donnant une expression analytique pour l'intensité moyenne du champ radiatif créé par le continuum de l'étoile dans une enveloppe A.E (voir chapitre 3, § C). L'approche de Castor est certes physiquement plus acceptable car elle suppose que dans un repère lié au fluide en mouvement les processus d'absorption et d'émission de la radiation spectrale sont totalement non corrélés en fréquences et directions (hypothèse de la redistribution totale). Castor et van Blerkom (1970) et Castor et Nussbaumer (1972) ont appliqué ce dernier modèle respectivement au cas de He II (avec 30 niveaux) et C III (avec 14 niveaux) en vue de déterminer les conditions physiques existant dans les atmosphères de certaines étoiles de type W-R. Toutefois, le fait d'avoir résolu les équations d'équilibre statistique en un seul point représentatif de l'enveloppe rend leurs conclusions douteuses.

Křiž (1974, 1976) et Kuan (1975), respectivement pour les cas d'atmosphères étendues autour d'étoiles Be et T Tauri, Goldreich et Kwan (1974), Scoville et Solomon (1974) et de Jong, Chu et Dalgarno (1975) pour le cas de nuages interstellaires formés de molécules diatomiques, comparent des profils de raies observés à ceux qu'ils calculent dans des enveloppes D.E. Se servant de modèles analogues à celui proposé par Kuan et Kuhl (1975), ceux-ci sont, par conséquent, sujets aux mêmes critiques que celles exposées au début de cette introduction.

Magnan (1968, 1970, 1972, 1973), Scargle, Caroff et Noerdlinger (1970), Caroff, Noerdlinger et Scargle (1972), Noerdlinger et Scargle (1972) ont utilisé des méthodes numériques dites de Monte-Carlo pour calculer le transfert de la radiation dans des enveloppes A.E. Ces méthodes consistent à suivre pas à pas un photon dans la marche aléatoire qu'il fait en fréquences et dans l'espace entre le point où il a été créé et le point où il disparaît. L'avantage de ces méthodes est qu'elles permettent d'introduire de façon assez simple des fonctions de redistribution en fréquences complètes, des lois de diffusion dipolaire, etc., c'est-à-dire qu'elles offrent la possibilité de tenir compte de plus de processus élémentaires simples que ne le permet une approche analytique du problème. Du fait que la convergence de ces techniques numériques est extrêmement lente (comme la racine carrée du temps de calcul puisqu'il faut effectuer une moyenne sur un grand nombre d'événements), ces auteurs ont en général étudié l'effet d'un processus physique élémentaire simple (par exemple : effet du choix de telle ou telle fonction de redistribution en fréquences) au détriment d'autres facteurs plus importants (par exemple : variation de la densité) dont dépend la forme exacte d'un profil de raie.

En terminant, citons sommairement quelques travaux théoriques dans lesquels l'équation de transfert appropriée aux milieux matériels en mouvement a été résolue rigoureusement dans des situations géométriques ou physiques relativement simplifiées : par exemple, dans une atmosphère plan-parallèle avec un gradient de vitesse constant (Hummer et Rybicki, 1968), ou non constant (Kalkofen, 1970; Kulander, 1971; Noerdlinger et Rybicki, 1974), ou encore dans une enveloppe à symétrie sphérique (Kunasz et Hummer, 1974) lorsque les vitesses macroscopiques sont de l'ordre de grandeur des vitesses d'agitation thermique des atomes. Les difficultés auxquelles se heurtent tous ceux qui tentent de résoudre rigoureusement l'équation de transfert dans des cas plus réalistes (atome à plusieurs niveaux, champ de vitesses macroscopiques, etc.), relèvent essentiellement de problèmes numériques étroitement associés aux capacités de calcul qu'offrent les plus grands ordinateurs actuellement disponibles.

Dans la suite de cette introduction, nous traçons le plan général de la présente dissertation.

Ainsi, dans le chapitre 2, nous rappelons brièvement le formalisme utilisé en physique du transfert (cf. Ivanov, 1973; Magnan, 1978) pour décrire l'interaction de la radiation spectrale avec un système matériel composé d'atomes. Considérant le cas particulier des atmosphères en expansion rapide, nous situons dans un contexte général les hypothèses de base de notre travail.

Dans le cadre de l'approximation de Sobolev, nous établissons au chapitre 3 les diverses expressions des probabilités de fuite d'un photon, celles du champ de radiation spectrale ainsi que la forme des équations d'équilibre statistique décrivant le comportement des populations des niveaux d'un atome au sein d'enveloppes A.E et D.E. Nous montrons, en particulier, la différence essentielle existant entre les échanges radiatifs qui prennent place au sein d'enveloppes A.E et D.E et les conséquences que celle-ci implique.

Au chapitre 4, nous étudions numériquement le comportement de la fonction source S_{12} pour un atome à deux niveaux au sein d'enveloppes A.E et D.E. Nous portons une attention spéciale à ces dernières : en effet, un couplage radiatif non local caractérise les enveloppes D.E. Nous montrons ensuite que tous ces résultats peuvent être physiquement interprétés d'une manière simple en suivant à la trace la marche d'un photon au sein des milieux matériels considérés.

Nous établissons au chapitre 5 les expressions des forces radiatives créées par l'interaction de la matière avec le champ de radiation spectrale au sein d'enveloppes en expansion rapide. Nous illustrons par quelques exemples numériques le comportement des forces radiatives agissant sur un atome à deux niveaux et nous interprétons ces résultats au moyen de développements asymptotiques pour les cas extrêmes de milieux matériels optiquement épais et optiquement mince à la radiation

spectrale. Nous discutons brièvement le rôle et les effets de ces forces radiatives sur la dynamique des atmosphères en expansion et/ou en contraction rapides autour d'étoiles centrales.

En vue d'analyser les profils de raies de type P Cygni observés récemment dans le spectre ultraviolet d'un grand nombre d'étoiles de type chaud et de quasars à grand redshift, nous déduisons au chapitre 6 les expressions générales des profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E et D.E. De nombreux calculs de profils de type P Cygni sont alors présentés et interprétés en termes des paramètres physiques et géométriques des enveloppes. Nous discutons aussi le rôle des collisions, les effets dus à la dimension finie de l'étoile ainsi que l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire sur la formation des profils de raies.

Etant donné que la plupart des profils de type P Cygni sont observés pour des raies de résonance composées de deux transitions simples, nous avons généralisé au chapitre 7 l'approche du transfert de la radiation spectrale (degré d'excitation des atomes, forces radiatives, profils de raies), développée au cours des chapitres précédents, pour le cas d'un doublet de résonance. De nombreuses applications numériques illustrant le comportement du degré d'excitation des atomes, des forces radiatives ainsi que la formation des profils de raies au sein d'enveloppes A.E et D.E sont alors présentées, et elles sont suivies d'une interprétation physique.

Enfin, la confrontation des résultats de nos modèles théoriques avec certaines observations spectroscopiques constitue le chapitre 8. Les profils de raies de type P Cygni observés à haute résolution au moyen des satellites astronomiques Copernicus et I.U.E. (International Ultraviolet Explorer) pour les doublets de résonance de C IV, Si IV, N V, etc. dans le spectre ultraviolet d'étoiles de types Be, Of, W-R, etc. ainsi que ceux apparaissant dans le spectre de certains quasars à grand redshift offrent un vaste champ d'applications à nos méthodes. Nous nous sommes donc volontairement restreints dans ce travail à l'analyse et à l'interprétation des profils de type P Cygni observés pour les quasars PHL 5200, RS 23, PKS 1246-057 et PKS 0932+501. D'importants paramètres physiques caractérisant les enveloppes de PHL 5200 et RS 23 sont alors déduits. A partir de ces résultats, nous sommes amenés à proposer un même schéma d'évolution liant ces quatre quasars particuliers à un grand nombre d'autres.

CHAPITRE 2 - ENTREE EN MATIERE

Le but de notre travail étant d'étudier la formation de profils de raies dans des atmosphères en mouvement, nous sommes directement amenés à considérer l'état d'un gaz composé de diverses espèces atomiques en interaction avec un champ radiatif. L'état du gaz sera complètement décrit s'il est possible de connaître au cours du temps les populations des différents niveaux atomiques, exprimées en concentrations numériques par unité de volume $n_i(\vec{r})$, ainsi que l'intensité du champ de radiation $I_\nu(\vec{r}, \vec{n})$ dans chacune des raies et continua, ceci en tout point \vec{r} et toute direction \vec{n} de l'espace occupé par la matière.

Si l'état du gaz ne change pas au cours du temps, ce gaz est dit être dans un état d'équilibre constant. La non variabilité, même à long terme, de la forme générale de profils observés dans les spectres d'objets galactiques (étoiles de types P Cygni, W-R, Of, etc.) et extra-galactiques (quasars, galaxies actives, etc.) est suffisamment bien établie pour un grand nombre d'entre eux pour que nous puissions adopter cette hypothèse d'état d'équilibre constant du gaz dans la suite de notre travail.

L'état d'équilibre d'un niveau atomique discret i est alors décrit par une équation d'équilibre statistique qui fixe la concentration n_i des atomes excités dans ce niveau en égalant simplement le nombre de transitions peuplant ce niveau au nombre de transitions qui le dépeuplent. Bien sûr, un système complet d'équations d'équilibre statistique, en nombre égal à celui des niveaux atomiques discrets, devrait être résolu globalement et couplé aux équations générales décrivant le transfert de la radiation, l'état d'ionisation, la conservation de l'énergie et le mouvement de la matière. Cependant, nos connaissances actuelles des processus physiques prenant place dans les atmosphères en mouvement tels que le mécanisme d'éjection de la matière, la nature des champs de vitesses, les types de distribution de température et d'ionisation, etc. sont tellement incertaines qu'il apparaît impossible de pouvoir traiter le problème ci-dessus dans toute sa généralité. Par exemple, la fonction température qui est implicite dans l'équation de conservation d'énergie et dans les équations hydrodynamiques dépend étroitement des apports d'énergie (mécanique ?, acoustique ?, flux de protons énergétiques ?, etc.) dans l'enveloppe qui sont eux-mêmes liés au mécanisme responsable de la perte de masse de l'étoile.

En vue d'élaborer un modèle self-consistant nous considérerons essentiellement le problème du transfert de la radiation spectrale au sein de milieux matériels en expansion rapide tout en supposant connus, a priori, le champ de vitesses macroscopiques, la distribution de température, l'état d'ionisation au travers de

l'enveloppe et nous tâcherons ensuite de dégager l'influence des paramètres ainsi introduits sur les résultats de nos calculs. Une comparaison entre les observations et la théorie devrait, en principe, nous permettre d'améliorer ce modèle.

A. PROCESSUS D'ABSORPTION RADIATIVE

Considérons une transition entre un niveau atomique inférieur i et un niveau supérieur j , séparés par une énergie moyenne $h\nu_{ij}$. Dans le paragraphe suivant nous rappelons brièvement le formalisme utilisé en physique du transfert (cf. Ivanov, 1973; Magnan, 1978) pour décrire l'interaction entre un système composé d'atomes et un champ de photons dont la fréquence ν est voisine de ν_{ij} .

Si, fictivement, tous les atomes étaient au repos les uns par rapport aux autres, la probabilité d'absorption dt_ν d'un photon ayant une fréquence ν (définie dans un repère fixe lié aux atomes), tombant perpendiculairement sur une surface élémentaire $d\Sigma$, le long d'un parcours géométrique infinitésimal ds (voir fig. 2.1), serait donnée par la fraction de la surface $d\Sigma$ couverte par la section efficace des atomes capables d'absorber le rayonnement à la fréquence ν dans le volume élémentaire $dV = d\Sigma ds$.

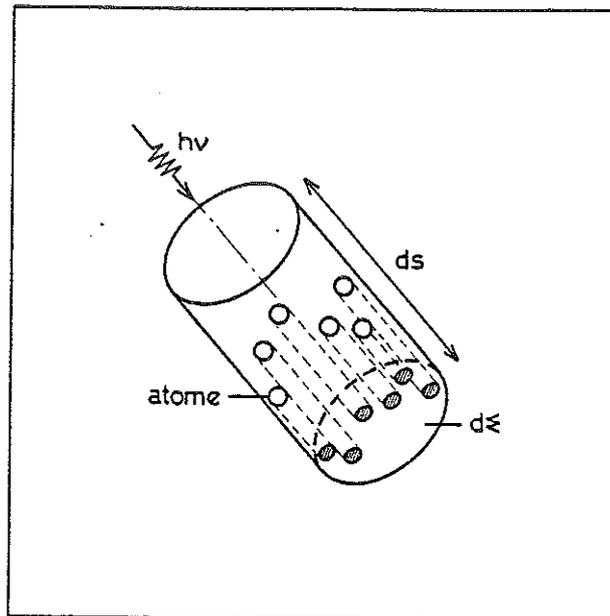


Fig. 2.1 Section efficace d'interaction radiative des atomes contenus dans le volume $dV = d\Sigma \cdot ds$ avec un photon de fréquence ν (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

Représentant par k_{ij} la section efficace moyenne d'excitation d'un atome pour la transition radiative $i \rightarrow j$, par $q(\nu - \nu_{ij})$ le profil d'absorption d'un photon à la fréquence ν et par n_i la concentration numérique par unité de volume des atomes peuplant le niveau i , nous trouvons

$$d\tau_\nu = n_i k_{ij} q(\nu - \nu_{ij}) dV/dE ,$$

$$\text{soit } d\tau_\nu = \alpha_{ij} q(\nu - \nu_{ij}) ds , \quad (2.1)$$

$$\text{où } \alpha_{ij} = n_i k_{ij} \quad (2.2)$$

est appelé le coefficient moyen d'absorption par unité de volume.

Il est bon de remarquer que, les niveaux atomiques n'étant pas infiniment étroits, le profil d'absorption $q(\nu - \nu_{ij})$ diffère de la fonction de Dirac $\delta(\nu - \nu_{ij})$. En mécanique quantique, ce phénomène est décrit par un modèle d'oscillation résonant qui conduit à la formule dite de Lorentz

$$q(\nu - \nu_{ij}) = \frac{\Gamma}{\pi} \frac{1}{\Gamma^2 + (\nu - \nu_{ij})^2} , \quad (2.3)$$

où le profil d'absorption a été choisi normalisé sur une échelle de fréquences

$$\int_{-\infty}^{+\infty} q(\nu - \nu_{ij}) d\nu = 1 , \quad (2.4)$$

et où la grandeur $\Gamma = \Gamma_r + \Gamma_c$ se décompose en une largeur caractéristique Γ_r dépendant de la durée de vie des niveaux et une largeur Γ_c associée aux perturbations causées par les particules voisines. A une fréquence $\nu = \nu_{ij} \pm \Gamma$, le coefficient d'absorption vaut la moitié de sa valeur au centre de la raie.

En réalité, les atomes ne sont jamais au repos et, de façon générale, leur mouvement peut être décomposé en une partie de mouvements aléatoires de nature thermique \vec{u} et une composante non thermique \vec{v} , associée au mouvement macroscopique du fluide. Suite aux effets Doppler, si $\vec{V} = \vec{v} + \vec{u}$ représente la vitesse d'un atome dans un certain repère et ν la fréquence d'un photon, définie dans le même repère, se propageant suivant une direction \vec{n} , la fréquence ν' vue par cet atome animé d'une vitesse $\vec{V} \cdot \vec{n}$ le long de \vec{n} est donnée par

$$v' = v - v_{ij} \frac{\vec{V} \cdot \vec{n}}{c}, \quad (2.5)$$

et le profil d'absorption correspondant par

$$q(v' - v_{ij}) = q(v_L - v_{ij} \frac{\vec{u} \cdot \vec{n}}{c} - v_{ij}), \quad (2.6)$$

où la quantité v_L ,

$$v_L = v - v_{ij} \frac{\vec{v} \cdot \vec{n}}{c} \quad (2.7)$$

correspond à la fréquence qui serait vue par un observateur se déplaçant dans un repère lié au fluide. Comme l'a suggéré Magnan (1973), il est commode d'appeler v_L la fréquence locale du photon. Remarquons que si le fluide était au repos, la fréquence locale v_L se confondrait avec la fréquence v du photon, définie dans le repère fixe.

En vue d'obtenir le coefficient d'absorption atomique représentatif d'un élément de volume de gaz en un point \vec{r} , il faut évidemment prendre la moyenne du coefficient exprimé en 2.6 sur la distribution des vitesses thermiques des atomes au même point. Pour ce faire, considérons un faisceau de radiation de fréquence v se propageant suivant la direction de l'axe z d'un système cartésien (x, y, z) et notons u_z la valeur de la composante thermique des atomes suivant cette direction. Si la distribution de vitesses thermiques des atomes dans le niveau i est donnée par la loi de Maxwell à la température T , la fraction dn_i de ces atomes par unité de volume ayant une vitesse d'agitation thermique comprise entre \vec{u} et $\vec{u} + d\vec{u}$, où \vec{u} et $d\vec{u}$ sont deux vecteurs ayant respectivement pour composantes (u_x, u_y, u_z) et (du_x, du_y, du_z) , vaut simplement

$$dn_i = n_i f\left(\frac{u_x}{\bar{u}}\right) f\left(\frac{u_y}{\bar{u}}\right) f\left(\frac{u_z}{\bar{u}}\right) d\left(\frac{u_x}{\bar{u}}\right) d\left(\frac{u_y}{\bar{u}}\right) d\left(\frac{u_z}{\bar{u}}\right), \quad (2.8)$$

$$\text{où } \bar{u} = \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (2.9)$$

est la vitesse moyenne d'agitation thermique des atomes de masse M , et où par exemple

$$f\left(\frac{u}{U}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{u}{U}\right)^2\right) . \quad (2.10)$$

La probabilité $d\tau_{\nu}$ d'absorption de la radiation spectrale de fréquence ν , se propageant le long de la direction z sera donc

$$d\tau_{\nu} = \alpha_{ij} ds \int_{-\infty}^{+\infty} f\left(\frac{u}{U}\right) d\left(\frac{u}{U}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} f\left(\frac{u}{U}\right) d\left(\frac{u}{U}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} f\left(\frac{u}{U}\right) q\left(\nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c} u_z - \nu_{ij}\right) d\left(\frac{u}{U}\right) ,$$

qui se simplifie facilement à

$$d\tau_{\nu} = \alpha_{ij} ds \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{u}{U}\right)^2\right) \frac{\Gamma}{\pi} \frac{1}{\Gamma^2 + (\nu_L - \nu_{ij} u_z / c - \nu_{ij})^2} d\left(\frac{u}{U}\right) . \quad (2.11)$$

L'intégrale dans cette dernière expression est connue sous le nom de profil de Voigt normalisé et est le produit de convolution d'une fonction de Lorentz par une Gaussienne.

On peut réécrire l'expression 2.11 sous la forme

$$d\tau_{\nu} = \alpha_{ij} \Phi(\nu_L - \nu_{ij}) ds . \quad (2.12)$$

En toute généralité, il se peut que le mouvement brownien des atomes s'écarte d'une distribution maxwellienne. Toutefois, l'expression 2.12 de la profondeur optique infinitésimale $d\tau_{\nu}$ conserverait la même forme, avec la réserve que la fonction $\Phi(\nu_L - \nu_{ij})$ différerait d'un profil de Voigt.

En résumé, nous dirons donc que $\Phi(\nu_L - \nu_{ij})$ caractérise le profil d'absorption défini dans le repère du fluide tout comme $q(\nu - \nu_{ij})$ représente le profil d'absorption défini dans le repère de l'atome.

Il est intéressant d'examiner plus attentivement la propagation d'un photon de fréquence ν dans un milieu matériel entre un point C_1 d'abscisse $s' = 0$ où il a été créé, et un point C_2 d'abscisse $s' = s$ (voir fig. 2.2).

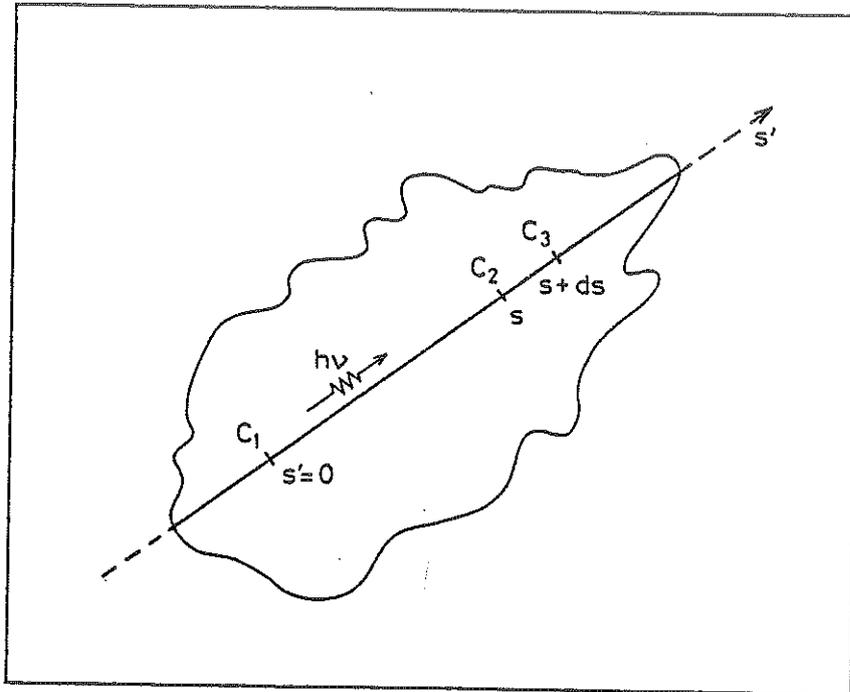


Fig. 2.2 Propagation d'un photon de fréquence ν au sein d'un milieu matériel (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

Si ce photon de fréquence ν , définie dans le repère de l'observateur, est seulement susceptible de provoquer des excitations radiatives du type $i \rightarrow j$, la probabilité $P_\nu(s + ds)$ que ce dernier a de passer directement du point C_1 au point C_3 ($s' = s + ds$), infiniment voisin de C_2 , peut s'exprimer sous la forme

$$P_\nu(s+ds) = P_\nu(s)P_\nu(ds) , \quad (2.13)$$

qui traduit le fait que la probabilité $P_\nu(ds)$, évaluée le long du chemin géométrique infinitésimal ds , est indépendante du chemin précédemment parcouru. Nous avons la relation évidente

$$P_\nu(ds) = 1-d\tau_\nu , \quad (2.14)$$

où la profondeur optique infinitésimale $d\tau_\nu$ est calculée en $s' = s$. Substituant l'expression obtenue pour $P_\nu(ds)$ en 2.14 dans 2.13, et développant au premier ordre en série de Taylor la probabilité $P_\nu(s + ds)$, nous trouvons l'équation différentielle

$$dP_\nu(s) = -P_\nu(s)d\tau_\nu . \quad (2.15)$$

Avec la condition triviale $P_\nu(s' = 0) = 1$, l'intégration de l'équation 2.15 entre $s' = 0$ et $s' = s$ conduit au résultat

$$P_\nu(s) = \exp(-\tau_\nu) , \quad (2.16)$$

$$\text{où} \quad \tau_\nu = \int_0^s d\tau_\nu \quad (2.17)$$

représente la profondeur optique du milieu matériel à la fréquence ν entre les points C_1 et C_2 .

Sans aucune difficulté nous pouvons aussi établir qu'un photon de fréquence ν émis au point C_1 a une probabilité $(1 - e^{-\tau_\nu})$ d'être absorbé avant d'avoir atteint le point C_2 et que $e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu$ représente la probabilité que ce même photon a d'être absorbé, pour la première fois, le long du parcours élémentaire ds entre les points C_2 et C_3 .

En résumé nous voyons donc que suivre à la trace la marche d'un photon de fréquence ν au sein d'un milieu matériel au repos et non homogène est une tâche rendue difficile à cause de la relation complexe liant la profondeur optique τ_ν à la variable d'espace (voir les relations 2.12 et 2.17). En effet, la distribution de la température T d'agitation thermique du gaz dont dépend le profil d'absorption $\Phi(\nu - \nu_{ij})$ ainsi que celle de la densité n_i des atomes dans le niveau inférieur i doivent être connues afin de pouvoir intégrer l'expression 2.12 de la profondeur optique infinitésimale $d\tau_\nu$ entre deux points quelconques du milieu matériel considéré. L'introduction d'un champ de vitesses macroscopiques \vec{v} rend même cette relation doublement compliquée à cause de la dépendance spatiale de la fréquence locale ν_L (voir relation 2.7) qui intervient dans l'argument du profil d'absorption. Néanmoins nous montrerons au chapitre suivant qu'en présence d'importants gradients de vitesse l'approximation de Sobolev permet de rendre cette tâche tout à fait abordable et ainsi d'obtenir une expression simple pour la probabilité $P_\nu(s)$ de propagation d'un photon au sein d'un milieu matériel en expansion.

B. PROCESSUS D'EMISSION RADIATIVE

Considérons maintenant les processus d'émission qui ont lieu dans les transitions radiatives $j \rightarrow i$.

Si un petit élément de volume de gaz est illuminé par un faisceau de radiation monochromatique de fréquence ν , le long d'une direction \vec{n} , nous pouvons nous demander quelle sera la forme du profil de la raie $\mathcal{P}(\nu' - \nu_{ij})$ décrivant la distribution en fréquences des photons émis par les atomes suivant une direction de visée \vec{n}' . Supposons même que ces atomes possèdent leurs niveaux i et j infiniment étroits, c'est-à-dire que le profil d'absorption $\phi(\nu - \nu_{ij})$ reflète uniquement la distribution de vitesses des atomes dans le niveau i , et que leur vitesse \vec{V} reste invariante pendant une durée d'interaction radiative du type $i \rightarrow j \rightarrow i$ (diffusion élémentaire d'un photon). Il apparaît alors très clairement que seuls les atomes dans le niveau i possédant une vitesse $\vec{V} \cdot \vec{n} = c(\nu - \nu_{ij})/\nu_{ij}$ seront capables d'absorber les photons de fréquence ν et que, de plus, la fréquence ν' de la radiation émise par ces atomes sera en corrélation avec les directions d'incidence \vec{n} et d'émission \vec{n}' , comme suit

$$\nu' = \nu + \frac{\nu_{ij}}{c} \vec{V} \cdot (\vec{n}' - \vec{n}), \quad (2.18)$$

avec en particulier $\nu' = \nu$ si et seulement si $\vec{n}' = \vec{n}$.

La distribution de vitesses des atomes dans le niveau j , pour lesquels $|\vec{V}| > c(\nu - \nu_{ij})/\nu_{ij}$, différant de celle des atomes dans le niveau i , il en résulte qu'outre la dépendance directionnelle du profil d'émission $\mathcal{P}(\nu' - \nu_{ij})$, ce dernier différera aussi, en principe, du profil d'absorption $\phi(\nu - \nu_{ij})$.

On voit ainsi s'introduire naturellement la fonction de redistribution $R(\nu, \vec{n}, \nu', \vec{n}')$ qui couple de façon probabiliste l'événement d'absorption radiative d'un photon de fréquence ν suivant une direction \vec{n} à celui de l'émission radiative d'un photon à la fréquence ν' le long d'une direction \vec{n}' .

Si, par souci de rigueur, on veut aussi tenir compte des faits que dans un repère lié à l'atome la diffusion d'un photon peut se faire suivant une loi de phase non isotrope de type Rayleigh, que les niveaux i et j ne sont pas infiniment étroits et voire même sujets aux perturbations du voisinage (effets de pression), que pendant une diffusion élémentaire d'un photon les vitesses des atomes peuvent varier (effet des collisions), etc., le problème devient inabordable tant il est complexe et, à ce jour, aucun résultat satisfaisant n'a pu être obtenu.

La forme très lourde que revêt la fonction de redistribution $R(\nu, \vec{n}, \nu', \vec{n}')$ rend impérative l'introduction d'une approximation qui conserve les traits physiques fondamentaux du processus de redistribution en fréquences, tout en négligeant des détails secondaires. Dans cette approximation, connue sous le nom de redistribution complète en fréquences et directions (abrégé dans la suite par RCFD), la fonction de redistribution prend la forme simplifiée

$$R(\nu, \vec{n}, \nu', \vec{n}') = \phi(\nu - \nu_{ij}) \phi(\nu' - \nu_{ij}) . \quad (2.19)$$

La signification physique de l'expression 2.19 est la suivante : lors d'une diffusion élémentaire, un photon émis avec une fréquence ν' le long d'une direction \vec{n}' a complètement oublié sa fréquence initiale ν suivant la direction d'incidence \vec{n} et possède une distribution en fréquences donnée par le profil d'absorption $\phi(\nu' - \nu_{ij})$. Intuitivement, on peut s'imaginer que suite aux perturbations aléatoires (effets de pression et collisions) des niveaux atomiques non infiniment étroits, l'hypothèse qu'il n'existe aucune corrélation entre les fréquences ν et ν' soit correcte. Rigoureusement, on ne peut pas en donner de démonstration. Mentionnons cependant que des formules asymptotiques (Finn, 1967; Ivanov, 1973) obtenues à partir d'une fonction de redistribution exacte, que des expériences visant à vérifier l'applicabilité de la fonction RCFD (Phelps et McCobrey, 1960), que des comparaisons de calculs numériques obtenus pour le cas d'une fonction de redistribution exacte et l'approximation RCFD dans des atmosphères statiques (Hearn, 1964; Hummer, 1969) et dans des enveloppes à faibles gradients de vitesse (Magnan, 1968; Mihalas et al., 1976) ont montré que l'approximation RCFD est essentiellement bonne.

Soulignons aussi qu'un autre type d'approximation, de nature très différente à la précédente, a souvent été utilisé dans le passé (Rottenberg, 1952; Abhyankar, 1964a, 1964b, 1965; Lucy, 1971). Dans cette seconde approximation on postule que la fréquence d'un photon reste inchangée au cours d'une diffusion élémentaire, c'est-à-dire que

$$R(\nu, \vec{n}, \nu', \vec{n}') = \phi(\nu - \nu_{ij}) \delta(\nu - \nu') . \quad (2.20)$$

Malheureusement, il existe des applications numériques basées sur cette hypothèse de diffusion cohérente qui contredisent les résultats de plusieurs expériences physiques (Ivanov, 1973).

Sans autre forme de justification et puisque la question relève encore entièrement du domaine de la physique théorique, nous adoptons tout au long de ce travail l'approximation RCFD pour la redistribution en fréquences des photons émis.

Dans un repère lié au fluide, la fraction d'énergie émise en un point \vec{r} dans l'intervalle de fréquences $[v_L, v_L + dv_L]$ confinée dans l'angle solide $d\omega$ autour d'une direction \vec{n} , par unités de temps et de volume est donnée par

$$dE_{v_L} = \varepsilon_{ij}(\vec{r}) \phi(v_L - v_{ij}) dv_L d\omega, \quad (2.21)$$

où la quantité $\varepsilon_{ij}(\vec{r})$ évaluée au point \vec{r} représente le coefficient moyen d'émissivité pour la transition $j \rightarrow i$, défini par unités de volume, de temps, de fréquence et d'angle solide.

C. EQUATION DE TRANSFERT DANS LES RAIES SPECTRALES

α) Milieu matériel au repos

Suivant Ivanov (1973), nous pouvons décrire complètement le champ de radiation en un point \vec{r} de l'espace par une fonction de distribution $f(v, \vec{r}, \vec{n})$ telle que $f(v, \vec{r}, \vec{n}) dv dV d\omega$ représente le nombre de photons dont la fréquence est comprise entre v et $v + dv$ contenus dans le volume dV près du point \vec{r} et se propageant dans l'angle solide $d\omega$ autour de la direction \vec{n} .

Il est alors facile de définir l'intensité spécifique $I_\nu(\vec{r}, \vec{n})$ par la relation

$$I_\nu(\vec{r}, \vec{n}) = ch\nu f(v, \vec{r}, \vec{n}), \quad (2.22)$$

dans laquelle h et c sont respectivement la constante de Planck et celle de la vitesse de la lumière. En effet, soient les photons dont la fréquence est comprise dans l'intervalle $[v, v + dv]$ qui se propagent au voisinage du point \vec{r} le long des directions contenues dans l'angle solide $d\omega$ autour de \vec{n} . Il s'ensuit que la quantité $I_\nu(\vec{r}, \vec{n}) dv d\Omega d\Sigma$ représente l'énergie transférée par ces photons par unité de temps, au travers de la surface élémentaire $d\Sigma$ perpendiculaire à \vec{n} et située au point \vec{r} . La seule connaissance de $I_\nu(\vec{r}, \vec{n})$ suffit donc aussi à caractériser complètement le champ de radiation dans l'espace.

Les résultats 2.12 et 2.21 établis aux paragraphes précédents nous permettent d'écrire directement l'équation de transfert en un point \vec{r} , le long d'un axe \vec{n} ayant pour abscisse s .

Dans un milieu matériel au repos, la variation $dI_\nu(s)$ de l'intensité spécifique $I_\nu(s)$ entre deux points d'abscisse $s + ds$ et s est donnée par

$$dI_\nu(s) = -I_\nu(s) d\tau_\nu + \varepsilon_{ij} \phi(v - v_{ij}) ds,$$

ou, en se servant de la relation 2.12,

$$\frac{dI_{\nu}(s)}{ds} = -\alpha_{ij} \Phi(\nu - \nu_{ij}) (I_{\nu}(s) - \frac{\epsilon_{ij}(s)}{\alpha_{ij}(s)}) . \quad (2.23)$$

Remarquons que nous avons tenu compte du fait que, dans un milieu matériel au repos, le repère lié au fluide se confond avec celui de l'observateur, c'est-à-dire que $\nu = \nu_L$.

L'intensité moyenne de la radiation capable d'interagir en un point \vec{r} avec des atomes, via une transition radiative $i \rightarrow j$, est alors simplement

$$J_{ij}(\vec{r}) = \int_{\Omega=4\pi} \frac{d\omega}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\nu - \nu_{ij}) I_{\nu}(\vec{r}, \vec{n}) d\nu . \quad (2.24)$$

β) Milieu matériel en mouvement

Lorsque le milieu matériel est animé d'un mouvement macroscopique, nous avons montré au paragraphe A du présent chapitre que dans un repère lié au fluide la fréquence ν d'un photon, définie par rapport à un repère fixe, apparaît décalée à une fréquence locale ν_L (cf. relation 2.7). Par conséquent, les équations 2.23 et 2.24 écrites dans un repère fixe lié à l'observateur prennent les formes respectives

$$\frac{dI_{\nu}(s)}{ds} = -\alpha_{ij} \Phi(\nu - \nu_{ij} \frac{v_s - \nu_{ij}}{c}) (I_{\nu}(s) - \frac{\epsilon_{ij}(s)}{\alpha_{ij}(s)}) , \quad (2.25)$$

et

$$J_{ij}(\vec{r}) = \int_{\Omega=4\pi} \frac{d\omega}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\nu - \nu_{ij} \frac{v_s - \nu_{ij}}{c}) I_{\nu}(\vec{r}, \vec{n}) d\nu , \quad (2.26)$$

dans lesquelles $v_s = \vec{v} \cdot \vec{n}$ représente la composante de la vitesse macroscopique \vec{v} du fluide au point \vec{r} suivant la direction d'incidence \vec{n} . Dans le cadre de l'approximation de Sobolev, Castor (1970) a résolu l'équation de transfert 2.25 pour le cas d'enveloppes A.E.

Lorsqu'on se place dans un repère lié au fluide, il faut raisonner en termes de fréquence locale ν_L . Voyons donc la forme que prend l'équation de transfert 2.25 écrite dans un tel repère.

Prenant en considération la relation 2.7, nous trouvons successivement

$$I_V(s) = I_{V_L}(s) , \quad (2.27)$$

$$\frac{dI_V(s)}{ds} = \frac{\partial I_{V_L}(s)}{\partial s} + \frac{\partial I_{V_L}(s)}{\partial v_L} \cdot \frac{\partial v_L}{\partial s} , \quad (2.28)$$

$$\text{avec } \frac{\partial v_L}{\partial s} = - \frac{v_{ij}}{c} \frac{\partial v_s}{\partial s} , \quad (2.29)$$

où $\partial v_s / \partial s$ représente le gradient de vitesse macroscopique suivant l'axe s .

Substituant les trois dernières relations dans les équations 2.25 et 2.26, on obtient facilement

$$\frac{\partial I_{V_L}(s)}{\partial s} - \frac{v_{ij}}{c} \frac{\partial v_s}{\partial s} \frac{\partial I_{V_L}(s)}{\partial v_L} = -\alpha_{ij} \Phi(v_L - v_{ij}) (I_{V_L}(s) - \frac{\epsilon_{ij}(s)}{\alpha_{ij}(s)}) , \quad (2.30)$$

$$\text{et } J_{ij}(\vec{r}) = \int_{\Omega=4\pi} \frac{d\omega}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(v_L - v_{ij}) I_{V_L}(\vec{r}, \vec{n}) dv_L . \quad (2.31)$$

Lucy (1971) a étudié le transfert de la radiation spectrale dans des enveloppes A.E au moyen d'équations analogues. Dans le contexte de l'approximation de Sobolev, il suppose cependant que la redistribution en fréquences de la radiation émise s'effectue de façon cohérente (voir relation 2.20).

En vue d'étudier le transfert de la radiation spectrale dans des enveloppes A.E, D.E et à géométries plus complexes, nous nous plaçons aussi dans un repère lié au fluide mais utilisons la forme intégrale de l'équation de transfert (cf. relation 2.16). La signification physique de cette approche, différente des deux autres, apparaîtra très clairement au prochain chapitre.

CHAPITRE 3 - CHAMP DE RADIATION ET EQUATIONS D'EQUILIBRE STATISTIQUE
DANS DES ENVELOPPES STELLAIRES EN EXPANSION RAPIDE

Dans ce chapitre, nous établissons les expressions de l'intensité moyenne du champ de radiation spectrale au sein d'enveloppes stellaires en expansion rapide et nous discutons sommairement la forme que revêtent les équations d'équilibre statistique correspondantes.

A. APPROXIMATION DE SOBOLEV

Notre étude repose entièrement sur l'hypothèse de Sobolev (1947, 1957, 1958) qui a introduit le concept de probabilité de fuite en vue de décrire le transfert du rayonnement spectral dans une enveloppe stellaire en expansion rapide.

L'approximation de Sobolev consiste à supposer homogènes les propriétés physiques (coefficients d'absorption α_{ij} et d'émission ϵ_{ij} , température cinétique T_e , etc.) et cinématiques (gradient de vitesse $\partial v_s / \partial s$, etc.) de l'enveloppe le long de distances spatiales ΔS à l'intérieur desquelles la vitesse macroscopique v_s de l'enveloppe varie d'une quantité Δv_s égale, en ordre de grandeur, à la vitesse maximale u_{max} d'agitation thermique et/ou de turbulence des atomes. Désignant par $\partial v_s / \partial s$ le gradient de vitesse macroscopique le long d'un axe d'abscisse s , en un point \vec{r} , nous avons la relation

$$\Delta S = 2u_{max} / \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right|, \quad (3.1)$$

et, pourvu que le gradient de vitesse soit suffisamment grand (expansion rapide), ΔS sera suffisamment petit vis-à-vis des dimensions de l'enveloppe, de telle sorte que l'approximation de Sobolev énoncée ci-dessus est justifiée. S'il en est ainsi, on comprend aisément qu'un photon émis avec une fréquence ν voisine de ν_{ij} en un point \vec{r} pourra soit y subir "localement" un nombre quelconque de diffusions élémentaires soit s'échapper "directement" du voisinage où il a été créé.

B. PROBABILITE DE FUITE β_{ij}^1

Dans ce second paragraphe, nous établissons l'expression de la probabilité de fuite β_{ij}^1 qui représente la probabilité qu'un photon initialement émis en un point \vec{r} dans une transition radiative $j \rightarrow i$ s'échappe directement du voisinage où il a été créé, le long d'une direction quelconque \vec{n} .

Soit $\phi(\nu_L - \nu_{ij})$ une fonction arbitraire décrivant le profil d'absorption de la raie (voir fig. 3.1) dans un repère lié au fluide. $\phi(\nu_L - \nu_{ij})$ est choisie normalisée après intégration sur l'échelle de fréquences et nulle en dehors de l'intervalle $[\nu_{ij} - (\Delta\nu/2), \nu_{ij} + (\Delta\nu/2)]$ où

$$\Delta\nu = 2u_{\max} \cdot \nu_{ij} / c \quad (3.2)$$

représente l'élargissement maximal du profil de la raie dû aux mouvements chaotiques des atomes.

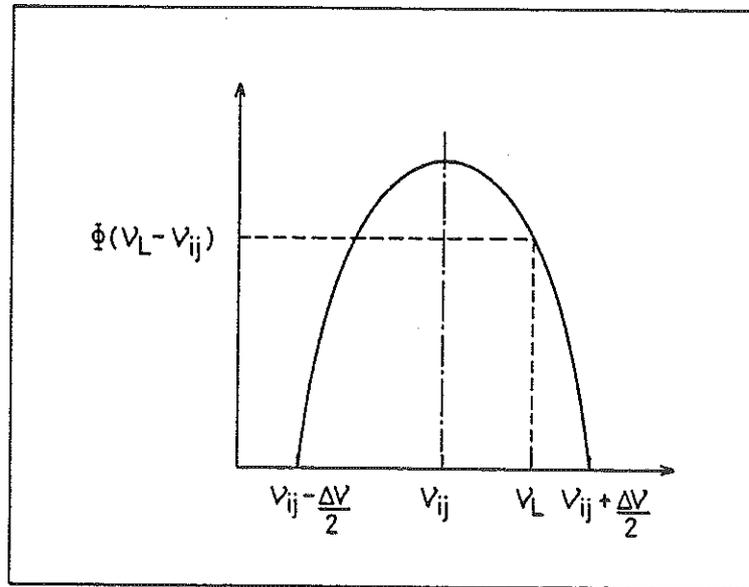


Fig. 3.1 Profil d'absorption de la raie dans un repère lié au fluide (voir texte).

Négligeant les processus d'absorption et d'émission autres que les diffusions élémentaires des photons dans la transition radiative $i \leftrightarrow j$, les coefficients d'absorption α_{ij} et d'émission ϵ_{ij} dans un repère lié au fluide sont donnés respectivement par

$$\alpha_{ij} = \frac{n_i B_{ij} h \nu_{ij}}{4\pi} \left(1 - \frac{g_i n_j}{g_j n_i}\right), \quad (3.3)$$

$$\text{et } \epsilon_{ij} = \frac{n_i A_{ji} h \nu_{ij}}{4\pi}, \quad (3.4)$$

n_i et n_j étant les concentrations numériques par unité de volume des niveaux i et j ; g_i , g_j , leur poids statistique et B_{ij} , A_{ji} les probabilités de transition de Milne-Einstein.

Avec l'hypothèse de redistribution complète en fréquences et directions (RCFD) des photons émis dans la raie, le rapport du coefficient d'émission $\epsilon_{ij} \phi(\nu_L - \nu_{ij})$ au coefficient d'absorption $\alpha_{ij} \phi(\nu_L - \nu_{ij})$, à une fréquence locale ν_L , définit la fonction source S_{ij} pour la transition radiative $i \rightarrow j$

$$S_{ij} = \frac{\epsilon_{ij}}{\alpha_{ij}}. \quad (3.5)$$

Remplaçant les résultats 3.3 et 3.4 dans 3.5, nous avons

$$S_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{\frac{g_j n_i}{g_i n_j} - 1}, \quad (3.6)$$

$$\text{avec } \sigma_{ij} = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2}, \quad (3.7)$$

et nous remarquons que la fonction source S_{ij} est une quantité indépendante de la fréquence ν_L dans la raie.

Soit P_0 un point fixe dans l'enveloppe en mouvement ayant pour abscisse $s = 0$ (voir fig. 3.2), l'axe des abscisses s étant choisi positivement orienté de P_0 à Q .

Supposons qu'un photon ayant une fréquence locale ν_L (voir fig. 3.1) soit émis en P_0 le long de cette direction. Suite à la présence de gradients de vitesse $\partial v_s / \partial s$ le long de s , ce photon a une probabilité $PR_{\nu_L}(P_0Q)$ d'être absorbé entre les points P_0 et P_1 ayant respectivement pour abscisses $s = 0$ et $s = s(\nu_L)$. Au-delà du point P_1 , les vitesses relatives par rapport à P_0 étant de l'ordre de $\Delta v_s = \pm 2 u_{\max}$, le milieu matériel est complètement transparent aux photons de

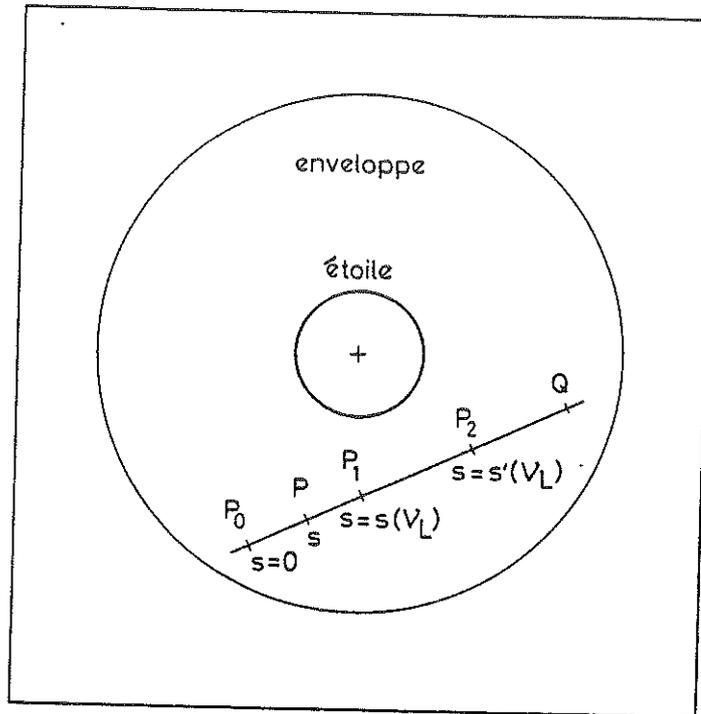


Fig. 3.2 Direction quelconque dans l'enveloppe le long de laquelle est étudié le transfert de la radiation spectrale (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

fréquence locale ν_L , définie en P_0 . L'expression de la probabilité $PR_{\nu_L}(P_0Q)$ découle immédiatement (cf. chapitre 2, § A)

$$PR_{\nu_L}(P_0Q) = \int_0^{s(\nu_L)} \exp\left(-\int_0^s \alpha_{ij} \Phi\left(\nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c}(\nu_s(s') - \nu_s(0)) - \nu_{ij}\right) ds'\right) \cdot \alpha_{ij} \Phi\left(\nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c}(\nu_s(s) - \nu_s(0)) - \nu_{ij}\right) ds. \quad (3.8)$$

Rappelons que le facteur exponentiel dans l'intégrale 3.8 représente la probabilité qu'un photon émis avec la fréquence locale ν_L en P_0 atteigne "sain et sauf" le point P d'abscisse s (cf. relation 2.16). L'exposant, changé de signe, est l'opacité du milieu entre les points P_0 et P. Le terme supplémentaire $-\nu_{ij}/c \cdot (\nu_s(s') - \nu_s(0))$ qui apparaît dans l'argument du profil d'absorption traduit la

variation de la fréquence locale ν_L le long de l'axe s . Enfin, le dernier facteur $\alpha_{ij} \phi \left[\nu_L - \nu_{ij}/c (v_s(s) - v_s(0)) - \nu_{ij} \right] \cdot ds$ représente la probabilité d'absorption du photon entre les points ayant pour abscisses s et $s + ds$.

Il est facile de simplifier l'équation 3.8 en effectuant les changements de variables suivants :

$$x = \nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c} (v_s(s') - v_s(0)) - \nu_{ij} , \quad dx = -\frac{\nu_{ij}}{c} \frac{\partial v_s}{\partial s} ds' , \quad (3.9)$$

$$\text{et } y = \nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c} (v_s(s) - v_s(0)) - \nu_{ij} , \quad dy = -\frac{\nu_{ij}}{c} \frac{\partial v_s}{\partial s} ds . \quad (3.10)$$

Nous obtenons alors

$$PR_{\nu_L}(P_0Q) = \int_{y(s(\nu_L))}^{\nu_L - \nu_{ij}} \exp\left(-\int_y^{\nu_L - \nu_{ij}} \frac{\alpha_{ij} c}{\nu_{ij} \frac{\partial v_s}{\partial s}} \phi(x) dx\right) \frac{\alpha_{ij} c}{\nu_{ij} \frac{\partial v_s}{\partial s}} \phi(y) dy . \quad (3.11)$$

Définissant la quantité κ_{ij} par

$$\kappa_{ij} = \frac{\alpha_{ij} c}{\nu_{ij} \frac{\partial v_s}{\partial s}} , \quad (3.12)$$

et supposant constants (approximation de Sobolev) les coefficients d'absorption α_{ij} et d'émission ϵ_{ij} , le gradient de vitesse $\partial v_s / \partial s$, et invariant le profil d'absorption $\phi(\nu_L - \nu_{ij})$ le long de distances spatiales ΔS (voir relation 3.1), la probabilité $PR_{\nu_L}(P_0Q)$ peut être réécrite

$$PR_{\nu_L}(P_0Q) = \int_{y(s(\nu_L))}^{\nu_L - \nu_{ij}} \frac{d}{dy} \left(\exp(-\kappa_{ij} \int_y^{\nu_L - \nu_{ij}} \phi(x) dx) \right) dy , \quad (3.13)$$

équivalente à

$$PR_{\nu_L}(P_0Q) = 1 - \exp\left(-\kappa_{ij} \int_{y(s(\nu_L))}^{\nu_L - \nu_{ij}} \phi(x) dx\right) . \quad (3.14)$$

Insistons que, sans autre restriction, les quantités ϵ_{ij} , α_{ij} , $\partial v_s / \partial s$ et $\phi(v_L - v_{ij})$ peuvent varier appréciablement sur des échelles de distance supérieures à ΔS . La probabilité $PR(P_0Q)$ qu'un photon émis à une fréquence locale v_L quelconque dans le profil de la raie au point P_0 soit absorbé le long de la direction P_0Q est donnée par

$$PR(P_0Q) = \int_{v_{ij} - \frac{\Delta v}{2}}^{v_{ij} + \frac{\Delta v}{2}} \phi(v_L - v_{ij}) PR_{v_L}(P_0Q) dv_L . \quad (3.15)$$

Se servant du changement de variable

$$l = v_L - v_{ij} , \quad dl = dv_L , \quad (3.16)$$

et de l'expression 3.14, nous obtenons

$$PR(P_0Q) = \int_{-\frac{\Delta v}{2}}^{+\frac{\Delta v}{2}} \phi(l) (1 - \exp(-\kappa_{ij} \int_0^l \phi(x) dx)) \frac{dl}{y(s(v_L))} , \quad (3.17)$$

et vu la condition de normalisation du profil d'absorption,

$$PR(P_0Q) = 1 + \int_{-\frac{\Delta v}{2}}^{+\frac{\Delta v}{2}} \frac{d}{dl} (\exp(-\kappa_{ij} \int_0^l \phi(x) dx)) \frac{dl}{\kappa_{ij} y(s(v_L))} . \quad (3.18)$$

Si, le long de la direction P_0Q , le gradient de vitesse $\partial v_s / \partial s$ est positif, la fréquence locale v_L définie en P_0 sera décalée à la fréquence locale $v_{ij} - (\Delta v/2)$ en P_1 ; si par contre le gradient de vitesse est négatif, la fréquence locale v_L en P_0 sera décalée à la fréquence locale $v_{ij} + (\Delta v/2)$ en P_1 . Avec le changement de variable 3.10, nous trouvons que

$$\text{si } \frac{\partial v}{\partial s} > 0 , \quad y(s(v_L)) = v_L - \frac{v_{ij}}{c} (v_s(s(v_L)) - v_s(0)) - v_{ij} , \quad (3.19)$$

et puisque l'effet Doppler entre les points P_1 et P_0 est exprimé par (voir fig. 3.1)

$$\frac{v_{ij}(v_s(s(v_L)) - v_s(0))}{c} = v_L - v_{ij} \frac{\Delta v}{2}, \quad (3.20)$$

l'équation 3.19 devient

$$y(s(v_L)) = -\frac{\Delta v}{2}. \quad (3.21)$$

On montrerait de façon analogue que si $\partial v_s / \partial s < 0$,

$$y(s(v_L)) = \frac{\Delta v}{2}. \quad (3.22)$$

Utilisant les résultats 3.21 et 3.22, l'équation 3.18 se simplifie à

$$\text{si } \frac{\partial v_s}{\partial s} > 0, \quad PR(P_0 Q) = 1 + (\exp(-\kappa_{ij} \int_{\frac{\Delta v}{2}}^{+\frac{\Delta v}{2}} \phi(x) dx) - 1) \frac{1}{\kappa_{ij}}, \quad (3.23)$$

$$\text{et si } \frac{\partial v_s}{\partial s} < 0, \quad PR(P_0 Q) = 1 + (1 - \exp(\kappa_{ij} \int_{\frac{\Delta v}{2}}^{+\frac{\Delta v}{2}} \phi(x) dx)) \frac{1}{\kappa_{ij}}, \quad (3.24)$$

ou encore, indépendamment du signe du gradient de vitesse,

$$PR(P_0 Q) = 1 - (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij}, \quad (3.25)$$

$$\text{où } \tau_{ij} = \frac{\alpha_{ij} c}{v_{ij} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right|} \quad (3.26)$$

représente la "profondeur optique fictive" du milieu pour la transition radiative $i \rightarrow j$. L'interprétation physique de la "profondeur optique fictive" τ_{ij} apparaît évidente lorsqu'on substitue les relations 3.1 et 3.2 dans 3.26,

$$\tau_{ij} = \frac{\alpha_{ij}}{\Delta\nu} \Delta S . \quad (3.27)$$

En effet, la quantité τ_{ij} est simplement la profondeur optique du milieu matériel pour les photons émis dans la raie spectrale le long de l'intervalle spatial ΔS à l'intérieur duquel la vitesse macroscopique v_s varie d'une quantité égale à la largeur du profil d'absorption, exprimée en termes de vitesse Doppler.

La probabilité β_{ij}^1 qu'un photon émis dans la raie en P_0 s'échappe localement du milieu le long d'une direction quelconque \vec{n} vaut alors

$$\beta_{ij}^1 = \int_{\Omega=4\pi} (1 - \text{PR}(P_0 Q)) \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (3.28)$$

où l'intégration porte sur toutes les directions de l'espace ($\Omega = 4\pi$). Remplaçant l'équation 3.25 dans 3.28, nous trouvons enfin

$$\beta_{ij}^1 = \int_{\Omega=4\pi} (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (3.29)$$

Cette dernière expression de la probabilité de fuite β_{ij}^1 est identique à celles obtenues indirectement par Sobolev (1947, 1958) pour le cas d'un profil d'absorption rectangulaire, par Sobolev (1957) pour un profil d'absorption quelconque dans un milieu matériel à trois dimensions composé de couches plan-parallèles, par Castor (1970) en considérant des enveloppes A.E et par Křiž (1974) pour le cas d'un profil d'absorption de type Doppler. Aussi, l'hypothèse restrictive de Castor (1970), à savoir l'invariance de la fonction $\phi(v_L - v_{ij})$ au travers de l'enveloppe, n'est pas une condition nécessaire pour l'obtention du résultat 3.29.

Si l'enveloppe en mouvement est accélérée autour d'un objet central, la probabilité β_{ij}^2 qu'un photon émis dans la raie en un point P_0 quitte l'enveloppe tout entière sans intercepter le disque de l'étoile vaut de même

$$\beta_{ij}^2 = \int_{\Omega=4\pi(1-W)} (1-\exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (3.30)$$

où l'intégration couvre toutes les directions de l'espace à l'exception de celles interceptant le coeur de l'étoile. L'angle solide d'intégration est donc $\Omega = 4\pi(1 - W)$, où W est le facteur de dilution géométrique

$$W = 0.5(1 - \sqrt{1 - (R^*/r)^2}) , \quad (3.31)$$

r étant la distance du point P_0 au centre de l'étoile et R^* le rayon stellaire.

C. CHAMP DE RADIATION DANS UNE ENVELOPPE A.E

Nous considérons ici une enveloppe stellaire à symétrie sphérique accélérée extérieurement autour d'une étoile centrale (enveloppe A.E). Soit $v(r)$ le champ de vitesses radiales dans l'enveloppe et $dv(r)/dr$ celui du gradient. *Si le gradient de vitesse est positif dans l'enveloppe, il s'ensuit que le long de toute direction UV (voir fig. 3.3) des atomes situés au voisinage de deux points R et R', séparés spatialement par une distance supérieure à ΔS (voir relation 3.1), ne pourront pas interagir radiativement via les photons qu'ils émettent dans la raie.* En effet, désignant par θ et θ' respectivement les angles entre les directions OR, OR' et UV, nous avons

$$\begin{aligned} \text{si } r' > r , \quad v(r') > v(r) , \\ \cos(\theta') > \cos(\theta) , \\ \text{et donc } v(r')\cos(\theta') > v(r)\cos(\theta) . \end{aligned} \quad (3.32)$$

La signification de cette dernière inégalité est que la projection de la vitesse macroscopique le long d'une direction quelconque dans une enveloppe A.E est une fonction monotone et donc la vitesse relative Δv_s entre deux points R et R'*)

*) Deux points tels que R et R' seront appelés par la suite "points distants", et dans le cas contraire "points voisins".

séparés par une distance supérieure à ΔS sera nécessairement plus grande que la largeur $2u_{\max}$ du profil d'absorption de la raie (c.q.f.d).

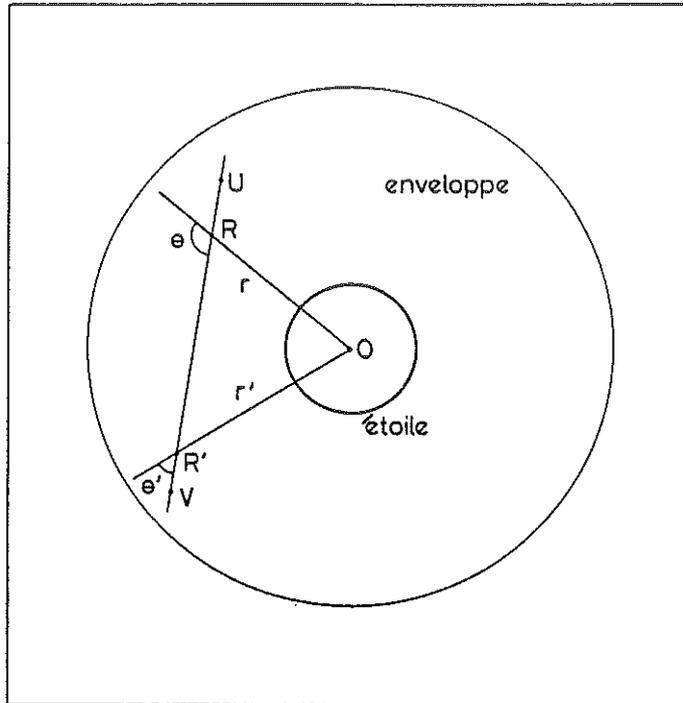


Fig. 3.3 Direction quelconque UV dans l'enveloppe le long de laquelle est évaluée la projection de la vitesse radiale $v(r)\cos(\theta)$ (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

Au contraire, si l'enveloppe est décélérée extérieurement, nous avons

$$\text{si } r' > r, \quad v(r') < v(r), \\ \cos(\theta') > \cos(\theta),$$

et nous ne pouvons plus affirmer la monotonie de la fonction $v(r)\cos(\theta)$ le long d'une direction quelconque dans une enveloppe D.E. Nous verrons d'ailleurs au prochain paragraphe qu'en général il est possible de trouver des paires de points distants entre lesquels des atomes peuvent interagir radiativement.

Revenons au cas des enveloppes A.E. L'intensité moyenne J_{ij}^1 du champ de radiation calculée en un point P_0 est définie comme étant la moyenne sur le profil de la raie de l'intensité de la radiation pouvant interagir avec un atome situé au point P_0 suivant une direction quelconque de l'espace (cf. équation 2.31). En plus d'une contribution "locale" J_{ij}^1 due à la radiation émise par des atomes "voisins", l'intensité moyenne J_{ij}^1 contiendra une autre contribution due à la radiation émise par le continuum de l'étoile.

Soit P_0 le point où est évaluée la contribution locale J_{ij}^1 et choisissons l'axe des abscisses s (voir fig. 3.2) orienté positivement de Q à P_0 . L'intensité de la radiation spectrale $I_{ij}^{\nu_L}(QP_0)$ définie à la fréquence locale ν_L en P_0 et capable d'interagir avec un atome en P_0 est donnée par

$$I_{ij}^{\nu_L}(QP_0) = \int_{s'(\nu_L)}^0 \varepsilon_{ij} \phi\left(\nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c}(\nu_s(s) - \nu_s(0)) - \nu_{ij}\right) \cdot \exp\left(-\int_s^0 \alpha_{ij} \phi\left(\nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c}(\nu_s(s') - \nu_s(0)) - \nu_{ij}\right) ds'\right) ds . \quad (3.33)$$

Dans cette intégrale, le facteur $\varepsilon_{ij} \phi\left[\nu_L - (\nu_{ij}/c) \cdot (\nu_s(s) - \nu_s(0)) - \nu_{ij}\right] ds$ représente la quantité d'énergie spectrale émise vers le point P_0 par les atomes situés dans le volume ds autour de P . Le facteur exponentiel dans 3.33 rend compte de l'absorption subie par cette énergie le long de son trajet entre P et P_0 .

$s'(\nu_L)$ est l'abscisse du point P_2 au-delà duquel la fréquence de la radiation émise ne peut plus contribuer à la fréquence locale ν_L en P_0 , suite à la présence d'effets Doppler importants.

L'intensité de la radiation $I_{ij}^{\nu_L}(QP_0)$ intégrée sur le profil de la raie est simplement

$$I_{ij}^{\nu_L}(QP_0) = \int_{\nu_{ij} - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_{ij} + \frac{\Delta\nu}{2}} \phi(\nu_L - \nu_{ij}) I_{ij}^{\nu_L}(QP_0) d\nu_L . \quad (3.34)$$

Adoptant un raisonnement analogue à celui suivi au paragraphe précédent, nous pouvons aisément simplifier l'équation 3.34. Substituons l'expression 3.33 dans 3.34 et utilisant les changements de variables définis ci-avant, à l'exception des relations 3.21 et 3.22 qui deviennent respectivement

$$\text{si } \frac{\partial v}{\partial s} > 0, \quad y(s'(v_L)) = \frac{\Delta v}{2}, \quad (3.35)$$

$$\text{et si } \frac{\partial v}{\partial s} < 0, \quad y(s'(v_L)) = -\frac{\Delta v}{2}, \quad (3.36)$$

nous obtenons

$$I_{ij}(QP_0) = S_{ij}(1 - (1 - \exp(-\tau_{ij}))/\tau_{ij}), \quad (3.37)$$

S_{ij} étant la fonction source définie en 3.6.

Finalement, la contribution locale J_{ij}^1 de l'intensité moyenne du champ de radiation spectrale est obtenue en pondérant l'équation 3.37 sur toutes les directions de l'espace (cf. équation 2.31). Rappelant la définition 3.29 de la probabilité de fuite β_{ij}^1 , nous trouvons successivement

$$J_{ij}^1 = \int_{\Omega=4\pi} I_{ij}(QP_0) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (3.38)$$

$$\text{et } J_{ij}^1 = S_{ij}(1 - \beta_{ij}^1). \quad (3.39)$$

Cette dernière expression pour J_{ij}^1 est identique à celle obtenue par Castor (1970) qui a résolu l'équation de transfert dans un repère fixe lié à l'observateur (voir chapitre 2, § C).

Si, par commodité, nous supposons que le disque de l'étoile émet un continuum sans effet d'assombrissement centre-bord et avec une intensité I_c constante dans l'intervalle de fréquences $[\nu_{ij} + \nu_{ij} v(r_{\max})/c, \nu_{ij}]$, $v(r_{\max})$ représentant la vitesse maximale d'expansion de l'enveloppe, l'intensité de la radiation $I_{\nu_L}^c(SP_0)$ émise à la surface stellaire en un point S (voir fig. 3.4) et contribuant à la fréquence locale ν_L en P_0 , est donnée par

$$I_{\nu_L}^c(SP_0) = I_c \exp\left(-\int_{s(\nu_L)}^0 \alpha_{ij} \phi\left(\nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c}(v_s(s) - v_s(0)) - \nu_{ij}\right) ds\right) . \quad (3.40)$$

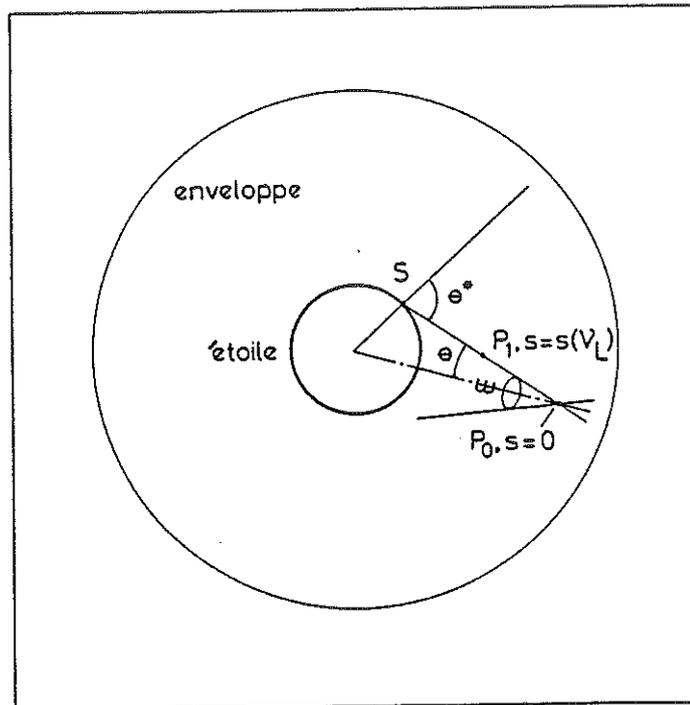


Fig. 3.4 Direction quelconque dans l'enveloppe joignant le point P_0 à la surface de l'étoile (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

Notant par $s(\nu_L)$ l'abscisse du point P_1 au-delà duquel le milieu matériel devient transparent à la radiation de fréquence locale ν_L en P_0 , le facteur exponentiel dans l'équation précédente rend compte de l'absorption du continuum stellaire entre les points P_1 et P_0 .

Intégrant l'équation 3.40 sur le profil de la raie et se servant des changements de variables utilisés précédemment, nous trouvons successivement

$$I^c(SP_0) = \int_{v_{ij} - \frac{\Delta v}{2}}^{v_{ij} + \frac{\Delta v}{2}} \phi(v_L - v_{ij}) I_{v_L}^c(SP_0) dv_L, \quad (3.41)$$

$$\text{et } I^c(SP_0) = I_c (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij}. \quad (3.42)$$

Les rayons stellaires joignant le point P_0 étant confinés dans l'angle solide $\Omega = 4\pi W$, où W est le facteur de dilution géométrique défini en 3.31, la contribution J_{ij}^3 à l'intensité moyenne J_{ij} due au continuum de l'étoile est simplement

$$J_{ij}^3 = I_c \int_{\Omega=4\pi W} (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (3.43)$$

$$\text{ou encore } J_{ij}^3 = I_c \beta_{ij}^3, \quad (3.44)$$

$$\text{avec } \beta_{ij}^3 = \int_{\Omega=4\pi W} (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (3.45)$$

Castor (1970) a obtenu une expression semblable pour l'intensité moyenne du champ radiatif J_{ij}^3 dans une enveloppe A.E. β_{ij}^3 représente la probabilité qu'un photon émis en un point quelconque de la surface stellaire interagisse avec un atome situé en P_0 . Réciproquement, il représente aussi la probabilité qu'un photon émis dans la raie en P_0 intercepte le disque stellaire.

En vue d'inclure l'effet d'assombrissement centre-bord du continuum stellaire, soit

$$I_c(\theta^*) = I_c \psi(\theta^*) \quad (3.46)$$

l'intensité du continuum émis en un point S de la surface stellaire vers le point P_0 (voir fig. 3.4), la loi d'assombrissement ayant été choisie telle que $\psi(\theta^* = 0) = 1$. Dans ce cas, il est trivial de montrer que l'expression du champ de radiation J_{ij}^3 devient

$$J_{ij}^{3'} = I_c \beta_{ij}^{3'} , \quad (3.47)$$

$$\text{avec } \beta_{ij}^{3'} = \int_{\Omega=4\pi W} \psi(\theta^*) (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (3.48)$$

La relation liant l'angle θ^* à l'angle solide ω est aussi immédiate

$$\theta^* = \arcsin\left(\frac{r}{R^*} \sqrt{1 - \left(1 - \frac{\omega}{2\pi}\right)^2}\right) . \quad (3.49)$$

D. CHAMP DE RADIATION DANS UNE ENVELOPPE D.E

Afin d'illustrer dans les chapitres ultérieurs le transfert de la radiation dans des enveloppes stellaires à symétrie sphérique, décélérées extérieurement autour d'une étoile centrale (enveloppes D.E), nous considérons les champs de vitesses $v(r)$ du type

$$v(r) = v_0 \left(\frac{R^*}{r}\right)^\ell , \quad (3.50)$$

$$\text{et } v(r) = v_\infty \sqrt{1 + \left(\frac{v_0}{v_\infty}\right)^2 - 1} \left(\frac{R^*}{r}\right) . \quad (3.51)$$

Dans ces relations, v_0 est la vitesse de l'enveloppe à la surface stellaire, $\ell = 0.5, 1, 2$ est un paramètre positif traduisant une décélération du milieu matériel et v_∞ représente la vitesse d'échappement au champ gravifique de l'objet central. Adoptant ces champs de vitesses caractérisés par un gradient radial de vitesse $dv(r)/dr$ négatif dans l'enveloppe, il est possible de trouver un point distant R' (voir fig. 3.3) le long de certaines directions UV ayant une vitesse relative nulle par rapport à un point fixe R , c'est-à-dire tel que

$$v(r)\cos(\theta) = v(r')\cos(\theta') \quad , \quad (3.52)$$

avec $r\sin(\theta) = r'\sin(\theta') \quad . \quad (3.53)$

Reportant au chapitre 4 le détail des calculs, nous illustrons dans les figures 3.5-3.7 et 3.8 les lieux géométriques des points R' qui satisfont aux équations 3.52 et 3.53 respectivement pour les valeurs du paramètre $\ell = 0.5, 1, 2$ (relation 3.50) et $v_\infty = 0.3 v_0$ (relation 3.51), par rapport à différents points fixes R dans l'enveloppe. Dans ces figures, nous avons librement choisi de limiter l'extension de l'enveloppe à $r_{\max} = 5R^*$.

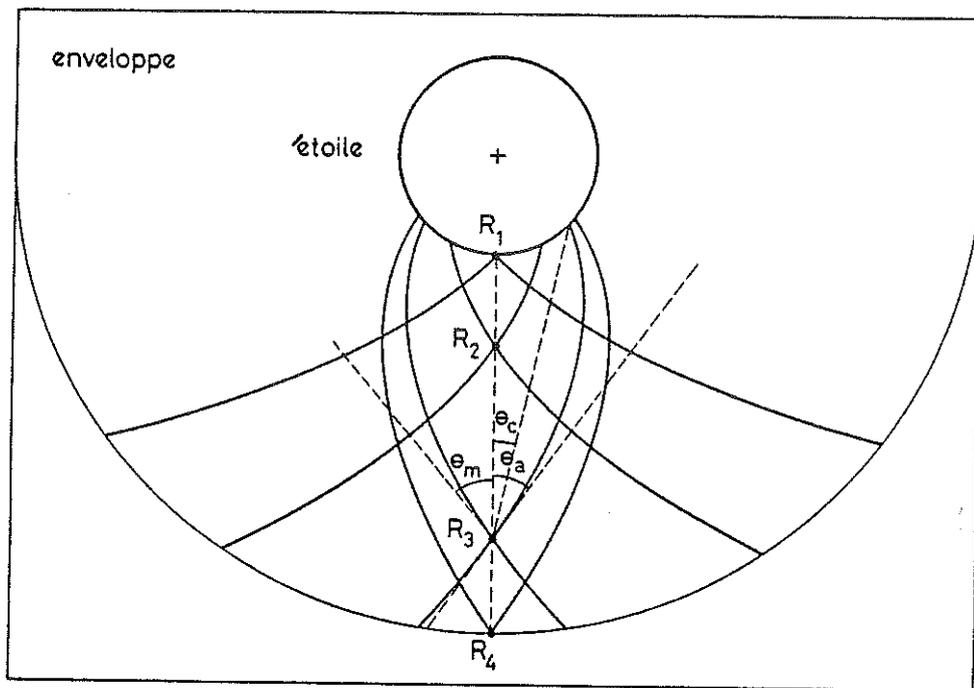


Fig. 3.5 Lieux géométriques des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($r = R^*$), R_2 ($r = 2R^*$), R_3 ($r = 4R^*$) et R_4 ($r = 5R^*$) pour la valeur du paramètre de décélération $\ell = 0.5$ (voir texte).

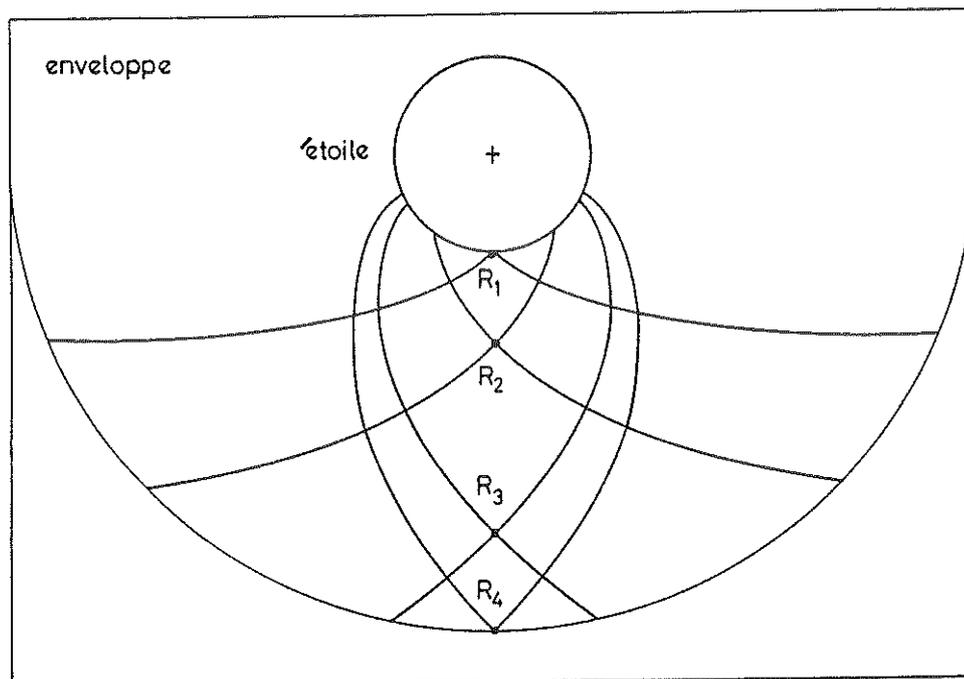


Fig. 3.6 Lieux géométriques des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($r = R^*$), R_2 ($r = 2R^*$), R_3 ($r = 4R^*$) et R_4 ($r = 5R^*$) pour la valeur du paramètre de décélération $l = 1$ (voir texte).

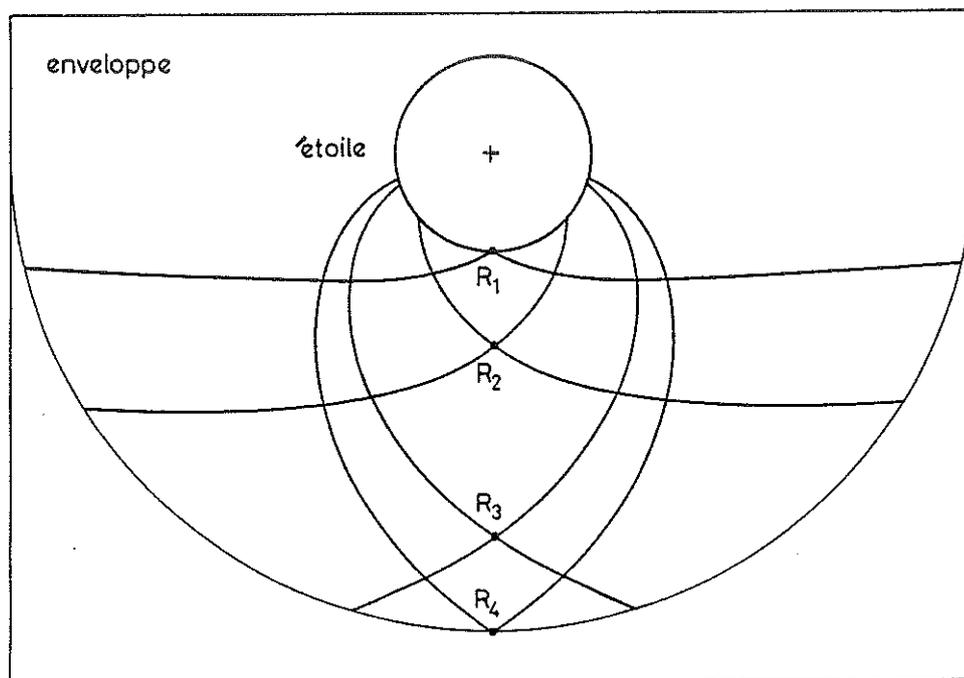


Fig. 3.7 Lieux géométriques des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($r = R^*$), R_2 ($r = 2R^*$), R_3 ($r = 4R^*$) et R_4 ($r = 5R^*$) pour la valeur du paramètre de décélération $l = 2$ (voir texte).

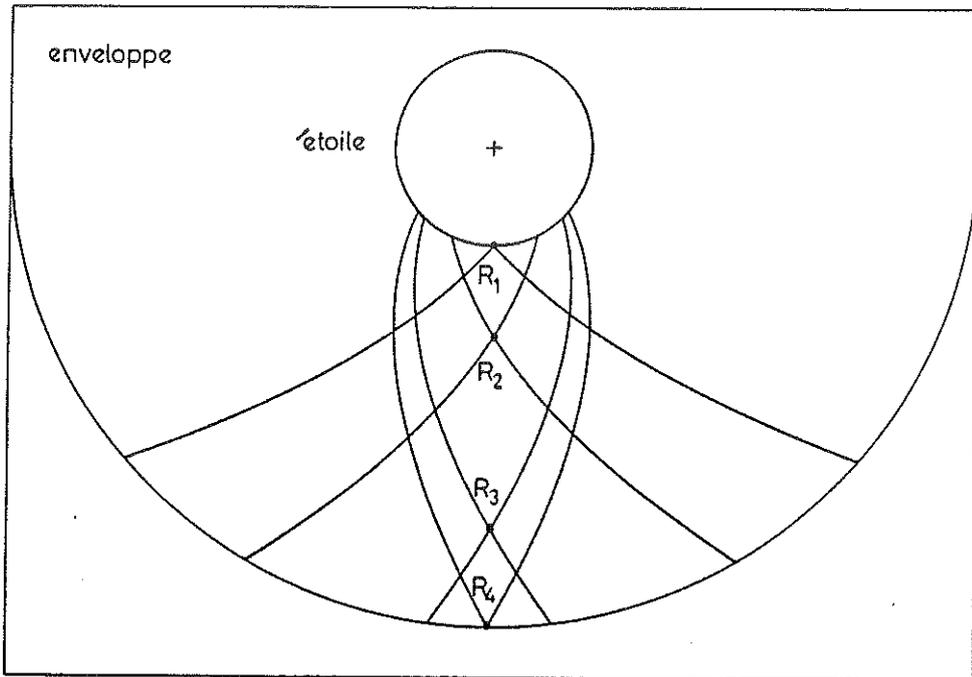


Fig. 3.8 Lieux géométriques des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($r = R^*$), R_2 ($r = 2R^*$), R_3 ($r = 4R^*$) et R_4 ($r = 5R^*$) pour la valeur de la vitesse d'échappement $v_\infty = 0.3 v_0$ (voir texte).

On comprend alors aisément que l'intensité moyenne du champ de radiation J_{ij} en un point C_0 (voir fig. 3.9) contiendra une contribution J_{ij}^2 , due à la radiation émise par des atomes situés au voisinage du lieu géométrique (C_0, C'_0) .

L'intensité de la radiation $I_{ij}^{v_L}(C', C_0)$ émise par des atomes situés dans le voisinage du point C'_0 vers le point C_0 , à la fréquence locale v_L définie en C_0 , est donnée par

$$I_{ij}^{v_L}(C', C_0) = \int_{s_1(v_L)}^{s_2(v_L)} \epsilon_{ij} \Phi\left(-\frac{v_{ij}}{c} (v_s(s) - v_s(0))\right) \cdot \exp\left(-\int_s^{s_2(v_L)} \alpha_{ij} \Phi\left(-\frac{v_{ij}}{c} (v_s(s') - v_s(0))\right) ds'\right) ds, \quad (3.54)$$

où le point C' ayant pour abscisse $s = 0$ (voir fig. 3.9) est distant de C'_0 d'une valeur

$$\delta s = \frac{\nu_{ij} - \nu_L}{\nu_{ij}} \frac{c}{\frac{\partial \nu_s}{\partial s}} . \quad (3.55)$$

Choisissant d'orienter positivement les axes d'abscisses s et t dans le sens $C'_0 C_0$, les limites d'intégration $s_1(\nu_L)$ et $s_2(\nu_L)$ représentent les abscisses des points C'_1 et C'_2 qui définissent le voisinage autour de C'_0 contenant les atomes capables de contribuer à la radiation de fréquence ν_L , définie en C_0 .

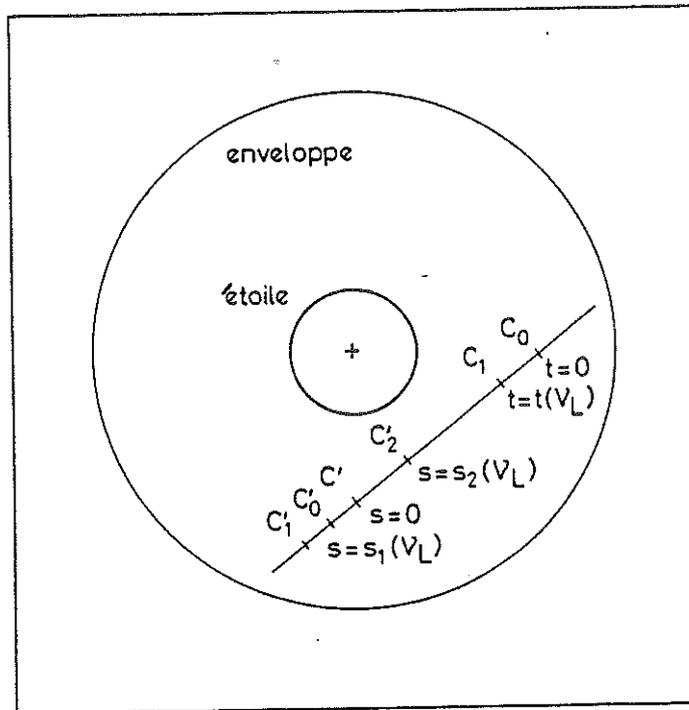


Fig. 3.9 Paire de points distants C_0 et C'_0 entre lesquels est étudié le transfert de la radiation au sein d'une enveloppe D.E (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

Se servant des changements de variables

$$x = -\frac{v_{ij}}{c}(v_s(s') - v_s(0)) , \quad dx = -\frac{v_{ij}}{c} \frac{\partial v_s}{\partial s'} ds' , \quad (3.56)$$

$$\text{et } y = -\frac{v_{ij}}{c}(v_s(s) - v_s(0)) , \quad dy = -\frac{v_{ij}}{c} \frac{\partial v_s}{\partial s} ds , \quad (3.57)$$

nous obtenons

$$I_{ij}^{v_L}(C', C_0) = \int_{y(s_2(v_L))}^{y(s_1(v_L))} \epsilon_{ij} \Phi(y) \exp\left(-\int_{y(s_2(v_L))}^y \alpha_{ij} \Phi(x) \frac{c}{v_{ij} \frac{\partial v_s}{\partial s}} dx\right) \frac{c}{v_{ij} \frac{\partial v_s}{\partial s}} dy . \quad (3.58)$$

Rappelant la définition 3.26 de la profondeur optique fictive τ_{ij} et établissant les relations suivantes

$$\text{si } \frac{\partial v_s}{\partial s} > 0 , \quad y(s_2(v_L)) = -\frac{\Delta v}{2} , \quad y(s_1(v_L)) = +\frac{\Delta v}{2} , \quad (3.59)$$

et

$$\text{si } \frac{\partial v_s}{\partial s} < 0 , \quad y(s_2(v_L)) = +\frac{\Delta v}{2} , \quad y(s_1(v_L)) = -\frac{\Delta v}{2} , \quad (3.60)$$

nous pouvons simplifier facilement l'équation 3.58 en suivant un raisonnement analogue à celui du paragraphe précédent

$$I_{ij}^{v_L}(C', C_0) = S_{ij}(C') (1 - \exp(-\tau_{ij}(C'))) , \quad (3.61)$$

où les quantités S_{ij} et τ_{ij} sont évaluées au point C' . Vu la proximité des points C'_0 et C' (cf. relation 3.55, $|\delta s| < \Delta s$) le second membre de l'équation 3.61 peut être calculé indifféremment au point C'_0 . Soit

$$I_{ij}^{v_L}(C', C_0) = S_{ij}(C'_0) (1 - \exp(-\tau_{ij}(C'_0))) . \quad (3.62)$$

L'intensité de la radiation spectrale $I_{ij}^{v_L}(C', C_0)$ atteignant un atome en C_0 sera atténuée par les atomes situés dans le voisinage de C_0 comme suit :

$$I_{ij}^{\nu_L}(C_0) = I_{ij}^{\nu_L}(C', C_0) \exp\left(-\int_{t(\nu_L)}^0 \alpha_{ij} \Phi\left(\nu_L - \frac{\nu_{ij}}{c}(v_t(t) - v_t(0)) - \nu_{ij}\right) dt\right), \quad (3.63)$$

$t = t(\nu_L)$ et $t = 0$ étant les abscisses des points C_1 et C_0 . Ces derniers limitent le voisinage contenant les atomes capables d'absorber la radiation de fréquence ν_L , définie en C_0 .

L'intensité moyenne de la radiation $I_{ij}^{\nu_L}(C_0)$ intégrée sur le profil de la raie d'un atome en C_0 vaut

$$I_{ij}(C_0', C_0) = \int_{\nu_{ij} - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_{ij} + \frac{\Delta\nu}{2}} \Phi(\nu_L - \nu_{ij}) I_{ij}^{\nu_L}(C_0) d\nu_L. \quad (3.64)$$

Simplifiant ce type d'expression comme auparavant, il en résulte

$$I_{ij}(C_0', C_0) = S_{ij}' (1 - \exp(-\tau_{ij}')) (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij}, \quad (3.65)$$

où les quantités S_{ij}' , τ_{ij}' sont calculées en C_0' et τ_{ij} en C_0 . Pour établir ce résultat nous avons dû supposer que les propriétés physiques et cinématiques du milieu matériel ne changent pas le long d'intervalles spatiaux à l'intérieur desquels la vitesse macroscopique varie d'une quantité égale à une double largeur du profil d'absorption, exprimée en termes de vitesse Doppler. Cette condition n'est évidemment pas restrictive dans le cadre de l'approximation de Sobolev (voir paragraphe A) qui est à la base de nos hypothèses.

Finalement, la contribution J_{ij}^2 à l'intensité moyenne du champ de radiation, en un point fixe C_0 , due aux atomes situés en des points distants C_0' est donnée par

$$J_{ij}^2 = \int_{\Omega(C_0, C_0')} S_{ij}' (1 - \exp(-\tau_{ij}')) (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (3.66)$$

où l'intégration est étendue à toutes les directions de l'espace pour lesquelles le système d'équations 3.52, 3.53 est vérifié.

Marti et Noerdlinger (1977) et Rybicki et Hummer (1978), se plaçant dans un repère fixe lié à l'observateur, ont confirmé indépendamment l'expression 3.66 pour la contribution J_{ij}^2 du champ de rayonnement spectral dans une enveloppe D.E.

Il est clair que la contribution locale J_{ij}^1 du champ de radiation, établie dans le cas d'enveloppes A.E (cf. équation 3.39) reste identique au sein d'une enveloppe D.E. Concernant la contribution J_{ij}^3 due au continuum de l'étoile centrale, un simple examen des figures 3.5-3.8 montre que les rayons émergeant des environs du bord du disque stellaire interceptent le long de leur trajet vers un point C_0 le lieu géométrique (C_0, C'_0) défini ci-dessus. Nous devons donc remplacer l'expression J_{ij}^3 par

$$J_{ij}^5 = I_c \beta_{ij}^5, \quad (3.67)$$

$$\text{avec } \beta_{ij}^5 = \int_{\Omega=4\pi W} \frac{(1-\exp(-\tau_{ij}))}{\tau_{ij}} \exp(-\tau'_{ij}) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (3.68)$$

où la probabilité de fuite β_{ij}^5 diffère de β_{ij}^3 en ce sens que le facteur $e^{-\tau'_{ij}}$ rend compte de la probabilité qu'un photon émis à la surface stellaire ne soit pas absorbé dans le voisinage d'un point distant C'_0 .

Si l'on veut tenir compte d'une loi d'assombrissement centre-bord $\psi(\theta^*)$ (cf. relation 3.46) pour le continuum stellaire, nous trouvons par un procédé analogue à celui du paragraphe précédent que

$$J_{ij}^{5'} = I_c \beta_{ij}^{5'}, \quad (3.69)$$

$$\text{avec } \beta_{ij}^{5'} = \int_{\Omega=4\pi W} \psi(\theta^*) \frac{(1-\exp(-\tau_{ij}))}{\tau_{ij}} \exp(-\tau'_{ij}) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (3.70)$$

$\beta_{ij}^{5'}$ étant la probabilité qu'un photon émis en un point quelconque de la surface stellaire interagisse "pour la première fois" avec un atome situé au point C_0 .

E. EQUATIONS D'EQUILIBRE STATISTIQUE

En vue de déterminer les populations n_i des niveaux d'un atome, nous examinons brièvement la forme que prennent les termes des équations d'équilibre statistique correspondant aux processus radiatifs dans les raies spectrales. De façon générale, si l'état d'équilibre du gaz est constant au cours du temps, on a

$$\frac{dn_i}{dt} = R_i + C_i = 0, \quad i = 1, 2, \dots \quad (3.71)$$

où les quantités R_i et C_i sont les taux de population par unités de temps et de volume du niveau atomique i , dus respectivement aux processus radiatifs et collisionnels.

En se limitant aux seuls échanges radiatifs entre deux niveaux atomiques discrets i et j ($j > i$), le taux de population R_{ij} du niveau i peut s'écrire

$$R_{ij} = n_j A_{ji} + (n_j B_{ji} - n_i B_{ij}) J_{ij} \quad (3.72)$$

 $\alphaCas d'une enveloppe A.E$

Les résultats obtenus au paragraphe C pour les différentes parties du champ de rayonnement au sein d'une enveloppe A.E peuvent être condensés sous la forme

$$J_{ij} = S_{ij} (1 - \beta_{ij}^1) + I_c \beta_{ij}^3 \quad (3.73)$$

Si, en première approximation, nous supposons que le milieu matériel est isotrope, nous trouvons

$$\beta_{ij}^3 \approx W \beta_{ij}^1 \quad (3.74)$$

Tenant compte de la relation 3.6 pour la fonction source S_{ij} et de l'approximation 3.74 pour β_{ij}^3 , substituons l'expression de l'intensité moyenne dans 3.72 par celle donnée en 3.73. Il en résulte

$$R_{ij} = n_j A_{ji} + (n_j B_{ji} - n_i B_{ij}) \left(\frac{\sigma_{ij} (1 - \beta_{ij}^1)}{n_j g_i - 1} + W \beta_{ij}^1 I_c \right) \quad (3.75)$$

Rappelant les relations bien connues entre les probabilités de transition de Milne-Einstein

$$A_{ji} = \sigma_{ij} B_{ji} \quad \text{et} \quad g_i B_{ij} = g_j B_{ji}, \quad (3.76)$$

l'expression du taux de population R_{ij} se simplifie à

$$R_{ij} = \beta_{ij}^1 (n_j A_{ji} + (n_j B_{ji} - n_i B_{ij}) W_{I_c}) . \quad (3.77)$$

Le facteur $n_j A_{ji} + (n_j B_{ji} - n_i B_{ij}) W_{I_c}$ apparaissant dans 3.77 est identique au taux de population R_{ij} donné en 3.72 pour lequel $J_{ij} = W_{I_c}$. Le dénominateur R_{ij}^D , celui-ci représente le taux de population du niveau i lorsque les atomes sont plongés dans un milieu transparent au repos en présence du champ de radiation stellaire géométriquement dilué. Notre première conclusion est qu'en présence de gradients de vitesse élevés, tels que $\beta_{ij}^1 \sim 1$, le taux de population R_{ij} se confond avec R_{ij}^D .

Supposons, au contraire que la probabilité de fuite β_{ij}^1 soit inférieure à l'unité. Nous pouvons réécrire le taux de population R_{ij} donné en 3.77 sous la forme

$$R_{ij} = n_j A'_{ji} + (n_j B'_{ji} - n_i B'_{ij}) W_{I_c}, \quad (3.78)$$

$$\text{avec} \quad A'_{ji} = \beta_{ij}^1 A_{ji}, \quad B'_{ji} = \beta_{ij}^1 B_{ji} \quad \text{et} \quad B'_{ij} = \beta_{ij}^1 B_{ij}. \quad (3.79)$$

Notre seconde conclusion est que si la probabilité de fuite β_{ij}^1 est inférieure à l'unité, le taux radiatif R_{ij} de population du niveau i est le même que celui donné dans un milieu transparent au repos en présence du champ de radiation stellaire $J_{ij} = W_{I_c}$. Toutefois, l'affinité radiative (A_{ji} , B_{ji} , B_{ij}) des atomes pour la transition $i \rightarrow j$ est diminuée dans le rapport $\beta_{ij}^1/1$.

Si nous négligeons dans l'expression 3.73 la contribution J_{ij}^3 due au continuum stellaire, nous obtenons pour le taux de population du niveau i

$$R_{ij} = n_j A_{ji} \beta_{ij}^1. \quad (3.80)$$

Cette dernière expression pour R_{ij} est celle qui apparaît dans les équations d'équilibre statistique traitées par Sobolev (1947, 1958). Il a d'ailleurs établi cette relation sur la base d'un raisonnement intuitif mais il a négligé

de tenir compte de la contribution 3.44 dans l'expression du champ de radiation spectrale J_{ij} .

Les termes additionnels de population radiative et/ou collisionnelle contenus dans les équations d'équilibre statistique 3.71 sont indépendants de la présence de mouvements dans l'enveloppe. Si ces équations peuvent être résolues en chaque point d'une enveloppe A.E, la quantité d'énergie totale E_{ij} émise dans une raie spectrale vaut

$$E_{ij} = h\nu_{ij} \int_V n_j A_{ji} \beta_{ij}^2 dV, \quad (3.81)$$

où l'intégration couvre tout le volume V occupé par l'enveloppe.

β) Cas d'une enveloppe D.E

L'intensité moyenne du champ de radiation spectrale J_{ij} au sein d'une enveloppe D.E (voir paragraphe D) vaut

$$J_{ij} = S_{ij}(1-\beta_{ij}^1) + I_c \beta_{ij}^5 + \int_{\Omega(C_0, C'_0)} S'_{ij}(1-\exp(-\tau'_{ij}))(1-\exp(-\tau_{ij}))/\tau_{ij} \frac{d\omega}{4\pi} \quad (3.82)$$

Nous situant en un point \vec{r} , suffisamment éloigné de l'objet central (voir figs 3.5-3.8), nous pouvons écrire avec une bonne approximation

$$\beta_{ij}^5 \approx \beta_{ij}^3 \quad \text{et} \quad \Omega(C_0, C'_0) \approx 2\pi - 4\pi W. \quad (3.83)$$

En vue de trouver une expression simple pour l'intensité moyenne J_{ij} , supposons que les propriétés physiques du milieu matériel soient quasiment isotropes et homogènes. Nous avons alors

$$J_{ij} \approx S_{ij}(1-\beta_{ij}^1) + I_c W \beta_{ij}^1 + S_{ij}(1-\exp(-\tau_{ij})) \beta_{ij}^1 \left(\frac{1}{2} - W\right). \quad (3.84)$$

Le même raisonnement qui nous a conduit à l'expression 3.77 pour le taux de population radiative R_{ij} dans le cas d'une enveloppe A.E nous donne maintenant

$$R_{ij} = \beta_{ij}^1 (n_j A_{ji} (1 - (1 - \exp(-\tau_{ij})) (\frac{1}{2} - W)) + (n_j B_{ji} - n_i B_{ij}) W I_c). \quad (3.85)$$

En présence d'importants gradients de vitesse, tels que $\beta_{ij}^1 \sim 1$ ($\tau_{ij} \ll 1$), le taux de population R_{ij} se confond avec R_{ij}^D . Nous concluons donc que dans une enveloppe D.E, lorsque la profondeur optique fictive τ_{ij} est inférieure à l'unité, le terme de couplage de la radiation entre atomes distants devient négligeable et les populations des niveaux atomiques se comportent comme si les atomes étaient plongés dans un milieu transparent au repos en présence du seul champ de radiation stellaire géométriquement dilué.

Si la probabilité de fuite est inférieure à l'unité ($\beta_{ij}^1 \ll 1$, $\tau_{ij} \gg 1$), le taux de population radiative peut être réécrit

$$R_{ij} = n_j A_{ji}'' + (n_j B_{ji}'' - n_i B_{ij}'') W I_c, \quad (3.86)$$

$$\text{avec} \quad A_{ji}'' = \beta_{ij}^1 A_{ji} (\frac{1}{2} + W), \quad B_{ji}'' = \beta_{ij}^1 B_{ji} \quad \text{et} \quad B_{ij}'' = \beta_{ij}^1 B_{ij}. \quad (3.87)$$

Notre seconde conclusion est que si la profondeur optique fictive τ_{ij} est supérieure à l'unité, le taux de population R_{ij} du niveau i est le même que celui donné dans un milieu transparent au repos baigné par le seul champ de radiation stellaire géométriquement dilué. Cependant, l'affinité radiative des atomes est diminuée dans le rapport β_{ij}^1/l pour les probabilités de transition B_{ji} et B_{ij} et dans le rapport $\beta_{ij}^1 (\frac{1}{2} + W)/l$ pour la probabilité de transition spontanée A_{ji} .

Le couplage radiatif entre atomes distants prend donc toute son importance dans une enveloppe D.E optiquement épaisse à la radiation spectrale. Par exemple, pour le cas d'un atome à deux niveaux ($i=1, j=2$), si les transitions radiatives $1 \rightleftharpoons 2$ dominent les autres processus d'excitation (collisions, etc.), le terme de couplage radiatif J_{ij}^2 aura pour effet de surpeupler le niveau supérieur par un facteur d'ordre 2. En effet (voir relations 3.79 et 3.87), suffisamment loin de l'objet central, nous avons $A_{ji}''/A_{ji}' \approx \frac{1}{2}$ alors que $B_{ji}''/B_{ji}' = B_{ij}''/B_{ij}' \approx 1$.

Si le système d'équations d'équilibre statistique 3.71 peut être résolu en chaque point d'une enveloppe D.E, la quantité d'énergie totale E_{ij} émise dans une raie spectrale est donnée par

$$E_{ij} = h\nu_{ij} \int_V n_j A_{ji} \beta_{ij}^4 dV, \quad (3.88)$$

$$\text{où} \quad \beta_{ij}^4 = \int_{\Omega=\Omega(C_0, C_0')} (1 - \exp(-\tau_{ij}')) / \tau_{ij} \exp(-\tau_{ij}') \frac{d\omega}{4\pi} \quad (3.89)$$

représente la probabilité qu'un photon émis dans la transition radiative $j \rightarrow i$ s'échappe, en une seule fois, de l'enveloppe D.E sans intercepter le disque stellaire.

F. CONCLUSIONS

Utilisant la forme intégrale de l'équation de transfert dans un repère lié au fluide (cf. relations 2.16, 3.8, 3.33, 3.40, 3.54 et 3.63) nous avons établi (Surdej, 1977), dans le cadre de l'approximation de Sobolev, les expressions des différentes probabilités de fuite ainsi que celles des diverses composantes du champ de radiation spectrale dans un milieu matériel en expansion rapide.

Considérant que la forme du profil d'absorption de la raie atomique $\phi(\nu_L - \nu_{ij})$ peut varier d'un point à l'autre d'une enveloppe A.E et tenant compte de l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire, nous avons généralisé les expressions de l'intensité moyenne locale J_{ij}^1 et celle due au continuum de l'étoile J_{ij}^3 , établies précédemment dans un tout autre formalisme par Sobolev (1947, 1958) et Castor (1970).

Pour le cas des enveloppes D.E nous avons montré qu'il était nécessaire d'inclure un couplage radiatif entre atomes distants et ceci nous a conduit aux expressions J_{ij}^2 et J_{ij}^5 pour les nouvelles composantes du champ de radiation. Nos résultats ont été récemment confirmés par Martí et Noerdlinger (1977) et par Rybicki et Hummer (1978).

En discutant la forme simplifiée des équations d'équilibre statistique au paragraphe E, nous avons conclu qu'en présence d'importants gradients de vitesse tels que $\beta_{ij}^1 \sim 1$, les populations des niveaux atomiques se comportaient comme si les atomes étaient plongés dans un milieu transparent au repos illuminé par le champ de radiation stellaire $J_{ij} = W I_c$. Si l'approximation $\beta_{ij}^1 \sim 1$ est réalisée pour les transitions d'une série principale d'un atome et donc, a fortiori, pour tout autre transition atomique, le système d'équations d'équilibre statistique se simplifie à celui décrivant le comportement des niveaux atomiques dans un milieu transparent au repos en présence de l'unique champ de radiation stellaire. Struve et Wurm (1938), Wellmann (1955) et Ghobros (1962) ont résolu de façon approximative de tels systèmes d'équations pour le cas d'un atome d'hélium et ont rendu compte de la surpopulation des niveaux métastables 2^1S , 2^3S et d'autres (2^2P , etc.) comme étant due aux effets de dilution géométrique dans des atmosphères étendues au repos. De façon analogue, l'intensité anormalement élevée de certaines raies en absorption légèrement décalées vers les courtes longueurs d'onde, issues de niveaux métastables (Swings et Struve, 1941; Hutchings, 1968a; Sobolev, 1958, etc.) et d'autres niveaux (Hutchings, 1968a; Walborn, 1975; etc.) dans les spectres d'étoiles de types W-R, Of, etc. peut être simplement interprétée comme étant due

aux effets de dilution dans ces régions de l'enveloppe en mouvement où la condition $\beta_{ij}^1 \approx 1$ est satisfaite pour les transitions radiatives entre les niveaux atomiques discrets i, j .

Enfin, nous avons montré que le couplage radiatif entre atomes distants au sein d'une enveloppe D.E prend toute son importance lorsque le milieu matériel est optiquement épais à la radiation spectrale et nous avons pu ainsi prédire qualitativement que le degré d'excitation des atomes présenterait des écarts de l'ordre de 100% si on négligeait la composante additionnelle J_{ij}^2 du champ de radiation spectrale. Comme nous le verrons au prochain chapitre (Surdej, 1978a), ces conclusions sont en parfait accord avec les résultats d'applications numériques décrivant le comportement de la fonction source S_{12} d'un atome à deux niveaux au sein d'enveloppes D.E.

CHAPITRE 4 - APPLICATIONS NUMERIQUES DU TRANSFERT RADIATIF
DANS DES ENVELOPPES A.E et D.E:
FONCTION SOURCE POUR UN ATOME A DEUX NIVEAUX

Durant la dernière décennie, les nombreuses observations spectroscopiques d'étoiles chaudes de types W-R, Of, P Cygni, etc., réalisées au moyen de satellites astronomiques, ainsi que de quasars à grand redshift ont considérablement élargi l'échantillon de profils de raies de type P Cygni, associés aux raies ultraviolettes de résonance de divers ions.

Parmi les profils observés, ceux classés de type I par Beals (1955) pour lesquels la largeur équivalente EW_{em} de la composante en émission est à peu près égale à celle EW_{ab} de la composante en absorption (voir fig. 4.1) ont un intérêt tout particulier. En effet, si on suppose qu'un photon émis à la surface de l'étoile possède une probabilité nulle d'être détruit au cours des diffusions qu'il subit en traversant le milieu matériel en mouvement, il en résulte que $EW_{em} \approx EW_{ab}$ en vertu du principe de conservation d'énergie. Pour ces profils de raies, il est donc très vraisemblable que le processus d'excitation des atomes est dû aux excitations radiatives, à partir du niveau fondamental $i = 1$, par les photons de résonance ayant une fréquence $\nu_L \approx \nu_{12}$.

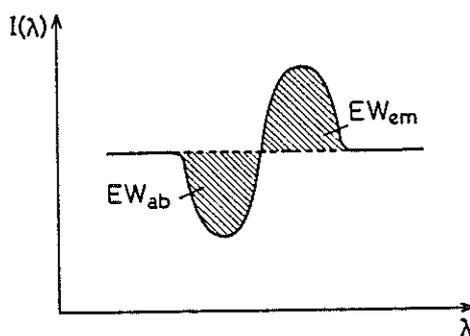


Fig. 4.1 Profil de raie de type P Cygni I pour lequel $EW_{em} \approx EW_{ab}$ (voir texte).

Ceci nous conduit naturellement à étudier le transfert de la radiation résonnante au travers d'enveloppes en expansion, pour le cas d'un atome à deux niveaux.

A. APPLICATIONS NUMERIQUES

De façon tout à fait générale, l'équation d'équilibre statistique 3.71 qui régit la population du niveau fondamental d'un atome à deux niveaux est

$$n_2 A_{21} + (n_2 B_{21} - n_1 B_{12}) J_{12} + n_2 C_{21} - n_1 C_{12} = 0, \quad (4.1)$$

les probabilités d'excitation et de désexcitation collisionnelles C_{12} et C_{21} étant liées par la relation

$$g_1 C_{12} = g_2 C_{21} \exp(-h\nu_{12}/kT_e), \quad (4.2)$$

où T_e représente la température électronique de l'enveloppe au point où sont évaluées les probabilités.

Lorsqu'on fait usage des relations 3.76 et 4.2 dans l'équation 4.1, on montre facilement (cf. Mihalas, 1970) que l'expression de la fonction source S_{12} , définie en 3.6, se simplifie en

$$S_{12} = (1-\epsilon) J_{12} + \epsilon B_{\nu_{12}}(T_e). \quad (4.3)$$

La quantité $B_{\nu_{12}}(T_e)$ est la fonction de Planck calculée à la température T_e et

$$\epsilon = \frac{C_{21}(1-\exp(-h\nu_{12}/kT_e))}{A_{21} + C_{21}(1-\exp(-h\nu_{12}/kT_e))}. \quad (4.4)$$

rend compte de la probabilité de désexcitation d'un atome par collisions. C'est pourquoi la quantité ϵ est parfois appelée la probabilité de destruction du photon. *Si un photon émis dans la transition radiative 2 + 1 possède une probabilité nulle d'être détruit ($\epsilon = 0$) alors la fonction source S_{12} se confond identiquement avec l'intensité moyenne J_{12} du champ de radiation spectrale, c'est-à-dire que*

$$S_{12} = J_{12}. \quad (4.5)$$

En vue d'isoler le rôle spécifique du transfert des photons de résonance dans des milieux matériels en mouvement, supposons qu'il y a conservation dans l'enveloppe du nombre d'atomes n_0 , correspondant à une espèce d'ions, éjectés à la surface de l'étoile. L'équation de continuité implique que la concentration volumique $n(r)$ des atomes en un point \vec{r} est fixée par

$$n(r) = n_0 \frac{v_0}{v(r)} \cdot \frac{1}{L^2}, \quad (4.6)$$

v_0 et $v(r)$ étant les vitesses de l'enveloppe respectivement à la surface de l'étoile et au point \vec{r} , et où

$$L = r/R^* \quad (4.7)$$

représente la distance du point \vec{r} au centre de l'étoile, exprimée en unités de rayon stellaire R^* .

α) Milieu transparent

Si on suppose que le disque de l'étoile émet un continuum sans effet d'assombrissement centre-bord et avec une intensité I_c donnée par la fonction de Planck à la température T de surface de l'étoile, l'expression de l'intensité moyenne J_{12} régnant au sein d'un milieu transparent (abrégé dans la suite par M.T) est

$$J_{12} = WI_c, \quad (4.8)$$

où le facteur W , défini en 3.31, rend compte de la dilution géométrique du champ de radiation stellaire. La fonction source pour un atome à deux niveaux dans un milieu transparent vaut donc simplement

$$S_{12} = WI_c, \quad (4.9)$$

et son comportement obéit, avec une bonne approximation, à une loi en $1/L^2$ pour $L > 1$.

β) Enveloppe A.E

Considérant des distributions de vitesses analogues à celles adoptées par Kuan et Kuhi (1975) dans leur étude d'étoiles de type P Cygni, à savoir

$$v(r) = v_0 L^{-k}, \quad (4.10)$$

où ℓ ($\ell = -0.5, -1, -2$) est un paramètre négatif traduisant une accélération du milieu matériel, le champ de radiation spectrale avec lequel un atome à deux niveaux peut interagir dans une enveloppe A.E (voir chapitre 3, § C) vaut

$$J_{12} = S_{12}(1 - \beta_{12}^1) + I_C \beta_{12}^3 . \quad (4.11)$$

Nous rappelons que dans cette dernière expression β_{12}^1 (voir relation 3.29) représente la probabilité de fuite locale d'un photon émis dans la transition $2 \rightarrow 1$ et β_{12}^3 (voir relation 3.45) la probabilité qu'un photon s'échappe localement de l'enveloppe en interceptant le disque de l'étoile. Combinant les relations 4.5 et 4.11, nous obtenons

$$S_{12} = I_C \beta_{12}^3 / \beta_{12}^1 . \quad (4.12)$$

Les différentes expressions définies ci-dessous

$$LGS = \log_{10}(S_{12}) , \quad (4.13)$$

$$LGB1 = \log_{10}(\beta_{12}^1) , \quad (4.14)$$

$$\text{et } LGB3 = \log_{10}(\beta_{12}^3) \quad (4.15)$$

seront utilisées dans la suite pour illustrer le comportement des conditions physiques existant au sein d'enveloppes A.E.

γ) Enveloppe D.E

Pour le cas des enveloppes D.E, nous adoptons les champs de vitesses donnés par la relation 4.10 où ℓ ($\ell = 0.5, 1, 2$) est cette fois un paramètre positif traduisant une décélération du milieu matériel autour de l'objet central. Nous considérerons aussi le champ de vitesses

$$v(r) = v_\infty \sqrt{1 + \left(\frac{v_0}{v_\infty}\right)^2 - 1} \frac{1}{L} \quad (4.16)$$

qui décrit le mouvement d'un atome initialement éjecté à la surface de l'étoile avec une vitesse v_0 , et ensuite décéléré dans le champ gravifique de l'objet central. v_∞ représente la vitesse d'échappement au champ de gravitation stellaire et remarquons que le cas $v_\infty = 0$ correspond à celui donné par la relation 4.10 pour la valeur du paramètre de décélération $\ell = 0.5$.

Au sein d'une enveloppe D.E, un atome à deux niveaux interagit avec le champ de radiation J_{12} créé par le continuum stellaire, par la radiation spectrale émise dans son voisinage et par celui dû à la radiation émise par des atomes situés en des points distants (voir chapitre 3, § D)

$$J_{12} = S_{12}(1-\beta_{12}^2) + I_c \beta_{12}^5 + \int_{\Omega(C_0, C'_0)} S'_{12}(1-\exp(-\tau'_{12}))(1-\exp(-\tau_{12}))/\tau_{12} \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (4.17)$$

Rappelons que les quantités S'_{12} et τ'_{12} dans le second membre de cette relation sont calculées aux points distants C'_0 par rapport à C_0 où est évalué J_{12} . Pour ce faire, nous devons résoudre le système d'équations 3.52, 3.53 afin de déterminer le couple de valeurs (L', θ') en C'_0 qui correspond à un couple donné (L, θ) en C_0 . Pour les champs de vitesses décrits par la relation 4.10, éliminant le facteur $\cos(\theta)$ dans 3.52 au moyen de la relation 3.53, nous obtenons facilement la relation suivante

$$\sin^2(\theta) s^{2\ell} (s^2 - 1) - \cos^2(\theta) (s^{2\ell} - 1) = 0 , \quad (4.18)$$

où la quantité s est définie par

$$s = L/L' . \quad (4.19)$$

Notant que $s = 1$ est une solution triviale de l'équation 4.18, on trouve que si ℓ est demi-impair ($\ell = 0.5, 1.5, \dots$), l'équation 4.18 se simplifie à

$$\sin^2(\theta) (s^{2\ell+1} + s^{2\ell}) - \cos^2(\theta) (s^{2\ell-1} + s^{2\ell-2} + \dots + 1) = 0 . \quad (4.20)$$

De même, si ℓ est entier ($\ell = 1, 2, \dots$), on a

$$s^{2\ell} \sin^2(\theta) - \cos^2(\theta) (s^{2\ell-2} + s^{2\ell-4} + \dots + 1) = 0 . \quad (4.21)$$

Finalement, remplaçant ℓ par les valeurs respectives 0.5 et 1, 2 dans les relations 4.20 et 4.21, nous obtenons les solutions uniques pour s

$$\text{si } \ell=0.5, \quad s = \frac{2}{\text{tg}^2(\theta)} \frac{1}{(1+\sqrt{1+4/\text{tg}^2(\theta)})}, \quad (4.22)$$

$$\text{si } \ell=1, \quad s = 1/\text{tg}(\theta), \quad (4.23)$$

$$\text{et si } \ell=2, \quad s = \sqrt{(1+\sqrt{1+4\text{tg}^2(\theta)})/2\text{tg}^2(\theta)}. \quad (4.24)$$

La valeur de l'angle θ' nous est fournie par l'équation 3.53,

$$\theta' = \arcsin(s \cdot \sin(\theta)), \quad (4.25)$$

et par conséquent, le couple de valeurs (L', θ') est entièrement fixé pour un couple donné (L, θ) .

Les figures 3.5, 3.6 et 3.7, présentées au chapitre précédent, illustrent les lieux géométriques (C_0, C'_0) des points distants C'_0 , donnés par les relations 4.22-4.25 pour les différentes valeurs du paramètre $\ell = 0.5, 1, 2$, et, par rapport à divers points fixes C_0 ($L = 1, 2, 4, 5$) dans l'enveloppe.

En vue d'effectuer l'intégration du terme de couplage radiatif (voir équation 4.17) par rapport à la variable angulaire θ , il est intéressant d'établir les expressions des limites d'intégration θ_c , θ_a et θ_m (voir fig. 3.5). Ces angles sont tels que

$$\left. \begin{array}{l} \text{si } \theta \in [\theta_c, \theta_a[, \quad 1 \leq L' < L , \\ \text{et si } \theta \in [\theta_a, \theta_m] , \quad L \leq L' \leq L_{\max} , \end{array} \right\} \quad (4.26)$$

où L_{\max} représente l'extension maximale de l'enveloppe D.E. Remplaçant s par les valeurs respectives $s = L, 1, L/L_{\max}$ dans les relations 4.20 pour $\ell = 0.5$ et 4.21 pour $\ell = 1, 2$, nous trouvons

$$\begin{aligned}
 \text{si } \ell=0.5, \quad \theta_c &= \arccos\left(\sqrt{\frac{L^2+L}{L^2+L+1}}\right), \\
 \theta_a &= \arccos\left(\sqrt{\frac{2}{3}}\right), \\
 \text{et } \theta_m &= \arccos\left(\sqrt{\frac{(L/L_{\max})^2+L/L_{\max}}{(L/L_{\max})^2+L/L_{\max}+1}}\right),
 \end{aligned} \tag{4.27}$$

$$\begin{aligned}
 \text{si } \ell=1, \quad \theta_c &= \arccos\left(\frac{L}{\sqrt{L^2+1}}\right), \\
 \theta_a &= \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right), \\
 \text{et } \theta_m &= \arccos\left(\frac{L/L_{\max}}{\sqrt{(L/L_{\max})^2+1}}\right),
 \end{aligned} \tag{4.28}$$

$$\begin{aligned}
 \text{et si } \ell=2, \quad \theta_c &= \arccos\left(\frac{L^2}{\sqrt{L^4+L^2+1}}\right), \\
 \theta_a &= \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right), \\
 \text{et } \theta_m &= \arccos\left(\frac{(L/L_{\max})^2}{\sqrt{(L/L_{\max})^4+(L/L_{\max})^2+1}}\right).
 \end{aligned} \tag{4.29}$$

Ces dernières relations apparaîtront très utiles au prochain paragraphe lorsque nous rendrons compte quantitativement de l'effet du paramètre de décélération sur l'importance du couplage radiatif dans des enveloppes D.E.

Pour le champ de vitesses donné en 4.16, un même raisonnement nous conduit à l'équivalent de l'équation 4.18, c'est-à-dire

$$\sin^2(\theta)(s^2G+s(G+L)+L)-\cos^2(\theta)G = 0 , \quad (4.30)$$

où la quantité G est définie par

$$G = \left(\frac{v_0}{v_\infty}\right)^2 - 1 . \quad (4.31)$$

L'unique solution acceptable pour le trinôme du second degré en s est

$$s = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(1-L/G)^2 + 4/tg^2(\theta)} - (1+L/G) \right] . \quad (4.32)$$

La relation 4.25 et cette dernière fournissent le couple unique de valeurs (L', θ') en C'_0 pour un couple donné (L, θ) en C_0 . Le lieu géométrique (C_0, C'_0) correspondant à $G = 10$ est illustré dans la figure 3.8 par rapport à différents points fixes C_0 ($L = 1, 2, 4, 5$) dans l'enveloppe.

Remplaçant s par les valeurs respectives $s = L, 1, L/L_{\max}$ dans l'équation 4.30, nous trouvons les expressions des angles θ_c, θ_a et θ_m

$$\left. \begin{aligned} \theta_c &= \arccos \left(\sqrt{\frac{(L^2+L)(1+1/G)}{(L^2+L)(1+1/G)+1}} \right) , \\ \theta_a &= \arccos \left(\sqrt{\frac{2(1+L/G)}{2(1+L/G)+1}} \right) , \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

$$\text{et } \theta_m = \arccos \left(\sqrt{\frac{((L/L_{\max})^2 + L/L_{\max})(1 + L_{\max}/G)}{((L/L_{\max})^2 + L/L_{\max})(1 + L_{\max}/G) + 1}} \right) .$$

Remarquons que si $v_\infty \rightarrow 0$, les valeurs asymptotiques des angles θ_c , θ_a et θ_m en 4.33 sont identiques aux valeurs données en 4.27.

Combinant les relations 4.5 et 4.17, l'expression de la fonction source S_{12} pour un atome à deux niveaux se réduit à

$$S_{12} = I_c \frac{\beta_{12}^5}{\beta_{12}} + (1/\beta_{12}) \int_{\Omega(C_0, C'_0)} S_{12} (1 - \exp(-\tau_{12})) (1 - \exp(-\tau_{12})) / \tau_{12} \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (4.34)$$

Les différentes expressions définies ci-dessous

$$\text{LGS} = \log_{10}(S_{12}) , \quad (4.35)$$

$$\text{LGS5} = \log_{10}(I_c \beta_{12}^5 / \beta_{12}) , \quad (4.36)$$

$$\text{LGS2} = \log_{10} \left((1/\beta_{12}) \int_{\Omega(C_0, C'_0)} S_{12} (1 - \exp(-\tau_{12})) (1 - \exp(-\tau_{12})) / \tau_{12} \frac{d\omega}{4\pi} \right) , \quad (4.37)$$

$$\text{LGB1} = \log_{10}(\beta_{12}) , \quad (4.38)$$

$$\text{et } \text{LGB5} = \log_{10}(\beta_{12}^5) \quad (4.39)$$

seront utilisées ultérieurement pour illustrer le comportement des conditions physiques qu'elles représentent au sein d'enveloppes D.E.

Afin de déterminer la valeur de la fonction source S_{12} en un point C_0 , nous devons résoudre l'équation 4.34 qui dépend simultanément des propriétés physiques du milieu matériel au point C_0 et aux points distants C'_0 , situés le long du lieu géométrique (C_0, C'_0) . Une méthode itérative qui néglige dans un premier temps l'effet du couplage radiatif entre atomes distants et qui remplace à la $n^{\text{ème}}$ itération les valeurs de la fonction source S_{12} et de l'opacité fictive τ_{12} , trouvées à

La $n - 1^{\text{ème}}$ itération, dans le terme du couplage radiatif s'avère très efficace. Cette méthode converge rapidement et, en calculant avec 200 pas d'intégration les différentes intégrales $\beta_{12}^1, \beta_{12}^5$, etc. en des points successifs séparés par une distance $\Delta L = 0.1$, cinq itérations fournissent en moyenne une précision supérieure à 0.1% pour les valeurs de la fonction source S_{12} .

δ) Paramètres du modèle

Afin de présenter, sous une forme assez simple, les résultats de nos applications numériques nous chercherons d'abord à décrire les paramètres principaux dont dépendent les expressions 4.12 et 4.34 de la fonction source S_{12} .

Nous sommes directement amenés à développer l'expression de la profondeur optique fictive τ_{12} définie en 3.26. Soit $dv(r)/dr$ le gradient radial de vitesse en fonction de la distance r et θ l'angle fait entre la direction radiale et celle le long de laquelle nous évaluons τ_{12} . Dans ce système de coordonnées, le gradient de vitesse $\partial v_s / \partial s$ prend la forme

$$\frac{\partial v_s}{\partial s} = \frac{dv(r)}{dr} \cos^2(\theta) + \frac{v(r)}{r} \sin^2(\theta) , \quad (4.40)$$

et, pour les distributions de vitesses 4.10 et 4.16, nous obtenons respectivement

$$\frac{\partial v_s}{\partial s} = \frac{v(r)}{r} (1 - (\ell+1) \cos^2(\theta)) , \quad (4.41)$$

$$\text{et} \quad \frac{\partial v_s}{\partial s} = \frac{v(r)}{r} \left(1 - \frac{(2L/G+3)}{(2L/G+2)} \cos^2(\theta) \right) . \quad (4.42)$$

Le coefficient d'absorption volumique α_{12} , défini en 3.3, et apparaissant dans l'expression 3.26 de la profondeur optique fictive τ_{12} , peut être avantageusement exprimé en termes de la force d'oscillateur f_{12} pour la transition $1 \rightarrow 2$ en se servant de la relation

$$f_{12} = \frac{mh}{\hbar e^2} \cdot \frac{B_{12}}{\lambda_{12}} \cdot \frac{c^2}{4\pi} , \quad (4.43)$$

m et e représentant la masse et la charge de l'électron et λ_{12} la longueur d'onde de la transition.

Combinant les équations 3.3, 3.26, 4.6, 4.41 et 4.43, nous trouvons pour le cas des distributions de vitesses 4.10

$$\tau_{12} = \tau_{12}^{\ell} L^{2\ell-1} F(\theta) \left(1 - \frac{g_1 n_2}{g_2 n_1}\right) / \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right), \quad (4.44)$$

où τ_{12}^{ℓ} est la profondeur optique radiale ($\theta = 0$) à la surface de l'étoile ($L = 1$),

$$\tau_{12}^{\ell} = \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} \frac{R^* n_0}{v_0 |\ell|}. \quad (4.45)$$

Le facteur $L^{2\ell-1}$ dans l'expression 4.44 fixe la dépendance radiale de τ_{12} . La fonction $F(\theta)$, normalisée à l'unité pour $\theta = 0$, décrit quant à elle la dépendance directionnelle de la profondeur optique fictive τ_{12}

$$F(\theta) = \left| \frac{\ell}{1 - (\ell+1) \cos^2(\theta)} \right|. \quad (4.46)$$

De même, pour le champ de vitesses défini en 4.16, il est facile d'établir l'expression de l'opacité τ_{12} . Nous avons successivement,

$$\tau_{12} = \tau_{12}^{\ell} F(L, \theta) \left(1 - \frac{g_1 n_2}{g_2 n_1}\right) / \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right), \quad (4.47)$$

$$\text{avec } \tau_{12}^{\ell} = \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} \frac{R^* n_0}{v_0} \frac{2(G+1)}{G}, \quad (4.48)$$

$$\text{et } F(L, \theta) = 1 / \left| 2(L/G+1) - (2L/G+3) \cos^2(\theta) \right|. \quad (4.49)$$

Remarquons que la quantité G , définie en 4.31, représente au même titre que ℓ un paramètre de décélération, celle-ci étant d'autant plus importante que G est grand.

Au vu des relations précédentes, nous concluons que les paramètres physique et géométrique τ_{12}^{ℓ} et ℓ (ou G) suffisent à caractériser complètement les expressions des probabilités de fuite β_{12}^1 , β_{12}^3 et β_{12}^5 , ainsi que celle du terme de couplage radiatif au sein d'enveloppes D.E.

Finalement, l'intensité du continuum stellaire I_c est une autre quantité dont dépend la valeur de la fonction source S_{12} (cf. équations 4.12 et 4.34). Dans

toutes les applications numériques présentées ci-après, nous supposons que l'intensité spécifique I_c est donnée par la fonction de Planck à la température T , telle que $\lambda_{12} \cdot T = 0.28979 \text{ cm} \cdot \text{deg}$ (loi de Wien) et $\lambda_{12} = 10^{-5} \text{ cm}$. Quant au rapport des poids statistiques des niveaux atomiques, nous choisissons librement $g_1/g_2 = 1$.

e) Résultats

Nous présentons dans les figures 4.2-4.35 les résultats de nos applications numériques pour une grande variété des paramètres du modèle. Chacune des figures illustre le comportement des différentes quantités physiques LGS, ..., LGB1, ... définies ci-avant en fonction de la variable L . La table 4.1 résume les valeurs des paramètres caractérisant chacune des courbes. Dans cette table, la première colonne donne le numéro de la figure pour laquelle les quantités indiquées dans la deuxième colonne ont été calculées. Les colonnes 3 et 4 reprennent les différentes valeurs des paramètres ℓ (ou G) et τ_{12}^ℓ , et enfin, la dernière colonne indique l'extension maximale L_{\max} choisie pour l'enveloppe considérée.

Figs 4.2-4.35 : voir légendes dans la table 4.1

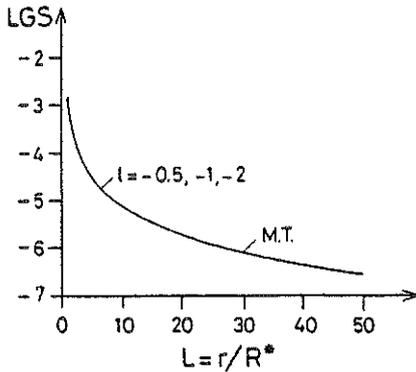


Fig. 4.2

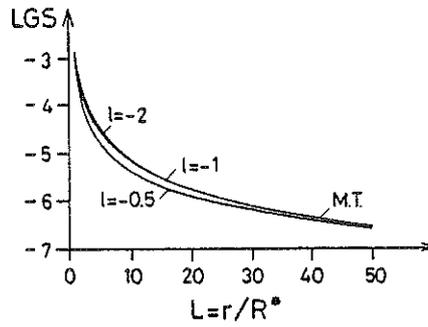


Fig. 4.3

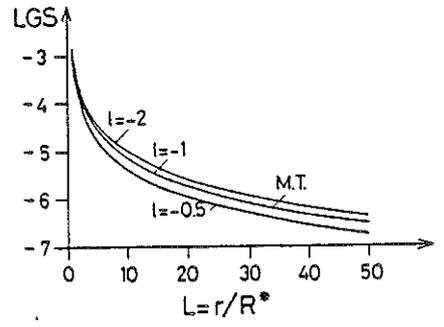


Fig. 4.4

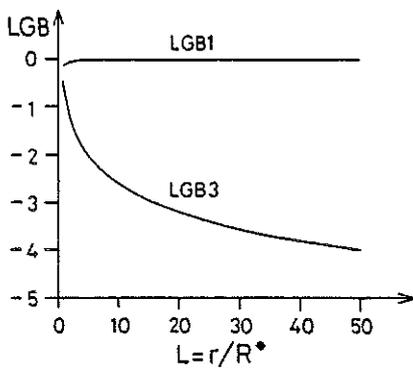


Fig. 4.5

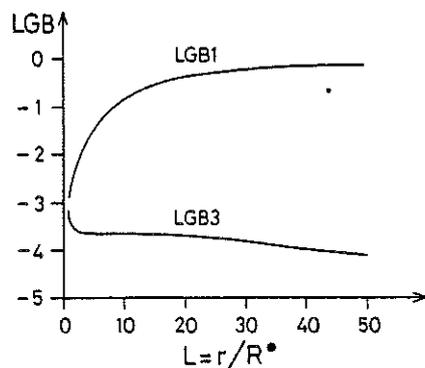


Fig. 4.6

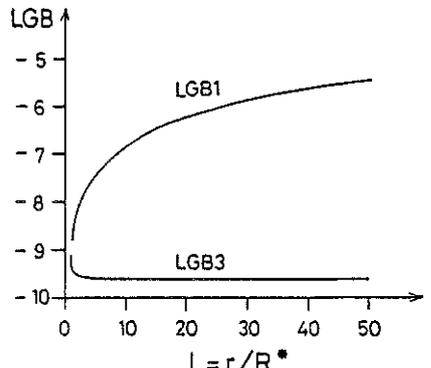


Fig. 4.7

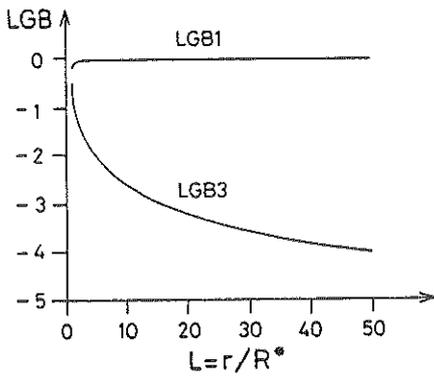


Fig. 4.8

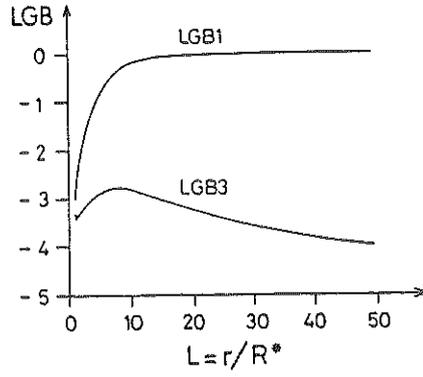


Fig. 4.9

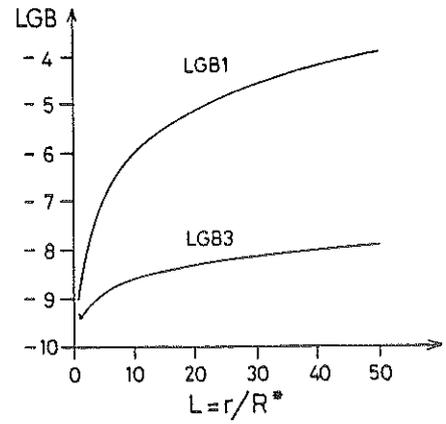


Fig. 4.10

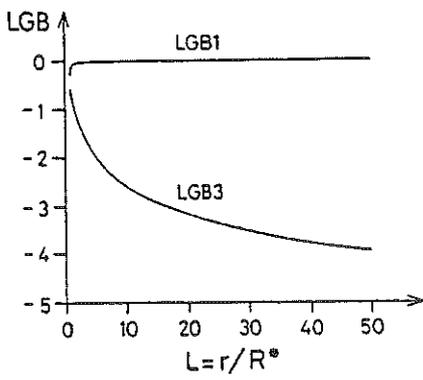


Fig. 4.11

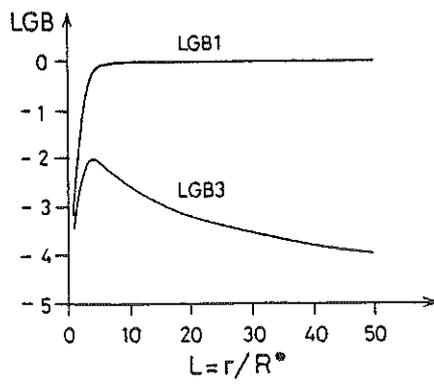


Fig. 4.12

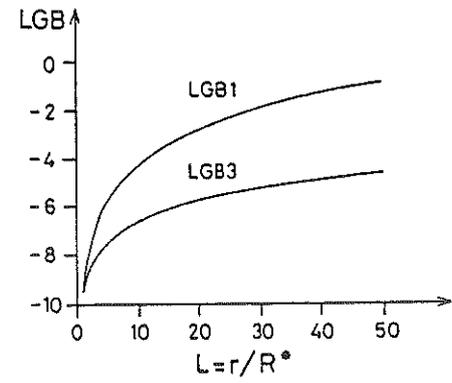


Fig. 4.13

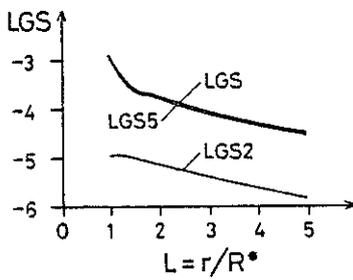


Fig. 4.14

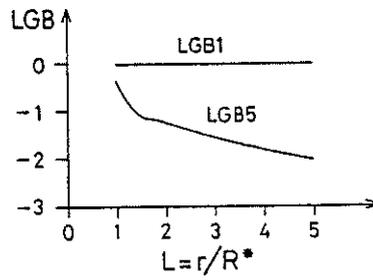


Fig. 4.15

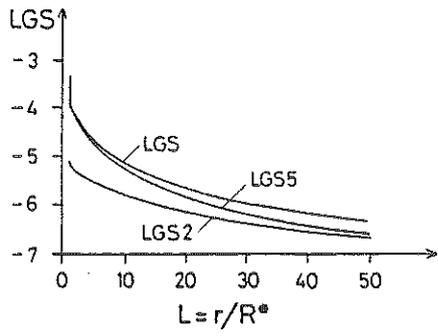


Fig. 4.16

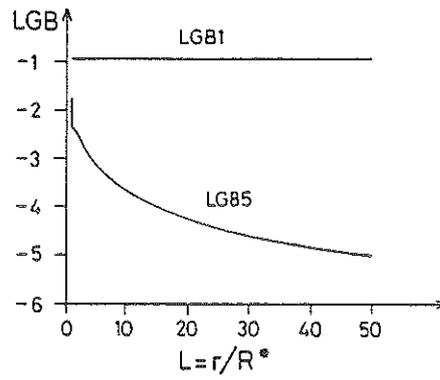


Fig. 4.17

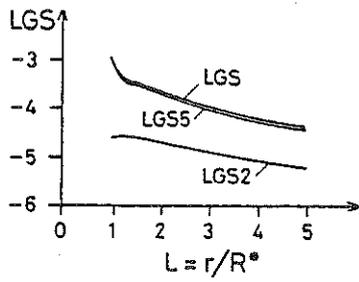


Fig. 4.18

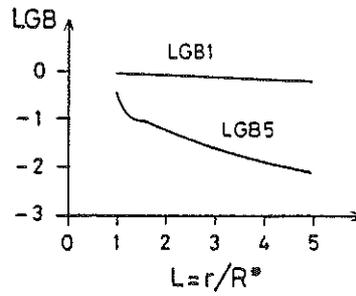


Fig. 4.19

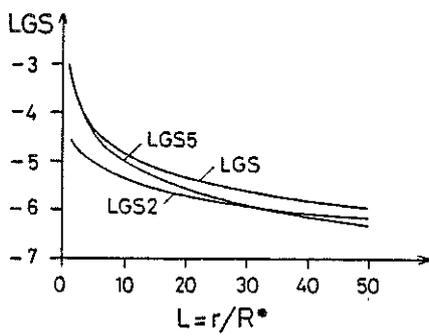


Fig. 4.20

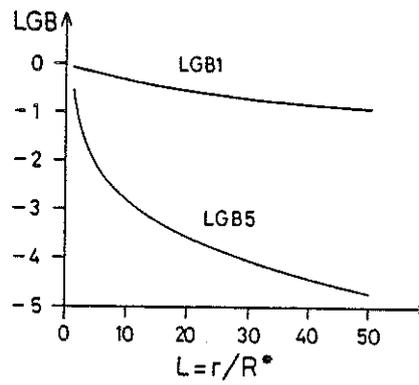


Fig. 4.21

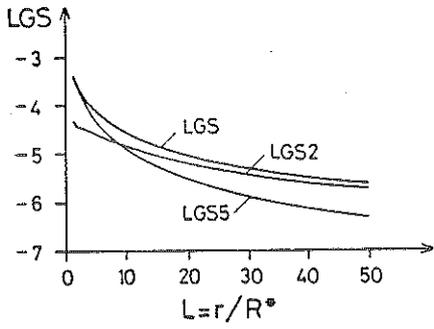


Fig. 4.22

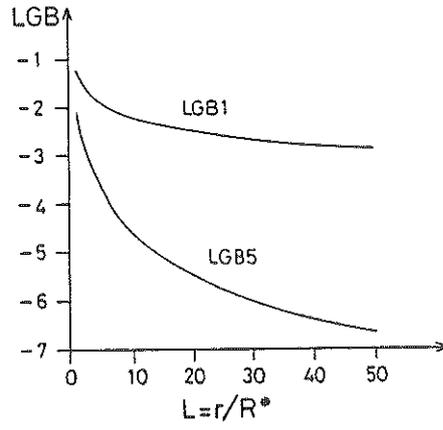


Fig. 4.23

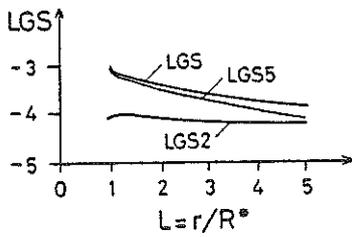


Fig. 4.24

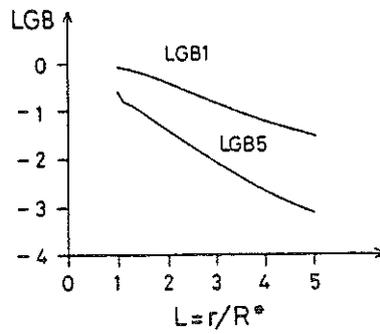


Fig. 4.25

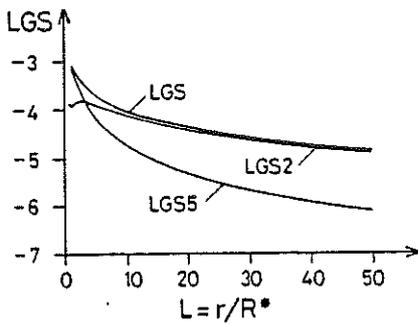


Fig. 4.26

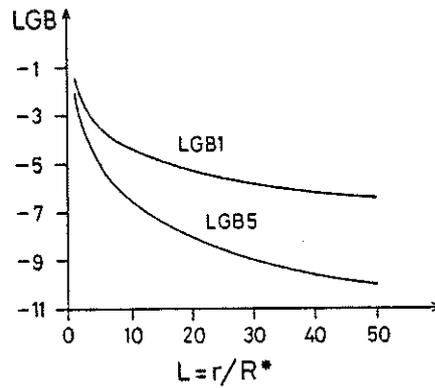


Fig. 4.27

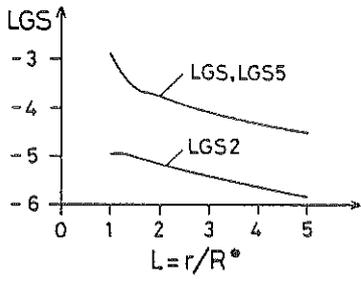


Fig. 4.28

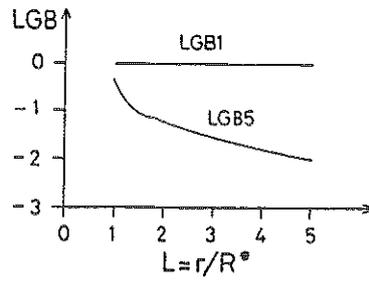


Fig. 4.29

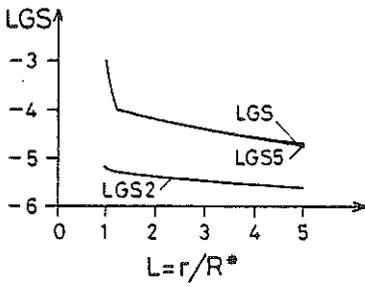


Fig. 4.30

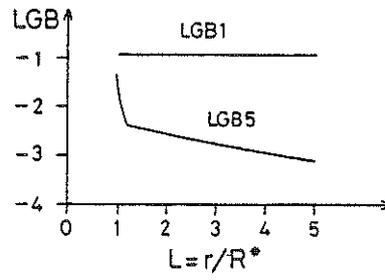


Fig. 4.31

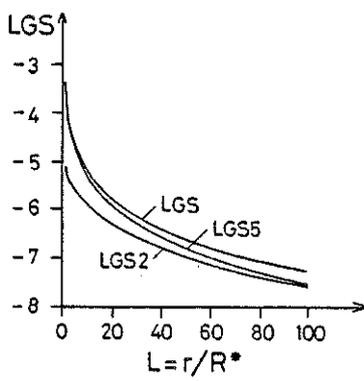


Fig. 4.32

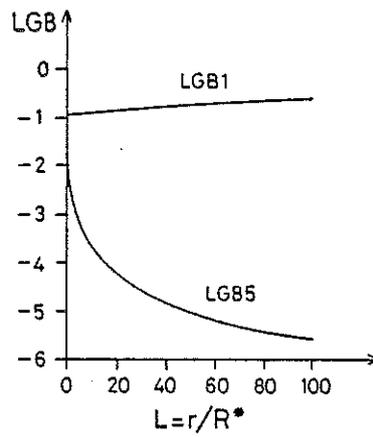


Fig. 4.33

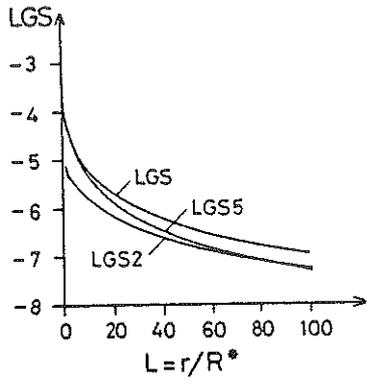


Fig. 4.34

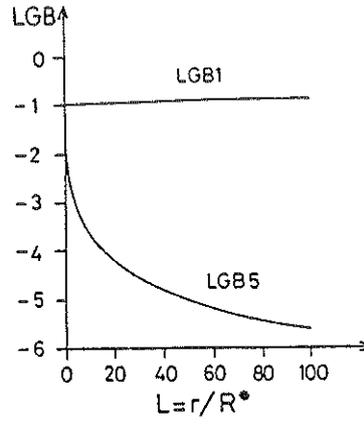


Fig. 4.35

Table 4.1

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 4.2-4.35

Figure	Quantités physiques	ℓ (ou G)	τ_{12}^{ℓ}	L_{\max}
4.2	LGS	-0.5, -1, -2	1	50
4.3	LGS	-0.5, -1, -2	10^3	50
4.4	LGS	-0.5, -1, -2	10^9	50
4.5	LGB1, LGB3	-0.5	1	50
4.6	LGB1, LGB3	-0.5	10^3	50
4.7	LGB1, LGB3	-0.5	10^9	50
4.8	LGB1, LGB3	-1	1	50
4.9	LGB1, LGB3	-1	10^3	50
4.10	LGB1, LGB3	-1	10^9	50
4.11	LGB1, LGB3	-2	1	50
4.12	LGB1, LGB3	-2	10^3	50
4.13	LGB1, LGB3	-2	10^9	50
4.14	LGS, LGS2, LGS5	0.5	0.1	5
4.15	LGB1, LGB5	0.5	0.1	5
4.16	LGS, LGS2, LGS5	0.5	10	50
4.17	LGB1, LGB5	0.5	10	50
4.18	LGS, LGS2, LGS5	1	0.1	5
4.19	LGB1, LGB5	1	0.1	5
4.20	LGS, LGS2, LGS5	1	0.1	50
4.21	LGB1, LGB5	1	0.1	50
4.22	LGS, LGS2, LGS5	1	10	50
4.23	LGB1, LGB5	1	10	50
4.24	LGS, LGS2, LGS5	2	0.1	5
4.25	LGB1, LGB5	2	0.1	5
4.26	LGS, LGS2, LGS5	2	10	50
4.27	LGB1, LGB5	2	10	50
4.28	LGS, LGS2, LGS5	G = 400	0.1	5
4.29	LGB1, LGB5	G = 400	0.1	5
4.30	LGS, LGS2, LGS5	G = 400	10	5
4.31	LGB1, LGB5	G = 400	10	5
4.32	LGS, LGS2, LGS5	G = 100	10	100
4.33	LGB1, LGB5	G = 100	10	100
4.34	LGS, LGS2, LGS5	G = 400	10	100
4.35	LGB1, LGB5	G = 400	10	100

B. DISCUSSION DES RESULTATS

Un bref examen des figures 4.2-4.35 nous montre combien il est important de résoudre rigoureusement le transfert de la radiation approprié à chaque type spécifique d'enveloppe afin de déterminer les conditions physiques qui les caractérisent.

Avant d'interpréter les résultats de nos applications numériques pour les deux cas distincts d'enveloppes A.E et D.E, rappelons brièvement la physique du problème. Une étoile centrale émet un continuum, sans effet d'assombrissement centre-bord, correspondant à un nombre de photons proportionnel à I_c et constant dans l'intervalle de fréquences $[\nu_{12} - \nu_{12} v(r_{\max})/c, \nu_{12} + \nu_{12} v(r_{\max})/c]$ où se forme le profil de la raie. Ces photons diffusent alors "localement" une première fois avec une probabilité $P = 1 - \beta_{12}^1$, ou s'échappent directement du voisinage, en interceptant ($P = \beta_{12}^3$) ou non ($P = \beta_{12}^2$) le disque de l'étoile. Un photon pourra bien sûr diffuser "localement" plus d'une fois. On trouve facilement que la probabilité P_{12}^2 qu'un photon diffuse un nombre $n = 0, 1, 2, \dots$ quelconque de fois avant de s'échapper de l'enveloppe est donnée par

$$P_{12}^2 = \beta_{12}^2 + (1 - \beta_{12}^1)\beta_{12}^2 + (1 - \beta_{12}^1)^2\beta_{12}^2 + \dots,$$

$$\text{soit } P_{12}^2 = \beta_{12}^2 / \beta_{12}^1 . \quad (4.50)$$

De même, la probabilité P_{12}^3 qu'un photon intercepte le disque de l'étoile après avoir effectué un nombre quelconque $n = 0, 1, 2 \dots$ de diffusions vaut

$$P_{12}^3 = \beta_{12}^3 / \beta_{12}^1 , \quad (4.51)$$

et nous trouvons la relation évidente

$$P_{12}^3 + P_{12}^2 = 1 , \quad (4.52)$$

qui signifie qu'un photon créé dans l'enveloppe finira toujours par s'en échapper. Pour le cas des enveloppes D.E, les probabilités β_{12}^2 et β_{12}^3 sont à remplacer respectivement par β_{12}^4 et β_{12}^5 mais remarquons qu'en plus des diffusions locales, un photon pourra aussi diffuser vers des voisinages "distants".

Tout comme nous avons pu établir au chapitre 3, § C une définition réciproque pour la probabilité de fuite β_{12}^3 , la quantité P_{12}^3 en 4.51 représente également la probabilité qu'un photon émis à la surface de l'étoile interagisse avec des atomes

au point P_0 , après y avoir effectué un nombre quelconque de diffusions. Le degré d'excitation des atomes étant fixé par la fonction source S_{12} , cette dernière sera donc proportionnelle au produit $P_{12}^3 I_c$ et nous retrouvons ainsi le résultat 4.12.

Dans une enveloppe D.E, un certain nombre de photons, proportionnel à $S'_{12}(1 - e^{-\tau_{12}})$, sont émis du voisinage d'un point distant P'_0 vers P_0 , et seulement une fraction $(1 - e^{-\tau_{12}})/\tau_{12}$ de ceux-ci sont capables d'interagir radiativement avec des atomes situés au voisinage du point P_0 . Laisant diffuser "localement" ces photons un nombre $n = 0, 1, 2, \dots$ quelconque de fois, c'est-à-dire multipliant par $1/\beta_{12}^n$ les résultats précédents, nous retrouvons l'expression du terme de couplage radiatif apparaissant dans le second membre de l'équation 4.34.

Examinons maintenant les résultats des applications numériques

$\alpha)$ Enveloppe A.E

Dans les figures 4.2-4.13, nous avons déterminé numériquement les conditions physiques existant au sein d'enveloppes A.E pour les différentes valeurs des paramètres $\ell = -0.5, -1, -2$ et $\tau_{12}^\ell = 1, 10^3, 10^9$.

Le comportement des quantités physiques LGS, LGB1 et LGB3, illustrées dans ces figures, peut être simplement interprété sur la base des développements asymptotiques des probabilités de fuite β_{12}^1 et β_{12}^3 .

En effet si le milieu matériel est optiquement épais, c'est-à-dire que $\tau_{12} > 1$, les expressions 3.29 et 3.45 des probabilités de fuite β_{12}^1 et β_{12}^3 se réduisent à

$$\beta_{12}^{1,3} \approx \int_{\Omega=4\pi, 4\pi W} \frac{1}{\tau_{12} 4\pi} d\omega \quad (4.53)$$

Substituant l'expression 4.44 pour τ_{12} , nous trouvons

$$\beta_{12}^{1,3} \approx \frac{1}{(2|\ell|\tau_{12}^\ell L^{2\ell-1})} \int_0^{\Pi, \arcsin(1/L)} |1 - (\ell+1)\cos^2(\theta)| \sin(\theta) d\theta, \quad (4.54)$$

supposant que $n_2/n_1 \ll 1$. L'intégration par rapport à la variable angulaire θ est immédiate, et si $L \gg 1$, il résulte que

$$\beta_{12}^1 \approx (2-\ell)/(3|\ell|\tau_{12}^\ell L^{2\ell-1}), \quad (4.55)$$

$$\text{et } \beta_{12}^3 \approx W / (\tau_{12}^\ell L^{2\ell-1}) , \quad (4.56)$$

où le facteur de dilution W vaut approximativement

$$W \approx (1/4)(1/L)^2 . \quad (4.57)$$

Utilisant l'expression 4.12 de la fonction source et les relations ci-avant, nous obtenons

$$S_{12} \approx I_c W 3|\ell| / (2-\ell) . \quad (4.58)$$

Si le milieu matériel est optiquement mince, c'est-à-dire que $\tau_{12} < 1$, on établit de même

$$\beta_{12}^1 \approx 1 , \quad (4.59)$$

$$\beta_{12}^3 \approx W , \quad (4.60)$$

$$\text{et } S_{12} \approx WI_c , \quad (4.61)$$

et nous retrouvons ainsi l'expression 4.9 de la fonction source obtenue dans le cas d'une enveloppe M.T. Pour les valeurs des paramètres $\tau_{12}^\ell = 1$ et $\ell = -0.5, -1, -2$, la condition $\tau_{12} < 1$ est satisfaite dans toute l'enveloppe ($L > 1$), et le comportement des quantités LGS, LGB1 et LGB3 présentées dans les figures 4.2, 4.5, 4.8 et 4.11 est en parfait accord avec celui décrit par les relations 4.59-4.61.

Le cas optiquement épais se trouve réalisé pour les valeurs des paramètres $\tau_{12}^\ell = 10^9$, $\ell = -0.5, -1, -2$ et l'approximation déduite en 4.58 décrit correctement le comportement de la fonction source illustrée dans la figure 4.4. Le fait que le degré d'excitation apparaît plus élevé avec la valeur du paramètre d'accélération peut être expliqué simplement. Pour ce faire, nous avons représenté dans la figure 4.36 la fonction indicatrice donnée en 4.46, pour les valeurs $\ell = -0.5, -1, -2$, afin de visualiser la dépendance angulaire de la profondeur optique fictive τ_{12} . Pour $\ell = -1$, le taux d'expansion de l'enveloppe est le même dans toutes les directions (isotropie) et ceci explique pourquoi la fonction source S_{12} illustrée dans

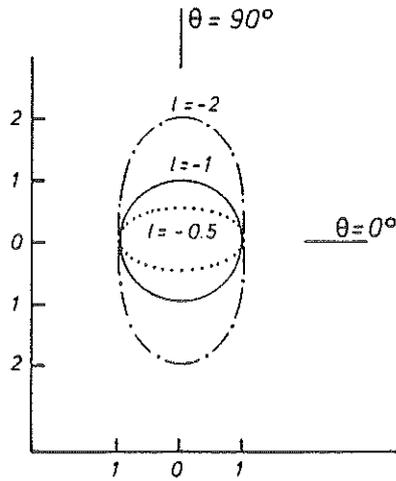


Fig. 4.36 Fonction indicatrice $F(\theta)$ pour les valeurs du paramètre d'accélération $\ell = -0.5, -1, -2$ (voir texte).

les figures 4.2-4.4 se confond avec celle indiquée M.T. Si $\ell = -0.5$, la profondeur optique fictive est maximale pour les valeurs $\theta \approx 0^\circ$, qui correspondent aux directions joignant le coeur de l'étoile. Par conséquent, un photon émis à la surface de l'étoile pénétrera plus difficilement dans le voisinage d'un point P_0 qu'il ne s'en échappera. Pour $\ell = -2$, nous voyons que la situation est inversée et donc le degré d'excitation sera plus élevé dans ce dernier cas. Des relations 4.55 et 4.56 nous déduisons les suivantes :

$$\begin{aligned} \text{si } \ell = -0.5, \quad & \text{LGB1} \approx -8.78 + 2\log_{10}(L), \\ & \text{LGB3} \approx -9.60, \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \text{si } \ell = -0.5, \\ \text{LGB1} \approx -8.78 + 2\log_{10}(L), \\ \text{LGB3} \approx -9.60, \end{aligned}} \right\} (4.62)$$

$$\begin{aligned} \text{si } \ell = -1, \quad & \text{LGB1} \approx -9.00 + 3\log_{10}(L), \\ & \text{LGB3} \approx -9.60 + \log_{10}(L), \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \text{si } \ell = -1, \\ \text{LGB1} \approx -9.00 + 3\log_{10}(L), \\ \text{LGB3} \approx -9.60 + \log_{10}(L), \end{aligned}} \right\} (4.63)$$

$$\begin{aligned} \text{et si } \ell = -2, \quad & \text{LGB1} \approx -9.18 + 5\log_{10}(L), \\ & \text{LGB3} \approx -9.60 + 3\log_{10}(L). \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \text{et si } \ell = -2, \\ \text{LGB1} \approx -9.18 + 5\log_{10}(L), \\ \text{LGB3} \approx -9.60 + 3\log_{10}(L). \end{aligned}} \right\} (4.64)$$

Ces relations fournissent une très bonne approximation des résultats obtenus dans les figures 4.7, 4.10 et 4.13.

Enfin, pour la valeur du paramètre $\tau_{12}^{\ell} = 10^3$, nous trouvons facilement au moyen de la relation 4.44 que la condition $\tau_{12} \approx 1$ est réalisée aux points $L^* \approx 32$, 10 et 4 pour les valeurs respectives du paramètre d'accélération $\ell = -0.5$, -1 et -2 . Les cas "optiquement épais" et "optiquement mince" se trouvent ici combinés dans les régions $L < L^*$ et $L > L^*$ auxquelles s'appliquent individuellement les approximations 4.55-4.58 et 4.59-4.61. Le comportement assez particulier de la probabilité de fuite β_{12}^3 , illustré dans les figures 4.6, 4.9 et 4.12, reflète l'effet dominant du facteur de dilution physique P_{12} (voir relation 3.45),

$$P_{12} = (1 - \exp(-\tau_{12})) / \tau_{12} \quad , \quad (4.65)$$

dans la partie ascendante de la courbe et celui du facteur de dilution géométrique W dans la partie descendante.

β) Enveloppe D.E

L'importance du couplage radiatif entre atomes distants au sein d'une enveloppe D.E est représentée dans les figures 4.14-4.35 par la contribution LGS2 (voir relation 4.37) à la fonction source LGS. Négliger cette première revient à supposer que la fonction source LGS est entièrement déterminée par la contribution LGS5 (voir relation 4.36) due au champ de radiation stellaire. Un bref examen des figures 4.14-4.35 montre qu'il en est souvent autrement et que, suite aux effets du couplage radiatif, le degré d'excitation des atomes peut être accru d'un ordre de magnitude, voire même davantage.

Adoptant les champs de vitesses donnés par la relation 4.10, recherchons les expressions asymptotiques des probabilités de fuite β_{12}^1 et β_{12}^5 . Plaçons nous en un point P_0 , suffisamment éloigné du centre de l'étoile (voir figs 3.5-3.8), pour que nous puissions négliger l'absorption du continuum stellaire prenant place au voisinage de points distants P_0' , dans l'expression 3.68 de la probabilité de fuite β_{12}^5 . Si le milieu matériel est optiquement épais, les approximations données en 4.54 restent valables et, tenant compte du fait que la fonction $[1 - (\ell + 1) \cos^2(\theta)]$ change de signe dans l'intervalle $\theta \in [0, \pi]$, nous obtenons maintenant

$$\beta_{12}^1 \approx (4/(1+\ell)^{1/2} - (2-\ell)) / (\tau_{12}^{\ell} L^{2\ell-1} 3\ell) \quad . \quad (4.66)$$

Supposant que $L \gg 1$, l'expression déduite en 4.56 pour β_{12}^3 s'applique identiquement à β_{12}^5 . Il en résulte que si la condition $\tau_{12} > 1$ est satisfaite au sein d'une enveloppe D.E, alors pour $L \gg 1$

$$\frac{I_c \beta_{12}^5}{\beta_{12}^1} \approx \frac{I_c W \cdot 3\ell}{(4/(1+\ell))^{1/2} - (2-\ell)} \quad (4.67)$$

Pour les régions de l'enveloppe où $\tau_{12} > 1$, les développements asymptotiques 4.56, 4.66 et 4.67 illustrent parfaitement le comportement des fonctions LGS5 dans les figures 4.16, 4.20, 4.22, 4.24, 4.26 et LGB1, LGB5 dans les figures 4.17, 4.21, 4.23, 4.25, 4.27.

Si le milieu matériel est optiquement mince, les expressions 4.59-4.61 établies précédemment demeurent applicables au cas des enveloppes D.E. Nous avons par ailleurs montré au chapitre 3, § E que le couplage radiatif devenait alors tout à fait négligeable et que les populations des niveaux atomiques se comportaient comme si les atomes étaient plongés dans une enveloppe M.T, en présence du seul champ de radiation stellaire. Excepté très près de l'étoile, $L \lesssim 2$, les relations 4.59-4.61 décrivent correctement le comportement des quantités LGS dans les figures 4.14, 4.18, 4.28 et LGB1, LGB5 dans les figures 4.15, 4.19, 4.29, la condition $\tau_{12} < 1$ étant satisfaite.

Enfin, évaluons quantitativement l'effet du couplage radiatif dans une enveloppe D.E optiquement épaisse à la radiation spectrale. Supposant donc que $\tau_{12} > 1$, $\tau'_{12} > 1$ et $L \gg 1$, et nous servant des résultats 4.66, 4.67, l'expression 4.34 de la fonction source S_{12} se simplifie à

$$S_{12} \approx \frac{I_c 3\ell / 4L^2 + 3\ell \int_{\Omega(P_0, P'_0)} S'_{12} / F(\theta) \cdot d\omega / 4\pi}{4/(1+\ell)^{1/2} - (2-\ell)} \quad (4.68)$$

Numériquement, nous avons vu que des itérations successives de la quantité S'_{12} dans la dernière équation conduisaient à une rapide convergence de la fonction source S_{12} dans toute l'enveloppe. Ignorant tout transfert spatial des photons, nous avons au départ

$$S_{12}^0 \approx I_c W 3\ell / (4/(1+\ell)^{1/2} - (2-\ell)) \quad (4.69)$$

La première itération consiste alors à remplacer la valeur de la fonction source S_{12}^1 en 4.68 par celle trouvée en 4.69. Physiquement, ceci est équivalent à laisser diffuser une première fois les photons à partir de points distants P_0' vers le point P_0 . Il résulte alors que

$$S_{12}^1 \approx \frac{I_c 3\ell/4L^2}{4/(1+\ell)^{1/2} - (2-\ell)} + \frac{1}{2} \frac{I_c (3\ell)^2}{(4/(1+\ell)^{1/2} - (2-\ell))^2} \cdot$$

$$\int_{\theta_c}^{\theta_m} \frac{1}{4L'^2} \frac{|1-(\ell+1)\cos^2(\theta)|}{\ell} \sin(\theta) d\theta \quad , \quad (4.70)$$

les limites d'intégration θ_c et θ_m étant définies en 4.27-4.29. En vue d'évaluer numériquement cette expression, choisissons les valeurs des paramètres $\ell = 1$, $L_{\max} = 50$ correspondant au cas de la figure 4.22. Nous servant de la relation 4.23 qui donne la dépendance de la variable L' en fonction de L , l'équation 4.70 devient

$$S_{12}^1 \approx S_{12}^0 (1 + 0.82 \int_{\theta_c}^{\theta_m} \frac{|1-2\cos^2(\theta)| \sin(\theta) d\theta}{\text{tg}^2(\theta)}) \quad , \quad (4.71)$$

et après avoir effectué l'intégration, nous trouvons

$$S_{12}^1 \approx S_{12}^0 (1.10 + 0.82 (\text{Arcth}(\frac{L}{\sqrt{L^2+1}}) + \text{Arcth}(\frac{L/L_{\max}}{\sqrt{(L/L_{\max})^2+1}}) - \frac{L}{\sqrt{L^2+1}} - \frac{L/L_{\max}}{\sqrt{(L/L_{\max})^2+1}} - 0.55 ((\frac{L}{\sqrt{L^2+1}})^3 + (\frac{L/L_{\max}}{\sqrt{(L/L_{\max})^2+1}})^3)) \quad . \quad (4.72)$$

Pour différentes valeurs de la variable L ($L \gg 1$), nous avons reporté dans la table 4.2 les valeurs correspondantes du rapport S_{12}^1/S_{12}^0 , calculées à partir de la relation 4.72. De même, dans la dernière colonne sont indiqués les rapports exacts S_{12}/S_{12}^0 déterminés à partir des applications numériques pour $\ell = 1$, $\tau_{12}^{\ell} = 10$ et $L_{\max} = 50$. Comparant ces résultats, nous réalisons qu'une première diffusion des photons a eu pour effet d'accroître considérablement le degré d'excitation dans l'enveloppe mais ne peut cependant pas encore expliquer les rapports

Table 4.2

Rapports des valeurs de la fonction source
calculées dans une enveloppe D.E
avec et sans couplage radiatif (voir texte)

L	S_{12}^1/S_{12}^0	S_{12}^∞/S_{12}^0	S_{12}/S_{12}^0
20	2.75	3.63	3.22
30	3.06	4.04	3.89
40	3.28	4.34	4.34
50	3.46	4.57	4.76

observés. Lorsqu'un photon s'échappe localement en un point P_0 , il peut soit être absorbé dans le voisinage d'un point distant P'_0 avec une probabilité f_1

$$f_1 = \frac{\cos(\theta_c) - \cos(\theta_m)}{2}, \quad (4.73)$$

soit quitter directement l'enveloppe, avec la probabilité complémentaire $1 - f_1$. La quantité f_1 , définie en 4.73, représente en fait la fraction de l'espace, vue d'un point P_0 , interceptant le lieu géométrique (P_0, P'_0) des points distants P'_0 . De la même manière, la probabilité qu'un photon effectue un nombre donné n de diffusions en des points distants vaut approximativement $(f_1)^n$. On peut donc s'attendre à un facteur $(f_1 + f_1^2 + f_1^3 + \dots + f_1^n)/f_1$ entre les valeurs de la fonction source obtenues à la $n^{\text{ème}}$ et $1^{\text{ère}}$ itération. Lorsque $n \rightarrow \infty$, on trouve par conséquent que

$$S_{12}^\infty \approx \frac{1}{1-f_1} \cdot S_{12}^0. \quad (4.74)$$

Rigoureusement, le trajet d'un photon passe par des points distants, $P_0 \rightarrow P'_0 \rightarrow P''_0 \rightarrow \dots$, distincts. Nous pouvons remédier à ceci en évaluant la probabilité $1/(1 - f_1)$ en un point représentatif de l'enveloppe, soit par exemple $L = 30$. Nous avons indiqué dans la troisième colonne de la table 4.2 les valeurs du rapport S_{12}^∞/S_{12}^0 calculées au moyen de la dernière relation. L'accord avec les rapports observés S_{12}/S_{12}^0 apparaît cette fois tout à fait raisonnable.

Si nous comparons la grandeur des écarts observés entre les fonctions LGS et LGS5 dans les figures 4.16, 4.22, 4.26, 4.32 et 4.34, nous concluons que le couplage radiatif apparaît d'autant plus efficace que la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) est élevée. Nous avons illustré dans les figures 4.37 et 4.38 le comportement de la probabilité f_1 (voir relation 4.73) en fonction de la variable L pour les différentes valeurs des paramètres $\ell = 0.5, 1, 2$; $G \approx 0.2$ ($v_\infty = 0.9 v_0$), $G = 3$ ($v_\infty = 0.5 v_0$), $G \approx 10^7$ ($v_\infty = 3 \cdot 10^{-4} v_0$) et $L_{\max} = 10$. Nous constatons immédiatement que l'importance des interactions distantes augmente avec la valeur du paramètre de décélération et par conséquent, il en est de même du rapport S_{12}/S_{12}^0 .

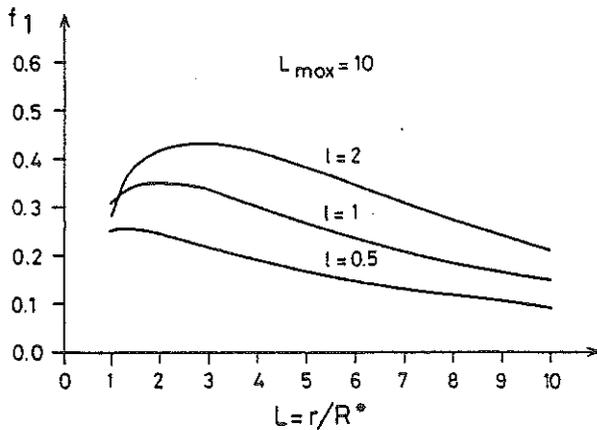


Fig. 4.37 Probabilité f_1 en fonction de la variable L pour $\ell = 0.5, 1, 2$ (voir texte).

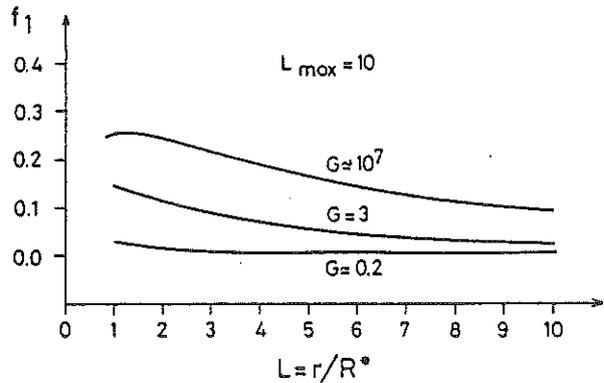


Fig. 4.38 Probabilité f_1 en fonction de la variable L pour $G \approx 0.2, 3, 10^7$ (voir texte).

Nous avons mentionné ci-avant que pour les régions de l'enveloppe proches de l'étoile, $L \leq 2$, les diverses expressions asymptotiques déduites pour S_{12} , β_{12}^5 , etc. ne permettaient pas de décrire le comportement des fonctions LGS, LGB5, etc. correspondantes. En effet, nous avons supposé, par commodité, que le facteur rendant compte de l'absorption du continuum stellaire au voisinage de points distants était tel que $e^{-\tau'_{12}} = 1$ dans l'expression 3.68 de la probabilité de fuite β_{12}^5 . En réalité, le disque stellaire vu d'un point fixe P_0 , apparaît partiellement occulté par le lieu géométrique (P_0, P'_0) des points distants P'_0 (voir figs 3.5-3.8). Le rapport f_2 de l'angle solide interceptant le lieu géométrique (P_0, P'_0) projeté sur le disque stellaire à l'angle solide $4\pi W$ sous-tendant ce dernier permet d'illustrer quantitativement l'importance de cet effet d'occultation. Si à une distance L du centre de l'étoile, θ mesure la moitié de l'angle qui sous-tend le disque de l'étoile, nous avons la relation

$$\cos(\theta) = \sqrt{1 - (1/L)^2}, \quad (4.75)$$

et on trouve facilement que le rapport f_2 est donné par

$$\left. \begin{aligned} f_2 &= \frac{\cos(\theta_c) - \cos(\theta_a)}{1 - \cos(\theta)}, & \text{si } L < L^*, \\ \text{et } f_2 &= \frac{\cos(\theta_c) - \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)}, & \text{si } L > L^*, \end{aligned} \right\} (4.76)$$

où L^* représente la distance au centre de l'étoile pour laquelle $\theta = \theta_a$. Combinant les relations 4.27-4.29, 4.33 et 4.75, on obtient respectivement pour les champs de vitesses donnés en 4.10 et 4.16

$$\left. \begin{aligned} L^* &= \sqrt{\frac{\lambda+1}{\lambda}}, \\ \text{et } L^* &= \frac{2/G + \sqrt{4/G^2 + 12}}{2}. \end{aligned} \right\} (4.77)$$

Nous avons illustré dans les figures 4.39 et 4.40 la quantité f_2 en fonction de la variable L pour les différentes valeurs des paramètres $\lambda = 0.5, 1, 2$; $G \approx 0.2$ ($v_\infty = 0.9 v_0$), $G = 3$ ($v_\infty = 0.5 v_0$), $G \approx 10^7$ ($v_\infty = 3 \cdot 10^{-4} v_0$) et $L_{\max} = 10$. Etant donné que la valeur du rapport f_2 décroît lorsque la valeur du paramètre de décélération croît, ceci explique pourquoi les discontinuités présentées par les fonctions LGB5, LGS, LGSS aux environs des points $L \approx L^*$ dans les figures 4.14-4.35 sont d'autant plus importantes que le paramètre de décélération λ (ou G) est petit.

Soulignons enfin que le fait de limiter l'extension spatiale d'une enveloppe D.E à une certaine valeur L_{\max} a pour conséquences de sous-estimer la vraie valeur de la fonction source S_{12} . En effet, les atomes situés en des points $L > L_{\max}$ sont capables d'interagir radiativement avec ceux pour lesquels $L < L_{\max}$. Dans nos applications numériques, il apparaît ainsi que pour les valeurs respectives du paramètre de décélération $\lambda = 0.5, 1, 2$, le degré d'excitation évalué dans l'intervalle spatial $L \in [1, 5]$ lorsque $L_{\max} = 5$, est respectivement de l'ordre de 1, 8

et 15% inférieur aux valeurs déterminées lorsque $L_{\max} = 50$, la condition $\tau_{12} > 1$ étant satisfaite partout dans l'enveloppe.

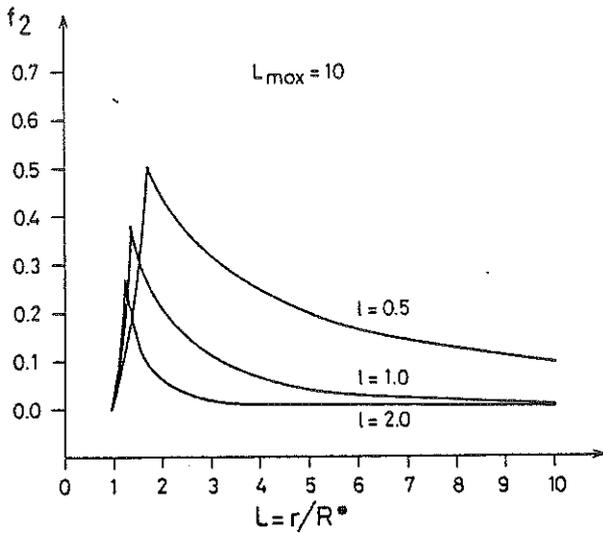


Fig. 4.39 Quantité f_2 en fonction de la variable L pour $l = 0.5, 1, 2$ (voir texte).

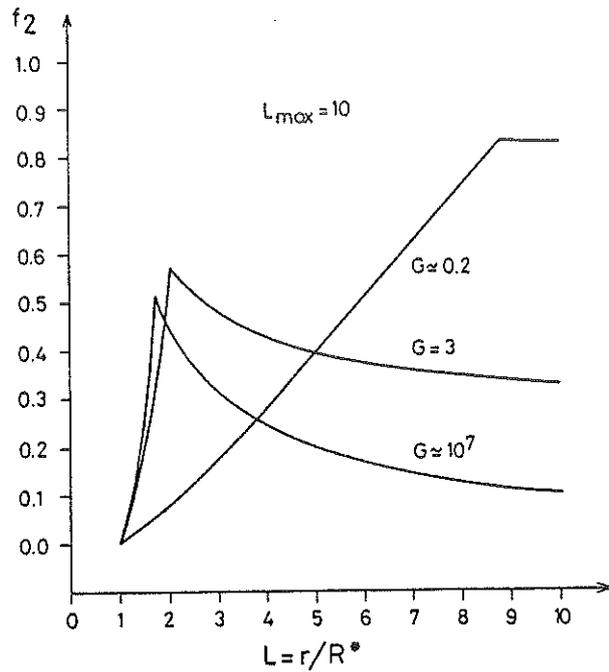


Fig. 4.40 Quantité f_2 en fonction de la variable L pour $G \approx 0.2, 3, 10^7$ (voir texte).

C. ROLE DES COLLISIONS

Lorsque la probabilité ϵ (voir relation 4.4) de désexcitation d'un atome par collisions devient non négligeable, l'expression de la fonction source S_{12} pour un atome à deux niveaux prend la forme générale établie en 4.3. Nous servant des relations 4.11 et 4.17 pour l'expression de l'intensité moyenne J_{12} du champ de radiation spectrale, nous obtenons pour les cas respectifs d'enveloppes A.E et D.E,

$$S_{12} = \frac{(1-\epsilon)I_c \beta_{12}^3 + \epsilon B_{\nu_{12}}(T_e)}{\epsilon + \beta_{12}^3(1-\epsilon)}, \quad (4.78)$$

$$\text{et } S_{12} = \frac{(1-\varepsilon)I_c\beta_{12}^5 + (1-\varepsilon) \int \frac{S_{12}^1(1-\exp(-\tau_{12})) \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))d\omega}{\tau_{12}}}{\Omega(C_0, C_0^1)} + \varepsilon B_{\nu_{12}}(T_e)}{\varepsilon + \beta_{12}^1(1-\varepsilon)} . \quad (4.79)$$

Physiquement, ces résultats peuvent être expliqués comme suit. Si la probabilité de destruction du photon est totale, c'est-à-dire que $\varepsilon = 1$, la fonction source est entièrement déterminée par la fonction de Planck à la température électronique locale T_e (ETL),

$$S_{12} = B_{\nu_{12}}(T_e) . \quad (4.80)$$

Si les atomes peuplant le niveau supérieur subissent des désexcitations radiatives avec une probabilité $1 - \varepsilon$, les photons émis quitteront localement le milieu matériel avec la probabilité β_{12}^1 , et la contribution S_{12}^4 à la fonction source due aux excitations collisionnelles sera réduite à

$$S_{12}^4 = B_{\nu_{12}}(T_e)(1-P_r) , \quad (4.81)$$

où P_r représente la probabilité qu'un photon émis dans la transition radiative $2 \rightarrow 1$, s'échappe localement, après avoir subi un nombre quelconque $n = 0, 1, 2, \dots$ de diffusions élémentaires. On trouve immédiatement que

$$P_r = (1-\varepsilon)\beta_{12}^1 + (1-\varepsilon)(1-\beta_{12}^1)(1-\varepsilon)\beta_{12}^1 + (1-\varepsilon)^2(1-\beta_{12}^1)^2(1-\varepsilon)\beta_{12}^1 + \dots,$$

et vu que $(1 - \varepsilon) \cdot (1 - \beta_{12}^1) < 1$,

$$P_r = \frac{(1-\varepsilon)\beta_{12}^1}{\varepsilon + \beta_{12}^1(1-\varepsilon)} . \quad (4.82)$$

Par conséquent, la contribution S_{12}^4 donnée en 4.81 devient

$$S_{12}^4 = \varepsilon B_{\nu_{12}}(T_e) / (\varepsilon + \beta_{12}^1(1-\varepsilon)) , \quad (4.83)$$

et on retrouve le résultat apparaissant dans les expressions 4.78, 4.79.

La contribution $S_{12}^{3,5}$ à la fonction source due aux excitations radiatives par des photons initialement émis à la surface de l'étoile vaut de même

$$S_{12}^{3,5} = I_c P_r^{3,5}, \quad (4.84)$$

où $P_r^{3,5}$ représente la probabilité qu'un photon émis à la surface de l'étoile interagisse avec des atomes en un point de l'enveloppe après y avoir subi un nombre quelconque $n = 0, 1, 2, \dots$ de diffusions élémentaires. On a donc

$$P_r^{3,5} = \beta_{12}^{3,5}(1-\epsilon) + \beta_{12}^{3,5}(1-\epsilon)(1-\beta_{12}^1)(1-\epsilon) + \beta_{12}^{3,5}(1-\epsilon)^2(1-\beta_{12}^1)^2(1-\epsilon) + \dots,$$

soit encore

$$P_r^{3,5} = \frac{\beta_{12}^{3,5}(1-\epsilon)}{\epsilon + \beta_{12}^1(1-\epsilon)}. \quad (4.85)$$

Il résulte que

$$S_{12}^{3,5} = I_c \beta_{12}^{3,5}(1-\epsilon) / (\epsilon + \beta_{12}^1(1-\epsilon)), \quad (4.86)$$

et nous avons ainsi retrouvé le terme correspondant qui figure dans les relations 4.78, 4.79.

Un raisonnement analogue nous permettrait de déduire la contribution S_{12}^2 à la fonction source due aux interactions radiatives entre atomes distants au sein d'une enveloppe D.E

$$S_{12}^2 = \frac{(1-\epsilon) \int_{\Omega(C_0, C'_0)} S_{12}(1-\exp(-\tau_{12}^1))(1-\exp(-\tau_{12}^2)) / \tau_{12} \frac{d\omega}{4\pi}}{\epsilon + \beta_{12}^1(1-\epsilon)}. \quad (4.87)$$

Considérant une atmosphère plan-parallèle, semi-infinie et en expansion uniforme, Frisch et Frisch (1975) ont donné l'expression du nombre moyen \bar{n} de diffusions élémentaires locales subies par les photons contribuant à la fonction source d'un atome à deux niveaux. Utilisant la définition d'Ambartsumyan (1948) pour le nombre moyen \bar{n} , ils trouvent dans nos notations que

$$\bar{n} = \frac{1}{2} \cdot \frac{(1-\epsilon)(1-(1-\exp(-\tau_{12}^2))/\tau_{12}^2)}{(\epsilon+(1-\epsilon)(1-\exp(-\tau_{12}^2))/\tau_{12}^2)}. \quad (4.88)$$

Ainsi que nous allons le montrer, il est facile de généraliser ce résultat au cas d'une atmosphère à symétrie quelconque et en expansion non uniforme. En effet, pondérant le nombre n ($n = 0, 1, 2, \dots$) de diffusions élémentaires d'un photon par la probabilité $(1 - \epsilon) (1 - \beta_{12}^1)^n (1 - \epsilon)^n \beta_{12}^1$ que celui-ci a d'effectuer n diffusions locales avant de s'échapper du milieu, on trouve

$$\bar{n} = \frac{0(1-\epsilon)\beta_{12}^1 + 1(1-\epsilon)^2(1-\beta_{12}^1)\beta_{12}^1 + 2(1-\epsilon)^3(1-\beta_{12}^1)^2\beta_{12}^1 + \dots}{P_r}, \quad (4.89)$$

où la probabilité P_r est celle définie en 4.82. Mettant en évidence le second facteur dans le numérateur de l'expression précédente, et tenant compte du fait que $(1 - \epsilon) \cdot (1 - \beta_{12}^1) < 1$, on obtient facilement

$$\bar{n} = \frac{(1-\epsilon)^2(1-\beta_{12}^1)\beta_{12}^1}{P_r} \frac{1}{(1-(1-\epsilon)(1-\beta_{12}^1))^2},$$

et substituant la quantité P_r par son expression 4.82, on a finalement

$$\bar{n} = \frac{(1-\epsilon)(1-\beta_{12}^1)}{\epsilon + \beta_{12}^1(1-\epsilon)}. \quad (4.90)$$

Rappelant la définition 3.29 de la probabilité de fuite β_{12}^1 , nous voyons que l'expression 4.90 du nombre moyen \bar{n} de diffusions élémentaires locales est, à un facteur 2 près sans importance, la généralisation du résultat 4.88.

En particulier, si les gradients de vitesse s'annulent au travers de l'enveloppe, c'est-à-dire que $\beta_{12}^1 \rightarrow 0$

$$\bar{n} = \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \approx \frac{1}{\epsilon}, \quad (4.91)$$

et nous retrouvons le résultat bien connu établi dans le cas d'une atmosphère statique. Si la probabilité de fuite β_{12}^1 du photon est grande vis-à-vis de la probabilité de destruction ϵ ,

$$\bar{n} \approx \frac{1-\beta_{12}^1}{\beta_{12}^1}, \quad (4.92)$$

le nombre moyen \bar{n} de diffusions élémentaires locales est celui obtenu directement pour le cas conservatif ($\epsilon = 0$). De même lorsque $\beta_{12}^1 \gg \epsilon$, les expressions 4.78 et 4.79 de la fonction source se confondent respectivement avec celles données en

4.12 et 4.34, avec toutefois la réserve que la condition

$$\epsilon B_{V_{12}}(T_e) \ll \text{Max}(I_c \beta_{12}^{3.5}, \int_{\Omega(C_0, C_0')} \frac{S_{12}^2 (1 - \exp(-\tau_{12}^l)) (1 - \exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \frac{d\omega}{4\pi}), \quad (4.93)$$

soit réalisée.

Dans le seul but de donner une idée illustrative, nous avons déterminé numériquement les quantités suivantes

$$\text{LGS} = \log_{10}(S_{12}), \quad (4.94)$$

$$\text{LGS2} = \log_{10}(S_{12}^2), \quad (4.95)$$

$$\text{LGS4} = \log_{10}(S_{12}^4), \quad (4.96)$$

$$\text{et } \text{LGS5} = \log_{10}(S_{12}^5), \quad (4.97)$$

au sein d'enveloppes D.E pour les valeurs des paramètres : $G = 400$, $L_{\text{max}} = 5$, $B_{V_{12}}(T_e) = I_c$; $\epsilon = 10^{-3}$ et $\tau_{12}^l = 0.1$ (voir fig. 4.41); $\epsilon = 10^{-3}$ et $\tau_{12}^l = 10^4$ (voir fig. 4.42); $\epsilon = 0.1$ et $\tau_{12}^l = 0.1$ (voir fig. 4.43); et enfin, $\epsilon = 0.1$ et $\tau_{12}^l = 5$ (voir fig. 4.44). Outre les cas limites $\beta_{12}^l \gg \epsilon$ (cf. fig. 4.41) et

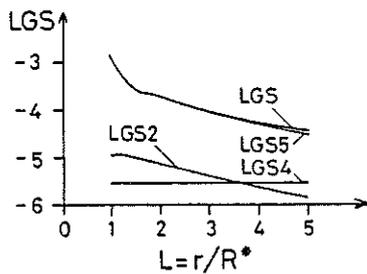


Fig. 4.41 Effet des collisions sur le comportement de la fonction source LGS au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\epsilon = 10^{-3}$, $\tau_{12}^l = 0.1$ (voir texte).

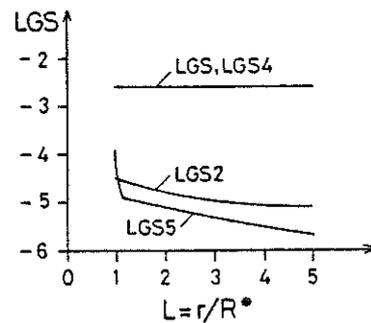


Fig. 4.42 Effet des collisions sur le comportement de la fonction source LGS au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\epsilon = 10^{-3}$, $\tau_{12}^l = 10^4$ (voir texte).

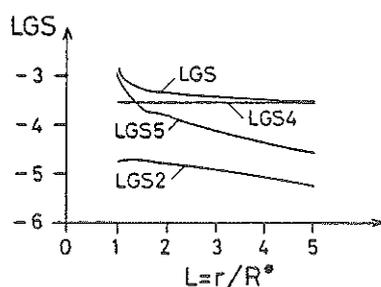


Fig. 4.43 Effet des collisions sur le comportement de la fonction source LGS au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\epsilon = 0.1$, $\tau_{12}^l = 0.1$ (voir texte).

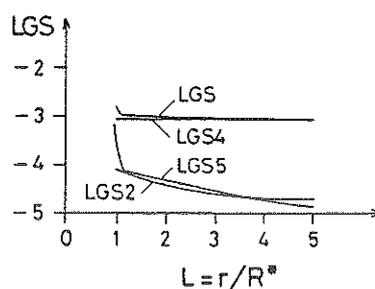


Fig. 4.44 Effet des collisions sur le comportement de la fonction source LGS au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\epsilon = 0.1$, $\tau_{12}^l = 5$ (voir texte).

et $\beta_{12}^1 \ll \epsilon$ (cf. fig. 4.42), pour lesquels $S_{12} \approx S_{12}^5$ et $S_{12} \approx B_{V_{12}}(T_e)$, nous réalisons à partir des figures 4.43 et 4.44 le comportement assez complexe que peut prendre la fonction source S_{12} .

D. CONCLUSIONS

Dans le cadre de l'approximation de Sobolev, nous avons résolu numériquement l'équation de transfert au sein d'enveloppes A.E et D.E en vue d'étudier le comportement de la fonction source S_{12} pour un atome à deux niveaux (Surdej, 1978a).

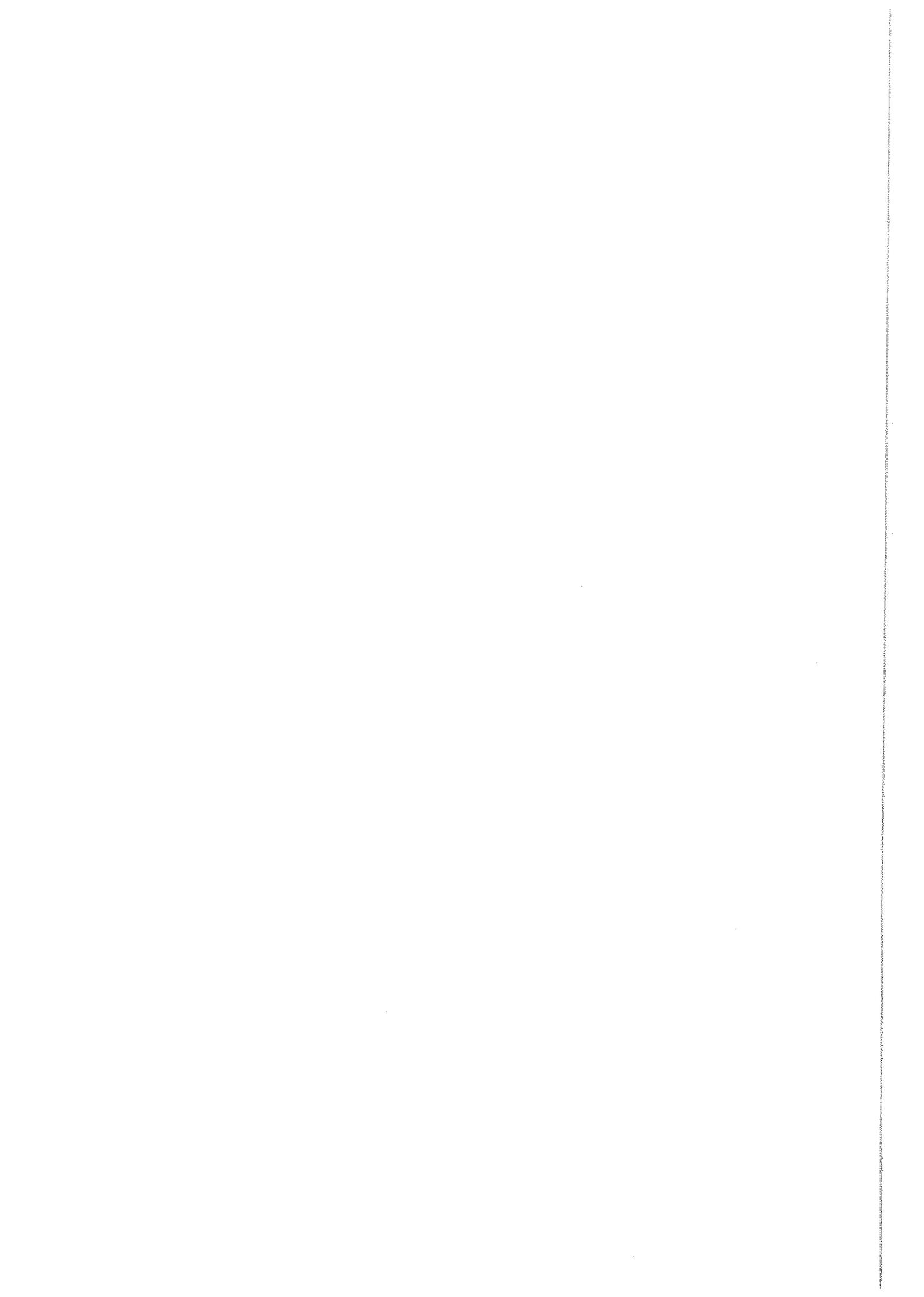
Suivant à la trace la marche du photon dans les milieux matériels considérés, nous avons pu interpréter ces résultats en termes des probabilités de fuite β_{12}^1 , β_{12}^3 , β_{12}^5 , de la probabilité de diffusion élémentaire $1 - \beta_{12}^1$ et de la probabilité de destruction ϵ du photon, lorsqu'on tient compte aussi des processus d'excitation par collisions.

Considérant une enveloppe à symétrie quelconque et un champ de vitesses $v(r)$ arbitraire, ce raisonnement nous a permis d'établir une expression simple pour le nombre moyen \bar{n} de diffusions élémentaires locales des photons contribuant à la fonction source S_{12} . Ce résultat généralise celui obtenu par Frisch et Frisch (1975) pour le cas d'une atmosphère plan-parallèle, semi-infinie et uniformément accélérée.

Pour le cas des enveloppes A.E, nous avons montré que la fonction source S_{12} avait un caractère purement local (cf. Castor, 1970) et de plus, que sa valeur exacte en un point \vec{r} du milieu matériel dépendait du choix de la distribution de vitesses $v(r)$ et de l'opacité fictive τ_{12} par l'intermédiaire du rapport $\beta_{12}^3/\beta_{12}^1$ des probabilités de fuite du photon.

Nous avons souligné l'importance du couplage radiatif entre atomes distants au sein d'une enveloppe D.E optiquement épaisse à la radiation spectrale (cf. Surdej, 1977) et nous avons montré que négliger (cf. Kuan et Kuhi, 1975) le rôle de ces interactions radiatives avait pour effet de sous-estimer le degré d'excitation des atomes par des facteurs pouvant dépasser un ordre de magnitude. Bien que Marti et Noerdlinger (1977) et Rybicki et Hummer (1978) aient confirmé récemment ces résultats, ils ne donnent aucune discussion quantitative des écarts observés.

Au moyen d'une méthode itérative, nous avons montré comment le degré d'excitation des atomes croissait avec le nombre de diffusions des photons prenant place entre des points distants au sein d'une enveloppe D.E. Considérant l'étendue spatiale du lieu géométrique (C_0, C'_0) des points distants C'_0 nous avons pu alors rendre compte quantitativement des écarts observés entre les valeurs S_{12} et S_{12}^0 de la fonction source calculées avec et sans couplage radiatif en fonction de la valeur du paramètre de décélération λ (ou G) de l'enveloppe. Nous avons conclu que l'efficacité des interactions radiatives entre atomes distants est d'autant plus grande que la décélération de l'enveloppe est élevée, et qu'il en est de même du rapport S_{12}/S_{12}^0 observé.



CHAPITRE 5 - FORCES RADIATIVES DANS DES ENVELOPPES STELLAIRES
EN EXPANSION RAPIDE

Le formalisme du transfert radiatif développé au chapitre 3 nous permet de déduire ici les expressions des forces radiatives exercées sur un atome qui interagit avec des photons de fréquence $\nu_L \approx \nu_{ij}$, dans des enveloppes stellaires en expansion rapide.

Concernant les enveloppes A.E, nous montrerons que nos résultats sont analogues aux expressions des forces radiatives établies antérieurement par Lucy et Solomon (1967, 1970), Lucy (1971), Castor (1974) et Castor, Abbott et Klein (1975) qui ont proposé un mécanisme d'éjection permettant d'expliquer l'origine des pertes de masse observées dans un grand nombre d'étoiles de types Be, Of, W - R, etc..

Pour le cas des enveloppes D.E, nous verrons que les échanges radiatifs entre atomes distants ont pour effet résultant de créer une force radiative orientée radialement vers l'intérieur dans les régions proches de l'étoile, et, vers l'extérieur dans la majeure partie du volume occupé par l'enveloppe.

Enfin, nous illustrerons pour le cas simple d'un atome à deux niveaux, le comportement des forces radiatives au sein d'enveloppes A.E et D.E, sous une grande variété de conditions physiques.

A. FORCES RADIATIVES

Lors de chaque interaction radiative $i \rightarrow j$ avec un photon de fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{ij}$, un atome reçoit une quantité d'impulsion égale à $h\nu_L/c$ suivant la direction d'incidence $\vec{\ell}$ du rayonnement. Concernant la force radiative associée aux processus d'émission des photons, celle-ci est identiquement nulle, vu l'approximation RCED (cf. chapitre 2, § B) que nous avons adoptée au départ.

Soit c.f. $(\nu_L, \vec{r}, \vec{\ell}) d\nu_L d\omega$ (voir chapitre 2, § C) le nombre de photons ayant leur fréquence locale comprise entre ν_L et $\nu_L + d\nu_L$ au point \vec{r} , qui se propagent dans l'angle solide $d\omega$ autour du vecteur unitaire $\vec{\ell}$, par unités de temps et de surface. Rappelant que la section efficace d'interaction radiative par atome vaut $k_{ij} \Phi(\nu_L - \nu_{ij})$, un atome situé au point \vec{r} y subit une force radiative

$$\vec{f}_{\nu_L} = k_{ij} \Phi(\nu_L - \nu_{ij}) h \nu_L \int f(\nu_L, \vec{r}, \vec{\ell}) d\nu_L \vec{\ell} d\omega. \quad (5.1)$$

Utilisant la définition 2.22 de l'intensité spécifique $I_{\nu_L}(\vec{r}, \vec{\ell})$, la dernière expression se réduit à

$$\vec{f}_{v_L} = \frac{k_{ij}}{c} \phi(v_L - v_{ij}) I_{v_L} dv_L \vec{\ell} d\omega. \quad (5.2)$$

Afin d'alléger l'écriture, nous omettrons d'indiquer dans la suite les dépendances spatiale et angulaire des diverses grandeurs physiques, mais celles-ci resteront implicites.

La force radiative résultante \vec{F}_{ij} , exercée par atome, s'obtient alors en intégrant la dernière expression sur le profil de la raie et le long de toutes les directions de l'espace

$$\vec{F}_{ij} = \frac{k_{ij}}{c} \int_{\Omega=4\pi} \vec{\ell} d\omega \int_{v_{ij}-\frac{\Delta v}{2}}^{v_{ij}+\frac{\Delta v}{2}} \phi(v_L - v_{ij}) I_{v_L} dv_L. \quad (5.3)$$

Dans une enveloppe en expansion rapide, la quantité

$$\int_{v_{ij}-\frac{\Delta v}{2}}^{v_{ij}+\frac{\Delta v}{2}} \phi(v_L - v_{ij}) I_{v_L} dv_L$$

représente l'intensité de la radiation spectrale capable d'interagir avec un atome en mouvement le long de la direction $\vec{\ell}$ au point \vec{r} .

α) Contribution locale à la force radiative

Au sein d'enveloppes A.E et D.E, des atomes voisins interagissent mutuellement par la radiation qu'ils émettent dans la transition $i \rightleftharpoons j$.

Evaluons en un point C_0 la contribution locale \vec{F}_{ij}^L de la force radiative agissant sur un atome, due à la radiation spectrale émise par son voisinage.

Combinant les résultats 3.34 et 3.37 obtenus au chapitre 3, § C, nous avons

$$\int_{v_{ij}-\frac{\Delta v}{2}}^{v_{ij}+\frac{\Delta v}{2}} \phi(v_L - v_{ij}) I_{v_L} dv_L = S_{ij} (1 - (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij}). \quad (5.4)$$

Vu l'isotropie de la fonction source S_{ij} , l'expression 5.3 de la force radiative prend la forme

$$\vec{F}_{ij}^L = -\frac{k_{ij}}{c} S_{ij} \int_{\Omega=4\pi} (1-\exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \vec{\ell} d\omega, \quad (5.5)$$

soit encore

$$\vec{F}_{ij}^L = -\frac{4\pi}{c} k_{ij} S_{ij} \vec{\beta}_{ij}^1, \quad (5.6)$$

où nous avons défini le vecteur "probabilité de fuite" $\vec{\beta}_{ij}^1$ par

$$\vec{\beta}_{ij}^1 = \int_{\Omega=4\pi} (1-\exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (5.7)$$

Le vecteur $\vec{\beta}_{ij}^1$ fixe la direction préférentielle de fuite d'un photon créé dans la transition radiative $j \rightarrow i$.

Etant donné les hypothèses que nous avons admises au début de ce travail, nous avons rigoureusement

$$\vec{\beta}_{ij}^1 = 0, \quad (5.8)$$

et donc, aussi

$$\vec{F}_{ij}^L = 0. \quad (5.9)$$

En effet, adoptant l'approximation de Sobolev (voir chapitre 3, § A), nous avons supposé que les propriétés physiques et cinématiques de l'enveloppe étaient constantes dans l'espace occupé par un voisinage. La profondeur optique fictive τ_{ij} étant identique le long des directions opposées $\vec{\ell}$ et $-\vec{\ell}$, le vecteur "probabilité de fuite" $\vec{\beta}_{ij}^1$ est donc nul.

β) Force radiative due au continuum stellaire

Supposant que l'étoile centrale émet un continuum, sans effet d'assombrissement centre-bord, avec une intensité I_c constante dans l'intervalle de fréquences où se forme le profil de la raie, nous avons obtenu au chapitre 3 les expressions

du champ de radiation stellaire I_{ν_L} en chaque point d'une enveloppe en expansion rapide. Ainsi, pour les cas respectifs d'enveloppes A.E et D.E, les relations 3.41, 3.42 et 3.68 nous permettent d'écrire

$$\int_{\nu_{ij} - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_{ij} + \frac{\Delta\nu}{2}} \phi(\nu_L - \nu_{ij}) I_{\nu_L} d\nu_L = I_c (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} , \quad (5.10)$$

et

$$\int_{\nu_{ij} - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_{ij} + \frac{\Delta\nu}{2}} \phi(\nu_L - \nu_{ij}) I_{\nu_L} d\nu_L = I_c \exp(-\tau'_{ij}) (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} . \quad (5.11)$$

Rappelons que dans cette dernière expression, le facteur $\exp(-\tau'_{ij})$ exprime la probabilité qu'un photon émis à la surface de l'étoile ne soit pas absorbé dans le voisinage d'un point distant C'_0 avant d'avoir atteint le point C_0 où est évaluée la profondeur optique fictive τ_{ij} .

Représentant par \vec{F}_{ij}^{CA} et \vec{F}_{ij}^{CD} , les forces radiatives dues à la radiation stellaire agissant sur un atome au point C_0 , respectivement au sein d'une enveloppe A.E et D.E, la substitution des expressions 5.10 et 5.11 dans 5.3 conduit aux résultats

$$\vec{F}_{ij}^{CA} = \frac{4\pi}{c} k_{ij} I_c \vec{\beta}_{ij}^3 , \quad (5.12)$$

et

$$\vec{F}_{ij}^{CD} = \frac{4\pi}{c} k_{ij} I_c \vec{\beta}_{ij}^5 , \quad (5.13)$$

où les vecteurs $\vec{\beta}_{ij}^3$ et $\vec{\beta}_{ij}^5$ sont définis par

$$\vec{\beta}_{ij}^3 = \int_{\Omega=4\pi W} (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (5.14)$$

et

$$\vec{\beta}_{ij}^5 = \int_{\Omega=4\pi W} \exp(-\tau'_{ij}) (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (5.15)$$

Ces vecteurs "probabilité de fuite" fixent la direction préférentielle suivant laquelle les photons émis à la surface stellaire exercent une force radiative sur un atome situé au point C_0 .

Dans des formalismes différents, Lucy (1971) et Castor (1974) ont obtenu des expressions analogues pour la force radiative \vec{F}_{ij}^{CA} au sein d'enveloppes A.E.

γ) Force radiative due aux interactions distantes dans une enveloppe D.E

En plus de la force radiative \vec{F}_{ij}^{CD} due au continuum stellaire, le couplage radiatif entre atomes distants au sein d'une enveloppe D.E a pour effet de créer une contribution supplémentaire \vec{F}_{ij}^{DD} .

Combinant les résultats 3.64 et 3.65, nous avons

$$\int_{v_{ij} - \frac{\Delta v}{2}}^{v_{ij} + \frac{\Delta v}{2}} \Phi(v_L - v_{ij}) I_{v_L} dv_L = S'_{ij} (1 - \exp(-\tau'_{ij})) (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \quad (5.16)$$

Après avoir substitué cette dernière expression dans la relation 5.3, nous trouvons que la force radiative \vec{F}_{ij}^{DD} agissant sur un atome au point C_0 , due à la radiation spectrale émise par des atomes distants, vaut

$$\vec{F}_{ij}^{DD} = \frac{4\pi}{c} k_{ij} \int_{\Omega(C_0, C'_0)} S'_{ij} (1 - \exp(-\tau'_{ij})) (1 - \exp(-\tau_{ij})) / \tau_{ij} \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (5.17)$$

l'intégrale étant étendue à toutes les directions de l'espace qui interceptent le lieu géométrique (C_0, C'_0) .

Traitant l'équation de transfert (cf. équation 2.25) dans un repère fixe lié à l'observateur, Marti et Noerdlinger (1977) et Rybicki et Hummer (1978) ont confirmé les expressions 5.13 et 5.17 des forces radiatives agissant sur un atome au sein d'une enveloppe D.E.

B. APPLICATIONS NUMERIQUES POUR UN ATOME A DEUX NIVEAUX

α) Modèle

Nous adoptons essentiellement le même modèle (champs de vitesses, paramètres physiques, etc.) qui a servi à illustrer au chapitre 4 le comportement de la fonction source pour un atome à deux niveaux.

Vu la symétrie sphérique des enveloppes, nous remarquons que les forces radiatives sont toutes dirigées radialement. C'est pourquoi nous avons choisi de définir les quantités suivantes

$$FCA = \log_{10}(\vec{F}_{12}^{\text{CA}} \cdot \vec{n} / K_{12}) , \quad (5.18)$$

et
$$FCD = \log_{10}(\vec{F}_{12}^{\text{CD}} \cdot \vec{n} / K_{12}) , \quad (5.19)$$

$$FDD = \log_{10}(|\vec{F}_{12}^{\text{DD}} \cdot \vec{n} / K_{12}|) , \quad (5.20)$$

$$FRE = \log_{10}(|(\vec{F}_{12}^{\text{CD}} + \vec{F}_{12}^{\text{DD}}) \cdot \vec{n} / K_{12}|) , \quad (5.21)$$

en vue d'illustrer le comportement des forces radiatives au sein d'enveloppes A.E et D.E. Dans ces relations, \vec{n} représente un vecteur unitaire orienté du centre de l'étoile vers le point où sont calculées les forces radiatives et K_{12} est une simple constante multiplicative donnée par

$$K_{12} = \frac{4\pi}{c} I_c \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} . \quad (5.22)$$

β) Résultats

Le calcul des forces radiatives étant directement lié à celui de la fonction source S_{12} et de l'opacité fictive τ_{12} , la méthode numérique utilisée pour déterminer ces premières est analogue à celle discutée au chapitre 4.

Nous présentons dans les figures 5.1-5.15 les résultats d'applications numériques pour une grande variété des paramètres du modèle. Chacune des figures illustre le comportement des quantités FCA ou FCD, FDD et FRE, définies ci-avant, en fonction de la variable L . Le produit scalaire $\vec{F}_{12}^{\text{DD}} \cdot \vec{n}$ pouvant être négatif, la quantité correspondante FDD est alors représentée dans les figures par un tracé discontinu.

La table 5.1 résume les valeurs des paramètres caractérisant les conditions physiques des enveloppes. Dans cette table, la première colonne donne le numéro de la figure illustrant les quantités reportées dans la deuxième colonne. Les colonnes 3, 4 et 5 reprennent les différentes valeurs des paramètres ℓ (ou G), τ_{12}^{ℓ} et ϵ , et enfin, la dernière colonne indique l'extension maximale L_{max} choisie pour l'enveloppe.

Comme au chapitre précédent, nous supposons que $\lambda_{12} = 10^{-5}$ cm, $\lambda_{12} \cdot T = 0.28979$ cm \cdot deg, $g_1/g_2 = 1$ et $B_{\nu_{12}}(T_e) = I_c$, lorsqu'on tient compte aussi des processus d'excitation par collisions.

Table 5.1

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 5.1-5.15

Figure	Quantités physiques	ℓ (ou G)	τ_{12}^{ℓ}	ϵ	L_{\max}
5.1	FCA	-0.5, -1, -2	1	-	50
5.2	FCA	-0.5, -1, -2	10^3	-	50
5.3	FCA	-0.5, -1, -2	10^9	-	50
5.4	FCD, FDD, FRE	0.5	0.1	-	5
5.5	FCD, FDD, FRE	1	0.1	-	5
5.6	FCD, FDD, FRE	2	0.1	-	5
5.7	FCD, FDD, FRE	0.5	10	-	50
5.8	FCD, FDD, FRE	1	10	-	50
5.9	FCD, FDD, FRE	2	10	-	50
5.10	FCD, FDD, FRE	G = 100	10	-	100
5.11	FCD, FDD, FRE	G = 400	10	-	100
5.12	FCD, FDD, FRE	G = 400	0.1	10^{-3}	5
5.13	FCD, FDD, FRE	G = 400	10^4	10^{-3}	5
5.14	FCD, FDD, FRE	G = 400	0.1	0.1	5
5.15	FCD, FDD, FRE	G = 400	5	0.1	5

C. DISCUSSION DES RESULTATS

α) Enveloppe A.E

Les figures 5.1-5.3 illustrent le comportement de la force radiative \vec{F}_{12}^{CA} au sein d'enveloppes A.E pour les différentes valeurs des paramètres $\ell = -0.5, -1, -2$ et $\tau_{12}^{\ell} = 1, 10^3, 10^9$.

Discernant les régions de l'enveloppe où les conditions $\tau_{12} > 1$ et $\tau_{12} < 1$ sont réalisées, ces résultats peuvent être simplement interprétés sur la base des développements asymptotiques du produit scalaire $\vec{\beta}_{12}^3 \cdot \vec{n}$ dont dépend la quantité FCA définie en 5.18. En effet, combinant les relations 2.2, 3.3, 4.43, 5.12, 5.18 et 5.22, nous obtenons la relation simple

$$FCA \approx \log_{10}(\vec{\beta}_{12}^3 \cdot \vec{n}), \quad (5.23)$$

supposant que $n_2/n_1 \ll 1$.

Figs 5.1-5.15 : voir légendes dans la table 5.1

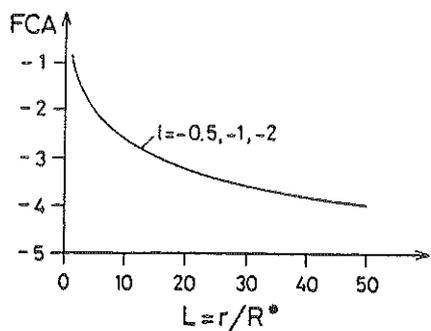


Fig. 5.1

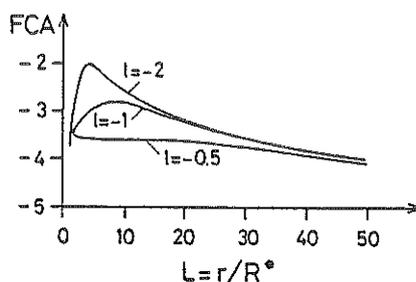


Fig. 5.2

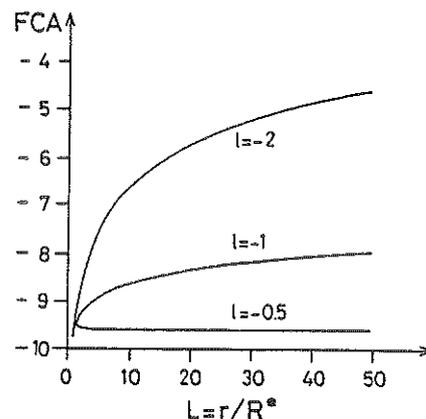


Fig. 5.3

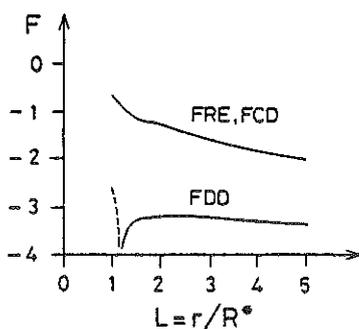


Fig. 5.4

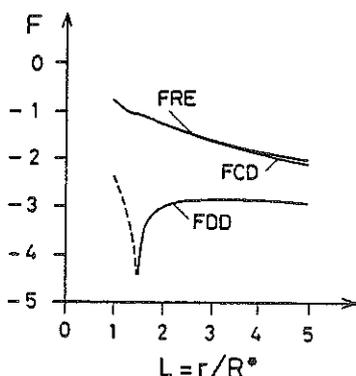


Fig. 5.5

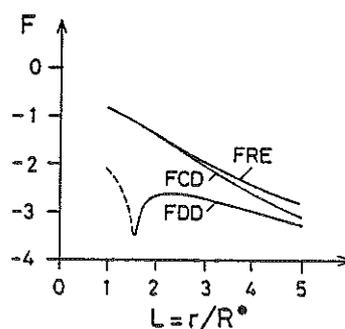


Fig. 5.6

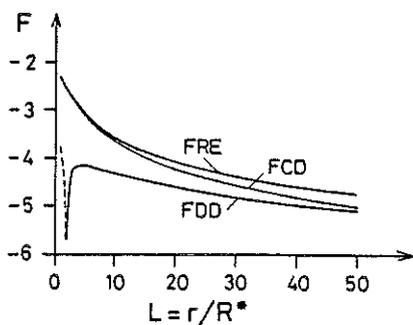


Fig. 5.7

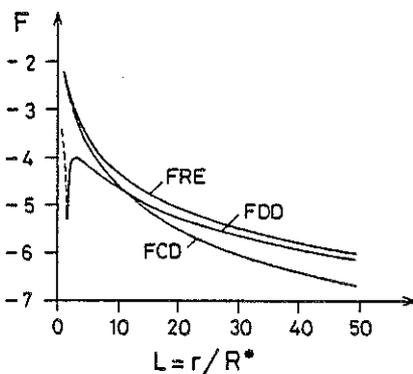


Fig. 5.8

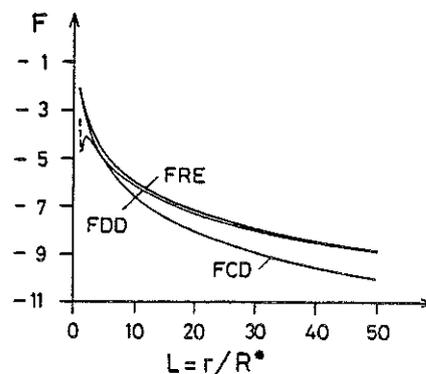


Fig. 5.9

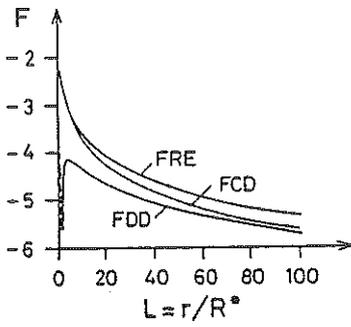


Fig. 5.10

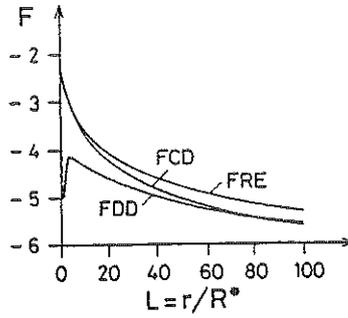


Fig. 5.11

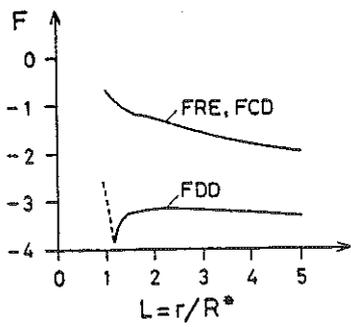


Fig. 5.12

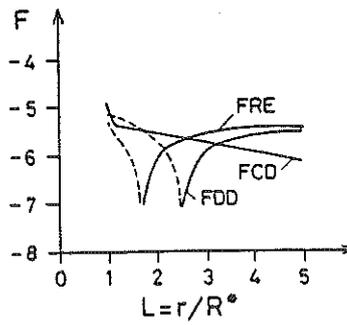


Fig. 5.13

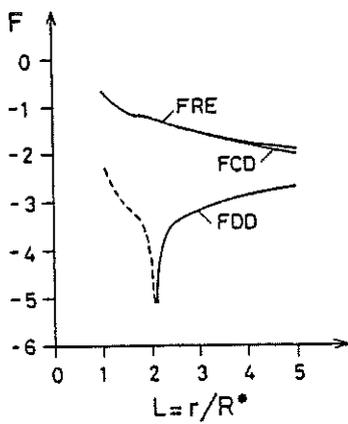


Fig. 5.14

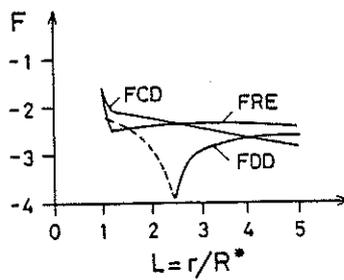


Fig. 5.15

Si le milieu matériel est optiquement mince, c'est-à-dire que $\tau_{12} < 1$, on établit facilement que

$$\vec{\beta}_{12}^3 \cdot \vec{n} \approx \int_{\Omega=4\pi W} \vec{\ell} \cdot \vec{n} \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (5.24)$$

Dans le système de coordonnées (L, θ) , nous avons

$$\vec{\ell} \cdot \vec{n} = \cos(\theta) , \quad (5.25)$$

et après intégration par rapport à la variable angulaire θ , l'expression 5.24 se réduit à

$$\vec{\beta}_{12}^3 \cdot \vec{n} \approx \frac{1}{4L^2} . \quad (5.26)$$

De même, si le milieu matériel est optiquement épais, c'est-à-dire que $\tau_{12} > 1$, on a

$$\vec{\beta}_{12}^3 \cdot \vec{n} \approx \int_{\Omega=4\pi W} \frac{\vec{\ell} \cdot \vec{n}}{\tau_{12}} \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (5.27)$$

et après y avoir substitué τ_{12} par l'expression donnée en 4.44, nous trouvons

$$\vec{\beta}_{12}^3 \cdot \vec{n} \approx \left(\frac{1}{4L^2} + \frac{(\ell+1)}{8|\ell|} \left(\frac{1}{L} \right)^4 \right) / (\tau_{12}^\ell L^{2\ell-1}) . \quad (5.28)$$

Pour les valeurs des paramètres $\ell = -0.5, -1, -2$ et $\tau_{12}^\ell = 1$, la condition $\tau_{12} < 1$ est satisfaite dans toute l'enveloppe ($L > 1$) et l'approximation 5.26 décrit correctement la dépendance spatiale de la force radiative \vec{F}_{12}^{CA} illustrée dans la figure 5.1.

Le cas optiquement épais, $\tau_{12} > 1$, se trouve entièrement réalisé pour les valeurs des paramètres $\ell = -0.5, -1, -2$ et $\tau_{12}^\ell = 10^9$ dans la figure 5.3 et le comportement de la force radiative y est parfaitement représenté par la relation 5.28.

Enfin, pour la valeur du paramètre $\tau_{12}^{\ell} = 10^3$, nous rappelons (cf. chapitre 4, § B) que la condition $\tau_{12} = 1$ est réalisée aux points $L^* \approx 32, 10$ et 4 pour les valeurs respectives du paramètre d'accélération $\ell = -0.5, -1, -2$. Les cas "optiquement épais" et "optiquement mince" sont simultanément représentés dans les régions $L < L^*$ et $L > L^*$ pour lesquelles le comportement de la force radiative illustrée dans la fig. 5.2 est en bon accord avec celui donné par les approximations 5.28 et 5.26.

Il n'est pas étonnant de constater que, suffisamment loin du centre de l'étoile, la force radiative due au continuum stellaire (voir figs 5.1-5.3) reflète la même dépendance spatiale que la probabilité de fuite β_{12}^3 (voir figs 4.5-4.13). En effet, pour $L \gg 1$ nous avons

$$\vec{\ell} \cdot \vec{n} \approx 1, \quad (5.29)$$

et par conséquent

$$\vec{\beta}_{12}^3 \cdot \vec{n} \approx \beta_{12}^3. \quad (5.30)$$

β) Enveloppe D.E

Supposant d'abord que la probabilité de destruction ϵ du photon est nulle au cours des diffusions élémentaires qu'il subit, nous avons illustré dans les figures 5.4-5.11 le comportement des forces radiatives $\vec{F}_{12}^{CD}, \vec{F}_{12}^{DD}$, ainsi que celui de leur résultante $\vec{F}_{12}^{CD} + \vec{F}_{12}^{DD}$, au sein d'enveloppes D.E pour une grande variété des paramètres ℓ (ou G) et τ_{12}^{ℓ} .

Plaçons nous en un point C_0 , éloigné du centre de l'étoile par une distance $L > L^*$ (voir relation 4.77), de telle façon que nous puissions négliger l'absorption du continuum stellaire, représentée par le facteur $\exp(-\tau'_{12})$ dans l'expression 5.15 du vecteur "probabilité de fuite" $\vec{\beta}_{12}^5$. Il est alors facile d'établir que pour $L > L^*$

$$\vec{\beta}_{12}^5 \cdot \vec{n} \approx \frac{1}{4L^2}, \quad \text{si } \tau_{12} < 1, \quad (5.31)$$

$$\text{et } \vec{\beta}_{12}^5 \cdot \vec{n} \approx \left(\frac{1}{4L^2} - \frac{(\ell+1)}{8|\ell|} \frac{1}{L^{\ell}} \right) / (\tau_{12}^{\ell} L^{2\ell-1}), \quad \text{si } \tau_{12} > 1. \quad (5.32)$$

Ces développements asymptotiques permettent d'interpréter simplement les résultats illustrés par les courbes $FCD \approx \log_{10}(\beta_{12}^5 \cdot \vec{n})$ dans les figures précédentes. Dans les régions de l'enveloppe telles que $L \lesssim L^*$, nous avons montré au chapitre 4, § B (voir figs 4.39, 4.40) que l'occultation du disque stellaire par le lieu géométrique (C_0, C'_0) des points distants C'_0 avait pour effet d'atténuer l'intensité de la radiation émise à la surface de l'étoile vers un point C_0 , et que celle-ci était d'autant plus importante que le paramètre de décélération était petit. Cet effet est bien visible dans les figures 5.4-5.6 où la courbe FCD présente une légère discontinuité aux points $L^* \approx 1.73, 1.41$ et 1.22 pour les valeurs respectives du paramètre de décélération $\lambda = 0.5, 1, 2$.

La force radiative \vec{F}_{12}^{DD} due au couplage radiatif entre atomes distants, illustrée par la quantité FDD dans les figures 5.4-5.11, montre un comportement plus complexe. En effet, dans les régions de l'enveloppe très proches de l'étoile celle-ci est orientée radialement vers l'intérieur tout en restant inférieure en valeur absolue à la force radiative \vec{F}_{12}^{CD} créée par le continuum stellaire. Elle s'annule ensuite et prend une orientation directement opposée un peu plus loin. Ce comportement de la force radiative \vec{F}_{12}^{DD} peut être expliqué qualitativement comme suit. La radiation émise par des atomes distants situés aux points C'_0 tels que $L' < L$ (voir fig. 3.5) exerce sur les atomes au point C_0 une force radiative orientée suivant \vec{n} . De même, ces atomes subissent une force radiative directement opposée de la part de la radiation émise en provenance des atomes distants situés aux points C'_0 pour lesquels $L' > L$. Dû aux faits que la fonction source S'_{12} décroît vers l'extérieur de l'enveloppe et que le module du produit scalaire $\vec{k} \cdot \vec{n}$ est plus petit le long des directions $\theta \in [\theta_a, \theta_m]$ (voir fig. 3.5) que le long de celles correspondant à $\theta \in [\theta_c, \theta_a]$, ceci explique pourquoi la force radiative \vec{F}_{12}^{DD} s'annule non pas au milieu de l'enveloppe, mais beaucoup plus près de l'étoile.

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné au cours des chapitres précédents, le terme de couplage radiatif qui apparaît explicitement dans l'expression 5.17 de la force radiative \vec{F}_{12}^{DD} joue un rôle déterminant vis-à-vis du champ de radiation stellaire, uniquement lorsque la condition $\tau_{12} > 1$ est réalisée. Nous avons alors aussi montré que l'effet de ce couplage radiatif était d'autant plus important que la décélération était grande dans l'enveloppe. Ces remarques sont en accord avec les résultats de calcul présentés dans les figures 5.4-5.11. Remarquons d'ailleurs que la force radiative \vec{F}_{12}^{DD} peut dépasser, dans certains cas, d'un ordre de magnitude celle créée par le champ de radiation stellaire.

Il est intéressant d'écrire l'expression de la force radiative \vec{F}_{12}^{DD} , lorsque le milieu matériel est optiquement épais à la radiation spectrale. L'expression 5.17 se réduit alors à

$$\vec{F}_{12}^{DD} \approx \frac{4\pi}{c} k_{12} \int_{\Omega(C_0, C'_0)} \frac{S_{12}' \vec{d}\omega}{\tau_{12} \ell 4\pi}, \quad (5.33)$$

et nous servant des relations 2.2 et 3.26, on obtient

$$\vec{F}_{12}^{DD} \approx \frac{4\pi}{c} \frac{v_{12}}{c} \frac{1}{n_1} \int_{\Omega(C_0, C'_0)} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| S_{12}' \frac{\vec{d}\omega}{4\pi}. \quad (5.34)$$

Nous remarquons donc que la force radiative \vec{F}_{12}^{DD} associée à une raie optiquement épaisse est indépendante de la force d'oscillateur f_{12} . Ceci est aussi vrai pour la force radiative \vec{F}_{12}^{CD} et, dans le cas d'une enveloppe A.E pour la force radiative \vec{F}_{12}^{CA} (cf. Lucy et Solomon, 1970).

Enfin, supposant qu'un photon puisse être détruit sur place avec une probabilité ϵ , nous avons illustré dans les figures 5.12-5.15 le comportement des forces radiatives au sein d'enveloppes D.E pour les mêmes conditions physiques que celles caractérisant la fonction source S_{12} dans les figures 4.41-4.44.

Le cas "optiquement mince" est représenté dans les figures 5.12 et 5.14 et comme on pouvait le prévoir, $\vec{F}_{12}^{DD} \ll \vec{F}_{12}^{CD}$. Pour les valeurs des paramètres $G = 400$ et $\tau_{12}^{\ell} = 5, 10^4$, le cas "optiquement épais" se trouve réalisé dans les figures 5.13, 5.15 et ceci explique pourquoi l'efficacité du couplage radiatif entre atomes distants rend la force radiative \vec{F}_{12}^{DD} très compétitive vis-à-vis de \vec{F}_{12}^{CD} . Remarquons d'ailleurs que la force résultante, représentée par la quantité FRE dans la figure 5.13, change même d'orientation très près de l'étoile.

Nous constatons aussi que la force radiative \vec{F}_{12}^{DD} s'annule en des points $L = L_0$, plus éloignés du centre de l'étoile dans les figures 5.13 et 5.15 que dans les figures 5.12 et 5.14. Comme nous l'avons mentionné ci-avant, cet effet est étroitement lié au gradient de la fonction source dans l'enveloppe. Moins ce gradient est élevé (voir figs 4.41-4.44), plus loin de l'étoile s'annule \vec{F}_{12}^{DD} (voir figs 5.12-5.15). Pour le cas des figures 5.13 et 5.15, il est facile de déterminer la valeur de cette distance L_0 . En effet, la fonction source S_{12} étant constante au travers de l'enveloppe et vu que $\tau_{12} > 1$, la distance L_0 est simplement donnée par la solution de l'équation

$$\int_{\Omega(C_0, C'_0)} \frac{\vec{\ell} \cdot \vec{n} d\omega}{\tau_{12} 4\pi} = 0. \quad (5.35)$$

Substituant l'opacité τ_{12} par son expression 4.47, on obtient l'équation équivalente

$$\cos^2(\theta_c) + \cos^2(\theta_m) = \frac{4(L_0/G+1)}{(2L_0/G+3)}, \quad (5.36)$$

et tenant compte de la relation 4.33 pour les valeurs de θ_c et θ_m en fonction de L_0 , on trouve finalement pour $G = 400$ et $L_{\max} = 5$ que $L_0 \approx 2.54$. Ce résultat est en parfait accord avec celui donné dans les figures 5.13 et 5.15.

D. CONCLUSIONS

Dans le cadre de l'approximation de Sobolev, nous avons déduit les expressions des forces radiatives créées par l'interaction de la matière avec le champ de radiation spectrale au sein d'enveloppes en expansion rapide (Surdej, 1978b).

Pour le cas des enveloppes A.E, nous avons retrouvé l'expression de la force radiative \vec{F}_{ij}^{CA} , établie antérieurement par Lucy (1971) et Castor (1974) dans des formalismes différents. Alors qu'il est généralement admis que la plupart des étoiles chaudes de types Of, W - R, etc. soient sujettes à des pertes de masse considérables, un grand désaccord subsiste quant à l'origine du mécanisme d'éjection. Brièvement, deux grands courants d'idées s'affrontent. Ainsi, Thomas (1973) a proposé que les enveloppes autour de ces étoiles chaudes possèdent de très hautes températures cinétiques $T_e \approx 10^7 \text{°K}$ (modèle de la couronne chaude) et que l'évaporation de ces couronnes, au sens de la théorie du vent solaire de Parker (1958), joue un rôle dominant dans la dynamique du transport de la matière. L'autre alternative avancée par Lucy et Solomon (1967, 1970) et récemment développée par Castor, Abbott et Klein (1975) consiste à supposer que la résultante des forces radiatives \vec{F}_{ij}^{CA} , calculées pour chacune des transitions des ions les plus abondants, domine la force de gravitation et permet d'expliquer, sans avoir recours aux températures coronales, l'origine des vents stellaires (modèle de la pression de radiation). Le débat sur ce point reste entièrement ouvert et la nature mystérieuse de la zone de transition étoile-enveloppe rend le problème hydrodynamique difficilement abordable tant il est complexe (cf. Cassinelli, Castor et Lamers, 1978).

Nous avons montré qu'au sein d'enveloppes D.E le couplage radiatif entre atomes distants avait pour effet de créer une force radiative supplémentaire \vec{F}_{ij}^{DD} , généralement orientée vers l'extérieur et pouvant dépasser en ordre de grandeur celle due au champ de radiation stellaire. L'existence de telles enveloppes implique nécessairement que l'effet de ces forces radiatives soit négligeable vis-à-vis des forces (gravitation, etc.) directement responsables de la décélération de l'enveloppe. L'éjection initiale de la matière à la surface de l'étoile pourrait être due à l'existence d'une couronne très étroite (cf. Hearn, 1975) située à la base de l'étoile, ou peut-être à un flux de protons énergétiques (cf. Kuhl, 1964), etc., mais ici encore on manque de données précises.

Bertout (1977), Wolf, Appenzeller et Bertout (1977) ont essayé d'interpréter quantitativement la formation de profils de raies dans des enveloppes en chute libre (abrégé dans la suite par "enveloppes A.I") autour d'étoiles de type YY Orionis. Les distributions de vitesses caractérisant ces enveloppes sont mathématiquement identiques à celles des enveloppes D.E, avec la seule différence que l'orientation du vecteur vitesse est directement opposée. Les expressions des forces radiatives \vec{F}_{ij}^{CD} et \vec{F}_{ij}^{DD} , établies ci-avant, s'appliquent donc intégralement au cas des enveloppes A.I. Il est fort probable que la grande variabilité des profils de raies de type YY Orionis, mentionnée notamment par Mundt et Wolf (1977), Walker (1977) et Appenzeller (1979) soit partiellement due aux instabilités dynamiques créées par les forces radiatives \vec{F}_{ij}^{CD} et \vec{F}_{ij}^{DD} qui agissent à l'encontre du mouvement de chute libre du milieu matériel.

CHAPITRE 6 - FORMATION DE PROFILS DE RAIES
DANS DES ENVELOPPES STELLAIRES EN EXPANSION RAPIDE

Récemment, beaucoup d'auteurs ont procédé à des calculs de profils de raies formés dans des enveloppes A.E (Castor, 1970; Lucy, 1971; Kuan et Kuhl, 1975; Oegerle et van Blerkom, 1976a, b), dans des enveloppes D.E (Kuan et Kuhl, 1975; Grachev et Grinin, 1975; Marti et Noerdlinger, 1977; Rybicki et Hummer, 1978) et, de façon équivalente, dans des enveloppes A.I (Bertout, 1977; Wolf, Appenzeller et Bertout, 1977) en se servant d'approximations de type Sobolev pour traiter le transfert du rayonnement spectral. Bien que de nombreux calculs de profils de raies illustrent la plupart de ces travaux, aucun essai systématique n'a été entrepris dans le but d'interpréter la dépendance des traits caractéristiques d'un profil de raie en fonction de la structure physique et géométrique des enveloppes.

Dans ce chapitre, nous proposons précisément une telle approche en considérant le transfert de la radiation résonante pour le cas simple d'un modèle d'atome à deux niveaux (cf. chapitre 4).

Suivant pas à pas la marche d'un photon de fréquence $\nu_L \approx \nu_{12}$ entre le point où il est émis à la surface de l'étoile et celui où il atteint l'observateur, nous déduisons dans le cadre de l'approximation de Sobolev une expression analytique simple pour les profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E.

Les difficultés rencontrées lorsqu'on veut tenir compte des effets d'"occultation" et d'"inclinaison" dus à la dimension finie de l'étoile centrale ainsi que du transfert spatial des photons entre atomes distants au sein d'une enveloppe D.E nous conduisent à exposer des équations plus générales pour le calcul des profils de raies. Celles-ci permettent d'ailleurs d'inclure facilement les processus d'excitation par collisions, l'assombrissement centre-bord du disque stellaire, etc., au sein des milieux matériels considérés.

De nombreux calculs de profils de raies seront alors présentés et discutés en termes des paramètres physiques et géométriques des enveloppes.

Après la complétion du présent travail, nous avons reçu un preprint de Castor et Lamers (1979) qui présente un atlas théorique de profils P Cygni formés dans des enveloppes A.E. L'originalité de ce travail repose sur plusieurs points que nous mentionnerons au cours des prochains paragraphes.

A. FORMATION DE PROFILS DE RAIES : PREMIERE APPROCHE

Nous présentons dans ce premier paragraphe une approche simple mais rigoureuse au problème de la formation des profils de raies dans des enveloppes A.E pour le modèle d'un atome à deux niveaux.

Supposant que la seule source d'excitation des atomes soit due aux diffusions élémentaires des photons initialement émis à la surface de l'étoile, une nouvelle distribution d'énergie en fréquences du continuum stellaire résultera à la suite des mouvements macroscopiques des atomes qui diffusent dans toutes les directions de l'espace. Le nouveau spectre observé pour la radiation stellaire sera compris dans l'intervalle de fréquences $\nu \in [\nu_{\min}, \nu_{\max}]$, défini par la relation Doppler

$$\frac{\nu - \nu_{12}}{\nu_{12}} = \frac{v(r)}{c} \cos(\theta), \quad (6.1)$$

où les fréquences extrêmes ν_{\min} et ν_{\max} correspondent aux photons émis par les atomes s'éloignant et s'approchant de l'observateur le long de l'axe de visée avec les vitesses maximales $-v_{\max}$ et v_{\max} .

Il est commode de définir la fréquence X sans dimension

$$X = -\frac{(\nu - \nu_{12})}{(\nu_{\max} - \nu_{12})}, \quad (6.2)$$

telle que l'intervalle de fréquences soit maintenant $X \in [-1, 1]$. Combinant 6.1 et 6.2, nous obtenons la relation utile

$$X = -\frac{v(r)}{v_{\max}} \cos(\theta). \quad (6.3)$$

α) Isotropie et étoile ponctuelle

Concentrons nous d'abord sur le modèle suivant : une enveloppe possédant une extension maximale L_{\max} est uniformément accélérée ($\lambda = -1$) autour d'une étoile centrale, supposée ponctuelle. Vu la présence d'un gradient radial de vitesse, nous comprenons aisément qu'un photon "stellaire" émis avec une fréquence X' (définie dans le repère fixe de l'observateur!) possède une certaine probabilité $P(X')$ d'être absorbé localement dans l'enveloppe à une distance $L(X')$ (voir fig. 6.1) pour autant que la condition $X' \in [-1, X_{\min}]$ soit satisfaite. X_{\min} représente la fréquence des photons stellaires capables d'interagir avec les atomes directement éjectés hors de l'étoile, c'est-à-dire que $L(X_{\min}) = 1$.

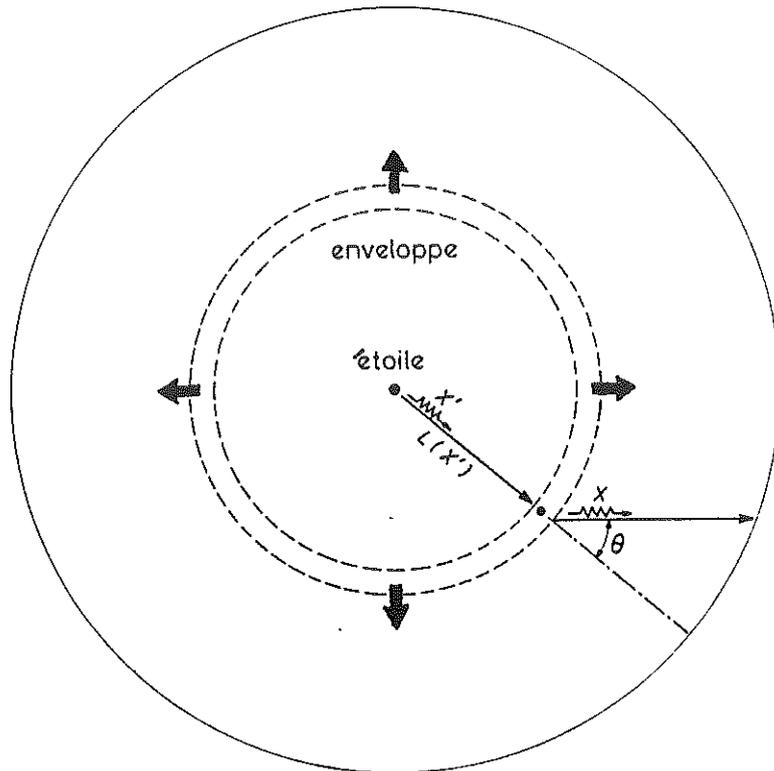


Fig. 6.1 Géométrie dans une enveloppe en expansion rapide autour d'une étoile ponctuelle (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

Pour la valeur $\theta = 0$, la relation 6.3 nous donne

$$L(X') = (-X')^{-\frac{1}{\beta}} L_{\max} , \quad (6.4)$$

d'où nous déduisons

$$X_{\min} = -L_{\max}^{\beta} . \quad (6.5)$$

La fraction $P(X')$ des photons stellaires absorbés au point $L = L(X')$ diffuseront alors localement un nombre n ($n = 0, 1, 2 \dots$) de fois avec une probabilité $(1 - \beta_{12}^1)^n$ mais quitteront tous finalement l'enveloppe (cf. relation 4.52) de façon isotrope et, par conséquent, également distribués dans l'intervalle de fréquences $[X', -X']$. En effet, vu l'approximation RCFD que nous avons adoptée, l'émission de la radiation spectrale est isotrope dans un repère lié au fluide et nous avons de plus supposé que le milieu matériel était physiquement le même

($\ell = -1$) le long de toutes les directions de l'espace. C'est pourquoi les photons quittant localement l'enveloppe suivant chaque direction $\theta \in [0, \pi]$ (voir fig. 6.1) avec une même probabilité apparaîtront dans un repère fixe lié à l'observateur également redistribués dans l'intervalle de fréquences $X \in [X', -X']$.

Il est alors facile d'établir que tous les photons atteignant un observateur avec une fréquence X , après avoir diffusé au moins une fois dans l'enveloppe, ne peuvent provenir que des photons stellaires initialement émis avec une fréquence X' telle que

$$X' \leq -|X| . \quad (6.6)$$

Il résulte finalement que la fraction $E_1(X)/E_c$ des photons stellaires diffusés et $E_2(X)/E_c$ des photons stellaires non diffusés, initialement émis par une étoile ponctuelle en nombre constant dans l'intervalle de fréquences $X' \in [-1, 1]$, et atteignant un observateur avec une fréquence X sont respectivement données par

$$\frac{E_1(X)}{E_c} = \int_{\text{Max}(|X|, -X_{\min})}^1 \frac{P(X') dX'}{2X'} , \quad (6.7)$$

$$\frac{E_2(X)}{E_c} = 1 - P(X) , \quad \text{si } X \in [-1, X_{\min}] , \quad (6.8)$$

et $\frac{E_2(X)}{E_c} = 1 , \quad \text{si } X \in [X_{\min}, 1] .$

A partir des résultats obtenus aux chapitres précédents (cf. relations 2.16, 3.26), l'expression de la probabilité $P(X')$ en termes des paramètres physiques de l'enveloppe vaut simplement

$$P(X') = 1 - \exp(-\tau_{12}^r(X')) , \quad (6.9)$$

où $\tau_{12}^r(X') = \tau_{12}[L(X'), \theta = 0]$ représente la profondeur optique fictive radiale évaluée au point d'interaction $L = L(X')$.

La fraction totale $E(X)/E_c$

$$\frac{E(X)}{E_c} = \frac{E_1(X) + E_2(X)}{E_c} \quad (6.10)$$

des photons stellaires diffusés et non diffusés qui atteignent un observateur avec une fréquence X définit le profil de raie normalisé au continuum stellaire.

Combinant les relations 4.44-4.46, 6.5 et 6.7-6.10 pour le cas particulier $\ell = -1$, nous obtenons

$$\left. \begin{array}{l} \text{si } X \in \left[-1, \frac{-1}{L_{\max}}\right], \\ \\ \text{si } X \in \left[-\frac{1}{L_{\max}}, 1\right], \end{array} \right\} \frac{E(X)}{E_c} = \int_{\text{Max}(|X|, 1/L_{\max})}^1 \frac{(1 - \exp(-\frac{\tau_{12}^{\ell}}{L_{\max}^3 X^3}))}{2X'} dX' + \left\{ \begin{array}{l} \exp(\frac{\tau_{12}^{\ell}}{L_{\max}^3 X^3}) \\ 1 \end{array} \right. , \quad (6.11)$$

où τ_{12}^{ℓ} représente l'opacité fictive radiale évaluée à la surface de l'étoile.

Nous avons résolu numériquement cette dernière équation pour les valeurs des paramètres $\tau_{12}^{\ell} = 10^3$ et $L_{\max} = 50$. Le profil de raie correspondant, illustré dans la figure 6.2, a été calculé avec un mini calculateur de poche HP-25 en moins de dix minutes. Ce type de profil de raie, principalement composé par une émission centrée en $X = 0$ et par une absorption décalée vers les courtes longueurs d'onde, a souvent été observé dans les spectres en émission de divers objets particuliers (novae, étoiles de types Be, Of, W-R, quasars, etc.). Il est communément appelé profil de type P Cygni, du nom de l'ancienne nova qui fut visible au début du XVII^{ème} siècle.

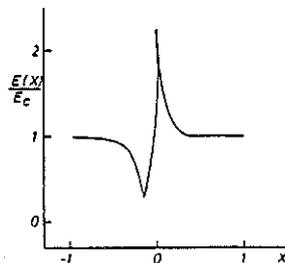


Fig. 6.2 Profil de raie formé au sein d'une enveloppe A.E autour d'une étoile ponctuelle pour les valeurs des paramètres $\ell = -1$, $\tau_{12}^{\ell} = 10^3$ et $L_{\max} = 50$.

Il est intéressant d'évaluer la dérivée du profil de raie $E(X)/E_c$ donné en 6.11. Pour $X \in [-1, X_{\min}]$, nous trouvons

$$\frac{d}{dX} \left(\frac{E(X)}{E_c} \right) = \left(\frac{\exp\left(\frac{\tau_{12}^\ell}{L_{\max}^3 X^3}\right) - 1}{2X} \right) - 3 \exp\left(\frac{\tau_{12}^\ell}{L_{\max}^3 X^3}\right) \frac{\tau_{12}^\ell}{L_{\max}^3 X^4}. \quad (6.12)$$

Remarquant que cette dérivée s'annule pour la fréquence $X = X_{\text{abs}}$ correspondant au minimum de l'absorption dans le profil P Cygni, on obtient l'équation suivante

$$\exp(-Y)(1+6Y)-1 = 0, \quad (6.13)$$

la variable Y étant définie par

$$Y = \left| \frac{\tau_{12}^\ell}{(L_{\max}^3 X^3)} \right|. \quad (6.14)$$

Utilisant par exemple la méthode numérique de Newton-Raphson on trouve pour la solution non triviale de l'équation 6.13, $Y^* = 2.918300476$ et par conséquent

$$X_{\text{abs}} = - \left(\frac{\tau_{12}^\ell}{L_{\max}^3 Y^*} \right)^{1/3}. \quad (6.15)$$

Portons notre attention sur la condition $X_{\text{abs}} \in [-1, X_{\min}]$ que nous avons explicitement supposée en établissant la dernière relation. Nous servant des résultats 6.5 et 6.15, cette condition implique la suivante

$$Y^* < \tau_{12}^\ell < Y^* L_{\max}^3, \quad (6.16)$$

signifiant que si le milieu matériel est optiquement mince à la surface de l'étoile, c'est-à-dire que $\tau_{12}^r(X_{\min}) < Y^*$, nous avons $X_{\text{abs}} = X_{\min}$ et seulement dans ce cas $v_{\text{abs}} = v_0$. De même, si le milieu matériel est optiquement épais à la frontière de l'enveloppe, c'est-à-dire que $\tau_{12}^r(X = -1) > Y^*$, nous avons $X_{\text{abs}} = -1$ et donc $v_{\text{abs}} = v_{\text{max}}$.

Nous avons ainsi démontré que, contrairement à certaines affirmations, la vitesse v_{abs} observée dans un profil P Cygni ne correspond en général ni à la vitesse d'éjection v_0 , ni à la vitesse d'expansion maximale v_{max} de l'enveloppe mais représente une valeur intermédiaire déterminée par les paramètres physiques du milieu matériel (cf. relation 6.15).

β) Généralisation

Rien ne s'oppose à généraliser l'expression 6.11 obtenue pour le profil de raie $E(X)/E_c$ à des champs de vitesses de type A.E autres que ceux adoptés dans ce travail. Ainsi, pour un champ de vitesses arbitraire, différent de celui donné en 4.10 pour $\lambda = -1$, l'expansion de l'enveloppe n'est plus uniforme et le milieu matériel perd ses propriétés physiques et géométriques d'isotropie. Un photon stellaire émis avec une fréquence initiale $X' \in [-1, X_{\min}]$, absorbé localement à une distance $L(X')$ avec une probabilité $P(X')$, sera réémis à une fréquence $X \in [X', -X']$ le long d'une direction θ après avoir effectué un nombre n ($n = 0, 1, 2, \dots$) quelconque de diffusions locales, avec une probabilité $P(X', X)/|2X'|$ où

$$P(X', X) = \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} + (1-\beta_{12}^1) \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} + (1-\beta_{12}^1)^2 \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} + \dots,$$

soit

$$P(X', X) = \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} / \beta_{12}^1. \quad (6.17)$$

Dans cette dernière expression, l'opacité fictive τ_{12} est évaluée en $L = L(X')$ le long de la direction θ tandis que la probabilité de fuite β_{12}^1 dépend seulement de la distance $L(X')$.

Nous servant de 6.3, nous trouvons la relation existant entre la fréquence X et l'angle θ

$$X = X' \cos(\theta). \quad (6.18)$$

Une démonstration analogue à celle qui nous a conduit au résultat 6.11 nous donne pour le cas général d'un champ de vitesses arbitraire

$$\left. \begin{array}{l} \text{si } X \in [-1, X_{\min}] , \\ \text{si } X \in [X_{\min}, 1] , \end{array} \right\} \frac{E(X)}{E_c} = \int_{\text{Max}(|X|, -X_{\min})}^1 \frac{P(X')P(X', X)dX'}{2X'} + \left\{ \begin{array}{l} \exp(-\tau_{12}^F(X)) \\ 1 \end{array} \right. \quad (6.19)$$

En vue de donner un exemple illustratif, particularisons cette dernière relation au champ de vitesses 4.10 pour $\ell < 0$. Nous servant des résultats obtenus au chapitre 4, § B, nous pouvons calculer les expressions asymptotiques du profil de raie 6.19 lorsque les conditions $\tau_{12} \gg 1$ et $\tau_{12} \ll 1$ sont réalisées au sein du milieu matériel. Discernant de façon implicite les intervalles de fréquences tels ceux apparaissant dans les équations 6.11 et 6.19, nous trouvons successivement

i) si $\tau_{12} \gg 1$,

$$\frac{E(X)}{E_c} \approx \int_{\text{Max}(|X|, -X_{\min})}^1 \frac{1}{2X' \beta_{12} \tau_{12} (L(X'), \theta(X))} dX' + \begin{cases} 0 \\ 1 \end{cases},$$

ou

$$\frac{E(X)}{E_c} \approx \frac{3}{(2-\ell)} \int_{\text{Max}(|X|, -X_{\min})}^1 \left| \frac{1-(\ell+1)(X/X')^2}{2X'} \right| dX' + \begin{cases} 0 \\ 1 \end{cases},$$

et finalement,

$$\frac{E(X)}{E_c} \approx \frac{3}{(2-\ell)} \left[\frac{(\ell+1)X^2(1-\text{Max}(|X|, -X_{\min})^2)}{4} - \frac{1}{2} \ln(\text{Max}(|X|, -X_{\min})) \right] + \begin{cases} 0 \\ 1 \end{cases}. \quad (6.20)$$

ii) si $\tau_{12} \ll 1$,

$$\frac{E(X)}{E_c} \approx \int_{\text{Max}(|X|, -X_{\min})}^1 \frac{\tau_{12}(L(X'), \theta=0)}{2X'} dX' + \begin{cases} 1-\tau_{12}(L(X), \theta=0) \\ 1 \end{cases},$$

ou

$$\frac{E(X)}{E_c} \approx \frac{\ell}{2} \frac{L_{\max}^{2\ell-1}}{\tau_{12}} \int_{\text{Max}(|X|, -X_{\min})}^1 X^{(1-3\ell)/\ell} dX' + \begin{cases} 1-\tau_{12} L_{\max}^{2\ell-1} |X|^{(1-2\ell)/\ell} \\ 1 \end{cases},$$

et finalement ,

$$\frac{E(X)}{E_c} \approx \frac{\tau_{12}^\ell L_{\max}^{2\ell-1}}{2} \left(\frac{\ell}{1-2\ell}\right) (1 - \text{Max}(|X|, -X_{\min}))^{(1-2\ell)/\ell} + \begin{cases} 1 - \tau_{12}^\ell L_{\max}^{2\ell-1} |X|^{(1-2\ell)/\ell} \\ 1 \end{cases} \quad (6.21)$$

Les applications numériques des formules 6.20 et 6.21 respectivement pour les valeurs des paramètres $\ell = -0.5$, $L_{\max} = 50$, $\tau_{12} > 1$ et $\ell = -0.5$, $L_{\max} = 50$ et $\tau_{12}^\ell = 0.1$ sont illustrées dans les figures 6.3 et 6.4.

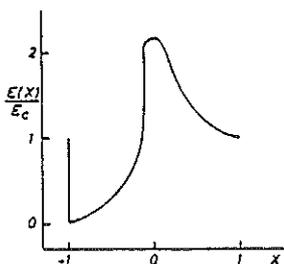


Fig. 6.3 Profil de raie formé au sein d'une enveloppe A.E. autour d'une étoile ponctuelle pour les valeurs des paramètres $\ell = -0.5$, $\tau_{12} > 1$ et $L_{\max} = 50$.

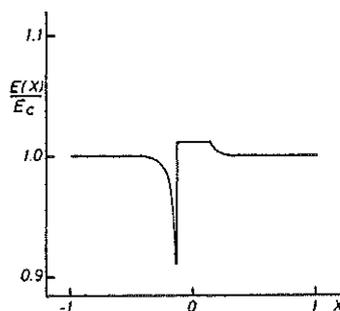


Fig. 6.4 Profil de raie formé au sein d'une enveloppe A.E. autour d'une étoile ponctuelle pour les valeurs des paramètres $\ell = -0.5$, $\tau_{12}^\ell = 0.1$ et $L_{\max} = 50$.

γ) Analyse d'un profil de raie observé

Nous sommes directement amenés à nous demander comment déterminer les conditions physiques régnant au sein d'un milieu matériel à partir de l'analyse d'un profil de raie observé.

Soit $E(X)/E_c^{\text{obs}}$ le profil de raie observé que nous supposons être formé dans une enveloppe A.E. Il est facile de localiser sur celui-ci la fréquence $X = 0$ correspondant au maximum de l'émission centrale et les fréquences extrêmes $X = \pm 1$ telles que $E(X)/E_c^{\text{obs}} \rightarrow 1$ lorsque $X \rightarrow \pm 1$. Remarquons que la contribution $E_1(X)/E_c^{\text{obs}}$

au profil observé (cf. relation 6.19) est symétrique par rapport à $X = 0$, nous déduisons facilement que pour $X \in [-1, 0]$

$$\frac{E_1^{\text{obs}}(X)}{E_c} = \frac{E^{\text{obs}}(-X)}{E_c} - 1, \quad (6.22)$$

et de même,

$$\frac{E_2^{\text{obs}}(X)}{E_c} = \frac{E^{\text{obs}}(X)}{E_c} - \frac{E_1^{\text{obs}}(X)}{E_c}. \quad (6.23)$$

Etant donné que

$$\frac{E_2^{\text{obs}}(X)}{E_c} = \exp(-\tau_{12}^r(X)), \quad (6.24)$$

la dépendance de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ en fonction de la fréquence $X \in [-1, X_{\text{min}}]$ découle immédiatement des résultats d'observation

$$\tau_{12}^r(X) = -\ln\left(\frac{E^{\text{obs}}(X)}{E_c} - \frac{E^{\text{obs}}(-X)}{E_c} + 1\right). \quad (6.25)$$

En toute généralité il se peut qu'un gradient d'ionisation existe au sein du milieu matériel et dans ce cas les expressions simples 4.44-4.46 établies pour l'opacité fictive τ_{12} à partir de l'équation de continuité 4.6 ne sont plus applicables. Représentant par $n(L)$ la concentration numérique par unité de volume des atomes peuplant les deux niveaux et par $v(L)$ un champ de vitesses arbitraire en fonction de la distance L , l'expression de l'opacité fictive τ_{12} prend alors la forme générale

$$\tau_{12} = \tau_{12}^r(L) \cdot F(L, \theta), \quad (6.26)$$

$\tau_{12}^r(L)$ représentant la profondeur optique fictive radiale

$$\tau_{12}^r(L) = \frac{\pi e^2}{mc} R^* f_{12} \lambda_{12}^2 \frac{n(L)}{\left| \frac{dv(L)}{dL} \right|}, \quad (6.27)$$

et où

$$F(L, \theta) = 1 / \left| \cos^2 \theta \left(1 - \frac{d \ln(L)}{d \ln(v(L))} \right) + \frac{d \ln(L)}{d \ln(v(L))} \right| \quad (6.28)$$

décrit la dépendance angulaire de l'opacité fictive τ_{12} . Si nous choisissons a priori un champ de vitesses $v(L)$, nous pouvons établir la relation liant la fréquence X à la distance L (cf. relation 6.4). Ceci et la relation 6.18 nous permettent d'exprimer l'indicatrice $F(L, \theta)$ en fonction des fréquences X et X' , et nous servant du résultat 6.25 il devient possible de calculer au moyen de l'équation 6.19 le profil de raie correspondant.

Notre méthode d'analyse visant à déterminer les paramètres physiques de l'enveloppe à partir de l'examen d'un profil de raie observé consiste essentiellement à trouver le champ de vitesses $v(L)$ tel que l'ajustement entre le profil calculé et celui observé soit optimal. Si on y arrive, la connaissance du gradient de vitesse $dv(L)/dL$ nous permet en égalant les expressions 6.25 et 6.27 de connaître la distribution de la densité $n(L)$ et par conséquent le taux de perte de masse de l'étoile centrale

$$-\frac{dm}{dt} = 4\pi R^*{}^2 v_0 n_0 m_{at} / \eta_0 \quad , \quad (6.29)$$

supposant que la valeur du rayon R^* et l'abondance η_0 de l'espèce atomique considérée soient connues. m_{at} représente la masse de l'ion correspondant.

Castor et Lamers (1979) ont présenté, sous forme illustrative et numérique, un atlas de profils théoriques de type P Cygni en vue de confronter ceux-ci aux profils de raies observés dans le spectre ultraviolet d'étoiles chaudes. Leur méthode d'analyse diffère de la nôtre en un seul point essentiel. En effet, alors que nous avons montré comment déduire la dépendance de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ à partir des résultats d'observation (cf. relation 6.25), ces auteurs fixent au départ de façon explicite cette relation en supposant que le gradient d'ionisation au sein des enveloppes A.E est entièrement déterminé par la dilution géométrique de la radiation ionisante émise par l'étoile centrale. Leur hypothèse apparaît donc comme une restriction supplémentaire quant à la nature des conditions physiques pouvant caractériser les milieux matériels en question. De plus, Castor et Lamers (1979) attirent l'attention sur le fait que "la partie centrale ($X \approx 0$) des profils calculés est irrémédiablement fautive à cause de la non-applicabilité de l'approximation de Sobolev lorsque les vitesses macroscopiques $v(r)$ de l'enveloppe sont de l'ordre de grandeur de la vitesse

d'agitation thermique $2u_{\max}$ des atomes". Cette formulation du critère d'applicabilité de l'approximation de Sobolev, qui apparaît d'ailleurs dans d'autres travaux (Rublev, 1961, 1963; Lyong, 1967; Kuan et Kuhl, 1975; Oegerle et van Blerkom, 1976a; Rybicki et Hummer, 1978), est en fait erronée. En effet (voir chapitre 3, § A), il suffit que la valeur absolue du gradient de vitesse $|\partial v_s / \partial s|$, et non pas celle de la vitesse macroscopique $v(r)$ de l'enveloppe, soit grande vis-à-vis de la vitesse d'agitation thermique $2u_{\max}$ des atomes (voir relation 3.1) pour que l'applicabilité de l'approximation de Sobolev soit vérifiée. En particulier, pour les champs de vitesses adoptés par Castor et Lamers et caractérisés par le fait que le gradient radial de vitesse $dv(r)/dr$ décroît avec la distance r au centre de l'étoile, nous avons $2u_{\max} / |\partial v_s / \partial s| \ll 1$ lorsque $v(r) \approx 2u_{\max}$ et donc le critère d'applicabilité 3.1 est entièrement vérifié lors du calcul des profils de raies au voisinage de la fréquence centrale $X = 0$. Par conséquent, en vue de déterminer les paramètres physiques et géométriques d'une enveloppe A.E à partir de l'examen d'un profil de raie observé, il est tout à fait légitime de se servir de la région centrale ($X \approx 0$) des profils calculés.

δ) Présence d'une raie photosphérique

Si on suppose que le continuum stellaire peut être affecté par la présence d'une raie photosphérique dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1, 1]$, le nombre de photons stellaires capables d'interagir au sein d'une enveloppe A.E à une distance $L(X)$ est alors représenté par une fonction $\xi(X)$ qui décrit le profil sous-jacent de la raie photosphérique (voir fig. 6.5).

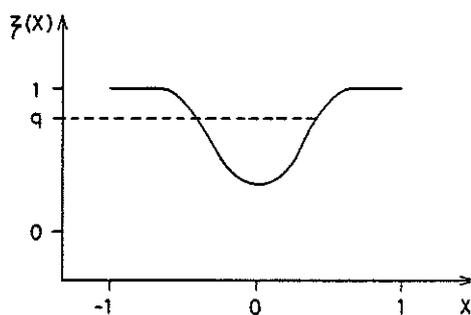


Fig. 6.5 Profil arbitraire d'une raie photosphérique en fonction de la fréquence $X \in [-1, 1]$ (voir texte).

On trouve facilement que pour un champ de vitesses arbitraire du type A.E, l'expression 6.19 du profil de raie doit être remplacée par

$$\begin{aligned} & \text{si } X \in [-1, X_{\min}] , \\ & \frac{E^{\xi}(X)}{E_c} = \int_{\text{Max}(|X|, -X_{\min})}^1 \frac{\xi(X')P(X')P(X', X)}{2X'} dX' + \begin{cases} \xi(X) \exp(-\tau_{12}^r(X)) \\ \xi(X) \end{cases} \\ & \text{si } X \in [X_{\min}, 1] , \end{aligned} \quad (6.30)$$

On remarque ainsi que le profil de raie résultant $E^{\xi}(X)/E_c$ ne peut être considéré ni comme étant le simple produit, ni comme étant la différence des fonctions $\xi(X)$ et $E(X)/E_c$.

L'analyse d'un profil observé $E^{obs}(X)/E_c$ en termes des conditions physiques régnant au sein d'une enveloppe A.E reste possible à la seule condition que si le profil de raie est effectivement perturbé par la présence d'une raie photosphérique, alors le profil $\xi(X)$ de cette dernière doit être connu. A partir des résultats d'observation, la dépendance de l'opacité fictive $\tau_{12}^r(X)$ en fonction de la fréquence $X \in [-1, X_{\min}]$ est maintenant fixée par

$$\tau_{12}^r(X) = -\ln\left(\frac{1}{\xi(X)} \cdot \left(\frac{E^{obs}(X)}{E_c} - \frac{E^{obs}(-X)}{E_c} + \xi(-X)\right)\right) . \quad (6.31)$$

Comme auparavant, on chercherait alors à trouver le champ de vitesses $v(L)$ tel que l'ajustement entre le profil calculé au moyen de la relation 6.30 et le profil observé soit optimal.

Représentant par $E^{\xi}(X)/E_c$ et $E(X)/E_c$ les profils de raies corrigé et non corrigé par la présence d'une raie photosphérique sous-jacente, Castor et Lamers (1979) ont donné un algorithme permettant de trouver le profil $E^{\xi}(X)/E_c$ à partir de $E(X)/E_c$, supposant que la fonction $\xi(X)$ soit connue. Dans nos notations, ils trouvent que

$$\begin{aligned} & \text{si } X \in [-1, X_{\min}] , \\ & \frac{E^{\xi}(X)}{E_c} = q \int_{\text{Max}(|X|, -X_{\min})}^1 \frac{P(X')P(X', X)}{2X'} dX' + \begin{cases} \xi(X) \exp(-\tau_{12}^r(X)) \\ \xi(X) \end{cases} \\ & \text{si } X \in [X_{\min}, 1] , \end{aligned} \quad (6.32)$$

le facteur q étant défini par

$$q = \int_{-1}^1 \frac{\xi(X') dX'}{2} . \quad (6.33)$$

Comparant les expressions 6.30 et 6.32, nous concluons que si la fonction $\xi(X)$ ne diffère pas trop en moyenne de la quantité q (cf. fig. 6.5), alors leur résultat constitue une très bonne approximation.

e) Effets d'occultation et d'inclinaison

Si la dimension L_{\max} de l'enveloppe dans laquelle se forme le profil de raie est de l'ordre de quelques rayons stellaires seulement, nous devons admettre que l'hypothèse d'étoile ponctuelle n'est plus valable. En effet, à une distance L du centre de l'étoile (voir fig. 6.6) une fraction des photons émis hors de l'enveloppe, approximativement proportionnelle au facteur de dilution W , sera interceptée par le disque de l'étoile et ces photons resteront donc inobservables. Dans le repère fixe de l'observateur, ces photons perdus possèdent une fréquence positive, c'est-à-dire que $X \in]0, 1]$ et par conséquent seule l'aile rouge du profil de raie observé sera affectée par cet "effet d'occultation" de l'enveloppe.

Un autre effet dû à la dimension finie du disque stellaire provient du fait que les atomes situés à une distance L interagissent avec les photons "stellaires" non seulement le long de la direction radiale $\theta = 0$, mais aussi le long de directions telles que $\theta \in [0, \arcsin(1/L)]$. Nous appellerons ceci "l'effet d'inclinaison".

Ces effets d'"occultation" et d'"inclinaison" seront rigoureusement inclus dans les équations plus générales du profil de raie présentées au prochain paragraphe. On pourrait aussi tenir compte de ces effets dans l'expression 6.19 du profil de raie mais comme en général nous supposerons que les dimensions de l'enveloppe sont très grandes vis-à-vis du rayon de l'étoile, la forme de cette dernière expression resterait inchangée.

Pour démontrer ce point, considérons une enveloppe en expansion uniforme ($\lambda = -1$) et choisissons d'évaluer l'effet d'"occultation". Ainsi, un photon émis localement à une distance $L(X')$ le long d'une direction θ avec une fréquence $X \in]0, 1]$ pourra atteindre un observateur (voir fig. 6.6) si et seulement si

$$\cos(\theta) \geq -\cos(\theta_0) , \quad (6.34)$$

où

$$\cos(\theta_0) = \sqrt{1-L(X')^{-2}} . \quad (6.35)$$

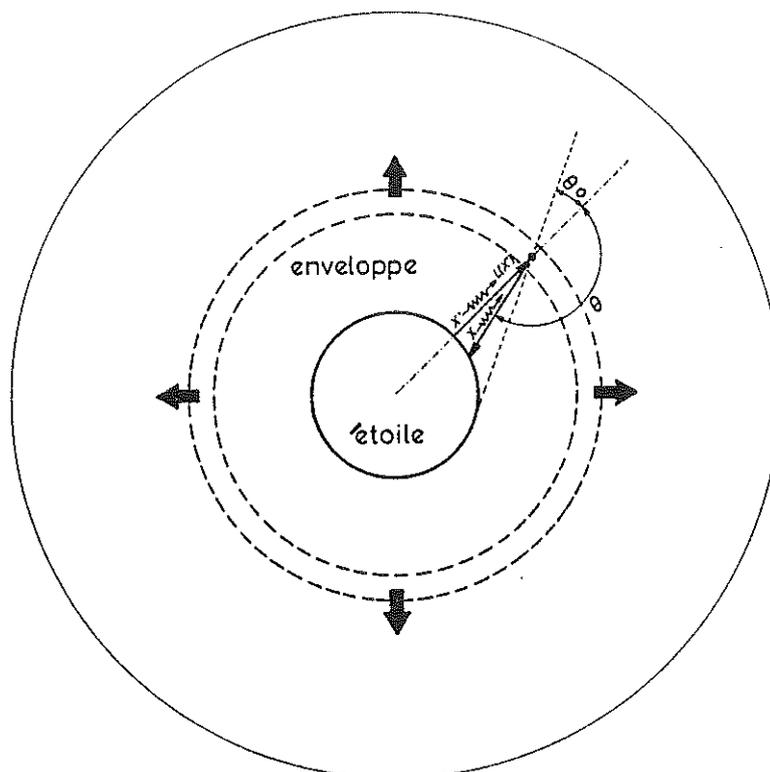


Fig. 6.6 Géométrie dans une enveloppe en expansion rapide autour d'une étoile de dimensions finies (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

Nous servant des relations 6.4, 6.18 et 6.35, la condition 6.34 peut aussi s'écrire

$$\frac{-X}{X'} \leq \sqrt{1-X'^2 L_{\max}^{-2}} ,$$

soit encore

$$X' \leq -\sqrt{X^2 + L_{\max}^{-2}} . \quad (6.36)$$

Cette dernière condition implique que seuls les photons stellaires dont la fréquence initiale est telle que $X' \in [-1, -\sqrt{X^2 + L_{\max}^{-2}}]$ pourront contribuer à la formation du profil de raie $E(X)/E_c$ à la fréquence X . Par conséquent, pour l'intervalle de fréquences $X \in [0, 1]$, la limite inférieure d'intégration apparaissant dans les expressions 6.7 et 6.11 du profil $E(X)/E_c$ doit être remplacée par $\text{Max}(\sqrt{X^2 + L_{\max}^{-2}}, -X_{\min})$. On démontre alors facilement que si $L_{\max} \gg 1$,

$$\sqrt{X^2 + L_{\max}^{-2}} \approx |X|, \quad (6.37)$$

et donc que l'effet d'occultation apparaît négligeable dans l'expression 6.11 du profil de raie.

ζ) Enveloppe D.E

Au sein d'une enveloppe D.E, un photon initialement émis à la surface de l'étoile avec une fréquence $X' \in [-1, 1]$ et absorbé au voisinage d'un point C_0 pourra non seulement diffuser localement mais aussi vers des points distants C'_0 . A cause de ce transfert spatial complexe des photons stellaires, il n'est plus possible de définir une expression analytique simple pour le profil de raie $E(X)/E_c$ comme nous avons pu le faire en considérant le cas des enveloppes A.E.

De plus, la vitesse $v(L)$ décroissant extérieurement dans ces enveloppes, les photons atteignant un observateur avec une fréquence $X \approx \pm 1$ proviennent uniquement des régions du milieu matériel situées très près du disque de l'étoile. Par conséquent, l'effet d'"occultation" ainsi que l'effet d'"inclinaison" joueront un rôle très important au sein de ces enveloppes, indépendamment bien sûr de l'extension maximale L_{\max} qu'elles peuvent avoir. Ceci nous oblige à adopter un modèle plus général en vue de décrire la formation des profils de raies au sein des enveloppes D.E.

B. EQUATIONS GENERALES

Nous présentons dans ce paragraphe une méthode générale pour le calcul des profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E et D.E, directement applicable aux multiples transitions radiatives $i \rightarrow j$ d'un atome à n niveaux et qui inclut automatiquement les effets d'"occultation", d'"inclinaison" et d'"assombrissement centre-bord" du disque stellaire.

Dans cette nouvelle approche le calcul des profils de raies s'effectue en deux étapes distinctes. Tout d'abord, on résout l'ensemble 3.71 des équations d'équilibre statistique associées à chaque paire (i, j) de niveaux atomiques afin de déterminer le comportement des fonctions source S_{ij} et des opacités fictives τ_{ij}

en tout point du milieu matériel considéré. Ceci a été entièrement discuté au chapitre 4 pour le cas d'un atome à deux niveaux.

Isolant une des transitions radiatives, par exemple $i = 1$, $j = 2$, et supposant que les conditions physiques (S_{12} , τ_{12}) régnant au sein de l'enveloppe soient connues, nous calculons maintenant pour chaque fréquence $X \in [-1, 1]$ la quantité totale d'énergie $E(X)$, définie par unités de fréquence et d'angle solide, émise par l'enveloppe vers un observateur fixe dans l'espace. La quantité $E(X)$ est alors simplement donnée par l'intégration de l'intensité monochromatique $I(X)$, implicitement définie spatialement, sur la surface d'un plan perpendiculaire à la ligne de visée

$$E(X) = \iint_{\Sigma} I(X) d\sigma . \quad (6.38)$$

Dans le repère fixe de l'observateur, $I(X)$ représente l'intensité spécifique de la radiation spectrale émise le long d'une direction parallèle à l'axe de visée par les régions de l'enveloppe présentant un décalage Doppler constant défini par la relation 6.3. Adoptant les champs de vitesses 4.10 et 4.16, nous avons résolu l'équation 6.3 pour différentes valeurs de la fréquence $X \in [-1, 1]$ et les "surfaces d'égale fréquence X" qui en résultent sont illustrées dans les figures 6.7-6.9 pour le cas des enveloppes A.E ($L_{\max} = 20$, $\ell = -0.5, -1, -2$) et dans les figures 6.10-6.13 pour le cas des enveloppes D.E ($L_{\max} = 5$, $\ell = 0.5, 1, 2$ et $G = 10$).

Vu la symétrie de l'enveloppe autour de l'axe joignant le centre de l'étoile à l'observateur, l'équation 6.38 se simplifie à

$$E(X) = 2\pi \int_0^{L_{\max}} I(X) L_p dL_p , \quad (6.39)$$

l'intensité $I(X)$ étant évaluée le long de la "surface d'égale fréquence X" et où nous avons défini la coordonnée cylindrique L_p (voir fig. 6.14) par

$$L_p = L \sin(\theta) . \quad (6.40)$$

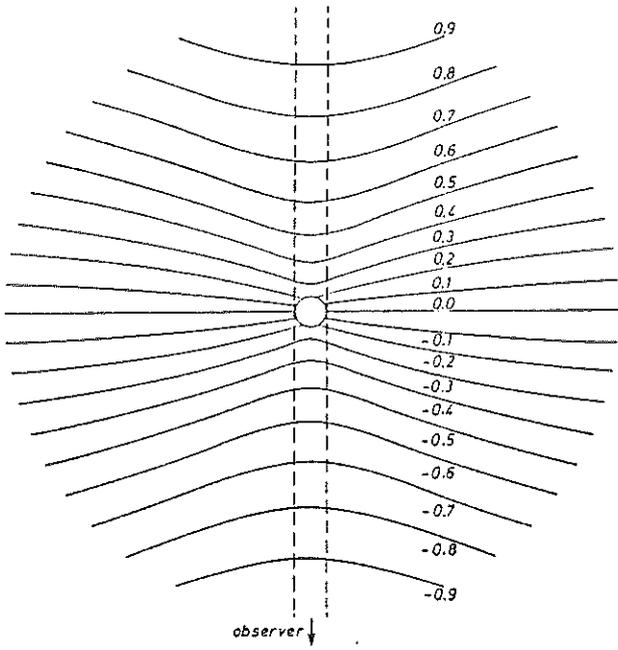


Fig. 6.7 Surfaces d'égale fréquence X au sein d'une enveloppe A.E pour les valeurs des paramètres $\ell = -0.5$ et $L_{\max} = 20$.

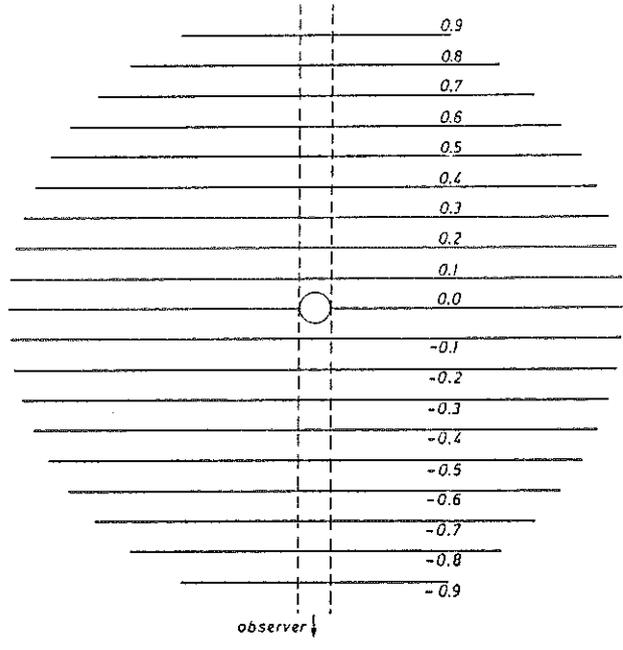


Fig. 6.8 Surfaces d'égale fréquence X au sein d'une enveloppe A.E pour les valeurs des paramètres $\ell = -1$ et $L_{\max} = 20$.

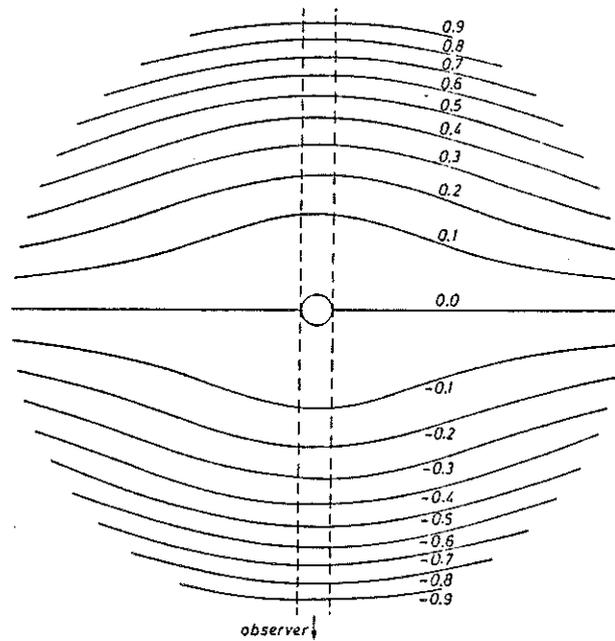


Fig. 6.9 Surfaces d'égale fréquence X au sein d'une enveloppe A.E pour les valeurs des paramètres $\ell = -2$ et $L_{\max} = 20$.

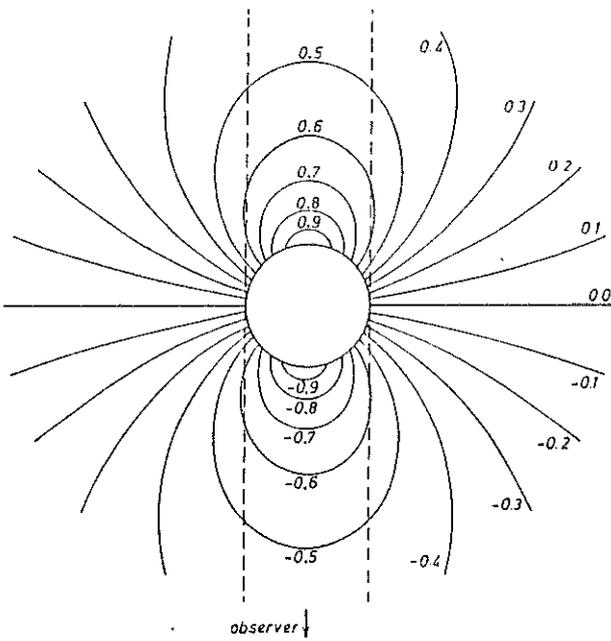


Fig. 6.10 Surfaces d'égale fréquence X au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\lambda = 0.5$ et $L_{\max} = 5$.

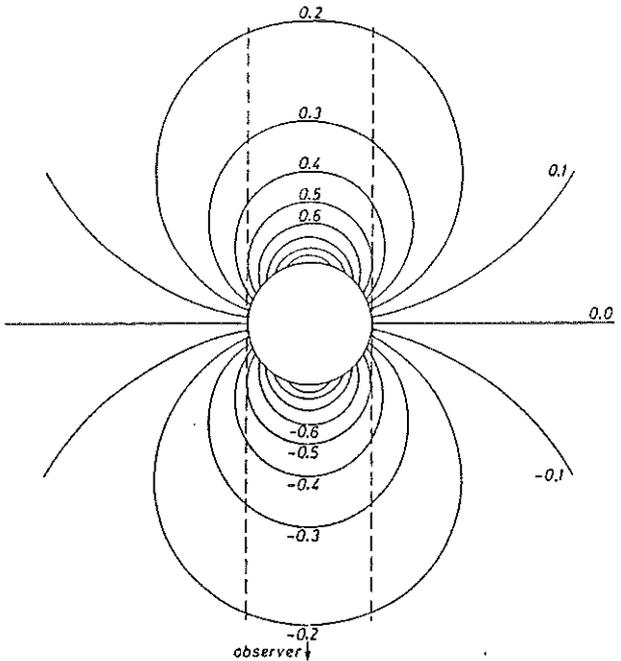


Fig. 6.11 Surfaces d'égale fréquence X au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\lambda = 1$ et $L_{\max} = 5$.

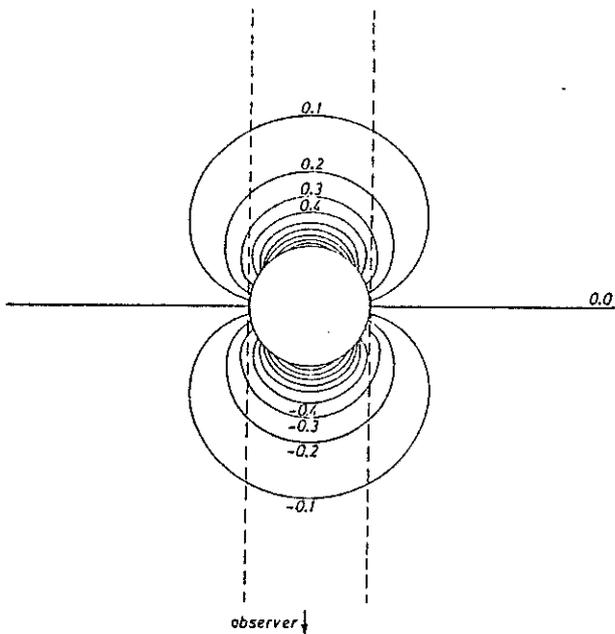


Fig. 6.12 Surfaces d'égale fréquence X au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\lambda = 2$ et $L_{\max} = 5$.

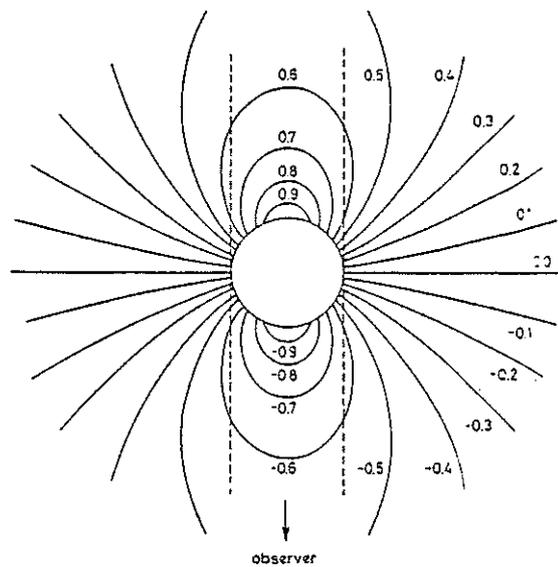


Fig. 6.13 Surfaces d'égale fréquence X au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $G = 10$ et $L_{\max} = 5$.

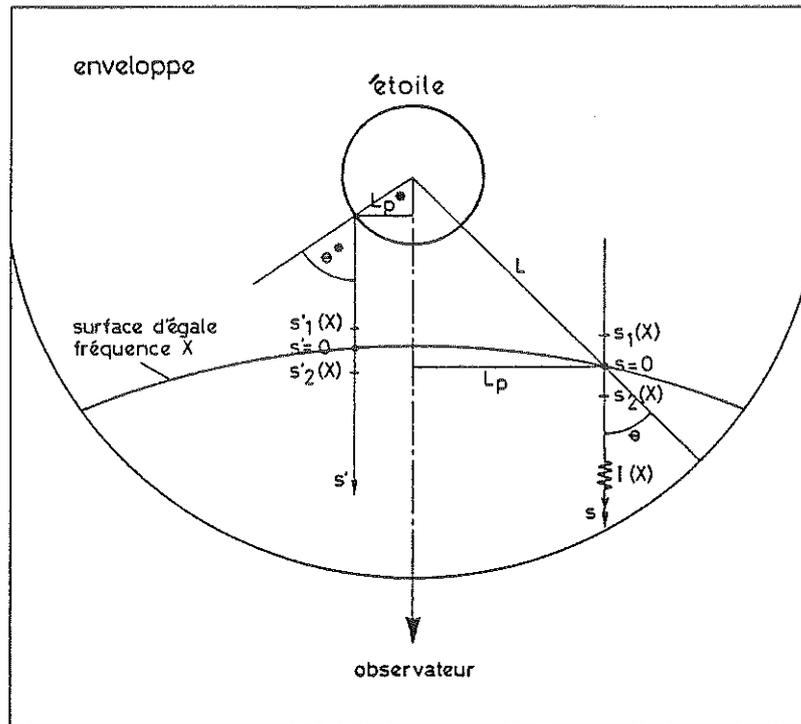


Fig. 6.14 Points d'intersection d'une surface d'égalité fréquence X et des droites (L_p, L_p^*) parallèles à l'axe de visée le long desquelles est évaluée l'intensité monochromatique $I(X)$ (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

En vue d'inclure l'"effet d'assombrissement centre-bord" du disque stellaire, exprimons la loi $\psi(\theta^*)$ définie en 3.46 en fonction de la coordonnée L_p^* (voir fig. 6.14). Nous avons là relation

$$L_p^* = \sin(\theta^*) . \quad (6.41)$$

Le flux du continuum stellaire $I_c \psi(L_p^*)$ intégré sur la surface du disque de l'étoile vaut simplement

$$E_c = \pi \overline{I_c} , \quad (6.42)$$

où

$$\overline{I_c} = 2 I_c \int_0^1 \psi(L_p^*) L_p^* dL_p^* . \quad (6.43)$$

A partir de cette dernière relation nous déduisons que si l'effet d'assombrissement centre-bord est négligeable, c'est-à-dire que $\psi(L_p^*) = 1$ pour $L_p^* \in [0, 1]$, alors $\bar{I}_c = I_c$.

L'expression du profil de raie est alors simplement donnée par le rapport des quantités $E(X)$ et E_c , soit

$$\frac{E(X)}{E_c} = 2 \int_0^{L_{\max}} \frac{I(X)}{I_c} L_p dL_p . \quad (6.44)$$

Il sera très commode dans la suite de discerner les différentes parties géométriques de l'atmosphère contribuant au profil de raie formé dans des enveloppes A.E et D.E. Vu l'expansion radiale de celles-ci, les atomes confinés entre l'étoile et l'observateur (voir la région comprise entre les droites tracées en traits interrompus dans les figures 6.7-6.13) émettent en partie de la radiation spectrale dans l'intervalle de fréquences $X \in]0, -1]$ et absorbent en partie le continuum émis par le disque stellaire. Représentons par $E_1(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ ces contributions respectives au profil de raie. Concernant les atomes situés dans les deux lobes extérieurs aux droites tracées en traits interrompus, ceux-ci émettent des photons dont la fréquence X est telle que $X \in]-1, 0[$ ou $X \in]0, 1[$ suivant leurs mouvements d'approche ou de récession par rapport à l'observateur fixe. Dans la suite, la contribution $E_2(X)/E_c$ référera à cette partie spécifique du profil de raie $E(X)/E_c$.

Nous avons évidemment la relation générale

$$\frac{E(X)}{E_c} = \frac{E_1(X) + E_2(X) + E_3(X)}{E_c} . \quad (6.45)$$

α) Enveloppe A.E

Suivant le même raisonnement qui nous a permis au chapitre 3 de trouver les expressions 3.39 et 3.47 du champ moyen de radiation spectrale au sein d'enveloppes A.E, nous pouvons déduire directement l'expression de l'intensité $I(X)$ apparaissant dans la formule 6.44. En effet, pour une valeur donnée $L_p \in [0, L_{\max}]$ et une fréquence $X \in [-1, 1]$ (voir fig. 6.14) l'intensité spécifique $I(X)$ de la radiation spectrale émise par les atomes suivant une direction parallèle à la ligne de visée vaut simplement (cf. relation 3.33)

$$I(X) = \int_{s_1(X)}^{s_2(X)} \varepsilon_{12} \Phi\left(-\frac{v_{12}}{c}(v_s(s) - v_s(0))\right) \exp\left(-\int_s^{s_2(X)} \alpha_{12} \Phi\left(-\frac{v_{12}}{c}(v_s(s') - v_s(0))\right) ds'\right) ds, \quad (6.46)$$

où $s_1(X)$, $s_2(X)$ représentent les abscisses des points limitant le voisinage à partir duquel la radiation émise à une fréquence locale $v_L \in [v_{12} + \Delta v/2, v_{12} - \Delta v/2]$, ou plus simplement $v_L \approx v_{12}$, apparaît dans le repère fixe de l'observateur à la fréquence X .

Lorsque $L_p \leq 1$ et $X \in [-1, 0[$, nous devons aussi ajouter la contribution à l'intensité $I(X)$ due à l'extinction de la radiation stellaire prenant place dans le voisinage $[s'_1(X), s'_2(X)]$ (voir fig. 6.14)

$$I(X) = I_c \psi(L_p^*) \exp\left(-\int_{s'_1(X)}^{s'_2(X)} \alpha_{12} \Phi\left(-\frac{v_{12}}{c}(v_s(s) - v_s(0))\right) ds\right). \quad (6.47)$$

Nous servant des changements de variables 3.9, 3.10 pour lesquels $v_L = v_{12}$ et de la relation 3.59, on peut facilement résoudre les intégrations apparaissant dans les équations 6.46 et 6.47. On trouve alors respectivement que

$$I(X) = S_{12}(1 - \exp(-\tau_{12})), \quad (6.48)$$

et

$$I(X) = I_c \psi(L_p^*) \exp(-\tau_{12}). \quad (6.49)$$

Dans ces expressions, la fonction source S_{12} et l'opacité fictive τ_{12} sont évaluées au point d'abscisse $s = 0$ situé à l'intersection de la "surface d'égale fréquence X " et de la droite parallèle à l'axe de visée pour la valeur L_p donnée.

Tenant compte de 6.45 et substituant les résultats 6.48, 6.49 dans l'équation 6.44, le profil de raie formé au sein d'une enveloppe A.E prend la forme simple

si $X \in [-1, 0[$,

$$\frac{E(X)}{E_c} = 2 \left[\int_0^{L_{\max}} \frac{S_{12}}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12})) L_p dL_p + \frac{I_c}{I_c} \int_0^1 \psi(L_p^*) \exp(-\tau_{12}) L_p dL_p \right],$$

et si $X \in [0, 1]$,

$$\frac{E(X)}{E_c} = 2 \left[\int_1^{L_{\max}} \frac{S_{12}}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12})) L_p dL_p + \frac{1}{2} \right]. \quad (6.50)$$

Remarquons que pour $X \in [0, 1]$ nous avons explicitement tenu compte de l'"effet d'occultation" ainsi que de la transparence totale de l'enveloppe devant le disque de l'étoile.

β) Enveloppe D.E

Une simple comparaison entre les figures 6.7-6.9 et 6.10-6.13 montre la différence essentielle existant entre les "surfaces d'égale fréquence X" au sein des enveloppes A.E et D.E. En effet, alors que dans le premier cas il existe au plus un point d'intersection entre une "surface d'égale fréquence X" et une droite parallèle à l'axe de visée, deux intersections de ce type peuvent se produire dans le cas des enveloppes D.E.

Tenant compte de cette interaction radiative possible entre deux parties physiquement distinctes de l'atmosphère, il est simple de corriger l'expression 6.50 en vue d'exprimer le profil de raie $E(X)/E_c$ formé au sein d'une enveloppe D.E. Nous obtenons ainsi,

si $X \in [-1, 0]$,

$$\frac{E(X)}{E_c} = 2 \left[\int_0^{L_{\max}} \left(\frac{S_{12}}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12})) \exp(-\tau_{12}) + \frac{S_{12}^*}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12}^*)) \right) L_p dL_p + \frac{I_c}{I_c} \int_0^1 \psi(L_p^*) \exp(-\tau_{12}) \exp(-\tau_{12}^*) L_p^* dL_p^* \right], \quad (6.51)$$

et si $X \in [0, 1]$,

$$\frac{E(X)}{E_c} = 2 \left[\int_1^{L_{\max}} \left(\frac{S_{12}}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12})) \exp(-\tau_{12}) + \frac{S_{12}^*}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12}^*)) \right) L_p dL_p + \frac{1}{2} \right].$$

Dans cette dernière expression, les quantités S'_{12} , τ'_{12} et S_{12} , τ_{12} sont évaluées aux deux points d'intersection de la "surface d'égale fréquence X" et de la droite L_p donnée, situés respectivement le plus près et le plus éloigné de l'observateur. Si pour un couple de valeurs (X, L_p) données, l'équation 6.3 n'admet qu'une seule solution alors l'opacité fictive τ'_{12} est égale à zéro dans l'expression 6.51 du profil de raie.

γ) Résultats

En vue de mettre en évidence la nette différence existant entre les profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E et D.E, nous avons volontairement simplifié notre modèle physique de départ. Négligeant l'effet d'assombriement centre-bord du disque stellaire et supposant, pour le cas simple d'un atome à deux niveaux, que l'équation de continuité 4.6 décrit la distribution de la densité $n(L)$ en fonction de la distance L au centre de l'étoile, nous avons résolu rigoureusement les équations 6.50 et 6.51 du profil de raie en adoptant les champs de vitesses donnés en 4.10 et 4.16.

Les résultats de nos calculs sont illustrés dans les figures 6.15-6.19 et 6.20-6.27 respectivement pour les cas d'enveloppes A.E et D.E. Chacune de ces figures contient quatre courbes représentant le profil de raie $E(X)/E_c$ ainsi que ses diverses contributions $E_1(X)/E_c$, $E_2(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ définies ci-avant, en fonction de la fréquence $X \in [-1, 1]$.

La table 6.1 résume l'ensemble des paramètres caractérisant chacun des profils. Dans cette table, la première colonne indique le numéro de la figure, la deuxième colonne contient une lettre a, b ou c associée à chaque profil individuel illustré dans cette figure et enfin les trois dernières colonnes donnent les valeurs des paramètres l (ou G), τ_{12}^l et L_{\max} correspondantes. Comme lors des applications numériques précédentes (chapitre 4 et chapitre 5) nous avons supposé que $\lambda_{12} = 10^{-5}$ cm, $\lambda_{12} \cdot T = 0.28979$ cm·deg et $g_1/g_2 = 1$.

C. DISCUSSION DES RESULTATS

Remarquons immédiatement que la transformation des fréquences $X \rightarrow -X$ conduirait simplement à interpréter les profils présentés dans les figures 6.15-6.19 et 6.20-6.27 comme étant formés respectivement au sein d'"enveloppes décélérées intérieurement" (enveloppes D.I) et "accélérées intérieurement" (enveloppes A.I). Toutes nos conclusions se référant aux enveloppes A.E et D.E s'appliquent donc identiquement aux enveloppes D.I et A.I.

Supposant que l'effet d'occultation de l'enveloppe par le disque de l'étoile soit négligeable (cf. paragraphe A) et que la probabilité de destruction d'un photon stellaire soit nulle ($\epsilon = 0$) au cours des diffusions élémentaires qu'il subit au sein de l'atmosphère, le principe de conservation d'énergie dans le

Table 6.1

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 6.15-6.27

Figure	Référence	ℓ (ou G)	τ_{12}^{ℓ}	L_{\max}
6.15	a	-0.5	10^9	5
	b			20
	c			50
6.16	a	-1	1	5
	b			20
	c			50
6.17	a	-1	10^3	5
	b			20
	c			50
6.18	a	-1	10^9	5
	b			20
	c			50
6.19	a	-2	1	5
	b		10^3	
	c		10^9	
6.20	a	0.5	0.1	5
	b			20
	c			50
6.21	a	1	10^{-3}	5
	b			20
	c			50
6.22	a	1	1	5
	b			20
	c			50
6.23	a	1	10^3	5
	b			20
	c			50
6.24	a	2	10^{-3}	5
	b		1	
	c		10^3	
6.25	a	G = 400	0.1	5
	b		1	
	c		10	
6.26	a	G = 100	10	100
	b	G = 400		
6.27	a	G = 400	10	10
	b			500

Figs 6.15-6.27 : voir légendes dans la table 6.1

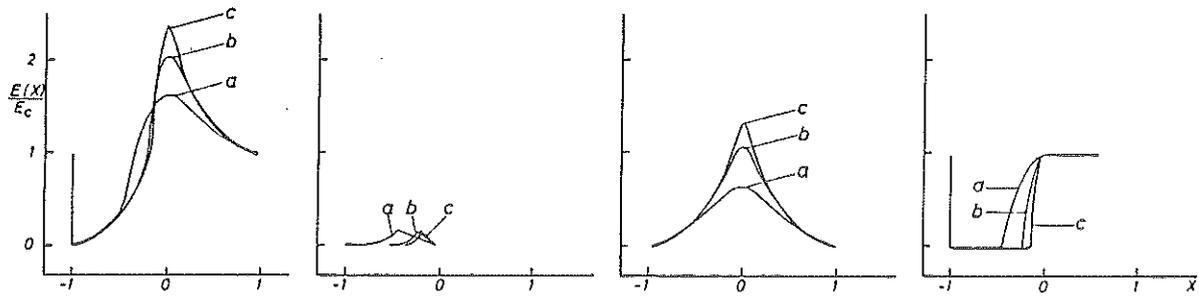


Fig. 6.15

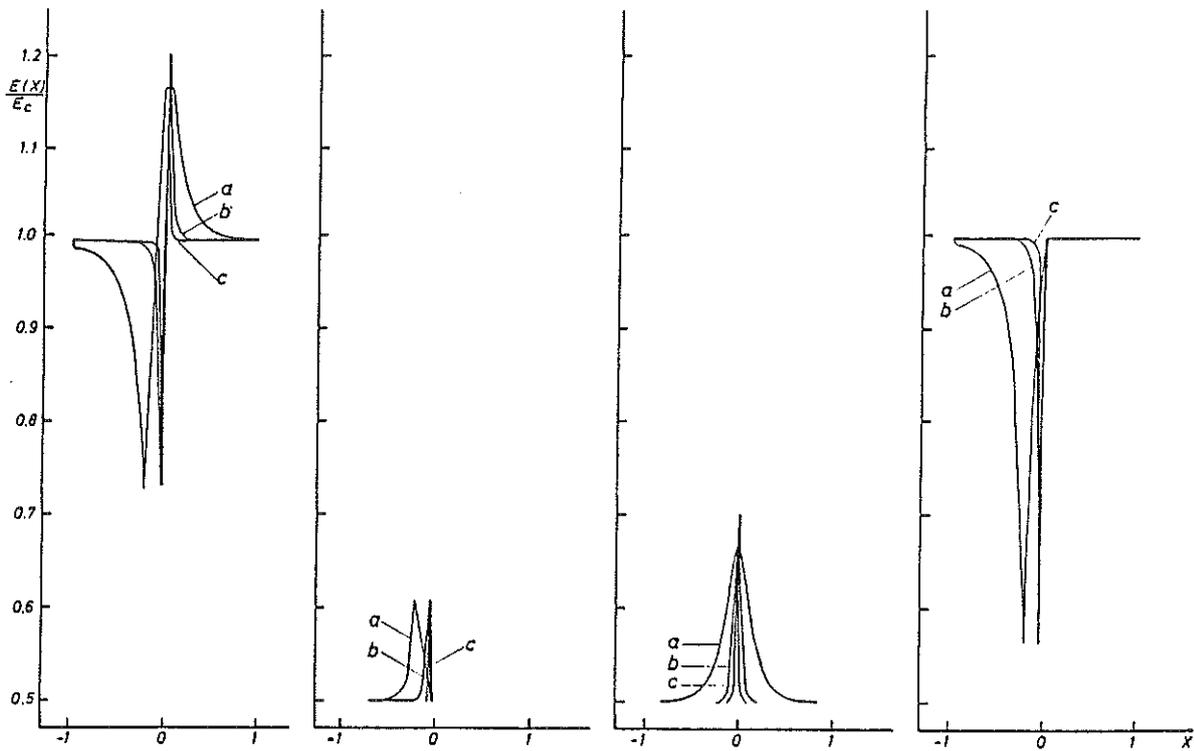


Fig. 6.16

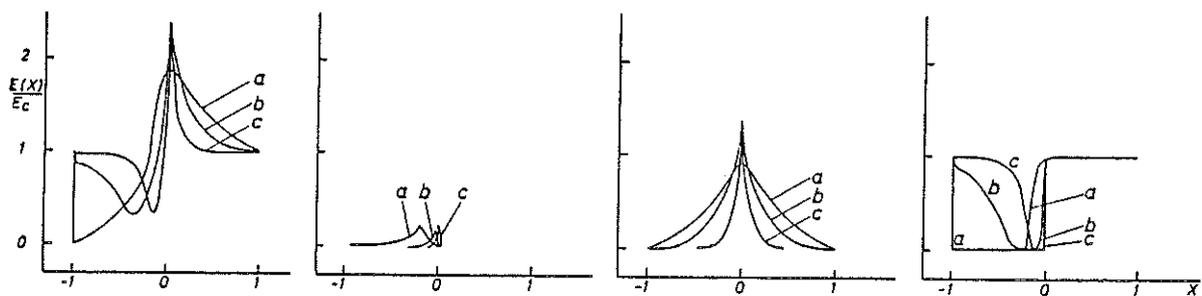


Fig. 6.17

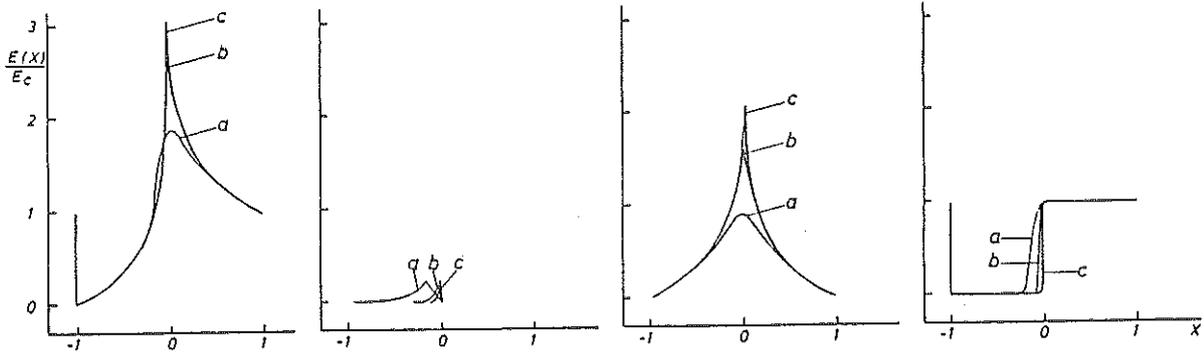


Fig. 6.18

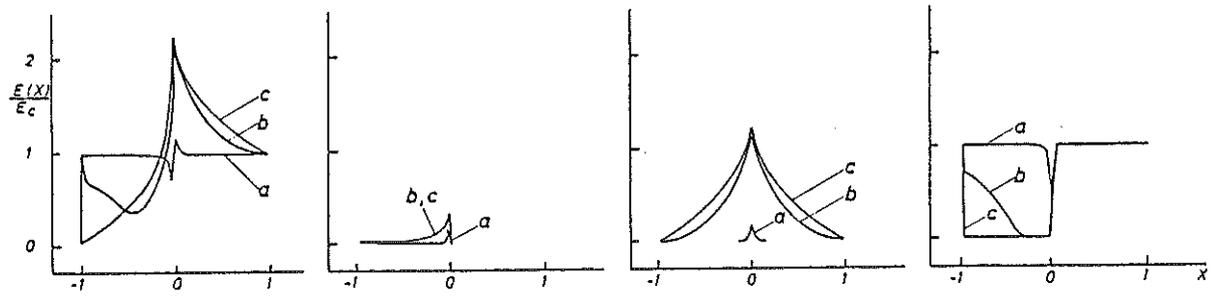


Fig. 6.19

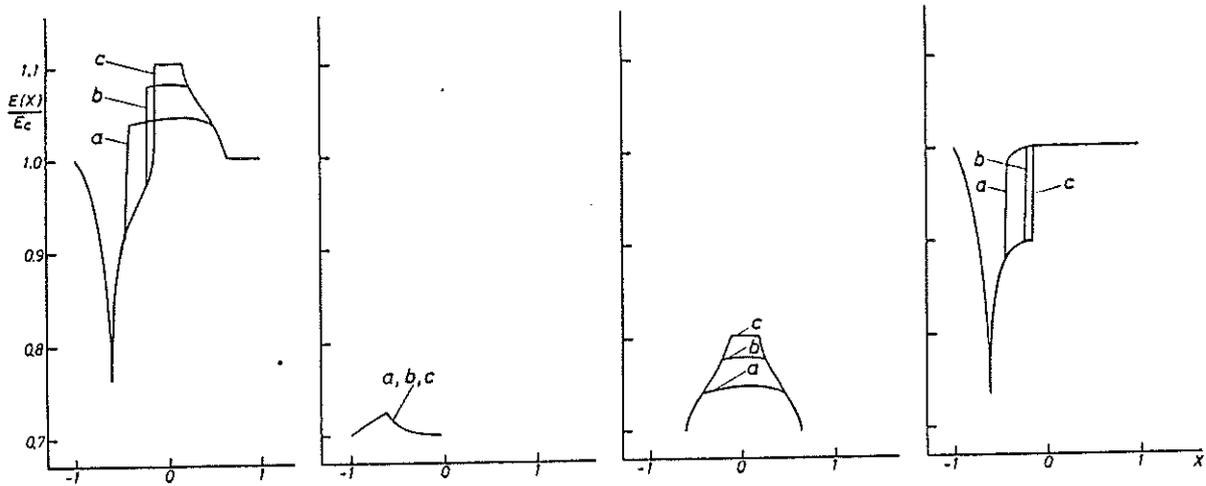


Fig. 6.20

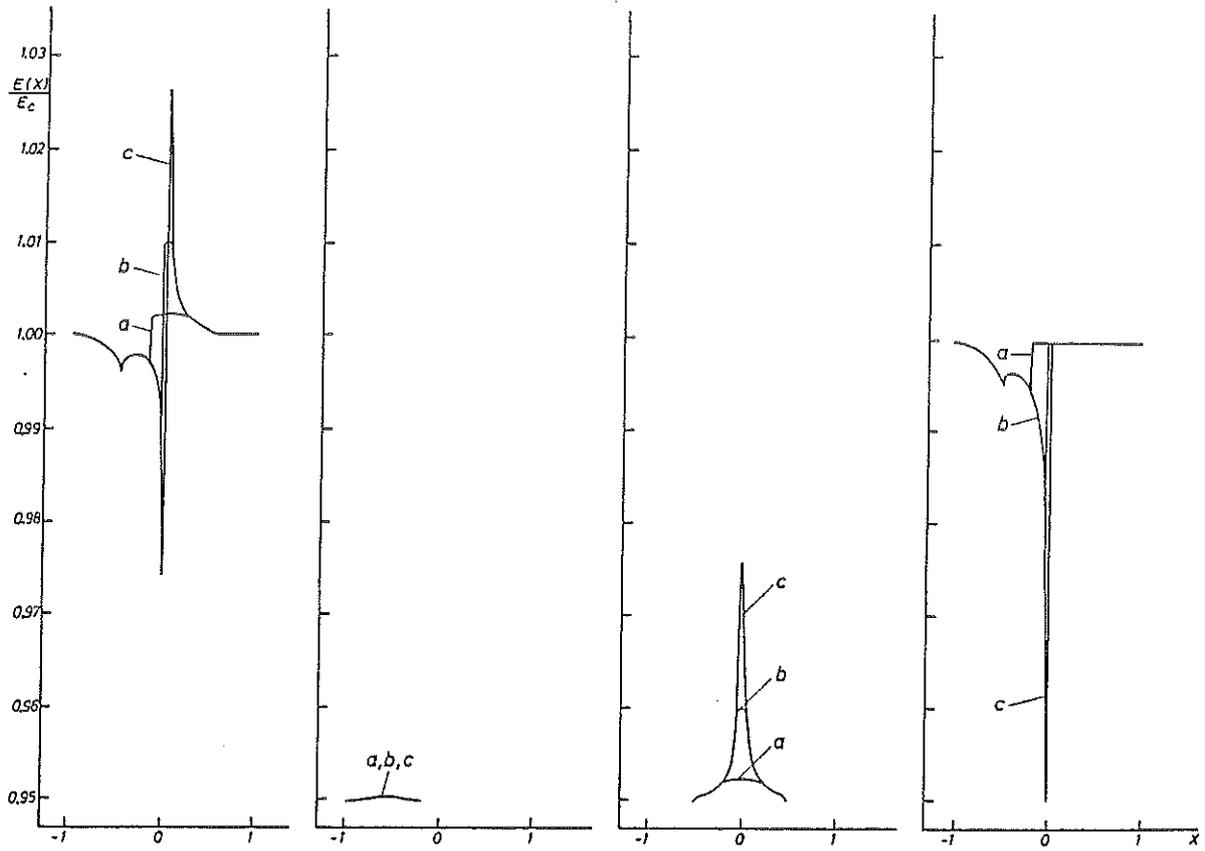


Fig. 6.21

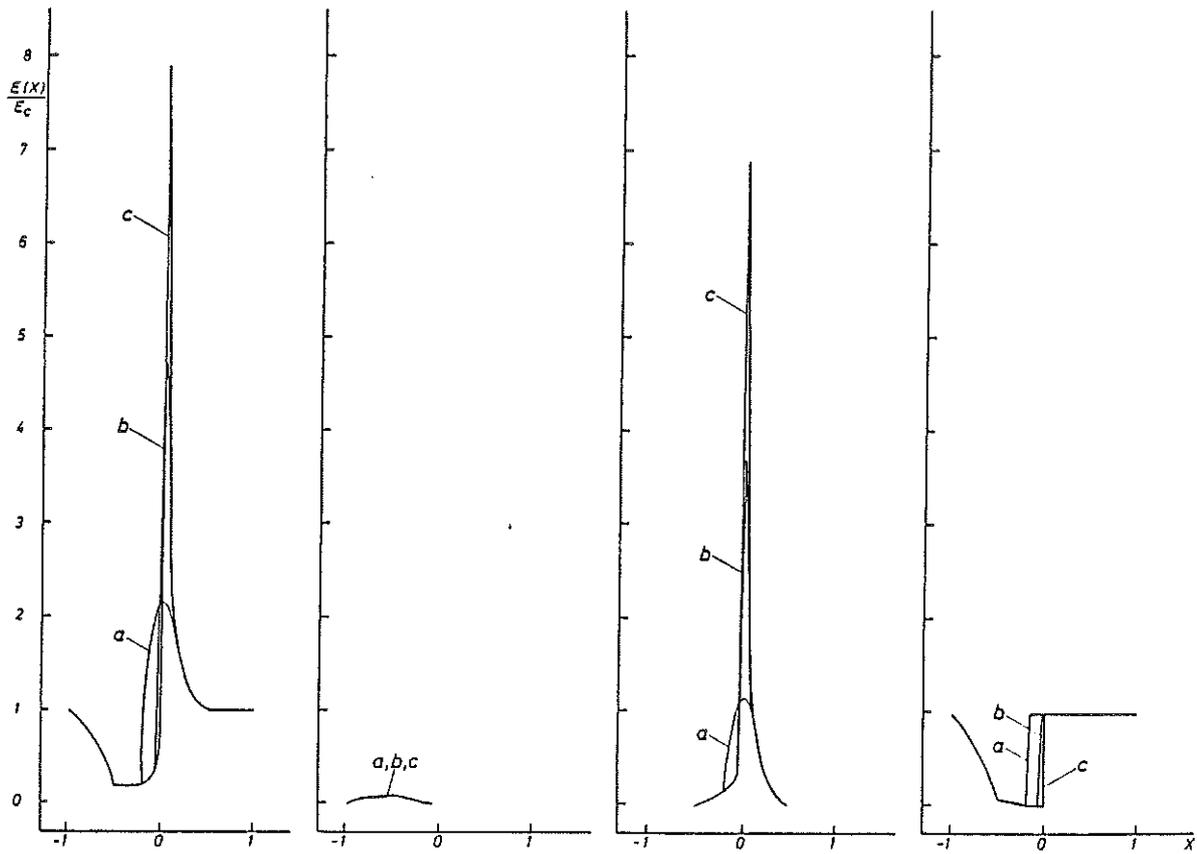


Fig. 6.22

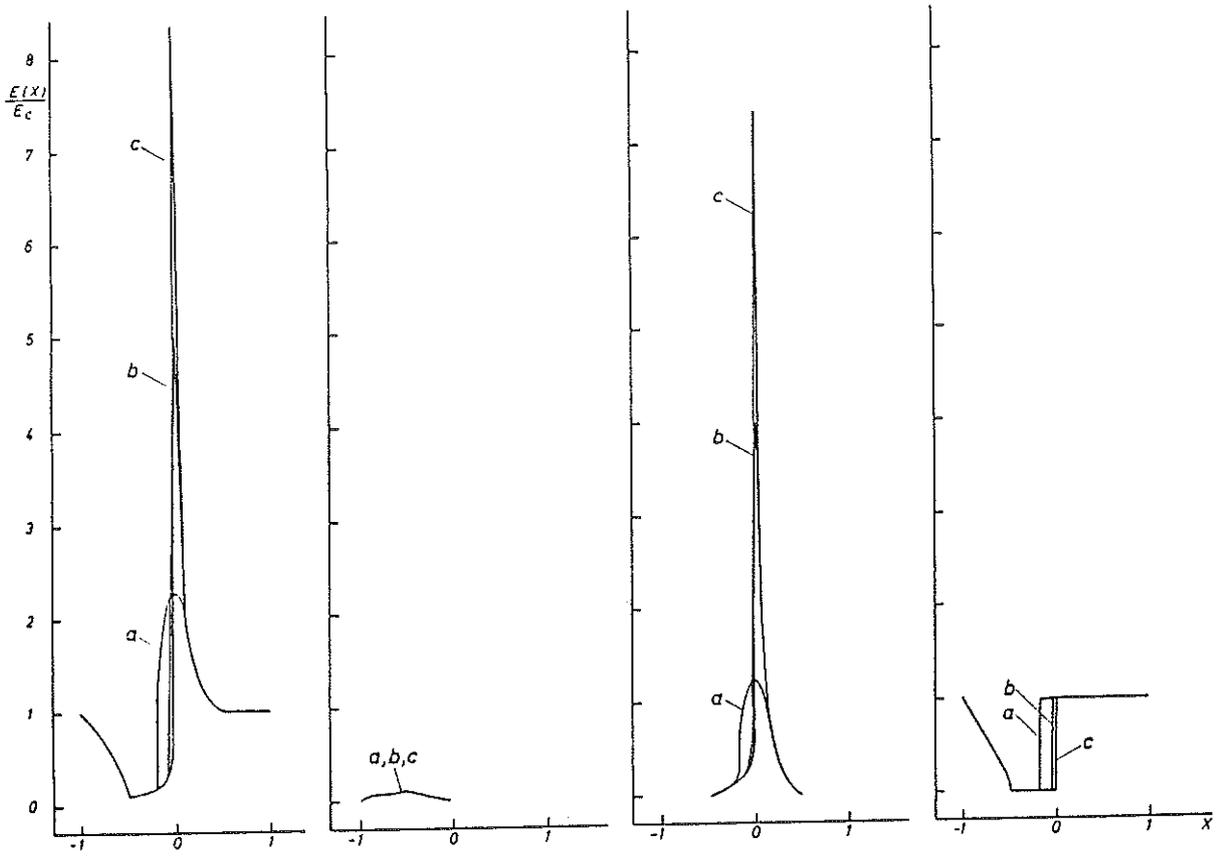


Fig. 6.23

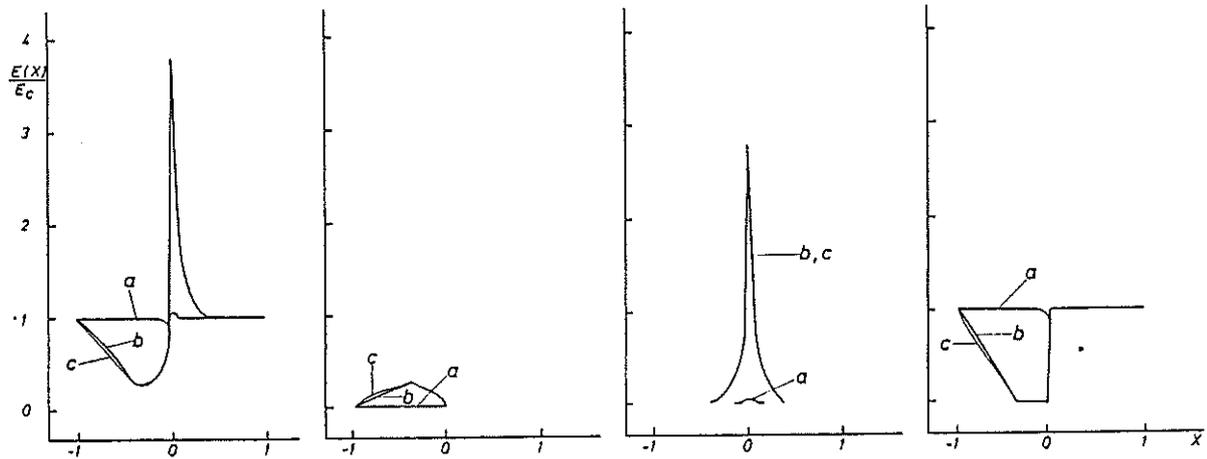


Fig. 6.24

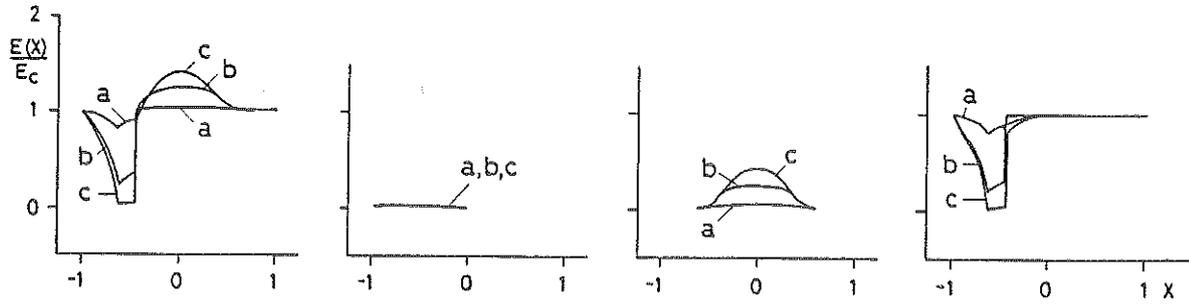


Fig. 6.25

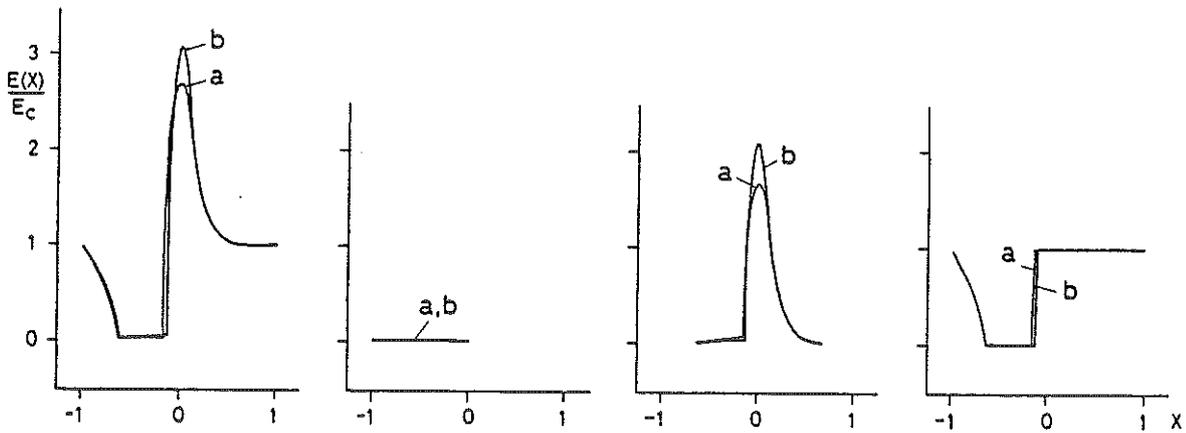


Fig. 6.26

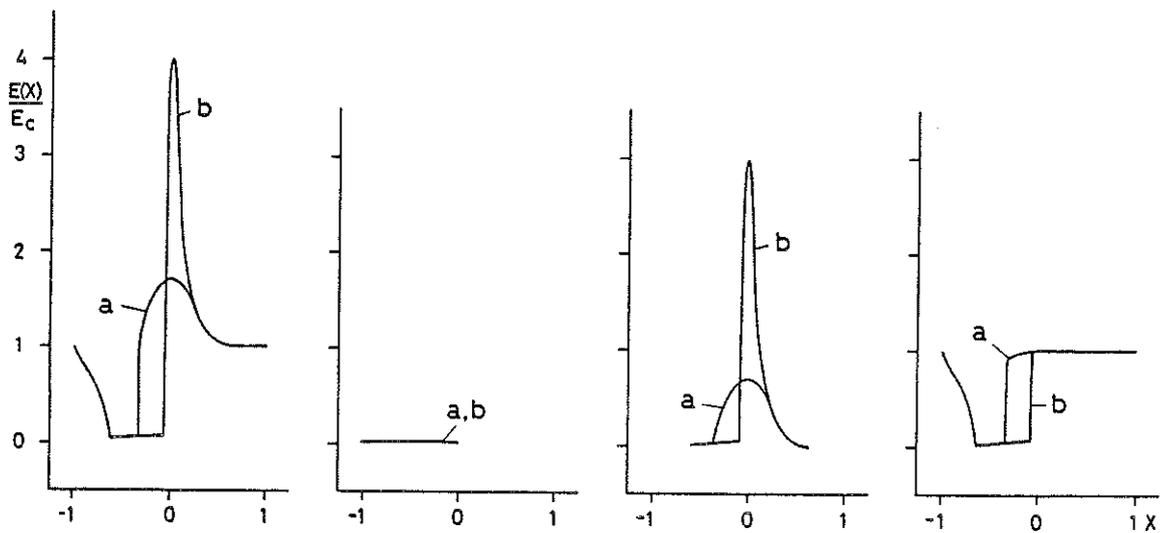


Fig. 6.27

système formé par l'étoile et l'enveloppe implique qu'il y a égalité entre les largeurs équivalentes EW_{em} et EW_{ab} des composantes du profil de raie présentes en émission et en absorption (voir fig. 4.1). Ces conditions sont strictement remplies pour les profils illustrés dans les figures 6.2-6.4.

Vu la dimension finie du disque stellaire par rapport aux dimensions de l'enveloppe, pour chaque profil illustré dans les figures 6.15-6.27, nous avons

$$EW_{em} < EW_{ab} . \quad (6.52)$$

La quantité d'énergie spectrale interceptée par le disque de l'étoile est quantitativement représentée par l'intégrale

$$EW_{oc} = \int_{-1}^0 \frac{E_1(X)}{E_c} dX , \quad (6.53)$$

que l'on peut visualiser dans le second ensemble des courbes illustrées dans les figures 6.15-6.27.

α) Enveloppe A.E

Si à partir des figures 6.15-6.19 nous comparons les valeurs de la quantité EW_{oc} en fonction de l'extension maximale L_{max} de l'enveloppe, nous concluons que l'effet d'occultation au sein des enveloppes A.E décroît lorsque la valeur L_{max} croît (cf. paragraphe A.ε).

Négligeant l'effet d'assombrissement centre-bord, il est possible de trouver des expressions analytiques simples pour les contributions $E_1(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1, X_{min}]$. En effet, nous servant du résultat 6.50, on trouve

$$\frac{E_1(X)}{E_c} = 2 \int_0^1 \frac{S_{12}}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12})) L_p dL_p , \quad (6.54)$$

$$\text{et} \quad \frac{E_3(X)}{E_c} = 2 \int_0^1 \exp(-\tau_{12}) L_p^* dL_p^* . \quad (6.55)$$

Avec une bonne approximation nous pouvons supposer constantes les quantités S_{12} et τ_{12} le long du segment d'égale fréquence X (voir figs 6.7-6.9) compris dans l'intervalle $L_p \in [0, 1]$. Tenant compte de l'expression 4.12 pour la fonction source S_{12} et nous rappelant que $\beta_{12}^3 \approx W\beta_{12}^1$, les expressions 6.54 et 6.55 prennent alors la forme simplifiée

$$\frac{E_1(X)}{E_c} \approx W(X)(1 - \exp(-\tau_{12}^r(X))), \quad (6.56)$$

$$\text{et } \frac{E_3(X)}{E_c} \approx \exp(-\tau_{12}^r(X)). \quad (6.57)$$

Dans ces expressions $\tau_{12}^r(X)$ représente l'opacité fictive radiale évaluée au point d'intersection de la surface d'égale fréquence X et de l'axe de visée et, $W(X)$ est le facteur de dilution géométrique calculé au même point.

Lorsque $X \in]X_{\min}, 0[$, le segment d'égale fréquence X ne couvre plus que partiellement le disque de l'étoile et on trouve de même que

$$\frac{E_1(X)}{E_c} \approx \frac{1}{2}(1 - \exp(-\tau_{12}^r(X_{\min})))\left(\frac{X}{X_{\min}}\right)^2, \quad (6.58)$$

$$\text{et } \frac{E_3(X)}{E_c} \approx \exp(-\tau_{12}^r(X_{\min}))\left(\frac{X}{X_{\min}}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{X}{X_{\min}}\right)^2\right). \quad (6.59)$$

Pour $X \in [-1, X_{\min}[$ et $X \in]X_{\min}, 0[$ les relations 6.56, 6.57 et 6.58, 6.59 représentent correctement le comportement des contributions $E_1(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ illustrées dans les deuxième et quatrième ensembles des courbes de chacune des figures 6.15-6.19.

Si nous représentons par X_c la fréquence à partir de laquelle le disque de l'étoile occulte totalement les surfaces d'égale fréquence $X \in [X_c, 1]$ (voir figs 6.7-6.9), on a la relation

$$X_c = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{L_{\max}}\right)^2}. \quad (6.60)$$

Ainsi pour $L_{max} = 1.1, 1.5, 5$ on obtient les valeurs respectives $X_c = 0.42, 0.75, 0.98$ et ceci nous permet de conclure que l'effet d'occultation totale n'apparaîtra perceptible sur l'aile rouge d'un profil que si l'extension maximale L_{max} de l'enveloppe vaut au plus quelques rayons stellaires.

Vu la symétrie géométrique et physique des deux hémisphères de l'enveloppe situés de part et d'autre du plan d'égale fréquence $X = 0$ (voir figs 6.7-6.9), pour $X \in [-1, 1]$ nous avons rigoureusement

$$\frac{E_2(X)}{E_c} = \frac{E_2(-X)}{E_c} . \quad (6.61)$$

Etant donné que,

$$\left. \begin{aligned} \text{si } X \in [0, 1] , \quad \frac{E(X)}{E_c} &= \frac{E_2(X)}{E_c} + 1 , \\ \text{et si } X \in [-1, 0] , \quad \frac{E(X)}{E_c} &= \frac{E_1(X)}{E_c} + \frac{E_2(X)}{E_c} + \frac{E_3(X)}{E_c} , \end{aligned} \right\} \quad (6.62)$$

nous trouvons à partir de ces résultats et de 6.56, 6.57 que la dépendance de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ en fonction de la fréquence $X \in [-1, X_{min}]$ est simplement donnée par

$$\tau_{12}^r(X) = -\ln\left(\frac{E(X)}{E_c} - \frac{E(-X)}{E_c}\right) / (1 - W(X) + 1) . \quad (6.63)$$

Cette expression généralise le résultat 6.25 que nous avons établi en supposant que l'étoile centrale était ponctuelle ($W(X) = 0$).

Si on se propose de déterminer les conditions physiques existant au sein d'un milieu matériel à partir de l'analyse d'un profil de raie observé, la méthode présentée au paragraphe A.γ reste applicable mais nous devons cette fois supposer dès le départ la nature du champ de vitesses $v(L)$ en vue d'établir une relation initiale entre le facteur de dilution géométrique $W(X)$ et la fréquence observée $X \in [-1, X_{min}]$.

β) Enveloppe D.E

L'apparence générale des profils de raies formés au sein d'enveloppes D.E est frappante (voir figs 6.20-6.27). Ils sont en effet caractérisés par une transition quasi verticale entre la composante en émission et la composante

P Cygni en absorption ainsi que par une finale abrupte de l'aile rouge au point de contact avec le continuum.

L'examen des "surfaces d'égalé fréquence $X \in [-1, 1]$ " illustrées dans les figures 6.10-6.13 permet de comprendre facilement ces traits remarquables :

i) La fréquence extrême $X = -1$ correspondant à la vitesse maximale d'éjection v_0 de l'enveloppe apparaît toujours clairement définie dans chacun de ces profils.

ii) L'effet d'occultation est total pour les surfaces fermées d'égalé fréquence $X \in [X_c, 1]$ et est par conséquent indépendant de l'extension maximale L_{\max} de l'enveloppe. Remarquant que pour $L_p = 1$ la droite parallèle à l'axe de visée est tangente à la surface d'égalé fréquence X_c , on trouve facilement au moyen de la relation 6.3 que

$$X_c = \frac{v(L_a)}{v_0} \cdot \cos(\theta_a) , \quad (6.64)$$

θ_a représentant l'angle défini en 4.26 et où la distance L_a vérifie la condition

$$L_a \sin(\theta_a) = 1 . \quad (6.65)$$

Nous servant des relations 4.27-4.29 et 4.33 nous trouvons respectivement pour les champs de vitesses 4.10 et 4.16

$$X_c = (\ell/\ell+1)^{\ell/2} (\ell+1)^{-1/2} , \quad (6.66)$$

$$\text{et } X_c = \sqrt{(1-\sin^2(\theta_a))(1+G\sin(\theta_a))/(1+G)} , \quad (6.67)$$

$$\text{avec } \sin(\theta_a) = -1/3G + \sqrt{1/3 + (1/3G)^2} . \quad (6.68)$$

Ces équations importantes permettent de déterminer directement la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) à partir de la fréquence observée X_c . Ainsi, pour les valeurs respectives $G = 1, 10$ et $\ell = 0.5, 1, 2$ nous trouvons $X_c = 0.770, 0.642$ et $X_c = 0.620, 0.500, 0.385$. L'effet d'occultation totale est d'autant plus important que la décélération de l'enveloppe est élevée.

iii) Pour la valeur du paramètre de décélération $\ell \geq 0.5$, la profondeur optique fictive τ_{12} (cf. relation 4.44) croît de façon monotone avec la distance L et par conséquent la transition abrupte entre la composante en émission et la composante P Cygni en absorption (voir figs 6.20-6.24) a lieu à la fréquence

$$X_t = -L_{\max}^{-\ell} . \quad (6.69)$$

De même, considérant le champ de vitesses 4.16 nous trouvons (voir figs 6.25-6.27)

$$X_t = -\frac{\sqrt{1+G/L_{\max}}}{\sqrt{1+G}} . \quad (6.70)$$

La valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) ayant été déterminée à partir des relations 6.66-6.68, l'extension maximale de l'enveloppe est directement donnée par les expressions 6.69, 6.70. Remarquons cependant que si la fréquence X_t est très proche de la valeur $X = 0$ (ou $X = -1/\sqrt{1+G}$) une grande incertitude affectera la détermination de la valeur $L_{\max} \gg 1$.

iv) Pour les champs de vitesses 4.10 ($\ell = 0.5$) et 4.16, la profondeur optique fictive τ_{12} étant pratiquement constante dans toute l'enveloppe (voir relations 4.44 et 4.47), les fonctions $E(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ ont leur minimum à la fréquence $X = -X_c$ (voir figs 6.20, 6.25-6.27). En effet la surface d'égale fréquence $-X_c$ est celle qui présente une section efficace maximale entre les deux droites parallèles à l'axe de visée, indiquées en traits interrompus dans les figures 6.10-6.13. De même pour $\ell > 0.5$, les fonctions $E(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ atteignent un premier minimum à la fréquence $X = -X_c$ suivi d'un second à la fréquence $X = X_t$ (voir figs 6.21-6.24).

v) Ainsi que nous l'avons mentionné au paragraphe A.ξ, l'effet d'inclinaison joue un rôle très important au sein des enveloppes D.E. Alors que négligeant cet effet nous nous attendrions à avoir $E_3(-1)/E_c = 0$ lorsque $\tau_{12} > 1$, nous trouvons presque contradictoirement que $E_3(-1)/E_c = 1$ (voir figs 6.20-6.27).

vi) Remarquant que pour $L_p = L_{\max} \cdot \sin(\theta_a)$ la droite parallèle à l'axe de visée est tangente à la surface d'égale fréquence X_0 , où

$$X_0 = (\ell+1)^{-1/2} L_{\max}^{-\ell} , \quad (6.71)$$

pour le champ de vitesses 4.10 et

$$X_0 = (1+G/L_{\max}) / \sqrt{(1+G)(1+\frac{3}{2}\frac{G}{L_{\max}})}, \quad (6.72)$$

pour le champ de vitesses 4.16, ceci explique pourquoi les surfaces d'égale fréquence X illustrées dans les figures 6.10-6.13 sont doubles si $|X| > X_0$ et simples si $|X| < X_0$.

Si la condition $\tau_{12} > 1$ est vérifiée en tout point du milieu matériel, on comprend alors facilement que la radiation spectrale émise vers un observateur par la partie la plus éloignée d'une surface double sera totalement absorbée dans la partie située la plus proche. Le degré d'excitation étant plus élevé dans la partie la plus proche d'une surface double contribuant à la radiation spectrale observée à une fréquence $X > X_0$ que dans la partie la plus éloignée contribuant à la fréquence opposée $-X$, l'asymétrie de la fonction $E_2(X)/E_c$ illustrée dans les figures 6.22-6.27 est interprétée d'une manière simple.

Au contraire si le milieu matériel est optiquement mince, c'est-à-dire que $\tau_{12} < 1$, la fonction $E_2(X)/E_c$ est quasiment symétrique comme on peut le voir à partir des figures 6.20 et 6.21.

vii) Lorsqu'on augmente l'extension maximale L_{\max} d'une enveloppe D.E, les surfaces correspondantes d'égale fréquence X ne subissent aucune déformation mais apparaissent simplement prolongées. C'est pourquoi deux profils formés sous les mêmes conditions physiques pour deux valeurs différentes de l'extension maximale de l'enveloppe, par exemple $L_{\max_1} < L_{\max_2}$, différeront principalement dans l'intervalle de fréquences $X \in [X_t(L_{\max_1}), -X_t(L_{\max_1})]$. La valeur du pic de la composante en émission ainsi que l'abrupte transition entre cette dernière et la composante P Cygni en absorption seront d'autant plus importantes que l'extension maximale L_{\max} sera grande (voir figs 6.20-6.27).

viii) Le fait que les surfaces d'égale fréquence X sont beaucoup plus concentrées autour de l'étoile centrale lorsque la valeur du paramètre de décélération augmente (voir figs 6.10-6.13) explique pourquoi le pic de la composante en émission apparaît plus aigu en fonction de ℓ (ou G) lorsqu'on compare les profils de raies dans les figures 6.23a, 6.24c et 6.25c ($L_{\max} = 5$ et $\tau_{12} > 1$).

ix) Enfin lorsque le milieu matériel est optiquement épais, $\tau_{12} > 1$, l'expression 6.51 du profil de raie $E(X)/E_c$ devient indépendante de l'opacité fictive τ_{12} . Cet effet est illustré dans les figures 6.22-6.24 où nous remarquons la forme très semblable des profils obtenus pour $\tau_{12}^{\ell} = 1$ et $\tau_{12}^{\ell} = 10^3$.

En conclusion, résumons brièvement les différentes étapes à suivre lorsqu'on se propose d'interpréter un profil de raie observé en termes des paramètres physiques et géométriques caractérisant une enveloppe D.E. La vitesse d'éjection v_0 à la surface de l'étoile, correspondant à la fréquence $X = -1$, peut être immédiatement déduite à partir de la position de la composante P Cygni en absorption la plus déplacée vers les courtes longueurs d'onde. Si v_c représente la vitesse positive mesurée sur l'aile rouge de la composante en émission à partir de laquelle l'effet d'occultation devient total, la fréquence $X_c = v_c/v_0$ nous fournit directement la valeur du paramètre de décélération λ (ou G) de l'enveloppe (voir relations 6.66-6.68) et par conséquent le champ de vitesses $v(L)$. L'extension maximale L_{\max} de l'enveloppe (voir relations 6.69 et 6.70) est alors estimée en localisant la vitesse $v_c = X_c v_0$ où a lieu l'abrupte transition entre la composante en émission et la composante P Cygni en absorption. En vue de déterminer la distribution de la densité $n(L)$ des atomes au sein de l'enveloppe, on est inévitablement amené à devoir résoudre l'équation 6.51 du profil de raie sur la base des résultats obtenus ci-avant et pour différents choix de la distribution de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(L)$ (cf. relation 6.27). On adopterait au départ les distributions données en 4.44 (ou 4.47) pour différentes valeurs du paramètre τ_{12}^l et en comparant les résultats de ces applications numériques avec le profil de raie observé, on ajusterait la fonction $\tau_{12}^r(L)$ jusqu'à ce qu'un bon accord théorie-observation soit atteint. Si on y arrive, l'équation 6.29 combinée avec 6.27 nous permet de déterminer le taux de perte de masse de l'objet central, supposant que son rayon R^* et l'abondance η_0 de l'espèce atomique considérée soient connus. Rappelons cependant que si le milieu matériel est optiquement épais, le profil de raie est alors indépendant du choix de l'opacité fictive $\tau_{12}^r(L) > 1$ et dans ce cas, il est seulement possible de fixer une limite inférieure au taux de perte de masse.

D. EFFET D'ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD

Dans toutes les applications numériques précédentes (cf. figs 6.15-6.27) nous avons supposé que le disque de l'étoile centrale émettait un continuum sans effet d'assombrissement centre-bord. Considérant les lois extrêmes d'assombrissement centre-bord du type (voir relation 3.46)

$$\begin{aligned}
 & \text{(a) } \psi(\theta^*) = 1 \quad , \\
 & \text{(b) } \psi(\theta^*) = \cos(\theta^*) \quad , \\
 \text{et} & \quad \text{(c) } \psi(\theta^*) = \cos^2(\theta^*) \quad ,
 \end{aligned}
 \tag{6.73}$$

nous avons calculé au moyen des équations 6.50 et 6.51 les profils de raies correspondants, les conditions physiques S_{12} et τ_{12} ayant été déterminées en tenant compte respectivement des expressions 3.47, 3.48 et 3.69, 3.70 pour la contribution $J_{12}^{3,5}$ du champ de radiation spectrale au sein des enveloppes A.E et D.E. Les résultats de ces applications numériques sont présentés dans les figures 6.28-6.33 pour différents ensembles de valeurs des paramètres ℓ (ou G), τ_{12}^{ℓ} et L_{\max} (voir table 6.2).

Table 6.2

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 6.28-6.33

Figure	ℓ (ou G)	τ_{12}^{ℓ}	L_{\max}
6.28	-0.5	10^9	5
6.29	-1	10^3	50
6.30	-2	10^3	5
6.31	G = 400	1	5
6.32	$\ell = 0.5$	10	5
6.33	$\ell = 1$	10	5

α) Enveloppe A.E

L'examen des figures 6.28-6.30 montre qu'en général l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire n'affecte que très peu les profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E. Ceci peut être simplement expliqué comme suit:

i) La quantité S_{12}/\bar{I}_c qui apparaît dans l'expression 6.50 du profil de raie est pratiquement indépendante de l'effet d'assombrissement centre-bord. En effet, particularisant au cas $\ell = -1$ et nous servant des relations 3.47, 3.48 et 4.12 nous trouvons facilement que

$$S_{12} = I_c \int_{\Omega=4\pi W} \psi(\theta^*) \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (6.74)$$

Utilisant les relations existant entre les variables W , θ et θ^* (cf. fig. 3.4), à savoir

$$\omega = 2\pi(1-\cos(\theta)) , \quad (6.75)$$

Figs 6.28-6.33 : voir légendes dans la table 6.2

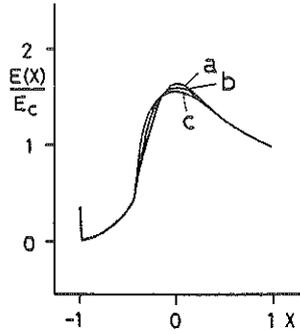


Fig. 6.28

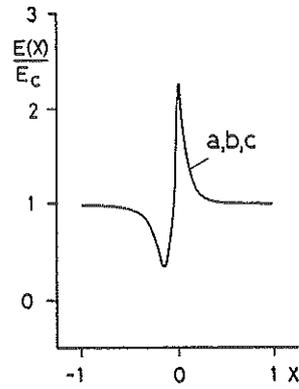


Fig. 6.29

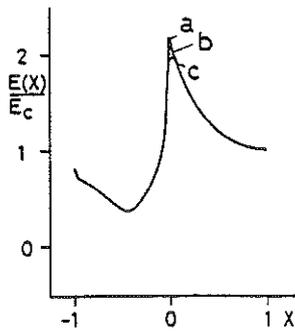


Fig. 6.30

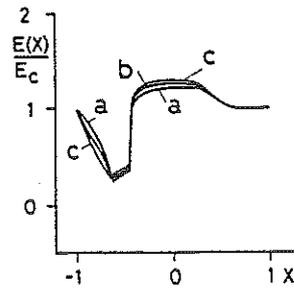


Fig. 6.31

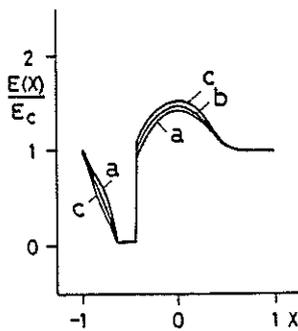


Fig. 6.32

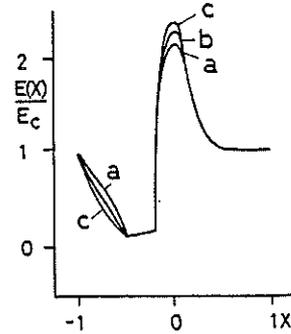


Fig. 6.33

$$\sin(\theta^*) = L \sin(\theta) , \quad (6.76)$$

et considérant la loi $\psi(\theta^*) = \cos^2(\theta^*)$, l'expression 6.74 se réduit à

$$S_{12} = I_c \left(\frac{1}{2}(1-L^2) \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{1}{L}\right)^2} \right) + \frac{L^2}{6} \left(1 - \left(1 - \left(\frac{1}{L}\right)^2\right)^{3/2} \right) \right) . \quad (6.77)$$

Développant au second ordre les facteurs $\sqrt{1 - (1/L)^2}$ et $\left(1 - (1/L)^2\right)^{3/2}$ pour $L \gg 1$, on obtient

$$S_{12} \approx I_c W / 2 , \quad (6.78)$$

où le facteur de dilution géométrique W est donné par l'approximation 4.57. Avec la définition 6.43 pour \bar{I}_c , on trouve alors que

$$\bar{I}_c = I_c / 2 , \quad (6.79)$$

et finalement

$$\frac{S_{12}}{\bar{I}_c} \approx W . \quad (6.80)$$

En réalité l'erreur relative entre la valeur S_{12}/\bar{I}_c exacte (cf. relation 6.77) et celle donnée en 6.80 devient nettement inférieure à 1% pour $L > 2$.

Si nous avons considéré le cas $\psi(\theta^*) = 1$, nous aurions directement obtenu le résultat 6.80 à partir de 4.12 et nous avons ainsi démontré que la quantité S_{12}/\bar{I}_c dont dépend le profil de raie 6.50 est pratiquement indépendante de l'effet d'assombriement centre-bord pour $L \gg 1$.

ii) Etant donné que les quantités S_{12}/\bar{I}_c et S_{12}/I_c respectivement calculées en tenant compte d'une loi d'assombriement $\psi(\theta^*) \neq 1$ et $\psi(\theta^*) = 1$ ne diffèrent entre elles que dans une région de l'enveloppe située très près de l'étoile, on comprend aisément à partir des figures 6.7-6.9 pourquoi les profils correspondants ne se différencient qu'autour de la fréquence centrale $X = 0$. En effet, seules les surfaces d'égale fréquence $X \approx 0$ sont partiellement situées dans le proche voisinage de l'étoile.

On voit aussi à partir des figures 6.7-6.9 que l'intervalle de fréquences affecté par l'effet d'assombriement centre-bord sera plus large pour $\ell = -0.5$ (voir fig. 6.28) que pour $\ell = -2$ (voir fig. 6.30).

Enfin l'extension des surfaces d'égale fréquence $X \approx 0$ augmentant avec la valeur L_{\max} , ceci explique aussi pourquoi les profils de raies a, b, c apparaissent confondus dans la figure 6.29.

β) Enveloppe D.E

On remarque immédiatement à partir des figures 6.31-6.33 que l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire se marque très fort sur les profils formés au sein d'enveloppes D.E dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1, X_c]$. Notons toutefois qu'indépendamment de cet effet, les fréquences $X = -1$, X_c et X_t conduisant à la détermination du paramètre de décélération (voir relations 6.66-6.68) et de l'extension maximale de l'enveloppe (voir relations 6.69 et 6.70) restent parfaitement définies.

Comparant les profils de raies a, b, c dans chacune des figures précédentes on peut aussi constater que pour une fréquence donnée $X \in [-X_c, X_c]$ la valeur $E(X)/E_c$ correspondante apparaît d'autant plus élevée que la loi d'assombrissement 6.73 est dure. Cet écart observé est dû au fait que la valeur de la quantité S_{12}/\bar{I}_c dont dépend l'expression 6.51 du profil de raie croît avec l'importance de l'effet d'assombrissement centre-bord. Considérant par exemple les profils de raies a et c dans la figure 6.33 ($\ell = 1$, $\tau_{12} > 1$) on peut facilement montrer qu'il en est bien ainsi. En effet, rappelant l'expression 4.34 pour la fonction source S_{12} au sein d'une enveloppe D.E il suffit de démontrer que

$$\frac{J_{12}^{5'}}{\bar{I}_c} > \frac{J_{12}^5}{\bar{I}_c}, \quad (6.81)$$

$J_{12}^{5'}$ et J_{12}^5 représentant les contributions du champ moyen de radiation spectrale respectivement dues au continuum stellaire assombri (voir relation 3.69) et non assombri (voir relation 3.67). Nous servant des relations 3.67-3.70 et du résultat 6.79, la condition 6.81 prend la forme équivalente

$$\int_{\Omega=4\pi W} \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \exp(-\tau'_{12}) 2\cos^2(\theta^*) \frac{d\omega}{4\pi} > \int_{\Omega=4\pi W} \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \exp(-\tau'_{12}) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (6.82)$$

soit encore en tenant compte des relations 6.75 et 6.76,

$$\int_0^{\theta_c} \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} 2(1-L^2 \sin^2(\theta)) \sin(\theta) d\theta > \int_0^{\theta_c} \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \sin(\theta) d\theta, \quad (6.83)$$

la valeur de l'angle θ_c ayant été définie en 4.28. Le passage de 6.82 à 6.83 est immédiat si on se rappelle que le long des directions $\theta \in [\theta_c, \arcsin(1/L)]$ (voir fig. 3.6) le lieu géométrique des points distants C'_0 occulte totalement le disque stellaire. Enfin pour que la condition 6.83 soit vérifiée, il suffit que

$$\sin(\theta) < \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{L}, \quad (6.84)$$

et vu l'expression 4.28 de l'angle θ_c , ceci est toujours vrai pour autant que $L > 1$ (c.q.f.d.).

Il est remarquable de constater à partir des figures 6.31-6.33 que la forme exacte de la composante P Cygni en absorption comprise dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1, -X_c]$ est étroitement liée au choix de la loi d'assombrissement $\psi(\theta^*)$. Considérant par exemple les profils de raies a, b, c dans les figures 6.32 ($\lambda = 0.5$, $\tau_{12} > 1$) et 6.33 ($\lambda = 1$, $\tau_{12} > 1$) nous montrons ci-dessous que cette dépendance est directement associée au comportement de la contribution $E_3(X)/E_c$ au profil de raie 6.51.

En effet pour $X \in [-1, -X_c]$ nous avons

$$\frac{E_3(X)}{E_c} = \frac{2I_c}{I_c} \int_0^1 \psi(L_p^*) \exp(-\tau_{12}) \exp(-\tau_{12}^*) L_p^* dL_p^*, \quad (6.85)$$

et vu que les surfaces d'égale fréquence $X \in [-1, -X_c]$ occultent complètement le disque stellaire (voir figs 6.10 et 6.11) entre $L_p^* = 0$ et $L_p^* = L_p^*(X)$, l'expression 6.85 se réduit à

$$\frac{E_3(X)}{E_c} = \frac{2I_c}{I_c} \int_{L_p^*(X)}^1 \psi(L_p^*) L_p^* dL_p^*. \quad (6.86)$$

Combinant les relations 4.10, 6.3 et 6.40 on peut facilement exprimer la dépendance de L_p^* en fonction de L le long d'une surface d'égale fréquence X

$$L_p^* = L \sqrt{1 - (X \cdot L^\lambda)^2}. \quad (6.87)$$

Remarquant que L_p^* s'annule pour $L = 0$ et $L = X^{-2\ell}$, il est simple de montrer que L_p^* est extremum en

$$L^* = ((\ell+1)X^2)^{-1/2\ell} . \quad (6.88)$$

Si $L^* > 1$, c'est-à-dire pour $X \in [-1/\sqrt{\ell+1}, -X_c]$ on trouve au moyen de 6.87 que

$$L_p^*(X) = \sqrt{\frac{\ell}{\ell+1}} ((\ell+1)X^2)^{-1/2\ell} , \quad (6.89)$$

et si $L^* < 1$, c'est-à-dire pour $X \in [-1, -1/\sqrt{\ell+1}]$,

$$L_p^*(X) = \sqrt{1-X^2} . \quad (6.90)$$

Pour les lois d'assombrissement 6.73 a, b et c, l'expression 6.86 se simplifie alors respectivement à

$$\left. \begin{aligned} \text{(a)} \quad \frac{E_3(X)}{E_c} &= (1-L_p^*(X))^2 , \\ \text{(b)} \quad \frac{E_3(X)}{E_c} &= (1-L_p^*(X))^{3/2} , \\ \text{et (c)} \quad \frac{E_3(X)}{E_c} &= (1-L_p^*(X))^2 . \end{aligned} \right\} \quad (6.91)$$

Tenant compte des relations 6.89, 6.90, nous avons illustré dans les figures 6.34 ($\ell = 0.5$) et 6.35 ($\ell = 1$) le comportement de la fonction $E_3(X)/E_c$ donnée en 6.91.

Comparant ces résultats aux profils calculés dans les figures 6.32 et 6.33 nous concluons qu'il est possible d'estimer l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire à partir de la forme exacte de la composante P Cygni observée dans un profil de raie formé au sein d'une enveloppe D.E.

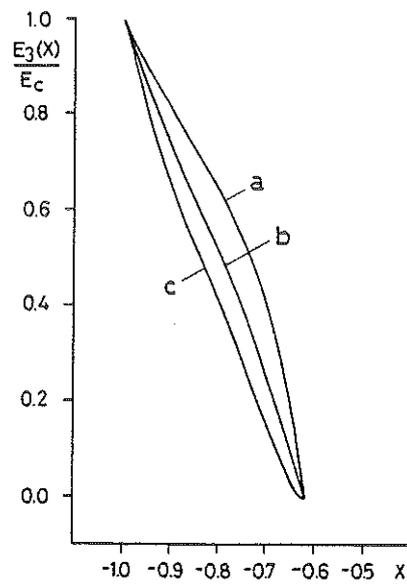


Fig. 6.34 Comportement de la fonction $E_3(X)/E_c$ dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1, -X_c]$ pour les différentes lois d'assombrissement centre-bord 6.73 a, b, c et pour $l = 0.5$, $\tau_{12} > 1$ (voir texte).

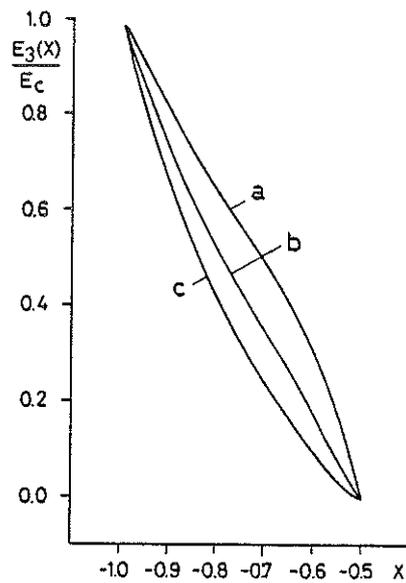


Fig. 6.35 Comportement de la fonction $E_3(X)/E_c$ dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1, -X_c]$ pour les différentes lois d'assombrissement centre-bord 6.73 a, b, c et pour $l = 1$, $\tau_{12} > 1$ (voir texte).

E. ROLE DES COLLISIONS

Castor et Lamers (1979) ont discuté et illustré l'effet des collisions sur la formation des profils de raies au sein d'enveloppes A.E. Ils montrent que lors de la détermination des conditions physiques régnant au sein d'enveloppes A.E, on peut toujours négliger le rôle des collisions si la condition suivante

$$\varepsilon \tau_{12} < \frac{W I_c}{B_{V_{12}}(T_e)}, \quad (6.92)$$

est satisfaite en tout point du milieu matériel considéré. Ceci est en parfait accord avec nos résultats établis au chapitre 4, § C où nous avons conclu que si la probabilité de fuite β_{12}^1 d'un photon créé au sein d'une enveloppe A.E (ou D.E) était supérieure à la probabilité ε qu'il soit détruit sur place par une désexcitation collisionnelle et que le critère 4.93 était vérifié, alors les expressions 4.12 et 4.34 obtenues pour la fonction source S_{12} en supposant que $\varepsilon = 0$ demeuraient inchangées.

Nous renvoyons le lecteur au travail de Castor et Lamers (1979) pour constater la forme complexe que peuvent prendre les profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E lorsqu'on tient compte du rôle des collisions et nous illustrons ci-dessous par quelques exemples numériques ce qu'il peut en être au sein des enveloppes D.E.

Adoptant le champ de vitesses 4.16 pour $G = 400$, $L_{\max} = 5$, $B_{V_{12}}(T_e) = I_c$ et différentes combinaisons des valeurs des paramètres τ_{12} et ε (voir table 6.3), nous avons illustré dans les figures 6.36-6.38 la variété des profils de raies obtenus en résolvant rigoureusement l'équation 6.51.

Table 6.3

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 6.36-6.38 (voir texte)

Figure	Référence	ε	τ_{12}^{ℓ}
6.36	a	0.001	0.1
	b	0.1	0.1
	c	0.001	5
6.37	a	0.1	5
	b	0.001	600
6.38	a	0.001	10^4
	b	0.1	100

Figs 6.36-6.38 : voir légendes dans la table 6.3

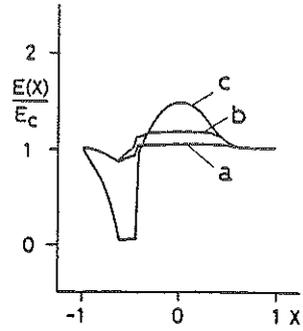


Fig. 6.36

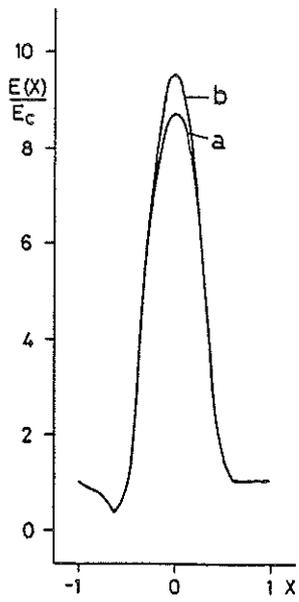


Fig. 6.37

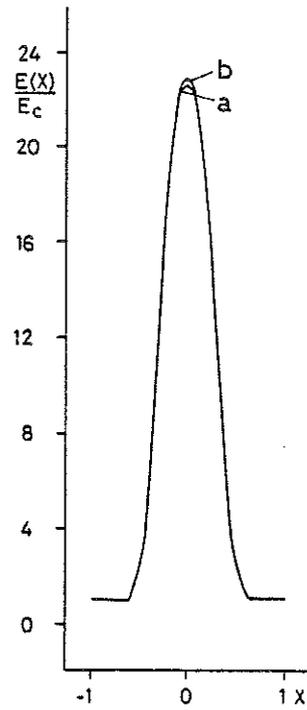


Fig. 6.38

Pour les valeurs des paramètres $\epsilon = 0.001$ et $\tau_{12}^{\ell} = 0.1$, 5 nous avons $\beta_{12}^1 > \epsilon$, $S_{12} \approx S_{12}^5$ (voir relation 4.86 et fig. 4.41) et les profils de raies a, c illustrés dans la figure 6.36 sont identiques à ceux calculés pour le cas conservatif $\epsilon = 0$. Pour $\epsilon = 0.1$ et $\tau_{12}^{\ell} = 0.1$ les collisions ont un effet déterminant sur le comportement de la fonction source S_{12} (voir fig. 4.43) et le profil de raie b dans la figure 6.36 montre une nette déviation par rapport au profil a ($\epsilon = 0$).

Pour les ensembles des paramètres $\epsilon = 0.1$, $\tau_{12}^{\ell} = 5$ et $\epsilon = 0.001$, $\tau_{12}^{\ell} = 600$ nous avons $\beta_{12}^1 \sim \epsilon$, $S_{12} \approx S_{12}^4$ (voir relation 4.83 et fig. 4.44) et les profils de raies a, b illustrés dans la figure 6.37 sont caractérisés par une large et très intense composante en émission due à la source supplémentaire des photons créés au sein de l'enveloppe par les processus de collisions. Il est remarquable de constater la similitude entre les deux profils de raies, calculés pour des valeurs aussi différentes des paramètres ϵ et τ_{12}^{ℓ} .

Enfin pour $\epsilon = 0.001$, $\tau_{12}^{\ell} = 10^4$ et $\epsilon = 0.1$, $\tau_{12}^{\ell} = 100$ nous avons $\beta_{12}^1 < \epsilon$ et $S_{12} \approx B_{\nu_{12}}(T_e)$ (voir relation 4.83 et fig. 4.42). Le milieu matériel étant homogène $S_{12} \approx I_c$ et optiquement épais ($\tau_{12} > 1$) dans toute l'enveloppe, on trouve facilement à partir de l'équation 6.51 que pour $X \in [-1, 0[$,

$$\frac{E_1(X)}{E_c} \approx 1 - \frac{E_3(X)}{E_c}, \quad (6.93)$$

et donc finalement que pour $X \in [-1, 1]$,

$$\frac{E(X)}{E_c} \approx \frac{E_2(X)}{E_c} + 1. \quad (6.94)$$

Ceci explique pourquoi la composante P Cygni en absorption a totalement disparu dans les profils a et b illustrés dans la figure 6.38.

L'intensité $E_2(X)/E_c$ de la large et intense composante en émission est approximativement donnée par le produit de la fonction source S_{12} normalisée au continuum stellaire I_c et la projection de la surface d'égale fréquence X sur le plan perpendiculaire à l'axe de visée. En particulier pour $X = 0$ nous avons

$$\frac{E(0)}{E_c} \approx (L_{\max}^2 - 1) \frac{S_{12}}{I_c} + 1, \quad (6.95)$$

et pour $L_{\max} = 5$, $S_{12} \approx I_c$ nous trouvons $E(0)/E_c \approx 25$ en accord avec les résultats illustrés dans la figure 6.38.

Ces quelques résultats conduisent naturellement aux conclusions suivantes :

i) Si le rôle des collisions est important au sein des milieux matériels en expansion rapide, il devient impossible d'interpréter univoquement les profils de raies correspondants (cf. figs 6.37 et 6.38) en termes des paramètres physiques caractérisant l'enveloppe.

ii) Considérant le cas des enveloppes D.E, la valeur du paramètre de décélération peut être déduite à partir de l'effet d'occultation totale observé à la fréquence X_c si et seulement si la composante P Cygni en absorption est présente (cf. figs 6.36 et 6.37).

iii) L'importance du rôle des collisions dans la formation des profils de raies au sein d'enveloppes A.E (cf. fig. 14 dans Castor et Lamers, 1979) ou D.E (voir figs 6.36-6.38) est en général marquée par le fait que $EW_{em} > EW_{ab}$.

F. CONCLUSIONS

Pour le cas d'un atome à deux niveaux, nous avons déduit dans le cadre de l'approximation de Sobolev une expression analytique simple pour les profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E en suivant pas à pas la trajectoire des photons entre le point où ils sont émis à la surface de l'étoile et celui où ils atteignent l'observateur (Surdej, 1979a). Au moyen de cette expression, nous avons construit numériquement une variété de profils de raies caractérisés par la présence d'une composante P Cygni en absorption décalée vers les courtes longueurs d'onde et d'une composante en émission centrée autour de la longueur d'onde au repos. Nous avons montré au cours de cette première approche que si la probabilité de destruction ϵ des photons par désexcitation collisionnelle était négligeable vis-à-vis de la probabilité de fuite β_{12}^1 et que si les dimensions du milieu matériel étaient grandes par rapport au rayon de l'étoile, il était alors possible de déduire univoquement la distribution de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$, la nature du champ de vitesses macroscopiques $v(L)$ et par conséquent le taux de perte de masse de l'étoile centrale à partir de l'analyse d'un profil de raie observé. Nous avons ensuite tenu compte de la dimension finie du disque stellaire ainsi que de la présence éventuelle d'une raie photosphérique sous-jacente (cf. Castor et Lamers, 1979) et montré que si la forme de cette dernière était a priori connue, la méthode d'analyse mentionnée ci-avant restait applicable.

En vue d'inclure les effets d'occultation et d'inclinaison dus à la dimension finie du disque stellaire, le transfert spatial complexe des photons au sein des enveloppes D.E, l'effet d'assombrissement centre-bord de l'étoile centrale ainsi que le rôle des collisions, nous avons établi des équations plus générales pour le calcul des profils de raies qui sont directement applicables aux multiples transitions radiatives $i \rightarrow j$ d'un atome à n niveaux. A partir de ces équations

nous avons illustré, toujours pour le cas simple d'un modèle d'atome à deux niveaux, de nombreux profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E et D.E et nous avons discuté leurs dépendances en termes des divers paramètres physiques et géométriques introduits.

Pour le cas des enveloppes A.E nous avons conclu que si les dimensions du milieu matériel étaient de l'ordre de quelques rayons stellaires au plus, l'effet d'occultation totale de l'enveloppe par le disque stellaire se marquait par une finale abrupte de l'aile rouge du profil de raie en émission et que de même l'effet d'assombrissement centre-bord de l'étoile centrale pouvait affecter appréciablement la forme exacte du profil de la raie. Si par contre l'enveloppe A.E dans laquelle se forme le profil de raie est très étendue ($L_{\max} \gg 1$) ces deux effets peuvent être négligés avec une très bonne approximation.

Considérant les profils de raies formés au sein d'enveloppes D.E, nous avons montré qu'ils étaient principalement caractérisés par une transition quasi verticale entre la composante P Cygni en absorption et la composante en émission ainsi que par la présence d'une finale abrupte de l'aile rouge du profil en émission, indépendamment de l'extension maximale de l'enveloppe. Nous avons conclu qu'il était possible de déduire la valeur du paramètre de décélération, la valeur L_{\max} de l'extension maximale de l'enveloppe D.E ainsi que le type de loi d'assombrissement centre-bord à partir de l'analyse d'un profil de raie observé. Afin de déterminer la distribution de la densité $n(L)$ des atomes au sein de l'enveloppe D.E et donc le taux de perte de masse de l'étoile, nous avons vu qu'on était inévitablement amené à devoir résoudre l'équation générale du profil de raie pour différents choix de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ jusqu'à ce qu'un bon accord soit obtenu entre la théorie et les observations.

Enfin, supposant que la probabilité de destruction ϵ des photons par désexcitation collisionnelle soit comparable à la probabilité de fuite β_{12}^1 , nous avons illustré par quelques exemples numériques la nature complexe des profils de raies formés au sein d'enveloppes D.E. Ceux-ci présentent en général une large et intense composante en émission, pouvant même masquer totalement la composante P Cygni en absorption. Pour ce type de profil de raie observé, caractérisé par le fait que $EW_{em} > EW_{ab}$, nous avons montré qu'il était généralement impossible de déduire univoquement les paramètres physiques et géométriques de l'enveloppe.

CHAPITRE 7 - FORMATION DE PROFILS DE RAIES POUR UN
DOUBLET DE RESONANCE DANS DES
ENVELOPPES STELLAIRES EN EXPANSION RAPIDE

La plupart des profils de raies de type P Cygni observés dans le spectre ultraviolet d'étoiles de type chaud et de quasars correspondent en fait à des doublets de résonance (voir fig. 7.1) dont la séparation des niveaux atomiques supérieurs 2 et 3, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} , est souvent inférieure à la vitesse maximale v_{max} d'expansion de l'enveloppe dans laquelle ils sont formés. Nous citerons par exemple les doublets de résonance de C IV ($\lambda\lambda$ 1548.188, 1550.762), Mg II ($\lambda\lambda$ 2795.528, 2802.704), N V ($\lambda\lambda$ 1238.808, 1242.796), O VI ($\lambda\lambda$ 1031.928, 1037.619) et Si IV ($\lambda\lambda$ 1393.755, 1402.770 Å) pour lesquels la séparation des niveaux 2 et 3 vaut respectivement $\Delta v_{23} = 498, 770, 965, 1653$ et 1939 km/sec. Rappelons aussi que chacun de ces doublets de résonance est caractérisé par une force d'oscillateur f_{13} valant le double de la force d'oscillateur f_{12} et que les poids statistiques des niveaux atomiques 1, 2 et 3 sont respectivement égaux à $g_1 = 2, g_2 = 2$ et $g_3 = 4$.

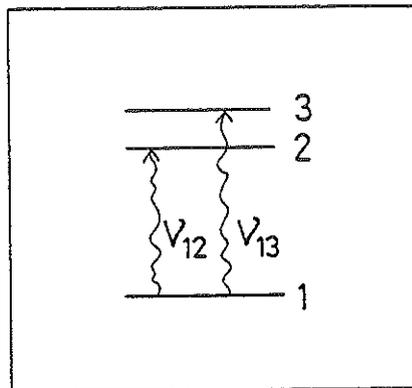


Fig. 7.1 Niveaux atomiques inférieur (1) et supérieurs (2, 3) correspondant aux transitions radiatives $1 \rightarrow 2$ et $1 \rightarrow 3$ pour un doublet de résonance.

Utilisant une méthode numérique de type Monte-Carlo pour le calcul du transfert de la radiation spectrale dans les transitions de résonance $1 \rightarrow 2$ et $1 \rightarrow 3$, Hewitt et Noerdlinger (1974) ont été les premiers à présenter des profils de raies de type P Cygni formés au sein d'enveloppes A.E dans le contexte de l'approximation de Sobolev. Ces auteurs négligent cependant de tenir compte de la dimension finie

du disque stellaire (effets d'occultation et d'inclinaison) et comme ils ne discutent nullement le comportement du degré d'excitation, des forces radiatives, etc., dans ce travail, il est difficile de comprendre quantitativement la formation des profils de raies calculés vis-à-vis du choix de la séparation relative Δv_{23} des niveaux atomiques supérieurs, des champs de vitesses, de la distribution de l'opacité fictive, etc.

Plus récemment, Castor et Lamers (1979) ont proposé un algorithme permettant le calcul d'un profil formé par un doublet de résonance à partir des profils de raies simples formés individuellement par chacune des composantes au sein d'une enveloppe A.E. Cette technique de calcul ne présente en fait que peu d'intérêt car en plus d'être seulement approximative elle n'apporte aucune information nouvelle au sujet de la physique du transfert.

Nous plaçant nous aussi dans le cadre de l'approximation de Sobolev, nous proposons dans ce chapitre l'étude du comportement des fonctions source, des forces radiatives et de la formation de profils de raies pour un doublet de résonance au sein d'enveloppes A.E et D.E.

A. EQUATIONS D'EQUILIBRE STATISTIQUE

Ayant pour but de calculer des profils de raies formés par un doublet de résonance au sein d'enveloppes en expansion rapide et caractérisés par une largeur équivalente EW_{em} de la composante en émission à peu près égale à celle EW_{ab} de la composante en absorption (cf. chapitre 4, voir fig. 4.1), nous sommes amenés à décrire le transfert de la radiation résonante pour le cas d'un modèle d'atome à trois niveaux (voir fig. 7.1).

Les équations d'équilibre statistique qui régissent les populations des niveaux supérieurs 2 et 3 valent respectivement

$$\begin{aligned} n_1(B_{12}J_{12}+C_{12}) &= n_2(B_{21}J_{12}+A_{21}+C_{21}) \quad , \\ \text{et} \quad n_1(B_{13}J_{13}+C_{13}) &= n_3(B_{31}J_{13}+A_{31}+C_{31}) \quad , \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} n_1(B_{12}J_{12}+C_{12}) &= n_2(B_{21}J_{12}+A_{21}+C_{21}) \quad , \\ n_1(B_{13}J_{13}+C_{13}) &= n_3(B_{31}J_{13}+A_{31}+C_{31}) \quad , \end{aligned}} \right\} (7.1)$$

où n_1, n_2, n_3 représentent les concentrations numériques par unité de volume des atomes peuplant les niveaux 1, 2, 3; B_{12}, B_{21}, A_{21} et B_{13}, B_{31}, A_{31} les probabilités de transition de Milne-Einstein respectivement associées aux transitions radiatives $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$; C_{12}, C_{21} et C_{13}, C_{31} les probabilités d'excitation et de désexcitation collisionnelles et enfin J_{12}, J_{13} les intensités moyennes du champ de radiation spectrale correspondant aux transitions de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$.

Par suite de la définition 4.4 de la probabilité ϵ de désexcitation d'un atome par collisions et dû au fait que les rapports des probabilités C_{21}/A_{21} et C_{31}/A_{31} ne dépendent pratiquement que de la température électronique T_e de l'enveloppe (Ivanov, 1973), les équations d'équilibre statistique 7.1 se simplifient aisément à

$$\left. \begin{aligned} S_{12} &= (1-\epsilon)J_{12} + \epsilon B_{V_{12}}(T_e) \quad , \\ \text{et} \quad S_{13} &= (1-\epsilon)J_{13} + \epsilon B_{V_{13}}(T_e) \quad , \end{aligned} \right\} \quad (7.2)$$

où les quantités $B_{V_{12}}(T_e)$ et $B_{V_{13}}(T_e)$ représentent la fonction de Planck calculée à la température T_e pour les transitions $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$ et où S_{12} et S_{13} sont les fonctions source respectives explicitées en 3.6-3.7.

Si les photons émis dans les transitions radiatives $2 \rightleftharpoons 1$ et $3 \rightleftharpoons 1$ possèdent une probabilité nulle d'être détruits ($\epsilon = 0$) au cours des diffusions élémentaires qu'ils subissent au sein de l'atmosphère, les expressions des fonctions source S_{12} et S_{13} données en 7.2 se réduisent évidemment à

$$\left. \begin{aligned} S_{12} &= J_{12} \quad , \\ \text{et} \quad S_{13} &= J_{13} \quad . \end{aligned} \right\} \quad (7.3)$$

En vue d'isoler le rôle spécifique du transfert des photons de résonance, nous supposons comme au chapitre 4 qu'il y a conservation dans l'enveloppe du nombre d'atomes n_0 , correspondant à une espèce d'ions, éjectés à la surface de l'étoile. L'équation de continuité implique alors que la concentration volumique $n(r)$ des atomes en un point \vec{r}

$$n(r) = n_1 + n_2 + n_3 \quad (7.4)$$

est fixée par la relation 4.6.

Considérant les distributions de vitesses du type 4.10 pour les valeurs du paramètre d'accélération $\lambda = -0.5, -1, -2$ (enveloppes A.E) et 4.10 pour les valeurs du paramètre de décélération $\lambda = 0.5, 1, 2$ et 4.16 (enveloppes D.E), nous déduisons au prochain paragraphe les expressions des champs radiatifs J_{12} et J_{13} dont dépend le comportement des fonctions source S_{12} et S_{13} .

B. CHAMPS DE RADIATION SPECTRALE J_{12} ET J_{13}

α) Enveloppe A.E

Un observateur situé en un point fixe R (voir fig. 7.2) et se déplaçant avec le fluide à une vitesse v_s le long d'un axe de visée s voit la radiation émise en un point R' avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{ij}$ ($\nu_{ij} = \nu_{12}$ ou $\nu_{ij} = \nu_{13}$) décalée à la fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{kl}$ ($\nu_{kl} = \nu_{13}$ ou $\nu_{kl} = \nu_{12}$) telle que (voir relation 2.7)

$$\nu_L = \nu'_L + \frac{\nu_{ij}}{c} \left(v'_s - \frac{\nu_{kl}}{\nu_{ij}} v_s \right) \quad , \quad (7.5)$$

v'_s représentant la vitesse macroscopique du fluide au point R' projetée le long de l'axe s.

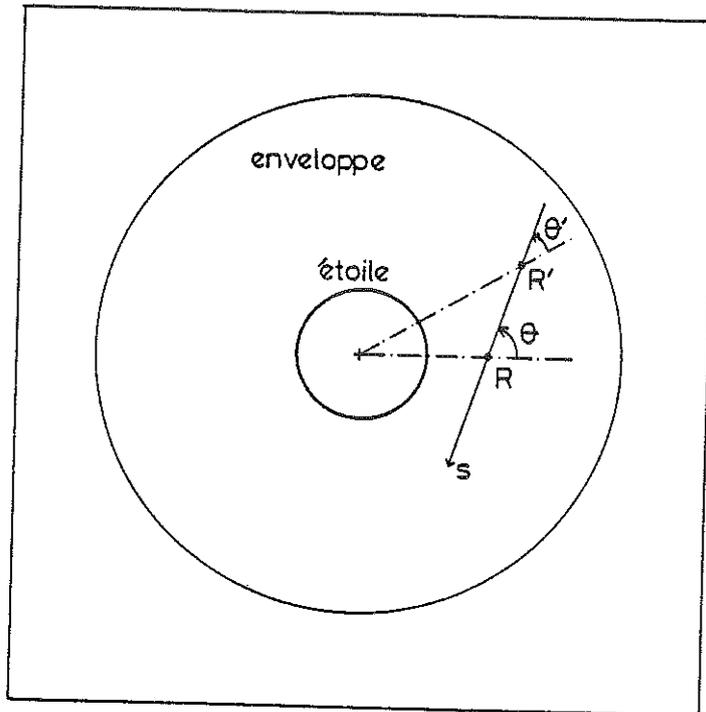


Fig. 7.2 Direction quelconque R'R le long de laquelle un photon émis en R' avec une fréquence locale ν'_L apparaît en R avec une fréquence locale ν_L (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

Vu l'état général d'expansion existant au sein d'une enveloppe A.E (cf. chapitre 3, § C), nous avons l'inégalité

$$v'_s - v_s < 0 \quad , \quad (7.6)$$

et comme le rapport des fréquences ν_{kl}/ν_{ij} est de l'ordre de l'unité, la fréquence locale ν_L du photon émis en R' sera nécessairement décalée vers le rouge par rapport à sa fréquence locale initiale ν'_L . On comprend dès lors aisément qu'au sein d'une enveloppe A.E seuls les photons émis avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ dans la transition radiative $3 \rightarrow 1$ en un point R' peuvent interagir avec les atomes situés au voisinage du point R , via la transition radiative $1 \leftrightarrow 2$, à une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{12}$.

Explicitant les quantités v_s et v'_s en fonction du champ de vitesses $v(r)$ et des angles θ, θ' (voir fig. 7.2), le "lieu géométrique (R, R')" des points R' par rapport à un point fixe R satisfaisant cette condition est évidemment donné par le système d'équations (voir relation 7.5)

$$\left. \begin{aligned} v(r') \cos(\theta') &= \frac{\lambda_{13}}{\lambda_{12}} (v(r) \cos(\theta) + \Delta v_{23}) \quad , \\ r' \sin(\theta') &= r \sin(\theta) \quad , \end{aligned} \right\} \quad (7.7)$$

$$\text{avec} \quad \Delta v_{23} = \frac{\lambda_{12} - \lambda_{13}}{\lambda_{13}} \cdot c \quad , \quad (7.8)$$

où nous avons avantageusement remplacé les fréquences ν_{12}, ν_{13} par les longueurs d'onde correspondantes $\lambda_{12}, \lambda_{13}$.

Définissant par

$$\Delta X_{23} = \Delta v_{23} / v_{\max} \quad , \quad (7.9)$$

le rapport de la séparation des niveaux 2 et 3, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} , à la vitesse maximale v_{\max} d'expansion de l'enveloppe et adoptant le champ de vitesses 4.10, nous avons illustré les lieux géométriques (R, R') des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($L = 1$), R_2 ($L = 5$), R_3 ($L = 10$) et R_4 ($L = 20$) dans les figures 7.3 ($\ell = -0.5, \Delta X_{23} = 0.1$), 7.4 ($\ell = -1, \Delta X_{23} = 0.1$), 7.5 ($\ell = -1, \Delta X_{23} = 0.25$), 7.6 ($\ell = -1, \Delta X_{23} = 0.50$) et 7.7 ($\ell = -2, \Delta X_{23} = 0.1$), l'extension maximale de l'enveloppe ayant été choisie à $L_{\max} = 20$.

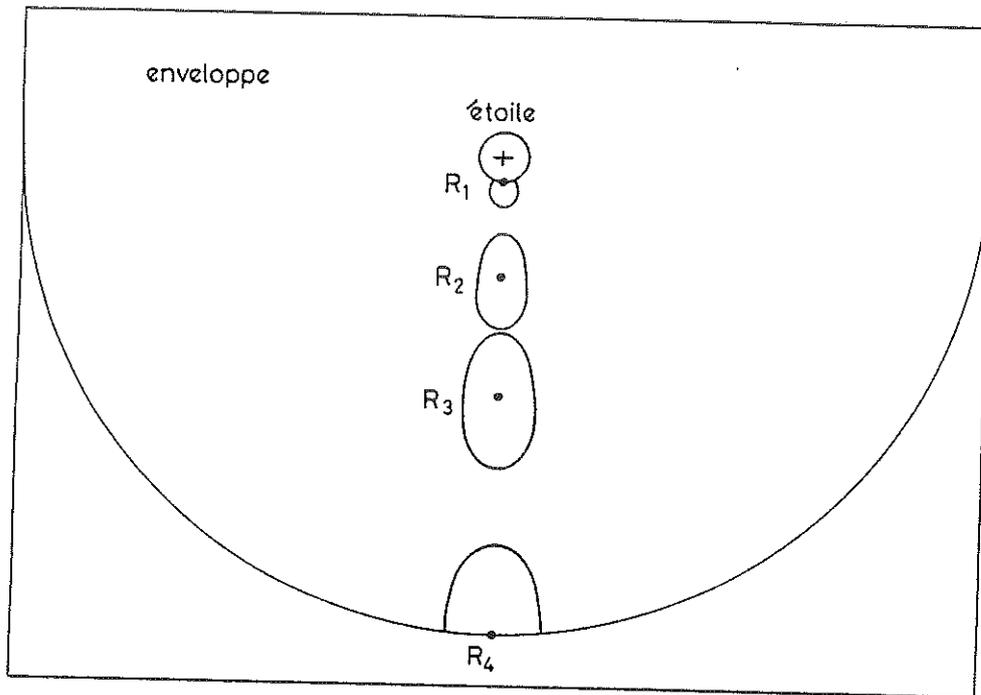


Fig. 7.3 Lieux géométriques (R, R') des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($L = 1$), R_2 ($L = 5$), R_3 ($L = 10$) et R_4 ($L = 20$) pour les valeurs des paramètres $l = -0.5$, $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 20$.

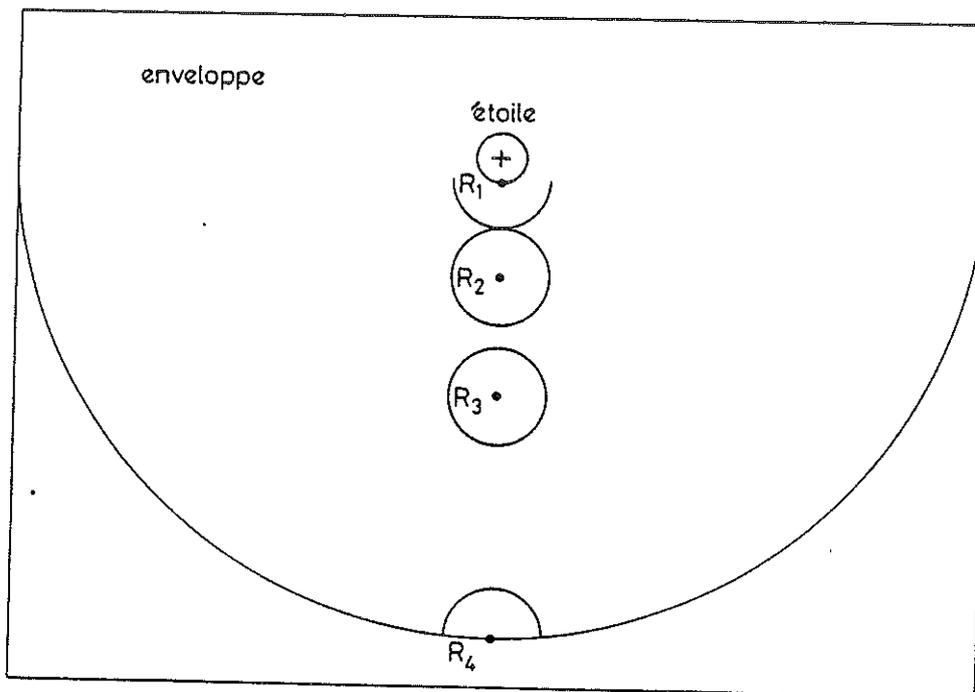


Fig. 7.4 Lieux géométriques (R, R') des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($L = 1$), R_2 ($L = 5$), R_3 ($L = 10$) et R_4 ($L = 20$) pour les valeurs des paramètres $l = -1$, $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 20$.

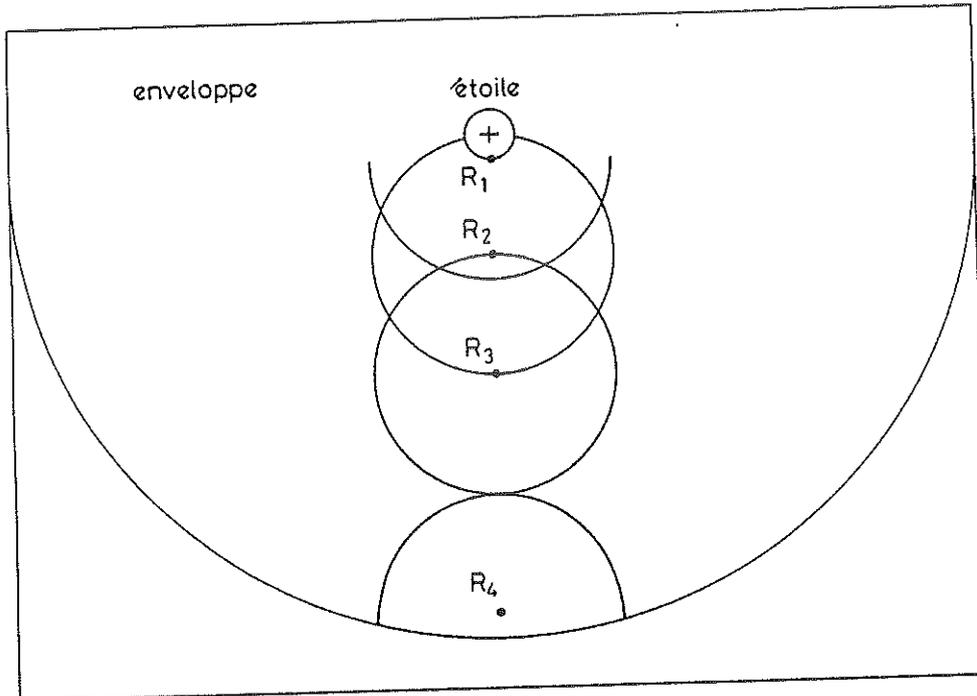


Fig. 7.5 Lieux géométriques (R, R') des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($L = 1$), R_2 ($L = 5$), R_3 ($L = 10$) et R_4 ($L = 20$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = -1$, $\Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 20$.

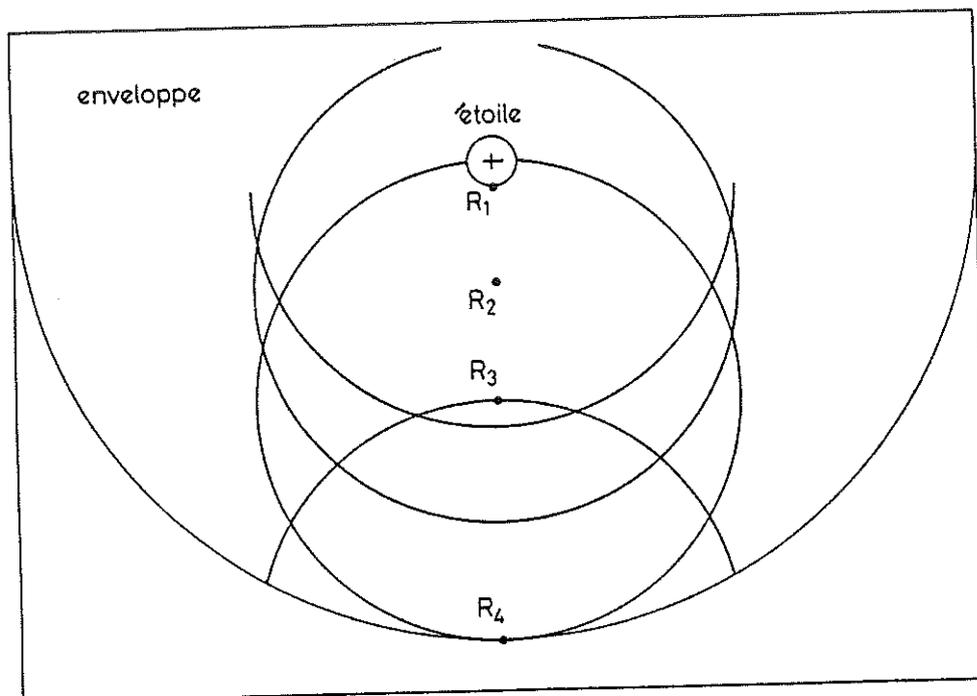


Fig. 7.6 Lieux géométriques (R, R') des points R' par rapport aux points fixes R_1 ($L = 1$), R_2 ($L = 5$), R_3 ($L = 10$) et R_4 ($L = 20$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = -1$, $\Delta X_{23} = 0.50$ et $L_{\max} = 20$.

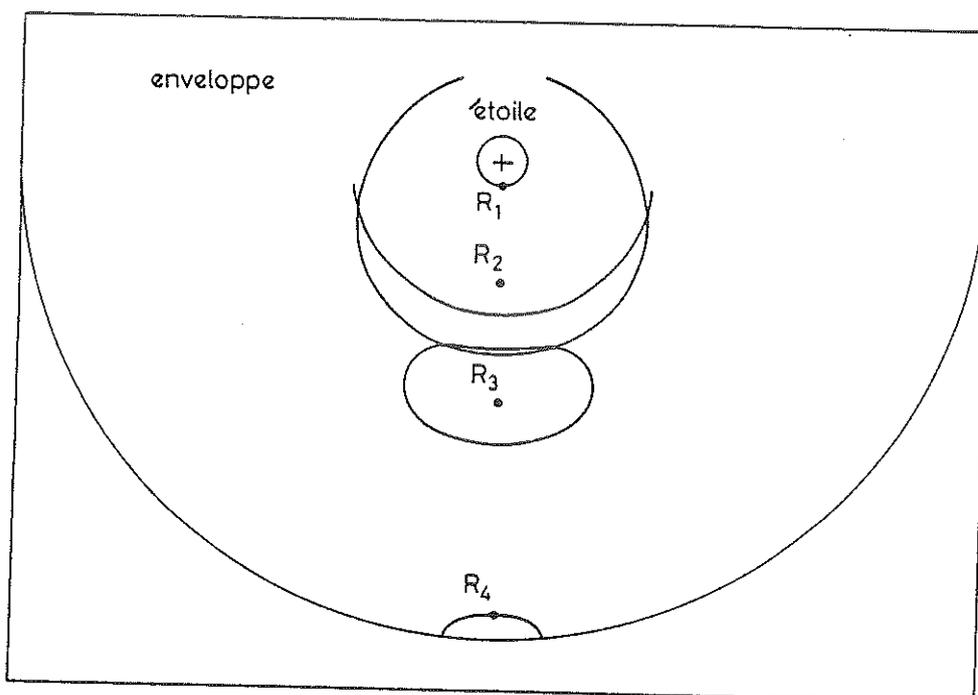


Fig. 7.7 Lieux géométriques (R, R') des points R' par rapport aux points fixes R₁ (L = 1), R₂ (L = 5), R₃ (L = 10) et R₄ (L = 20) pour les valeurs des paramètres $\ell = -2$, $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 20$.

Pour la valeur du paramètre d'accélération $\ell = -1$ (voir figs 7.4-7.6), le taux d'expansion de l'enveloppe est le même en tout point R et suivant chaque direction de l'espace (isotropie), et, par conséquent, ceci explique pourquoi le lieu géométrique (R, R') se réduit à une sphère centrée autour du point fixe R et dont le rayon ΔL vaut

$$\Delta L = \Delta X_{23} \cdot L_{\max} \quad . \quad (7.10)$$

Ainsi, plus la séparation des niveaux atomiques 2 et 3 devient grande, plus distantes deviennent les interactions radiatives entre atomes situés aux points R et R' et celles-ci s'annulent d'ailleurs lorsque $\Delta X_{23} = 2$. Inversement, lorsque $\Delta X_{23} \rightarrow 0$, c'est-à-dire lorsque le rayon ΔL de la sphère devient inférieur à la distance ΔS (voir relation 3.1) au-delà de laquelle la vitesse macroscopique v_s de l'enveloppe varie d'une quantité Δv_s égale, en ordre de grandeur, à la vitesse maximale u_{\max} d'agitation thermique et/ou de turbulence des atomes, le transfert de la radiation spectrale prend un caractère purement local et le modèle d'atome à trois niveaux développé pour le calcul du degré d'excitation, des forces radiatives et des profils formés par un doublet de résonance doit être parfaitement représenté par le modèle

d'atome à deux niveaux que nous avons traité aux chapitres 4-6. Combinant les relations 3.1 et 7.10 pour le cas particulier $\ell = -1$, on remarque qu'il en est toujours ainsi lorsque

$$\Delta X_{23} < \frac{2u_{\max}}{v_{\max}} . \quad (7.11)$$

Pour la valeur du paramètre d'accélération $\ell = -0.5$ (resp. $\ell = -2$) le gradient de vitesse radiale $dv(r)/dr$ décroît (resp. croît) extérieurement et vu la dépendance directionnelle du gradient de vitesse $\partial v_s / \partial s$ illustrée dans la figure 4.36, on comprend intuitivement fort bien l'aspect différent des lieux géométriques (R, R') illustrés dans les figures 7.3 et 7.7 pour les valeurs du paramètre d'accélération $\ell = -0.5$ et $\ell = -2$.

En vue de déterminer les expressions J_{12} , J_{13} du champ moyen de radiation spectrale dans les transitions de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$, nous sommes d'abord amenés à chercher les expressions des profondeurs optiques fictives τ_{12} et τ_{13} (cf. relation 3.26) caractérisant chacune des composantes du doublet. Combinant les relations 3.3, 3.26, 4.6, 4.41, 4.43 et 7.4 on trouve aisément (cf. chapitre 4, § A.8) pour le champ de vitesses 4.10

$$\begin{aligned} \tau_{12} &= \tau_{12}^{\ell} L^{2\ell-1} F(\theta) \left(1 - \frac{g_1 n_2}{g_2 n_1}\right) / \left(1 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_1}\right) , \\ \text{et} \quad \tau_{13} &= \tau_{13}^{\ell} L^{2\ell-1} F(\theta) \left(1 - \frac{g_1 n_1}{g_3 n_1}\right) / \left(1 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_1}\right) , \end{aligned} \quad (7.12)$$

la fonction indicatrice $F(\theta)$ étant explicitée en 4.46 et où les expressions τ_{12}^{ℓ} , τ_{13}^{ℓ} de la profondeur optique radiale ($\theta = 0$) évaluée à la surface de l'étoile ($L = 1$) valent respectivement

$$\begin{aligned} \tau_{12}^{\ell} &= \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} \frac{R^* n_0}{v_0 |\ell|} , \\ \text{et} \quad \tau_{13}^{\ell} &= \frac{\pi e^2}{mc} f_{13} \lambda_{13} \frac{R^* n_0}{v_0 |\ell|} . \end{aligned} \quad (7.13)$$

Le champ moyen de radiation spectrale J_{13} n'étant pas perturbé par le champ de photons émis dans la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$, son expression vaut simplement (cf. chapitre 3, § C, voir relations 3.39 et 3.44)

$$J_{13} = S_{13}(1-\beta_{13}^1) + I_c \beta_{13}^3 \quad (7.14)$$

Nous rappelons que le premier terme apparaissant dans le membre droit de cette expression représente la contribution "locale" J_{13}^1 au champ moyen J_{13} due à la radiation spectrale émise dans la transition $1 \rightleftharpoons 3$ par des atomes "voisins" et que le second terme correspond à la contribution J_{13}^3 de la radiation émise par le continuum de l'étoile avec une intensité I_c constante dans l'intervalle de fréquences $[\nu_{12} - \nu_{12} \cdot v_{\max}/c, \nu_{13} + \nu_{13} \cdot v_{\max}/c]$ où se forme le profil de raie composite. Nous rappelons aussi (voir relations 3.29 et 3.45) que β_{13}^1 est la probabilité de fuite locale d'un photon émis dans la transition $1 \rightleftharpoons 3$ et que β_{13}^3 représente la probabilité qu'un photon émis en un point quelconque de la surface stellaire interagisse avec un atome situé au point R.

Par analogie à la détermination du champ de radiation spectrale au sein d'une enveloppe D.E (cf. chapitre 3, § D) où nous avons pris en considération les interactions radiatives entre atomes distants, il est facile d'établir l'expression du champ moyen J_{12} au sein d'une enveloppe A.E en tenant compte des interactions radiatives des atomes en un point R avec le champ de photons émis à une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ par des atomes situés le long du lieu géométrique (R, R') . On trouve facilement que

$$J_{12} = S_{12}(1-\beta_{12}^1) + I_c \beta_{12}^5 + J_{12}^2 \quad (7.15)$$

$$\text{où} \quad J_{12}^2 = \int_{\Omega(R, R')} S_{13}(1-\exp(-\tau_{13})) \frac{(1-\exp(-\tau_{12})) d\omega}{\tau_{12} 4\pi} \quad (7.16)$$

Le premier terme dans le membre droit de l'expression 7.15 rend compte de la contribution "locale" J_{12}^1 au champ moyen J_{12} due à la radiation spectrale émise dans la transition $1 \rightleftharpoons 2$ par des atomes "voisins". Tenant compte du fait que les rayons joignant le disque stellaire au point fixe R peuvent intercepter le lieu géométrique (R, R') , le second terme représente la contribution J_{12}^5 (cf. relation 3.67) due à la radiation émise par le continuum de l'étoile. L'expression de la probabilité de fuite β_{12}^5 vaut évidemment (cf. relation 3.68)

$$\beta_{12}^5 = \int_{\Omega=4\pi W} \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \exp(-\tau_{13}) \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (7.17)$$

où le facteur $\exp(-\tau_{13})$ rend compte de la probabilité qu'un photon émis à la surface stellaire vers le point R ne soit pas absorbé dans la transition $1 \rightarrow 3$ par des atomes au voisinage d'un point R'. Nous prenons la convention de poser $\tau'_{13} = 0$ dans la relation 7.17 si la direction joignant la surface de l'étoile au point R n'intercepte pas le lieu géométrique (R, R'). Enfin, la quantité J_{12}^2 représente la contribution au champ moyen J_{12} (cf. relation 3.66) due à la radiation spectrale émise par des atomes situés au voisinage des points R' avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ et apparaissant au point fixe R avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{12}$. L'angle solide d'intégration $\Omega(R, R')$ dans la relation 7.16 englobe toutes les directions de l'espace pour lesquelles le système d'équations 7.7 est vérifié.

β) Enveloppe D.E

Un observateur situé en un point fixe R au sein d'une enveloppe D.E et se déplaçant avec le fluide voit le long de la direction radiale un état général de contraction de l'enveloppe tandis que le long d'un axe perpendiculaire à celle-ci, l'enveloppe présente un état général d'expansion. Par conséquent, il existe au sein d'une enveloppe D.E en plus d'un couplage radiatif entre atomes distants émettant et absorbant des photons de même fréquence locale (cf. chapitre 3, § D) deux types de couplage radiatif additionnels correspondant à l'émission de photons de fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ (resp. $\nu''_L \approx \nu_{12}$) par des atomes situés en des points R' (resp. R'') et pouvant interagir avec des atomes situés en un point fixe R (voir fig. 7.2) à la fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{12}$ (resp. $\nu_L \approx \nu_{13}$).

Le système d'équations 7.7 permet la construction immédiate du lieu géométrique (R, R') pour les champs de vitesses 4.10 ($\ell = 0.5, 1, 2$) et 4.16. Remplaçant les fréquences $\nu_L, \nu_{k\ell}$ et ν'_L, ν_{ij} dans la relation 7.5 respectivement par ν_{13} et ν_{12} , on obtient de même le système d'équations

$$\left. \begin{aligned} v(r'') \cos(\theta'') &= \frac{\lambda_{12}}{\lambda_{13}} v(r) \cos(\theta) - \Delta v_{23} , \\ r'' \sin(\theta'') &= r \sin(\theta) , \end{aligned} \right\} \quad (7.18)$$

qui décrit le "lieu géométrique (R, R'') " des points R'' à partir desquels des atomes émettant des photons avec une fréquence locale initiale $\nu_L'' \approx \nu_{12}$ apparaissent au point fixe R avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{13}$.

Adoptant les champs de vitesses 4.10 et 4.16 et posant $v_{\max} = v_0$ dans la relation 7.9, nous avons illustré les lieux géométriques (R, R') , en traits interrompus, et (R, R'') , en traits mixtes, dans les figures 7.8 ($\ell = 0.5$, $\Delta X_{23} = 0.1$, $L = 2$), 7.9 ($\ell = 1$, $\Delta X_{23} = 0.1$, $L = 1$), 7.10 ($\ell = 1$, $\Delta X_{23} = 0.1$, $L = 2$), 7.11 ($\ell = 1$, $\Delta X_{23} = 0.1$, $L = 5$), 7.12 ($\ell = 1$, $\Delta X_{23} = 0.01$, $L = 2$), 7.13 ($\ell = 1$, $\Delta X_{23} = 0.25$, $L = 2$), 7.14 ($\ell = 1$, $\Delta X_{23} = 0.50$, $L = 2$), 7.15 ($\ell = 2$, $\Delta X_{23} = 0.1$, $L = 2$) et 7.16 ($v_\infty = 0.3 v_0$, $\Delta X_{23} = 0.1$, $L = 2$), l'extension maximale de l'enveloppe ayant été fixée arbitrairement à $L_{\max} = 5$. On reconnaît aussi dans chacune de ces figures le lieu géométrique (R, R''') (en traits continus) des points distants R''' présentant une vitesse relative nulle par rapport au point fixe R (cf. chapitre 3, § D, voir relations 3.52, 3.53 et figs 3.5-3.8).

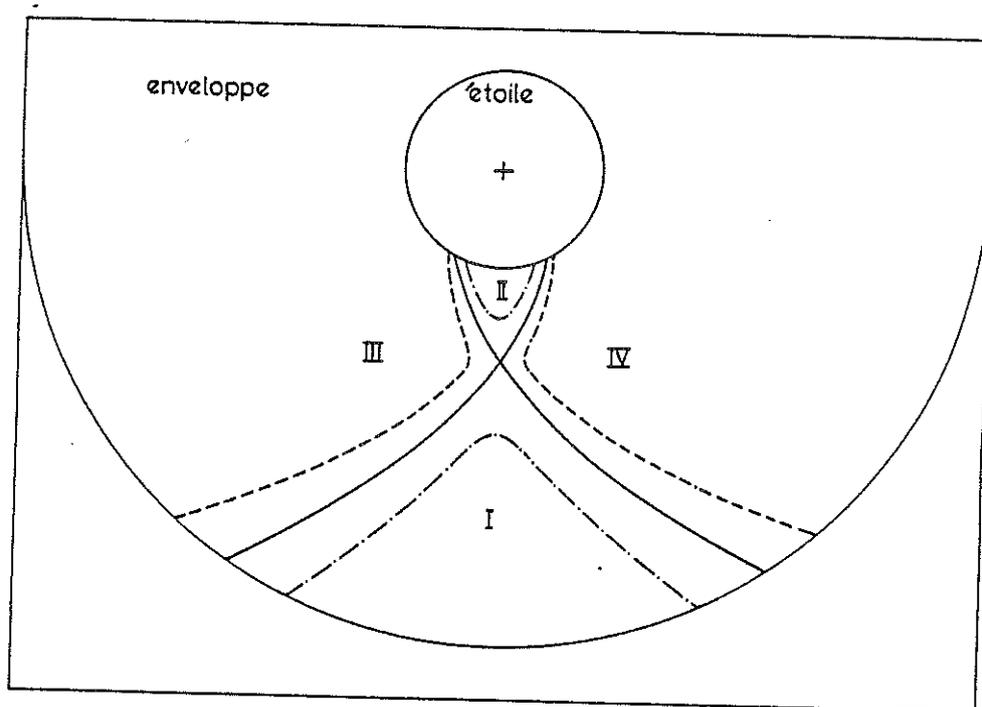


Fig. 7.8 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 2$) pour les valeurs des paramètres $\ell = 0.5$, $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 5$.

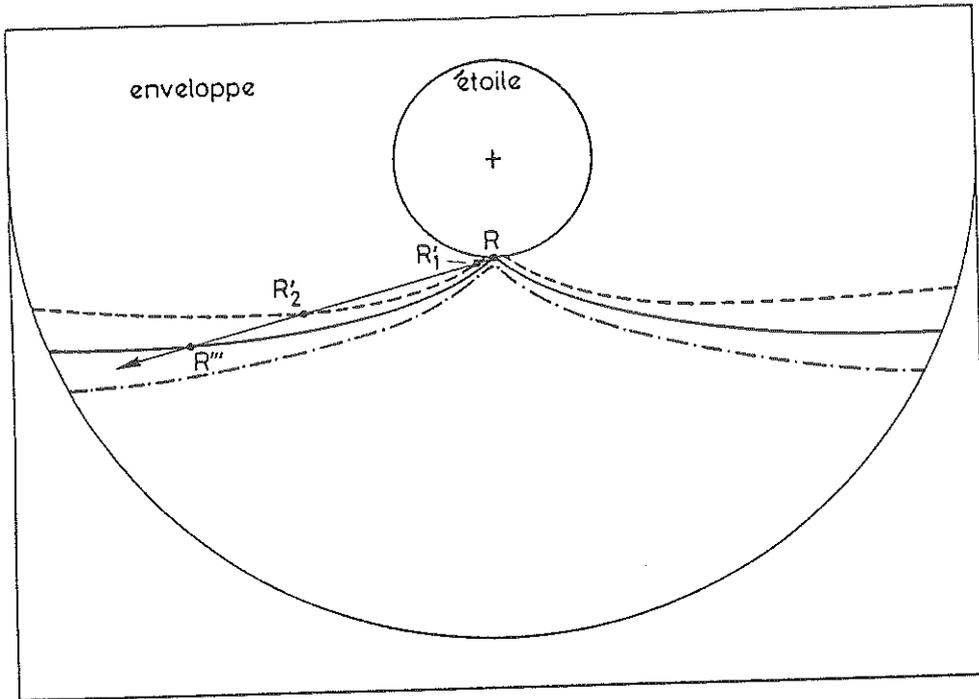


Fig. 7.9 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 1$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = 1$, $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 5$.

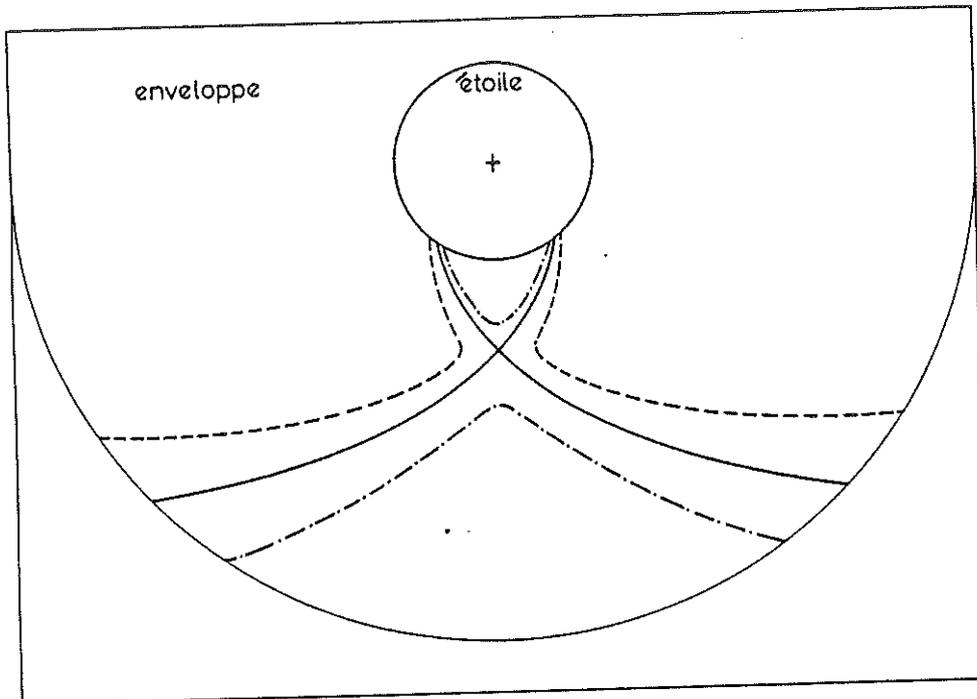


Fig. 7.10 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 2$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = 1$, $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 5$.

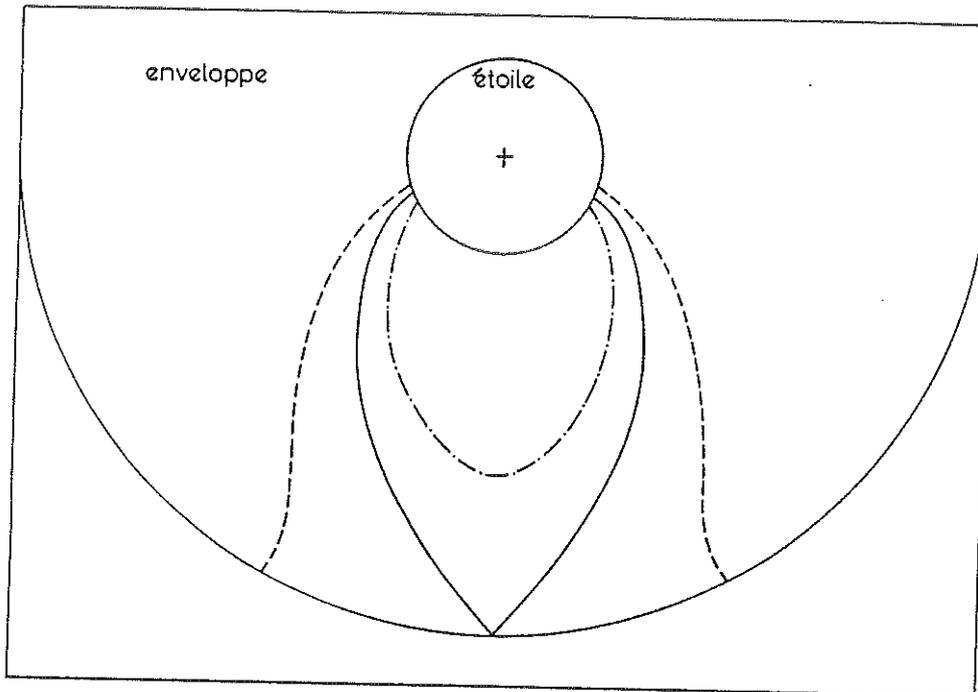


Fig. 7.11 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 5$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = 1$, $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 5$.

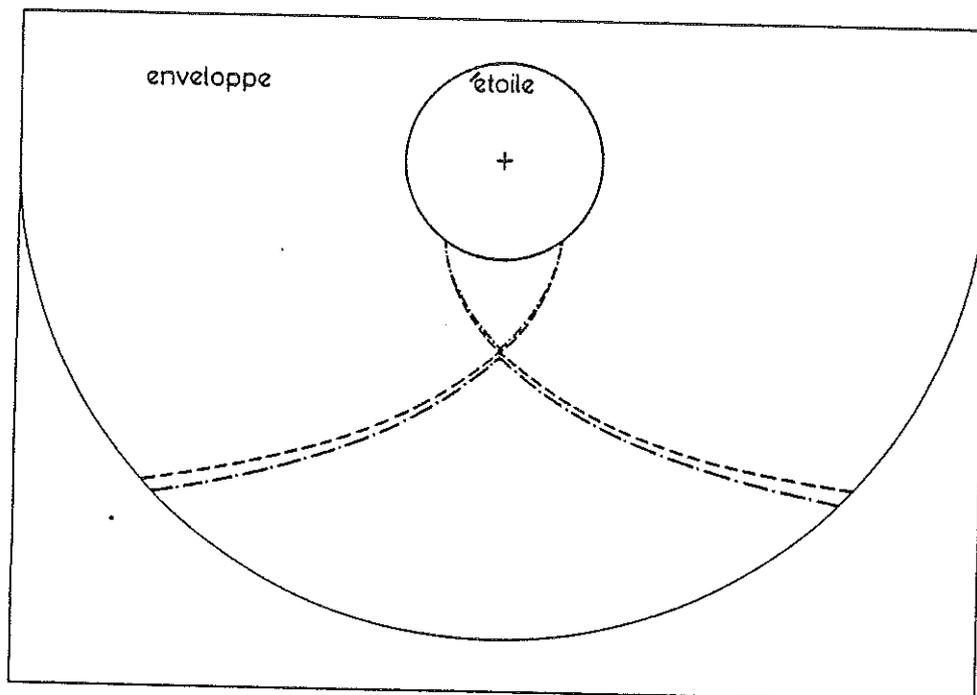


Fig. 7.12 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 2$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = 1$, $\Delta X_{23} = 0.01$ et $L_{\max} = 5$.

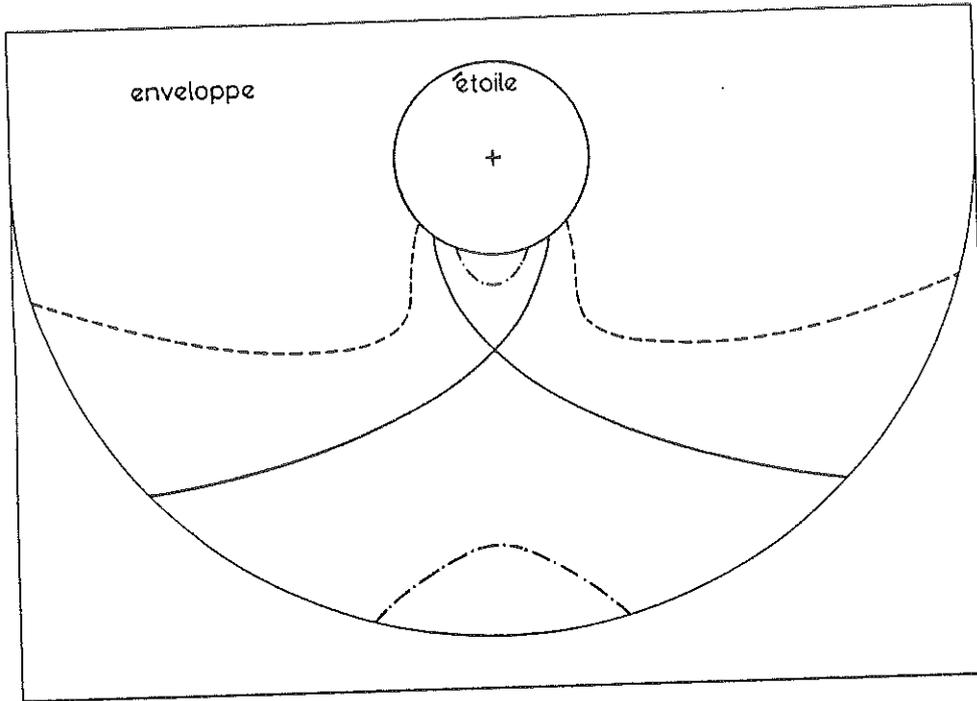


Fig. 7.13 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 2$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = 1$, $\Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 5$.

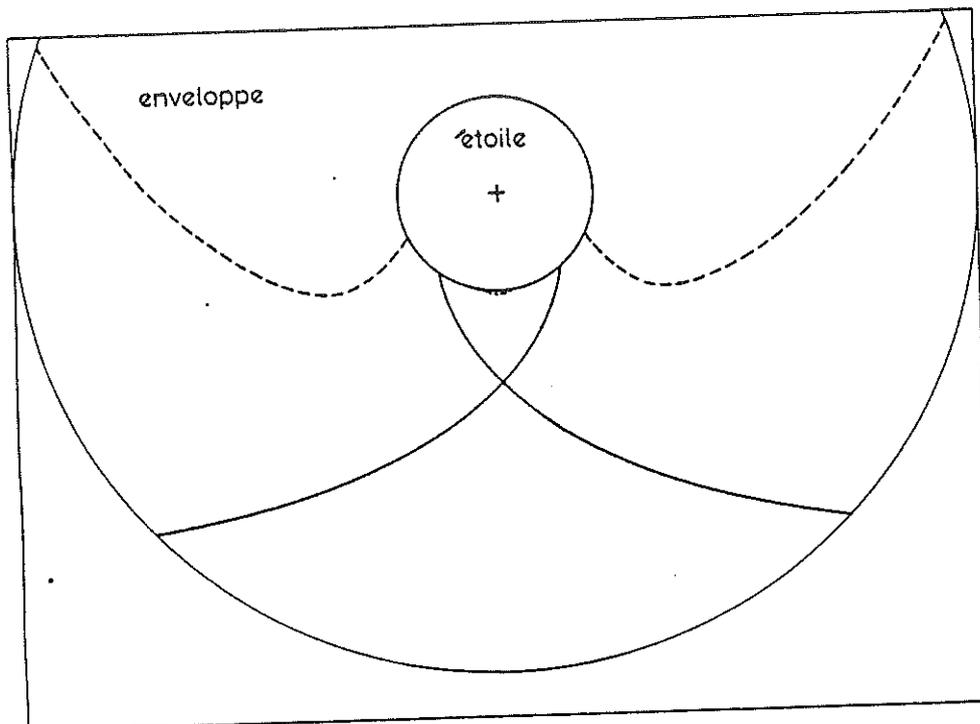


Fig. 7.14 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 2$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = 1$, $\Delta X_{23} = 0.50$ et $L_{\max} = 5$.

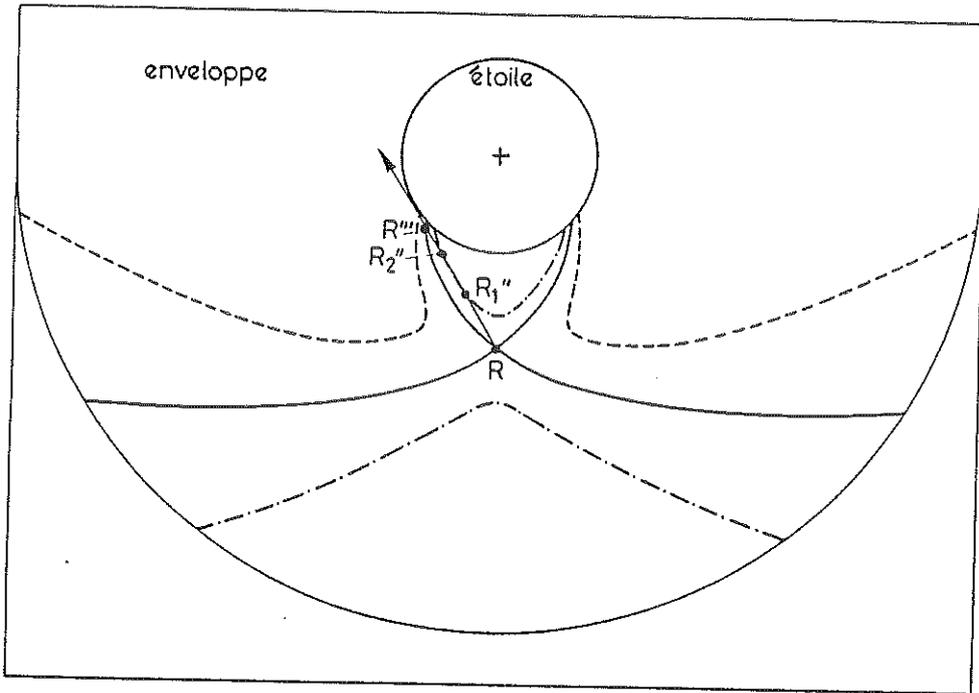


Fig. 7.15 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 2$) pour les valeurs des paramètres $\lambda = 2$, $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 5$.

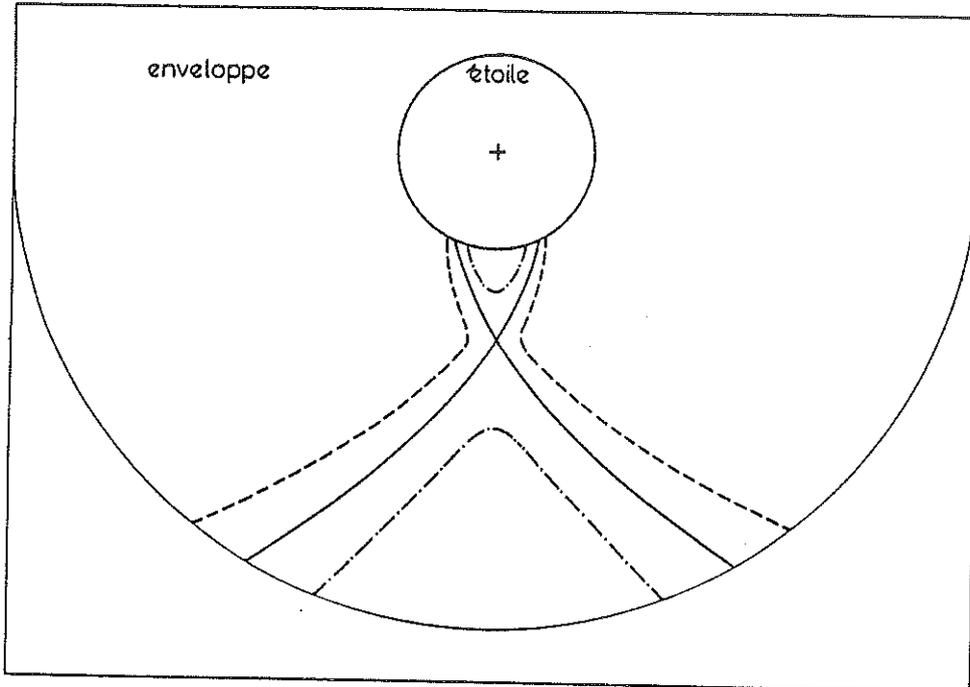


Fig. 7.16 Lieux géométriques (R, R') (traits interrompus), (R, R'') (traits mixtes) et (R, R''') (traits continus) par rapport au point fixe R ($L = 2$) pour les valeurs des paramètres $v_{\infty} = 0.3 v_0$ (voir relation 4.16), $\Delta X_{23} = 0.10$ et $L_{\max} = 5$.

Les zones indiquées I, II et III, IV (voir fig. 7.8) délimitées par le lieu géométrique (R, R''') correspondent respectivement aux régions de l'enveloppe présentant un état de contraction et d'expansion par rapport au point fixe R. On comprend dès lors aisément l'aspect des lieux géométriques (R, R') et (R, R'') illustrés dans chacune des figures 7.8-7.16. En particulier, lorsque la séparation des niveaux atomiques 2 et 3 devient très petite (par exemple $\Delta X_{23} = 0.01$ dans la fig. 7.12) les lieux géométriques (R, R') et (R, R'') épousent de très près le lieu géométrique (R, R''') dans les zones respectives III, IV et I, II. Par contre, lorsque ΔX_{23} croît de 0.01 à 0.50 (voir figs 7.12, 7.10, 7.13, 7.14) les lieux géométriques des points R' et R'' , présentant une vitesse relative $\Delta v_s \approx \pm \Delta v_{23}$ par rapport au point fixe R, s'écartent notablement du lieu géométrique (R, R''') . Remarquons aussi qu'en général (voir figs 7.9, 7.15) le lieu géométrique (R, R') (resp. (R, R'')) est intercepté par un axe de visée dirigé du point R le long d'une direction quelconque de l'espace en deux points distincts R'_1, R'_2 (resp. R''_1, R''_2) au plus. En effet, pour les champs de vitesses adoptés nous avons vu au chapitre 3, § D que le long d'une direction quelconque de l'espace au sein d'une enveloppe D.E, deux points distants R, R'' (ou R'_1, R'_2 ou R''_1, R''_2) au plus présentent une vitesse relative nulle.

Les expressions des profondeurs optiques fictives τ_{12}, τ_{13} déduites en 7.12 restent évidemment identiques pour le champ de vitesses 4.10 lorsque $\lambda = 0.5, 1, 2$. Considérant le champ de vitesses 4.16, ces expressions prennent la forme (cf. relations 4.47-4.49)

$$\left. \begin{aligned} \tau_{12}^{\lambda} &= \tau_{12}^{\lambda} F(L, \theta) \left(1 - \frac{g_1 n_2}{g_2 n_1}\right) / \left(1 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_1}\right), \\ \tau_{13}^{\lambda} &= \tau_{13}^{\lambda} F(L, \theta) \left(1 - \frac{g_1 n_3}{g_3 n_1}\right) / \left(1 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_1}\right), \end{aligned} \right\} \quad (7.19)$$

la fonction indicatrice $F(L, \theta)$ étant définie en 4.49 et où les profondeurs optiques radiales $\tau_{12}^{\lambda}, \tau_{13}^{\lambda}$ valent respectivement

$$\left. \begin{aligned} \tau_{12}^{\lambda} &= \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} \frac{R^* n_0}{v_0} \frac{2(G+1)}{G}, \\ \tau_{13}^{\lambda} &= \frac{\pi e^2}{mc} f_{13} \lambda_{13} \frac{R^* n_0}{v_0} \frac{2(G+1)}{G}, \end{aligned} \right\} \quad (7.20)$$

G représentant le paramètre de décélération défini en 4.31.

Nous possédons maintenant tous les éléments nécessaires pour déterminer les expressions J_{12} et J_{13} du champ de radiation spectrale au sein d'une enveloppe D.E.

Supposons en toute généralité que l'axe de visée porté à partir d'un point fixe R le long d'une direction quelconque de l'espace intercepte le lieu géométrique (R, R') en deux points distincts R'_1, R'_2 (voir fig. 7.9) et le lieu géométrique (R, R''') en un point R''' et que ces points d'intersection R'_1, R'_2, R''' soient, par exemple, respectivement situés les plus proches du point R. L'expression du champ moyen de radiation spectrale J_{12} découle alors immédiatement

$$J_{12} = S_{12}(1 - \beta_{12}^1) + I_c \beta_{12}^5 + J_{12}^2 \quad , \quad (7.21)$$

$$\text{où} \quad \beta_{12}^5 = \int_{\Omega=4\pi W} \frac{(1 - \exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \exp(-\tau_{13}(R'_1)) \exp(-\tau_{13}(R'_2)) \exp(-\tau_{12}(R''')) \frac{d\omega}{4\pi} \quad , \quad (7.22)$$

$$\begin{aligned} \text{et où} \quad J_{12}^2 = & \int_{\Omega=4\pi} (S_{12}(R''')(1 - \exp(-\tau_{12}(R'''))) \exp(-\tau_{13}(R'_1)) \exp(-\tau_{13}(R'_2)) + \\ & S_{13}(R'_2)(1 - \exp(-\tau_{13}(R'_2))) \exp(-\tau_{13}(R'_1)) + S_{13}(R'_1)(1 - \exp(-\tau_{13}(R'_1)))) \cdot \\ & \frac{(1 - \exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \frac{d\omega}{4\pi} \quad . \quad (7.23) \end{aligned}$$

Le premier terme apparaissant dans le membre droit de l'expression 7.21 représente la contribution "locale" J_{12}^1 au champ moyen J_{12} due à la radiation spectrale émise dans la transition $1 \rightarrow 2$ par des atomes "voisins". Le second terme rend compte de la contribution J_{12}^5 due à la radiation émise par le continuum de l'étoile et qui a été atténuée au voisinage des points R'_1, R'_2 et R''' situés entre le disque stellaire et le point R (voir relation 7.22). Enfin, le dernier terme, explicité en 7.23, contient les contributions au champ moyen J_{12} dues à la radiation spectrale émise par des atomes situés au voisinage des points R'_1, R'_2 et R''' . Ainsi, par exemple, la quantité $S_{12}'''(1 - \exp(-\tau_{12}''')) \cdot \exp(-\tau_{13}(R'_1)) \exp(-\tau_{13}(R'_2))$ représente la fraction d'énergie transportée par les photons initialement émis dans la transition radiative $1 \rightarrow 2$ au point R''' et qui a été atténuée au voisinage des points R'_1, R'_2 avant d'interagir avec des atomes au point R avec une probabilité $(1 - \exp(-\tau_{12}))/\tau_{12}$. Dans l'expression 7.23, l'intégration couvre toutes les

directions de l'espace ($\Omega = 4\pi$) avec la convention que si les points d'intersection R_1' et/ou R_2' et/ou R''' n'existent pas alors les facteurs d'atténuation correspondants $\exp(-\tau_{13}(R_1'))$ et/ou $\exp(-\tau_{13}(R_2'))$ et/ou $\exp(-\tau_{12}(R'''))$ sont égaux à l'unité.

De même, si nous supposons que l'axe de visée porté à partir d'un point fixe R le long d'une direction quelconque de l'espace intercepte le lieu géométrique (R, R'') en deux points distincts R_1'' , R_2'' (voir fig. 7.15) et le lieu géométrique (R, R''') en un point R''' et que ces points d'intersection R_1'' , R_2'' , R''' soient, par exemple, respectivement situés les plus proches du point R, l'expression du champ de radiation spectrale J_{13} évaluée en R est donnée par

$$J_{13} = S_{13}(1 - \beta_{13}^1) + I_c \beta_{13}^5 + J_{13}^2, \quad (7.24)$$

$$\text{où } \beta_{13}^5 = \int_{\Omega=4\pi} \frac{(1 - \exp(-\tau_{13}))}{\tau_{13}} \exp(-\tau_{12}(R_1')) \exp(-\tau_{12}(R_2')) \exp(-\tau_{13}(R''')) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (7.25)$$

$$\text{et où } J_{13}^2 = \int_{\Omega=4\pi} (S_{13}(R''')(1 - \exp(-\tau_{13}(R''')))) \exp(-\tau_{12}(R_1')) \exp(-\tau_{12}(R_2')) +$$

$$S_{12}(R_2')(1 - \exp(-\tau_{12}(R_2'))) \exp(-\tau_{12}(R_1')) + S_{12}(R_1')(1 - \exp(-\tau_{12}(R_1'))))$$

$$\frac{(1 - \exp(-\tau_{13}))}{\tau_{13}} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (7.26)$$

La signification physique des différents termes apparaissant dans l'expression 7.24 est analogue à celle mentionnée ci-avant pour l'expression 7.21 si on prend soin d'intervertir les indices 12 par les indices 13, et vice versa.

C. FONCTIONS SOURCE ET FORCES RADIATIVES POUR UN DOUBLET DE RESONANCE AU SEIN D'ENVELOPPES A.E

α) Fonctions source S_{12} et S_{13}

En vue d'illustrer le comportement des fonctions source S_{12} et S_{13} pour un modèle d'atome à 3 niveaux, nous supposons que les photons émis dans les transitions de résonance $2 \rightarrow 1$ et $3 \rightarrow 1$ possèdent une probabilité nulle d'être détruits ($\varepsilon = 0$) au cours des diffusions élémentaires qu'ils subissent au sein d'une enveloppe A.E.

Combinant les relations 7.3 et 7.14-7.15, les expressions des fonctions source S_{12} et S_{13} prennent les formes respectives

$$\left. \begin{aligned} S_{12} &= I_c \beta_{12}^5 / \beta_{12}^1 + J_{12}^2 / \beta_{12}^1, \\ \text{et } S_{13} &= I_c \beta_{13}^3 / \beta_{13}^1. \end{aligned} \right\} \quad (7.27)$$

Les différentes expressions définies ci-dessous

$$LGS_{12} = \log_{10}(S_{12}), \quad (7.28)$$

$$LGS_{12}^5 = \log_{10}(I_c \beta_{12}^5 / \beta_{12}^1), \quad (7.29)$$

$$LGS_{12}^2 = \log_{10}(J_{12}^2 / \beta_{12}^1), \quad (7.30)$$

$$\text{et } LGS_{13} = \log_{10}(S_{13}), \quad (7.31)$$

seront utilisées ultérieurement pour illustrer le comportement des conditions physiques qu'elles représentent au sein d'enveloppes A.E.

β) Forces radiatives

Adoptant un raisonnement analogue à celui suivi au chapitre 5 lors de la détermination de l'expression de la force radiative \vec{F}_{ij} (voir relation 5.3) agissant sur un atome via une transition $i \rightleftharpoons j$, il est facile d'établir que l'expression de la force radiative résultante \vec{F}^{RE} exercée par atome via les transitions de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$ au sein d'une enveloppe A.E vaut

$$\vec{F}^{RE} = \vec{F}_{12}^C + \vec{F}_{12}^A + \vec{F}_{13}^C, \quad (7.32)$$

où les différentes contributions sont respectivement données par

$$\vec{F}_{12}^C = \frac{4\pi}{c} k_{12} I_c \vec{\beta}_{12}^5, \quad (7.33)$$

$$\vec{F}_{12}^A = \frac{4\pi}{c} k_{12} \int_{\Omega(R, R')} S_{13} (1 - \exp(-\tau_{13})) (1 - \exp(-\tau_{12})) / \tau_{12} \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (7.34)$$

$$\text{et } \vec{F}_{13}^C = \frac{4\pi}{c} k_{13} I_c \vec{\beta}_{13}^3 . \quad (7.35)$$

La contribution \vec{F}_{12}^C représente (cf. relation 5.13) la force radiative subie par un atome, en un point fixe, R qui diffuse la radiation émise par le continuum de l'étoile au moyen de la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$. Le "vecteur probabilité de fuite" $\vec{\beta}_{12}^5$ est défini (cf. relation 5.15) par

$$\vec{\beta}_{12}^5 = \int_{\Omega=4\pi W} \exp(-\tau_{13}) (1 - \exp(-\tau_{12})) / \tau_{12} \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (7.36)$$

le facteur $\exp(-\tau_{13})$ rendant compte de l'absorption subie par le continuum stellaire au voisinage des points R' (voir paragraphe B.α) situés entre le point R et le disque de l'étoile. Nous rappelons que dans les expressions 7.34 et 7.36, $\vec{\ell}$ représente un vecteur unitaire dirigé suivant la direction d'incidence du rayonnement spectral.

La contribution \vec{F}_{12}^A (cf. relation 5.17) exercée par atome via la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ correspond à la force radiative due aux photons initialement émis avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ par des atomes situés le long du lieu géométrique (R, R').

Enfin, la contribution \vec{F}_{13}^C représente la force radiative subie par un atome, au point fixe R, qui diffuse la radiation émise par le continuum de l'étoile au moyen de la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 3$. Le "vecteur probabilité de fuite" $\vec{\beta}_{13}^3$ (cf. relation 5.14) est simplement donné par

$$\vec{\beta}_{13}^3 = \int_{\Omega=4\pi W} (1 - \exp(-\tau_{13})) / \tau_{13} \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (7.37)$$

Les différentes forces radiatives étant toutes dirigées radialement (symétrie sphérique), nous avons choisi de définir les quantités suivantes

$$FRE = \log_{10}(\vec{F}^{RE} \cdot \vec{n}/K) , \quad (7.38)$$

$$FC12 = \log_{10}(\vec{F}_{12}^C \cdot \vec{n}/K) , \quad (7.39)$$

$$FA12 = \log_{10}(|\vec{F}_{12}^A \cdot \vec{n}/K|) , \quad (7.40)$$

et
$$FC13 = \log_{10}(\vec{F}_{13}^C \cdot \vec{n}/K) , \quad (7.41)$$

en vue d'illustrer le comportement des forces radiatives \vec{F}^{RE} , \vec{F}_{12}^C , \vec{F}_{12}^A et \vec{F}_{13}^C au sein d'enveloppes A.E. Dans ces relations, \vec{n} représente un vecteur unitaire orienté du centre de l'étoile vers le point fixe R, et K est une simple constante multiplicative donnée par

$$K = \frac{4\pi}{c} I_c \frac{\pi e^2}{mc} . \quad (7.42)$$

γ) Applications numériques

Le calcul des forces radiatives (voir relations 7.32-7.37) étant étroitement lié à celui des différentes contributions aux fonctions source S_{12} et S_{13} (voir relation 7.27), nous avons illustré ci-dessous le comportement des quantités LGS_{12} , LGS_{12}^5 , LGS_{12}^2 , LGS_{13} , définies en 7.28-7.31, dans les figures 7.17-7.22 et celui des quantités FRE, FC12, FA12, FC13, définies en 7.38-7.41, dans les figures 7.23-7.28 en fonction de la variable L au sein d'enveloppes A.E pour une grande variété des paramètres du modèle.

Le produit scalaire $\vec{F}_{12}^A \cdot \vec{n}$ pouvant être négatif, la quantité correspondante FA12 est alors représentée dans les figures 7.23-7.28 par un tracé discontinu.

La table 7.1 résume les valeurs des paramètres caractérisant les conditions physiques des enveloppes. Dans cette table, la première colonne indique le numéro de la figure illustrant les quantités physiques reportées dans la deuxième colonne. Les colonnes 3, 4, 5 et 6 reprennent les différentes valeurs des paramètres ℓ , ΔX_{23} , τ_{12}^{ℓ} et τ_{13}^{ℓ} . Pour toutes ces applications numériques, nous avons fixé la température de l'étoile à $T = 30000^\circ K$ et l'extension maximale de l'enveloppe à $L_{\max} = 20$. Enfin, nous avons choisi les forces d'oscillateur telles que $f_{13} = 2f_{12}$,

et donc $\tau_{13}^{\ell} = 2\tau_{12}^{\ell}$, les poids statistiques des niveaux atomiques $g_1 = 2$, $g_2 = 2$, $g_3 = 4$ et la longueur d'onde $\lambda_{12} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ cm, en accord avec les paramètres physiques pour le doublet de résonance de C IV.

Dans le but de montrer les écarts entre la force radiative \vec{F}^{RE} et celle \vec{F}_{12}^{CA} (voir relation 5.12) calculée pour un modèle d'atome à deux niveaux (cf. chapitre 5) caractérisés par une force d'oscillateur $f'_{12} = f_{12} + f_{13}$, et donc $\tau_{12}^{\ell} = \tau_{12}^{\ell} + \tau_{13}^{\ell}$, et leur poids statistique $g'_1 = 2$, $g'_2 = 6$, nous avons aussi illustré dans chacune des figures 7.23-7.28 la quantité correspondante FCA (en traits interrompus) définie en 5.18.

Table 7.1

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 7.17-7.28

Figure	Quantités physiques	ℓ	ΔX_{23}	τ_{12}^{ℓ}	τ_{13}^{ℓ}
7.17	LGS ₁₂ , LGS ₁₂ ⁵ , LGS ₁₂ ² , LGS ₁₃	-0.5	0.25	10	20
7.18	LGS ₁₂ , LGS ₁₂ ⁵ , LGS ₁₂ ² , LGS ₁₃	-1	0.01	100	200
7.19	LGS ₁₂ , LGS ₁₂ ⁵ , LGS ₁₂ ² , LGS ₁₃	-1	0.25	100	200
7.20	LGS ₁₂ , LGS ₁₂ ⁵ , LGS ₁₂ ² , LGS ₁₃	-1	0.25	10 ³	210 ³
7.21	LGS ₁₂ , LGS ₁₂ ⁵ , LGS ₁₂ ² , LGS ₁₃	-1	0.25	10 ⁴	210 ⁴
7.22	LGS ₁₂ , LGS ₁₂ ⁵ , LGS ₁₂ ² , LGS ₁₃	-2	0.25	10 ⁵	210 ⁵
7.23	FRE, FC12, FA12, FC13, FCA	-0.5	0.25	10	20
7.24	FRE, FC12, FA12, FC13, FCA	-1	0.01	100	200
7.25	FRE, FC12, FA12, FC13, FCA	-1	0.25	100	200
7.26	FRE, FC12, FA12, FC13, FCA	-1	0.25	10 ³	210 ³
7.27	FRE, FC12, FA12, FC13, FCA	-1	0.25	10 ⁴	210 ⁴
7.28	FRE, FC12, FA12, FC13, FCA	-2	0.25	10 ⁵	210 ⁵

δ) Discussion des résultats

Un bref examen des figures 7.17-7.22 montre combien il est important de résoudre rigoureusement le transfert de la radiation spectrale pour un doublet de résonance en vue de déterminer le comportement exact des fonctions source S_{12} et S_{13} et, par conséquent, pour le calcul précis des profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E.

Le champ moyen de radiation spectrale J_{13} (voir relation 7.14) n'étant pas perturbé par le champ des photons émis dans la transition radiative $2 \rightarrow 1$ par des atomes au sein de l'enveloppe A.E, le comportement de la fonction source S_{13} (voir relation 7.27) est parfaitement représenté dans les figures 7.17-7.22 par

Figs 7.17-7.28 : voir légendes dans la table 7.1

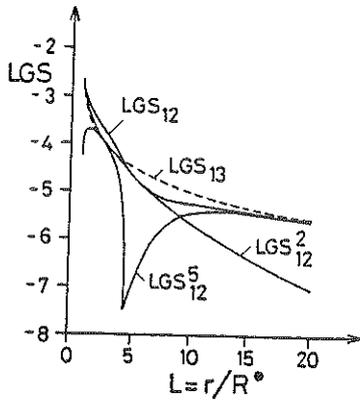


Fig. 7.17

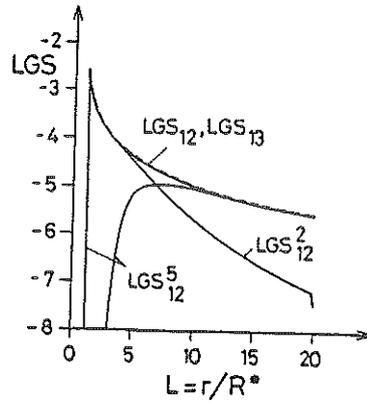


Fig. 7.18

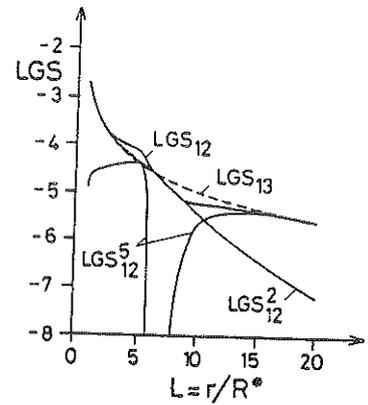


Fig. 7.19

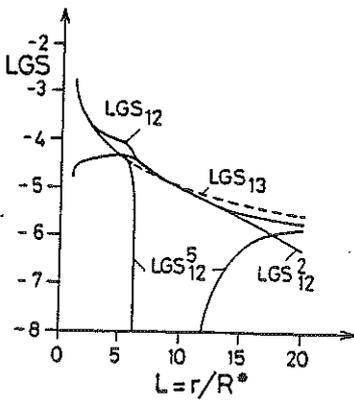


Fig. 7.20

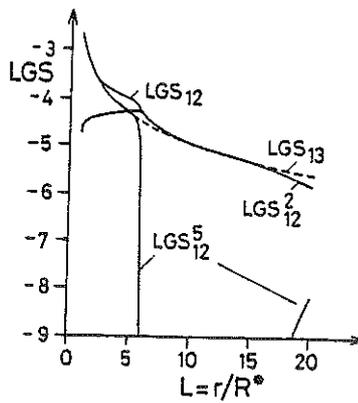


Fig. 7.21

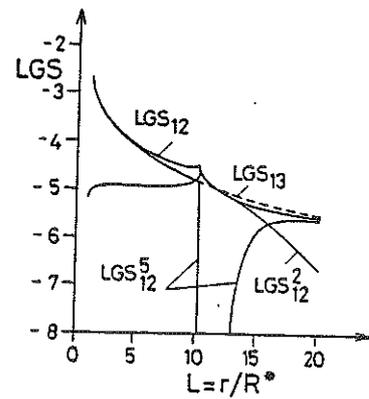


Fig. 7.22

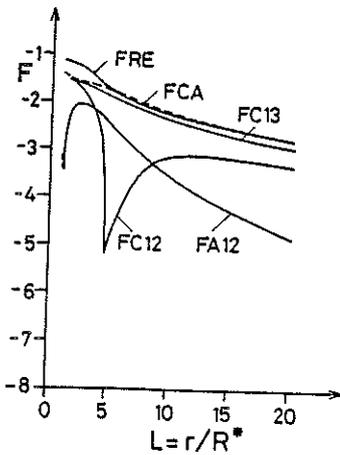


Fig. 7.23

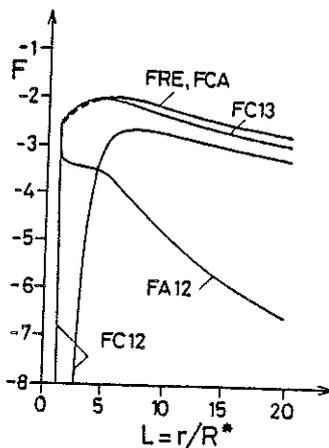


Fig. 7.24

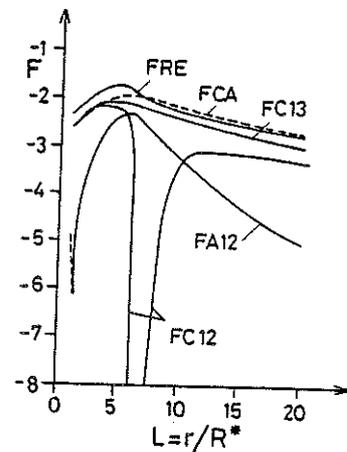


Fig. 7.25

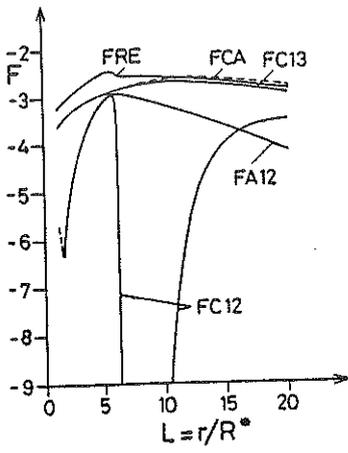


Fig. 7.26

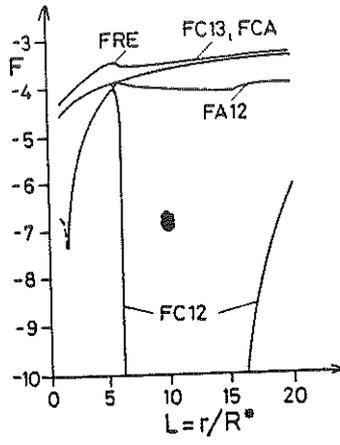


Fig. 7.27

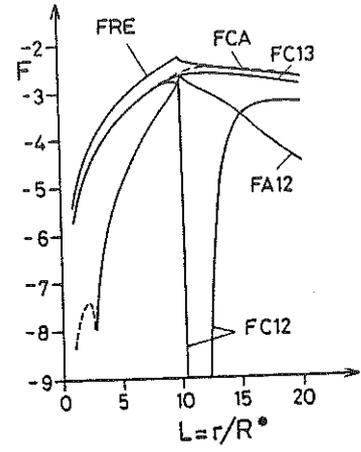


Fig. 7.28

les approximations 4.58 et 4.61, établies au chapitre 4, dans les régions de l'enveloppe où les conditions $\tau_{13} > 1$ et $\tau_{13} < 1$ sont respectivement réalisées. En particulier, pour la valeur du paramètre d'accélération $\ell = -1$ (voir figs 7.18-7.21) nous rappelons que $S_{13} = I_c W$, W étant le facteur de dilution géométrique défini en 3.31.

Concernant la fonction source S_{12} , représentée dans chacune des figures par la quantité LGS_{12} , nous remarquons que son comportement est soit dominé par la contribution LGS_{12}^5 , soit par LGS_{12}^2 ou encore la résultante des deux. Désignant par L_1 la distance du centre de l'étoile au point fixe R à partir de laquelle le disque stellaire apparaît complètement occulté par le lieu géométrique (R, R') et vu que $\tau_{13} > 1$ en $L \geq 1$, on comprend pourquoi la quantité LGS_{12}^5 présente une décroissance abrupte aux environs du point $L = L_1$ (voir figs 7.17-7.22). Posant $\theta = \pi$, $\theta' = \pi$ et $L' = 1$ dans la relation 7.7, on trouve facilement que

$$L_1 \approx (1 + \Delta X_{23} \cdot L_{\max}^{-\ell})^{-1/\ell} \quad (7.43)$$

En s'éloignant du centre de l'étoile, la quantité LGS_{12}^5 croît de nouveau et devient supérieure à LGS_{12}^2 (voir figs 7.17-7.20 et 7.22) au-delà du point $L = L_2$. En effet, lorsque la distance L au point fixe R augmente, l'opacité fictive τ'_{13} , évaluée au point d'intersection R' du lieu géométrique (R, R') et de la direction radiale, décroît (voir relations 7.7 et 7.12) et, par conséquent, le facteur d'atténuation $e^{-\tau'_{13}}$ devenant plus transparent dans les relations 7.16 et 7.17, le comportement inverse des quantités LGS_{12}^5 et LGS_{12}^2 au-delà du point $L = L_2$ est simplement interprété. Posant par exemple $\tau'_{13} = 1$ dans la relation 7.12 et $\theta = \pi$, $\theta' = \pi$ dans la relation 7.7, on trouve que

$$L_2 \approx (\tau_{13}^{\ell} \frac{\ell}{2\ell-1} + \Delta X_{23} L_{\max}^{-\ell})^{-1/\ell} \quad (7.44)$$

Représentant par $[L_1, L_2]$ l'intervalle spatial approximatif à l'intérieur duquel la fonction source LGS_{12} est dominée par la contribution LGS_{12}^2 , on trouve au moyen des relations 7.43 et 7.44 pour les figures respectives 7.17-7.22 qu'il en est ainsi lorsque $L \in [4.5, 10.5]$, $[1.2, 6.0]$, $[6.0, 10.8]$, $[6.0, 17.6]$, $[6.0, 32.1]$ et $[10.0, 15.2]$. Ces résultats sont en bon accord avec ceux illustrés dans les figures correspondantes.

Le comportement de la quantité LGS_{12}^2 qui croît jusqu'aux environs du point $L = L_1$ et décroît au-delà est simplement interprété au vu de l'aspect des lieux géométriques (R, R') (voir figs 7.3-7.7) et du comportement de la fonction source S_{13} (voir figs 7.17-7.22) et de l'opacité fictive τ_{13} (voir relation 7.12) en

fonction de la variable L . Par exemple, pour le cas particulier $\ell = -1$ (voir figs 7.4-7.6) le lieu géométrique des points R' , réduit à une demi sphère centrée autour du point fixe R_1 ($L = 1$), se développe en une sphère complète au point $L = L_1$. Il en résulte que dans l'intervalle $L \in [1, L_1]$ la contribution LGS_{12}^2 est une fonction croissante. Au-delà du point fixe $L = L_1$, la fonction source S_{13} ainsi que l'opacité fictive τ_{13} évaluées le long de la sphère (R, R') décroissent toutes deux et, par conséquent, il en est de même de la contribution LGS_{12}^2 .

Rappelant que lorsque $\Delta X_{23} \rightarrow 0$ (voir fig. 7.18, $\Delta X_{23} = 0.01$) le modèle d'atome à trois niveaux traité ici doit rendre compte des résultats obtenus directement au moyen du modèle plus simple d'un atome à deux niveaux (cf. chapitre 4), la relation suivante doit être vérifiée

$$g_2' S_{12}' = g_2 S_{12} + g_3 S_{13} \quad , \quad (7.45)$$

où nous avons désigné par S_{12}' la fonction source d'un atome à deux niveaux et par g_2' le poids statistique de son niveau supérieur. On voit qu'il en est bien ainsi à partir de la figure 7.18 où pour $\ell = -1$, nous avons $S_{12}' = S_{13} = I_C W$ et donc aussi $S_{12} = S_{13}$.

En conclusion nous dirons donc qu'au sein d'une enveloppe A.E, les interactions radiatives entre photons émis à partir du lieu géométrique (R, R') avec une fréquence locale $\nu_L' = \nu_{13}$ et les atomes situés en un point fixe R , via la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$, ont pour effet d'accroître le degré d'excitation du niveau atomique supérieur 2 dans l'intervalle spatial approximatif $L \in [1, L_1]$ alors que dans le reste de l'enveloppe, ces interactions radiatives étant moins efficaces, la population du niveau atomique 2 est légèrement inférieure à celle qui aurait été obtenue en négligeant ces interactions distantes.

Dans la suite de ce paragraphe nous discutons le comportement des forces radiatives \vec{F}^{RE} , \vec{F}_{12}^C , \vec{F}_{12}^A , \vec{F}_{13}^C et \vec{F}_{12}^{CA} illustrées dans les figures 7.23-7.28 par les quantités respectives FRE, FC12, FA12, FC13 et FCA.

Par analogie au comportement de la fonction source S_{13} discuté ci-avant, celui de la contribution FC13 à la force radiative \vec{F}^{RE} est parfaitement représenté dans les figures 7.23-7.28 par les approximations 5.26 et 5.28, établies au chapitre 5, dans les régions de l'enveloppe où les conditions $\tau_{13} < 1$ et $\tau_{13} > 1$ sont respectivement réalisées.

Concernant les composantes FC12 et FA12 à la force radiative \vec{F}^{RE} agissant sur un atome, via la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$, leur comportement est facilement compris en termes de celui des contributions LGS_{12}^5 et LGS_{12}^2 mentionné ci-dessus.

En particulier pour $L < L_1$ ou $L > L_2$, nous avons en général $FC_{12} > FA_{12}$, alors que dans l'intervalle spatial $L \in [L_1, L_2]$ nous avons l'inégalité inverse. Remarquons aussi que très près du disque de l'étoile la force radiative \vec{F}_{12}^A est dirigée radialement vers l'intérieur, tout en restant en valeur absolue nettement inférieure à la force radiative \vec{F}_{12}^C due à la radiation émise par le continuum stellaire. Ce comportement nous rappelle bien sûr celui de la force radiative \vec{F}_{ij}^{DD} (voir relation 5.17) agissant sur un atome au sein d'une enveloppe D.E et est simplement dû au fait qu'en un point fixe R suffisamment proche du disque de l'étoile l'impulsion résultante transférée aux atomes par les photons émis avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ à partir du voisinage du lieu géométrique (R, R') est dirigée radialement vers l'intérieur de l'étoile. On peut facilement estimer la distance L_0 du point fixe R au centre de l'étoile où la force radiative \vec{F}_{12}^A s'annule. Ainsi par exemple, nous référant au cas de la figure 7.27 ($\ell = -1$, $\Delta X_{23} = 0.25$ et $\tau_{13}^\ell = 210^4$), nous avons $\tau_{13} > 1$ au travers de toute l'enveloppe et la distance L_0 est simplement donnée par la solution de l'équation (voir relation 7.34)

$$\int_{\Omega(R, R')} S_{13} \vec{\ell} \cdot \vec{n} d\omega = 0 \quad . \quad (7.46)$$

Tenant compte du fait que pour $\ell = -1$ la fonction source S_{13} obéit à une loi en $1/L^2$ pour $L > 1$ (cf. relation 4.57) et vu la relation 7.7 fixant la dépendance de la distance L' en fonction du couple de valeurs (L, θ) , l'équation 7.46 se réduit à

$$\int_{-1}^{\sqrt{1-(1/L_0)^2}} \mu / \left(1 + \left(\frac{\Delta v_{23}}{v_0 L_0} \right)^2 - 2\mu \frac{\Delta v_{23}}{v_0 L_0} \right) d\mu = 0 \quad , \quad (7.47)$$

ou encore, après avoir effectué l'intégration

$$2\Delta X_{23} \left(\frac{L_{\max}}{L_0} \right) \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{1}{L_0} \right)^2} \right) + \left(1 + \left(\Delta X_{23} \left(\frac{L_{\max}}{L_0} \right) \right)^2 \right) \cdot \\ \ln \left(\frac{1 + \left(\Delta X_{23} \left(\frac{L_{\max}}{L_0} \right) \right)^2 - 2\Delta X_{23} \left(\frac{L_{\max}}{L_0} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{1}{L_0} \right)^2}}{1 + \left(\Delta X_{23} \left(\frac{L_{\max}}{L_0} \right) \right)^2 + 2\Delta X_{23} \left(\frac{L_{\max}}{L_0} \right)} \right) = 0 \quad . \quad (7.48)$$

Utilisant la méthode numérique de Newton-Raphson, on trouve pour les valeurs des paramètres $\Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 20$ la solution $L_0 = 1.47$. Ce résultat est en parfait accord avec celui illustré dans la figure 7.27. Pour $L > L_0$, la force radiative \vec{F}_{12}^A est évidemment dirigée suivant la direction \vec{n} .

Comme on pouvait s'y attendre, lorsque la séparation des niveaux atomiques supérieurs 2 et 3, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} , devient négligeable vis-à-vis de la vitesse maximale $v(r_{\max})$ d'expansion de l'enveloppe (voir fig. 7.24, $\Delta X_{23} = 0.01$), la quantité FRE correspondant à la force radiative résultante \vec{F}^{RE} devient égale à la quantité FCA calculée pour un modèle d'atome à deux niveaux, supposant que $f'_{12} = f_{12} + f_{13}$, $g'_1 = 2$ et $g'_2 = 6$.

Il est aussi très intéressant de remarquer dans les figures 7.23-7.28 que les quantités FCA et/ou FC13 et/ou FC12 sont représentées par une seule et même portion de courbe dans les régions de l'enveloppe où les conditions respectives $\tau'_{12} = \tau_{12} + \tau_{13} > 1$ et/ou $\tau_{13} > 1$ et/ou $\tau_{12} > 1$, $L < L_1$ sont réalisées. Ce comportement remarquable apparaît évident si on se rappelle (cf. chapitre 5, § C.β) que lorsque le milieu matériel est optiquement épais à la radiation spectrale pour une transition $i \rightarrow j$, la force radiative correspondante \vec{F}_{12}^{CA} et/ou \vec{F}_{13}^{C} et/ou \vec{F}_{12}^{C} est indépendante de la force d'oscillateur f'_{12} et/ou f_{13} et/ou f_{12} pour la transition considérée. Tenant compte des conditions ci-dessus, on trouve facilement que les expressions des forces radiatives \vec{F}_{12}^{CA} , \vec{F}_{12}^{C} et \vec{F}_{13}^{C} évaluées en un point fixe R se réduisent à

$$\left. \begin{aligned} \vec{F}_{12}^{\text{CA}} &\approx \frac{4\pi I_c v'_{12}}{c n_1 c} \int_{\Omega=4\pi W} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \\ \vec{F}_{12}^{\text{C}} &\approx \frac{4\pi I_c v_{12}}{c n_1 c} \int_{\Omega=4\pi W} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \\ \text{et } \vec{F}_{13}^{\text{C}} &\approx \frac{4\pi I_c v_{13}}{c n_1 c} \int_{\Omega=4\pi W} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \end{aligned} \right\} (7.49)$$

et comme $v'_{12} \approx v_{12} \approx v_{13}$, on peut écrire avec une bonne approximation

$$\vec{F}_{12}^{\text{CA}} \approx \vec{F}_{12}^{\text{C}} \approx \vec{F}_{13}^{\text{C}} . \quad (7.50)$$

Par conséquent dans la région $L < L_1$ d'une enveloppe A.E où la condition $\tau_{12} > 1$ est réalisée, la force radiative \vec{F}^{RE} résultant des contributions simples \vec{F}_{12}^C , \vec{F}_{12}^A et \vec{F}_{13}^C (voir figs 7.23-7.28) apparaît au moins deux fois plus élevée que la force radiative \vec{F}_{12}^{CA} calculée en supposant que les composantes d'un doublet de résonance constituent une raie simple.

Lucy et Solomon (1967, 1970) et Castor, Abbott et Klein (1975) ont proposé un mécanisme d'éjection permettant d'expliquer l'origine des pertes de masse observées dans un grand nombre d'étoiles de type chaud. Bien que Castor, Abbott et Klein aient raffiné le modèle hydrodynamique de Lucy et Solomon en considérant que la résultante des forces radiatives agissant sur un élément de volume de gaz est due à chacune des transitions $i \rightarrow j$ des atomes les plus abondants, ils ont cependant supposé que l'ensemble des raies appartenant à un même multiplet (doublet de résonance, etc.) forme une raie unique. Etant donné que dans la majeure partie des enveloppes A.E qu'ils considèrent, la condition $\tau_{ij} > 1$ se trouve réalisée, le fait de ne pas avoir tenu compte de la structure des multiplets dans l'évaluation de la force radiative résultante \vec{F}^{RE} agissant sur un atome a pour conséquences directes que ces auteurs ont sous-estimé cette dernière (au moins dans les régions du milieu matériel proches de l'étoile!) et, par conséquent, aussi les taux de perte de masse des étoiles auxquelles ils ont appliqué leur modèle. Il serait donc essentiel de traiter à nouveau le même problème hydrodynamique en incluant la structure de chacun des multiplets.

Notons enfin que dans la région de l'enveloppe où les conditions $\tau_{13} < 1$, $\tau'_{12} = \tau_{12} + \tau_{13} > 1$ sont réalisées (voir figs 7.23-7.28), la force radiative résultante \vec{F}^{RE} est en général légèrement inférieure à la force radiative \vec{F}_{12}^{CA} calculée pour un modèle d'atome à deux niveaux mais dès que $\tau'_{12} < 1$ et $L > L_2$, les forces radiatives sont telles que

$$\vec{F}_{12}^A \ll \vec{F}_{12}^C, \quad (7.51)$$

avec (voir relation 5.26)

$$\begin{aligned} \vec{F}_{12}^C &\approx \frac{4\pi}{c} I_c k_{12} / L^2 \cdot \vec{n}, \\ \text{et} \quad \vec{F}_{13}^C &\approx \frac{4\pi}{c} I_c k_{13} / L^2 \cdot \vec{n}, \end{aligned} \quad (7.52)$$

et par conséquent

$$\vec{F}^{RE} \approx \frac{4\pi}{c} I_c (k_{12} + k_{13}) / L^2 \cdot \vec{n} \quad , \quad (7.53)$$

tout comme

$$\vec{F}_{12}^{CA} \approx \frac{4\pi}{c} I_c k'_{12} / L^2 \cdot \vec{n} \quad , \quad (7.54)$$

où le coefficient moyen d'absorption k'_{12} par atome vaut

$$k'_{12} = k_{12} + k_{13} \quad . \quad (7.55)$$

Suffisamment loin du centre de l'étoile ($\tau'_{12} < 1$, $L > L_2$), la force radiative résultante \vec{F}^{RE} obéit donc à une loi en $1/L^2$ et est parfaitement représentée par la force \vec{F}_{12}^{CA} calculée par le modèle simple d'un atome à deux niveaux.

En résumé, nous concluons qu'il est important de tenir compte de la structure d'un doublet de résonance en vue de déterminer le comportement exact de la force radiative résultante \vec{F}^{RE} agissant sur un atome au sein d'une enveloppe A.E. Alors que dans les régions distantes de l'enveloppe où la condition $\tau'_{12} < 1$ est réalisée, la force radiative \vec{F}_{12}^{CA} , calculée en supposant que le doublet est représenté par une raie unique, décrit parfaitement le comportement de la force radiative résultante \vec{F}^{RE} , il en est tout autrement dans les régions proches de l'étoile où en général $\tau_{12} > 1$. Nous avons montré dans ce cas que la force radiative résultante \vec{F}^{RE} apparaissait au moins deux fois plus élevée que la force radiative simple \vec{F}_{12}^{CA} et nous avons conclu qu'il était nécessaire d'inclure la structure des multiplets des raies contribuant à la force radiative \vec{F}^{RE} agissant sur un atome au sein d'une enveloppe A.E en vue de déduire des taux de perte de masse plus corrects pour les étoiles centrales.

D. FONCTIONS SOURCE ET FORCES RADIATIVES POUR UN DOUBLET DE RESONANCE AU SEIN D'ENVELOPPES D.E

a) Fonctions source S_{12} et S_{13}

Comme dans le cas précédent, nous supposons que les photons émis dans les transitions de résonance $2 \rightarrow 1$ et $3 \rightarrow 1$ possèdent une probabilité nulle d'être détruits ($\epsilon = 0$) au cours des diffusions élémentaires qu'ils subissent au sein d'une enveloppe D.E. Combinant les relations 7.3, 7.21 et 7.24, les expressions des fonctions source S_{12} et S_{13} prennent les formes respectives

$$\begin{aligned}
 S_{12} &= I_c \beta_{12}^5 / \beta_{12}^1 + J_{12}^2 / \beta_{12}^1 , \\
 \text{et } S_{13} &= I_c \beta_{13}^5 / \beta_{13}^1 + J_{13}^2 / \beta_{13}^1 .
 \end{aligned}
 \tag{7.56}$$

Les différentes quantités définies ci-dessous

$$LGS_{12} = \log_{10}(S_{12}) , \tag{7.57}$$

$$LGS_{12}^5 = \log_{10}(I_c \beta_{12}^5 / \beta_{12}^1) , \tag{7.58}$$

$$LGS_{12}^2 = \log_{10}(J_{12}^2 / \beta_{12}^1) , \tag{7.59}$$

$$LGS_{13} = \log_{10}(S_{13}) , \tag{7.60}$$

$$LGS_{13}^5 = \log_{10}(I_c \beta_{13}^5 / \beta_{13}^1) , \tag{7.61}$$

$$\text{et } LGS_{13}^2 = \log_{10}(J_{13}^2 / \beta_{13}^1) \tag{7.62}$$

seront utilisées ultérieurement pour illustrer le comportement des conditions physiques qu'elles représentent au sein d'enveloppes D.E.

β) Forces radiatives

Nous référant au chapitre 5, § A et aux paragraphes B.β et C.β précédents, on trouve facilement que l'expression de la force radiative résultante \vec{F}^{RE} agissant sur un atome via les transitions de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$ au sein d'une enveloppe D.E vaut

$$\vec{F}^{RE} = \vec{F}_{12}^C + \vec{F}_{12}^D + \vec{F}_{13}^C + \vec{F}_{13}^D , \tag{7.63}$$

où les différentes contributions sont respectivement données par

$$\vec{F}_{12}^C = \frac{4\pi}{c} k_{12} I_c \vec{\beta}_{12}^5 , \tag{7.64}$$

$$\vec{F}_{12}^D = \frac{4\pi}{c} k_{12} \int_{\Omega=4\pi} (S_{12}(R''') (1 - \exp(-\tau_{12}(R'''))) \exp(-\tau_{13}(R'_1)) \exp(-\tau_{13}(R'_2)) + S_{13}(R'_2) (1 - \exp(-\tau_{13}(R'_2))) \exp(-\tau_{13}(R'_1)) + S_{13}(R'_1) (1 - \exp(-\tau_{13}(R'_1)))) \cdot \frac{(1 - \exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (7.65)$$

$$\vec{F}_{13}^C = \frac{4\pi}{c} k_{13} I_C \vec{\beta}_{13}^5 , \quad (7.66)$$

et

$$\vec{F}_{13}^D = \frac{4\pi}{c} k_{13} \int_{\Omega=4\pi} (S_{13}(R''') (1 - \exp(-\tau_{13}(R'''))) \exp(-\tau_{12}(R'_1'')) \exp(-\tau_{12}(R'_2'')) + S_{12}(R'_2'') (1 - \exp(-\tau_{12}(R'_2''))) \exp(-\tau_{12}(R'_1'')) + S_{12}(R'_1'') (1 - \exp(-\tau_{12}(R'_1''))) \cdot \frac{(1 - \exp(-\tau_{13}))}{\tau_{13}} \frac{d\omega}{4\pi} . \quad (7.67)$$

En établissant les expressions 7.64-7.67 des différentes composantes de la force radiative résultante \vec{F}^{RE} , nous avons adopté la même convention que celle suivie au paragraphe B.β, à savoir, que l'axe de visée porté à partir d'un point fixe R le long d'une direction quelconque de l'espace intercepte le lieu géométrique (R, R') (resp. (R, R'')) en deux points distincts R'_1, R'_2 (resp. R''_1, R''_2) et le lieu géométrique (R, R''') en un point R''' et que ces points d'intersection R'_1, R'_2, R''' (resp. R''_1, R''_2, R''') sont, par exemple, respectivement situés les plus proches du point R (voir figs 7.9 et 7.15).

Les contributions \vec{F}_{12}^C et \vec{F}_{13}^C , explicitées en 7.64 et 7.66, représentent donc les forces radiatives agissant sur un atome, en un point fixe R, qui diffuse la

radiation émise par le continuum de l'étoile, respectivement au moyen de la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$. Les vecteurs "probabilité de fuite" $\vec{\beta}_{12}^5$ et $\vec{\beta}_{13}^5$ qui apparaissent dans les expressions correspondantes sont simplement donnés par (cf. relations 7.22 et 7.25)

$$\vec{\beta}_{12}^5 = \int_{\Omega=4\pi W} \frac{(1-\exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \exp(-\tau_{13}(R_1')) \exp(-\tau_{13}(R_2')) \exp(-\tau_{12}(R''')) \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (7.68)$$

et

$$\vec{\beta}_{13}^5 = \int_{\Omega=4\pi W} \frac{(1-\exp(-\tau_{13}))}{\tau_{13}} \exp(-\tau_{12}(R_1')) \exp(-\tau_{12}(R_2')) \exp(-\tau_{13}(R''')) \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \quad (7.69)$$

la signification physique des différents termes apparaissant dans ces intégrales étant la même que celle mentionnée au paragraphe B.β précédent pour les probabilités de fuite β_{12}^5 et β_{13}^5 .

Les contributions \vec{F}_{12}^D et \vec{F}_{13}^D , explicitées en 7.65 et 7.67, correspondent aux forces radiatives dues aux interactions des atomes au point fixe R avec les photons émis par des atomes situés au voisinage des points R_1' , R_2' et R''' , et R_1'' , R_2'' et R''' . Vu l'analogie des expressions des forces radiatives \vec{F}_{12}^D et \vec{F}_{13}^D avec celles des contributions J_{12}^2 et J_{13}^2 (voir relations 7.23 et 7.26) du champ moyen de radiation spectrale dans une enveloppe D.E, nous renvoyons le lecteur au paragraphe B.β pour la signification physique des différentes quantités apparaissant dans les intégrales des expressions 7.65 et 7.67.

Nous avons choisi de définir les quantités suivantes

$$FRE = \log_{10}(\vec{F}^{RE} \cdot \vec{n}/K) , \quad (7.70)$$

$$FC12 = \log_{10}(\vec{F}_{12}^C \cdot \vec{n}/K) , \quad (7.71)$$

$$FD12 = \log_{10}(|\vec{F}_{12}^D \cdot \vec{n}/K|) , \quad (7.72)$$

$$FC13 = \log_{10}(\vec{F}_{13}^C \cdot \vec{n}/K) , \quad (7.73)$$

et
$$FD13 = \log_{10}(|\vec{F}_{13}^D \cdot \vec{n}/K|) \quad , \quad (7.74)$$

en vue d'illustrer le comportement des forces radiatives \vec{F}^{RE} , \vec{F}_{12}^C , \vec{F}_{12}^D , \vec{F}_{13}^C et \vec{F}_{13}^D au sein d'enveloppes D.E. Dans ces relations, \vec{n} représente un vecteur unitaire orienté du centre de l'étoile vers le point fixe R et la constante multiplicative K a été définie en 7.42.

γ) Applications numériques

Nous avons illustré ci-dessous le comportement des différentes quantités LGS_{12} , LGS_{12}^5 , LGS_{12}^2 et LGS_{13} , LGS_{13}^5 , LGS_{13}^2 , définies en 7.57-7.62, dans les figures 7.29-7.40 et celui des quantités FRE, FC12, FD12, FC13 et FD13, définies en 7.70-7.74, dans les figures 7.41-7.46 en fonction de la variable L au sein d'enveloppes D.E pour une grande variété des paramètres du modèle.

Les produits scalaires $\vec{F}_{12}^D \cdot \vec{n}$ et $\vec{F}_{13}^D \cdot \vec{n}$ pouvant être négatifs, les quantités correspondantes FD12 et FD13 sont alors représentées dans les figures 7.41-7.46 par un tracé discontinu.

La table 7.2 résume les valeurs des paramètres caractérisant les conditions physiques des enveloppes. Dans cette table, la première colonne indique le numéro de la figure illustrant les quantités physiques reportées dans la deuxième colonne. Les colonnes 3, 4, 5 et 6 reprennent les différentes valeurs des paramètres ℓ (ou G), ΔX_{23} , τ_{12}^{ℓ} et τ_{13}^{ℓ} . Pour toutes ces applications numériques, nous avons fixé la température de l'étoile à $T = 30000^{\circ}K$ et l'extension maximale de l'enveloppe à $L_{\max} = 5$. Enfin, nous avons choisi les forces d'oscillateur telles que $f_{13} = 2f_{12}$, et donc $\tau_{13}^{\ell} = 2\tau_{12}^{\ell}$, les poids statistiques des niveaux atomiques $g_1 = 2$, $g_2 = 2$, $g_3 = 4$ et la longueur d'onde $\lambda_{12} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ cm, en accord avec les paramètres physiques pour le doublet de résonance de C IV.

Afin de déterminer les valeurs des fonctions source S_{12} et S_{13} en un point fixe R au sein d'une enveloppe D.E, nous avons vu qu'il était nécessaire de résoudre le système d'équations 7.56 dont chacun des membres droits dépend simultanément des propriétés physiques du milieu matériel au point R et aux points distants R''' , R_1' , R_2' , R_1'' et R_2'' . Comme pour le modèle d'un atome à deux niveaux traité au chapitre 4, § A.γ, nous avons employé une méthode numérique itérative qui néglige dans un premier temps les effets du couplage radiatif entre atomes distants et qui remplace à la $n^{\text{ème}}$ itération les valeurs des fonctions source S_{12} , S_{13} et des opacités fictives τ_{12} , τ_{13} par celles trouvées à la $n - 1^{\text{ème}}$ itération dans les termes de couplage radiatif (cf. relations 7.21-7.26). Cette méthode numérique converge assez rapidement et en calculant avec 200 pas d'intégration les différentes intégrales apparaissant dans les expressions des probabilités de fuite β_{12}^1 ,

β_{12}^5 , etc. et des termes de couplage radiatif J_{12}^2 , J_{12}^3 , etc. en des points successifs séparés par une distance $\Delta L = 0.1$, huit itérations fournissent en moyenne une précision supérieure à 0.1% pour les valeurs des fonctions source S_{12} et S_{13} au travers de toute l'enveloppe. Notre modèle de calcul numérique qui fournit la détermination des fonctions source, des forces radiatives et des profils de raies en incluant de façon générale les effets d'assombrissement centre-bord du disque stellaire, des collisions, etc. au sein d'une enveloppe D.E telle que $L_{\max} = 5$, $\Delta L = 0.1$ et pour 200 valeurs de la fréquence $XG[-1 - \Delta X_{23}, 1]$, nécessite un temps de calcul approximatif de huit minutes avec un ordinateur CDC 7600. Pour comparaison, le temps de calcul nécessaire à la détermination des mêmes quantités physiques en utilisant notre modèle de calcul numérique pour un modèle d'atome à deux niveaux est de l'ordre d'une minute.

Dans le but de montrer les écarts entre la force radiative résultante \vec{F}^{RE} et celle \vec{F}_{12}^{DE} (voir relation 5.17) calculée pour un modèle d'atome à deux niveaux (cf. chapitre 5) caractérisés par une force d'oscillateur $f'_{12} = f_{12} + f_{13}$, et donc $\tau_{12}' = \tau_{12}^{\ell} + \tau_{13}^{\ell}$, et leur poids statistique $g'_1 = 2$, $g'_2 = 6$, nous avons aussi illustré dans chacune des figures 7.41-7.46 la quantité correspondante FD (en traits interrompus) définie par l'équivalent de la relation 5.21.

δ) Discussion des résultats

Comme on pouvait s'y attendre, les comportements des fonctions source S_{12} et S_{13} caractérisant le degré d'excitation d'un atome à trois niveaux (doublet de résonance) dépendent de façon critique du couplage radiatif complexe prenant place entre atomes distants au sein d'une enveloppe D.E. En effet, on remarque immédiatement à partir des figures 7.29-7.40 que les contributions LGS_{12}^2 et LGS_{13}^2 aux fonctions source S_{12} et S_{13} sont très compétitives, voire même parfois dominantes, vis-à-vis des contributions LGS_{12}^5 et LGS_{13}^5 dues aux interactions radiatives entre atomes situés en un point fixe R, via les transitions de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$, et les photons directement émis par l'étoile centrale.

Comparant entre elles les quantités LGS_{12}^5 et LGS_{13}^5 dans chacune des figures 7.29-7.40, il n'est pas étonnant de constater l'inégalité

$$LGS_{12}^5 > LGS_{13}^5 \quad . \quad (7.75)$$

En effet, étant donné que $\tau_{13} > \tau_{12} \geq 1$ en tout point du milieu matériel, non seulement l'atténuation du continuum stellaire au voisinage du lieu géométrique (R, R''') est telle que (voir relations 7.22 et 7.25)

$$\exp(-\tau_{12}(R''')) > \exp(-\tau_{13}(R''')) \quad ,$$

Table 7.2

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 7.29-7.46

Figure	Quantités physiques	ℓ (ou G)	ΔX_{23}	τ_{12}^{ℓ}	τ_{13}^{ℓ}
7.29	LGS_{12} , LGS_{12}^5 , LGS_{12}^2	0.5	0.25	1	2
7.30	LGS_{13} , LGS_{13}^5 , LGS_{13}^2	0.5	0.25	1	2
7.31	LGS_{12} , LGS_{12}^5 , LGS_{12}^2	1	0.01	1	2
7.32	LGS_{13} , LGS_{13}^5 , LGS_{13}^2	1	0.01	1	2
7.33	LGS_{12} , LGS_{12}^5 , LGS_{12}^2	1	0.25	1	2
7.34	LGS_{13} , LGS_{13}^5 , LGS_{13}^2	1	0.25	1	2
7.35	LGS_{12} , LGS_{12}^5 , LGS_{12}^2	1	0.50	1	2
7.36	LGS_{13} , LGS_{13}^5 , LGS_{13}^2	1	0.50	1	2
7.37	LGS_{12} , LGS_{12}^5 , LGS_{12}^2	2	0.25	1	2
7.38	LGS_{13} , LGS_{13}^5 , LGS_{13}^2	2	0.25	1	2
7.39	LGS_{12} , LGS_{12}^5 , LGS_{12}^2	G = 10	0.25	1	2
7.40	LGS_{13} , LGS_{13}^5 , LGS_{13}^2	G = 10	0.25	1	2
7.41	FRE, FC12, FD12, FC13, FD13, FD	0.5	0.25	1	2
7.42	FRE, FC12, FD12, FC13, FD13, FD	1	0.01	1	2
7.43	FRE, FC12, FD12, FC13, FD13, FD	1	0.25	1	2
7.44	FRE, FC12, FD12, FC13, FD13, FD	1	0.50	1	2
7.45	FRE, FC12, FD12, FC13, FD13, FD	2	0.25	1	2
7.46	FRE, FC12, FD12, FC13, FD13, FD	G = 10	0.25	1	2

mais aussi la fraction du disque stellaire occulté par le lieu géométrique (R , R'') (voir figs 7.8-7.16) est beaucoup plus importante que celle due à l'occultation par le lieu géométrique (R , R').

Afin de mieux comprendre le comportement des différentes contributions aux fonctions source S_{12} et S_{13} , nous avons aussi calculé pour un modèle d'atome à deux niveaux celui des quantités LGS, LGS5 et LGS2 respectivement définies en 4.35, 4.36 et 4.37, pour les mêmes conditions physiques que celles caractérisant

Figs 7.29-7.46 : voir légendes dans la table 7.2

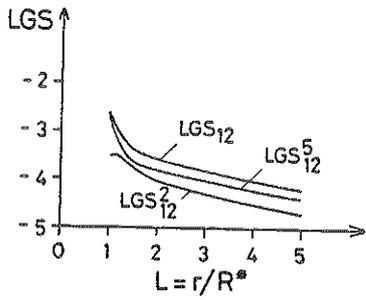


Fig. 7.29

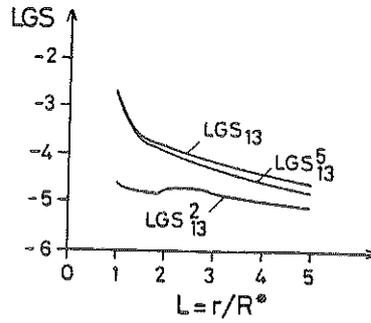


Fig. 7.30

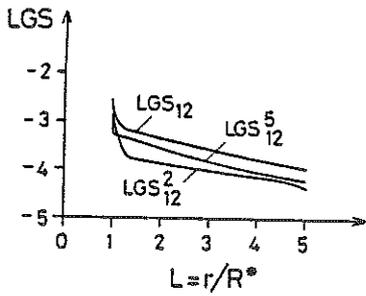


Fig. 7.31

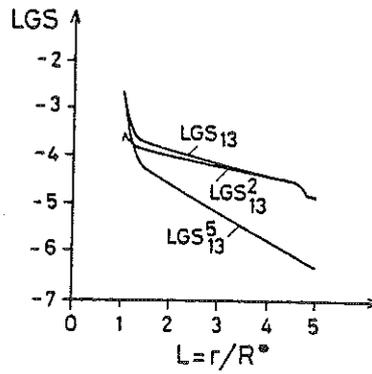


Fig. 7.32

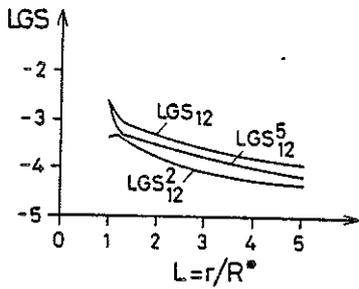


Fig. 7.33

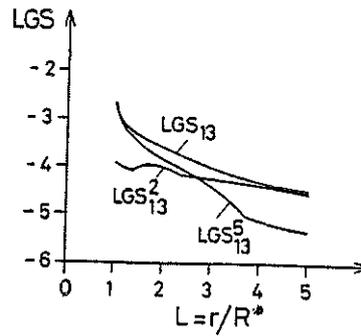


Fig. 7.34

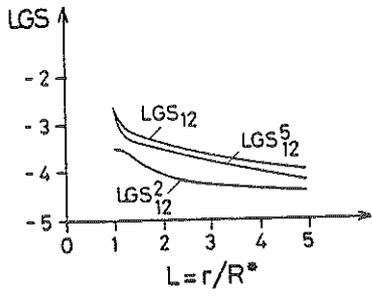


Fig. 7.35

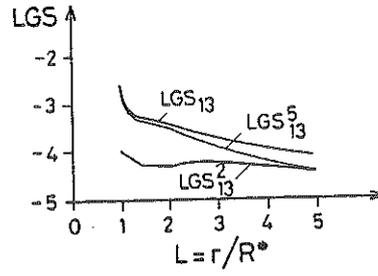


Fig. 7.36

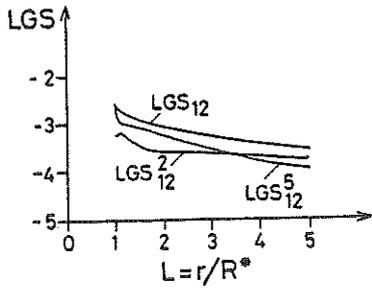


Fig. 7.37

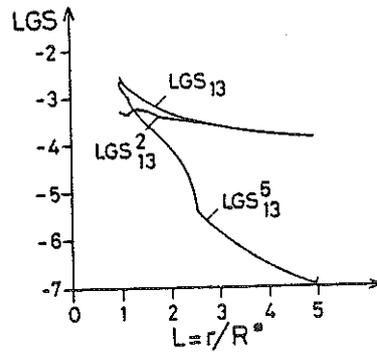


Fig. 7.38

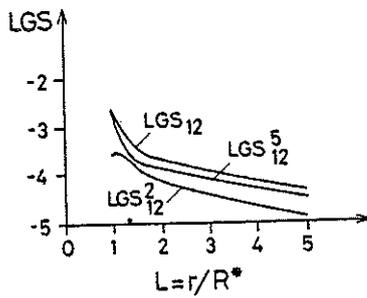


Fig. 7.39

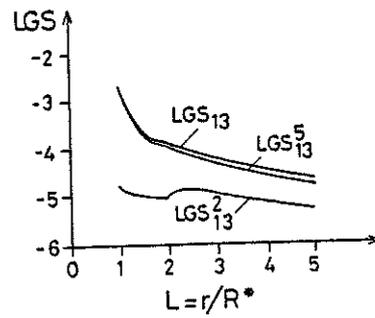


Fig. 7.40

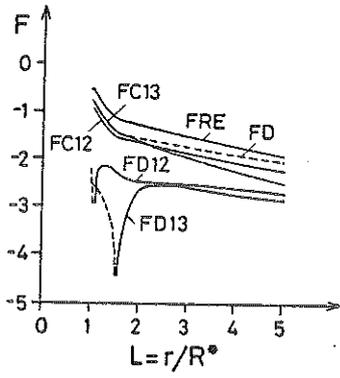


Fig. 7.41

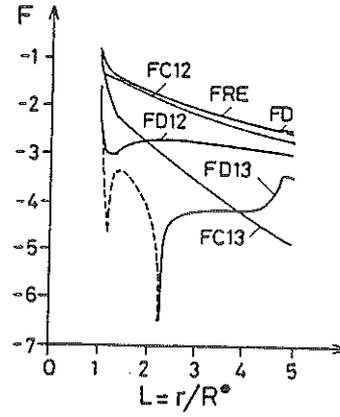


Fig. 7.42

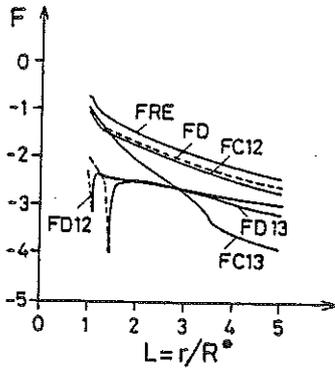


Fig. 7.43

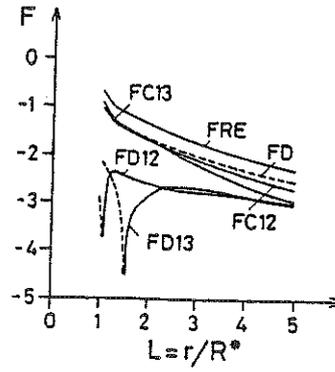


Fig. 7.44

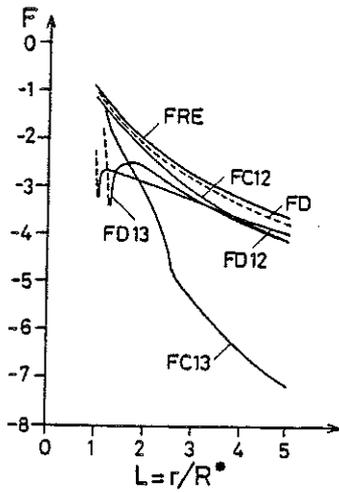


Fig. 7.45

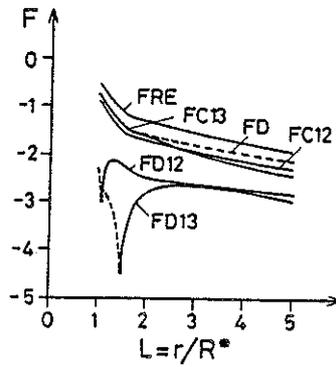


Fig. 7.46

les figures 7.29-7.40, à l'exception bien sûr de la force d'oscillateur $f'_{12} = f_{12} + f_{13}$ pour la transition $1' \rightarrow 2'$, et donc $\tau_{12}^{\ell'} = \tau_{12}^{\ell} + \tau_{13}^{\ell}$, et des poids statistiques des niveaux atomiques valant respectivement $g'_1 = 2$ et $g'_2 = 6$. Pour le cas particulier $\ell = 1$, $\tau_{12}^{\ell'} = 3$ et $L_{\max} = 5$, nous avons illustré dans la figure 7.47 le comportement des quantités correspondantes.

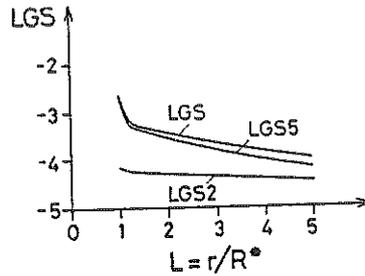


Fig. 7.47 Comportement de la fonction source LGS au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\ell = 1$, $\tau_{12}^{\ell'} = 3$ et $L_{\max} = 5$ (voir texte).

Comparant ces résultats, qui incluent ceux illustrés dans la figure 7.47, aux diverses contributions apparaissant dans chacune des figures 7.29-7.40, on conclut de façon générale que

$$LGS_{12} > LGS \quad , \quad (7.76)$$

$$\text{car } LGS_{12}^5 \approx LGS5 \quad , \quad (7.77)$$

$$\text{et } LGS_{12}^2 > LGS2 \quad , \quad (7.78)$$

$$\text{et que } LGS_{13} < LGS \quad , \quad (7.79)$$

$$\text{car } LGS_{13}^5 \ll LGS5 \quad , \quad (7.80)$$

$$\text{bien que } LGS_{13}^2 > LGS2 \quad . \quad (7.81)$$

Nous avons de même calculé au moyen des relations 4.35-4.37 le comportement des quantités LGS'_{12} , $LGS^{5'}_{12}$, $LGS^{2'}_{12}$ et LGS'_{13} , $LGS^{5'}_{13}$, $LGS^{2'}_{13}$ en supposant respectivement que $f'_{12} = f_{12}$, $\tau_{12}^{\ell'} = \tau_{12}^{\ell}$, $g'_1 = 2$, $g'_2 = 2$ et $f'_{12} = f_{13}$, $\tau_{12}^{\ell'} = \tau_{13}^{\ell}$, $g'_1 = 2$, $g'_2 = 4$ en vue de comparer ces résultats à ceux présentés dans les figures 7.29-7.40. Nous obtenons en fait les mêmes inégalités que celles explicitées en 7.76-7.81,

ce qui n'est pas surprenant car les quantités LGS'_{12} , LGS'_{13} , LGS ; $LGS^{5'}_{12}$, $LGS^{5'}_{13}$, $LGS5$ et $LGS^{2'}_{12}$, $LGS^{2'}_{13}$, $LGS2$ ne diffèrent que très peu entre elles, vu les distributions très semblables adoptées pour les opacités fictives τ'_{12} .

Sans vouloir donner une interprétation quantitative exacte des écarts observés entre les diverses quantités LGS_{12} , LGS ; LGS^5_{12} , $LGS5$; etc., car ceci relève du calcul rigoureux du transfert radiatif, nous discutons ci-dessous le sens physique des inégalités 7.76-7.81.

Pour $L < L^*$ (voir relation 4.77), le lieu géométrique (R, R''') des points distants R''' tels que $L''' < L$ est entièrement confiné dans l'angle solide $4\pi W$ sous-tendant le disque de l'étoile à partir du point fixe R . Remarquant que lorsque la séparation des niveaux atomiques supérieurs, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} (voir relation 7.8), est petite vis-à-vis de la vitesse maximale d'expansion v_0 de l'enveloppe (voir fig. 7.12), il en est de même pour le lieu géométrique (R, R') des points distants R' tels que $L' < L$, la relation 7.77 prend la forme plus correcte (voir relations 3.68 et 7.22)

$$LGS^5_{12} \ll LGS5 \quad ,$$

pour $L < L^*$. On voit qu'il en est bien ainsi en comparant les résultats des figures 7.31 ($\Delta X_{23} = 0.01$) et 7.47 dans l'intervalle $L \in [1, \sqrt{2}]$. Lorsque ΔX_{23} croît, le lieu géométrique (R, R') situé dans les zones III et IV de l'enveloppe (voir fig. 7.8) s'écarte de plus en plus du lieu géométrique (R, R''') (voir figs 7.10, 7.12-7.14) et on observe même que pour $\Delta X_{23} \geq 0.25$, seul le lieu géométrique (R, R''') des points distants R''' tels que $L''' < L$ reste entièrement confiné dans l'angle solide $4\pi W$ lorsque $L < L^*$. Par conséquent, vu que $\tau_{12} < \tau'_{12}$ en chaque point R''' du lieu géométrique (R, R''') la relation 7.77 doit être réécrite plus exactement

$$LGS^5_{12} \gg LGS5 \quad ,$$

en accord avec les résultats présentés dans les figures 7.33 ($\Delta X_{23} = 0.25$), 7.35 ($\Delta X_{23} = 0.5$) et 7.47. Pour $L > L^*$, la fraction du disque stellaire occulté par les lieux géométriques (R, R''') (cf. chapitre 4, § B.8 et figs 4.39-4.40) et (R, R') devient négligeable et donc nous pouvons réécrire avec une très bonne approximation la relation 7.77

$$LGS^5_{12} = LGS5 \quad .$$

Comparant les résultats des figures 7.31, 7.33, 7.35 à ceux de la figure 7.47 pour $L \in [\sqrt{2}, 5]$, on remarque qu'il en est bien ainsi.

La dépendance du lieu géométrique (R, R'') situé dans la zone II de l'enveloppe (voir fig. 7.8) en fonction des paramètres ℓ (ou G), ΔX_{23} et de la variable L (voir figs 7.8-7.16) permet de comprendre facilement les écarts observés (voir inégalité 7.80) entre la contribution LGS_{13}^5 à la fonction source S_{13} et la contribution LGS5 à la fonction source S'_{12} calculée pour un modèle d'atome à deux niveaux. En effet, la rapide décroissance de la quantité LGS_{13}^5 , illustrée dans les figures 7.30, 7.32, 7.34, 7.36, 7.38 et 7.40 en fonction de la variable spatiale L et/ou le paramètre de décélération ℓ (ou G) par rapport à la quantité LGS5 est essentiellement due aux faits que non seulement la section efficace du lieu géométrique (R, R'') projetée sur le disque stellaire croît avec L et avec la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) mais aussi que l'atténuation du continuum stellaire s'effectue en des points R'' plus éloignés du centre de l'étoile lorsque la distance L au point fixe R augmente et/ou que la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) croît. L'opacité fictive τ_{12} évaluée aux points R'' étant une fonction croissante de L et de ℓ (ou G) (voir relations 7.12 et 7.19), ceci explique bien qualitativement le comportement de la quantité LGS_{13}^5 par rapport à LGS5. Remarquant à partir des figures 7.10, 7.12-7.14 pour le cas particulier $\ell = 1$ que l'occultation du disque stellaire par le lieu géométrique (R, R'') est moins prononcée lorsque la valeur du paramètre ΔX_{23} croît, le comportement de la contribution LGS_{13}^5 , illustré dans les figures 7.32 ($\Delta X_{23} = 0.01$), 7.34 ($\Delta X_{23} = 0.25$), 7.36 ($\Delta X_{23} = 0.50$), qui devient de plus en plus importante lorsque ΔX_{23} augmente est simplement interprété.

A partir des inégalités 7.78 et 7.81 nous concluons que le couplage radiatif additionnel entre les atomes situés en un point fixe R de l'enveloppe et les photons initialement émis avec une fréquence locale $\nu_L^1 \approx \nu_{13}$ (resp. $\nu_L^2 \approx \nu_{12}$) à partir du voisinage du lieu géométrique (R, R') (resp. (R, R'')) a pour effet d'accroître considérablement le degré d'excitation des atomes peuplant le niveau 2 (resp. niveau 3) au sein d'une enveloppe D.E. On comprend fort bien intuitivement ce résultat car la fraction de l'espace $(\Omega(R, R''') \cup \Omega(R, R'))/4\pi$ (resp. $(\Omega(R, R''') \cup \Omega(R, R''))/4\pi$), vue par un observateur situé au point fixe R, interceptant les lieux géométriques (R, R''') et (R, R') (resp. (R, R'')) est évidemment plus grande que la simple fraction $\Omega(R, R''')/4\pi$. Il n'est pas simple d'interpréter quantitativement le comportement des quantités LGS_{12}^2 et LGS_{13}^2 en fonction du paramètre ΔX_{23} car alors que la contribution LGS_{13}^5 dont dépendent ces premières quantités augmente en chaque point de l'enveloppe en fonction de ΔX_{23} , les angles solides $\Omega(R, R')$ et $\Omega(R, R'')$ qui fixent en partie les limites d'intégration apparaissant dans les expressions de J_{12}^2 et J_{13}^2 (voir relations 7.23 et 7.26) diminuent lorsque ΔX_{23} croît. On peut remarquer cependant (voir figs 7.31-7.36) que lorsque ΔX_{23} devient suffisamment

grand, les quantités LGS_{12}^2 et LGS_{13}^2 diminuent en tout point de l'enveloppe et tendent asymptotiquement vers les valeurs $LGS_{12}^{2'}$ et $LGS_{13}^{2'}$ définies ci-avant lorsque $\Delta X_{23} \rightarrow 1 + X_c$, X_c étant la valeur de la fréquence (voir relation 6.66 et 6.67) pour laquelle l'occultation de la surface d'égale fréquence X_c par le disque stellaire devient totale (voir chapitre 6, § C.8). Il est fort heureux de retrouver ce résultat à partir de notre modèle numérique car on sait que pour cette valeur ΔX_{23} de la séparation des niveaux atomiques, le couplage de la radiation spectrale émise en des points distants R' (resp. R'') à la fréquence locale initiale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ (resp. $\nu_L'' \approx \nu_{12}$) avec des atomes situés au point fixe R qui interagissent via la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ (resp. $1 \rightleftharpoons 3$) doit complètement disparaître.

Si on compare à partir des figures 7.29-7.40 le comportement des quantités LGS_{12}^2 et LGS_{13}^2 pour une même valeur du paramètre ΔX_{23} en fonction de la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G), on conclut immédiatement que le couplage radiatif entre atomes situés en des points distants R , R'_1 , R'_2 , R''_1 et R''_2 est d'autant plus efficace que la décélération de l'enveloppe est grande. Nous rappelant (cf. chapitre 4, § B.8 et figs 4.37, 4.38) que la fraction de l'espace, vue d'un point fixe R , interceptant le lieu géométrique (R, R''') augmente avec la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) de l'enveloppe et remarquant (voir figs 7.8-7.16) qu'il en est de même pour les fractions de l'espace interceptant les lieux géométriques (R, R') et (R, R'') , ces résultats sont interprétés ici d'une manière simple.

A partir d'autres applications numériques pour lesquelles $\ell = 0.5, 1$, $\tau_{12}^\ell = 0.01$, $\tau_{13}^\ell = 0.02$, $\Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 5$, on peut aussi voir que les contributions LGS_{12}^2 et LGS_{13}^2 aux fonctions source S_{12} et S_{13} sont négligeables par rapport aux contributions LGS_{12}^5 et LGS_{13}^5 et donc (cf. chapitre 3, § E et chapitre 4, § B) que le couplage radiatif entre atomes distants situés en des points R , R'_1 , R'_2 , R''_1 , R''_2 n'est important que si l'enveloppe D.E est optiquement épaisse à la radiation spectrale.

Enfin, pour les valeurs des paramètres $\ell = 0.5, 1, 2$, $\tau_{12}^\ell = 1$, $\tau_{13}^\ell = 2$, $\Delta X_{23} = 0.001$ et $L_{\max} = 5$, nous avons calculé les fonctions source S_{12} et S_{13} et avons comparé ces résultats au moyen de la relation 7.45 à ceux décrivant le comportement de la fonction source S'_{12} calculée pour un modèle d'atome à deux niveaux. Nous concluons que le modèle d'atome à trois niveaux traité ici rend parfaitement compte des résultats (fonction source, force radiative et profil de raie) obtenus directement au moyen du modèle d'atome à deux niveaux.

En conclusion, nous dirons donc qu'au sein d'une enveloppe D.E, les interactions radiatives additionnelles entre photons émis à partir du lieu géométrique (R, R') (resp. (R, R'')) avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ (resp. $\nu_L'' \approx \nu_{12}$) et les atomes situés en un point fixe R , via la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ (resp. $1 \rightleftharpoons 3$), ont pour effet résultant d'accroître (resp. diminuer) le degré d'excitation du

niveau atomique supérieur 2 (resp. 3) par rapport au degré d'excitation obtenu, en ne considérant que les interactions radiatives entre photons émis à partir du lieu géométrique (R, R''') avec une fréquence locale $\nu_L''' = \nu_L = \nu_{12}$ (resp. ν_{13}) et les atomes situés au point fixe R .

Dans la suite de ce paragraphe nous discutons le comportement des forces radiatives \vec{F}^{RE} , \vec{F}_{12}^C , \vec{F}_{12}^D , \vec{F}_{13}^C , \vec{F}_{13}^D et \vec{F}_{12}^{DE} illustrées dans les figures 7.41-7.46 par les quantités respectives F_{RE} , F_{C12} , F_{D12} , F_{C13} , F_{D13} et F_{DE} .

Un bref examen de ces figures nous permet directement de conclure que la force radiative résultante \vec{F}^{RE} agissant sur un atome, via les transitions de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$, au sein d'une enveloppe D.E apparaît en général plus élevée que la force radiative \vec{F}_{12}^{DE} calculée en supposant que le doublet de résonance constitue une raie simple. Afin de comprendre facilement ce résultat, nous sommes amenés à considérer le comportement de chacune des composantes des forces radiatives \vec{F}^{RE} et \vec{F}_{12}^{DE} (cf. chapitre 5, § C). Pour ce faire, nous avons aussi calculé pour le modèle d'un atome à deux niveaux les quantités FCD et FDD respectivement définies en 5.19 et 5.20 pour les mêmes conditions physiques que celles caractérisant chacune des figures 7.41-7.46 mais en supposant comme auparavant que $f'_{12} = f_{12} + f_{13}$, et donc $\tau_{12}^{\ell'} = \tau_{12}^{\ell} + \tau_{13}^{\ell}$, $g'_1 = 2$ et $g'_2 = 6$. Pour le cas particulier $\ell = 1$, $\tau_{12}^{\ell'} = 3$ et $L_{\max} = 5$, nous avons illustré dans la figure 7.48 le comportement des quantités F_{DE} , FCD et FDD.

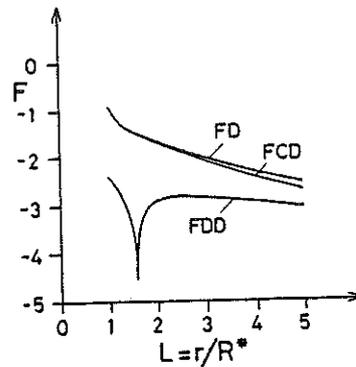


Fig. 7.48 Comportement de la force radiative F_{DE} au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\ell = 1$, $\tau_{12}^{\ell'} = 3$ et $L_{\max} = 5$ (voir texte).

Comparant ces résultats, qui incluent ceux illustrés dans la figure 7.48, aux diverses contributions apparaissant dans les figures 7.41-7.46, on conclut de façon générale que dans la majeure partie des enveloppes

$$FC12 \approx FCD, \quad (7.82)$$

$$FD12 > FDD, \quad (7.83)$$

$$FC13 \ll FCD, \quad (7.84)$$

$$\text{et } FD13 > FDD. \quad (7.85)$$

Il n'est pas étonnant de remarquer l'analogie existant entre ces dernières inégalités et celles explicitées en 7.77, 7.78 et 7.80, 7.81 car les expressions des forces radiatives \vec{F}_{12}^C , \vec{F}_{12}^D , \vec{F}_{13}^C , \vec{F}_{13}^D projetées le long de l'axe \vec{n} ne diffèrent de celles des quantités J_{12}^5 , J_{12}^2 , J_{13}^5 , J_{13}^2 (voir relations 7.21 et 7.24) que par la présence d'un facteur $4\pi/c \cdot k_{12}$ ou $4\pi/c \cdot k_{13}$ et du produit scalaire $\vec{\ell} \cdot \vec{n}$ inclu sous le signe intégral des différentes expressions 7.64-7.69. Par conséquent, un raisonnement analogue à celui suivi lors de l'interprétation physique des inégalités 7.76-7.81 permet de comprendre facilement celle des inégalités 7.82-7.85.

Etant donné que pour les valeurs des paramètres $\ell = 1, 2$, $\tau_{12}^\ell = 1$ et $\tau_{13}^\ell = 2$, correspondant aux figures 7.42-7.45, les conditions $\tau_{12} > 1$ et $\tau_{13} > 1$ sont réalisées au sein des enveloppes D.E pour $L > 1$ et que pour $L > L^*$ (voir relation 4.77) la fraction du disque stellaire occulté par les lieux géométriques (R, R''') (cf. chapitre 4, § B.β et figs 4.39, 4.40) et (R, R') devient négligeable, les expressions des forces radiatives \vec{F}_{12}^C (voir relation 7.64) et \vec{F}_{12}^{CD} (voir relation 5.13) sont représentées avec une bonne approximation (cf. relation 7.49) par

$$\vec{F}_{12}^C \approx \frac{4\pi I_c}{c n_1} \frac{v_{12}}{c} \int_{\Omega=4\pi W} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi},$$

$$\text{et } \vec{F}_{12}^{CD} \approx \frac{4\pi I_c}{c n_1} \frac{v'_{12}}{c} \int_{\Omega=4\pi W} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi}.$$

(7.86)

Au sein d'une enveloppe D.E optiquement épaisse à la radiation spectrale, les forces radiatives \vec{F}_{12}^C et \vec{F}_{12}^{CD} sont donc indépendantes de la force d'oscillateur f_{ij} pour la transition $i \rightleftharpoons j$ considérée et vu que $v'_{12} \approx v_{12}$, on a

$$\vec{F}_{12}^C \approx \vec{F}_{12}^{CD} ,$$

dans la majeure partie de l'enveloppe ($L > L^*$) et on retrouve ainsi l'approximation 7.82. Comparant le comportement des quantités FC12 et FCD à partir des figures 7.42-7.44 et 7.48, on constate qu'il en est bien ainsi excepté au voisinage de l'étoile ($L < L^*$) où non seulement l'occultation du disque stellaire par les lieux géométriques (R, R''') et (R, R') devient appréciable mais où aussi le milieu matériel n'est pas, strictement parlant, optiquement épais à la radiation spectrale ($\tau_{12} \approx 1$).

Pour les valeurs des paramètres de décélération $\ell = 0.5$ et $G = 10$, les opacités fictives radiales (voir relations 7.12 et 7.19) sont pratiquement constantes au travers de toute l'enveloppe, c'est-à-dire que $\tau_{12} \approx \tau_{12}^{\ell}$ et $\tau_{12}' \approx \tau_{12}'^{\ell}$, et par conséquent pour $L > L^*$, les expressions des forces radiatives \vec{F}_{12}^C et \vec{F}_{12}^{CD} peuvent être réécrites

$$\left. \begin{aligned} \vec{F}_{12}^C &= \frac{4\pi I_c}{c n_1} \frac{v_{12}}{c} \int_{\Omega=4\pi W} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| (1 - \exp(-\tau_{12})) \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} , \\ \text{et } \vec{F}_{12}^{CD} &= \frac{4\pi I_c}{c n_1} \frac{v_{12}}{c} \int_{\Omega=4\pi W} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right| (1 - \exp(-\tau_{12})) \vec{\ell} \frac{d\omega}{4\pi} . \end{aligned} \right\} (7.87)$$

Pour les valeurs des paramètres $\tau_{12}^{\ell} = 1$ et $\tau_{12}'^{\ell} = 3$, correspondant aux figures 7.41 et 7.46, nous pouvons estimer à partir de la relation 7.87 l'écart entre les quantités FC12 et FCD lorsque $L > L^*$. On trouve facilement que

$$FC12 - FCD \approx \log_{10}((1 - \exp(-\tau_{12}))/ (1 - \exp(-\tau_{12}')))) , \quad (7.88)$$

et par conséquent $FC12 - FCD \approx -0.18$. Comparant à partir des figures 7.41 et 7.46 la quantité FC12 à la quantité FD qui est largement dominée par la contribution FCD, on remarque que pour $L > L^*$ le résultat précédent constitue une très bonne approximation.

Le comportement de la contribution FC13 (voir figs 7.41-7.46) à la force radiative résultante \vec{F}^{RE} , représentée par la quantité FRE, peut être simplement

interprété par analogie au comportement de la contribution LGS_{13}^5 à la fonction source LGS_{13} décrit ci-avant. En effet, la rapide décroissance de la quantité $FC13$ en fonction de la distance L et des paramètres ℓ (ou G) est étroitement liée au comportement du lieu géométrique (R, R'') dans la région II de l'enveloppe (voir fig. 7.8) qui occulte partiellement ou totalement le disque de l'étoile centrale. La distance L_0 à partir de laquelle commence l'occultation du disque stellaire par le lieu géométrique (R, R'') est facilement évaluée en posant $\theta = \pi$, $\theta' = \pi$ et $L' = 1$ dans la relation 7.18

$$L_0 \approx (1 - \Delta X_{23})^{-1/\ell} \quad . \quad (7.89)$$

On remarque à partir des figures 7.41-7.46 et 7.48 que cette dernière relation décrit parfaitement les régions de l'enveloppe $LG[1, L_0]$ et $LG[L_0, 5]$ pour lesquelles on a respectivement $FC13 \approx FCD$ et $FC13 \ll FCD$.

Le comportement des forces radiatives \vec{F}_{12}^D et \vec{F}_{13}^D dues aux interactions radiatives entre atomes distants situés respectivement en des points R, R''', R' et R, R''', R'' nous rappelle bien sûr celui de la contribution \vec{F}_{12}^{DD} (voir relation 5.17) agissant sur un atome à deux niveaux au sein d'une enveloppe D.E. Nous remarquons ainsi que très près du disque de l'étoile les forces radiatives \vec{F}_{12}^D et \vec{F}_{13}^D sont dirigées radialement vers l'intérieur, tout en restant en valeur absolue nettement inférieures aux forces radiatives \vec{F}_{12}^C et \vec{F}_{13}^C qui leur sont directement opposées. Etant donné que très près de l'étoile le lieu géométrique (R, R'') se trouve entièrement confiné dans la région I de l'enveloppe (voir fig. 7.8) et que la quantité d'impulsion transférée par les photons émis à partir du voisinage de ces points distants R'' est dirigée suivant la direction $-\vec{n}$, il n'est pas étonnant de constater dans chacune des figures 7.41-7.46 que la force radiative \vec{F}_{13}^D s'annule toujours en un point R de l'enveloppe plus éloigné du centre de l'étoile que celui où s'annule la force radiative \vec{F}_{12}^D . Les inégalités 7.83 et 7.85 apparaissent évidentes si on se rappelle (voir inégalités 7.78 et 7.81) que les interactions radiatives additionnelles entre photons émis à partir du lieu géométrique (R, R') (resp. (R, R'')) avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ (resp. $\nu_L'' \approx \nu_{12}$) et les atomes situés en un point fixe R , via la transition de résonance $1 \nleftrightarrow 2$ (resp. $1 \nleftrightarrow 3$), ont pour effet résultant d'accroître la contribution LGS_{12}^2 (resp. LGS_{13}^2) à la fonction source S_{12} (resp. S_{13}) par rapport à la contribution LGS_2 obtenue en ne considérant que les interactions radiatives entre atomes situés aux points distants R, R''' . Alors qu'en général la contribution LGS_{13}^2 est nettement inférieure à la contribution LGS_{12}^2 (voir figs 7.29-7.40), on note à partir des figures 7.41-7.46 que la force radiative \vec{F}_{13}^D est elle par contre comparable, voire même parfois supérieure, à la force radiative \vec{F}_{12}^D . Ce comportement remarquable de la force radiative \vec{F}_{13}^D par rapport à \vec{F}_{12}^D est principalement dû au fait que la quantité globale d'impulsion

transférée par les photons émis avec une fréquence locale $\nu_L'' \approx \nu_{12}$ à partir du lieu géométrique (R, R'') (voir figs 7.8-7.16) est plus efficace que la quantité d'impulsion globale transférée par les photons émis avec une fréquence $\nu_L' \approx \nu_{13}$ à partir du lieu géométrique (R, R') . En effet, la valeur moyenne du produit scalaire $\vec{k}'' \cdot \vec{n}$ apparaissant dans l'expression 7.74 de la contribution FD13 à la force radiative \vec{F}^{RE} est soit plus négative, soit plus positive que la valeur moyenne du produit scalaire $\vec{k}' \cdot \vec{n}$ apparaissant dans l'expression 7.72 de la contribution FD12, suivant que l'on se trouve très près ou très loin de l'étoile. Remarquons encore que les composantes \vec{F}_{12}^D et \vec{F}_{13}^D peuvent toutes deux dépasser en valeur absolue respectivement les composantes \vec{F}_{12}^C et \vec{F}_{13}^C (voir figs 7.41-7.46) et que ceci est d'autant plus facilement réalisé que l'enveloppe est optiquement plus épaisse à la radiation spectrale et/ou que le paramètre de décélération λ (ou G) est élevé.

A partir d'autres applications numériques pour lesquelles $\lambda = 0.5, 1$, $\tau_{12}^\lambda = 0.01$, $\tau_{13}^\lambda = 0.02$, $\Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 5$, nous trouvons que les comportements des forces radiatives \vec{F}^{RE} et \vec{F}_{12}^{DE} sont essentiellement les mêmes et que ceux-ci obéissent à une loi en $1/L^2$. Il est facile de justifier ce résultat car au sein d'une enveloppe D.E optiquement mince à la radiation spectrale, nous avons vu ci-avant et aux chapitres 3 et 4 que les interactions radiatives entre atomes distants ne contribuaient que de façon négligeable au degré d'excitation des atomes, c'est-à-dire que $LGS_{12}^2 \ll LGS_{12}^5$, $LGS_{13}^2 \ll LGS_{13}^5$ et $LGS_2 \ll LGS_5$, et par conséquent, les résultantes des forces radiatives agissant sur un atome en tenant compte et en négligeant la structure du doublet de résonance valent respectivement

$$\begin{aligned} \vec{F}^{RE} &\approx \vec{F}_{12}^C + \vec{F}_{13}^C, \\ \text{et } \vec{F}_{12}^{DE} &\approx \vec{F}_{12}^{CD}. \end{aligned} \quad (7.90)$$

Avec les conditions $\tau_{12} \ll 1$, $\tau_{13} \ll 1$ et $\tau_{12}' \ll 1$, les expressions 7.64, 7.66 et 5.13 des composantes \vec{F}_{12}^C , \vec{F}_{13}^C et \vec{F}_{12}^{CD} peuvent être facilement simplifiées et on trouve

$$\begin{aligned} \vec{F}^{RE} &\approx \frac{4\pi}{c} I_c (k_{12} + k_{13}) \frac{\vec{n}}{4L^2}, \\ \text{et } \vec{F}_{12}^{DE} &\approx \frac{4\pi}{c} I_c k_{12} \frac{\vec{n}}{4L^2}, \end{aligned} \quad (7.91)$$

et vu la relation 7.55 liant les coefficients moyens d'absorption k_{12} , k_{13} à k'_{12} , les résultats de ces applications numériques sont simplement interprétés.

Enfin, les résultats d'applications numériques pour les valeurs des paramètres $\ell = 0.5, 1, 2$, $\tau_{12}^{\ell} = 1$, $\tau_{13}^{\ell} = 2$, $\Delta X_{23} = 0.001$ et $L_{\max} = 5$ et ceux illustrés dans la figure 7.42 ($\Delta X_{23} = 0.01$) montrent bien que lorsque la séparation des niveaux atomiques supérieurs 2 et 3, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} , devient négligeable par rapport à la vitesse maximale d'expansion v_0 de l'enveloppe, la force radiative résultante \vec{F}^{RE} s'identifie à celle \vec{F}_{12}^{DE} calculée directement au moyen d'un modèle d'atome à deux niveaux.

Outre les cas limites $\Delta X_{23} \ll 1$ ou $\tau_{12} \ll 1$, $\tau_{13} \ll 1$ pour lesquels $\vec{F}^{RE} \approx \vec{F}_{12}^{DE}$, nous concluons à partir des inégalités 7.82-7.85 qu'au sein d'une enveloppe D.E la résultante \vec{F}^{RE} des forces radiatives agissant sur un atome, via les transitions de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$, est en général de l'ordre de deux fois plus élevée que la résultante \vec{F}_{12}^{DE} des forces radiatives calculées en supposant que le doublet de résonance constitue une raie simple.

E. PROFILS DE RAIES POUR UN DOUBLET DE RESONANCE AU SEIN D'ENVELOPPES A.E

a) Première approche

Par analogie à la première approche qui nous a permis au chapitre 6, § A d'étudier la formation de profils de raies dans des enveloppes A.E pour le modèle simple d'un atome à deux niveaux, nous examinons ici les profils de raies formés, pour un doublet de résonance, au sein d'une enveloppe possédant une extension maximale L_{\max} qui est accélérée extérieurement autour d'une étoile centrale, supposée ponctuelle (voir fig. 7.49)

Bien que nous ayons conclu au paragraphe C du présent chapitre que les interactions radiatives du type $1 \rightleftharpoons 2$ entre les atomes situés en un point fixe R et les photons émis avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ à partir du lieu géométrique (R, R') avaient pour effet résultant de modifier la population du niveau atomique supérieur 2 par rapport à celle obtenue en négligeant ce transfert des photons, nous supposons en première approximation que le degré d'excitation des atomes n'est pas affecté par ces interactions radiatives distantes. Cette première approche qui n'est pas strictement rigoureuse apparaît néanmoins très instructive.

Si, dans le repère fixe de l'observateur nous choisissons de définir l'intervalle de fréquences $X \in [X_i, X_f]$ (voir relation 6.2) dans lequel se forme un profil de raie de façon telle que la fréquence centrale $X = 0$ corresponde à la position non déplacée de la composante rouge ($\nu = \nu_{12}$) du doublet de résonance, on trouve facilement au moyen des relations 2.7, 6.1, 6.2, 7.8 et 7.9 que les fréquences extrêmes X_i et X_f correspondant aux photons émis avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$

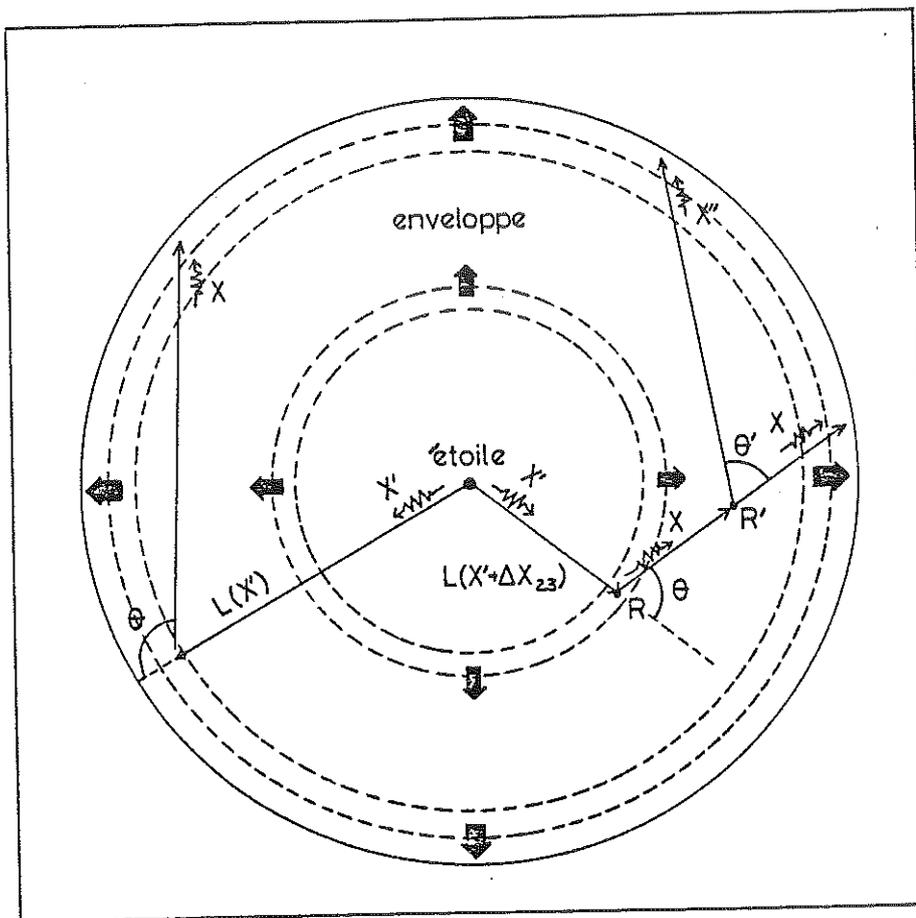


Fig. 7.49 Géométrie au sein d'une enveloppe en expansion rapide autour d'une étoile ponctuelle (voir texte). Les échelles sont arbitraires.

et $v_L \approx v_{12}$ respectivement par les atomes s'approchant et s'éloignant de l'observateur avec les vitesses maximales d'expansion v_{\max} et $-v_{\max}$ valent

$$\left. \begin{aligned}
 X_i &= -\left(\frac{v_{13} + \Delta X_{23}}{v_{12}}\right) , \\
 \text{et } X_f &= 1 .
 \end{aligned} \right\} \quad (7.92)$$

Etant donné que $v_{13}/v_{12} \approx 1$, l'intervalle de fréquences dans lequel se forme un profil de raie est donné avec une très bonne approximation par

$$[X_i, X_f] = [-1 - \Delta X_{23}, 1] . \quad (7.93)$$

De même, si on avait choisi de définir l'intervalle de fréquences $Y \in [Y_i, Y_f]$ dans lequel se forme un profil de raie de façon telle que la fréquence centrale $Y = 0$ corresponde à la position non déplacée de la composante violette ($\nu = \nu_{13}$) du doublet de résonance, on aurait trouvé

$$[Y_i, Y_f] = [-1, 1 + \Delta X_{23}] \quad . \quad (7.94)$$

Substituant les valeurs des angles θ et θ' respectivement par $\pi - \theta$ et $\pi - \theta'$ dans l'expression 7.7 et tenant compte de la définition 6.3 pour X et d'une définition analogue pour Y , on établit facilement la relation liant les fréquences Y et X

$$Y = X + \Delta X_{23} \quad . \quad (7.95)$$

Vu la présence d'un gradient radial de vitesse $dv(r)/dr$ positif en tout point des milieux matériels considérés, on comprend aisément (cf. chapitre 6, § A.α et β) qu'un photon "stellaire" émis avec une fréquence X' possède une probabilité $P_{13}(X' + \Delta X_{23})$ et/ou $P_{12}(X')$ d'être absorbé localement dans l'enveloppe à une distance $L(X' + \Delta X_{23})$ et/ou $L(X')$ (voir relation 6.4) pour autant que les conditions $X' \in [-1 - \Delta X_{23}, X_{\min} - \Delta X_{23}]$ et/ou $X' \in [-1, X_{\min}]$ soient réalisées (voir fig. 7.49). Nous rappelons que la fréquence X_{\min} (voir relation 6.5) correspond à la fréquence des photons stellaires capables d'interagir, via la transition radiative $1 \rightleftharpoons 2$, avec les atomes directement éjectés à la surface de l'étoile. Les expressions des probabilités $P_{13}(X')$ et $P_{12}(X')$ (cf. relation 6.9) en termes des paramètres physiques de l'enveloppe valent tout simplement

$$\left. \begin{aligned} P_{13}(X') &= 1 - \exp(-\tau_{13}^r(X')) \quad , \\ \text{et} \quad P_{12}(X') &= 1 - \exp(-\tau_{12}^r(X')) \quad , \end{aligned} \right\} \quad (7.96)$$

où $\tau_{13}^r(X') = \tau_{13}(L(X'), \theta = 0)$ et $\tau_{12}^r(X') = \tau_{12}(L(X'), \theta = 0)$ représentent les profondeurs optiques fictives radiales pour les transitions radiatives $1 \rightleftharpoons 3$ et $1 \rightleftharpoons 2$ évaluées au point d'interaction $L = L(X')$.

A partir de ces résultats, on établit facilement que la fraction $E_{\text{abs}}(X)/E_c$ des photons "stellaires" initialement émis par une étoile ponctuelle en nombre constant dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$ et qui atteignent un observateur avec la fréquence X sans avoir subi de diffusions élémentaires au sein de l'enveloppe A.E vaut

$$\begin{aligned}
 \frac{E_{abs}(X)}{E_c} &= 1 - P_{13}(X + \Delta X_{23}) , & \text{si } X \in [-1 - \Delta X_{23}, -1] , \\
 \frac{E_{abs}(X)}{E_c} &= (1 - P_{13}(X + \Delta X_{23}))(1 - P_{12}(X)) , & \text{si } X \in [-1, X_{min} - \Delta X_{23}] , \\
 \frac{E_{abs}(X)}{E_c} &= (1 - P_{12}(X)) , & \text{si } X \in [X_{min} - \Delta X_{23}, X_{min}] , \\
 \text{et } \frac{E_{abs}(X)}{E_c} &= 1 , & \text{si } X \in [X_{min}, 1] .
 \end{aligned}
 \tag{7.97}$$

Nous servant de l'hypothèse que les interactions entre atomes situés en un point fixe R et les photons émis avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ à partir du lieu géométrique (R, R') n'affectent pas la population du niveau atomique supérieur 2, on comprend aisément (cf. chapitre 6, § A.α et β) que la fraction $P_{12}(X')$ des photons "stellaires" absorbés au point $L = L(X')$ diffuseront alors localement un nombre n ($n = 0, 1, 2, \dots$) de fois avec une probabilité $(1 - \beta_{12}^1)^n$, mais quitteront tous finalement l'enveloppe avec une fréquence $X \in [X', -X']$ le long d'une direction $\theta \in [0, \pi]$ (voir relation 6.18) avec une probabilité $P_{12}(X', X)/|2X'|$ où (cf. relation 6.17)

$$P_{12}(X', X) = \frac{(1 - \exp(-\tau_{12}))}{\tau_{12}} \frac{1}{\beta_{12}^1} . \tag{7.98}$$

Dans cette dernière expression, l'opacité fictive τ_{12} est évaluée au point d'interaction $L = L(X')$ le long de la direction θ tandis que la probabilité de fuite β_{12}^1 dépend seulement de la distance $L(X')$.

Tenant compte de la condition 6.6, il est alors facile d'établir que la fraction $E_{12}(X)/E_c$ des photons stellaires ayant diffusé au moins une fois au sein de l'enveloppe A.E à la suite d'interactions radiatives du type $1 \rightleftharpoons 2$ et atteignant un observateur fixe avec une fréquence $X \in [-1, 1]$ est donnée par (cf. relation 6.19)

$$\frac{E_{12}(X)}{E_c} = \int_{\text{Max}(|X|, -X_{min})}^1 \frac{P_{12}(X')}{2X'} P_{12}(X', X) dX' . \tag{7.99}$$

Tenant compte de la relation 7.95, on trouve de même que la fraction $P_{13}(Y' = X' + \Delta X_{23})$ des photons "stellaires", initialement émis avec une fréquence $X'\epsilon[-1 - \Delta X_{23}, X_{\min} - \Delta X_{23}]$, absorbés au point d'interaction $L = L(Y' = X' + \Delta X_{23})$ diffuseront alors localement un nombre n ($n = 0, 1, 2, \dots$) de fois avec une probabilité $(1 - \beta_{13}^1)^n$ mais quitteront tous finalement l'enveloppe avec une fréquence $Y\epsilon[Y', -Y']$, ou de façon équivalente $X\epsilon[X', -X' - 2\Delta X_{23}]$, le long d'une direction $\theta \in [0, \pi]$ telle que

$$Y = Y' \cos(\theta) \quad ,$$

$$\text{soit encore } X = (X' + \Delta X_{23}) \cos(\theta) - \Delta X_{23} \quad ,$$

(7.100)

avec une probabilité $P_{13}(Y', X) / |2Y'|$ où

$$P_{13}(Y', X) = \frac{(1 - \exp(-\tau_{13}))}{\tau_{13}} \frac{1}{\beta_{13}^1} \exp(-\tau_{12}(L(Y', X))) \quad . \quad (7.101)$$

Dans cette dernière expression, nous avons explicitement tenu compte du fait que vu l'état général d'expansion existant au sein d'une enveloppe A.E, un photon émis le long d'une direction $\theta \in [0, \pi]$ avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{13}$ peut être absorbé avec une probabilité $1 - \exp(-\tau_{12}(L(Y', X)))$, au moyen de la transition radiative $1 \rightarrow 2$, par des atomes situés le long du lieu géométrique (R, R') . Alors que l'opacité fictive τ_{13} est évaluée au point d'interaction $L = L(Y')$ le long de la direction θ et la probabilité de fuite β_{13}^1 au même point $L = L(Y')$, l'opacité fictive τ_{12} apparaissant dans l'expression 7.101 est calculée au point $L' = L(Y', X)$ le long de la direction θ' , le couple de valeurs (L', θ') étant déterminé au moyen du système d'équations 7.7 pour lequel $L = L(Y')$ et où la valeur de l'angle θ est donnée par la relation 7.100.

A partir de tous ces résultats on trouve facilement que la fraction $E_{13}(X)/E_c$ des photons "stellaires" ayant diffusé au moins une fois au sein d'une enveloppe A.E à la suite d'interactions radiatives du type $1 \rightarrow 3$ au point $L = L(Y')$ et du type $1 \rightarrow 2$ aux points distants $L' = L(Y', X)$ et atteignant un observateur fixe avec une fréquence $X\epsilon[-1 - \Delta X_{23}, 1 - \Delta X_{23}]$ est donnée par

$$\frac{E_{13}(X)}{E_c} = \int_{\text{Max}(|X + \Delta X_{23}|, -X_{\min})}^1 \frac{P_{13}(Y') P_{13}(Y'; X)}{2Y'} \exp(-\tau_{12}(L(Y', X))) dY' \quad . \quad (7.102)$$

Finalement, la fraction totale $E(X)/E_c$

$$\frac{E(X)}{E_c} = \frac{E_{12}(X)}{E_c} + \frac{E_{13}(X)}{E_c} + \frac{E_{abs}(X)}{E_c} \quad (7.103)$$

des photons stellaires diffusés et non diffusés qui atteignent un observateur fixe avec une fréquence $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$ définit le profil de la raie pour un doublet de résonance, normalisé au continuum stellaire.

On remarque immédiatement à partir des expressions 7.99 et 7.102 que si la contribution $E_{12}(X)/E_c$ au profil de raie $E(X)/E_c$ est symétrique par rapport à la fréquence centrale $X = 0$, il n'en est pas de même pour la contribution $E_{13}(X)/E_c$. En effet, étant donné les fréquences opposées Y et $-Y$ telles que $Y \in [0, 1]$, on constate que suite à la présence du facteur d'atténuation $\exp(-\tau_{12}(L(Y', X = Y - \Delta X_{23})))$ qui est toujours plus petit au point $L' = L(Y', X = Y - \Delta X_{23})$ qu'au point $L' = L(Y', X = -Y - \Delta X_{23})$, la contribution $E_{13}(X)/E_c$ au profil de raie ne sera pas non plus symétrique par rapport à la fréquence centrale $Y = 0$, ou encore $X = -\Delta X_{23}$, et que nous aurons même

$$E_{13}(X=Y-\Delta X_{23})/E_c < E_{13}(X=-Y-\Delta X_{23})/E_c \quad (7.104)$$

De plus, vu le décentrage de l'intervalle spectral $Y \in [-1, 1]$ dans lequel se forme la contribution $E_{13}(X)/E_c$ par rapport à la fréquence centrale $X = 0$, la contribution totale $E_{12}(X)/E_c + E_{13}(X)/E_c$ à la composante en émission du profil de raie $E(X)/E_c$ présentera donc une asymétrie de part et d'autre de la fréquence centrale $X = 0$ telle que l'énergie diffusée par l'enveloppe en expansion sera plus importante dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 0]$ que dans l'intervalle $X \in [0, 1]$. Ces résultats impliquent finalement qu'il ne sera plus possible de trouver la dépendance de l'opacité fictive $\tau_{12}^F(X)$ (cf. relation 6.25) ni celle de $\tau_{13}^F(X)$ en fonction de la fréquence X , à partir de l'analyse d'un profil de raie observé (cf. chapitre 6, § A.γ).

L'interprétation d'un profil de raie observé pour un doublet de résonance en termes des paramètres physiques de l'enveloppe apparaît donc très difficile.

En vue d'illustrer la formation de profils de raies pour un doublet de résonance au sein d'enveloppes A.E, nous avons résolu numériquement les équations 7.97, 7.99, 7.102 et 7.103 pour la valeur du paramètre d'accélération $\ell = -1$ et une extension maximale de l'enveloppe $L_{\max} = 20$. Les résultats de nos calculs sont illustrés dans les figures 7.50-7.55. Chacune de ces figures contient quatre courbes représentant le profil de raie composite $E(X)/E_c$ ainsi que ses diverses

contributions $E_{12}(X)/E_c$, $E_{13}(X)/E_c$ et $E_{abs}(X)/E_c$ définies ci-avant, en fonction de la fréquence $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$.

La table 7.3 résume l'ensemble des paramètres caractérisant chacun des profils. Dans cette table, la première colonne indique le numéro de la figure et les autres colonnes donnent respectivement les valeurs des paramètres ΔX_{23} , τ_{12}^{ℓ} et τ_{13}^{ℓ} correspondants. Enfin, comme lors des applications numériques présentées aux paragraphes C.γ et D.γ nous avons choisi les forces d'oscillateur f_{12} , f_{13} pour les transitions radiatives $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$ telles que $f_{13} = 2 \cdot f_{12}$, et donc $\tau_{13}^{\ell} = 2 \cdot \tau_{12}^{\ell}$, et les poids statistiques des niveaux atomiques $g_1 = 2$, $g_2 = 2$ et $g_3 = 4$ en accord avec les paramètres physiques pour le doublet de résonance de C IV.

Table 7.3

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 7.50-7.55

Figure	ΔX_{23}	τ_{12}^{ℓ}	τ_{13}^{ℓ}
7.50	0.01	100	200
7.51	0.10	100	200
7.52	0.25	100	200
7.53	0.25	10^3	$2 \cdot 10^3$
7.54	0.25	10^4	$2 \cdot 10^4$
7.55	0.50	100	200

Un simple examen des figures 7.50-7.55 confirme les traits remarquables des profils de raies formés au sein d'une enveloppe A.E pour un doublet de résonance que nous avons mentionnés ci-avant en établissant les expressions 7.97, 7.99 et 7.102 des diverses contributions $E_{abs}(X)/E_c$, $E_{12}(X)/E_c$ et $E_{13}(X)/E_c$ au profil de raie $E(X)/E_c$. En effet, dans chacune de ces figures nous remarquons la symétrie de la fonction $E_{12}(X)/E_c$ par rapport à la fréquence centrale $X = 0$ et la forte asymétrie de la fonction $E_{13}(X)/E_c$ de part et d'autre de la fréquence $X = -\Delta X_{23}$.

Le fait d'avoir supposé que les interactions radiatives entre atomes situés en un point fixe R et les photons émis avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ à partir du lieu géométrique (R, R') ne modifiaient pas la population du niveau atomique supérieur 2 explique pourquoi la contribution $E_{12}(X)/E_c$ est identique dans les figures 7.50, 7.51, 7.52 et 7.55 ($\tau_{12}^{\ell} = 100$) car celle-ci (voir relation 7.99) ne dépend que de la distribution de l'opacité fictive τ_{12} au travers de l'enveloppe. Lorsque la valeur de l'opacité fictive τ_{12} augmente (voir figs 7.52-7.54) la probabilité d'absorption locale $P_{12}(X')$ (voir relation 7.96) d'un photon stellaire émis avec une fréquence $X' \in [-1, X_{min}]$ croît en tout point du milieu matériel et par conséquent il en est de même de la contribution $E_{12}(X)/E_c$ dans l'intervalle de fréquences $X \in [-1, 1]$.

Figs 7.50-7.55 : voir légendes dans la table 7.3

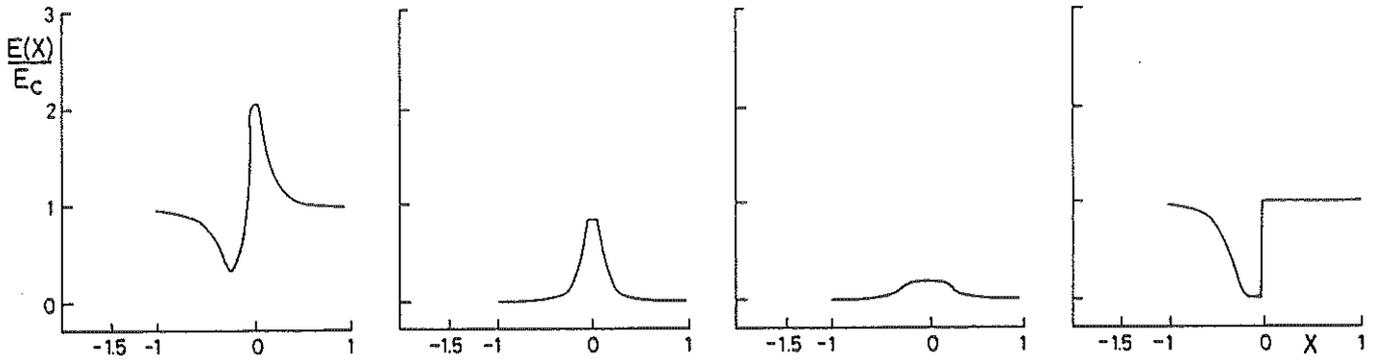


Fig. 7.50

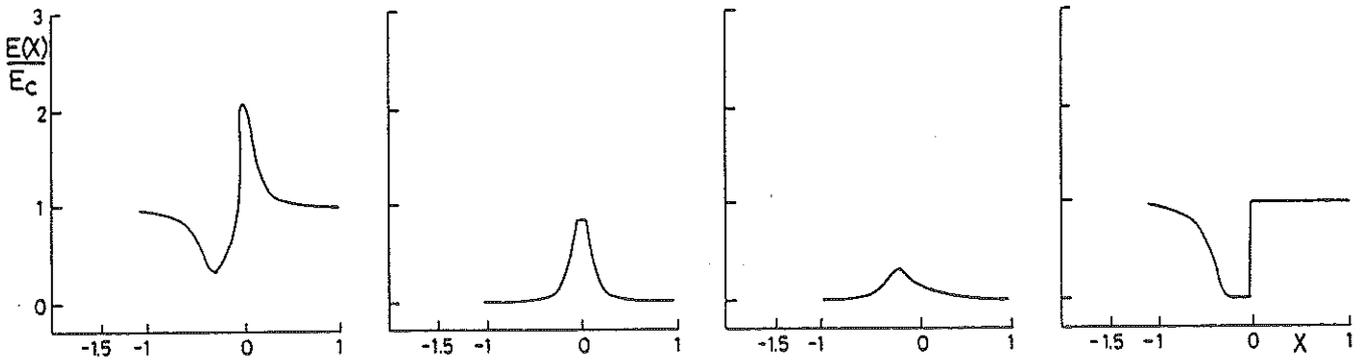


Fig. 7.51

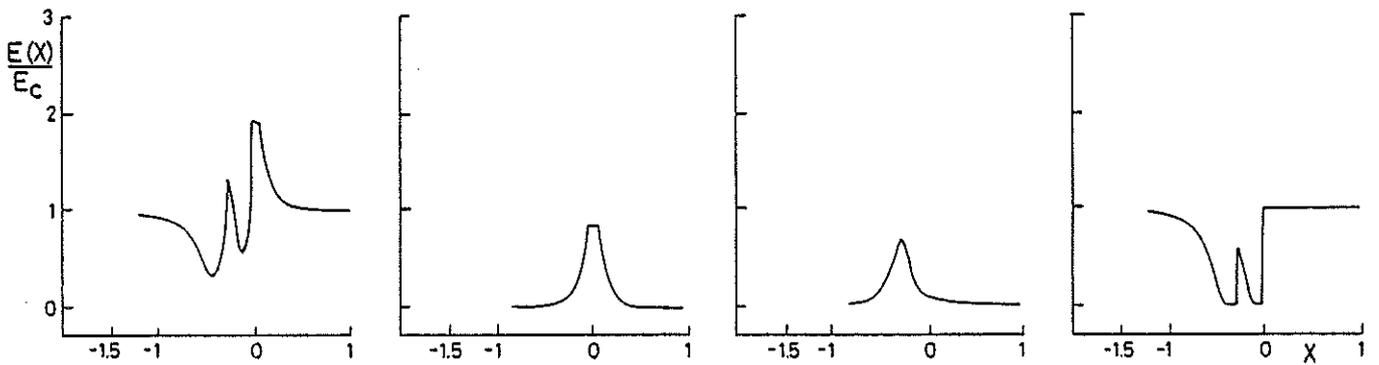


Fig. 7.52

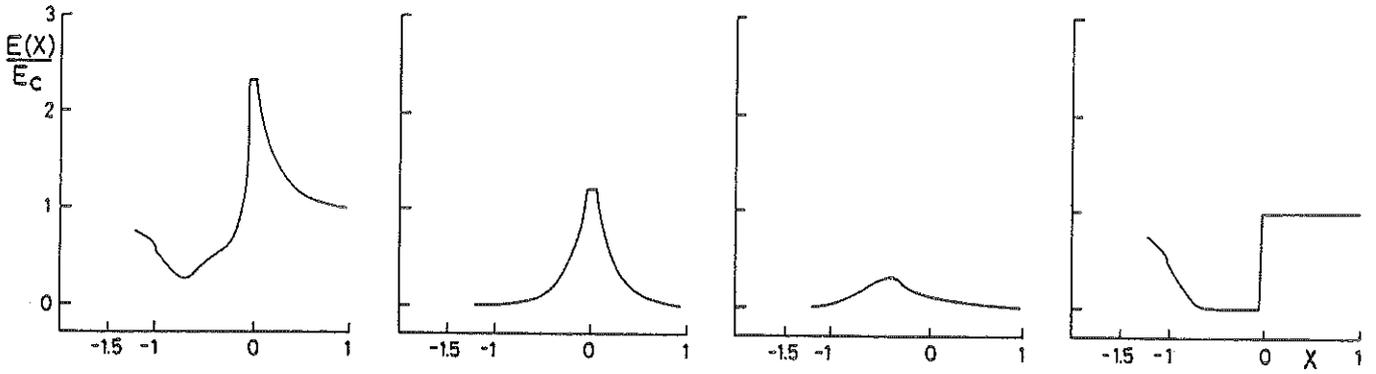


Fig. 7.53

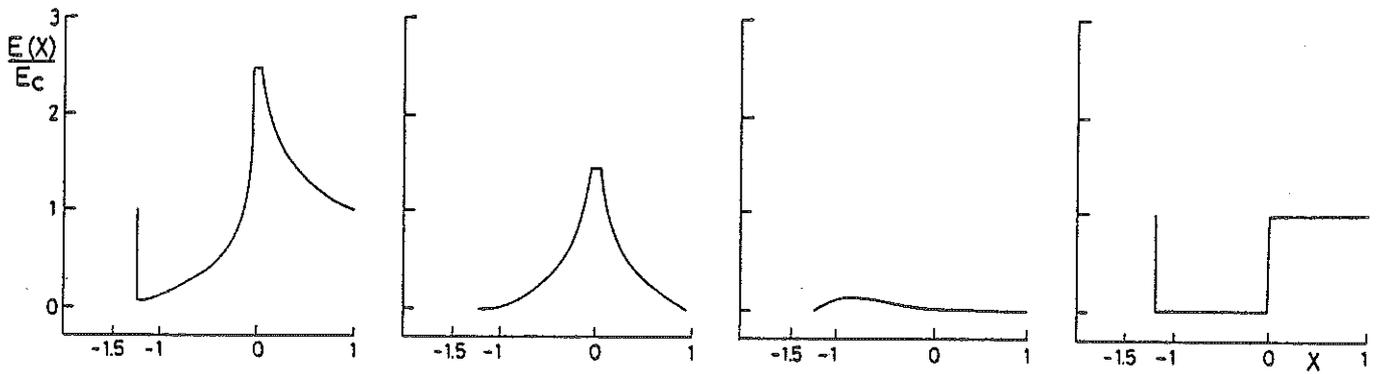


Fig. 7.54

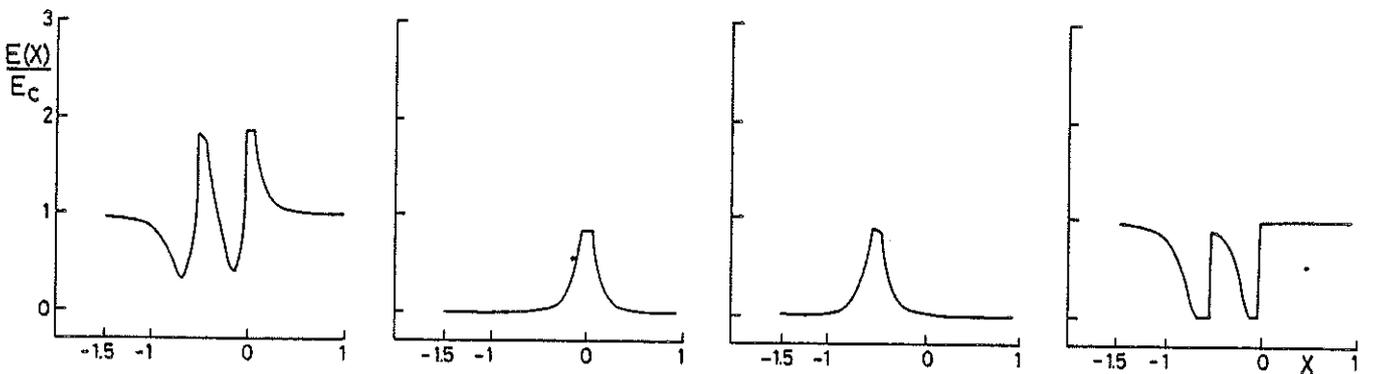


Fig. 7.55

Concernant la contribution $E_{13}(X)/E_c$ au profil de raie, on remarque à partir des figures 7.50-7.52 et 7.55 que son asymétrie de part et d'autre de la fréquence $X = -\Delta X_{23}$ augmente lorsque la séparation des niveaux atomiques supérieurs, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} , croît par rapport à la vitesse maximale d'expansion v_{\max} de l'enveloppe mais que lorsque la valeur du paramètre ΔX_{23} devient suffisamment grande (cf. fig. 7.55, $\Delta X_{23} = 0.5$) la fonction $E_{13}(X)/E_c$ redevient quasi symétrique par rapport à la fréquence $X = -\Delta X_{23}$. Ce comportement peut être simplement expliqué comme suit : pour $\Delta X_{23} = 0.01$ (voir fig. 7.50), les points R' au voisinage desquels s'effectue l'atténuation de la radiation spectrale émise avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{13}$ à partir du point fixe R se trouvent sur une sphère centrée autour du point R et dont le rayon ΔL (voir relation 7.10) vaut exactement 0.2 unité de rayon stellaire. Par conséquent, pour $\Delta X_{23} \leq 0.01$, les conditions physiques (τ_{12} , etc.) étant pratiquement constantes à la surface de cette petite sphère, les facteurs d'atténuation $\exp(-\tau_{12}(L(Y', X = Y - \Delta X_{23})))$ et $\exp(-\tau_{12}(L(Y', X = -Y - \Delta X_{23})))$ (voir relation 7.102) correspondant à l'absorption des photons émis avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{13}$ à partir du point R dans des directions opposées et apparaissant dans le repère fixe de l'observateur avec les fréquences respectives Y et $-Y$ (voir relation 7.95) sont pratiquement identiques et ceci explique pourquoi la fonction $E_{13}(X)/E_c$ est symétrique de part et d'autre de la fréquence $Y = 0$, c'est-à-dire $X = -\Delta X_{23}$, lorsque $\Delta X_{23} \leq 0.01$ (voir fig. 7.50).

Lorsque la valeur du paramètre ΔX_{23} croît (voir figs 7.4-7.6), les points $L' = L(Y', X = Y - \Delta X_{23})$ et $L' = L(Y', X = -Y - \Delta X_{23})$ situés de part et d'autre du point fixe R à une distance ΔL (voir relation 7.10) correspondent à des régions du milieu matériel qui sont physiquement de plus en plus distinctes, et nous retrouvons bien sûr l'inégalité 7.104 (voir figs 7.51-7.52). Lorsque ΔX_{23} croît davantage, par exemple $\Delta X_{23} \geq 0.5$ (voir fig. 7.55), la sphère de rayon ΔL centrée autour d'un point fixe R devient de plus en plus grande (voir fig. 7.6). Il en résulte que dans l'intervalle de fréquences $0 \leq |Y| \ll 1$ les points $L' = L(Y', X = Y - \Delta X_{23})$ et $L' = L(Y', X = -Y - \Delta X_{23})$ diamétralement opposés par rapport au point fixe R correspondent à des régions de l'enveloppe très distantes du centre de l'étoile et où la condition $\tau_{12} \ll 1$ est réalisée pour le cas particulier $\tau_{12}^0 = 100$. Les facteurs d'atténuation correspondants (voir relation 7.102) étant de l'ordre de l'unité, la fonction $E_{13}(X)/E_c$ est donc quasiment symétrique autour de la fréquence $Y = 0$, c'est-à-dire $X = -\Delta X_{23}$, pour $|Y| \ll 1$ dans la figure 7.55. Pour les valeurs extrêmes de l'intervalle de fréquences $Y \in [-1, 1]$, les points $L' = L(Y', X = Y - \Delta X_{23})$ et $L' = L(Y', X = -Y - \Delta X_{23})$ se trouvent de nouveau dans des régions distinctes du milieu matériel (voir fig. 7.6) généralement situées plus près et plus loin du centre de l'étoile. Par conséquent l'inégalité 7.104 rend compte de l'asymétrie de la fonction $E_{13}(X)/E_c$ autour de la fréquence $X = -\Delta X_{23}$ aux extrémités de l'intervalle de fréquences $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1 - \Delta X_{23}]$ (voir fig. 7.55).

Lorsque $\Delta X_{23} \rightarrow 2$, le rayon ΔL de la sphère des points R' centrée autour d'un point fixe R tend vers le double du rayon de l'enveloppe (voir relation 7.10). Tous les points R' étant situés hors de l'enveloppe, le facteur d'atténuation $\exp(-\tau_{12}(L(Y', X)))$ doit être posé égal à l'unité dans l'expression 7.102. Dans ce cas le profil $E_{13}(X)/E_c$ est donc rigoureusement symétrique autour de la fréquence $X = -\Delta X_{23}$ et on trouve d'ailleurs, comme il se doit, que le profil de raie composite $E(X)/E_c$ se résout en deux profils de raies simples de type P Cygni dans les régions spectrales $X \in [-1, 1]$ et $X \in [-3, -1]$ et que ceux-ci sont identiques aux profils de raies calculés au moyen d'un modèle d'atome à deux niveaux (cf. relations 6.7 et 6.8) pour les valeurs respectives des paramètres $f'_{12} = f_{12}$, $g'_1 = 2$, $g'_2 = 2$ et $f'_{12} = f_{13}$, $g'_1 = 2$, $g'_2 = 4$. Ce résultat est immédiat si on se rappelle (cf. paragraphe B.α) que lorsque $\Delta X_{23} \rightarrow 2$, le couplage radiatif existant entre les composantes rouge et violette d'un doublet de résonance disparaît complètement.

Lorsque l'opacité fictive τ_{12} augmente, l'atténuation de la radiation spectrale émise avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{13}$ à partir d'un point fixe R est de plus en plus prononcée au voisinage des points R' et ceci explique pourquoi le profil $E_{13}(X)/E_c$ apparaît aussi de plus en plus aplati dans les figures 7.52-7.54.

L'étude du comportement de la contribution $E_{abs}(X)/E_c$ au profil de raie illustré dans chacune des figures 7.50-7.55 est immédiate à partir de son expression 7.97. Ainsi lorsque $\Delta X_{23} \rightarrow 0$ (cf. fig. 7.50, $\Delta X_{23} = 0.01$) l'expression 7.97 du profil $E_{abs}(X)/E_c$ se résout identiquement à celle (voir relation 6.8) du profil d'absorption $E_2(X)/E_c$ établie pour un modèle d'atome à deux niveaux avec bien sûr $\tau_{12}^r(X) = \tau_{12}^r(X) + \tau_{13}^r(X)$. De même, l'expression de la contribution $E_{12}(X)/E_c + E_{13}(X)/E_c$ se résout à l'expression 6.7 du profil d'émission $E_1(X)/E_c$ et il en résulte que le profil de raie composite $E(X)/E_c$ est parfaitement représenté par celui directement obtenu au moyen du modèle d'atome à deux niveaux pour les valeurs des paramètres $f'_{12} = f_{12} + f_{13}$ et $g'_1 = 2$, $g'_2 = 6$.

Il est intéressant de constater à partir des figures 7.50-7.55 que pour certaines valeurs des paramètres ΔX_{23} , τ_{12}^l et τ_{13}^l , le profil d'absorption $E_{abs}(X)/E_c$ est formé de deux composantes distinctes en absorption. Pour qu'il en soit ainsi, il est facile d'établir que la profondeur optique fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ doit être telle que

$$\tau_{12}^r(X = -\Delta X_{23}) \ll 1 \quad . \quad (7.105)$$

En effet, si cette condition n'est pas réalisée, $\tau_{12}^r(X = -0.01) = 12500$ (voir fig. 7.50), $\tau_{12}^r(X = -0.1) = 12.5$ (voir fig. 7.51), $\tau_{12}^r(X = -0.25) = 8$ (voir fig. 7.53), $\tau_{12}^r(X = -0.25) = 80$ (voir fig. 7.54), le profil d'absorption $E_{abs}(X)/E_c$

reste saturé à la valeur $\exp(-\tau_{12}^r(X = -\Delta X_{23})) \ll 1$ dans l'intervalle spectral $X \in [X_{\min} - \Delta X_{23}, X_{\min}]$ et celui-ci apparaît donc formé par une simple composante en absorption. Il est aussi très intéressant de remarquer que lorsque la condition 7.105 est réalisée, celle-ci implique nécessairement que pour la valeur de la fréquence $Y = 0$, c'est-à-dire $X = -\Delta X_{23}$, l'opacité fictive τ_{12} évaluée aux points R' situés à l'intersection de la sphère de rayon $\Delta L = L(X = -\Delta X_{23})$ (voir relations 6.4 et 7.10) et du plan perpendiculaire à la direction radiale passant par le point fixe R est aussi telle que

$$\tau_{12}(L(Y', X = -\Delta X_{23})) \lesssim 1, \quad (7.106)$$

pour $Y' \in [-X_{\min}, 1]$. Par conséquent, dû aux faits que le facteur d'atténuation $\exp(-\tau_{12}(L(Y', X = -\Delta X_{23})))$ apparaissant dans l'expression 7.102 de la contribution $E_{13}(X)/E_c$ est relativement proche de l'unité et que l'intervalle d'intégration dont dépend cette même expression est maximal pour la valeur de la fréquence $X = -\Delta X_{23}$, la contribution $E_{13}(X)/E_c$ présente aussi un maximum à la fréquence $X = -\Delta X_{23}$. On remarque immédiatement dans les figures 7.52 ($\tau_{12}^r(X = -0.25) = 0.8$) et 7.55 ($\tau_{12}^r(X = -0.50) = 0.10$) que les contributions $E_{\text{abs}}(X)/E_c$ et $E_{13}(X)/E_c$ montrent toutes deux un maximum à la fréquence $X = -\Delta X_{23}$, les conditions 7.105 et 7.106 étant satisfaites.

En résumé, nous concluons donc que le profil de raie composite $E(X)/E_c$ formé pour un doublet de résonance au sein d'une enveloppe $A.E$ présentera un profil double de type P Cygni si et seulement si la condition 7.105 est réalisée. Les maxima des composantes en émission sont respectivement localisés là où le sont les maxima des contributions $E_{\text{abs}}(X)/E_c$, $E_{12}(X)/E_c$ et $E_{13}(X)/E_c$, c'est-à-dire aux fréquences $X = 0$ et $X = -\Delta X_{23}$.

En général, nous aurons $E(X = 0)/E_c > E(X = -\Delta X_{23})/E_c$ mais vu les résultats précédents, on comprend aisément que pour une distribution de l'opacité fictive telle que $\tau_{12} \ll 1$ ou lorsque ΔX_{23} est suffisamment grand, on pourrait facilement avoir l'inégalité inverse.

Enfin, il est aussi intéressant de noter que lorsque le profil de raie composite $E(X)/E_c$ n'est pas résolu en un profil double de type P Cygni, le maximum de l'unique composante en émission reste localisé autour de la fréquence centrale $X = 0$, correspondant à la position non déplacée de la composante rouge du doublet de résonance. En effet, dans ce cas la condition 7.105 n'étant pas satisfaite, le maximum du profil de raie composite $E(X)/E_c$ est déterminé par ceux des contributions $E_{12}(X)/E_c$ et $E_{\text{abs}}(X)/E_c$ qui ont lieu dans l'intervalle de fréquences $X \in [X_{\min}, -X_{\min}]$.

β) Equations générales

Prenant en considération les effets d'"occultation", d'"inclinaison" et d'"assombrissement centre-bord" du disque stellaire (cf. chapitre 6), le rôle des collisions ainsi que celui des interactions radiatives entre atomes situés en un point fixe R et les photons émis avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ à partir du voisinage du lieu géométrique (R, R') lors de la détermination du degré d'excitation des atomes peuplant les niveaux supérieurs 2 et 3 (cf. paragraphe C), nous présentons dans ce paragraphe les équations générales permettant le calcul des profils de raies formés au sein d'une enveloppe A.E pour le cas d'un doublet de résonance.

Dans cette nouvelle approche du calcul des profils de raies, nous supposons d'abord que les distributions des fonctions source S_{12} et S_{13} et des opacités fictives τ_{12} , τ_{13} associées aux transitions radiatives $1 \rightarrow 2$ et $1 \rightarrow 3$ ont été déterminées en tout point des milieux matériels considérés. Ce problème a été entièrement résolu au paragraphe C du présent chapitre.

Le profil de raie $E(X)/E_c$ s'obtient alors simplement en calculant pour un ensemble de valeurs de la fréquence $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$ la quantité totale d'énergie $E(X)$ (cf. relation 6.38), définie par unités de fréquence et d'angle solide, émise par l'enveloppe vers un observateur fixe dans l'espace, que l'on normalise ensuite au flux E_c (voir relation 6.42) du continuum stellaire $I_c \psi(L_p^*)$ (voir fig. 6.14) intégré sur la surface du disque de l'étoile. Nous rappelons que la quantité $\psi(L_p^*)$ représente la loi d'"assombrissement centre-bord" du disque stellaire (voir relation 3.46) exprimée en fonction du paramètre d'impact L_p^* (voir relation 6.41). La quantité d'énergie $E(X)$ est donnée par l'intégration de la somme des intensités monochromatiques $I_{12}(X)$ et $I_{13}(Y = X + \Delta X_{23})$ sur la surface d'un plan perpendiculaire à la ligne de visée

$$E(X) = \iint_{\Sigma} (I_{12}(X) + I_{13}(Y = X + \Delta X_{23})) d\sigma \quad . \quad (7.107)$$

Dans le repère fixe de l'observateur, $I_{12}(X)$ et $I_{13}(Y)$ représentent respectivement les intensités spécifiques de la radiation spectrale émise avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{12}$ et $\nu'_L \approx \nu_{13}$ le long d'une direction parallèle à l'axe de visée par les régions de l'enveloppe présentant un décalage Doppler constant défini par la relation 6.3 et la relation analogue

$$Y = \frac{-v(r')}{v_{\max}} \cos(\theta') \quad , \quad (7.108)$$

dans laquelle $Y = X + \Delta X_{23}$.

Adoptant le champ de vitesses 4.10, nous avons résolu les équations 6.3 et 7.108 pour différentes valeurs de la fréquence $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$. Les "surfaces d'égales fréquences X et $Y = X + \Delta X_{23}$ " qui en résultent sont respectivement illustrées en traits interrompus et continus dans les figures 7.56 ($\ell = -0.5$), 7.57 ($\ell = -1$) et 7.58 ($\ell = -2$), la séparation relative des niveaux atomiques supérieurs ayant été fixée à $\Delta X_{23} = 0.25$ et l'extension maximale de l'enveloppe à $L_{\max} = 20$.

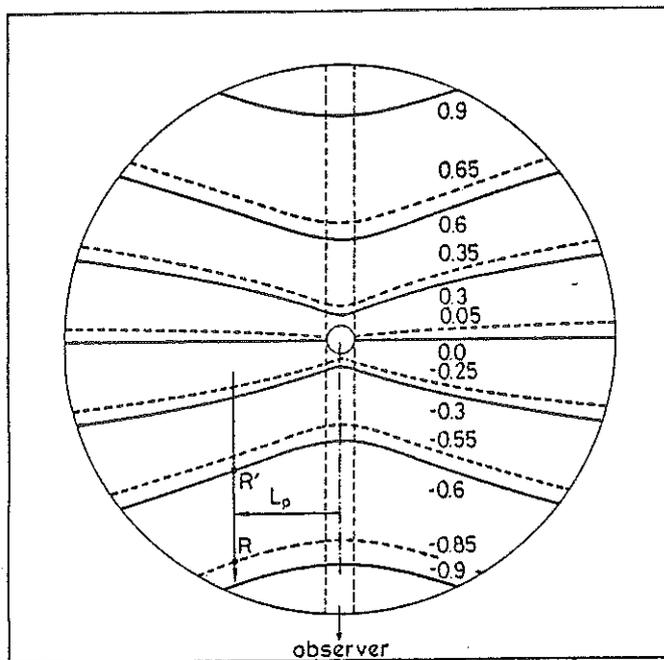


Fig. 7.56 Surfaces d'égales fréquences $X = -0.85, -0.55, -0.25, 0.05, 0.35, 0.65$ et $Y = X + \Delta X_{23}$ au sein d'une enveloppe A.E pour les valeurs des paramètres $\ell = -0.5, \Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 20$.

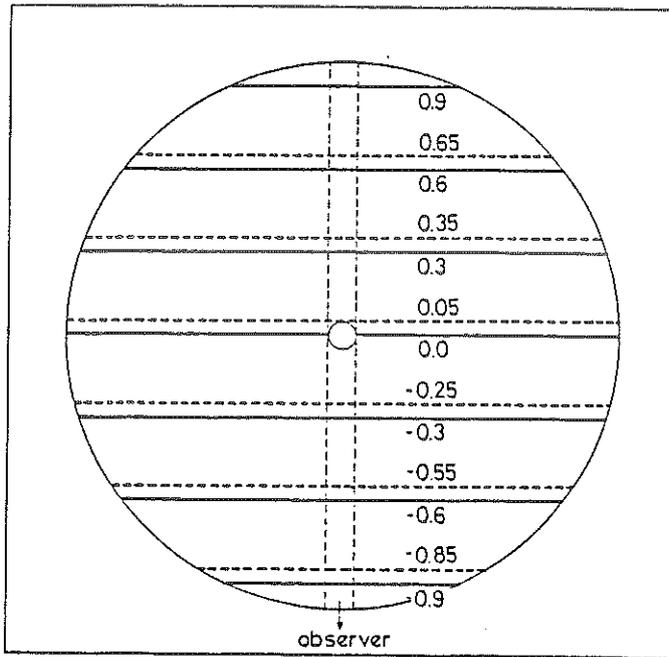


Fig. 7.57 Surfaces d'égales fréquences $X = -0.85, -0.55, -0.25, 0.05, 0.35, 0.65$ et $Y = X + \Delta X_{23}$ au sein d'une enveloppe A.E pour les valeurs des paramètres $\lambda = -1, \Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 20$.

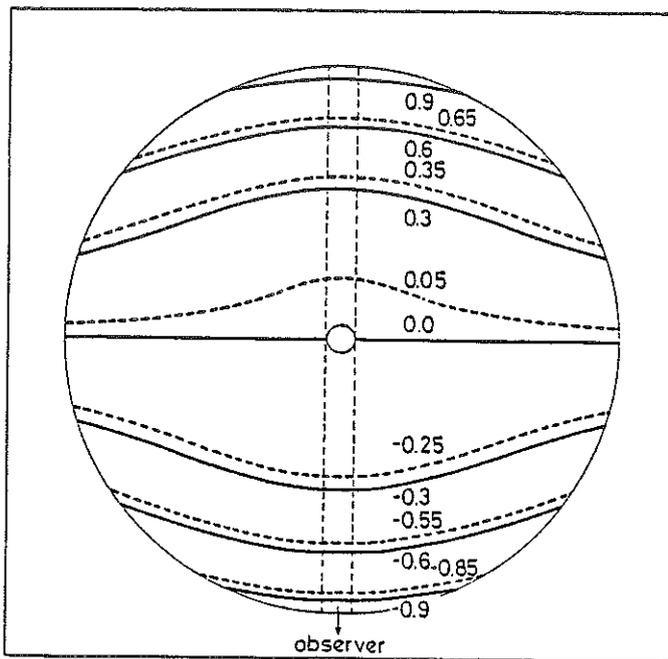


Fig. 7.58 Surfaces d'égales fréquences $X = -0.85, -0.55, -0.25, 0.05, 0.35, 0.65$ et $Y = X + \Delta X_{23}$ au sein d'une enveloppe A.E pour les valeurs des paramètres $\lambda = -2, \Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 20$.

Suivant un raisonnement analogue à celui qui nous a permis au chapitre 6, § B.α de trouver l'expression de l'intensité monochromatique $I(X)$ pour le cas d'une simple transition radiative du type $i \rightarrow j$ (cf. relation 6.48), on déduit facilement les expressions des intensités $I_{12}(X)$ et $I_{13}(Y)$ apparaissant dans la relation 7.107

$$\left. \begin{aligned} I_{12}(X) &= S_{12}(1-\exp(-\tau_{12})) \quad , \\ \text{et} \quad I_{13}(Y) &= S_{13}(1-\exp(-\tau_{13}))\exp(-\tau_{12}) \quad . \end{aligned} \right\} \quad (7.109)$$

Les quantités S_{12} , τ_{12} et S_{13} , τ_{13} sont respectivement évaluées aux points R et R' (voir fig. 7.56) définis par les intersections des "surfaces d'égales fréquences X et Y" et de la droite parallèle à l'axe de visée pour une valeur donnée du paramètre d'impact L_p . Remarquons que dans cette dernière relation nous avons explicitement tenu compte du fait que la radiation spectrale émise avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ à partir du point R' vers l'observateur fixe peut être absorbée avec une probabilité $(1 - \exp(-\tau_{12}))$ par les atomes situés au voisinage du point R. Nous adoptons bien sûr la convention que si pour des valeurs de la fréquence $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$ et du paramètre d'impact L_p données, les équations 6.3 et/ou 7.108 n'admettent pas de solutions (L, θ) et/ou (L', θ') , les opacités fictives τ_{12} et/ou τ_{13} sont respectivement égalées à zéro dans la relation 7.109.

Concernant la contribution au profil de raie $E(X)/E_c$ due à la radiation émise par le disque de l'étoile, celle-ci vaut tout simplement (cf. relation 6.49)

$$I_{12}(X) + I_{13}(Y) = I_c \psi(L_p^*) \exp(-\tau_{12}) \exp(-\tau_{13}) \quad . \quad (7.110)$$

Vu la symétrie de l'enveloppe autour de l'axe joignant le centre de l'étoile à l'observateur (cf. fig. 7.56) et nous servant des résultats 6.39-6.44 et 7.109, 7.110, l'expression du profil de raie $E(X)/E_c$ (voir relations 6.42 et 7.107) formé au sein d'une enveloppe A.E pour le cas d'un doublet de résonance prend la forme simplifiée

$$\begin{aligned} \frac{E(X)}{E_c} &= 2 \left[\int_0^{L_{\max}} \left(\frac{S_{12}}{I_c} (1-\exp(-\tau_{12})) + \frac{S_{13}}{I_c} (1-\exp(-\tau_{13}))\exp(-\tau_{12}) \right) L_p dL_p + \right. \\ &\quad \left. \frac{I_c}{I_c} \int_0^1 \psi(L_p^*) \exp(-\tau_{12}) \exp(-\tau_{13}) L_p^* dL_p^* \right] \quad , \end{aligned} \quad (7.111)$$

pour $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$.

γ) Applications numériques

En vue de bien mettre en évidence la dépendance des profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E pour un doublet de résonance en fonction du paramètre d'accélération ℓ , de la séparation relative ΔX_{23} des niveaux atomiques supérieurs et des distributions des opacités fictives τ_{12} , τ_{13} déterminées par l'équation de continuité 4.6, nous avons résolu numériquement l'équation 7.111 du profil de raie $E(X)/E_c$ en négligeant volontairement l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire ($\psi(L_p^*) = 1$) ainsi que celui des collisions ($\epsilon = 0$).

Les résultats de nos calculs sont illustrés dans les figures 7.59-7.72. Chacune de ces figures contient quatre courbes représentant le profil de raie composite $E(X)/E_c$ ainsi que ses diverses contributions $E_1(X)/E_c$, $E_2(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ en fonction de la fréquence $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$. Nous rappelons (cf. chapitre 6) que les profils $E_1(X)/E_c$ et $E_2(X)/E_c$ correspondent aux contributions dues à la radiation spectrale émise par les atomes situés dans les régions de l'enveloppe respectivement comprises à l'intérieur et à l'extérieur des droites parallèles à l'axe de visée pour la valeur du paramètre d'impact $L_p = 1$ (voir figs 7.56-7.58). Le profil $E_3(X)/E_c$ décrit la contribution due à la radiation émise par le disque de l'étoile et qui a été atténuée à la suite des absorptions radiatives du type $1 \rightarrow 2$ et $1 \rightarrow 3$ par les atomes situés entre le disque stellaire et l'observateur.

La table 7.4 résume l'ensemble des valeurs des paramètres caractérisant chacun des profils. Dans cette table, la première colonne indique le numéro de la figure et les dernières colonnes donnent les valeurs des paramètres physiques et géométriques ℓ , ΔX_{23} , τ_{12}^ℓ et τ_{13}^ℓ correspondant.

Comme lors des applications numériques précédentes (cf. paragraphe C.γ) nous avons fixé la température de l'étoile à $T = 30000^\circ\text{K}$ et l'extension maximale de l'enveloppe à $L_{\max} = 20$. Enfin, nous avons choisi les forces d'oscillateur telles que $f_{13} = 2f_{12}$, et donc $\tau_{13}^\ell = 2\tau_{12}^\ell$, les poids statistiques des niveaux atomiques $g_1 = 2$, $g_2 = 2$ et $g_3 = 4$ et la longueur d'onde $\lambda_{12} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ cm, en accord avec les paramètres physiques pour le doublet de résonance de C IV.

δ) Discussion des résultats

L'interprétation physique des traits caractéristiques des profils de raies calculés au moyen de l'équation 7.111, qui sont illustrés dans les figures 7.59-7.72, est entièrement analogue à celle présentée au paragraphe E.α ci-avant.

Comparant entre eux les profils de raies déterminés au cours de la première approche (voir figs 7.50-7.55) et ceux (voir figs 7.63-7.68) calculés ici pour les mêmes ensembles de valeurs des paramètres $\ell = -1$, $L_{\max} = 20$, ΔX_{23} , τ_{12}^ℓ et τ_{13}^ℓ en tenant compte des effets d'occultation et d'inclinaison (cf. chapitre 6, § A.ε) dus à la dimension finie du disque stellaire ainsi que du rôle des interactions

Table 7.4

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 7.59-7.72

Figure	ℓ	ΔX_{23}	τ_{12}^{ℓ}	τ_{13}^{ℓ}
7.59	-0.5	0.01	10	20
7.60	-0.5	0.10	10	20
7.61	-0.5	0.25	10	20
7.62	-0.5	0.50	10	20
7.63	-1	0.01	100	200
7.64	-1	0.10	100	200
7.65	-1	0.25	100	200
7.66	-1	0.25	10^3	$2 \cdot 10^3$
7.67	-1	0.25	10^4	$2 \cdot 10^4$
7.68	-1	0.50	100	200
7.69	-2	0.01	10^5	$2 \cdot 10^5$
7.70	-2	0.10	10^5	$2 \cdot 10^5$
7.71	-2	0.25	10^5	$2 \cdot 10^5$
7.72	-2	0.50	10^5	$2 \cdot 10^5$

radiatives entre atomes situés en un point fixe R et les photons émis avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ à partir du lieu géométrique (R, R') lors de la détermination exacte de la fonction source S_{12} au sein d'une enveloppe A.E (cf. paragraphe C.α), nous remarquons immédiatement que l'accord est généralement bon. Toutefois, on observe que de façon systématique les profils de raies calculés rigoureusement au moyen de l'équation 7.111 présentent, au voisinage de la fréquence centrale $X = 0$, des intensités plus élevées par rapport aux premiers (voir figs 7.50-7.55) alors que dans le reste de l'intervalle spectral $[-1, 1]$ il en est généralement autrement. Ce résultat est simplement interprété si on se rappelle (cf. paragraphe C.δ et figs 7.18-7.21) qu'au sein d'une enveloppe A.E, les interactions radiatives entre photons émis à partir du lieu géométrique (R, R') avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ et les atomes situés en un point fixe R, via la transition de résonance $1 \rightleftharpoons 2$, ont pour effet d'accroître la population du niveau atomique supérieur 2 dans l'intervalle spatial approximatif $L\mathcal{E}[1, L_1]$ (voir relation 7.43) alors que pour $L\mathcal{E}[L_1, L_2]$ (voir relation 7.44), ces interactions distantes étant moins efficaces, la population du niveau atomique supérieur 2 apparaît

Figs 7.59-7.72 : voir légendes dans la table 7.4

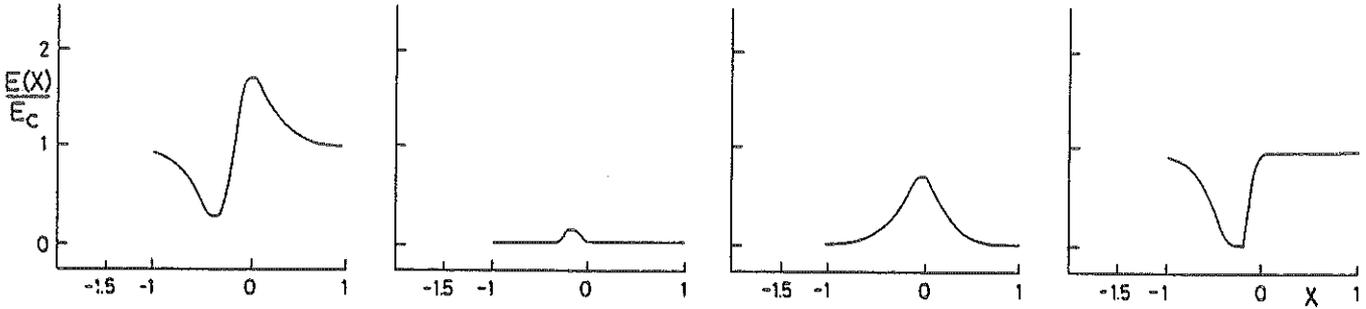


Fig. 7.59

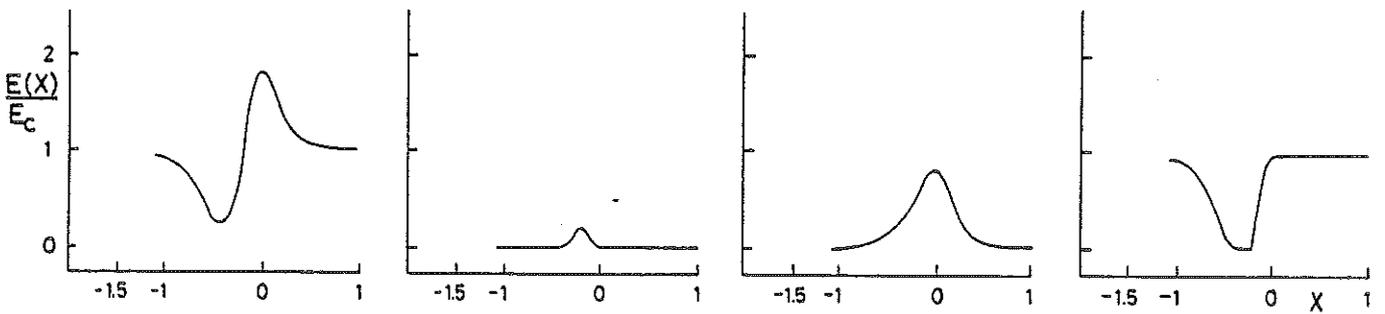


Fig. 7.60

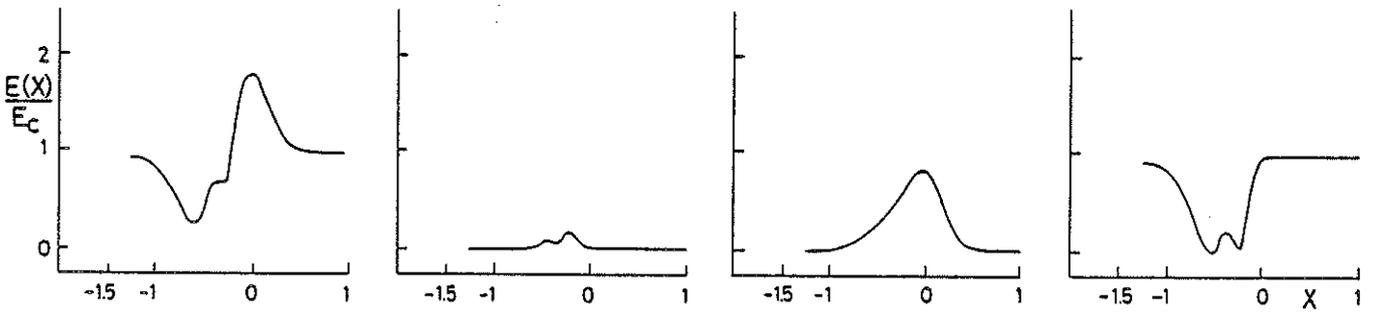


Fig. 7.61

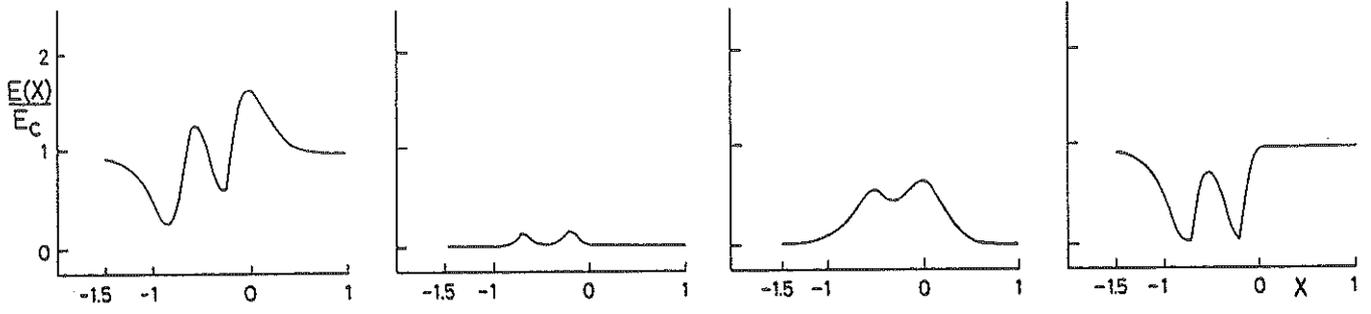


Fig. 7.62

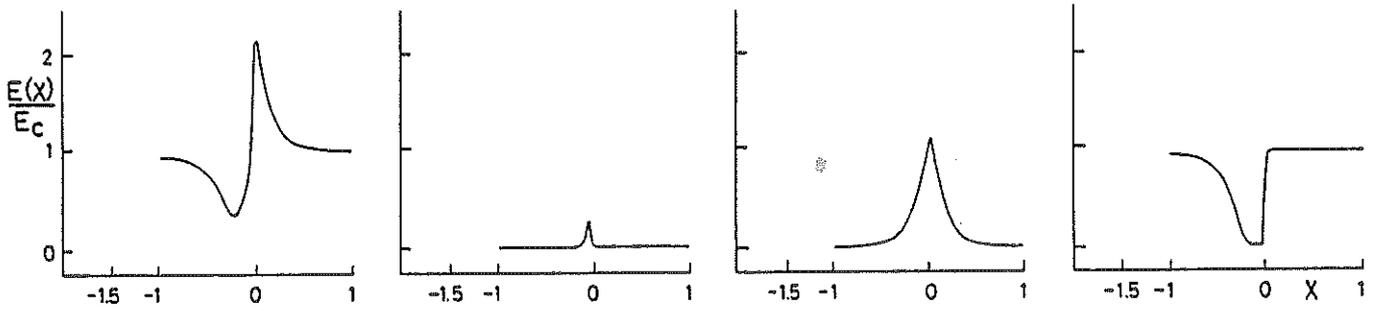


Fig. 7.63

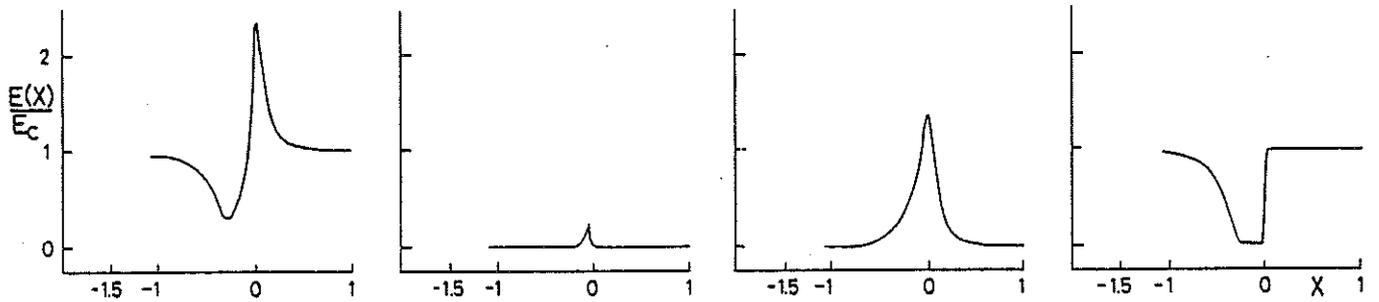


Fig. 7.64

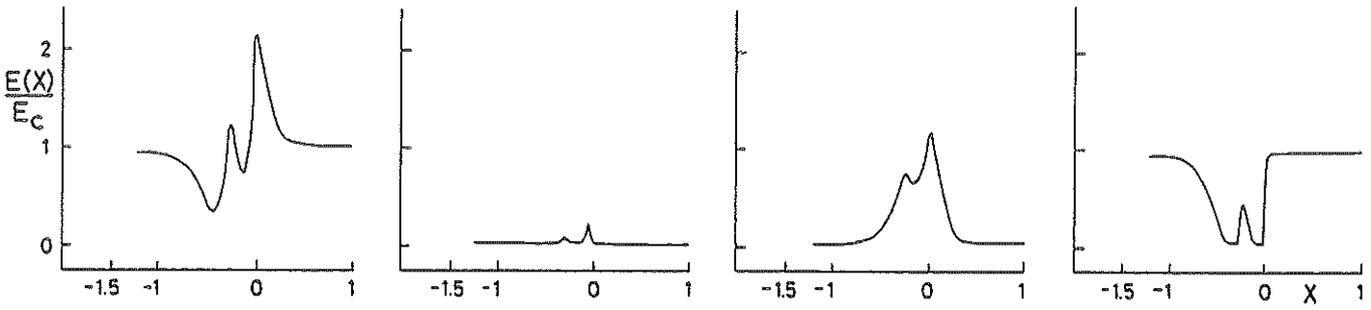


Fig. 7.65

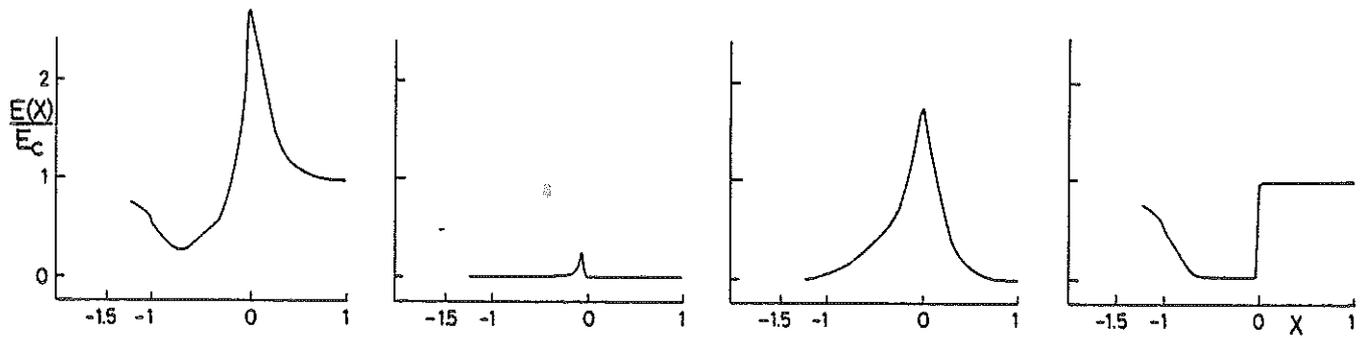


Fig. 7.66

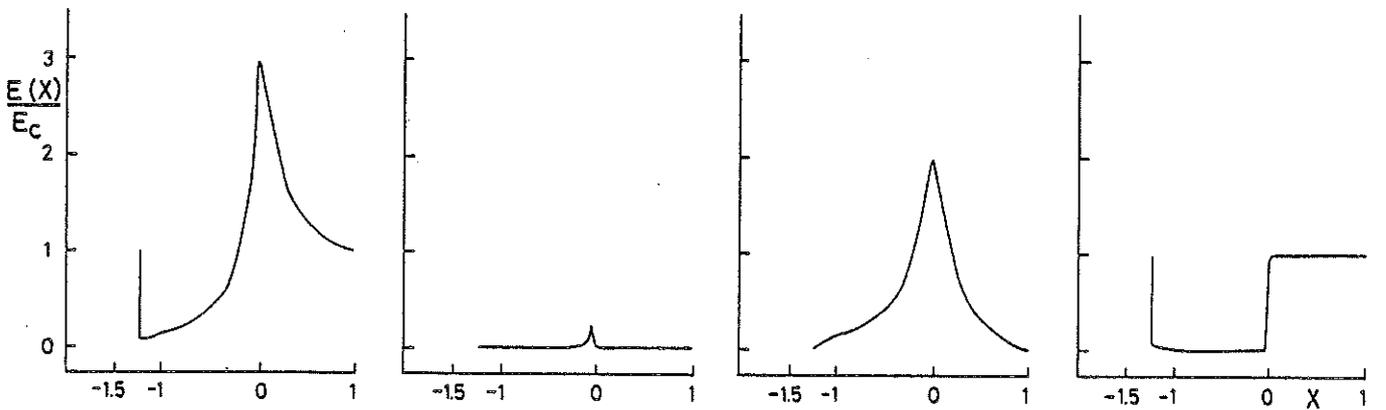


Fig. 7.67

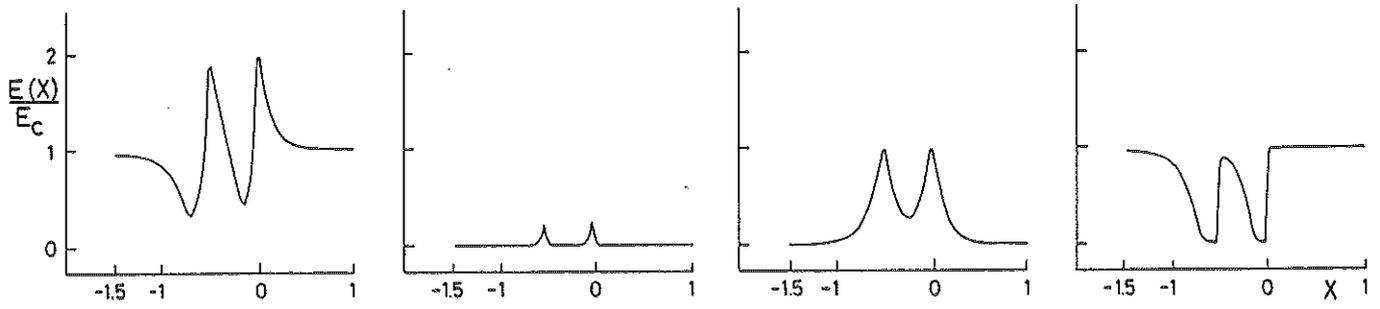


Fig. 7.68

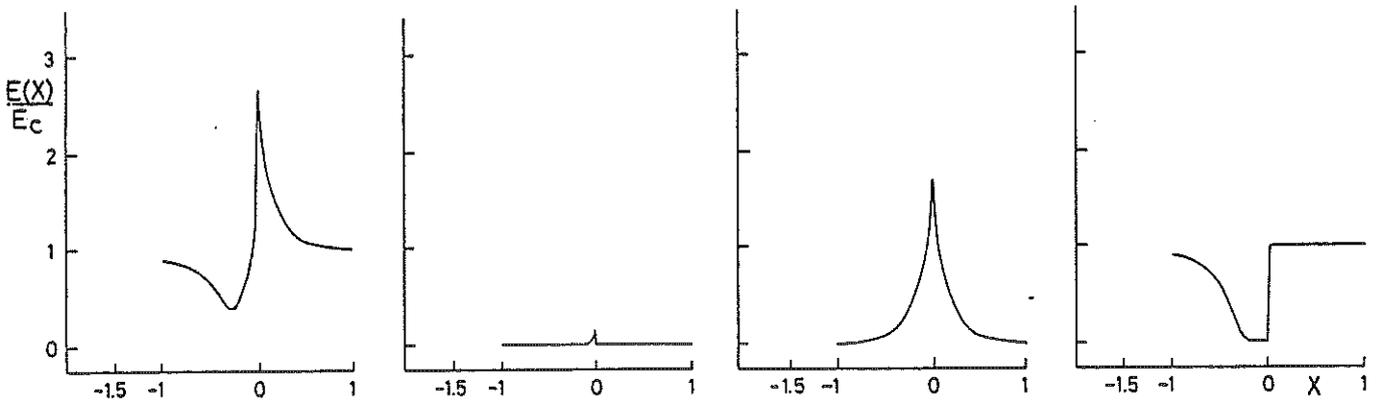


Fig. 7.69

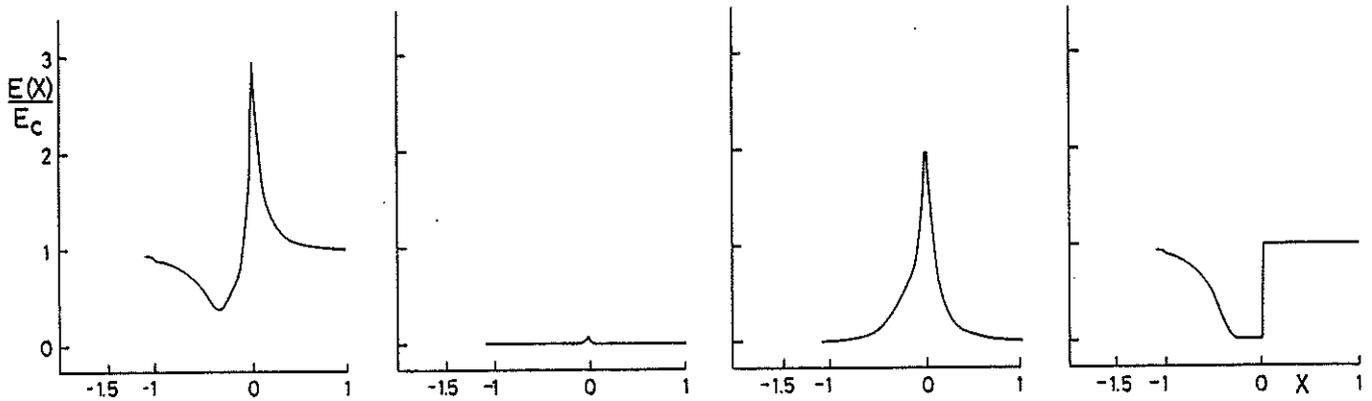


Fig. 7.70

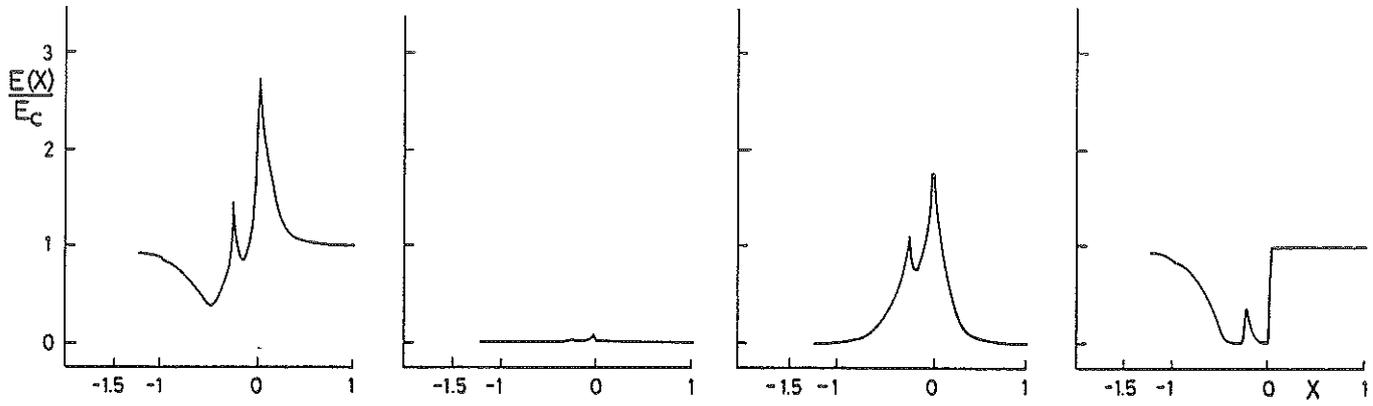


Fig. 7.71

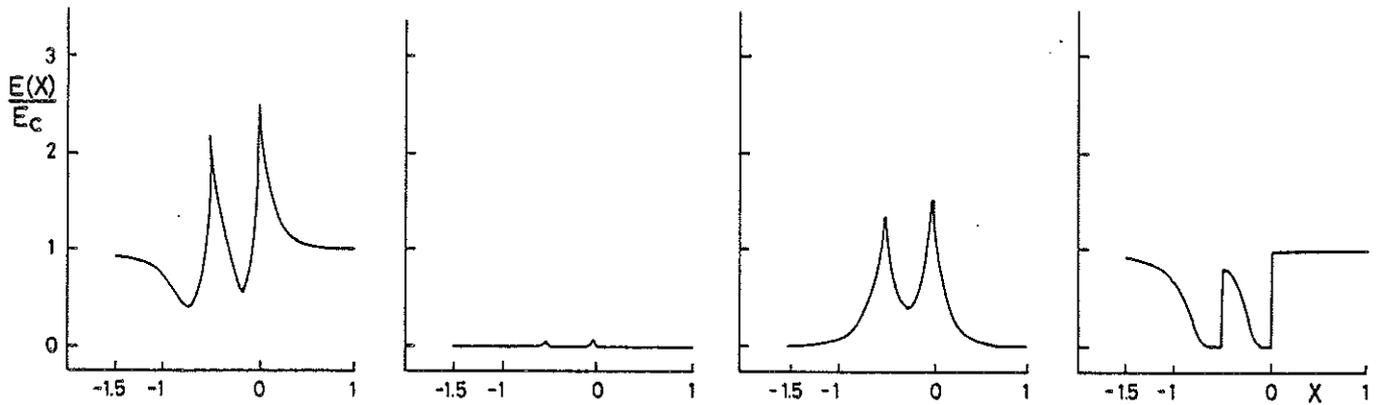


Fig. 7.72

légèrement inférieure par rapport à celle que nous avons implicitement adoptée lors du calcul des profils de raies illustrés dans les figures 7.50-7.55, en négligeant ce couplage radiatif. Etant donné que pour $|X| > |X(L_1)|$ (voir relations 6.4 et 7.43), les surfaces d'égale fréquence X se trouvent entièrement situées dans l'intervalle spatial $L \in [L_1, L_{\max}]$ (voir figs 7.56-7.58), on comprend pourquoi dans l'intervalle spectral $|X(L_2)| > |X| > |X(L_1)|$ les profils de raies déterminés rigoureusement au moyen de l'équation 7.111 présentent de façon systématique des intensités légèrement inférieures par rapport à celles correspondant aux profils de raies calculés au paragraphe E.α. De même, pour $|X| < |X(L_1)|$, la majeure contribution au profil d'émission $E_2(X)/E_c$ provient de la radiation spectrale émise avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{12}$ à partir des régions de la surface d'égale fréquence X situées les plus proches du disque stellaire. Par conséquent, pour $|X| < |X(L_1)|$, on trouve aisément l'inégalité

$$\frac{E_2(X)}{E_c} > \frac{E_{12}(X)}{E_c} + \frac{E_{13}(X)}{E_c} , \quad (7.112)$$

et ceci explique pourquoi au voisinage de la fréquence centrale $X = 0$ les profils de raies illustrés dans les figures 7.63-7.68 présentent des intensités plus élevées par rapport à celles des profils de raies illustrés dans les figures 7.50-7.55. Il est aussi évident d'établir que ces écarts observés seront d'autant plus importants que l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ est élevée au sein des milieux matériels considérés (voir figs 7.52-7.54 et 7.65-7.67). En effet, dans ce cas le rôle des interactions distantes se trouve accru (voir paragraphe C.δ) et, par surcroît, les surfaces d'égale fréquence $Y = X + \Delta X_{23}$ sont de plus en plus occultées par les surfaces d'égale fréquence X correspondantes lorsque l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ croît (voir figs 7.56-7.58) : en conséquence, la contribution $E_2(X)/E_c$ au profil de raie dépend davantage, voire même presque exclusivement (voir relation 7.111), de la distribution de la fonction source S_{12} .

Combinant les relations 6.4, 6.5, 7.43 et 7.44 on trouve facilement que les valeurs des fréquences $|X(L_1)|$ et $|X(L_2)|$ définies ci-avant sont respectivement données par

$$\left. \begin{aligned} |X(L_1)| &= -X_{\min} + \Delta X_{23} , \\ \text{et} \quad |X(L_2)| &= (\tau_{13} L_{\max}^{\frac{\ell}{2\ell-1}})^{\frac{2\ell-1}{\ell}} + \Delta X_{23} . \end{aligned} \right\} \quad (7.113)$$

Particularisant au cas $\ell = -1$, $L_{\max} = 20$ pour les valeurs des paramètres ΔX_{23} , τ_{13}^{ℓ} correspondant aux figures 7.63-7.68, on constate que ces dernières relations

définissent correctement les intervalles spectraux à l'intérieur desquels sont observés les écarts mentionnés ci-dessus entre les profils de raies illustrés dans les figures 7.50-7.55 et 7.63-7.68.

Si on compare les profils d'absorption $E_{\text{abs}}(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ illustrés dans le quatrième ensemble des courbes des figures 7.50-7.55 et 7.63-7.68, on constate de même que l'accord est excellent excepté dans les intervalles spectraux $[X_{\text{min}}, 0]$ et $[X_{\text{min}} - \Delta X_{23}, -\Delta X_{23}]$ où, suite à l'effet de la dimension finie du disque stellaire, le profil d'absorption $E_3(X)/E_c$ présente non pas une transition verticale mais plus graduelle due à l'occultation progressive de l'étoile centrale par les surfaces d'égales fréquences $X \in [X_{\text{min}}, 0]$ et $Y \in [X_{\text{min}}, 0]$. Par conséquent, pour qu'un profil de raie composite $E(X)/E_c$ soit résolu en un profil double de type P Cygni, il faut non seulement (cf. paragraphe E.a et relation 7.105) que la condition

$$\tau_{12}^F(X = -\Delta X_{23} + X_{\text{min}}/2) \leq 1 \quad (7.114)$$

soit réalisée mais aussi que

$$\Delta X_{23} > -X_{\text{min}} \quad , \quad (7.115)$$

car dans le cas contraire, les intervalles spectraux $[X_{\text{min}}, 0]$ et $[X_{\text{min}} - \Delta X_{23}, -\Delta X_{23}]$ apparaîtraient chevauchés. La signification physique de cette dernière inégalité est que la séparation des niveaux atomiques supérieurs 2 et 3, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} , doit être supérieure à la vitesse initiale v_0 d'éjection des atomes à la surface de l'étoile.

Pour les valeurs des paramètres ℓ , ΔX_{23} et τ_{12}^{ℓ} reportées dans la table 7.4, on remarque que les conditions 7.114 et 7.115 sont simultanément vérifiées pour les profils de raies illustrés dans les figures 7.62, 7.65, 7.68, 7.71 et 7.72, et ceci est en parfait accord avec les résultats de nos applications numériques. En particulier, pour le cas de la figure 7.61, on trouve que $\tau_{12}^F(X = -0.36) = 1.46$ et ceci explique pourquoi, la condition 7.114 étant pratiquement vérifiée, on voit apparaître dans le profil de raie correspondant une trace de la seconde composante en émission.

On constate aussi de façon générale à partir des figures 7.59-7.72 que les profils de raies formés au sein d'enveloppes A.E présentent des transitions d'autant plus abruptes entre les composantes en émission et en absorption que la valeur du paramètre d'accélération est élevée. En effet, le taux de variation des opacités fictives radiales $\tau_{12}^F(X)$ et $\tau_{13}^F(X)$ (voir relation 7.12) en fonction

de la fréquence $X\epsilon[-1, X_{\min}]$ et $X\epsilon[-1 - \Delta X_{23}, -\Delta X_{23} + X_{\min}]$ étant d'autant plus grand que la valeur du paramètre d'accélération ℓ est plus négative, on comprend aisément qu'il en est de même pour les profils de raies correspondants.

Comparant les profils de raies calculés au moyen d'un modèle d'atome à deux niveaux pour les valeurs des paramètres $f'_{12} = f_{12} + f_{13}$, et donc $\tau_{12}^{\ell'} = \tau_{12}^{\ell} + \tau_{13}^{\ell}$, et $g'_1 = 2$, $g'_2 = 6$ à ceux illustrés dans les figures 7.59 ($\ell = -0.5$, $\Delta X_{23} = 0.01$), 7.63 ($\ell = -1$, $\Delta X_{23} = 0.01$) et 7.69 ($\ell = -2$, $\Delta X_{23} = 0.01$) on trouve, comme il se doit (cf. paragraphe E.α), que l'écart maximum observé entre ceux-ci a lieu autour de la fréquence centrale $X = 0$ tout en restant inférieur à 2%.

Rassemblant tous les résultats établis au cours de ce paragraphe, nous concluons que si le calcul des profils de raies formés au sein d'une enveloppe A.E pour le cas d'un doublet de résonance peut être facilement résolu au moyen de l'équation 7.111 en incluant de façon générale la dimension finie de l'étoile centrale, l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire, le rôle des collisions, etc., l'interprétation d'un profil de raie observé en termes des paramètres physiques de l'enveloppe est par contre une tâche très difficile.

Bien qu'on ne puisse donner de méthode générale visant à la confrontation d'un profil de raie observé à ceux que l'on calculerait, on peut cependant toujours extraire quelques indications intéressantes à partir d'une simple analyse des observations. Ainsi, par exemple, la non égalité ou la presque égalité entre les largeurs équivalentes EW_{em} et EW_{ab} des composantes en émission et en absorption d'un profil de raie composite nous informe directement de l'importance, ou non, du rôle des collisions ainsi que de l'effet d'occultation de l'enveloppe par le disque stellaire. Les positions en vitesses de la première composante en émission ($v_{em} = 0$, $X = 0$) et de l'extension maximale de l'absorption P Cygni ($v_{abs} = -v_{max} - \Delta v_{23}$, $X_{abs} = -1 - \Delta X_{23}$) ainsi que la connaissance de la séparation des niveaux atomiques supérieurs Δv_{23} permettent de déduire facilement la vitesse maximale d'expansion v_{max} de l'enveloppe et de calibrer l'échelle de vitesses observées v en l'échelle de fréquences $X\epsilon[-1 - \Delta X_{23}, 1]$. Suivant que le profil de raie observé est résolu ou non en un profil double de type P Cygni, les conditions 7.114 et 7.115 impliquent directement des restrictions quant à la nature de la distribution de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ au sein de l'enveloppe.

La méthode d'analyse consistant à déterminer les paramètres physiques du milieu matériel en mouvement à partir de l'examen d'un profil de raie observé consiste alors à trouver le champ de vitesses macroscopiques $v(r)$ et la distribution de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ tels que l'ajustement entre le profil calculé et celui observé soit optimal.

F. PROFILS DE RAIES POUR UN DOUBLET DE
RESONANCE AU SEIN D'ENVELOPPES D.E

α) Equations générales

Adoptant le même formalisme qui nous a permis au paragraphe E.8 de déduire les équations générales décrivant un profil de raie formé au sein d'une enveloppe A.E, nous établissons ci-dessous l'expression générale d'un profil de raie $E(X)/E_c$ formé au sein d'une enveloppe D.E pour le cas d'un doublet de résonance tout en prenant en considération les effets d'"occultation", d'"inclinaison" et d'"assombrissement centre-bord" du disque stellaire ainsi que le rôle des collisions.

Comme précédemment, nous supposons que les populations n_1, n_2, n_3 des niveaux atomiques 1, 2, 3 et les distributions des opacités fictives τ_{12}, τ_{13} ont été déterminées en tout point des milieux matériels considérés (voir paragraphe D). En vue d'établir l'expression du profil de raie $E(X)/E_c$ qui représente la quantité totale d'énergie $E(X)$ (voir relation 7.107) émise dans l'intervalle spectral $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$ par l'enveloppe vers un observateur fixe dans l'espace, normalisée au flux E_c (voir relation 6.42) du continuum stellaire $I_c \psi(L_p^*)$ intégré sur la surface du disque de l'étoile, nous sommes directement amenés à étudier le comportement des surfaces d'égales fréquences X et $Y = X + \Delta X_{23}$ au sein d'une enveloppe D.E à partir desquelles les photons émis avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{12}$ et $\nu'_L \approx \nu_{13}$ le long d'une direction parallèle à l'axe de visée pour une valeur donnée du paramètre d'impact $L_p \in [0, L_{\max}]$ contribuent respectivement aux expressions des intensités monochromatiques $I_{12}(X)$ et $I_{13}(Y)$ dont dépend l'expression 7.107 du profil de raie.

Adoptant les champs de vitesses 4.10 ($\ell = 0.5, 1, 2$) et 4.16 ($G = 10$), nous avons résolu les équations 6.3 et 7.108 pour différentes valeurs de la fréquence $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$. Les "surfaces d'égales fréquences X et $Y = X + \Delta X_{23}$ " qui en résultent sont respectivement illustrées en traits interrompus et continus dans les figures 7.73 ($\ell = 0.5$), 7.74 ($\ell = 1$), 7.75 ($\ell = 2$) et 7.76 ($G = 10$), la séparation relative des niveaux atomiques supérieurs ayant été fixée à $\Delta X_{23} = 0.25$ et l'extension maximale de l'enveloppe à $L_{\max} = 5$.

Nous servant des résultats établis au chapitre 6, § C.8 et § D.8 lors de la discussion des traits caractéristiques des profils de raies formés au sein d'une enveloppe D.E pour le modèle simple d'un atome à deux niveaux, le déploiement des surfaces d'égales fréquences X et $Y = X + \Delta X_{23}$, illustré dans les figures 7.73-7.76, peut être simplement interprété. Pour ce faire, parcourons mentalement l'intervalle de fréquences dans lequel se forme un profil de raie composite dans le sens $-1 - \Delta X_{23} \rightarrow 1$: la surface d'égale fréquence Y , réduite à un seul point pour $Y = -1$, c'est-à-dire $X = -1 - \Delta X_{23}$ (voir relation 7.95), occulte progressivement le disque de l'étoile centrale lorsque la fréquence Y croît jusqu'à la

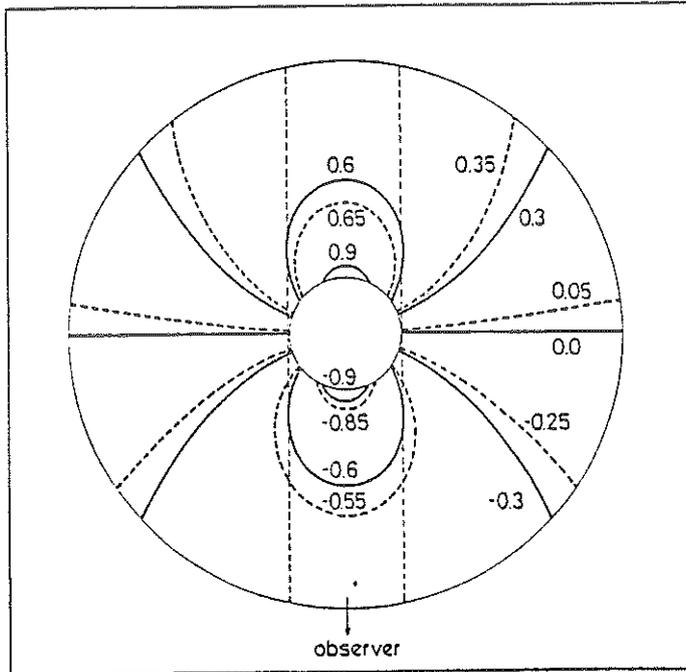


Fig. 7.73 Surfaces d'égaies fréquences $X = -0.85, -0.55, -0.25, 0.05, 0.35, 0.65$ et $Y = X + \Delta X_{23}$ au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\lambda = 0.5, \Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 5$.

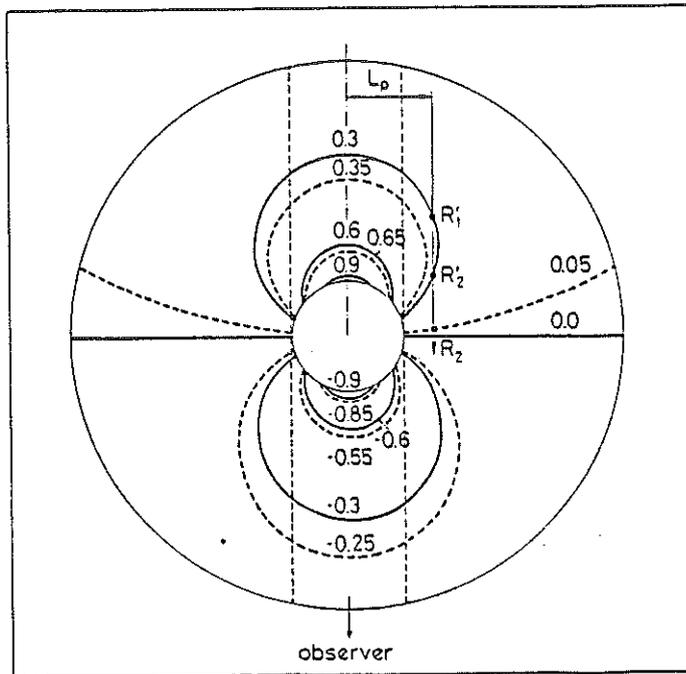


Fig. 7.74 Surfaces d'égaies fréquences $X = -0.85, -0.55, -0.25, 0.05, 0.35, 0.65$ et $Y = X + \Delta X_{23}$ au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $\lambda = 1, \Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 5$.

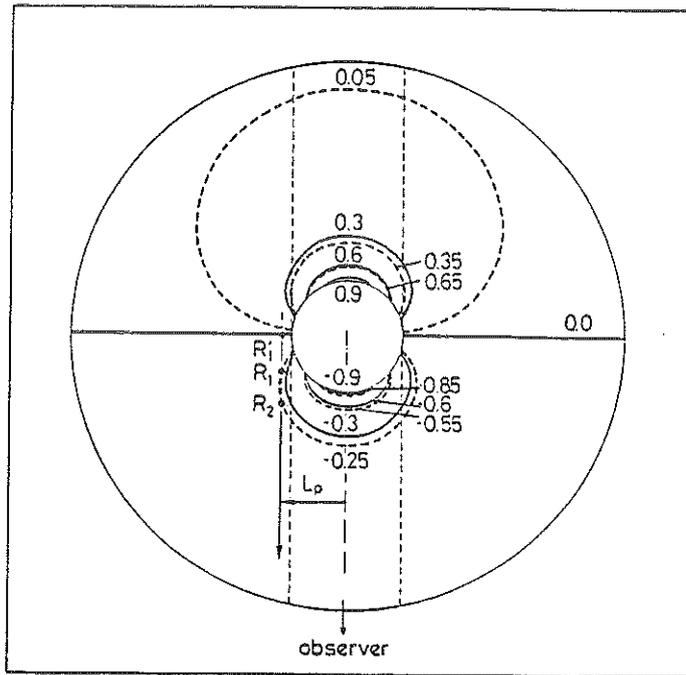


Fig. 7.75 Surfaces d'égales fréquences $X = -0.85, -0.55, -0.25, 0.05, 0.35, 0.65$ et $Y = X + \Delta X_{23}$ au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $l = 2, \Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 5$.

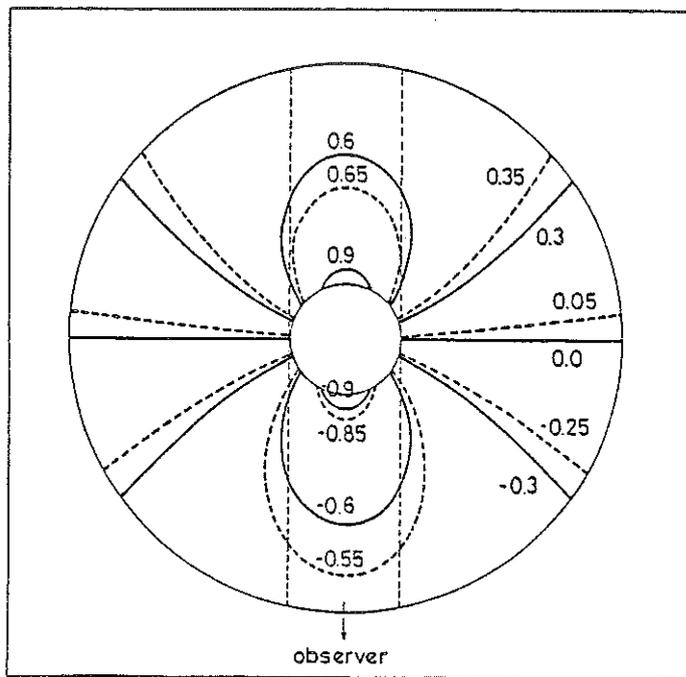


Fig. 7.76 Surfaces d'égales fréquences $X = -0.85, -0.55, -0.25, 0.05, 0.35, 0.65$ et $Y = X + \Delta X_{23}$ au sein d'une enveloppe D.E pour les valeurs des paramètres $G = 10, \Delta X_{23} = 0.25$ et $L_{\max} = 5$.

valeur $X_{\rho} = -1/\sqrt{\lambda + 1}$ (cf. chapitre 6, § D). Pour $Y > X_{\rho}$, la surface d'égale fréquence Y se transforme en une surface double, c'est-à-dire que pour certaines valeurs du paramètre d'impact $L_p \in [0, L_p^*(Y)]$ (voir relation 6.89) les droites parallèles à l'axe de visée interceptent la surface d'égale fréquence Y en deux points distincts. Projetée sur le disque de l'étoile, la section efficace de la surface double d'égale fréquence Y devient maximale pour la valeur $Y = -X_c$ (voir relations 6.66-6.68). Lorsque la valeur de la fréquence Y croît davantage, les surfaces doubles d'égale fréquence Y renferment un volume d'espace de plus en plus important et dans l'intervalle spectral $Y \in [X_c, -X_0]$ (voir relations 6.69-6.70 et 6.71-6.72), celles-ci se transforment graduellement en des surfaces simples. Elles se réduisent ensuite à un plan perpendiculaire à l'axe de visée pour $Y = 0$, et, tout en restant simples, elles changent de concavité par rapport à ce plan dans l'intervalle spectral $Y \in [0, X_0]$. De nouveau, dans la zone de transition $Y \in [X_0, -X_c]$, les surfaces d'égale fréquence Y , simples en $Y = X_0$ se retransforment en des surfaces doubles partiellement occultées par le disque de l'étoile centrale. Enfin, pour $Y \in [X_c, 1]$, c'est-à-dire $X \in [X_c - \Delta X_{23}, 1 - \Delta X_{23}]$, l'occultation par le disque stellaire des surfaces d'égale fréquence Y correspondantes devient totale. Il est évident (voir relations 6.3, 7.95 et 7.108) que le déploiement des surfaces d'égale fréquence X pour $X \in [-1, 1]$, illustré dans les figures 7.73-7.76, est absolument identique à celui des surfaces d'égale fréquence Y discuté ci-dessus avec la seule différence que le déploiement de ces premières s'effectue avec un retard, exprimé en unités de fréquences, égal à ΔX_{23} par rapport à celui des dernières.

Supposant en toute généralité que pour une valeur donnée du paramètre d'impact $L_p \in [0, L_{\max}]$ la droite parallèle à l'axe de visée intercepte les surfaces d'égales fréquences X et $Y = X + \Delta X_{23}$ respectivement en deux points distincts R_1, R_2 et R'_1, R'_2 (voir fig. 7.75), situés par exemple les plus proches de l'observateur dans l'ordre R'_2, R_2, R_1, R'_1 , on déduit facilement (cf. relation 7.109) les expressions des intensités monochromatiques $I_{12}(X)$ et $I_{13}(Y)$ apparaissant dans la relation 7.107.

$$\begin{aligned}
 I_{12}(X) &= S_{12}(R_1)(1-\exp(-\tau_{12}(R_1)))\exp(-\tau_{12}(R_2))\exp(-\tau_{13}(R'_2)) + \\
 &\quad S_{12}(R_2)(1-\exp(-\tau_{12}(R_2)))\exp(-\tau_{13}(R'_2)) \quad , \\
 \text{et} \quad I_{13}(Y) &= S_{13}(R'_1)(1-\exp(-\tau_{13}(R'_1)))\exp(-\tau_{12}(R_1))\exp(-\tau_{12}(R_2))\exp(-\tau_{13}(R'_2)) + \\
 &\quad S_{13}(R'_2)(1-\exp(-\tau_{13}(R'_2))) \quad .
 \end{aligned}
 \tag{7.116}$$

Nous adoptons implicitement la convention que si pour des valeurs de la fréquence $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$ et du paramètre d'impact $L_p \in [0, L_{\max}]$ données, les équations 6.3 et/ou 7.108 n'admettent pas de solutions (L_1, θ_1) et/ou (L_2, θ_2) ; (L'_1, θ'_1) et/ou (L'_2, θ'_2) ; les opacités fictives $\tau_{12}(R_1)$ et/ou $\tau_{12}(R_2)$; $\tau_{13}(R'_1)$ et/ou $\tau_{13}(R'_2)$ sont respectivement égalées à zéro dans la relation 7.116. Aussi, l'ordre des points d'interactions pouvant être différent (cf. fig. 7.74) le long d'une droite parallèle à l'axe de visée (par exemple dans certains cas les points R_2, R'_2, R'_1, R_1 apparaissent situés respectivement les plus proches de l'observateur), on tient facilement compte de ce fait en interchangeant les indices 12 par les indices 13 et les points R'_2, R_2, R_1, R'_1 par les points R_2, R'_2, R'_1, R_1 dans la relation 7.116.

Concernant la contribution au profil de raie $E(X)/E_c$ due à la radiation spectrale provenant du disque de l'étoile, celle-ci vaut simplement (cf. relation 7.110)

$$I_{12}(X) + I_{13}(Y) = I_c \psi(L_p^*) \exp(-\tau_{13}(R'_1)) \exp(-\tau_{12}(R_1)) \exp(-\tau_{12}(R_2)) \exp(-\tau_{13}(R'_2)) , \quad (7.117)$$

où la quantité $\psi(L_p^*)$ représente la loi d'assombrissement centre-bord du disque stellaire (voir relation 3.46) en fonction du paramètre d'impact $L_p^* \in [0, 1]$.

Finalement, tenant compte de la symétrie du milieu matériel autour de l'axe joignant le centre de l'étoile à l'observateur et nous servant des résultats 6.39-6.44 et 7.116, 7.117, l'expression du profil de raie $E(X)/E_c$ (voir relations 6.42 et 7.107) formé au sein d'une enveloppe D.E pour le cas d'un doublet de résonance prend la forme simplifiée

$$\begin{aligned} \frac{E(X)}{E_c} = 2 & \left[\int_0^{L_{\max}} \left(\frac{S_{12}(R_1)}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12}(R_1))) \exp(-\tau_{12}(R_2)) \exp(-\tau_{13}(R'_2)) + \right. \right. \\ & \left. \frac{S_{12}(R_2)}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{12}(R_2))) \exp(-\tau_{13}(R'_2)) + \frac{S_{13}(R'_1)}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{13}(R'_1))) \cdot \right. \\ & \left. \left. \exp(-\tau_{12}(R_1)) \exp(-\tau_{12}(R_2)) \exp(-\tau_{13}(R'_2)) + \frac{S_{13}(R'_2)}{I_c} (1 - \exp(-\tau_{13}(R'_2))) \right) \cdot \right. \\ & \left. L_p dL_p + \frac{I_c}{I_c} \int_0^1 \psi(L_p^*) \exp(-\tau_{13}(R'_1)) \exp(-\tau_{12}(R_1)) \exp(-\tau_{12}(R_2)) \cdot \right. \\ & \left. \exp(-\tau_{13}(R'_2)) L_p^* dL_p^* \right] , \quad (7.118). \end{aligned}$$

pour $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$.

β) Applications numériques

Adoptant les champs de vitesses donnés en 4.10 et 4.16, nous avons résolu rigoureusement l'équation 7.118 du profil de raie $E(X)/E_c$ en supposant que les populations des niveaux atomiques 1, 2 et 3 sont entièrement déterminées par les excitations radiatives dues au transfert des photons émis dans les transitions de résonance $1 \rightleftharpoons 2$ et $1 \rightleftharpoons 3$ ($\varepsilon = 0$, cf. paragraphe D.γ) au sein d'une enveloppe D.E. Par simplicité, nous avons aussi considéré que l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire est négligeable ($\psi(L_p^*) = 1$) et que l'équation de continuité 4.6 décrit la distribution de la densité $n(L)$ des atomes en fonction de la distance L au centre de l'étoile.

Les résultats de nos calculs sont illustrés dans les figures 7.77-7.91. Chacune de ces figures contient quatre courbes représentant le profil de raie composite $E(X)/E_c$ ainsi que ses diverses contributions $E_1(X)/E_c$, $E_2(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ (cf. paragraphe E.γ) en fonction de la fréquence $XG[-1 - \Delta X_{23}, 1]$.

La table 7.5 résume l'ensemble des paramètres caractérisant chacun des profils. Dans cette table la première colonne indique le numéro de la figure et les dernières colonnes donnent les valeurs des paramètres physiques et géométriques ℓ (ou G), ΔX_{23} , τ_{12}^ℓ et τ_{13}^ℓ correspondants. Comme lors du calcul numérique des fonctions source S_{12} et S_{13} au paragraphe D.γ, nous avons fixé la température de l'étoile à $T = 30000^\circ\text{K}$ et l'extension maximale de l'enveloppe à $L_{\max} = 5$. Enfin, nous avons choisi les forces d'oscillateur telles que $f_{13} = 2f_{12}$, et donc $\tau_{13}^\ell = 2\tau_{12}^\ell$, les poids statistiques des niveaux atomiques $g_1 = 2$, $g_2 = 2$ et $g_3 = 4$ et la longueur d'onde $\lambda_{12} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ cm, en accord avec les paramètres physiques pour le doublet de résonance de C IV.

γ) Discussion des résultats

L'aspect général des profils de raies formés au sein d'une enveloppe D.E pour le cas d'un doublet de résonance est frappant (voir figs 7.77-7.91). Ces profils sont en effet caractérisés par une transition quasi verticale entre la première, ou unique, composante P Cygni en absorption et la première, ou unique, composante en émission ainsi que par une finale abrupte de l'aile rouge du profil au point de contact avec le continuum. De plus, l'aile violette de la seconde, ou unique, composante P Cygni en absorption rejoint toujours de façon graduelle le niveau du continuum stellaire à la fréquence extrême $X_1 = -1 - \Delta X_{23}$. Lorsque le profil de raie composite est résolu en un profil double de type P Cygni, on observe de même une transition quasi verticale entre la seconde composante P Cygni en absorption et la seconde composante en émission.

Table 7.5

Tableau récapitulatif des légendes
pour les figures 7.77-7.91

Figure	ℓ (ou G)	ΔX_{23}	τ_{12}^{ℓ}	τ_{13}^{ℓ}
7.77	0.5	10^{-3}	1	2
7.78	0.5	0.10	1	2
7.79	0.5	0.25	1	2
7.80	0.5	0.50	1	2
7.81	1	10^{-3}	1	2
7.82	1	0.10	1	2
7.83	1	0.25	1	2
7.84	1	0.50	1	2
7.85	2	10^{-3}	1	2
7.86	2	0.10	1	2
7.87	2	0.25	1	2
7.88	2	0.50	1	2
7.89	G = 10	10^{-3}	1	2
7.90	G = 10	0.25	1	2
7.91	G = 10^4	0.10	1	2

En vue de rendre compte de ces traits remarquables, nous discutons dans la suite de ce paragraphe le comportement des diverses contributions $E_1(X)/E_c$, $E_2(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ au profil de raie composite $E(X)/E_c$ en fonction du déploiement des surfaces d'égalles fréquences X et $Y = X + \Delta X_{23}$ pour $XG[-1 - \Delta X_{23}, 1]$.

Nous confirmons d'abord que lorsque la séparation relative ΔX_{23} des niveaux atomiques supérieurs tend vers zéro, les profils de raies composites calculés ici s'identifient avec ceux calculés directement au moyen du modèle d'atome à deux niveaux (cf. chapitre 6) pour les valeurs des paramètres $f'_{12} = f_{12} + f_{13}$, $g'_1 = 2$ et $g'_2 = 6$. Ainsi les profils de raies illustrés dans les figures 7.77 ($\ell = 0.5$), 7.81 ($\ell = 1$), 7.85 ($\ell = 2$) et 7.89 ($G = 10$) pour $\Delta X_{23} = 0.001$ représentent à mieux de 0.1% ceux calculés au moyen du modèle d'atome à deux niveaux.

Figs 7.77-7.91 : voir légendes dans la table 7.5

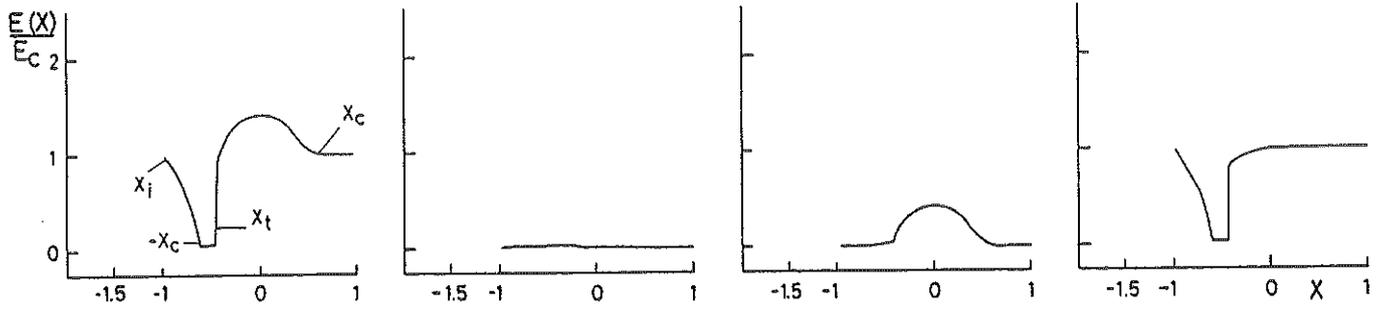


Fig. 7.77

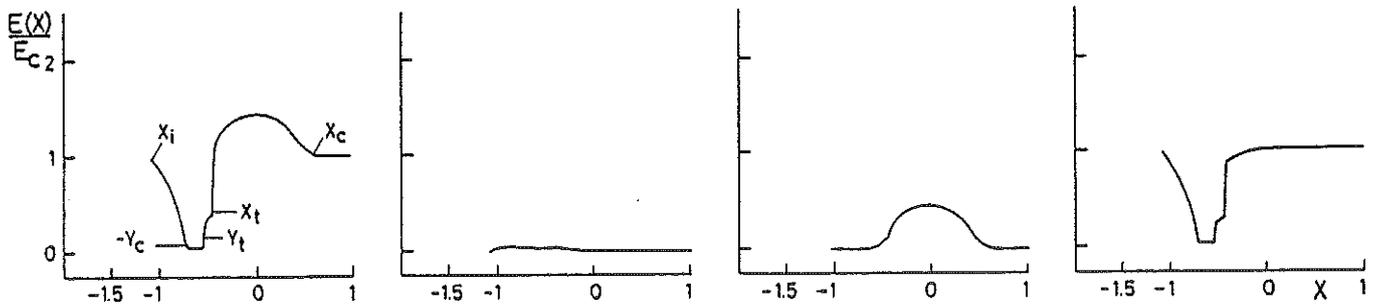


Fig. 7.78

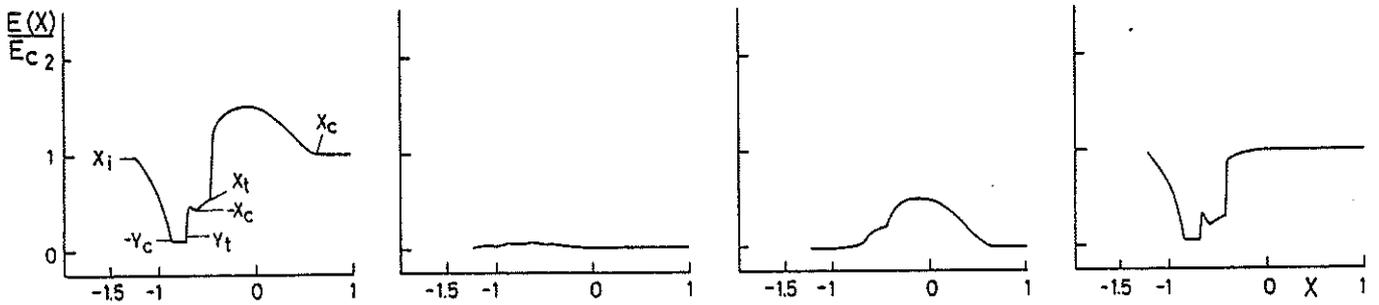


Fig. 7.79

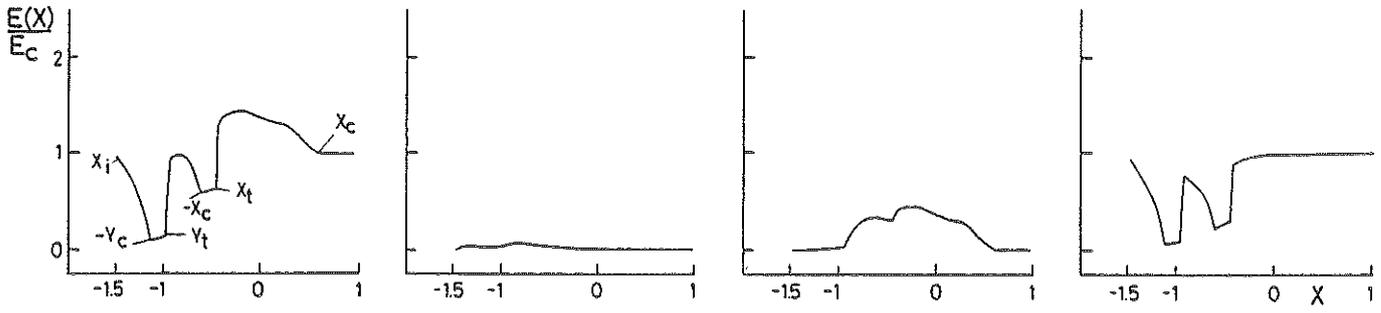


Fig. 7.80

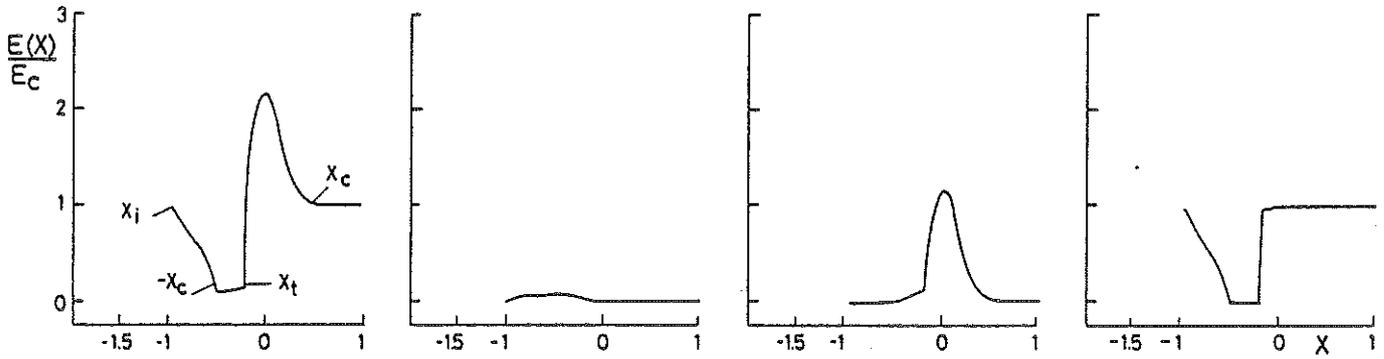


Fig. 7.81

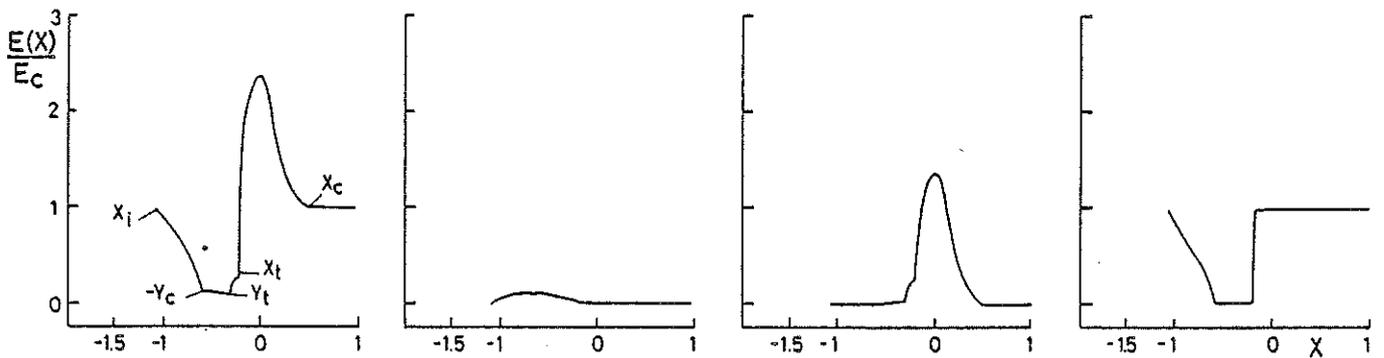


Fig. 7.82

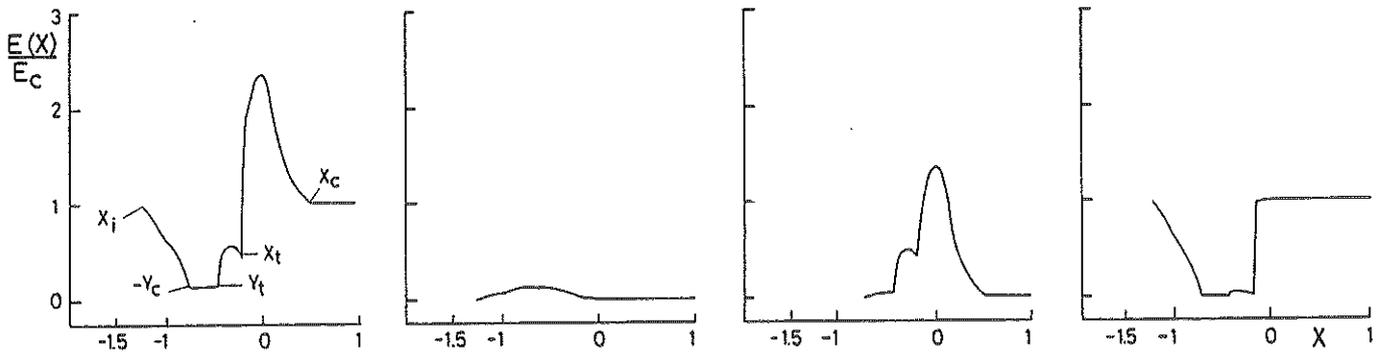


Fig. 7.83

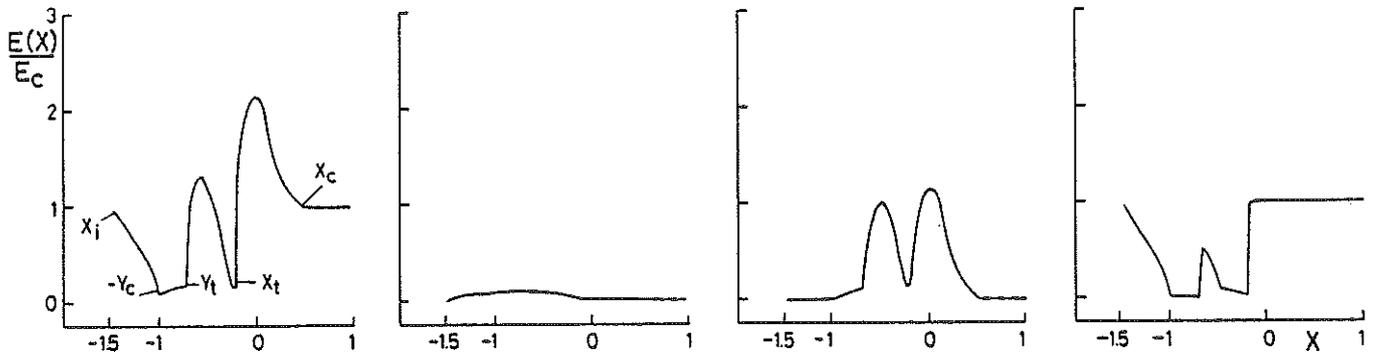


Fig. 7.84

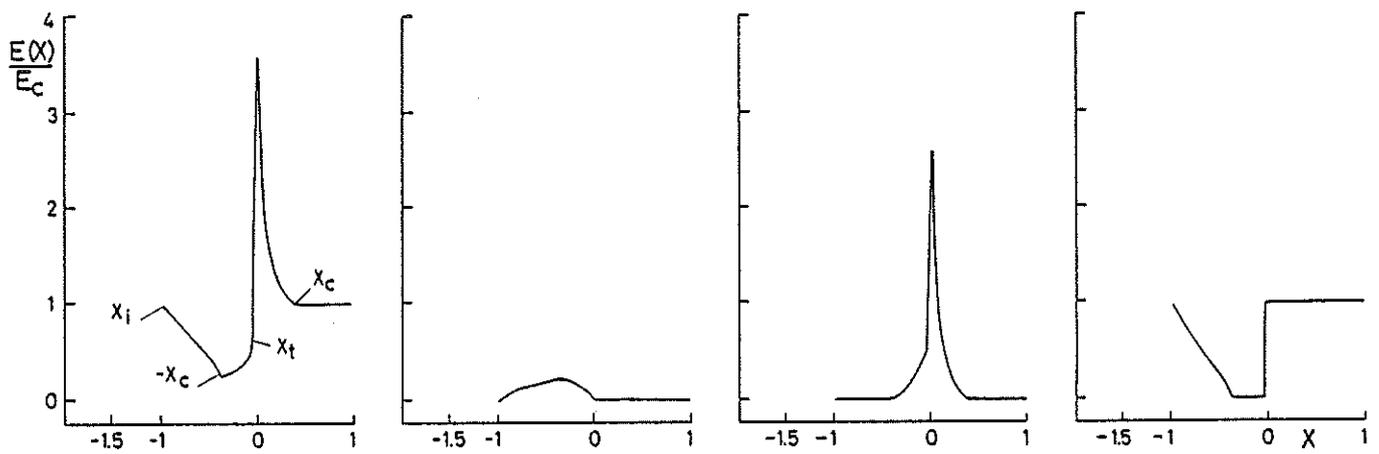


Fig. 7.85

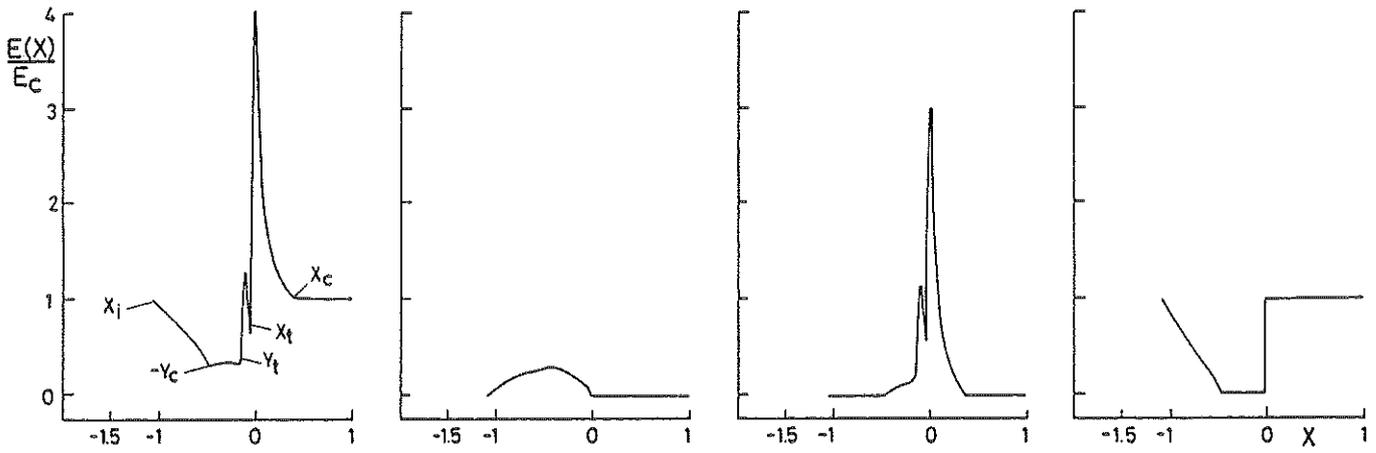


Fig. 7.86

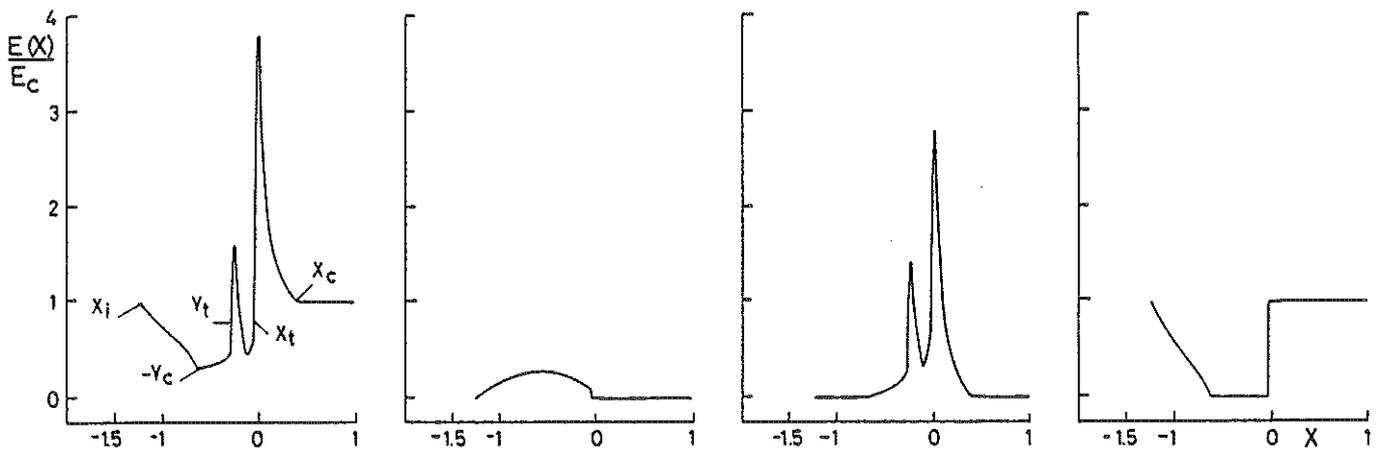


Fig. 7.87

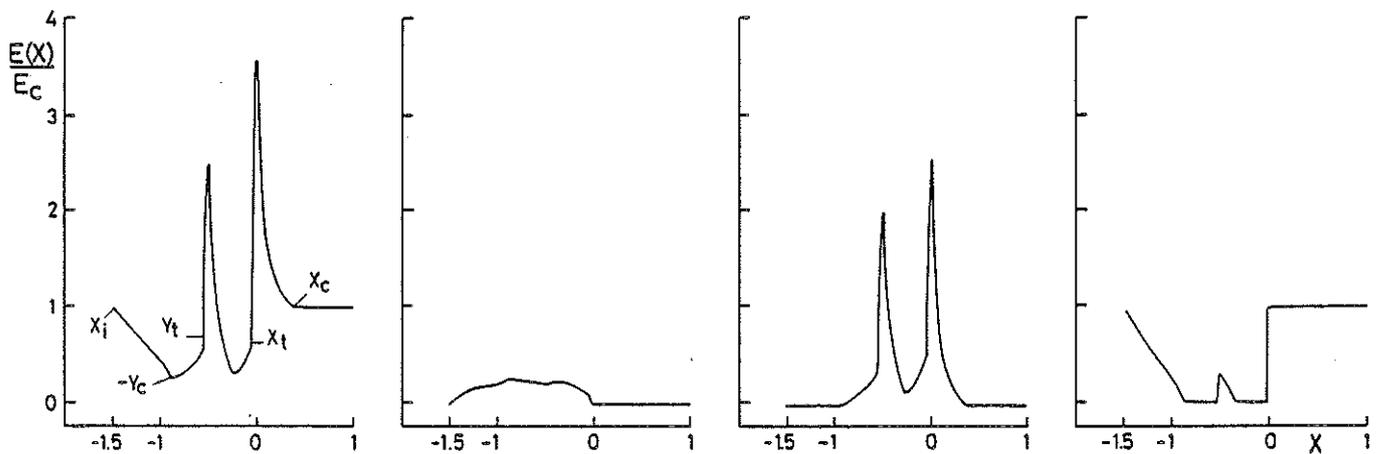


Fig. 7.88

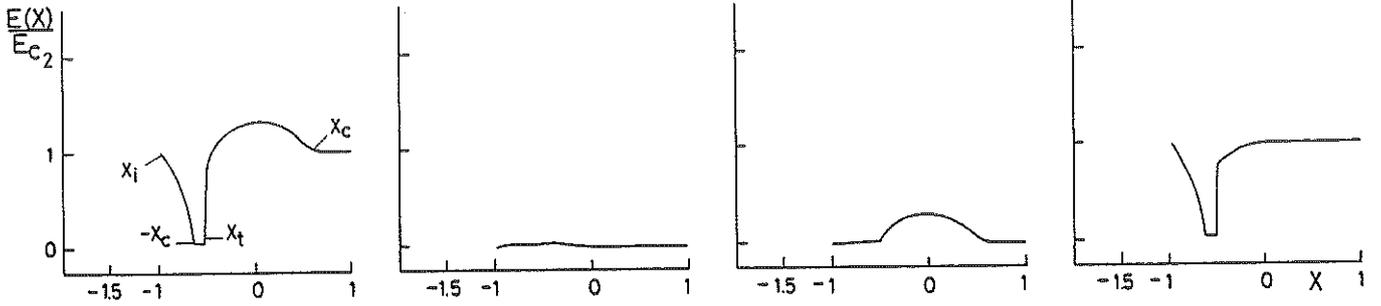


Fig. 7.89

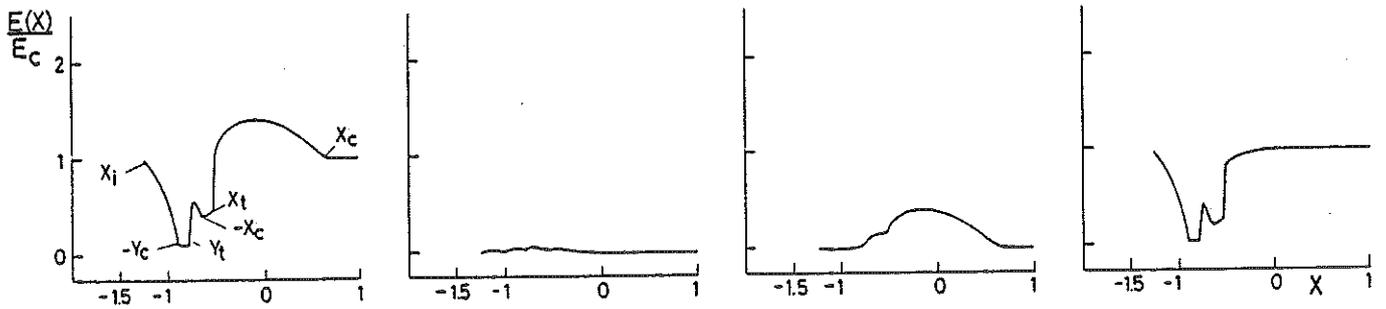


Fig. 7.90

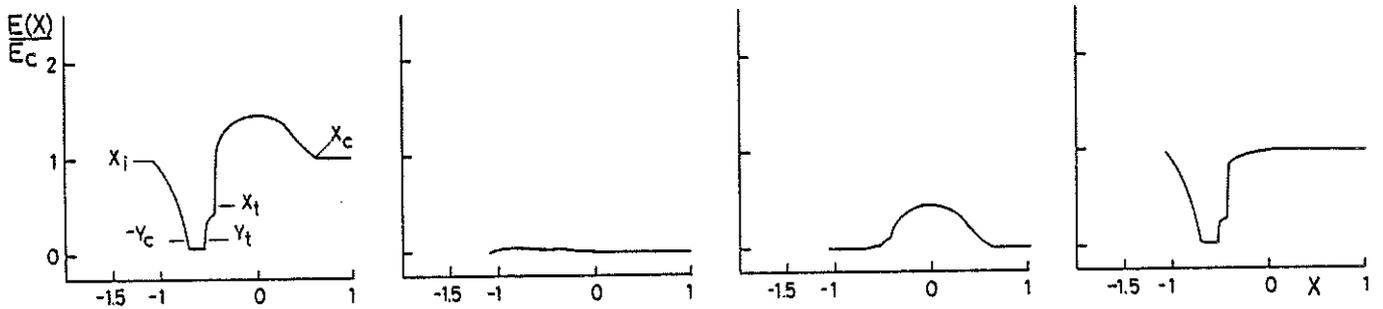


Fig. 7.91

L'examen du quatrième ensemble des courbes illustrées dans les figures 7.77-7.91 montre immédiatement que le profil d'absorption $E_3(X)/E_c$ formé au sein d'une enveloppe D.E pour le cas d'un doublet de résonance apparaît résolu en deux composantes P Cygni en absorption pour autant que la condition

$$\Delta X_{23} > X_c + X_t \quad (7.119)$$

soit réalisée (voir relations 6.66-6.68 et 6.69-6.70). En effet, supposant que $\Delta X_{23} \gg 1$, la première composante P Cygni en absorption résulte de l'occultation progressive du disque stellaire par la surface d'égale fréquence X dans l'intervalle spectral $X \in [-1, -X_c]$ (cf. chapitre 6, § D.β). Pour $X > -X_c$, la surface d'égale fréquence X occulte alors totalement le disque de l'étoile et l'intensité résiduelle qui atteint un observateur fixe est approximativement donnée par le facteur $e^{-\tau_{12}^r(X)}$, où $\tau_{12}^r(X)$ représente l'opacité fictive radiale évaluée au point d'intersection de l'axe de visée et de la surface d'égale fréquence X correspondante. Lorsque $X > X_t$ (voir relations 6.69-6.70), nous rappelons que la surface d'égale fréquence X qui était double se transforme en une surface simple et c'est pourquoi à partir de la fréquence X_t , le profil d'absorption $E_3(X)/E_c$ rejoint de façon quasi verticale le niveau du continuum stellaire. L'intervalle spectral de part et d'autre duquel apparaissent les ailes de la première composante P Cygni en absorption correspond donc à $X \in [-X_c, X_t]$. On établit de même que l'intervalle spectral de part et d'autre duquel apparaissent les ailes de la seconde composante P Cygni en absorption est donné par $Y \in [-X_c, X_t]$, soit encore (voir relation 7.95) $X \in [-X_c - \Delta X_{23}, X_t - \Delta X_{23}]$. Pour que le profil d'absorption $E_3(X)/E_c$ soit résolu en deux composantes P Cygni en absorption, il faut évidemment que les deux intervalles spectraux définis ci-dessus ne se chevauchent pas, c'est-à-dire que

$$X_t - \Delta X_{23} < -X_c \quad ,$$

et on retrouve ainsi la condition 7.119. Pour les valeurs des paramètres physiques donnés dans la table 7.5, on établit facilement que la condition 7.119 est vérifiée pour le cas des figures 7.79, 7.80 ($\lambda = 0.5$, $\Delta X_{23} > 0.17$), 7.84 ($\lambda = 1$, $\Delta X_{23} > 0.30$), 7.88 ($\lambda = 2$, $\Delta X_{23} > 0.345$) et 7.90 ($G = 10$, $\Delta X_{23} > 0.122$), en parfait accord avec les résultats de nos applications numériques. On comprend aussi aisément que le profil $E_3(X)/E_c$ illustré dans ces figures présente un maximum entre les deux composantes P Cygni en absorption à la fréquence $X \approx X_t - \Delta X_{23}$ et que les intensités résiduelles observées dans les intervalles spectraux $X \in [-X_c, X_t]$ et $X \in [-X_c - \Delta X_{23}, X_t - \Delta X_{23}]$ sont approximativement données par les facteurs $e^{-\tau_{12}^r(X)}$ et $e^{-\tau_{13}^r(Y)}$.

Lorsque la condition 7.119 n'est pas vérifiée, les intervalles spectraux $X \in [-X_c, X_t]$ et $X \in [-X_c - \Delta X_{23}, X_t - \Delta X_{23}]$ se chevauchent et le profil d'absorption $E_3(X)/E_c$ est rigoureusement déterminé par l'aspect géométrique des surfaces d'égales fréquences X et Y qui occultent partiellement ou totalement le disque stellaire ainsi que par les valeurs des facteurs d'atténuation $e^{-\tau_{12}^r(X)}$ et $e^{-\tau_{13}^r(Y)}$ évalués le long de ces surfaces (voir relation 7.118). En particulier, pour les valeurs des paramètres $\lambda = 0.5$ ou $G = 10^4$, $\tau_{12}^l = 1$, $\tau_{13}^l = 2$ et $\Delta X_{23} = 0.1$ (voir figs 7.78 et 7.91) on observe entre les fréquences $X_t - \Delta X_{23}$ et X_t une légère inflexion du profil d'absorption $E_3(X)/E_c$ due au fait que les intensités résiduelles calculées dans les intervalles spectraux $X \in [X_t - \Delta X_{23}, X_t]$ et $X \in [-X_c, X_t - \Delta X_{23}]$ valent approximativement $e^{-\tau_{12}^r(X)} \approx 0.37$ et $e^{-(\tau_{12}^r(X) + \tau_{13}^r(Y))} \approx 0.05$ (voir relations 7.12 et 7.19). Enfin, dans l'intervalle spectral $X \in [-1 - \Delta X_{23}, -1]$ le profil d'absorption résulte de l'occultation progressive du disque stellaire par l'unique surface d'égale fréquence Y et, par conséquent (cf. chapitre 6, § D.8), la forme exacte de la composante P Cygni observée dans cet intervalle spectral permet d'estimer directement l'importance de l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire (voir relation 6.91 et figs 6.34, 6.35).

Le comportement de la contribution $E_2(X)/E_c$ au profil de raie composite illustré dans le troisième ensemble des courbes des figures 7.77-7.91 peut être interprété qualitativement en suivant le déploiement des surfaces d'égales fréquences X et $Y = X + \Delta X_{23}$ comprises dans les deux lobes extérieurs aux droites parallèles à l'axe de visée pour la valeur du paramètre d'impact $L_p = 1$ (voir figs 7.73-7.76). Etant donné que pour toutes les applications numériques illustrées dans les figures 7.77-7.91, les conditions $\tau_{12} \geq 1$ et $\tau_{13} > 1$ (voir relations 7.12, 7.19 et table 7.5) sont réalisées au sein des milieux matériels considérés, on comprend aisément que la majeure contribution au profil d'émission $E_2(X)/E_c$ provient de la radiation spectrale émise avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{12}$ et/ou $\nu_L' \approx \nu_{13}$ à partir des zones des surfaces doubles, ou simples, d'égales fréquences X et/ou Y situées les plus proches de l'observateur. Ainsi, dans l'intervalle spectral $Y \in [-X_c, X_t]$ (voir relations 6.66-6.68 et 6.69-6.70), c'est-à-dire $X \in [-X_c - \Delta X_{23}, X_t - \Delta X_{23}]$, la majeure contribution au profil $E_2(X)/E_c$ provient de la radiation spectrale émise avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ à partir de la zone de la surface double d'égale fréquence Y située la plus proche de l'observateur. Lorsqu'on passe de la valeur de la fréquence $Y = -X_c$ à $Y = X_t$ (cf. relation 6.89) la section efficace de cette zone projetée sur un plan perpendiculaire à l'axe de visée augmente, et c'est pourquoi le profil d'émission $E_2(X)/E_c$, illustré dans les figures 7.77-7.91, croît légèrement dans cet intervalle de fréquences. Si le milieu matériel n'est pas, strictement parlant, optiquement épais à la radiation spectrale émise dans la transition de résonance $1 \rightarrow 2$, on doit aussi bien sûr tenir compte de la contribution due aux photons émis à partir des points R_1' et R_1, R_2 (voir fig. 7.75) avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ et $\nu_L \approx \nu_{12}$.

Dans l'intervalle spectral $X \in [X_t - \Delta X_{23}, X_t]$ nous avons vu que les surfaces doubles d'égale fréquence Y se transforment en des surfaces simples et donc la zone de la surface double d'égale fréquence X située la plus proche de l'observateur occulte à son tour progressivement la surface d'égale fréquence Y correspondante. La section efficace de cette zone, projetée sur un plan perpendiculaire à l'axe de visée, augmentant en fonction de la fréquence $X \in [X_t - \Delta X_{23}, X_t]$, ceci explique pourquoi il en est généralement de même pour le profil d'émission $E_2(X)/E_C$ (voir figs 7.77-7.91). On remarque cependant que dans certains cas le profil $E_2(X)/E_C$ présente une composante en émission bien distincte entre les fréquences $X_t - \Delta X_{23}$ et X_t . On comprend intuitivement fort bien que cette composante en émission sera d'autant plus facilement présente que la section efficace de la surface d'égale fréquence Y , projetée sur un plan perpendiculaire à l'axe de visée, à partir de laquelle sont émis des photons avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$, sera grande et que l'absorption de cette radiation spectrale sera moindre au voisinage de la surface d'égale fréquence X correspondante. Il est évident que la section efficace de la surface d'égale fréquence Y est maximale pour $Y = 0$, c'est-à-dire $X = -\Delta X_{23}$. Par conséquent, si la surface d'égale fréquence $X = -\Delta X_{23}$ reste entièrement confinée à l'intérieur des droites parallèles à l'axe de visée pour la valeur du paramètre d'impact $L_p = 1$, c'est-à-dire si

$$-\Delta X_{23} \leq -X_C ,$$

$$\text{ou encore } \Delta X_{23} \geq X_C , \quad (7.120)$$

le profil d'émission $E_2(X)/E_C$ présentera un maximum en $X = -\Delta X_{23}$. Ceci est en parfait accord avec les résultats des applications numériques illustrés dans les figures 7.84 ($\Delta X_{23} \geq 0.5$) et 7.88 ($\Delta X_{23} \geq 0.385$). En réalité, le plan d'égale fréquence $Y = 0$ n'apparaît appréciablement occulté par la surface d'égale fréquence $X = -\Delta X_{23}$ que si (voir relations 6.71 et 6.72)

$$-\Delta X_{23} > -X_0 .$$

Par conséquent, pour que le profil d'émission $E_2(X)/E_C$ présente une composante en émission bien distincte dans l'intervalle de fréquences $X \in [X_t - \Delta X_{23}, X_t]$, il suffit que

$$\Delta X_{23} > X_0 , \quad (7.121)$$

mais dans ce cas le maximum observé sera réalisé à une fréquence X telle que $X_t - \Delta X_{23} < X < -\Delta X_{23}$. Ce résultat est en parfait accord avec ceux des applications

numériques illustrés dans les figures 7.80 ($\ell = 0.5$, $\Delta X_{23} > 0.37$), 7.83 et 7.84 ($\ell = 1$, $\Delta X_{23} > 0.14$), 7.86, 7.87 et 7.88 ($\ell = 2$, $\Delta X_{23} > 0.02$). Pour une valeur fixée du paramètre ΔX_{23} , la section efficace $\pi L_P^{*2}(X)$ (voir relation 6.89) de la surface d'égale fréquence $X = -\Delta X_{23}$ étant d'autant plus petite que la valeur du paramètre de décélération ℓ est élevée, ceci explique aussi pourquoi la composante en émission présente, dans l'intervalle de fréquences $X \in [X_t - \Delta X_{23}, X_t]$, un pic d'autant plus aigu que ℓ est grand (voir figs 7.80, 7.84 et 7.88).

Pour $X \in [X_t, X_c]$, les surfaces d'égale fréquence $Y = X + \Delta X_{23}$ vues par un observateur fixe apparaissent de plus en plus occultées par les surfaces d'égale fréquence X . Par conséquent, si le milieu matériel est optiquement épais à la radiation spectrale émise dans la transition $1 \rightleftharpoons 2$, le profil d'émission $E_2(X)/E_c$ croît à partir de la fréquence X_t et présente un maximum en $X = 0$ (cf. chapitre 6, § C.β). Pour $X > 0$, les surfaces d'égale fréquence X changent de concavité par rapport au plan d'égale fréquence $X = 0$ et leur section efficace diminuant progressivement lorsque X croît, il en est de même du profil $E_2(X)/E_c$ qui s'annule en $X \geq X_c$ lorsque l'occultation des surfaces d'égale fréquence X correspondantes par le disque stellaire devient totale. Si la condition $\tau_{12}^F(X) \gg 1$ n'est pas réalisée en tout point du milieu matériel (voir figs 7.77-7.80 et 7.89-7.91) la composante en émission présente un maximum non pas en $X = 0$, mais dans l'intervalle spectral $X \in [X_t, 0]$, dû au fait que celui-ci est alors déterminé par l'ensemble des contributions dues à la radiation spectrale émise avec une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{12}$ et $\nu_L' \approx \nu_{13}$ à partir des surfaces d'égales fréquences X et Y , et que cette dernière présente une section efficace plus élevée pour $Y \in [X_t + \Delta X_{23}, \Delta X_{23}]$ qu'en $Y = \Delta X_{23}$.

Rappelant (voir paragraphe D.δ) que pour les valeurs des paramètres $\ell > 0.5$, $\tau_{12}^{\ell} = 1$ et ΔX_{23} suffisamment grand, la distribution de la fonction source S_{12} tend vers celle calculée directement au moyen du modèle d'atome à deux niveaux ($\tau_{12}' \gg 1$), il est normal de constater que pour $Y > X_c$, c'est-à-dire $X \in [X_c - \Delta X_{23}, X_c]$ la contribution $E_2(X)/E_c$ au profil de raie composite illustrée dans les figures 7.84 ($\ell = 1$; $\Delta X_{23} = 0.5$) et 7.88 ($\ell = 2$, $\Delta X_{23} = 0.5$) apparaît presque identique à celle illustrée dans les figures 7.81 ($\ell = 1$, $\Delta X_{23} = 0.001$) et 7.85 ($\ell = 2$, $\Delta X_{23} = 0.001$).

Enfin, nous avons aussi établi au paragraphe D.δ précédent que lorsque la séparation relative ΔX_{23} des niveaux atomiques supérieurs croît, la valeur de la fonction source S_{12} (resp. S_{13}) diminue (resp. augmente) en tout point du milieu matériel et tend vers celle de la fonction source S'_{12} (resp. S'_{13}) calculée directement au moyen du modèle d'atome à deux niveaux pour les valeurs des paramètres $f'_{12} = f_{12}$, $g'_1 = g_1$ et $g'_2 = g_2$ (resp. $f'_{12} = f_{13}$, $g'_1 = g_1$ et $g'_2 = g_3$) lorsque $\Delta X_{23} \rightarrow 1 + X_c$. Ce résultat et le déploiement des surfaces d'égales fréquences X et Y mentionné ci-avant permettent de comprendre quantitativement le comportement du profil d'émission $E_2(X)/E_c$ illustré dans les figures 7.77-7.80 ($\ell = 0.5$), 7.81-7.84 ($\ell = 1$) et 7.85-7.88 ($\ell = 2$) lorsque ΔX_{23} croît. On remarque en effet que

lorsque ΔX_{23} croît, l'unique composante en émission observée dans l'intervalle de fréquences $X \in [-X_c - \Delta X_{23}, X_c]$ se scinde en deux composantes distinctes, lorsque la condition 7.121 est réalisée, situées approximativement de part et d'autre de la fréquence $X = X_c$ et que la largeur équivalente de la première composante observée pour $X > X_c$ diminue progressivement alors que celle de la seconde composante augmente. On comprend aussi facilement que lorsque $\Delta X_{23} \rightarrow 1 + X_c$ le profil d'émission $E_2(X)$ se réduit en deux simples composantes en émission correspondant à celles qui auraient été calculées individuellement pour les deux transitions du doublet de résonance.

Concernant la contribution $E_1(X)/E_c$ au profil de raie composite, illustrée dans le second ensemble des courbes des figures 7.77-7.91, celle-ci est rigoureusement déterminée par l'aspect géométrique des surfaces d'égales fréquences X et Y comprises à l'intérieur des droites parallèles à l'axe de visée pour la valeur du paramètre d'impact $L_p = 1$ et par les distributions des fonctions source S_{12} et S_{13} et des opacités fictives τ_{12} et τ_{13} évaluées le long de ces surfaces. Le profil d'émission $E_1(X)/E_c$ est évidemment formé dans l'intervalle spectral $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 0]$ et, tout en restant bien inférieur au profil d'absorption $E_3(X)/E_c$ pour $X \in [-1 - \Delta X_{23}, -X_c - \Delta X_{23}]$ et au profil d'émission $E_2(X)/E_c$ pour $X \in [-X_c - \Delta X_{23}, 0]$, celui-ci ne montre aucune structure bien définie qui puisse se marquer sur le profil de raie composite. Remarquons toutefois que lorsque $\tau_{12} \gg 1$, le profil $E_1(X)/E_c$ montre un maximum à la fréquence $Y = -X_c$ (voir figs 7.85-7.87), c'est-à-dire en $X = -X_c - \Delta X_{23}$, car la surface d'égale fréquence Y projetée sur le disque de l'étoile présente une section efficace maximale pour $Y = -X_c$. De plus, si la condition 7.119 est simultanément réalisée, on observe un second maximum à la fréquence $X = -X_c$ (voir fig. 7.88) car non seulement la surface d'égale fréquence $X = -X_c$ projetée sur le disque de l'étoile présente alors aussi une section efficace maximale mais encore celle-ci n'est pas occultée par la surface d'égale fréquence Y correspondante.

Le comportement du profil de raie composite $E(X)/E_c$ dans l'intervalle spectral $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$ étant déterminé (voir relation 6.45) par celui de ses diverses contributions $E_1(X)/E_c$, $E_2(X)/E_c$ et $E_3(X)/E_c$ mentionné ci-avant, nous résumons brièvement les traits caractéristiques des profils de raies formés au sein d'enveloppes D.E pour le cas d'un doublet de résonance. L'aile violette de la seconde, ou unique, composante P Cygni en absorption rejoignant toujours de façon graduelle le niveau du continuum stellaire à la fréquence extrême $X_1 = -1 - \Delta X_{23}$ (voir relation 7.92 et figs 7.77-7.91) correspondant à la vitesse minimale v_1 observée sur le profil de raie, la connaissance de la séparation relative Δv_{23} (voir relation 7.8) des niveaux atomiques supérieurs permet de déduire directement la vitesse maximale v_0 d'éjection des atomes à la surface de l'étoile

$$v_0 = |v_1| - \Delta v_{23} \quad , \quad (7.122)$$

et nous pouvons ainsi établir la relation existant entre l'échelle de vitesses observées v et l'échelle de fréquences $X \in [-1 - \Delta X_{23}, 1]$ (cf. relation 6.3). Nous rappelons que dans l'intervalle spectral $X \in [-1 - \Delta X_{23}, -1]$ la forme exacte de la composante P Cygni en absorption est étroitement liée à l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire (cf. relation 6.91).

Par ailleurs, nous avons vu que la finale abrupte de l'aile rouge du profil de raie au point de contact avec le continuum est réalisée à la fréquence X_c observée (voir figs 7.77-7.91) et nous servant des relations 6.66-6.68, on déduit immédiatement la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) de l'enveloppe et donc aussi (voir relations 4.10 et 4.16) la nature du champ de vitesses $v(r)$.

La transition quasi verticale entre la première, ou unique, composante P Cygni en absorption et la première, ou unique, composante en émission ayant lieu à la fréquence X_c (voir figs 7.77-7.91), l'extension maximale de l'enveloppe L_{\max} est obtenue à partir des relations 6.69 et 6.70.

Si la condition 7.119 et/ou la condition 7.121 sont réalisées, la composante P Cygni en absorption et/ou la composante en émission sont résolues en deux composantes distinctes et le profil de raie composite apparaît lui aussi résolu en un profil double de type P Cygni (voir figs 7.79, 7.80, 7.83, 7.84, 7.86-7.88 et 7.90). On peut en général localiser sur ces profils de raies les fréquences $-X_c$ et $-Y_c = -(X_c + \Delta X_{23})$ correspondant aux points d'inflexion des ailes violettes de la première et seconde composante P Cygni en absorption ainsi que la fréquence $Y_t = X_t - \Delta X_{23}$ où a lieu la transition quasi verticale entre la seconde composante P Cygni en absorption et la seconde composante en émission. Alors que le maximum de la première composante en émission a lieu à la fréquence centrale $X = 0$ si le milieu matériel est tel que $\tau_{12} \gg 1$ et à une fréquence $X \in [X_t, 0]$ si $\tau_{12} \leq 1$, le maximum de la seconde composante en émission est observé à une fréquence $X \in [X_t - \Delta X_{23}, -\Delta X_{23}]$. La localisation des fréquences $-X_c$, $-Y_c$ et Y_t sur un profil de raie observé permet donc aussi d'inférer les valeurs des paramètres ℓ (ou G) et L_{\max} .

Etant donné que pour une valeur fixée ΔX_{23} et $L_{\max} \gg 1$ les conditions 7.119 et 7.121 sont d'autant plus facilement réalisées que la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) est élevée, ceci explique pourquoi le profil de raie composite est résolu en un profil double de type P Cygni d'autant plus facilement que ℓ (ou G) est élevé (voir figs 7.77-7.91). Aussi, les faits que les transitions observées entre les composantes en émission et en absorption sont plus abruptes lorsque la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G) croît (voir figs 7.77-7.91) et qu'alors l'aile violette de la seconde, ou unique, composante P Cygni en absorption présente une pente plus douce résultent respectivement des déploiements plus

rapides et moins rapides des surfaces d'égales fréquences X et Y autour des fréquences centrales $X = 0$ et $Y = 0$ et autour des fréquences extrêmes $X = -1$ et $Y = -1$ (voir figs 7.73-7.76).

En vue d'interpréter un profil de raie observé pour le cas d'un doublet de résonance en termes des paramètres physiques de l'enveloppe, on est amené à devoir résoudre l'équation 7.118 du profil de raie composite sur la base des données (v_0 , λ (ou G), ΔX_{23} et L_{max}) déduites ci-avant pour différents choix de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(L)$ (cf. relation 6.27). Confrontant les résultats de ces applications numériques au profil de raie observé, on ajusterait la fonction $\tau_{12}^r(L)$ jusqu'à ce qu'un bon accord soit obtenu entre la théorie et les observations. Si le rayon R^ de l'objet central et l'abondance η_0 de l'espèce atomique considérée sont connus, l'équation 6.29 combinée à 6.27 permet de déterminer le taux de perte de masse de l'objet central. Tout comme pour le cas des profils de raies formés au sein d'une enveloppe D.E pour une simple transition de résonance $1 \nrightarrow 2$, nous rappelons que si le milieu matériel est optiquement épais à la radiation spectrale émise dans les transitions de résonance $1 \nrightarrow 2$ et $1 \nrightarrow 3$, l'expression 7.118 du profil de raie composite est alors indépendante du choix de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(L) \gg 1$ et dans ce cas, il est seulement possible de fixer une limite inférieure au taux de perte de masse.*

G. CONCLUSIONS

La plupart des profils de raies de type P Cygni observés dans le spectre ultraviolet d'étoiles de type chaud et de quasars correspondent en fait à des doublets de résonance dont la séparation des niveaux atomiques supérieurs 2 et 3, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} , est souvent inférieure à la vitesse maximale v_{max} d'expansion de l'enveloppe dans laquelle ils sont formés. En vue de comprendre la formation de tels profils, nous avons étudié dans ce chapitre le transfert de la radiation résonante au sein de milieux matériels en expansion rapide pour le cas d'un modèle d'atome à trois niveaux (Surdej, 1979b).

Utilisant la forme intégrale de l'équation de transfert dans un repère lié au fluide, nous avons établi dans le cadre de l'approximation de Sobolev les expressions des différentes probabilités de fuite β_{12}^1 , β_{12}^5 , β_{13}^1 , β_{13}^5 , etc. et des diverses composantes des champs de radiation spectrale J_{12} et J_{13} afin d'étudier le comportement des fonctions source S_{12} et S_{13} , des forces radiatives et la formation des profils de raies au sein d'enveloppes A.E et D.E.

Pour le cas des enveloppes A.E, nous avons montré que les interactions radiatives prenant place entre les atomes situés en un point fixe R et les photons émis dans la transition de résonance $1 \nrightarrow 3$ à partir du lieu géométrique (R, R') avaient pour effet résultant de modifier appréciablement la population du niveau atomique supérieur 2 par rapport à celle obtenue directement en négligeant ces interactions distantes.

Nous avons aussi conclu qu'il était très important de tenir compte de la structure d'un doublet de résonance en vue de déterminer le comportement exact de la force radiative résultante \vec{F}^{RE} agissant sur un atome au sein d'une enveloppe A.E. En effet, dans les régions du milieu matériel proches de l'étoile où la condition $\tau_{12} \gg 1$ se trouve généralement réalisée, nous avons démontré que la force radiative résultante \vec{F}^{RE} apparaissait au moins deux fois plus élevée que la force radiative simple \vec{F}_{12}^{CA} calculée en supposant que le doublet de résonance est représenté par une raie unique. Dans ce contexte nous rappelons que Castor, Abbott et Klein (1975) ont raffiné le modèle hydrodynamique de Lucy et Solomon (1967, 1970) permettant d'expliquer l'origine des pertes de masse d'étoiles de type chaud en considérant que la résultante des forces radiatives agissant sur un élément de volume de gaz est due à chacune des transitions $i \rightarrow j$ des atomes les plus abondants. Ces auteurs ont cependant supposé que l'ensemble des composantes d'un même multiplet (doublet de résonance, etc.) forme une raie unique. Etant donné que dans la majeure partie des enveloppes A.E qu'ils considèrent, la condition $\tau_{ij} \gg 1$ est réalisée, le fait de ne pas avoir tenu compte de la structure des multiplets lors de l'évaluation de la force radiative résultante \vec{F}^{RE} agissant sur un atome a pour conséquences directes qu'ils ont sous-estimé cette dernière (au moins dans les régions du milieu matériel proches de l'étoile!) et par conséquent aussi les taux de perte de masse des étoiles auxquelles ils ont appliqué leur modèle. Il serait donc nécessaire de traiter à nouveau ce même problème hydrodynamique en incluant la structure de chacun des multiplets.

Suivant pas à pas la trajectoire des photons entre le point où ils sont émis à la surface d'une étoile, supposée ponctuelle, et celui où ils atteignent un observateur fixe, nous avons déduit une expression analytique simple décrivant les profils de raies $E(X)/E_c$ formés au sein d'une enveloppe A.E pour le cas d'un doublet de résonance. Au moyen de cette expression, nous avons construit numériquement une variété de profils que nous avons interprétés en termes des paramètres de l'enveloppe.

En vue d'inclure les effets d'occultation et d'inclinaison dus à la dimension finie du disque de l'étoile, l'effet d'assombrissement centre-bord du disque stellaire, le rôle des collisions ainsi que celui des interactions radiatives entre atomes situés en un point fixe R et les photons émis avec une fréquence locale $\nu'_L \approx \nu_{13}$ à partir du lieu géométrique (R, R') lors du calcul du degré d'excitation des atomes, nous avons établi des équations plus générales pour le calcul des profils de raies formés au sein d'une enveloppe A.E. A partir de ces résultats, nous avons montré que si la séparation relative des niveaux atomiques supérieurs, exprimée en termes de vitesse Doppler Δv_{23} , était supérieure à la vitesse d'éjection initiale v_0 de l'enveloppe et que si le milieu matériel était optiquement mince à la radiation spectrale émise dans la transition de résonance $1 \leftrightarrow 2$ à partir

d'une certaine distance $L = L(X = -\Delta X_{23} + X_{\min}/2)$ (voir relation 7.114), le profil de raie composite $E(X)/E_c$ apparaissait résolu en un profil double de type P Cygni et que les maxima des composantes en émission étaient respectivement localisés au voisinage des fréquences centrales $X = 0$ et $Y = 0$ correspondant aux positions non déplacées des composantes rouge et violette du doublet de résonance. Lorsque le milieu matériel est optiquement épais en $L = L(X' = -\Delta X_{23} + X_{\min}/2)$, le profil de raie composite se résout en un profil simple de type P Cygni avec le maximum de l'unique composante en émission localisé autour de la fréquence centrale $X = 0$.

Bien que nous ayons présenté une approche visant à confronter un profil de raie observé à ceux déterminés par le calcul, nous avons conclu que l'interprétation d'un profil de raie observé pour un doublet de résonance en termes des paramètres physiques de l'enveloppe était une tâche généralement très difficile.

Pour le cas des enveloppes D.E, nous avons illustré numériquement le comportement des fonctions source S_{12} et S_{13} pour une grande variété des conditions physiques et nous avons conclu que les interactions radiatives additionnelles entre photons émis à partir du lieu géométrique (R, R') (resp. (R, R'')) avec une fréquence locale $\nu_L' \approx \nu_{13}$ (resp. $\nu_L'' \approx \nu_{12}$) et les atomes situés en un point fixe R , via la transition de résonance $1 \rightarrow 2$ (resp. $1 \rightarrow 3$), ont pour effet résultant d'accroître (resp. diminuer) la population du niveau atomique supérieur 2 (resp. 3) par rapport à celles déterminées en ne considérant que les interactions radiatives entre photons émis à partir du lieu géométrique (R, R''') (cf. chapitre 4) avec une fréquence locale $\nu_L''' \approx \nu_L$ et les atomes situés au point fixe R .

Nous avons aussi montré qu'au sein d'une enveloppe D.E, outre les cas limites $\Delta X_{23} \ll 1$ et/ou $\tau_{12} \ll 1$, $\tau_{13} \ll 1$ pour lesquels $\vec{F}^{RE} \approx \vec{F}_{12}^{DE}$, la résultante \vec{F}^{RE} des forces radiatives agissant sur un atome, via les transitions de résonance $1 \rightarrow 2$ et $1 \rightarrow 3$, est en général de l'ordre de deux fois plus élevée que la simple résultante \vec{F}_{12}^{DE} des forces radiatives calculées en supposant que le doublet de résonance constitue une raie simple.

Après avoir établi l'expression générale d'un profil de raie formé au sein d'une enveloppe D.E pour le cas d'un doublet de résonance en prenant en considération les effets d'occultation, d'inclinaison et d'assombrissement centre-bord du disque stellaire ainsi que le rôle des collisions lors de la détermination du degré d'excitation des atomes, nous avons illustré de nombreux profils de raies tous caractérisés par une transition quasi verticale entre la première, ou unique, composante P Cygni en absorption et la première, ou unique, composante en émission ainsi que par une finale abrupte de l'aile rouge du profil au point de contact avec le continuum. Nous avons alors montré que si la séparation relative ΔX_{23} des niveaux atomiques supérieurs était suffisamment grande (voir condition 7.119 et/ou condition 7.121), le profil de raie composite $E(X)/E_c$ apparaissait toujours résolu

en un profil double de type P Cygni et qu'on observait de même une transition quasi verticale entre la seconde composante P Cygni en absorption et la seconde composante en émission.

Nous avons conclu qu'il était possible de déduire la vitesse maximale d'éjection v_0 des atomes à la surface de l'étoile, la valeur du paramètre de décélération ℓ (ou G), la valeur L_{\max} de l'extension maximale de l'enveloppe D.E ainsi que le type de loi d'assombrissement centre-bord du disque stellaire à partir de l'analyse d'un profil de raie observé. Afin de déterminer la distribution de la densité $n(L)$ des atomes et donc le taux de perte de masse de l'objet central, nous avons vu qu'on était amené à devoir résoudre l'équation générale du profil de raie pour différents choix de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r(X)$ jusqu'à ce qu'un bon accord soit obtenu entre la théorie et les observations.

Soulignons enfin que le formalisme développé au cours de ce chapitre peut être facilement généralisé à l'étude du transfert de la radiation spectrale pour d'autres configurations des multiplets de résonance, par exemple pour les transitions radiatives $1 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 3$ issues de niveaux atomiques inférieurs relativement proches et aboutissant à un niveau atomique supérieur commun (N II, $\lambda\lambda$ 1083.990, 1085.701; N III, $\lambda\lambda$ 989.790, 991.573; S III, $\lambda\lambda$ 1190.206, 1202.132; S IV, $\lambda\lambda$ 1062.672, 1073.045 Å; etc.), ainsi que pour le cas particulier de deux raies spectrales appartenant à des atomes distincts mais dont les longueurs d'onde sont voisines (transitions $i \neq j$ de H et transitions $i' \neq j'$ de He II telles que $i' = 2i$ et $j' = 2j$).

Nous rappelons aussi que tous les résultats (degré d'excitation, forces radiatives, profil de raie, etc.) établis pour le cas des enveloppes A.E et D.E sont directement et respectivement applicables au cas des enveloppes décélérées intérieurement (enveloppes D.I) et accélérées intérieurement (enveloppes A.I).

CHAPITRE 8 - CONFRONTATION DES RESULTATS THEORIQUES
A DES OBSERVATIONS

Les possibilités de comparer les résultats de nos modèles théoriques à des observations sont évidemment très nombreuses : l'échantillon de profils de type P Cygni observés pour certaines raies de résonance dans le spectre ultraviolet d'étoiles de types Be, Of, W-R, P Cygni, etc. au moyen des satellites astronomiques Copernicus, I.U.E., etc. a fortement augmenté durant ces dernières années (Lamers, 1975; Hutchings, 1976; Lamers et Morton, 1976; Snow et Morton, 1976; Morton et Underhill, 1977; Snow et Jenkins, 1977; Lamers et Rogerson, 1978; Snow, 1978; etc.). Aussi, de puissants spectrographes couplés à de larges réflecteurs ont révélé la présence de profils de raies de type P Cygni dans le spectre de certains quasars à grand redshift (Lynds, 1967; Burbidge, 1970; Osmer et Smith, 1977; Notni, Karachentsev et Afanasjev, 1979; etc.).

Dans ce chapitre, nous limitons notre étude à l'analyse des profils de raies observés dans ces derniers objets qui présentent un intérêt tout particulier. *En effet, les observations spectroscopiques d'un grand nombre de quasars montrent que les composantes des raies en absorption présentent un redshift Z_a souvent inférieur à celui Z_e mesuré pour les composantes des raies en émission.* Ce fait d'observation conduit naturellement à s'interroger sur l'origine des composantes en absorption : sont-elles des traces d'absorption imprimées sur le spectre par de la matière située à des distances cosmologiques du quasar ("hypothèse cosmologique") ou sont-elles associées à une éjection de matière intrinsèque au quasar lui-même ("hypothèse intrinsèque")?

Cette dernière hypothèse est supportée par le fait que pour certains quasars les redshifts Z_a et Z_e sont corrélés entre eux par une fonction dépendant seulement de données atomiques telles que les longueurs d'onde de certaines raies de résonance et/ou de limite de continuum (Bahcall, Greenstein et Sargent, 1968; Burbidge, Lynds et Stockton, 1968; Burbidge et Burbidge, 1975; Boksenberg, 1977; etc.). Le mécanisme "line-locking" ou "edge-locking" (Milne, 1926; Mushotzky, Solomon et Strittmatter, 1972; Scargle, 1973; Burbidge et Burbidge, 1975; Boksenberg, 1977; Surdej et Swings, 1976a, b, etc.) permettant d'expliquer cette configuration des redshifts est le suivant : la pression de radiation agissant par l'intermédiaire de certaines raies de résonance est supposée être à l'origine d'une éjection de matière hors du quasar. Cette matière est alors graduellement accélérée et la fréquence ν du continuum contribuant à la force radiative \vec{F}_{ij} (cf. relation 5.3) à une fréquence locale $\nu_L \approx \nu_{ij}$, via une transition de résonance $i \rightleftharpoons j$, se trouve

constamment décalée vers les hautes fréquences (voir relation 2.7). Si à une fréquence $\nu > \nu_{ij}$ le continuum quasi stellaire présente une déplétion d'énergie due par exemple à la présence d'une forte raie en absorption d'origine photosphérique ($\nu = \nu_{kl}$) ou correspondant à une discontinuité due à la limite d'un continuum en absorption ($\nu = \nu_c$), la force radiative \vec{F}_{ij} diminuera subitement lorsque la matière en mouvement accéléré aura atteint une vitesse relative v par rapport au quasar définie par

$$v = \frac{\lambda_{ij} - \lambda_c \cdot \lambda_{kl}}{\lambda_{ij}} \cdot c \quad , \quad (8.1)$$

où les longueurs d'onde λ_{ij} , λ_c ou λ_{kl} correspondent respectivement aux fréquences ν_{ij} , ν_c ou ν_{kl} définies ci-avant.

Si la force radiative \vec{F}_{ij} constitue une contribution dominante à la force radiative résultante agissant sur la matière en mouvement, il est très probable que celle-ci devienne inférieure en valeur absolue à la force de gravité exercée par la masse du quasar et on comprend facilement que dans ce cas l'accumulation de matière à la vitesse discrète v sera stable vis-à-vis de légères perturbations possibles du champ de vitesses macroscopiques. Par conséquent, cette accumulation de matière à la vitesse v imprimera sur le spectre une raie en absorption décalée par rapport à sa longueur d'onde laboratoire λ_{ij} à la suite des effets Doppler dus à la récession de la matière par rapport au quasar et du quasar par rapport à l'observateur. La longueur d'onde λ_{ij}^{obs} à laquelle est observée cette composante est simplement donnée par

$$\lambda_{ij}^{obs} = \lambda_{ij} \left(1 - \frac{v}{c}\right) (1 + Z_e) \quad , \quad (8.2)$$

si on admet l'hypothèse que le redshift Z du quasar est identique au redshift Z_e déterminé à partir de la position des composantes des raies observées en émission. En réalité, le redshift Z_a de la composante en absorption est défini par la relation classique

$$Z_a = \frac{\lambda_{ij}^{obs} - \lambda_{ij}}{\lambda_{ij}} \quad . \quad (8.3)$$

Combinant les relations 8.1-8.3, on trouve facilement que

$$\frac{1+Z_a}{1+Z_e} = \frac{\lambda_c \lambda_{kl}}{\lambda_{ij}}, \quad (8.4)$$

et cette relation décrit la corrélation mentionnée ci-avant entre les redshifts Z_a , Z_e et les données atomiques.

D'autres arguments en faveur de "l'hypothèse intrinsèque" sont donnés par l'observation d'une continuité entre les redshifts Z_a et Z_e des composantes en absorption et en émission apparaissant pour les doublets de résonance de C IV, Si IV et N V et la raie Ly α dans les spectres des quasars PHL 5200 (Lynds, 1967; Burbidge, 1968; Burbidge, 1969; Lynds, 1972; Boksenberg, 1977; Swings et Surdej, 1979), RS 23 (Burbidge, 1970), PKS 1246-057 (Osmer et Smith, 1977; Boksenberg, Carswell, Smith et Whelan, 1978; Swings et Surdej, 1979) et PKS 0932+501 (Notni, Karachentsev et Afanasjev, 1979) car le profil résultant de la juxtaposition de ces composantes individuelles ressemble de façon frappante à un profil de raie de type P Cygni. Si on parvient à retrouver par le calcul de nos modèles théoriques les profils de raies observés dans ces quasars, on pourra soutenir fermement l'"hypothèse intrinsèque" de l'origine des composantes en absorption. De plus, cette confrontation des résultats théoriques à ceux des observations devrait permettre de déduire certains paramètres physiques et géométriques caractérisant ces quasars et leurs enveloppes. Nous proposons dans la suite de ce chapitre une telle approche pour les quasars PHL 5200 et RS 23 qui sont parmi les seuls objets pour lesquels les profils de raies observés ont été calibrés en intensité (Scargle, Caroff et Noerdlinger, 1970, 1972). Nous discutons aussi brièvement l'aspect des profils de raies observés dans les quasars PKS 1246-057 et PKS 0932+501.

A. PHL 5200

α) Observations

L'objet quasi stellaire PHL 5200 (PKS 2225-055, 4C-5.93 voir Scheuer et Wills, 1966; $m_b = 18.45^m$) a été observé spectroscopiquement pour la première fois par Lynds (1967) à l'observatoire de Kitt Peak. D'après lui: "The most prominent features in the spectrum of PHL 5200 are three wide absorption bands (about 100-150 Å in width) apparently associated with emission features which are located at their sharp borders. The three emission features involved may be identified with the resonance lines N V λ 1240, Si IV λ 1394 and 1403, and C IV λ 1549".

Lynds trouve que le redshift du quasar mesuré à partir de la position des raies en émission vaut $Z_e = 1.981$ et que si on interprète ces profils de raies en termes d'enveloppes en expansion, la vitesse maximale v_{\max} observée à partir de la position la plus déplacée des composantes P Cygni en absorption est égale à 10000 km/sec dans le repère fixe du quasar. Burbidge (1968, 1969) confirme ces traits remarquables du spectre de PHL 5200 et elle suspecte une très légère variabilité de la composante P Cygni en absorption pour les raies de Si IV aux environs des redshifts $Z_a = 1.950$ et $Z_a = 1.891$. En termes de fréquences X (voir relation 6.3), ces positions correspondent à $X \approx -0.30$ et $X \approx -0.90$.

Nous avons reproduit dans la figure 8.1 un spectrogramme de PHL 5200 récemment obtenu au foyer Cassegrain du télescope de 3.6 m à l'observatoire de l'ESO (spectrographe Boller & Chivens, dispersion : 171 Å/mm, pose : 1 h 45 mn). Malheureusement le bruit important de la photocathode, apparaissant sur le spectre par un fond de plaque très marqué et non uniforme, ne nous a pas permis de calibrer en intensité les profils de raies observés. Nous confirmons cependant la valeur du redshift $Z_e = 1.981$ et le fait que la vitesse maximale d'expansion mesurée (voir relation 7.122) à partir des profils de raies de C IV et Si IV est la même et vaut $v_{\max} = 10000 \pm 200$ km/sec.

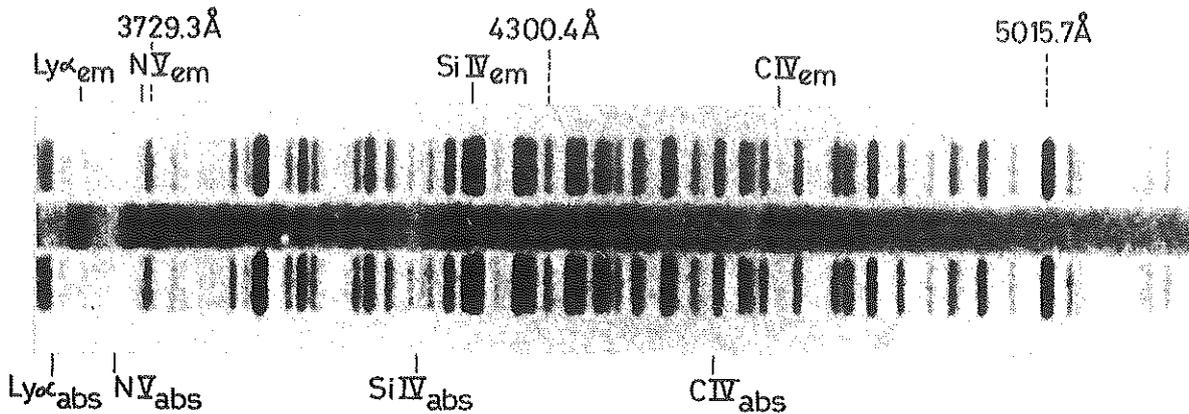


Fig. 8.1 Spectre de PHL 5200 obtenu avec le spectrographe Boller & Chivens (dispersion : 171 Å/mm) attaché au foyer Cassegrain du télescope de 3.6 m à l'observatoire de l'ESO (juillet, 1978).

Scargle, Caroff et Noerdlinger (1970, 1972) ont reproduit des tracés en intensité des profils de raies de C IV, Si IV, N V et Ly α observés par Burbidge (1968, 1969) dans le spectre de PHL 5200. La figure 8.2 illustre un de ces tracés représentant la moyenne des intensités mesurées à partir de trois spectres

et corrigées pour la contribution due au fond de ciel. Les tracés en intensité des profils observés pour les raies de C IV et Si IV, normalisés par rapport au continuum quasi stellaire, sont reproduits individuellement dans les figures 8.3 et 8.4 (voir le tracé en traits interrompus).

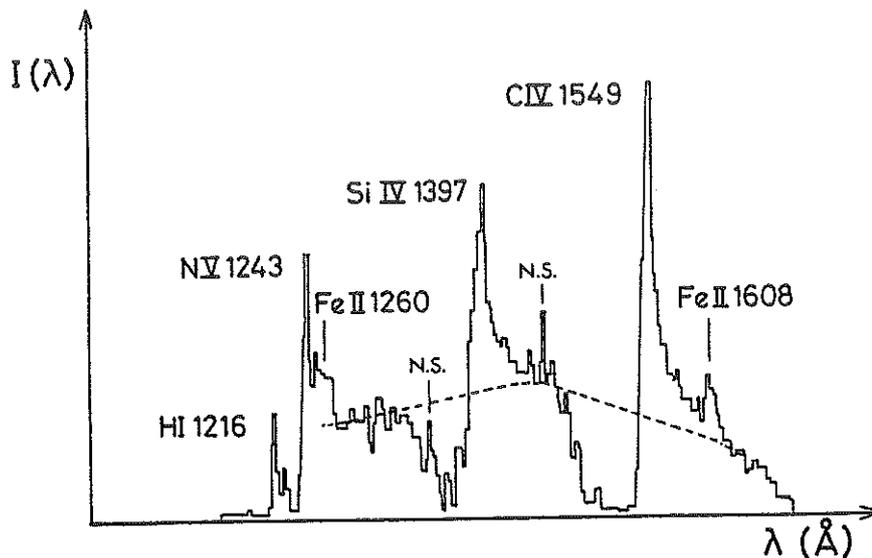


Fig. 8.2 Tracé en intensité du spectre de PHL 5200 obtenu à partir de la moyenne des intensités de trois spectres observés par Burbidge (1968, 1969). Ce tracé a été corrigé pour la contribution due au fond de ciel (voir Scargle, Caroff et Noerdlinger, 1970). Le continuum quasi stellaire y est représenté par le tracé en traits interrompus.

β) Modèles

Dans le cadre de l'approximation de Sobolev, Scargle, Caroff et Noerdlinger (1970, 1972), Lucy (1971) et van Blerkom (1973) ont essayé d'interpréter quantitativement les profils de raies observés dans PHL 5200 au moyen de modèles d'enveloppes A.E. Les hypothèses de base apparaissant dans ces travaux sont les suivantes : une enveloppe, à symétrie sphérique, est accélérée extérieurement autour d'un objet central supposé ponctuel (Scargle, Caroff et Noerdlinger, 1970; 1972), et de dimensions finies (Lucy, 1971; van Blerkom, 1973). Etant donné que les largeurs équivalentes EW_{em} et EW_{ab} des composantes des raies présentes en émission et en absorption sont pratiquement égales, ces auteurs supposent de plus que la probabilité ϵ de destruction d'un photon par désexcitation collisionnelle est nulle. En effet, pour que le rôle des collisions soit dominant vis-à-vis des excitations radiatives, c'est-à-dire que $\epsilon \approx \beta_{12}^1$, on peut facilement montrer que la densité électronique de l'enveloppe devrait être telle que $n_e \gtrsim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, supposant que l'opacité fictive τ_{12} est de l'ordre de l'unité, et ceci apparaît

évidemment très invraisemblable. Enfin Lucy (1971) et van Blerkom (1973) supposent que la redistribution de la radiation spectrale se fait de façon isotrope et cohérente dans un repère lié au fluide alors que Scargle, Caroff et Noerdlinger (1970) utilisent une fonction exacte pour traiter la redistribution de la radiation spectrale en fréquences et directions (voir aussi Caroff, Noerdlinger et Scargle, 1972).

Bien que Scargle, Caroff et Noerdlinger parviennent, par leurs calculs, à rendre compte du profil de la composante en émission observée pour C IV, il leur est impossible de simuler la transition quasi verticale prenant place entre la composante P Cygni en absorption et la composante en émission (voir le tracé en traits mixtes dans la figure 8.3). Les profils de raies calculés par Lucy (1971) et van Blerkom (1973) diffèrent du précédent en ce sens que l'intensité maximale de la composante en émission est environ deux fois moins élevée. Les différentes distributions adoptées pour l'opacité fictive τ_{12} et le champ de vitesses macroscopiques $v(r)$ et le fait que Scargle, Caroff et Noerdlinger ont négligé d'inclure la dimension finie du disque quasi stellaire permettent d'expliquer ces écarts. Lucy (1971) conclut que l'enveloppe en expansion autour du quasar n'est probablement pas sphérique et que seul un jet de matière, exactement dirigé vers l'observateur, permettrait d'expliquer la transition quasi verticale observée entre les composantes en émission et en absorption de la raie de C IV.

Concernant le profil de raie observé pour Si IV, Scargle, Caroff et Noerdlinger sont parvenus à un meilleur accord avec les résultats de leurs calculs mais la distribution de l'opacité fictive τ_{12} qu'ils adoptent semble être très artificielle: entre le disque du quasar et la frontière de l'enveloppe A.E, cette fonction présente trois maxima et quatre minima discrets. De plus, ces auteurs ne tiennent pas compte de la structure du doublet de résonance de Si IV alors que la séparation relative des niveaux atomiques supérieurs vaut $\Delta X_{23} = 0.20$. Nous avons montré (cf. chapitre 7) que dans ce cas il était absolument nécessaire d'inclure ce paramètre en vue de rendre compte quantitativement de la formation d'un profil de raie au sein d'une enveloppe en expansion rapide.

Plus récemment, Grachev et Grinin (1975) ont proposé un modèle d'enveloppe D.E afin d'expliquer le profil de raie observé pour C IV dans le spectre de PHL 5200. Le champ de vitesses qu'ils adoptent correspond à celui donné par la relation 4.16 et l'accord qu'ils obtiennent entre la théorie et les observations est cette fois assez remarquable. Cependant, lors du calcul du degré d'excitation des atomes en un point \vec{r} de l'enveloppe, ces auteurs supposent que la valeur de la fonction source S'_{12} incluse dans le terme du couplage radiatif entre atomes distants (voir relation 4.34) est donnée par la valeur de la fonction source S_{12} calculée en ce même point \vec{r} . Ce traitement non rigoureux du transfert de la radiation spectrale a pour effets résultants de surestimer (resp. sous-estimer) le degré d'excitation des atomes près (resp. loin) de l'objet central et ceci à son tour influence évidemment

la forme exacte du profil de raie calculé. De plus Grachev et Grinin admettent dans leur formalisme l'hypothèse restrictive qu'en tout point du milieu matériel, l'enveloppe est optiquement épaisse à la radiation spectrale ($\tau_{12} \gg 1$). Ceci et le fait qu'ils ne tiennent pas compte non plus de la structure des doublets de résonance rendent leur approche quelque peu douteuse et les empêchent d'ailleurs de calculer le profil de raie observé pour Si IV. Mentionnons aussi que ces auteurs ne donnent aucune indication relative à l'extension maximale L_{\max} de l'enveloppe D.E dans laquelle est formé le profil de raie calculé pour C IV.

Nous situant nous aussi dans le cadre de l'approximation de Sobolev, nous présentons ci-dessous les résultats de nos applications numériques rendant compte des profils de raies observés pour C IV et Si IV au sein d'une enveloppe D.E à symétrie sphérique en calculant de façon rigoureuse le transfert de la radiation spectrale pour le cas d'un doublet de résonance et en supposant que la probabilité de destruction d'un photon par désexcitation collisionnelle est nulle (cf. chapitre 7).

γ) Analyse et calcul des profils de raies de C IV et Si IV

La transition quasi verticale prenant place entre la composante P Cygni en absorption et la composante en émission ainsi que la finale abrupte de l'aile rouge de la composante en émission observée au point de contact avec le continuum dans les profils de raies de C IV et Si IV (voir figs 8.3 et 8.4, les tracés en traits interrompus) constituent en fait deux caractéristiques des profils de raies formés au sein d'enveloppes D.E (cf. chapitre 6, § C.8 et chapitre 7, § F.γ).

Nous avons mesuré le spectre obtenu pour PHL 5200 (voir fig. 8.1) et avons déterminé sur celui-ci les positions en vitesses (définies dans le repère fixe du quasar!) correspondant à la localisation v_i de la composante P Cygni en absorption la plus décalée vers les courtes longueurs d'onde, celle v_c de la finale abrupte de l'aile rouge de la composante en émission au point de contact avec le continuum et enfin celle v_t caractérisant la transition quasi verticale prenant place entre la composante P Cygni en absorption et la composante en émission. Ces vitesses mesurées relativement par rapport au maximum observé pour la composante centrale en émission, c'est-à-dire telle que $v_{em} = 0$, sont indiquées dans la table 8.1 pour les profils de raies de C IV et Si IV.

La séparation relative des niveaux atomiques supérieurs des doublets de résonance de C IV et Si IV valant respectivement $\Delta v_{23} = 498$ km/sec et $\Delta v_{23} = 1939$ km/sec, on déduit facilement au moyen de la relation 7.122 la vitesse maximale $v_{\max} = v_0$ d'expansion de l'enveloppe (voir table 8.1). Il est remarquable de constater que le couple de valeurs des vitesses (v_0, v_c) mesurées à partir du profil observé pour C IV est identique, aux erreurs de mesure près, à celui déterminé indépendamment pour Si IV. Dans l'hypothèse que les profils de raies observés sont formés au

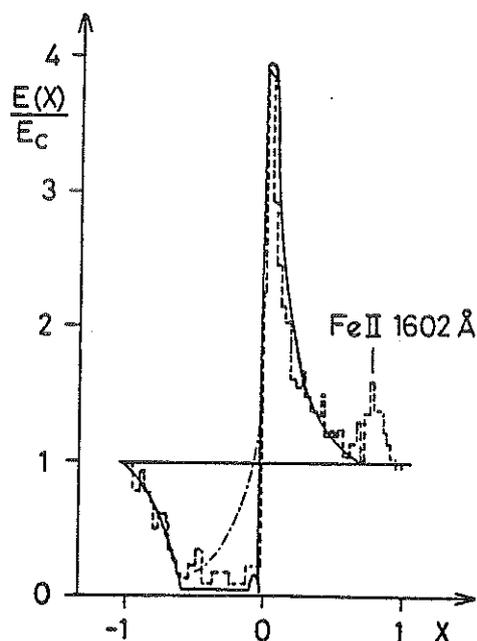


Fig. 8.3 Comparaison des profils de raies calculé (trait continu) et observé (tracé en traits interrompus) pour le doublet de résonance de C IV dans PHL 5200 (voir texte). Le tracé en traits mixtes représente une portion du profil calculé par Scargle, Caroff et Noerdlinger (1970, 1972) au moyen d'un modèle d'enveloppe A.E.

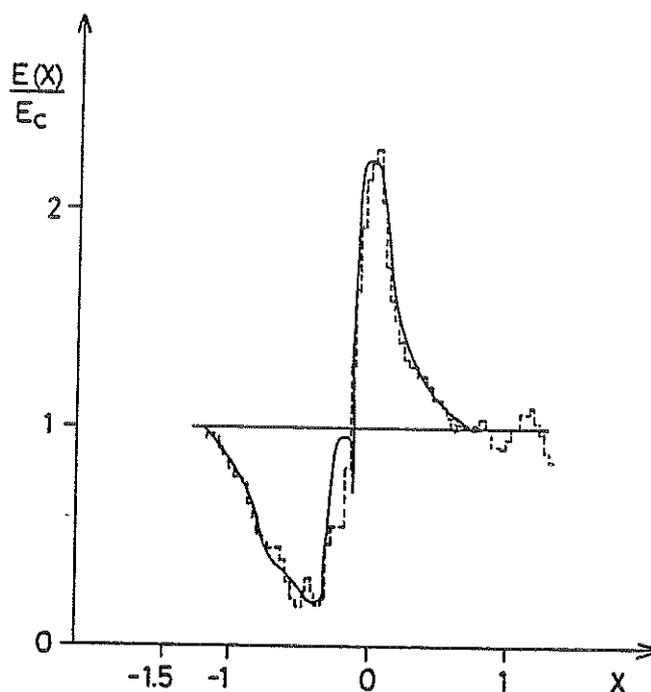


Fig. 8.4 Comparaison des profils de raies calculé (trait continu) et observé (tracé en traits interrompus) pour le doublet de résonance de Si IV dans PHL 5200 (voir texte).

sein d'une enveloppe D.E, les vitesses v_0 et v_c (voir relations 4.10, 4.16 et 6.66-6.68) sont effectivement indépendantes de l'extension maximale L_{\max} du milieu matériel et, par conséquent, aussi du profil de raie considéré. Cette constatation supporte donc le modèle d'enveloppe D.E utilisé ici. Si on suppose au contraire que les profils de raies sont formés au sein d'une enveloppe A.E, les vitesses v_{\max} et v_c (voir relations 4.10 et 6.60) sont étroitement liées à l'extension maximale L_{\max} du milieu matériel et on s'attend donc à ce que les vitesses v_{\max} et v_c diffèrent pour les profils de raies de C IV et Si IV. En effet, l'abondance du carbone étant en général d'un ordre de magnitude supérieure à celle du silicium et le fait que les processus physiques d'ionisation conduisant à la formation des ions C^{3+} et Si^{3+} sont différents, on aura en général $L_{\max}^{C\ IV} \neq L_{\max}^{Si\ IV}$. Ainsi par exemple, si $L_{\max}^{C\ IV} > L_{\max}^{Si\ IV}$, on devrait observer $v_{\max}^{C\ IV} > v_{\max}^{Si\ IV}$ et $v_c^{C\ IV} > v_c^{Si\ IV}$.

Au moyen de la relation 6.3 nous pouvons calibrer l'échelle des vitesses observées $v(r)$ en l'échelle des fréquences $X_c[-1 - \Delta X_{23}, 1]$. Ainsi, les valeurs des fréquences $X_c = v_c/v_0$ et $X_t = v_t/v_0$ correspondant respectivement à l'occultation

Table 8.1

Vitesses v_i , v_c et v_t déterminées à partir des profils de raies de C IV et Si IV observés dans le spectre de PHL 5200. Les quantités v_0 , X_c et X_t découlent immédiatement des premières données (voir texte).

C IV

$$v_i = -10500 \text{ km/sec} \pm 200 \text{ km/sec}$$

$$v_c = 6250$$

$$v_t = -500$$

$$v_0 = 10000 \text{ km/sec} \pm 200 \text{ km/sec}$$

$$X_c = 0.625 \quad \pm 0.020$$

$$X_t = -0.050$$

Si IV

$$v_i = -12000 \text{ km/sec} \pm 200 \text{ km/sec}$$

$$v_c = 6250$$

$$v_t = -1750$$

$$v_0 = 10000 \text{ km/sec} \pm 200 \text{ km/sec}$$

$$X_c = 0.625 \quad \pm 0.020$$

$$X_t = -0.175$$

totale de la "surface d'égale fréquence $X = X_c$ " par le disque quasi stellaire et à la localisation de la transition quasi verticale observée entre la composante P Cygni en absorption et la composante en émission dans les profils de raies de C IV et Si IV sont indiquées dans la table 8.1.

Nous servant des relations 6.66-6.68 pour la valeur de la fréquence $X_c \approx 0.625$ nous remarquons que le champ de vitesses à adopter pour rendre compte des observations est celui donné par la relation 4.16 qui décrit le mouvement d'un atome décéléré dans le champ gravifique du quasar. Etant donné que pour les valeurs du paramètre de décélération $G \rightarrow \infty$ et $G \approx 23$ (voir relation 4.31) on a respectivement $X_c \approx 0.620$ et $X_c \approx 0.630$ (voir relations 6.67-6.68) et que la relation 6.70 admet une solution positive pour L_{\max} si et seulement si la condition

$$G \geq \frac{1}{X_t^2} - 1 \quad (8.5)$$

est vérifiée, on trouve facilement à partir des résultats indiqués dans la table 8.1 qu'une solution acceptable doit être telle que $G \geq 399$. Il faut donc (voir relation 4.31) que la vitesse asymptotique v_∞ soit inférieure à 5% de la vitesse d'éjection v_0 .

Si on adopte la valeur $G = 399$, on trouve au moyen de la relation 6.70 que l'extension maximale L_{\max} de l'enveloppe D.E dans laquelle on suppose que se forme le profil observé pour C IV est de l'ordre de $L_{\max}^{C IV} \geq 400$ pour $X_t \in [-0.03, -0.07]$ et $L_{\max}^{Si IV} \in [28, 46]$ supposant que $X_t \in [-0.155, -0.195]$.

Vu le fait que la composante P Cygni en absorption observée dans le profil de raie de C IV est presque totalement saturée dans l'intervalle de fréquences $X \in [-X_c - \Delta X_{23}, X_t]$, ceci implique nécessairement que l'enveloppe D.E est optiquement épaisse à la radiation spectrale ($\tau_{12} > 1$, $\tau_{13} > 1$) dans l'intervalle spatial $L \in [1, L_{\max}]$. Concernant le profil de raie observé pour Si IV, on établit de même que $\tau_{12} > 1$ au voisinage de $X = X_t$, correspondant à $L \approx L_{\max}$, mais que dans le proche voisinage du quasar on doit avoir $\tau_{12} < 1$ en vue de rendre compte de la non saturation du profil observé pour la composante P Cygni en absorption. Ces constatations nous amènent à adopter la relation 7.19 en vue de décrire les distributions des opacités fictives τ_{12} et τ_{13} caractérisant le profil de raie observé pour C IV, avec bien sûr $\tau_{12}^l > 1$ et $\tau_{13}^l > 1$.

Etant donné que les opacités fictives radiales $\tau_{12}^r = \tau_{12}(L, \theta = 0)$ et $\tau_{13}^r = \tau_{13}(L, \theta = 0)$ déduites à partir de la relation 7.19 sont telles que $\tau_{12}^r \approx \tau_{12}^l$ et $\tau_{13}^r \approx \tau_{13}^l$ en tout point du milieu matériel, nous devons admettre que l'équation de continuité 4.6 ne suffit pas à décrire la distribution des densités n_1, n_2, n_3 caractérisant les populations des niveaux atomiques 1, 2, 3 de l'ion Si^{3+} .

Suivant Castor et Lamers (1979), nous supposons donc que la distribution de la densité $n^i(r)$ d'un atome $i - 1$ fois ionisé est fixée par une équation d'ionisation. Si la balance d'ionisation est principalement déterminée par les photoionisations d'un atome $i - 1$ fois ionisé et par les recombinaisons des atomes i fois ionisés avec les électrons, le rapport des populations de deux états d'ionisation successifs est donné par

$$\frac{n^{i+1}}{n^i} \propto \frac{J}{n_e} \quad (8.6)$$

où n_e représente la densité électronique et J l'intensité moyenne du continuum d'ionisation. Si ce continuum n'est pas optiquement épais, l'intensité moyenne J varie avec la distance L proportionnellement au facteur de dilution géométrique $W \approx 1/(4L^2)$ (voir relation 3.31). La densité électronique n_e au sein d'un milieu matériel ionisé à symétrie sphérique variant comme $1/(v(r)L^2)$ (voir relation 4.6), on trouve que

$$\frac{n^{i+1}}{n^i} \propto v(r) \quad (8.7)$$

le rapport de deux états d'ionisation successifs est proportionnel à la vitesse $v(r)$.

Si k représente l'état dominant d'ionisation d'un atome tel que $n^k/(n^1 + n^2 + \dots)$ est à peu près constant dans l'enveloppe, la distribution de la densité n^i d'un atome $i - 1$ fois ionisé est fixée par

$$n^i = (n^1 + n^2 + \dots) \frac{n^k}{(n^1 + n^2 + \dots)} \frac{n^i}{n^k} \propto L^{-2} v(r)^{i-k-1} \quad (8.8)$$

Adoptant le champ de vitesses 4.16 et tenant compte des relations 3.3, 3.26, 4.31, 4.42, 4.49, 7.4 et 8.8, on obtient pour les distributions des opacités fictives τ_{12} et τ_{13}

$$\tau_{12} = \tau_{12}^0 v(r)^\alpha F(L, \theta) \left(1 - \frac{g_1 n_2}{g_2 n_1}\right) / \left(1 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_1}\right), \quad (8.9)$$

$$\text{et } \tau_{13} = \tau_{13}^0 v(r)^\alpha F(L, \theta) \left(1 - \frac{g_1 n_3}{g_3 n_1}\right) / \left(1 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_1}\right),$$

$$\text{avec } \alpha = i - k, \quad (8.10)$$

et où la fonction indicatrice $F(L, \theta)$ est celle explicitée en 4.49.

Si on représente par T_{12} l'opacité fictive totale pour la transition de résonance $1 \rightarrow 2$

$$T_{12} = \int_{v(L_{\max})}^{v_0} \tau_{12}^r dv, \quad (8.11)$$

on trouve facilement au moyen de 6.27 que cette dernière relation peut être explicitée sous la forme

$$T_{12} = \frac{\Pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} N \quad , \quad (8.12)$$

$$\text{où} \quad N = \int_{R^*}^{r_{\max}} n_1(r) dr \quad (8.13)$$

représente la densité de colonne des ions peuplant le niveau fondamental. De même, substituant dans la relation 8.11 l'expression de l'opacité fictive radiale $\tau_{12}^r = \tau_{12}(L, \theta = 0)$ par celle donnée en 8.9 et supposant que $n_1 \gg n_2$, $n_1 \gg n_3$, on trouve une seconde relation pour l'opacité fictive totale T_{12} qui combinée à 8.12 permet de définir la quantité τ_{12}^{ℓ} en termes de grandeurs physiques. On obtient aisément la relation

$$\tau_{12}^{\ell} = (\alpha+1) \frac{\Pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} N (v_0^{\alpha+1} - v(L_{\max})^{\alpha+1})^{-1} \quad , \quad \text{si } \alpha \neq -1 \quad , \quad (8.14)$$

$$\text{et} \quad \tau_{12}^{\ell} = \frac{\Pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} N \cdot \ln(v_0/v(L_{\max}))^{-1} \quad , \quad \text{si } \alpha = -1 \quad .$$

La force d'oscillateur f_{13} pour les doublets de résonance de C IV et Si IV valant le double de la force d'oscillateur f_{12} , on a la relation évidente

$$\tau_{13}^{\ell} = 2\tau_{12}^{\ell} \quad . \quad (8.15)$$

Finalement, nous avons déterminé par le calcul (cf. chapitre 7) les ensembles des valeurs des paramètres physiques et géométriques α , τ_{12}^{ℓ} , $\tau_{13}^{\ell} = 2\tau_{12}^{\ell}$, G et L_{\max} pour lesquels l'accord entre les profils de raies calculés et ceux observés pour C IV ($\Delta X_{23} = 0.05$) et Si IV ($\Delta X_{23} = 0.20$) est optimal. Nous trouvons ainsi (voir fig. 8.3, le tracé continu) que le profil de raie calculé pour C IV est optimal pour l'ensemble des valeurs des paramètres $\alpha = 0$, $\tau_{12}^{\ell} = 10$ (ou encore $\tau_{12}^{\ell} > 1$), $\tau_{13}^{\ell} = 20$, $G = 399$ et $L_{\max} \approx 400$ et de même (voir fig. 8.4, le tracé continu) que $\alpha = -1.272200505$, $\tau_{12}^{\ell} = 4.8290702 \cdot 10^{10}$, $\tau_{13}^{\ell} = 2\tau_{12}^{\ell}$, $G = 399$ et $L_{\max} \approx 40$ représentent au mieux le profil de raie observé pour Si IV.

δ) Discussion des résultats

Aux erreurs de mesure près, imposées par la résolution spectrale (375 \AA/mm) des spectres analysés pour le quasar PHL 5200 (Burbidge 1968, 1969), et, qui en termes de fréquences correspondent à une résolution de l'ordre de $\Delta X \approx 0.05$, nous pouvons affirmer que l'accord obtenu entre les résultats de nos applications numériques ($\Delta X \approx 0.01$) et ceux des observations est excellent (voir figs 8.3 et 8.4).

Nous rappelons que pour le profil de raie de C IV, illustré dans la figure 8.3, l'enveloppe D.E est optiquement épaisse à la radiation spectrale ($\tau_{12} > 1$, $\tau_{13} > 1$) en tout point du milieu matériel et que, par conséquent, il n'est pas possible de déduire la distribution de l'opacité fictive τ_{12} ni le taux de perte de masse du quasar à partir de l'analyse des observations correspondantes (cf. chapitre 7, § F.γ). Etant donné que la condition 7.121 n'est pas vérifiée pour les valeurs des paramètres ayant servi au calcul du profil de C IV ($\Delta X_{23} = 0.05$ et $X_0 = 0.06$) on n'observe pas la présence de deux composantes en émission distinctes mais seulement la présence d'une importante composante en émission et d'une seconde, pratiquement négligeable, centrée autour de la fréquence $X = X_c - \Delta X_{23}/2$ (cf. chapitre 7, § F.γ), c'est-à-dire $X \approx -0.075$ (voir fig. 8.3). La largeur $\Delta X \approx 0.03$ de cette dernière étant inférieure à la résolution spectrale des observations, il est normal qu'elle ne soit pas détectée dans le tracé original. Enfin, remarquons que si l'on augmentait davantage l'extension maximale de l'enveloppe, ceci ne modifierait en rien l'aspect général du profil de raie de C IV calculé pour $L_{\max} = 400$, excepté dans l'intervalle de fréquences $X_c[-X_c(L_{\max}), X_c(L_{\max})]$ (cf. chapitre 6 §, C.8) où l'intensité maximale de la première composante en émission apparaîtrait légèrement plus élevée.

Concernant le profil de raie calculé pour Si IV, on constate aussi que l'accord avec les observations est très bon. En accord avec nos prédictions établies au chapitre 7 (voir condition 7.121, $\Delta X_{23} = 0.20$ et $X_0 = 0.14$) nous observons dans le profil de raie calculé la présence de deux composantes en émission distinctes, la première, la plus importante, étant pratiquement centrée autour de $X = 0$ et la seconde, nettement plus petite centrée autour de $X = -0.30$. Alors que le tracé du profil de raie observé pour Si IV, illustré dans la figure 8.4, a été légèrement filtré (voir Scargle, Caroff et Noerdlinger, 1972) et ne montre pas la présence de cette seconde composante en émission, le profil original, illustré dans la figure 8.2 (voir Scargle, Caroff et Noerdlinger, 1970) révèle la trace d'une seconde composante en émission exactement centrée autour de $X = -0.30$. Bien que les largeurs équivalentes calculée et observée pour cette dernière diffèrent quelque peu entre elles, nous jugeons néanmoins que l'accord est tout à fait satisfaisant aux erreurs de mesure près (résolution spectrale, bruit, calibration).

Pour les valeurs des paramètres $\alpha = -1.272200502$, $\tau_{12}^{\lambda} = 4.8290702 \cdot 10^{10}$, $v_0 = 10^9$ cm/sec et $L_{\max} = 40$ ayant servi au calcul du profil de raie de Si IV ($f_{12} = 0.262$, $\lambda_{12} = 1402.77 \cdot 10^{-8}$ cm), illustré dans la figure 8.4, on déduit facilement à partir de la relation 8.14 la valeur de la densité de colonne des ions Si^{3+} , $N^{\text{Si}^{3+}} = 4.076 \cdot 10^{15}$ cm $^{-2}$.

Nous servant de la relation 8.9, on trouve que la valeur de l'opacité fictive radiale τ_{12}^r évaluée à la surface du quasar vaut $\tau_{12}^r(L = 1) \approx 0.17$ et rappelant la définition 6.29, il devient possible d'estimer un taux de perte de masse si on adopte certaines valeurs plausibles pour le rayon R^* du quasar et l'abondance en masse $\eta_0^{\text{Si}^{3+}}$ des ions Si^{3+} .

Avant de procéder à une telle évaluation, il est intéressant d'écrire l'équation de mouvement d'un atome initialement éjecté avec une vitesse v_0 , décéléré ensuite dans le champ gravifique du quasar, et tel que $v(r) \rightarrow v_{\infty}$ lorsque $L \rightarrow \infty$. Ceci va nous permettre d'établir la relation existant entre la masse M du quasar et son rayon R^* ainsi que d'estimer le temps t requis par un atome pour franchir une distance r fixée. L'équation de mouvement est évidemment donnée par

$$m_{\text{at}}^{\text{Si}^{3+}} \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{-m_{\text{at}}^{\text{Si}^{3+}} M \cdot Gg}{r^2} \quad , \quad (8.16)$$

où $m_{\text{at}}^{\text{Si}^{3+}}$ représente la masse atomique de l'ion Si^{3+} et Gg la constante de gravitation. Etant donné qu'un atome, animé d'une vitesse $v(r)$, parcourt une distance infinitésimale dr entre les points r et $r + dr$ en un intervalle de temps

$$dt = \frac{dr}{v(r)} \quad , \quad (8.17)$$

l'intégration de 8.16 entre deux points r_1 et r_2 , où les vitesses macroscopiques valent respectivement v_1 et v_2 , conduit au résultat

$$v_1^2 - v_2^2 = 2M \cdot Gg \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad . \quad (8.18)$$

Pour les couples de valeurs ($r_1 = R^*$, $r_2 = \infty$) et ($v_1 = v_0$, $v_2 = v_{\infty}$), la relation liant la masse M du quasar à son rayon R^* découle immédiatement de 8.18

$$M = \frac{(v_0^2 - v_{\infty}^2) R^*}{2Gg} \quad . \quad (8.19)$$

Si on considère le couple de valeurs ($r_1 = r$, $r_2 = \infty$) associé à celui ($v_1 = v(r)$, $v_2 = v_\infty$), on retrouve évidemment à partir de 8.18 et 8.19 la distribution de vitesses 4.16 que nous avons adoptée pour décrire le mouvement d'un atome dans le champ gravifique du quasar.

Intégrant l'équation 8.17 entre $r_1 = R^*$ et $r_2 = r$, correspondant à $t_1 = 0$ et $t_2 = t$, on trouve aisément que le temps t requis par un atome pour parcourir une distance $L = r/R^*$ vaut

$$t = \frac{GR^*}{v_\infty} \left[\frac{\sqrt{1+\frac{G}{L}}}{\frac{G}{L}} - \frac{\sqrt{1+G}}{G} + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(\sqrt{1+\frac{G}{L}} - 1)(\sqrt{1+G} + 1)}{(\sqrt{1+\frac{G}{L}} + 1)(\sqrt{1+G} - 1)} \right) \right]. \quad (8.20)$$

Si on adopte la valeur $R^* = 5\text{pc}$ considérée par Lucy (1971), on trouve à partir de 8.19 que $M \approx 5.796 \cdot 10^{10} M_\odot$. Supposant que les légères variations spectrales détectées par Burbidge (1968, 1969) dans l'absorption P Cygni de Si IV autour de la fréquence $X = -0.9$ sont effectivement dues à une variation des conditions physiques (S_{12} , τ_{12} , etc.) évaluées à une distance $L = L(X)$ (cf. relation 6.4) telle que pour le champ de vitesses 4.16

$$L(X) = \frac{G}{(Xv_0/v_\infty)^2 - 1}, \quad (8.21)$$

on trouve que $L(X = -0.9) \approx 1.24$ et par conséquent, au moyen de 8.20, que le temps requis par un ion Si^{3+} pour franchir cette distance est de l'ordre de 121 années. Dans ces mêmes conditions, le temps requis pour parcourir une distance $L = 400$ permettant ainsi d'expliquer l'existence d'une enveloppe D.E d'ions C^{3+} ayant une extension maximale $L_{\text{max}} = 400$ est de l'ordre de $2.085 \cdot 10^6$ années.

Etant donné que Burbidge (1968, 1969) a détecté des variations spectrales dans la composante P Cygni en absorption de Si IV en l'espace approximatif d'une année, on est amené à considérer la valeur $R^* \approx 0.05 \text{ pc}$ telle que le temps requis par un ion Si^{3+} pour franchir la distance $L = L(X = -0.9)$ soit aussi de l'ordre d'une année. Pour parcourir une distance $L_{\text{max}} = 400$ le temps requis vaut alors $t \approx 2.085 \cdot 10^4$ années et la masse du quasar $M \approx 5.796 \cdot 10^8 M_\odot$. Remarquons immédiatement que les légères variations spectrales détectées en $X = -0.30$ et correspondant exactement à la localisation de la seconde composante en émission dans le profil calculé pour Si IV (voir fig. 8.4) peuvent être aussi interprétées en termes de légères variations des conditions physiques (S_{12} , S_{13} , τ_{12} , τ_{13} , etc.) ayant lieu

à la base des surfaces d'égales fréquences $X = -0.30$ et $Y = -0.10$ (voir figs 7.73 et 7.76) et que par conséquent les temps caractéristiques de ces variations sont essentiellement du même ordre de grandeur que ceux déterminés ci-dessus.

Des arguments basés sur l'hydrodynamique d'enveloppes éjectées à la surface de quasars par pression de radiation ont permis d'établir des valeurs pour la masse critique M_c au-delà de laquelle la force de gravitation exercée par le quasar devient dominante par rapport aux forces radiatives. Ainsi Mushotzky, Solomon et Strittmatter (1972), Tarter et McKee (1973) et plus récemment Burbidge et Perry (1976) donnent respectivement $M_c \approx 10^{10}-10^{11} M_\odot$, $M_c \approx 10^{11}-10^{12} M_\odot$ et $M_c \approx 5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^9 M_\odot$ supposant que les quasars sont à leurs distances cosmologiques. Il est remarquable de constater que les masses M déduites ci-avant pour PHL 5200 se situent dans l'intervalle de ces masses critiques M_c et que cette constatation supporte fidèlement l'existence d'une enveloppe D.E autour de PHL 5200.

Au moyen des relations 4.42 et 6.27 on peut facilement écrire l'expression de l'opacité fictive radiale τ_{12}^r évaluée à la surface du quasar sous la forme

$$\tau_{12}^r(L=1) = \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} \frac{2n_0^{Si^{3+}} v_0 R^*}{Gv_\infty^2}, \quad (8.22)$$

où $n_0^{Si^{3+}}$ représente la densité numérique par unité de volume des ions Si^{3+} à la surface du quasar. Rappelant la définition 6.29 pour le taux de perte de masse et nous servant des relations 8.19 et 8.22, on trouve que le taux relatif de perte de masse du quasar pendant un intervalle de temps dt est donné par

$$-\frac{dM}{M} = \frac{4\pi G g \tau_{12}^r(L=1) m_{ar}^{Si^{3+}} dt}{\frac{\pi e^2}{mc} f_{12} \lambda_{12} \eta_0 \chi^{Si^{3+}}}, \quad (8.23)$$

où η_0 représente l'abondance en masse du silicium et $\chi^{Si^{3+}}$ la fraction des atomes Si ionisés sous forme de Si^{3+} . Adoptant la valeur d'abondance cosmique $\eta_0 = 6.85 \cdot 10^{-4}$ (Allen, 1973) et vu que Si^{3+} ne représente pas l'état dominant d'ionisation ($\alpha \neq 0$) il est raisonnable de supposer $\chi^{Si^{3+}} \leq 0.10$, on trouve pour la valeur $\tau_{12}^r(L=1) = 0.17$ que

$$-\frac{dM}{M} \geq 3.188 \cdot 10^{-5}, \quad (8.24)$$

en l'espace de 10^6 années, avec l'hypothèse que le taux de perte de masse du quasar n'a pas varié de façon appréciable au cours du temps. *En conclusion, nous voyons donc que la fraction de masse éjectée par le quasar en un laps de temps de l'ordre de 10^6 années apparaît importante et que ceci pourrait évidemment affecter l'évolution du quasar sur des intervalles de temps légèrement plus grands.* A partir de ce résultat et adoptant les valeurs déterminées ci-avant pour la masse M du quasar, on déduit facilement les taux de perte de masse

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dM}{dt} &\geq 1.8 M_{\odot}/\text{an} && \text{pour } R^* = 5 \text{ pc} , \\ \text{et } -\frac{dM}{dt} &\geq 0.018 M_{\odot}/\text{an} && \text{pour } R^* = 0.05 \text{ pc} . \end{aligned} \right\} \quad (8.25)$$

Il est quelque peu surprenant de trouver que pour $R^* = 5 \text{ pc}$ la limite inférieure du taux de perte de masse déduit ici est équivalent à celui déterminé par Lucy (1971), $-dM/dt = 2 M_{\odot}/\text{an}$, à partir d'un tout autre modèle (enveloppe A.E.).

A partir de 8.22, on peut aussi estimer la densité $n_0^{\text{Si}^{3+}}$ des ions Si^{3+} évaluée à la surface du quasar. On obtient

$$\left. \begin{aligned} n_0^{\text{Si}^{3+}} &\approx 5.681 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3} && \text{pour } R^* = 5 \text{ pc} , \\ \text{et } n_0^{\text{Si}^{3+}} &\approx 5.681 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3} && \text{pour } R^* = 0.05 \text{ pc} . \end{aligned} \right\} \quad (8.26)$$

Etant donné que la densité électronique n_e^0 évaluée en $L = 1$ peut être au plus de quelques ordres de magnitude supérieure aux densités déterminées pour Si^{3+} , la distribution de la densité électronique au sein de l'enveloppe D.E est certainement telle que $n_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ en tout point du milieu matériel. Par conséquent, il était tout à fait légitime de supposer que la probabilité de destruction ϵ d'un photon par désexcitation collisionnelle était négligeable lors du calcul des profils de raies de C IV et Si IV (cf. paragraphe A.B).

Mentionnons enfin que pour les valeurs des paramètres $\alpha = -1$ et $\tau_{12}^{\lambda} = 2.423 \cdot 10^8$ le profil de raie calculé pour Si IV diffère assez peu de celui illustré dans la figure 8.4 mais que les écarts par rapport aux observations sont néanmoins légèrement plus élevés. Si donc le continuum de la radiation ionisante est effectivement responsable de l'ionisation de Si en Si^{3+} , ceci impliquerait (cf. paragraphe A.γ) que l'ion Si^{2+} représente l'état dominant d'ionisation du silicium. Malheureusement la raie de résonance de Si III $\lambda 1206.51$ est exactement localisée dans la composante en émission de la raie Ly α $\lambda 1215.67$ (cf. Burbidge, 1969) et les observations spectroscopiques de PHL 5200 ne permettent donc pas de vérifier cette hypothèse.

e) Conclusions

Par le calcul rigoureux du transfert de la radiation spectrale au sein d'une enveloppe D.E pour le cas d'un doublet de résonance (cf. chapitre 7), nous avons montré dans ce paragraphe que les profils de type P Cygni observés pour les raies de C IV et Si IV dans le spectre du quasar PHL 5200 ($Z_e = 1.981$) pouvaient être simplement interprétés en termes d'un modèle d'enveloppe décélérée dans le champ gravifique du quasar. La vitesse d'éjection initiale $v_0 = 10000$ km/sec apparaît être supérieure de 0.1% à la vitesse d'échappement $v_{\text{éch}} = \sqrt{2GgM/R^*}$ au champ de gravitation quasi stellaire.

Si on tient compte de ce que le modèle doit rendre compte des légères variations spectrales observées dans la composante P Cygni en absorption du doublet de résonance de Si IV (Burbidge 1968, 1969) et de ce que la masse M du quasar doit être dans l'intervalle des masses critiques $M_c \approx 5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^9 \cdot M_\odot$ (Burbidge et Perry, 1976) permettant d'expliquer l'existence de cette enveloppe D.E, on est amené à adopter pour le rayon du quasar la valeur $R^* \approx 0.05$ pc et, par conséquent, une masse correspondante égale à $M \approx 5.8 \cdot 10^8 M_\odot$.

A partir des résultats de nos applications numériques, il découle alors que le profil de raie observé pour le doublet de résonance de C IV est formé au sein d'une enveloppe D.E, optiquement épaisse à la radiation spectrale, et dont l'extension maximale vaut $r_{\text{max}}^{\text{CIV}} \approx 20$ pc. Pour le doublet de résonance de Si IV on trouve de même que $r_{\text{max}}^{\text{Si IV}} \approx 2$ pc mais que le milieu matériel n'est pas, strictement parlant, optiquement épais à la radiation spectrale. Ceci nous a permis de déduire que la fraction de la masse M du quasar éjectée en l'espace d'un million d'années était appréciable ($-dM/M \geq 3 \cdot 10^{-5}$) et pourrait affecter, sur des intervalles de temps légèrement plus longs, l'évolution du quasar même. Nous avons ensuite établi que le taux de perte de masse du quasar était de l'ordre de $-dM/dt \geq 0.02 M_\odot/\text{an}$.

Alors que l'ion C^{3+} représente très probablement l'état dominant d'ionisation du carbone, il n'en est pas de même pour l'ion Si^{3+} ($\alpha \approx -1$) et ceci peut expliquer le fait que $r_{\text{max}}^{\text{C IV}} \approx 10 r_{\text{max}}^{\text{Si IV}}$. Nous avons trouvé que la densité de colonne de l'ion Si^{3+} valait approximativement $N^{\text{Si}^{3+}} \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ et que la densité de Si^{3+} évaluée à la surface du quasar était de l'ordre de $n_0^{\text{Si}^{3+}} \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$.

L'origine de l'éjection initiale de matière hors du quasar reste évidemment mystérieuse mais peut-être, par analogie aux étoiles (cf. Nugis, Kolka et Luud, 1978), les quasars très massifs ($M \approx 5.8 \cdot 10^8 M_\odot$) sont-ils eux aussi vibrationnellement instables?

Il serait vain de vouloir interpréter le profil de raie observé pour le doublet de résonance de N V (voir figs 8.1 et 8.2) car non seulement la mauvaise transmission de l'atmosphère terrestre dans l'ultraviolet empêche l'enregistrement d'un

bon signal mais aussi la proximité des raies Ly α λ 1215.67 et, vraisemblablement Si III λ 1206.51 contamine le profil P Cygni de N V.

Nous avons appris récemment (Woltjer, 1979) que pour le quasar PHL 5200, Stockman et Angel (1978) avaient détecté une polarisation linéaire $P = 4.1\% \pm 0.8\%$ de la radiation dans l'intervalle spectral $\lambda\lambda$ 3200-8600 Å. Si l'enveloppe D.E en expansion autour de PHL 5200 s'écarte quelque peu d'une symétrie sphérique, il se peut que la diffusion des photons de résonance dans les raies de C IV, Si IV, N V et Ly α soit à l'origine de la polarisation observée. Cependant, il se pourrait aussi que le continuum quasi stellaire soit lui-même intrinsèquement polarisé. Seules des mesures de spectropolarimétrie à résolution moyenne de PHL 5200 permettraient de distinguer entre ces origines possibles.

Enfin, remarquons que vu la distance cosmologique de PHL 5200 il apparaît impossible de pouvoir détecter l'étendue spatiale de l'enveloppe ($r_{\max}^{C IV} \approx 20$ pc) au moyen de filtres interférentiels, même si la résolution angulaire était de l'ordre de 0.01 arsec.

B. RS 23

α) Observations

Le spectre de l'objet quasi stellaire RS 23 (PKS 1334+285, BO 14, voir Richter et Sahakjan, 1965; $m_b = 18.8^m$) révèle des profils de raies pour les doublets de résonance de C IV, N V et la raie Ly α assez semblables à ceux observés dans le spectre de PHL 5200 (voir paragraphe A). D'après Burbidge (1970): "This radio-quiet QSO has rather broad, strong absorptions, adjacent to and on the short-wavelength side of the emissions, like those seen in PHL 5200 \equiv 4C - 5.93, and like absorptions produced in an expanding nova or supernova shell".

Le redshift de RS 23 mesuré à partir de la position des raies en émission vaut $Z_e = 1.908$ (Burbidge, 1970). Nous avons reproduit dans la figure 8.5 (voir le tracé en traits interrompus) le profil de raie observé pour le doublet de résonance de C IV. Celui-ci est calibré en intensité et normalisé au continuum quasi stellaire (Scargle, Caroff et Noerdlinger, 1970). La large et intense composante en émission s'étend approximativement dans l'intervalle $Z_e \in [1.88-1.95]$ avec un maximum en $Z_e = 1.908$. L'absorption de type P Cygni est elle comprise dans l'intervalle $Z_a \in [1.85-1.88]$. Les profils de raies observés pour N V et Ly α ressemblent beaucoup à celui illustré pour C IV, mais Si IV semble être absent (Burbidge, 1970).

La continuité observée entre les redshifts Z_a et Z_e suggère fortement que les profils de raies observés dans le spectre de RS 23 sont formés au sein d'une enveloppe en expansion rapide autour du quasar (cf. Burbidge et Burbidge, 1969; Burbidge, 1970; Scargle, Caroff et Noerdlinger, 1970, 1972; Strittmatter et Williams, 1976; Boksenberg, 1977).

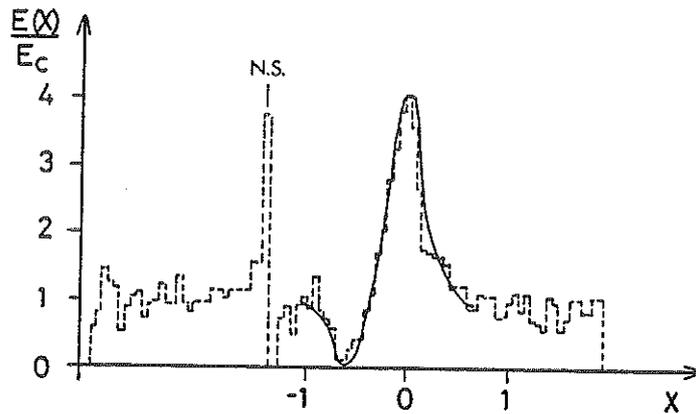
B) Analyse et calcul du profil de raie de C IV

Fig. 8.5 Comparaison des profils de raies calculé (trait continu) et observé (tracé en traits interrompus, voir Scargle, Caroff et Noerdlinger, 1970) pour le doublet de résonance de C IV dans RS 23 (voir texte).

A partir du tracé original dans la figure 8.5 on peut déterminer les positions en vitesses (définies dans le repère du quasar!) correspondant à la localisation de la composante P Cygni en absorption la plus décalée vers les courtes longueurs d'onde $v_i = -7150 \pm 300$ km/sec ainsi que celle caractérisant la finale abrupte de l'aile rouge de la composante en émission au point de contact avec le continuum $v_c = 4200 \pm 300$ km/sec. Nous rappelons que ces vitesses sont mesurées par rapport à celle $v_e = 0$ du maximum observé pour la composante centrale en émission. La séparation relative des niveaux atomiques supérieurs du doublet de résonance de C IV valant $\Delta v_{23} = 498$ km/sec, on déduit au moyen de la relation 7.122 la vitesse maximale $v_0 = 6650 \pm 300$ km/sec d'expansion de l'enveloppe. Il est alors remarquable de constater que le rapport v_c/v_0 qui définit la valeur de la fréquence $X_c = 0.63 \pm 0.05$ (voir relations 6.66-6.68) est en parfait accord avec l'hypothèse que le profil de raie observé pour C IV est formé au sein d'une enveloppe décélérée dans le champ gravifique du quasar.

Le fait que la largeur équivalente EW_{em} de la composante en émission est environ quatre fois plus élevée que la largeur équivalente EW_{ab} de la composante P Cygni en absorption implique nécessairement l'existence d'une source additionnelle de photons créés au sein du milieu matériel. Supposant que la probabilité de destruction d'un photon par désexcitation collisionnelle est totale ($\epsilon = 1$) en tout point de l'enveloppe D.E, nous avons calculé au moyen du modèle de transfert radiatif développé au chapitre précédent un profil de raie permettant de rendre

compte des observations. Le profil de raie correspondant est illustré dans la figure 8.5 par le tracé continu et les valeurs des paramètres physiques et géométriques ayant servi à son calcul sont respectivement $\Delta X_{23} = 0.075$, $\epsilon = 1$, $\tau_{12}^{\ell} = 3$, $\tau_{13}^{\ell} = 6$, $\alpha = 0$, $B_{V_{12}}(\text{Te}) \approx 0.053 I_C$, $\ell = 0.5$ et $L_{\text{max}} = 8$. Nous rappelons cependant (cf. chapitre 6, § E) que si le rôle des collisions est important, il est impossible d'inférer univoquement les valeurs des paramètres physiques caractérisant le profil de raie observé. Par conséquent, nous ne prétendons pas que l'ensemble des valeurs des paramètres donné ci-dessus caractérise les conditions physiques existant au sein de l'enveloppe D.E entourant le quasar RS 23 mais seulement qu'il est possible au moyen d'un modèle d'enveloppe D.E de rendre compte des observations. Nous sommes d'ailleurs parvenus pour d'autres ensembles de valeurs des paramètres physiques et géométriques, différents du premier, à un accord satisfaisant avec le profil de raie observé pour le doublet de résonance de C IV et nous pouvons seulement affirmer que la présence de la composante P Cygni en absorption assez profonde, observée au voisinage de la fréquence $X = -X_C$, ne peut être obtenue par le calcul qu'en supposant que l'enveloppe D.E est optiquement épaisse à la radiation spectrale ($\tau_{12} > 1$, $\tau_{13} > 1$) au voisinage de la surface du quasar.

γ) Conclusions

Comme pour l'objet PHL 5200 (voir paragraphe A), nous avons montré dans ce second paragraphe que le profil de type P Cygni observé pour le doublet de résonance de C IV dans le spectre du quasar RS 23 pouvait être simplement interprété en termes d'un modèle d'enveloppe décélérée dans le champ de gravitation du quasar. Etant donné que la surface d'égale fréquence $X_C = 0.63 \pm 0.05$ apparaît totalement occultée par le disque quasi stellaire, nous pouvons affirmer que la vitesse d'éjection initiale $v_0 = 6650 \pm 300$ km/sec est égale, aux erreurs de mesure près, à la vitesse d'échappement $v_{\text{éch}}$ au champ gravifique.

La largeur équivalente EW_{em} de la composante en émission valant environ quatre fois celle EW_{ab} de la composante P Cygni en absorption, la diffusion pure des photons de résonance ne permet pas de rendre compte des observations. Supposant que le rôle des collisions est important ($\epsilon \approx 1$) au sein du milieu matériel, nous avons vu qu'il était possible de simuler le profil de raie observé pour C IV au moyen du modèle de transfert radiatif développé au chapitre 7. Il n'est cependant pas possible d'inférer univoquement les valeurs des paramètres caractérisant les conditions physiques de l'enveloppe (cf. chapitre 6, § E). On peut seulement affirmer que dans le voisinage proche du quasar, l'enveloppe D.E est optiquement épaisse à la radiation spectrale.

Rappelons enfin que les profils de raies observés pour N V et Ly α (voir Burbidge, 1970) ressemblent étroitement à celui observé pour C IV.

C. PKS 1246-057

Le quasar PKS 1246-057 ($m_b = 16.8^m$, $Z_e = 2.212$) a été récemment découvert par Osmer et Smith (1977) lors d'un survey d'objets à raies d'émission au moyen d'un prisme objectif spécial attaché au télescope de Schmidt à l'observatoire de Cerro Tololo (Chili).

D'après Osmer et Smith: "The broad absorption features, which appear at wavelengths 1471, 1327, 1176, and 1150 Å in the rest frame of the emission lines, are reminiscent of the ones in PHL 5200, although they are not as closely associated with the emission lines. The first two can be identified with C IV λ 1549 and Si IV λ 1397 at a redshift $Z = 2.05$. The latter two are not well defined because they fall near the UV cutoff of the SIT tube, but the one at 1150 Å is approximately consistent with Ly α at $Z = 2.05$. This absorption-line system has a velocity of about 15000 km/sec with respect to the emission-line system, and the line widths of roughly 5000 km/sec correspond to one-third of the velocity difference. It is reasonable to associate the system with material ejected from the quasar when we consider that the velocity difference is within the range of observed emission-line widths in quasars".

Boksenberg, Carswell, Smith et Whelan (1978) ont confirmé ces résultats à partir de spectres obtenus à haute dispersion (34 Å/mm) et caractérisés par un grand rapport signal sur bruit. Nous avons illustré dans la figure 8.6 la région

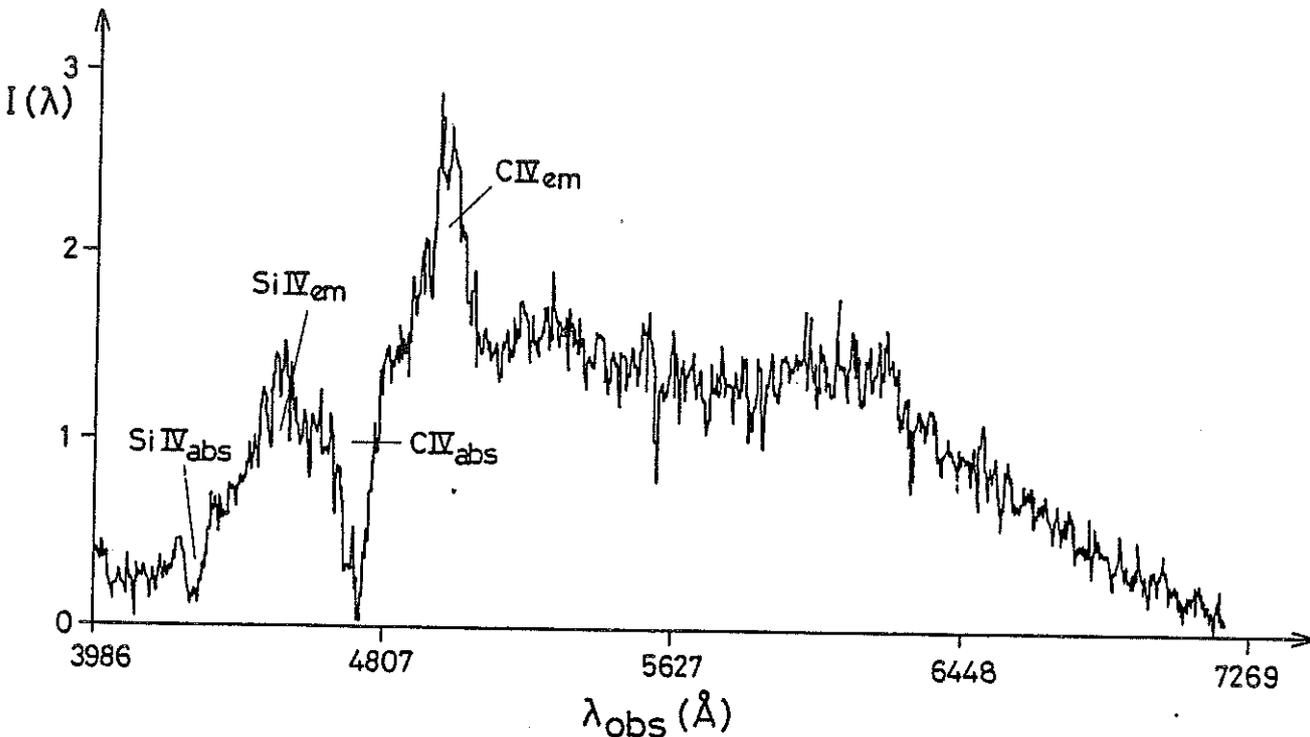


Fig. 8.6 Tracé en intensité du spectre de PKS 1246-057 obtenu avec le spectrographe Boller & Chivens (dispersion: 171 Å/mm, système IDS) attaché au foyer Cassegrain du télescope de 3.6 m à l'observatoire de l'ESO (février 1979). L'échelle des intensités est arbitraire.

spectrale recouvrant les raies de résonance de C IV et Si IV observées dans PKS 1246-057. Le spectre correspondant a été obtenu avec le spectrographe Boller & Chivens (système IDS) attaché au foyer Cassegrain du télescope de 3.6 m à l'observatoire de l'ESO. Le profil illustré dans cette figure a été corrigé pour la contribution due au fond de ciel mais la courbe de réponse instrumentale n'a pas été prise en ligne de compte. Nous confirmons la valeur du redshift $Z_e = 2.212$ et il ressort de nos mesures que le redshift Z_a associé à la composante P Cygni la plus décalée vers les courtes longueurs d'onde est tel que $Z_a < 2.0$, ce qui correspond à une vitesse maximale d'expansion de l'enveloppe $v_{\max} \geq 19000$ km/sec dans le repère fixe du quasar.

En accord avec Osmer et Smith (1977) et Boksenberg, Carswell, Smith et Whelan (1978), la composante P Cygni en absorption observée pour les doublets de résonance de C IV et Si IV apparaît complètement détachée des composantes des raies en émission qui leur sont associées (voir fig. 8.6). De plus, la fréquence X_c caractérisant la finale abrupte de l'aile rouge de la composante en émission au point de contact avec le continuum vaut approximativement $X_c = 0.25$ et il est difficile de concilier cette valeur avec les prédictions de nos modèles théoriques (voir relations 6.60 et 6.66-6.68).

Nous concluons donc que les profils de raies observés pour les doublets de résonance de C IV et Si IV dans le spectre de PKS 1246-057 ne peuvent être interprétés en termes d'une éjection continue de matière distribuée symétriquement autour du quasar. Il se peut que PKS 1246-057 représente un quasar "intermédiaire" entre PHL 5200, RS 23 et ceux pour lesquels les composantes en absorption ($Z_a \ll Z_e$) prennent naissance dans des nuages de matière circum quasi stellaires, éjectés de longue date à partir des objets centraux.

D. PKS 0932+501

Le quasar PKS 0932+501 a été détecté par Notni, Karachentsev et Afanasjev (1979) au cours d'une recherche d'objets à excès ultraviolet inclus dans le champ du survey radio 5CI. Ce quasar relativement brillant ($m_b \approx 17.4^m$) possède un redshift $Z_e = 1.92$ et il présente dans son spectre des profils de raies de type P Cygni pour les doublets de résonance de C IV et Si IV. La figure 8.7 reproduit une portion du spectre de PKS 0932+501 observé par Notni, Karachentsev et Afanasjev (1979). Le tracé illustré dans cette figure est corrigé pour la contribution due au fond de ciel mais les effets de réponse de l'instrument n'ont pas été considérés.

Ces auteurs écrivent: "In our case the profile of the absorptions is qualitatively very similar to that of PHL 5200: the red edge is much sharper (it is, in fact, not resolved with our resolution) than the blue edge, and the C IV feature is more pronounced than the Si IV feature. As in PHL 5200, the central intensities in all three bands (C IV, Si IV, N V + Ly α) are near to zero. This latter

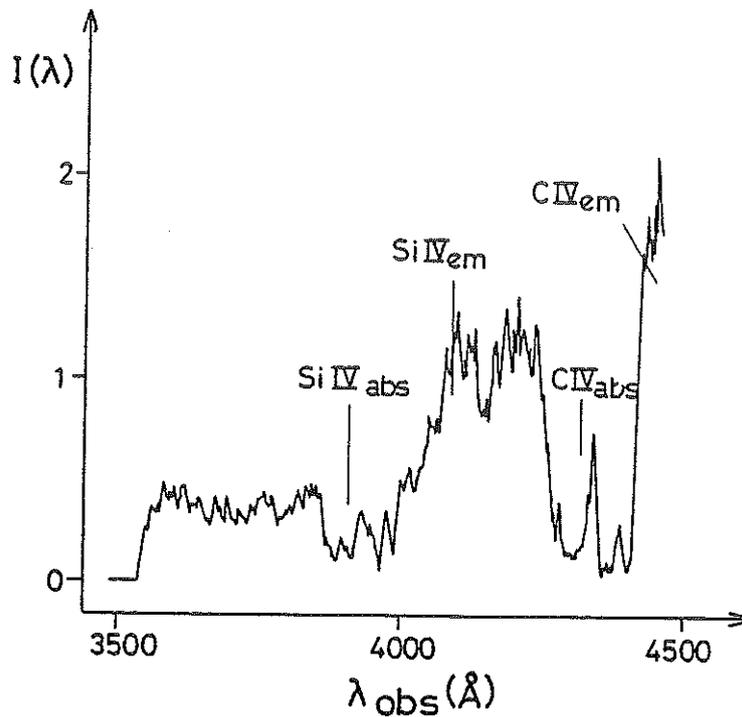


Fig. 8.7 Tracé en intensité du spectre de PKS 0932+501 (voir Notni, Karachentsev et Afanasjev, 1979). Le spectre n'a pas été corrigé des effets de réponse de l'instrument. L'échelle des intensités est arbitraire.

fact could not be explained satisfactorily by the simple theory of Scargle et al., because in their model part of the absorption near zero velocity is filled in with reemission from other parts of the nebula. The similarity of the absorption profiles of PHL 5200 and PKS 0932+501 implies that the structure of the absorbing clouds is similar to some extent".

Ces auteurs ont déterminé la valeur du redshift Z_a associée à la localisation de la composante P Cygni en absorption la plus décalée vers les courtes longueurs d'onde. Ils trouvent que $Z_a < 1.76$, ce qui implique dans le repère fixe du quasar une vitesse d'expansion maximale de l'enveloppe $v_{\text{max}} > 16000$ km/sec.

Alors que la transition quasi verticale observée entre la composante P Cygni en absorption et la composante en émission dans le profil de C IV (cf. PHL 5200) constitue un des traits remarquables des profils de raies formés au sein d'enveloppes D.E (cf. chapitre 6, § C.β et chapitre 7, § F.γ), il n'est malheureusement pas possible à partir du tracé (non normalisé au continuum quasi stellaire), illustré dans la figure 8.7, de tester cette hypothèse. D'ailleurs, l'aile rouge de la composante en émission observée pour C IV y apparaît tronquée et celle de Si IV contaminée par une autre émission (voir fig. 8.7).

Le quasar PKS 0932+501 mérite certainement d'être réobservé spectroscopiquement à haute résolution en vue d'analyser et d'interpréter les profils de raies de C IV et Si IV en termes des modèles développés au cours de ce travail.

E. CONCLUSIONS

Les observations spectroscopiques d'un grand nombre de quasars possédant un redshift élevé ($Z \geq 2$) révèlent que les composantes des raies en absorption présentent un redshift Z_a souvent inférieur à celui Z_e mesuré pour les composantes des raies en émission. Cette constatation conduit naturellement à s'interroger sur l'origine de ces composantes en absorption: sont-elles des traces d'absorption imprimées sur le spectre par de la matière située à des distances cosmologiques du quasar ("hypothèse cosmologique") ou, sont-elles associées à une éjection de matière intrinsèque au quasar lui-même ("hypothèse intrinsèque")?

Nous rappelons que cette dernière hypothèse est supportée par le fait que pour certains quasars les redshifts Z_a et Z_e sont corrélés entre eux par une fonction dépendant seulement de données atomiques en accord avec les prédictions de théories basées sur un mécanisme sélectif des forces radiatives (mécanismes "line-locking" ou "edge-locking").

D'autres arguments en faveur de l'"hypothèse intrinsèque" sont donnés par l'observation d'une continuité entre les redshifts Z_a et Z_e des composantes en absorption et en émission apparaissant pour les doublets de résonance de C IV, Si IV, N V et la raie Ly α dans le spectre des quasars PHL 5200 ($Z_e = 1.981$, $m_b = 18.45^m$), RS 23 ($Z_e = 1.908$, $m_b = 18.8^m$), PKS 1246-057 ($Z_e = 2.212$, $m_b = 16.8^m$) et PKS 0932+501 ($Z_e = 1.92$, $m_b = 17.4^m$) car le profil résultant de la juxtaposition de ces composantes individuelles ressemble de façon frappante à un profil de raie de type P Cygni.

La confrontation des modèles théoriques développés dans le présent travail aux profils de raies observés dans ces différents objets supporte fortement l'"hypothèse intrinsèque" liée à l'origine d'une éjection de matière à partir de ces quasars (Swings et Surdej, 1979).

En effet, nous avons montré pour le quasar PHL 5200 qu'un modèle d'enveloppe décélérée dans le champ gravifique du quasar permettait de rendre parfaitement compte des profils de raies observés pour les doublets de résonance de C IV et Si IV. Afin que ce même modèle permette d'expliquer les légères variations spectrales observées dans la composante P Cygni en absorption du doublet de résonance de Si IV (Burbidge, 1968, 1969) en l'espace approximatif d'une année et le fait que la masse M du quasar se situe dans l'intervalle des masses critiques $M_c \approx 5 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^9 M_\odot$ (Burbidge et Perry, 1976) en deçà duquel l'existence d'une enveloppe D.E resterait inexplicable, nous avons adopté pour le rayon du quasar la valeur $R^* \approx 0.05$ pc et,

par conséquent, une masse correspondante égale à $M \approx 5 \cdot 10^8 M_{\odot}$. A partir des résultats de nos applications numériques il découle alors que le profil de raie observé pour C IV est formé au sein d'une enveloppe D.E, optiquement épaisse à la radiation spectrale, et dont l'extension maximale vaut $r_{\max}^{C\ IV} \approx 20$ pc. Pour le doublet de résonance de Si IV on trouve de même que $r_{\max}^{Si\ IV} \approx 2$ pc mais que le milieu matériel n'est pas, strictement parlant, optiquement épais à la radiation spectrale. Ceci nous a permis de déduire que la fraction de la masse M du quasar éjectée en l'espace d'un million d'années était appréciable ($\sim dM/M \approx 3 \cdot 10^{-5}$) et pourrait affecter, sur des intervalles de temps légèrement plus longs, l'évolution du quasar même. Nous avons ensuite établi que le taux de perte de masse de PHL 5200 était de l'ordre de $-dM/dt \geq 0.02 M_{\odot}/\text{an}$. Alors que l'ion C^{3+} représente très probablement l'état dominant d'ionisation du carbone, nous avons vu qu'il n'en était pas de même pour l'ion Si^{3+} et ce résultat peut expliquer le fait que $r_{\max}^{C\ IV} \approx 10 r_{\max}^{Si\ IV}$. Nous avons trouvé que la densité de colonne de l'ion Si^{3+} valait approximativement $N_{Si^{3+}} \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ et que la densité du même ion évaluée à la surface du quasar était de l'ordre de $n_0^{Si^{3+}} \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$.

Concernant RS 23, nous avons de même montré qu'un modèle d'enveloppe décélérée dans le champ gravifique du quasar permettait d'expliquer les profils de type P Cygni observés pour C IV, N V et Ly α . Malheureusement, il n'est pas possible d'inférer univoquement les valeurs des paramètres caractérisant les conditions physiques de l'enveloppe car la largeur équivalente EW_{em} de la composante en émission est nettement plus élevée que celle EW_{ab} de la composante P Cygni en absorption. Nous pouvons seulement affirmer qu'à la base de l'enveloppe D.E, le milieu matériel est optiquement épais à la radiation spectrale.

Pour l'objet quasi stellaire PKS 1246-057, la presque égalité des largeurs équivalentes EW_{em} et EW_{ab} des composantes en émission et en absorption observées pour les doublets de résonance de C IV, Si IV, N V et la raie Ly α ainsi que la continuité existant entre les redshifts Z_a et Z_e indiquent qu'une éjection de matière est associée au quasar. Nous avons vu qu'il n'était cependant pas possible d'interpréter ces observations en termes des modèles d'enveloppes A.E ou D.E (symétrie sphérique!) développés au cours des précédents chapitres.

Enfin, bien que la transition quasi verticale observée entre la composante P Cygni en absorption et la composante en émission dans le profil de C IV pour le quasar PKS 0932+501 constitue un des traits remarquables des profils de raies formés au sein d'enveloppes D.E, nous n'avons pu tester de façon satisfaisante cette hypothèse à cause de la qualité insuffisante des seules observations (voir fig. 8.7) publiées pour ce quasar.

Il est intéressant de remarquer que chacun de ces quatre quasars remarquables possède un spectre radio calme ("radio quiet quasar", cf. Kenderline, Ryle et Pooley,

1966; Ehmann, Dixon et Kraus, 1970; Mills et Little, 1970; Sramek et Weedman, 1978) et que leur magnitude absolue M_b ($H = 100 \text{ km/sec}/M_{pc}$) vaut respectivement $M_b = -27.0^m$ (PKS 1246-057), $M_b = -26.0^m$ (PKS 0932+501), $M_b = -25.3^m$ (PHL 5200) et $M_b = -24.7^m$ (RS 23) (voir Notni, Karachentsev et Afanasjev, 1979). Ces quasars se situent donc parmi les plus lumineux. Rappelant que les vitesses maximales d'expansion observées pour ces différents quasars sont $v_{max} \approx 19000 \text{ km/sec}$ (PKS 1246-057), $v_{max} \approx 16000 \text{ km/sec}$ (PKS 0932+501), $v_{max} \approx 10000 \text{ km/sec}$ (PHL 5200) et $v_{max} \approx 6650 \text{ km/sec}$ (RS 23), la corrélation qui ressort entre les quantités M_b et v_{max} est frappante.

Bien que l'échantillon composé par ces quatre quasars particuliers ne soit pas statistiquement représentatif, on est tenté de replacer ceux-ci dans un même schéma d'évolution. Qu'il nous soit donc permis d'émettre la suggestion suivante: *l'instabilité dynamique de quasars massifs (PHL 5200, RS 23, PKS 0932+501?) pourrait être responsable d'une éjection initiale de matière à la surface quasi stellaire, décélérée ensuite dans le champ gravifique du quasar. Etant donné que la perte de masse relative du quasar (cf. PHL 5200) est appréciable et que celle-ci pourrait affecter l'évolution du quasar même en l'espace de quelques millions d'années ou plus, il s'ensuit que la luminosité intrinsèque du quasar doit varier (augmenter?) au cours du temps tout comme sa masse M diminue. Si les forces radiatives augmentent alors que la force de gravité diminue, on s'attend à ce que les forces radiatives agissant sur un élément de volume de matière finissent par devenir dominantes et que, par conséquent, la matière soit emportée à des vitesses très élevées (PKS 1246-057?) loin du quasar. L'effet sélectif des forces radiatives agissant via les transitions de résonance des ions les plus abondants pourrait alors entrer en jeu et expliquer l'existence des composantes en absorption ($Z_a \ll Z_e$) observées dans un grand nombre de quasars. En effet, dans ce contexte, ces derniers représenteraient un stade d'évolution finale.*

Nous souhaitons vivement qu'un plus grand nombre d'objets analogues à PHL 5200, RS 23, PKS 1246-057 soit découvert et que le quasar PKS 0932+501 soit réobservé spectroscopiquement à haute résolution afin de pouvoir analyser et interpréter au moyen des modèles d'enveloppes D.E ou A.E les profils de raies des doublets de résonance de C IV et Si IV. Sans aucun doute, le satellite astronomique I.U.E. (International Ultraviolet Explorer) et, dans un avenir proche, le Space Telescope permettront l'observation directe du spectre ultraviolet de quasars à faibles redshifts et il est très probable que parmi ceux-ci certains révèlent des profils de type P Cygni analogues à ceux observés dans les quatre quasars remarquables étudiés ci-avant. Ceci devrait nous permettre de tester de façon plus significative le schéma d'évolution proposé ci-dessus. Par surcroît, la moisson d'observations du satellite I.U.E. augmentera l'échantillon de profils de type P Cygni observés dans le spectre ultraviolet d'étoiles de type chaud et tout ceci devrait offrir un vaste champ d'applications aux méthodes d'interprétation de profils de raies développées dans la présente dissertation.



REMERCIEMENTS

C'est avec beaucoup de gratitude que je tiens à remercier Monsieur le Professeur P. Swings de m'avoir accueilli à l'Institut d'Astrophysique de Liège et d'avoir pu travailler dans son service en tant qu'élève-assistant. J'ai aussi gardé de merveilleux souvenirs de mes stages et missions à l'observatoire de Haute-Provence que Messieurs les Professeurs P. Swings et C. Fehrenbach m'ont permis d'effectuer.

C'est avec la plus grande joie que j'adresse mes vifs remerciements à Jean-Pierre Swings pour sa très grande collaboration dans ce travail, pour m'avoir orienté et aussi toujours beaucoup aidé à remplir des formulaires très ennuyeux sans lesquels je n'aurais pu obtenir les mandats, bourses et contrats qui ont permis à mon épouse et à moi-même de travailler dans l'astronomie.

Ainsi, je suis reconnaissant à l'Université de Liège d'avoir reçu une bourse de la Fondation Camille Héla en 1975.

Que Monsieur le Professeur L. Woltjer trouve ici l'expression de ma plus vive reconnaissance de nous avoir d'abord permis de réaliser un séjour très intéressant à l'observatoire de l'ESO au Chili de 1976 à 1978, de nous avoir ensuite fourni la possibilité d'achever la présente dissertation dans son organisation à Genève et aussi pour ses nombreux encouragements et l'intérêt qu'il a toujours manifesté envers nos travaux.

Nous remercions le Ministère de l'Education Nationale et de la Culture Française, et tout particulièrement Monsieur Deloz, pour nous avoir aidé financièrement lors de notre séjour au Chili en tant que coopérants.

Par ses remarques constructives, un referee anonyme, C. Magnan, m'a permis de mieux comprendre certains aspects relatifs au transfert de la radiation dans des enveloppes en expansion et je l'en remercie encore beaucoup pour ses conseils qui nous ont permis d'améliorer certaines parties de cette thèse.

Je remercie chaleureusement Mlle M.N. Pagès pour son travail de rédaction et Mme K. Saxby pour ses nombreuses illustrations et leur patience à mon égard.

Qu'il me soit aussi permis de remercier Anna, mon épouse, pour avoir si sagement supporté les jours et les soirées trop nombreux de mon absence mais aussi pour sa grande participation dans toutes les étapes qui ont servi à réaliser ce travail.

REFERENCES

- ABHYANKAR, K.D., 1964a, *Astrophys. J.*, 140, 1353.
- ABHYANKAR, K.D., 1964b, *Astrophys. J.*, 140, 1368.
- ABHYANKAR, K.D., 1965, *Astrophys. J.*, 141, 1056.
- ALLEN, C.W., 1973, *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press, University of London.
- AMBARTSUMYAN, V.A., 1948, *Dok. Acad. Nauk. SSR*, 38, 257.
- APPENZELLER, I., 1979, *Astron. & Astrophys.*, 71, 305.
- BAHCALL, J.N., GREENSTEIN, J.L. et SARGENT, W.L.W., 1968, *Astrophys. J.*, 153, 689.
- BAPPU, M.K.V. et MENZEL, D.H., 1954, *Astrophys. J.*, 119, 508.
- BEALS, C.S., 1929, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 90, 202.
- BEALS, C.S., 1931, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 91, 966.
- BEALS, C.S., 1955, *Publ. of the Dominion Astr. Obs.*, 9, 1.
- BERTOUT, C., 1977, *Astron. & Astrophys.*, 58, 153.
- BOKSEBERG, A., 1977, dans *Radio Astronomy and Cosmology*, I.A.U. Symposium N 74, 193.
- BOKSEBERG, A., CARSWELL, R.F., SMITH, M.G. et WHELAN, J.A.J., 1978, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 184, 773.
- BURBIDGE, E.M., 1968, *Astrophys. J., Letters*, 152, L111.
- BURBIDGE, E.M., LYNDS, C.R. et STOCKTON, A.N., 1968, *Astrophys. J.*, 152, 1077.
- BURBIDGE, E.M., 1969, *Astrophys. J., Letters*, 155, L43.
- BURBIDGE, G.R. et BURBIDGE, E.M., 1969, *Nature*, 222, 735.
- BURBIDGE, E.M., 1970, *Astrophys. J., Letters*, 160, L33.
- BURBIDGE, E.M. et BURBIDGE, G.R., 1975, *Astrophys. J.*, 202, 287.
- BURBIDGE, G. et PERRY, J., 1976, *Astrophys. J., Letters*, 205, L55.
- CAROFF, L.J., NOERDLINGER, P.D. et SCARGLE, J.D., 1972, *Astrophys. J.*, 176, 439.
- CASSINELLI, J.P., CASTOR, J.I. et LAMERS, H.J.G.L.M., 1978, *Pub. Astr. Soc. Pac.*, 90, 496.
- CASTOR, J.I., 1970, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 149, 111.
- CASTOR, J.I. et van BLERKOM, D., 1970, *Astrophys. J.*, 161, 485.

- CASTOR, J.I. et NUSSBAUMER, H., 1972, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 155, 293.
- CASTOR, J.I., 1974, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 169, 279.
- CASTOR, J.I., ABBOTT, D.C. et KLEIN, R.I., 1975, *Astrophys. J.*, 195, 157.
- CASTOR, J.I. et LAMERS, H.J.G.L.M., 1979, Preprint, paru dans *Astrophys. J. Suppl.*, 39, 481.
- CHANDRASEKHAR, S., 1934, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 94, 522.
- CHANDRASEKHAR, S., 1945a, *Rev. Mod. Phys.*, 17, 138.
- CHANDRASEKHAR, S., 1945b, *Astrophys. J.*, 102, 402.
- de GROOT, M., 1969, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, 20, 225.
- de JONG, T., CHU, S.-I et DALGARNO, A., 1975, *Astrophys. J.*, 199, 69.
- EHMANN, J.R., DIXON, R.S. et KRAUS, J.D., 1970, *Astron. J.*, 75, 351.
- FINN, G.D., 1967, *Astrophys. J.*, 147, 1085.
- FRISCH, U. et FRISCH, H., 1975, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 173, 167.
- GERASIMOVIĆ, B.P., 1933, *Zs. f. Ap.*, 7, 335.
- GERASIMOVIĆ, B.P., 1935, *Zs. f. Ap.*, 10, 154.
- GHOBRON, R.A., 1962, *Zs. f. Ap.*, 56, 113.
- GOLDREICH, P. et KWAN, J., 1974, *Astrophys. J.*, 189, 441.
- GRACHEV, S.I. et GRININ, V.P., 1975, *Astrophysics*, 11, 20.
- HEARN, A.G., 1964, *Proc. Phys. Soc.*, 84, 11.
- HEARN, A.G., 1975, *Astron. & Astrophys.*, 40, 277.
- HEWITT, T.G. et NOERDLINGER, P.D., 1974, *Astrophys. J.*, 188, 315.
- HUMMER, D.G. et RYBICKI, G.B., 1968, *Astrophys. J., Letters*, 153, L107.
- HUMMER, D.G., 1969, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 145, 95.
- HUTCHINGS, J.B., 1968a, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 141, 219.
- HUTCHINGS, J.B., 1968b, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 141, 329.
- HUTCHINGS, J.B., 1969, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 144, 235.
- HUTCHINGS, J.B., 1972, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 158, 177.
- HUTCHINGS, J.B., 1976, *Astrophys. J., Letters*, 204, L99.
- IVANOV, V.V., 1973, *N.B.S.-Spec. Publication*, 385, Ed. par HUMMER, D.G.

- KALKOFEN, W., 1970, dans Spectrum formation in stars with steady-state extended atmospheres, I.A.U. Colloquium N 2, N.B.S.-Spec. publication, 332, 120.
- KENDERLINE, S., RYLE, SIR M. et POOLEY, G.G., 1966, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 134, 189.
- KŘIŽ, S., 1974, Bull. Astron. Inst. Czech., 25, 143.
- KŘIŽ, S., 1976, Bull. Astron. Inst. Czech., 27, 321.
- KUAN, P., 1975, Astrophys. J., 202, 425.
- KUAN, P. et KUHI, L.V., 1975, Astrophys. J., 199, 148.
- KUHI, L.V., 1964, Astrophys. J., 140, 1409.
- KULANDER, J.L., 1971, Astrophys. J., 165, 543.
- KUNASZ, P.B. et HUMMER, D.G., 1974, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 166, 57.
- LAMERS, H.J.G.L.M., 1975, dans Physique des mouvements dans les atmosphères stellaires, Colloques internationaux du C.N.R.S., 250, 405.
- LAMERS, H.J.G.L.M. et MORTON, D.C., 1976, Astrophys. J. Suppl., 32, 715.
- LAMERS, H.J.G.L.M. et ROGERSON, J.B. Jr, 1978, Astron. & Astrophys., 66, 417.
- LUCY, L.B. et SOLOMON, P.M., 1967, Astron. J., 72, 310.
- LUCY, L.B. et SOLOMON, P.M., 1970, Astrophys. J., 159, 879.
- LUCY, L.B., 1971, Astrophys. J., 163, 95.
- LYNDS, C.R., 1967, Astrophys. J., 147, 396.
- LYNDS, C.R., 1972, dans External galaxies and quasi-stellar objects, I.A.U. Symposium N 44, 127.
- LYONG, L.V., 1967, Soviet Astronomy, 11, 224.
- MAGNAN, C., 1968, Astrophys. Letters, 2, 213.
- MAGNAN, C., 1970, J. Quant. Spect. Rad. Trans., 10, 1.
- MAGNAN, C., 1972, Astron. & Astrophys., 21, 361.
- MAGNAN, C., 1973, Thèse de doctorat, Université de Paris VII.
- MAGNAN, C., 1978, Preprint : Méthodes d'analyse des observations.
- MARLBOROUGH, J.M., 1969, Astrophys. J., 156, 135.
- MARTI, F. et NOERDLINGER, P.D., 1977, Astrophys. J., 215, 247.
- MCCREA, W.H. et MITRA, K.K., 1936, Zs. f. Ap., 11, 359.

- MENZEL, D.H., 1929, Pub. Astr. Soc. Pac., 41, 344.
- MIHALAS, D., 1970, Stellar atmospheres, 356, Ed. par FREEMAN W.H. and Company, San Francisco.
- MIHALAS, D., SHINE, R.A., KUNASZ, P.B. et HUMMER, D.G., 1976, Astrophys. J., 205, 492.
- MILLS, B.Y. et LITTLE, A.G., 1970, Astrophys. Letters, 6, 197.
- MILNE, E.A., 1926, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 86, 459.
- MORTON, D.C et UNDERHILL, A.B., 1977, Astrophys. J. Suppl., 33, 83.
- MUNDT, R. et WOLF, B., 1977, dans The interaction of variable stars with their environment, I.A.U. Colloquium N 42, 88.
- MUSHOTZKY, R.F., SOLOMON, P.M. et STRITTMATTER, P.A., 1972, Astrophys. J., 174, 7.
- NOERDLINGER, P.D. et SCARGLE, J.D., 1972, Astrophys. J., 176, 463.
- NOERDLINGER, P.D. et RYBICKI, G.B., 1974, Astrophys. J., 193, 651.
- NOTNI, P., KARACHENTSEV, I.D. et AFANASJEV, V.L., 1979, Astron. Nachr., 300, 121.
- NUGIS, T., KOLKA, I. et LUUD, L., 1978, dans Mass loss and evolution of O-type stars, I.A.U. Symposium N 83, 39.
- OEGERLE, W.R. et van BLERKOM, D., 1976a, Astrophys. J., 206, 150.
- OEGERLE, W.R. et van BLERKOM, D., 1976b, Astrophys. J., 208, 453.
- OSMER, P.S. et SMITH, M.G., 1977, Astrophys. J., 213, 607.
- PARKER, E.N., 1958, Astrophys. J., 128, 664.
- PHELPS, A.V. et McCOBREY, A.O., 1960, Phys. Rev., 118, 1561.
- RICHTER, N. et SAHAKJAN, K., 1965, Mitt. Tautenburg Obs. (Berlin), 24.
- ROSSELAND, S., 1936, Theoretical Astrophysics, Chapitre XX, Clarendon Press, Oxford.
- ROTTENBERG, J.A., 1952, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 112, 125.
- RUBLEV, S.V., 1961, Soviet Astronomy, 4, 780.
- RUBLEV, S.V., 1963, Soviet Astronomy, 6, 686.
- RUBLEV, S.V., 1964, Soviet Astronomy, 7, 492.
- RYBICKI, G.B. et HUMMER, D.G., 1978, Astrophys. J., 219, 654.
- SCARGLE, J.D., CAROFF, L.J. et NOERDLINGER, P.D., 1970, Astrophys. J., Letters, 161, L115.

- SCARGLE, J.D., CAROFF, L.J. et NOERDLINGER, P.D., 1972, dans External galaxies and quasi-stellar objects, I.A.U. Symposium N 44, 151.
- SCARGLE, J.D., 1973, *Astrophys. J.*, 179, 705.
- SCHEUER, P.A.G. et WILLS, D., 1966, *Astrophys. J.*, 143, 274.
- SCOVILLE, N.Z. et SOLOMON, P.M., 1974, *Astrophys. J., Letters*, 187, L67.
- SNOW, T.P. Jr et MORTON, D.C., 1976, *Astrophys. J. Suppl.*, 32, 429.
- SNOW, T.P. Jr et JENKINS, E.B., 1977, *Astrophys. J. Suppl.*, 33, 269.
- SNOW, T.P. Jr, 1978, dans Mass loss and evolution of O-type stars, I.A.U. Symposium N 83, 65.
- SOBOLEV, V.V., 1947, *Dnižusčiesja Oboločki Znezd, Leningrad*; Traduc.: Moving envelopes of stars, Trad. du russe par S. GAPOSCHKIN, Harvard University Press, Cambridge, Mass., 1960.
- SOBOLEV, V.V., 1957, *Soviet Astronomy*, 1, 678.
- SOBOLEV, V.V., 1958, *Theoretical Astrophysics, Chapitre 28*, Ed. par V.A. Ambartsumyan, Pergamon Press Ltd., London.
- SRAMEK, R.A. et WEEDMAN, D.W., 1978, *Astrophys. J.*, 221, 468.
- STOCKMAN, H.S. et Angel, J.R.P., 1978, *Astrophys. J., Letters*, 220, L67.
- STRITTMATTER, P.A. et WILLIAMS, R.E., 1976, *An. Rev. of Astron. and Astrophys.*, 14, 307.
- STRUVE, O. et WURM, K., 1938, *Astrophys. J.*, 88, 84.
- SURDEJ, J. et SWINGS, J.P., 1976a, *Astron. & Astrophys.*, 47, 121.
- SURDEJ, J. et SWINGS, J.P., 1976b, *Astron. & Astrophys.*, 54, 219.
- SURDEJ, J., 1977, *Astron. & Astrophys.*, 60, 303.
- SURDEJ, J., 1978a, *Astron. & Astrophys.*, 66, 45.
- SURDEJ, J., 1978b, *Astron. & Astrophys.*, 62, 135.
- SURDEJ, J., 1979a, *Astron. & Astrophys.*, 73, 1.
- SURDEJ, J., 1979b, en préparation.
- SWINGS, P. et STRUVE, O., 1941, *Astrophys. J.*, 93, 356.
- SWINGS, J.P. et SURDEJ, J., 1979, en préparation.
- TARTER, C.B. et McKEE, C.F., 1973, *Astrophys. J., Letters*, 186, L63.
- THOMAS, R.N., 1973, *Astron. & Astrophys.*, 29, 297.
- van BLERKOM, D., 1973, dans Wolf-Rayet and high-temperature stars, I.A.U. Symposium N 49, 165.

WALBORN, N.R., 1975, Pub. Astr. Soc. Pac., 87, 735.

WALKER, M.F., 1977, dans The interaction of variable stars with their environment, I.A.U. Colloquium N 42, 92.

WELLMANN, P., 1955, Vistas in Astronomy, 1, 303.

WILSON, O.C., 1934, Astrophys. J., 80, 259.

WOLF, B., APPENZELLER, I. et BERTOUT, C., 1977, Astron. & Astrophys., 58, 163.

WOLTJER, L., 1979, communication personnelle.