

Utilisation et Description du Code d'évolution stellaire CESAM2K

Pierre Morel

OCA Observatoire de Nice, BP. 4229, 06304 Nice Cedex 4
UMR CNRS 6529

Version V3.2, 10 Janvier 2009.

*Quand un jour, tôt ou tard, il faut qu'on disparaisse,
Quand on a plus ou moins vécu, souffert, aimé
Il ne reste de soi que les enfants qu'on laisse
Et le champ de l'Effort où l'on aura semé.*

Ch. De Gaulle

Table des matières

I	IMPLANTATION et EXPLOITATION	1
1	La version 2000 de CESAM	1
1.1	La restructuration	1
1.2	CESAM2 <i>k</i>	2
1.2.1	PGPLOT	2
1.3	Contenu de la distribution	2
1.4	Installation	3
1.5	Adaptation de la source	4
1.6	Création du module exécutable	4
1.6.1	Utilisation d'un MAKEFILE	5
1.6.2	Fonctions des modules	5
2	Implantation	9
2.1	Test de fonctionnement	9
2.2	Mise en forme des données physiques	13
2.2.1	Opacités "Yveline"	13
2.2.2	Opacités pour $Z > 0.1$	14
2.2.3	Opacités HOUDEK	14
2.2.3.1	Implantation simplifiée de B.Pichon	15
2.2.4	Equation d'état OPAL	15
2.2.4.1	OPAL 1991	15
2.2.4.2	OPAL 2001	17
2.2.5	Equation d'état MHD	18
3	Exploitation	21
3.1	Conseils pour l'exploitation	21
3.2	Le fichier de données : <code>mon_modele.don</code>	21
3.3	Exemple de fichier de données	22
3.4	Arguments de la NAMELIST <code>NL_CESAM</code>	24
3.5	Arguments de la NAMELIST <code>NL_MASS</code>	25
3.6	Arguments de la NAMELIST <code>NL_EVOL</code>	27
3.6.1	Caractérisation des types de modèles	27
3.7	Arguments de la NAMELIST <code>NL_CHIM</code>	28
3.7.1	Alternative : conservation métal/H ou métal/Z	29
3.8	Arguments de la NAMELIST <code>NL_CONV</code>	29
3.9	Arguments de la NAMELIST <code>NL_DIFF</code>	30
3.10	Arguments de la NAMELIST <code>NL_ROT</code>	31

3.11	Arguments de la NAMELIST NL_ETAT	32
3.12	Arguments de la NAMELIST NL_OPA	33
3.13	Arguments de la NAMELIST NL_NUC	34
3.14	Arguments de la NAMELIST NL_ATM	35
3.15	Exploitation sous UNIX & LINUX	35
3.15.1	Limitation des sorties	36
3.16	Programmes d'exploitation	36
3.17	Scripts d'exploitation	37
4	Personnalisation	39
4.1	Langue	39
4.2	Mixture	40
4.3	Rapports isotopiques	41
4.4	Personnalisation des rapports d'abondances	42
4.5	Personnalisation de la composition chimique du vent.	42
4.6	Chute de planètes	43
4.7	Ascii	44
4.8	Réglages	45
4.9	Zoom	47
4.10	Device	49
4.10.1	Limitation des écritures	50
5	Extensions	51
5.1	Ajout d'une chaîne de réactions thermonucléaires	51
5.2	Ajout d'une mixture initiale	52
6	Debug	55
6.1	Debug	55
6.2	Bugs connus	56
II	DESCRIPTION DE CESAM2k	61
7	Numérisation de la physique	63
7.1	Intégration par splines-collocation	63
7.1.1	Les B-splines normalisées	64
7.1.2	Résolution d'un problème différentiel	65
7.1.3	L'architecture de CESAM2k	66
7.1.4	Collocation pour un système non linéaire	67
7.1.5	Choix de la base de la collocation	68
7.2	Equations de la structure interne	70
7.2.1	Discontinuités de la densité	71
7.2.2	Variables d'intégration	71
7.2.3	Adaptation de la discrétisation	73
7.2.4	Modification du nombre total de couches	74
7.2.5	Nœud sur une limite zone radiative / zone convective	77
7.3	Restitution de l'atmosphère	79
7.3.1	L'approximation monocouche	79

7.3.2	Reconstitution d'une atmosphère	80
7.3.3	Artifices numériques utilisés pour le raccord de ∇	82
7.3.4	Loi $T(\tau)$ purement radiative	83
7.3.5	Lois $T(\tau)$ avec convection	84
7.3.6	Résolution numérique	85
7.4	Evolution temporelle de l'énergie gravifique	87
7.4.1	L'approximation de Kippenhahn	87
7.4.2	Discrétisation	87
7.4.3	Initialisation	88
7.5	Evolution de la composition chimique sans diffusion	89
7.5.1	Problème raide	89
7.5.2	Résumé des contraintes	90
7.5.3	Les formules IRK Lobatto IIIC.	91
7.5.4	Mélange des éléments chimiques sans diffusion	92
7.5.5	Conservation du nombre de nucléons	94
7.5.6	Conservation des baryons et de la charge	94
7.5.7	Normalisation de la somme des abondances	95
7.5.8	Estimation de la précision de l'intégration	96
7.6	Evolution du moment cinétique sans diffusion	96
7.7	Evolution temporelle avec diffusion	97
7.7.1	Intégration par éléments finis	97
7.7.2	Bases de B-splines pour Petrov-Galerkin	99
7.7.3	Présence de discontinuités	99
7.8	Diffusion des éléments chimiques	101
7.8.1	Condition limite externe	103
7.8.2	Chutes de planétoïdes	103
7.8.3	Formalisme de Burgers	104
7.8.4	Charge moyenne des ions	105
7.8.5	Equation de diffusion des espèces chimiques	107
7.8.6	Intégrales de collision	108
7.8.7	Equations de Burgers pour les x_i et μ	108
7.8.8	Jacobien.	113
7.8.9	Accélération radiatives	114
7.9	Diffusion du moment cinétique	115
7.9.1	Changement de variable $M \rightarrow \nu = \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{\frac{2}{3}}$	115
7.9.2	Quelques notations	116
7.9.3	Expressions de H_P , H_T , ∇_μ , χ etc... et dérivées	116
7.9.4	Les coefficients de diffusion D_h , D_v et D_{eff}	118
7.9.4.1	Formalisme de Mathis, Palacios & Zahn	118
7.9.4.2	Formalisme simplifié de Castro, Vauclair & Richard	118
7.9.5	Formalisme de Talon et al. (1997)	119
7.9.5.1	Les variables	119
7.9.5.2	Transport du moment cinétique	119
7.9.5.3	Expressions initiales de \check{E}_Ω et \check{E}_μ	119
7.9.5.4	Expression vérifiée par E_Ω	120
7.9.5.5	Expression vérifiée par E_μ	121

7.9.5.6	Expression vérifiée par $U = y_2$	121
7.9.5.7	Expression vérifiée par $\Theta = y_3$	122
7.9.5.8	Fluctuation du poids moléculaire $\Lambda = y_4$	123
7.9.5.9	Expression vérifiée par $\Psi = y_5$	123
7.9.6	Formalisme de Mathis & Zahn (2004)	123
7.9.6.1	Les variables	123
7.9.6.2	Transport du moment cinétique	124
7.9.6.3	Vitesse de circulation méridienne U (Equ. B4)	124
7.9.6.3.1	Expressions dérivées de A (Equ. B5)	125
7.9.6.3.2	Equation 7.83 (Page 124)	125
7.9.6.3.3	Equation 7.84 (Page 124)	125
7.9.6.3.4	Equation 7.85 (Page 125)	126
7.9.6.3.5	Equation 7.86 (Page 125)	126
7.9.6.3.6	Equation 7.87 (Page 125)	126
7.9.6.3.7	Equation 7.88 (Page 125)	127
7.9.6.4	Regroupement	127
7.9.6.5	Relation barocline (Equ. B6)	129
7.9.6.6	Fluctuations du poids moléculaire (Equ. B7)	129
7.9.6.7	Equation de Poisson (Equ. B8)	129
7.9.7	Les conditions physiques dans les zones mélangées	130
7.9.8	Les conditions physiques aux limites	131
7.9.9	Les conditions initiales	132
7.9.10	Pertes / gains de moment cinétique	133
7.10	La convection	134
7.10.1	Critères de convection	134
7.10.2	Calcul du gradient convectif	135
7.10.3	Pression turbulente	136
7.10.4	Localisation des limites des zones convectives	137
7.10.5	Extension des zones convectives	138
7.10.6	Mélange convectif	138
7.10.7	Retrait d'un coeur convectif	139
7.10.8	Semi-convection	139
7.10.9	Estimation de la fréquence de Brunt-Väissälä	139
7.11	Les réactions thermonucléaires	143
7.11.1	Abondances initiales	143
7.11.2	Cycle PP simplifié	144
7.11.3	Exemple de réseau nucléaire : cycles PP, CNO et 3α	144
7.11.4	Eléments à l'équilibre	145
7.11.5	Effet d'écran	146
7.11.6	Energie thermonucléaire et neutrinos	146
7.11.7	Equations d'évolution	147
8	Les routines de physique	149
8.1	Routines génériques	149
8.2	Unités	149
8.3	Routine <code>abon_ini</code>	151
8.4	Routine <code>add_ascii</code>	151

8.5	Routine <code>alecian1</code>	152
8.6	Routine <code>ascii</code>	153
8.7	Routine générique <code>atm</code>	153
8.8	Routine subordonnée <code>base_chim</code>	154
8.9	Routine subordonnée <code>base_rota</code>	155
8.10	Routine <code>cesam</code>	155
8.11	Programmes <code>cesam2k</code> , <code>cesam2k_dbg</code>	156
8.12	Routine <code>chim_gram</code>	156
8.13	Routine générique <code>coeff_rota</code>	157
8.14	Routines <code>coeff_rota3/4</code>	157
8.15	Routine <code>coll_atm</code>	157
8.16	Routine <code>coll_qs</code>	158
8.17	Routine <code>collision</code>	159
8.18	Routine générique <code>conv</code>	159
8.19	Routine <code>conv_a0</code>	160
8.20	Routine <code>conv_cm</code>	160
8.21	Routines <code>conv_cgm_reza</code> , <code>conv_cm_reza</code>	160
8.22	Routine <code>conv_jmj</code>	161
8.23	Routine <code>coulomb</code>	161
8.24	Routines <code>ctes_85</code> , <code>ctes_94</code> , <code>ctes_94m</code>	161
8.25	Routine générique <code>des</code>	161
8.26	Routines <code>des_m</code> , <code>des_r</code>	162
8.27	Routine <code>df_rotx</code>	162
8.28	Fonction <code>dgrad</code>	163
8.29	Routine générique <code>diffm</code>	163
8.30	Routine <code>diffm_br</code>	164
8.31	Routine <code>diffm_mp</code>	164
8.32	Routine générique <code>difft</code>	165
8.33	Routine <code>difft_gab</code>	165
8.34	Routine <code>difft_nu</code>	166
8.35	Routine <code>difft_sun</code>	166
8.36	Routine <code>diffus</code>	167
8.37	Routine générique <code>diffw</code>	167
8.38	Routine <code>diffw_mpz/p03</code>	168
8.39	Routine <code>dnunl</code>	168
8.40	Routine subordonnée <code>ecrit_ascii</code>	168
8.41	Routine subordonnée <code>ecrit_rota</code>	169
8.42	Routine <code>edding</code>	170
8.43	Routine <code>eq_atm</code>	170
8.44	Routine <code>eq_diff_chim</code>	170
8.45	Routine <code>eq_diff_poisson</code>	171
8.46	Routine <code>eq_diff_rota3/4</code>	172
8.47	Routine générique <code>etat</code>	172
8.48	Routine <code>etat_ceff</code>	173
8.49	Routine <code>etat_eff</code>	173
8.50	Routine <code>etat_gong1</code>	174
8.51	Routine <code>etat_gong2</code>	174

8.52	Routine <code>etat_mhd</code>	174
8.53	Routines <code>etat_opal</code> , <code>etat_opalX</code> , <code>etat_opalZ</code>	174
8.54	Routine <code>evol</code>	175
8.55	Routine générique <code>f_rad</code>	177
8.56	Routine subordonnée <code>fcmax</code>	178
8.57	Routine <code>from_alecian</code>	178
8.58	Routine <code>hopf</code>	178
8.59	Routine <code>iben</code>	179
8.60	Routine générique <code>ini_ctes</code>	179
8.61	Routine <code>initialise_rota</code>	179
8.62	Fonction <code>initialise_u</code>	179
8.63	Fonction <code>initialise_w</code>	180
8.64	Routine <code>inter</code>	180
8.65	Routine <code>inter_atm</code>	181
8.66	Routines <code>k5750</code> , <code>k5777</code>	181
8.67	Routine <code>kappa_cond</code>	181
8.68	Routine <code>lim_atm</code>	182
8.69	Routines <code>lim_gong1</code> , <code>lim_tau1</code>	182
8.70	Routine <code>lim_zc</code>	183
8.71	Routine <code>list</code>	185
8.72	Routine <code>lit_binaire</code>	186
8.73	Routine <code>lit_hr</code>	186
8.74	Routine <code>lit_nl</code>	187
8.75	Fonction logique <code>lmix</code>	187
8.76	Routine <code>modif_mix</code>	188
8.77	Routine générique <code>nuc</code>	188
8.78	Routine générique <code>opa</code>	190
8.79	Routine <code>opa_gong</code>	191
8.80	Routine <code>opa_houdek9</code>	191
8.81	Routine <code>opa_int_zsx</code>	192
8.82	Routine <code>opa_opal2</code>	192
8.83	Routine <code>opa_opalC0</code>	193
8.84	Routine <code>opa_yveline</code>	194
8.85	Routine <code>opa_yveline_lisse</code>	195
8.86	Routine <code>osc_adia</code> , <code>osc_invers</code> , <code>osc_noad</code>	195
8.87	Routine générique <code>output</code>	195
8.88	Routine générique <code>pertm</code>	196
8.89	Routine <code>pertm_ext</code> , <code>pertm_msol</code>	196
8.90	Routine <code>pertm_tot</code>	197
8.91	Routine <code>pertem_waldron</code>	197
8.92	Routine générique <code>pertw</code>	197
8.93	Routine <code>pertw_loc</code>	198
8.94	Routine <code>pertw_ptm</code>	198
8.95	Routine <code>pertw_sch</code>	198
8.96	Routine <code>planetoides</code>	199
8.97	Routine <code>poisson_initial</code>	199
8.98	Routine <code>pp1</code>	200

8.99	Routine pp3	200
8.100	Routine ppcno10	200
8.101	Routine ppcno10BeBFe	200
8.102	Routine ppcno10Fe	201
8.103	Routine ppcno10K	201
8.104	Routine ppcno11	201
8.105	Routine ppcno12	202
8.106	Routine ppcno12Be	202
8.107	Routine ppcno12BeBFe	202
8.108	Routine ppcno12Li	202
8.109	Routine ppcno3a12Ne	203
8.110	Routine ppcno3a9	203
8.111	Routine ppcno3aco	203
8.112	Routine ppcno9	203
8.113	Routine ppcno9Fe	204
8.114	Routine print_ctes	204
8.115	Routine read_ascii	204
8.116	Routine resout	206
8.117	Routine resout_chim	207
8.118	Routine resout_rota	208
8.119	Routine resout_rota3/4	208
8.120	Routine rkimps	209
8.121	Routines roger00, roger02, roger05, roger10a	210
8.122	Routine rq_reac	211
8.123	Routine saha	211
8.124	Routine sortie	212
8.125	Routine générique static	213
8.126	Routines static_m, static_r	213
8.127	Routine tabul_nuc	215
8.128	Routine taueff	215
8.129	Routine taux_nuc	216
8.130	Routine générique tdetau	216
8.131	Routine thermo	217
8.132	Routine thermo_atm	218
8.133	Routine trho	219
8.134	Routine update	219
8.135	Routine vent	220
8.136	Routine write_nl	220
8.137	Package z14xcotrin21	221

9	Les routines numériques	223
9.1	Routines numériques et assimilées	223
9.1.1	Routine arb_rom	223
9.1.2	Routine boite	223
9.1.3	Routine box	223
9.1.4	Routine delete_doubles	223
9.1.5	Routine difdiv	224

9.1.6	Routine <code>fermi_dirac</code>	224
9.1.7	Routine <code>gauss_band</code>	224
9.1.8	Routine <code>horner</code>	224
9.1.9	Routine <code>intgauss</code>	224
9.1.10	Routine <code>matinv</code>	224
9.1.11	Routine <code>max_local</code>	224
9.1.12	Routine <code>min_max</code>	224
9.1.13	Routine <code>min_max_cond</code>	224
9.1.14	Routine <code>neville</code>	225
9.1.15	Routine <code>newton</code>	225
9.1.16	Routine <code>pause</code>	225
9.1.17	Routine <code>pgplot_factice</code>	225
9.1.18	Routine <code>plot_rota</code>	225
9.1.19	Routine <code>polyder</code>	225
9.1.20	Routine <code>shell</code>	225
9.1.21	Routine <code>zoning</code>	225
9.2	Routines spécifiques aux B-splines	225
9.2.1	Routine <code>bsp1ddn</code>	226
9.2.2	Routine <code>bsp1dn</code>	226
9.2.3	Routine <code>bsp_dis</code>	226
9.2.4	Routine <code>bsp_gal</code>	226
9.2.5	Routine <code>bval0</code>	226
9.2.6	Routine <code>bval1</code>	226
9.2.7	Routine <code>bvald</code>	226
9.2.8	Routine <code>coll</code>	226
9.2.9	Fonction <code>colpnt</code>	226
9.2.10	Routine <code>left_right</code>	227
9.2.11	Routine <code>linf</code>	227
9.2.12	Routine <code>newspl</code>	227
9.2.13	Routine <code>newspl_gal</code>	227
9.2.14	Routine <code>noedif</code>	227
9.2.15	Routine <code>noein</code>	227
9.2.16	Routine <code>noeu_dis</code>	227
9.2.17	Routine <code>noeud</code>	227
9.2.18	Routine <code>schu58_n</code>	227
9.2.19	Routine <code>sum_n</code>	228

III APPENDICES 229

A	Installation sous LINUX	231
A.1	Création de la bibliothèque avec <code>ifc</code>	231
A.2	Installation de PGPLOT	232
A.2.1	Installation intégrale avec <code>ifc</code>	232
A.2.2	Installations sans larme	233
A.2.3	CESAM2 <i>k</i> sans PGPLOT	233
A.3	Exemple de MAKEFILE	233

B	Données diverses	243
B.1	Liste du tableau <code>glob</code>	243
B.2	Liste du tableau <code>var</code>	243
B.3	Liste du tableau <code>list_cesam</code>	244
C	Liste des fichiers binaires	247
D	Liste des fichiers ASCII	249
D.1	Fichiers pour oscillations	249
D.1.1	Fichier pour oscillations adiabatiques	249
D.1.2	Fichier pour oscillations non adiabatiques	251
D.1.3	Fichier pour inversions	252
D.1.4	Utilisation du nombre maximum de couches	253
D.2	Fichier pour diagramme HR	254
D.3	Fichier ASCII des variables de la diffusion du moment cinétique . . .	255
E	Liste détaillée des modules	257
E.1	Module <code>mod_kind</code>	257
E.2	Module <code>mod_numerique</code>	257
E.3	Module <code>mod_donnees</code>	258
E.4	Module <code>mod_variables</code>	266
E.5	Module <code>mod_etat</code>	270
E.6	Module <code>mod_opa</code>	270
E.7	Module <code>mod_conv</code>	270
E.8	Module <code>mod_atm</code>	271
E.9	Module <code>mod_nuc</code>	272
E.10	Module <code>mod_bp_for_alecian</code>	274
E.11	Module <code>mod_evol</code>	274
E.12	Module <code>mod_static</code>	275
E.13	Module <code>mod_cesam</code>	275
E.14	Module <code>mod_exploit</code>	276
F	Contenu des sous-directory	277
F.1	Sous-directory SOURCE	277
F.2	Sous-directory EXPLOIT	286
F.3	Sous-directory TESTS	288
F.4	Sous-directory SCRIPTS	289
F.5	Sous-directory SUN_STAR_DATA	290

Table des figures

1.1	Schéma de l'organigramme général de CESAM2 <i>k</i> . Le programme <code>cesam2k</code> , compilé une fois pour toutes, fait appel à la routine <code>cesam</code> qui constitue en fait, le programme principal. Dans <code>cesam</code> , après des initialisations, on sépare le traitement des 3 possibilités : i) poursuite d'une évolution, ii) initialisation sur la ZAMS homogène, iii) initialisation d'une PMS. Le calcul se poursuit par des opérations de gestion de l'évolution, listing, création de fichiers de sortie, dessin, etc... Est ensuite fait appel à <code>resout</code> , où les équations de l'équilibre quasi-statique sont résolues en alternance avec celles de l'évolution du moment cinétique et de la composition chimique. Ces dernières sont résolues séparément dans <code>evol</code> . Une fois la convergence obtenue, il y a retour vers les algorithmes de gestion de l'évolution de <code>cesam</code> et, de là, poursuite de l'évolution ou retour à <code>cesam</code> pour sortie. Les routines d'analyse numérique et de physique sont sollicitées à différents niveaux de calcul.	7
2.1	Tracés évolutifs incluant la pré-séquence principale pour des étoiles de $0.5M_{\odot}$ à $15M_{\odot}$. Le flash de l'hélium a été dépassé pour les masses supérieures à $3M_{\odot}$. Pour les modèles de $3M_{\odot}$ et de $5M_{\odot}$ les calculs ont été arrêtés après la disparition du carbone au centre. La phase de destruction de l'oxygène a été atteinte pour les modèles de $7M_{\odot}$ et de $10M_{\odot}$. Avec la disparition de l'oxygène dans le noyau, la limite de validité de l'hypothèse d'équilibre quasi-statique a été atteinte pour le modèle de $15M_{\odot}$. Ces tracés ont été obtenus avec le fichier de données du § 3.3 (Page 22).	20
6.1	Profil de la fréquence de Brunt-Väissälä d'un modèle de $10M_{\odot}$ de séquence principale ($X_c = 0.35$), calculé avec la prodédure décrite § 16 (Page 59).	57
7.1	B-splines normalisées d'ordre $m=2$ pour $n=4$ points de grille équidistants.	64
7.2	B-splines normalisées d'ordre $s=2$ (gauche) et $s=3$ (droite) calculées avec la base de C. de Boor pour $n=3$ points de grille équidistants. Les vecteurs nodaux sont schématisés par des croix disposées sous chaque graphe.	65

7.3	Deux itérations ont été nécessaires pour positionner un point de grille sur une limite zone radiative / zone convective. Au cours du processus itératif, le gradient radiatif ∇_{rad} a légèrement diminué, et la limite s'est déplacée vers la droite, alors que le gradient adiabatique ∇_{ad} restait inchangé. Les points de grille se sont successivement déplacés de leurs positions initiales, carrés vides, vers leurs positions finales, cercles vides puis cercles pleins.	77
8.1	Environnement de la routine <code>evol</code> de gestion de l'évolution de la composition chimique et du moment cinétique.	176
8.2	Organigramme de la routine <code>lim_zc</code> de détermination des limites zones radiatives / zones convectives.	184
8.3	Environnement de la routine de calcul des réactions thermonucléaires. La routine <code>nuc</code> est appelée de <code>cesam</code> pour l'initialisation des abondances. Lors d'une évolution, elle est appelée i) de <code>eq_dif_chim</code> ou de <code>rkimps</code> pour le calcul de l'évolution des abondances, suivant qu'il y ait ou non suivi de la diffusion des éléments chimiques, ii) de <code>thermo</code> pour le calcul de l'énergie thermonucléaire libérée, iii) de <code>list</code> pour le calcul des flux de neutrinos. Au premier appel, il y a initialisation des abondances initiales et tabulation des réactions nucléaires suivant le cycle et la compilation des réactions à utiliser, <i>cf.</i> §3.3 (Page 22). Lors des appels suivants, il y a calcul des variations des abondances ou/et de l'énergie thermonucléaire libérée, ou encore des flux de neutrinos.	189
8.4	Organigramme de la routine de la gestion de la résolution des équations de la structure interne <code>resout</code>	205

Liste des tableaux

- 3.1 Valeurs des paramètres numériques suivant les diverses options de précision prévues. Les valeurs de ces paramètres peuvent être adaptées au type d'évolution, en utilisant l'option '**rg**', cf. § 4.8 (Page 45); on utilise alors les paramètres indiqués dans le fichier de nom **reglages** placé dans l'environnement. Les dénominations s'interprètent de la façon suivante : **pr** : précision réaliste, **sp** : super précision, **lm** : pour petites masses (low mass), **av** : pour modèles pouvant atteindre les stades avancés, **np** : pour modèles de précision normale, **co** : pour modèles destinés à l'exploitation des résultats du satellite CoRoT, **sa** : pour modèles solaires. La signification des différents paramètres numériques est explicitée au § 4.8 (Page 45) et dans la routine **cesam** du sous-directory **SOURCE**, lignes 741-766. Les paramètres par défaut sont ceux de la précision réaliste **pr**. D'autres options de précision sont prévues; elles ne sont pas détaillées ici. 26
- 7.1 Coefficients de Eq. 7.17 (Page 91) pour les formules IRK Lobatto IIIC d'ordre $p = 1, 2, 4$ avec $s = 1, 2, 3$ étapes. On utilise la notation usuelle, les c_i , $i = 1, \dots, s$ sont éléments de la première colonne, les b_i ceux de la dernière ligne, les autres coefficients sont les a_{ij} de la matrice caractérisant la formule de Runge-Kutta. 92

Index

pertm_tot.f, 197
2d-2.pms, 286
5d-4.pms, 286
8d-5.pms, 286

A-stable, 90
aal27, 258
ab, 272
ab11, 258
ab_ini, 47, 258
ab_min, 47, 258
abe7, 258
abe9, 258
abon_ini.f, 151, 274, 277
abon_m, 258
abon_rela, 272
abondance d'hélium, 42
abondances, 42, 89, 94
abondances initiales, 28, 42, 143
ac12, 258
ac13, 258
accélération centrifuge, 80, 82,
183
accélération totale, 114
accélération radiatives, 114
accélération effective, 114
adaptation de la grille, 73
add_Al, 42
add_Ar, 42
add_ascii.f, 151, 276, 277
add_B, 42
add_Be, 42
add_C, 42
add_Ca, 42
add_Cl, 42
add_Co, 42
add_Cr, 42
add_F, 42
add_Fe, 42
add_K, 42
add_Li, 42
add_Mg, 42
add_Mn, 42
add_N, 42
add_Na, 42
add_Ne, 42
add_Ni, 42
add_O, 42
add_P, 42
add_S, 42
add_Sc, 42
add_Si, 42
add_Ti, 42
add_V, 42
add_Z, 42
Adelb, 34
af18, 259
af19, 259
afe56, 258
age, 268
age_deb, 273
age_fin, 273
agemax, 27, 259
ah, 259
ah2, 259
ahe3, 259
ahe4, 259
aide mémoire, 2
ajout de mixture, 52
ajout isotope, 51
ajuste, 263
alecian1.f, 30, 152, 275, 277
alecian2.f, 30
ali6, 259
ali7, 259
all_adia, 24
all_ascii, 25
all_invers, 24
all_iter, 32

all_mod, 32
all_nadia, 24
all_output, 263
all_rep, 263
ALLOCATABLE, 3, 231
alpha, 29, 259
amg23, 259
amg24, 259
amg25, 259
amg26, 259
amu, 259
an, 259
an13, 259
an14, 259
an15, 259
ana23, 259
ane20, 259
ane21, 259
ane22, 259
anglais, 39
ao16, 259
ao17, 259
ao18, 259
ap, 259
ap31, 259
approximation de Kippenhahn, 87
approximation monocouche, 80, 183
ar, 272
aradia, 259
arb_rom.f, 223, 257
arb_rom.fasc, 277
arrêt de l'évolution, 59, 80, 82, 183
arret, 27, 264
as32, 259
ascii.f, 44, 153, 276, 277
ascii2bin_opa.f, 13
asi8, 259
atm.f, 153, 272, 277
atmosphère, 59, 79, 182
av, 25

B-splines, 64
baratine, 36, 50
base, 68
base_chim.f, 154, 277
base_rota.f, 155, 277
bashrc, 3
be7sbe9, 273
be7sz, 273
blabla, 36, 50, 286
boite.f, 223, 257, 277
box.f, 223, 257, 277
bp, 266
bp_atm, 271
bp_atm_t, 271
bp_t, 266
Brunt-Väissälä, 59, 139
bsp1ddn.f, 226, 257, 277
bsp1dn.f, 226, 257, 277
bsp_dis.f, 226, 257, 277
bsp_gal.f, 226
bugs, 56
bval0.f, 226, 257, 277
bval1.f, 226, 257, 277
bvald.f, 226, 257, 278

c, 273
C-shell, 3
c13sc12, 273
c_iben, 268
calib2k_.f, 286
calib2k_pms, 37, 289
calib2k_pms.f, 36
calib2k_zams, 37, 289
calib2k_zams.f, 36, 286
calibration solaire, 29
Cau-Fow, 34
cesam.f, 155, 276, 278
cesam2k_dbg.f, 278
cesam2k.f, 156, 278
cesam2k.out, 2, 9, 35
cesam2k_dbg.f, 156
cesamT_dbg.f, 278
cesamT.f, 278
charges, 151
chim, 266
chim_gram.f, 156, 270, 278
chim_t, 266
clight, 259
coca, 27
coeff_rota.f, 157, 275, 278, 287
coeff_rota3.f, 275, 278
coeff_rota3/4.f, 157

- coeff_rota4.f, 275, 278
- coeff_vth.f, 278
- coeur convectif, 139
- cohe, 27
- col_atm.f, 278
- col_qs.f, 278
- coll.f, 226, 257, 278
- coll_atm.f, 157, 272
- coll_qs.f, 158, 275
- collision.f, 159, 275, 278
- colpnt, 257
- colpnt.f, 226, 278
- compilateur ifc, 231, 232
- compilateur INTEL, 232
- compilateurs, 2
- compilation, 3
- compile2k, 37, 289
- compile2k-dbg, 37, 289
- compile2k-dbg_list, 37, 289
- compile2k_list, 37, 289
- conditions limites, 70, 75, 103, 213
- cons_glob_mnt_cin, 31
- cons_loc_mnt_cin, 31
- conseils, 21
- conservation, 94
- conservation du moment cinétique, 96
- constantes physiques, 150
- contraintes, 90
- conv, 159
- conv.f, 270, 278
- conv_a0.f, 135, 160, 270, 278
- conv_cgm_reza.f, 136, 160, 270, 278
- conv_cm.f, 136, 160, 270, 278
- conv_cm_reza.f, 136, 160, 270, 278
- conv_cml.f, 270, 278
- conv_jmj.f, 135, 161, 270, 279
- convd, 274
- convection, 159
- convergence, 90
- convergence forcée, 59
- convf, 274
- coox, 27
- coulomb.f, 161, 275, 279
- cpturb, 29, 259
- cshrc, 3, 233
- ctel, 45, 259
- ctem, 45, 259
- ctep, 45, 259
- cter, 45, 259
- ctes, 161
- ctes_31, 24
- ctes_85.f, 24, 161, 265, 276, 279
- ctes_94.f, 24, 161, 265, 276, 279
- ctes_94m.f, 24, 161, 265, 276, 279
- ctes_ba, 24
- ctes_gaia, 24
- ctet, 45, 260
- cycle CNO, 144
- cycle PP, 144
- cycle3 α , 144
- d_conv, 258
- d_grav, 45, 58, 260
- d_turb, 30, 260
- d_conv, 101
- Debian, 233
- delete_doubles.f, 223, 257, 279
- delfim, 271
- delfip, 271
- dell, 12
- des.f, 3, 161, 276, 279
- des2k_abon.f, 36, 286
- des2k_abontc.f, 36, 286
- des2k_abonts.f, 36, 287
- des2k_bin.f, 37, 287
- des2k_dhve.f, 36
- des2k_diff_osc, 287
- des2k_diff_spl, 287
- des2k_diff_spl.f, 37
- des2k_grad, 287
- des2k_grad.f, 37
- des2k_hr.f, 36, 287
- des2k_opa.f, 37, 287
- des2k_osc.f, 36, 287
- des2k_rot.f, 287
- des2k_rot_ext.f, 287
- des2k_vaiss.f, 287
- des2k_ZC.f, 36, 286
- des_Krot, 262
- des_m.f, 4, 24, 162, 276, 279
- des_r.f, 3, 4, 24, 162, 276, 279

- dessin, 12
- device, 49, 265, 287
- df_rotx, 151
- df_rotx.f, 162, 270, 279
- dgrad.f, 163, 275, 279
- dh, 262
- difdiv.f, 224, 257, 279
- diff_mz04, 31
- diff_tz97, 31
- difficultés, 56
- diffm.f, 163, 275, 279
- diffm_0, 30
- diffm.br.f, 30, 164, 275, 279
- diffm.mp.f, 30, 164, 275, 279
- diff_t.f, 165, 275, 279
- diff_t.gab.f, 30, 165, 275, 279
- diff_t.nu.f, 30, 166, 275, 279
- diff_t.nut.f, 30
- diff_t.smc.f, 30, 279
- diff_t.sun.f, 166, 275, 279
- diffus.f, 167, 275, 279
- diffusion, 30, 130, 263
- diffusion du moment cinétique, 171, 172
- diffusion microscopique, 30
- diffusion microscopique, 91, 101, 170
- diffusion turbulente, 30
- diffusivité horizontale, 118
- diffusivité verticale, 118
- diffw, 276
- diffw.f, 167, 275, 280
- diffw_0.f, 31
- diffw.mpz.f, 31, 275, 276, 280
- diffw.mpz/p03.f, 168
- diffw.p03.f, 31, 275, 276, 280
- diffw.toul.f, 31
- dim_ch, 268
- dim_qs, 268
- dim_rot, 268
- discon, 45
- discontinuité de la densité, 68, 139
- discontinuités fossiles, 139
- divergence, 58
- dl, 262
- dlntc, 45, 47
- dlpp_atm, 271
- dn_fixe, 45, 183, 260
- dnunl.f, 168, 276, 280
- données, 2, 13
- dp, 257
- dpsi, 45, 260
- dr_zc, 274
- dt0, 45, 260
- dt_planet, 273
- dtlist, 27, 260
- dtmax, 45, 260
- dtmin, 258
- dws, 31
- dx_tams, 258
- echarg, 260
- ecran faible, 146
- ecrit_ascii.f, 168, 280
- ecrit_rota.f, 169, 275, 280
- edding.f, 35, 84, 170, 272, 280
- effet d'écran, 146
- éléments à l'équilibre, 145
- elem, 273
- element trace, 164
- elements finis, 97
- en_masse, 45, 263
- end_evol, 32
- end_mod, 32
- energie cinétique, 96
- energie gravifique, 87
- energie thermonucléaire, 146
- engan_al, 28
- engan_cha, 28
- engan_w, 28
- eps, 274
- eq_atm.f, 170, 272, 280
- eq_diff_chim.f, 170, 275, 280
- eq_diff_poisson.f, 171, 275
- eq_diff_rota.f, 172
- eq_diff_rota3.f, 275, 280
- eq_diff_rota4.f, 275, 280
- eq_ini_rota4.f, 280
- equation d'état, 33
- equations d'évolution, 70, 75, 147
- equations de Burgers, 164

equations de la structure
 interne, 70
 eta.f, 280
 etat, 172
 etat.f, 172, 270
 etat_ceff.f, 173, 270, 280
 etat_eff.f, 33, 173, 270, 280
 etat_gong1.f, 33, 174, 270, 280
 etat_gong2.f, 33, 174, 270, 280
 etat_mhd.f, 18, 33, 174, 270, 280,
 290
 etat_opal.f, 15, 17, 33, 174, 270,
 280
 etat_opalX.f, 17, 33, 174, 270,
 280
 etat_opalZ.f, 17, 33, 174, 270,
 280
 eve, 260
 evol.f, 175, 275, 280
 evol2k_pms, 37, 289
 evol2k_zams, 37, 289
 evolution temporelle, 89
 exe2k, 3, 37, 289
 exe2k-dbg, 37, 289
 EXPLOIT, 2
 extension .mix, 40

 f037_2k.f, 36, 287
 f_eos, 32, 265
 f_opa, 33, 265
 f_rad.f, 177, 275, 280
 fac, 275
 facteurs de répartition, 76
 fcmax, 178
 fcmax.f, 281
 fermi_dirac.f, 224, 257, 281
 fesh_des, 262
 fesh_sol, 260
 fichier de données, 22
 fichier de sorties ASCII, 24
 fichier mon_modele_B.pms, 179
 fichier_vent.f, 37, 287
 fichiers d'oscillations, 249
 fmin_abon, 47
 fonction d'espacement, 75
 fonction de répartition, 76
 forces radiatives, 114

 FORTRAN95, 2
 from_alecian.f, 178, 281

 g, 260
 gain de masse, 42
 garde_xish, 28, 29, 263
 gauss_band.f, 224, 257, 281
 genere_bases.f, 257
 genere_cesam2k, 3, 37, 289
 genere_cesam2k-dbg, 37, 290
 glob, 243
 gmsol, 260
 Gnome, 233
 grad_lovi, 263
 grad_ovs, 263
 granr, 260
 gravité, 114
 grille équidistante, 74
 grille adaptative, 76
 grille_fixe, 28, 175, 263

 h, 262
 h2sh1, 273
 he3she4, 273
 he3she4z, 273
 He_ajuste, 263
 he_core, 27, 260
 hhe_core, 260
 hopf.f, 35, 84, 178, 272, 281
 horner.f, 224, 257, 281
 hpl, 260
 hsra.f, 35, 281

 i3al, 273
 i_ex, 262
 iben.f, 179, 274, 281
 id_conv, 268
 idis, 274
 if_conv, 268
 ifc, 232
 ife56, 262
 ihe4, 150, 262
 iLi7, 262
 indices spécifiques, 150
 ini0, 45, 262
 ini_ctes.f, 150, 179, 265, 276,
 281
 initialise_poisson.f, 275

initialise_rota.f, 179, 275, 281
 initialise_rota4.f, 281
 initialise_u.f, 179, 275
 initialise_w.f, 180, 275
 intégrales de collision, 108, 159
 intégration numérique, 63
 integrales, 281
 inter.f, 180, 270, 281
 inter_atm.f, 181, 276, 281
 intgauss.f, 224, 257, 281
 Ipg, 262
 Ipgt, 271
 IRK Lobatto IIIC, 91
 iter_qs, 47
 izz, 273

 jacob_rota.f, 281
 jacobien, 148
 jlim, 268
 jlim_t, 268
 journal, 2, 281
 jours, 31
 jpz, 29, 138, 264

 k5750.f, 35, 84, 181, 272, 281
 k5777.f, 35, 84, 181, 272, 281
 kappa_cond, 270
 kappa_cond.f, 181, 281
 kbol, 260
 kind, 5
 kipp, 45, 264
 kms/s, 31
 knot, 268
 knot_ptm, 268
 knot_t, 268
 knot_tds, 269
 knot_tds_t, 269
 knot_temp, 273
 knotc, 268
 knotc_t, 268
 knotr, 268
 knotr_t, 268
 Krot, 262
 Kubuntu, 233

 10, 47
 l_des, 262
 langue, 39, 264, 287
 lbol0, 260
 lconv, 269
 lconv_t, 269
 ld, 262
 Ledoux, 29, 134, 163, 183
 ledoux, 264
 left_right.f, 227, 281
 lhe_stop, 269
 li6sli7, 273
 li_ini, 260
 lib_del, 290
 lib_del_repl, 37, 290
 lib_repl, 37, 290
 libcesam2k.a, 4
 lim, 269
 lim_atm.f, 35, 182, 272, 281
 lim_gong1.f, 35, 182, 272, 282
 lim_gong2.f, 282
 lim_jpz, 32, 264
 lim_ro, 35, 264
 lim_t, 269
 lim_tau1.f, 35, 182, 272
 lim_zc.f, 183, 275, 282
 limitation des écritures, 50
 limitation des sorties, 36, 50
 limite externe, 154
 limites zones radiatives / zones
 convectives, 58
 linf.f, 227, 257, 282
 link, 14
 LINUX, 2, 3, 35
 lisse, 264
 list.f, 185, 276, 282
 list_cesam, 4, 244, 282
 lit_binaire.f, 186, 276, 282
 lit_hr.f, 186, 276, 282
 lit_nl.f, 187, 265, 276, 282
 lit_osc.f, 58
 lm, 26
 lmix.f, 187, 275, 282
 ln10, 260
 ln_Tli, 260
 lnt_stop, 260
 loc_zc, 45, 260
 log_teff, 27, 260
 logl_max, 262
 logl_min, 262

logteff_max, 262
 logteff_min, 262
 lsol, 260
 lt_stop, 269
 ltaue, 271
 ltauf, 271
 lw_perte, 275
 lx_stop, 270

 m, 272
 m010.zams, 287
 m020.zams, 287
 m050.zams, 287
 m23, 267
 m23_t, 267
 mélange convectif, 138
 météorites, 28
 métal/H, 29
 métal/Z, 29
 méthode de collocation, 66
 méthode de Galerkin, 66
 méthode de résolution, 63
 m_atm, 271
 m_ch, 45, 262
 m_ptm, 45, 262
 m_qs, 45, 262
 m_rot, 263
 m_tds, 45, 263
 m_temp, 272
 m_zc, 267
 m_zc_t, 267
 makefile, 233, 289, 290
 Mandrake, 233
 MARCS, 35
 MARCS.f, 35
 marcs.f, 282
 masses atomiques, 151
 matin.f, 224, 257, 282
 max_local.f, 224, 257, 282
 mc, 266
 mc_fixe, 266
 mc_t, 266
 mct, 266
 mct_t, 266
 mdot, 25, 260
 me, 261
 methode, 265
 mg25smg24, 273
 mg26smg25, 273
 min_max.f, 224, 257, 276, 282
 min_max_cond.f, 224, 276, 282
 mitler, 34, 146, 264
 mix, 275
 mixture, 40, 52, 287
 mod_atm.f, 5, 271, 282
 mod_bp_for_alecian.f, 274, 282
 mod_cesam.f, 3, 5, 275, 282
 mod_conv.f, 5, 270, 282
 mod_donnees.f, 5, 150, 258, 282
 mod_etat.f, 5, 270, 282
 mod_evol.f, 5, 274, 282
 mod_exploit.f, 5, 276, 282
 mod_kind.f, 5, 257, 282
 mod_nuc.f, 5, 272, 282
 mod_numerique.f, 5, 257, 283
 mod_opa.f, 5, 270, 283
 mod_static.f, 5, 275, 283
 mod_variables.f, 5, 266, 283
 modèle de PMS, 179
 modèle de ZAMS, 58
 model_num, 269
 modif_chim, 264
 modif_mix, 28, 287
 modif_mix.f, 188, 283
 modif_xish, 42
 moment cinétique, 96
 mon_modele-ad.osc, 24, 249
 mon_modele-ascii, 24
 mon_modele-inv.osc, 24, 252
 mon_modele-nad.osc, 24, 251
 mon_modele.don, 2, 21, 287
 mon_modele.HR, 254
 mon_modele.modif_mix, 287
 mon_modele.rap_iso, 288
 mon_modele.vent, 288
 mrot, 266
 mrot_t, 266
 mrott, 266
 mrott_t, 266
 msol, 261
 mstar, 268
 mstar_t, 268
 mterre, 261
 mtot, 25, 261

mu_saha, 47, 264
 mvt_dis, 45, 264
 mw_tot, 268
 mw_tot_t, 268
 mx, 25
 mzc_ext, 273

 n15sn14, 273
 n23_atm, 271
 n_atm, 45, 263
 n_ch, 269
 n_ch_t, 269
 n_max, 24, 263
 n_min, 258
 n_mix, 275
 n_ptm, 269
 n_qs, 269
 n_qs_t, 269
 n_rot, 269
 n_rot_t, 269
 n_tds, 269
 n_tds_t, 269
 n_temp, 273
 nœud sur une limite ZR/ZC, 77
 NACRE, 34
 nb_max_modeles, 27, 263
 nb_modeles, 269
 nc_fixe, 269
 nchim, 263
 ndis, 274
 ne, 263
 ne22sne20, 273
 ne_atm, 271
 nelem_ini, 272
 neutrinos, 146
 neville.f, 225, 257, 283
 new_bv, 47, 140
 newspl.f, 227, 257, 283
 newspl_gal.f, 227, 283
 newton.f, 225, 257, 283
 niso_tot, 272
 NL_ATM, 22, 35, 86
 NL_CESAM, 22, 24
 NL_CHIM, 22, 28, 143
 NL_CONV, 22, 29, 58, 135, 137, 138
 NL_DIFF, 22
 NL_ETAT, 22, 32
 NL_EVOL, 27
 NL_MASS, 22, 25
 NL_MODIF_MIX, 42
 NL_NOMS, 24
 NL_NUC, 22, 34, 146
 NL_OPA, 22, 33
 NL_RLG, 45
 NL_ROT, 22, 31
 NL_TEMPS, 22, 59
 no_croiss, 257
 no_des, 24, 32, 162
 no_frad, 30
 no_output, 24
 noedif, 227
 noedif.f, 227, 257, 283
 noein.f, 227, 257, 283
 noeu_dis.f, 227, 257, 283
 noeud.f, 227, 257, 283
 nom_abon, 22, 28, 265
 nom_atm, 22, 35, 264, 272
 nom_chemin, 22, 24, 265
 nom_conv, 22, 265
 nom_ctes, 22, 24, 265
 nom_des, 22, 265
 nom_des_rot, 32
 nom_diffm, 22, 30, 265
 nom_diff_t, 22, 30, 265
 nom_diffw, 32, 265
 nom_elem, 264
 nom_etat, 22, 33, 265
 nom_fich2, 265
 nom_frad, 30, 265
 nom_nuc, 22, 34, 265
 nom_nuc_cpl, 34, 265
 nom_opa, 22, 33, 265
 nom_output, 24, 265
 nom_perte, 22
 nom_pertm, 25, 265
 nom_pertw, 32, 265
 nom_qs, 275
 nom_rot, 264
 nom_tdetau, 22, 35, 265
 nom_thw, 31, 265
 nom_xheavy, 264
 nombre électrons libres, 145
 nombre de couches, 253
 nombre total de couches, 74

- normalisation, 95
- notations, 71
- NOTICE, 2
- np, 26, 58
- nr, 26
- nreac, 273
- nreac_tot, 272
- nrl, 263
- nrot, 263
- nu_min, 274
- nuc.f, 188, 274, 283
- nuc_gong.f, 144
- nucleo, 258
- numéro de version, 2
- numérotation des modèles, 24, 27
- nuzc_ext, 273
- nzc, 274

- o17so16, 273
- o18so16, 273
- object module, 4
- old_ptm, 266
- opa.f, 190, 270, 283
- opa_compton.f, 270, 283
- opa_gong.f, 33, 191, 270, 283
- opa_houdek.f, 291
- opa_houdek9.f, 14, 33, 191, 270, 283
- opa_int_zsx.f, 33, 192, 270, 283
- opa_opal2.f, 192, 270, 283
- opa_opal2_cno, 33
- opa_opal2_co, 33
- opa_opalC0.f, 33, 193, 270, 283
- opa_yveline.f, 33, 194, 270, 283, 290
- opa_yveline_jorgen.f, 33
- opa_yveline_lisse.f, 33, 195, 270, 283
- opacité, 13, 33, 190
- opalX_ascii_bin.f, 17
- opalZ_ascii_bin.f, 17
- optimisation, 59
- option mixture, 40
- ord_qs, 263
- ordre, 45, 263
- ordre des éléments, 144
- osc_adia.f, 24, 195, 276, 283
- osc_invers.f, 24, 195, 276
- osc_invers.f], 284
- osc_nadia.f, 24, 276, 284
- osc_noad.f, 195
- output.f, 195, 276, 284
- overshoot, 138
- ovshti, 29, 138, 261
- ovshts, 29, 138, 261

- p_atm, 271
- p_pertw, 32, 261
- pas temporel, 90
- pause.f, 225, 257, 284
- personnalisation, 39
- perte de masse, 42
- pertm.f, 196, 275
- pertm.f], 284
- pertm_ext.f, 25, 196, 275, 284
- pertm_msol.f, 25, 196, 275, 284
- pertm_tot.f, 25, 275, 284
- pertm_waldron.f, 25, 197, 275, 284
- pertw.f, 197, 275, 284
- pertw_0, 32
- pertw_loc.f, 32, 198, 275, 284
- pertw_ptm.f, 32, 198, 275, 284
- pertw_sch.f, 32, 198, 275, 284
- Petrov-Galerkin, 99
- PGPLOT, 2, 3, 232, 233, 289
- pgplot_factice, 233, 284
- pgplot_factice.f, 225
- phi, 258
- pi, 261
- planétoides, 43, 103
- planet, 288
- planetoides.f, 199, 274, 284
- plot_reac_nuc.f, 288
- plot_rota.f, 225, 284
- PMS, 179
- pnzc, 258
- point de collocation, 70
- POINTER, 3, 231
- poisson_initial.f, 199
- polyder.f, 225, 257, 284
- post, 27
- pp1.f, 34, 200, 274, 284
- pp3.f, 34, 200, 274, 284
- ppcno10.f, 34, 200, 274, 284

ppcno10BeBFe.f, 34, 200, 274, 284
 ppcno10Fe.f, 34, 201, 274, 284
 ppcno10K.f, 34, 201, 274, 284
 ppcno11.f, 34, 201, 274, 285
 ppcno12.f, 34, 202, 274, 285
 ppcno12Be.f, 34, 202, 274, 285
 ppcno12BeBFe.f, 34, 202, 274, 285
 ppcno12Li.f, 34, 202, 274, 285
 ppcno3a12Ne.f, 34, 203, 274, 285
 ppcno3a9.f, 34, 203, 274, 285
 ppcno3aco.f, 34, 203, 274, 285
 ppcno9.f, 34, 203, 274, 285
 ppcno9Fe.f, 34, 204, 274, 285
 précision de l'intégration, 96
 precision, 25, 264
 precit, 45, 261
 precix, 45, 261
 pression turbulente, 58, 70, 136
 print_ctes.f, 204, 285
 problème raide, 89
 psi0, 45, 268
 pt_atm, 271
 pturb, 264

 q, 267
 q0, 47, 272
 q.t, 267
 qt, 267
 qt.t, 267

 r2, 267
 r2.t, 267
 réactions thermonucléaires, 34,
 51, 144
 réglages, 45
 résolution de problèmes
 différentiels, 65
 r_atm, 271
 r_ov, 267
 r_ov.t, 267
 r_qs, 258
 r_zc, 267
 r_zc_conv, 267
 r_zc.t, 267
 raccord des ∇ , 82
 rad, 272
 rad/s, 31
 rap_iso, 288
 rapport des abondances, 42
 rapports isotopiques, 41, 151
 rayon bolométrique, 81
 rayon observable, 80
 re_nu, 30, 261
 read_ascii.f, 204, 276, 285
 reconstitution de l'atmosphère,
 80, 85
 RedHat, 233
 réglages, 288
 rempl2k_mod, 37, 290
 rempl2k_mod_dbg, 37, 290
 renormalisation, 175
 rep_atm, 264
 resout.f, 206, 275, 285
 resout_chim.f, 207, 275, 285
 resout_rota.f, 208, 275, 285
 resout_rota3.f, 208, 275
 resout_rota4.f, 208, 275
 restitution de l'atmosphère, 35
 restructuration, 1
 rg, 26, 45
 rkimps.f, 209, 210, 275, 285
 ro_test, 45, 261
 roger.f, 285
 roger00.f, 35, 84, 210, 272, 290
 roger02.f, 35, 84, 210, 272
 roger05.f, 35, 85, 210, 272
 roger10a.f, 35, 85, 210, 272
 rot_0, 31
 rot_cte, 31
 rot_min, 258
 rot_solid, 264
 rota, 266
 rota.t, 266
 routine de dessin, 24
 routine de sorties ASCII, 24
 routines dépendantes, 149
 routines de convection, 159
 routines de physique, 149
 routines disponibles, 24
 routines génériques, 149
 RPM, 233, 289
 rq_reac.f, 211, 274, 285
 rsol, 261
 rstar, 268

sa, 26
 saha.f, 105, 211, 270, 285
 schu58_n.f, 227, 257, 285
 Schwarzschild, 134, 163, 183
 SCRIPTS, 2
 secon6, 261
 semi convection, 58
 semi-convection, 139
 semi_convection, 30
 shell.f, 225, 257, 285
 sigma, 261
 singularité des gradients, 72
 solaire_ag3_03, 28
 solaire_ag3_05, 28
 solaire_gn, 28
 solaire_gs, 28
 sortie.f, 212, 270
 sortie_ascii, 288
 sorties ASCII, 24
 SOURCE, 2
 source, 265
 sp, 26, 257
 sr, 26
 stabilité, 90
 static.f, 213, 275, 285
 static_m.f, 213, 275, 285
 static_r.f, 213, 275, 285
 sum_n.f, 228, 257, 285
 SUN_STAR_DATA, 2, 13
 superconvergence, 68
 SuSE, 233

 t_ajuste, 264
 t_atm, 271
 t_gab, 274
 t_inf, 261
 t_stop, 27, 261
 t_sup, 261, 273
 tab_vth.f, 286
 tabul_nuc.f, 150, 151, 215, 274,
 286
 tau, 271
 tau_max, 35, 261
 tau_min, 271
 taueff.f, 215, 272, 286
 taux_nu.f, 274
 taux_nuc.f, 216, 286
 taux_reac, 272
 tdetau.f, 216, 272, 286
 tds, 266
 TdS varie trop, 56
 tds_t, 266
 teff_des, 262
 temp, 272
 test_acc_rad.f, 288
 test_atm.f, 288
 test_bsp_dis.f, 288
 test_cesam.f, 288
 test_coef_diff.f, 288
 test_coeff_rota.f, 288
 test_collision.f, 288
 test_colloc.f, 288
 test_convection.f, 288
 test_data_ceff.f, 288
 test_data_eff.f, 288
 test_der_rotx.f, 288
 test_etat/2.f, 288
 test_jacobien_reac_nuc.f, 288
 test_lim_ZC.f, 288
 test_mu_mol.f, 288
 test_nl.f, 288
 test_opa.f, 288
 test_opa_opal2.f, 289
 test_opacite.f, 289
 test_read_osc.f, 289
 test_rkimps.f, 289
 test_saha.f, 289
 test_tabul_reac.f, 289
 test_tdetau.f, 289
 test_thermo.f, 289
 test_thermo_atm.f, 289
 TESTS, 2
 thermo.f, 217, 275, 286
 thermo_atm.f, 218, 272, 286
 thw, 265
 tot_conv, 270
 tot_rad, 270
 trho.f, 219, 272, 286
 ttemp, 272
 turbulence rotationnelle, 118

 ua, 261
 un_eps, 274
 unit, 31, 264

unités, 149
UNIX, 2, 3, 35
update.f, 219, 275, 286

var, 243
variable eulérienne, 76
variable indépendante, 70
variable lagrangienne, 70
variables, 68
variables d'intégration, 71
vecteur nodal, 69
vent.f, 42, 103, 210, 220, 274,
286, 288
version, 258

W_FORM, 132
w_form, 261
w_rot, 31, 261
WINDOWS, 2
write_nl.f, 220, 276, 286
wrot, 268
wrot_t, 268

x0, 28, 261
x_ajuste, 264
x_atm, 271
x_atm_t, 271
x_mix, 274
x_planet, 267
x_ptm, 267
x_stop, 27, 261
x_tams, 258
x_tds, 267
x_tds_t, 267
xcoll, 275
xl, 267
xleft, 262
xt_atm, 271
xt_ptm, 267
xt_tds, 267
xt_tds_t, 267
xvent, 258

y0, 28, 261
y_age, 262
ybot, 262

z0, 261
z14xcotrin21.f, 221, 286
zams, 27
zi, 258
zone de vent, 103
zoning.f, 225, 257, 286
zoom, 47, 288
zsx0, 28, 261
zsx_sol, 261

Première partie

**IMPLANTATION et
EXPLOITATION**

Chapitre 1

La version 2000 de CESAM

On n'exécute pas tout ce qui se propose

Et le chemin est long du projet à la chose.

Le Tartuffe.

1.1 La restructuration

En vue d'extensions futures, une restructuration¹ de CESAM est apparue nécessaire. Elle est articulée autour d'une réécriture du code en `FORTRAN95` qui permet le regroupement des routines en `MODULEs`². Elle concerne les points suivants :

- dépoussiérage et fiabilisation des algorithmes,
- suppression de variables et de routines obsolètes,
- amélioration de la lisibilité, en particulier par l'utilisation de tableaux à plusieurs dimensions qui, grâce aux `MODULEs`, sont gérés de façon plus fiable et surtout plus simple par `FORTRAN95` que par `FORTRAN77`,
- exploitation sous forme "générique" des routines de physique, afin d'éviter les arborescences d'`EXTERNALs` et ainsi de faciliter et fiabiliser la mise en œuvre des extensions et des modifications ultérieures,
- utilisation de facilités de programmation offertes par `FORTRAN95` par exemple : allocation dynamique des tableaux, boucles infinies, opérations sur les tableaux, gestion des chaînes de caractères, etc...
- `CESAM2k` est un abrégé de `CESAM2000`.

On trouvera § 1.1 (Page 7) un organigramme général du code.

¹Ce paragraphe concerne principalement les utilisateurs habitués aux versions précédentes de CESAM.

²Un module est une sorte de "super `COMMON`". Un des intérêts de cette structure réside dans le fait que le compilateur vérifie la concordance des types, (`real`, `integer`...), du nombre, des dimensions des arguments des listes d'appel des routines entre le programme appelant et la routine appelée.

1.2 CESAM2*k*

Le principe de l'exploitation de CESAM2*k* est différent de celui utilisé dans les versions précédentes de CESAM. L'exécutable, `cesam2k.out`, est créé une fois pour toutes. C'est dans le fichier de données, `mon_modele.don`, que la physique à utiliser est indiquée conjointement aux principaux paramètres définissant le modèle à calculer. Il n'y a donc plus à créer d'exécutable adapté à chaque utilisation, comme c'était le cas avec les versions précédentes de CESAM. Il est toutefois possible de modifier la plupart des options retenues dans la source, grâce à des fichiers de "réglage" décrits au § 4 (Page 39), qui permettent d'adapter CESAM aux moyens de calcul dont on dispose et, dans une large mesure, aux particularités des modèles à calculer.

CESAM2*k* est programmé en FORTRAN95, ce qui permet un dimensionnement dynamique des tableaux adapté à chaque cas particulier. Les compilateurs suivants ont été utilisés avec succès :

- sous LINUX : `ifc` de INTEL, Lahey-Fujitsu `lf95`,
- sous UNIX : compilateur UNIX des machines ALPHA
- sous WINDOWS : Compact Visual Fortran

La signification du numéro de version `CESAM2k.Vi.j.k` est la suivante :

i augmente d'une unité à chaque modification du contenu des fichiers binaires de reprise `*.pms`, `*.rep`, `*.dat`, *etc...* les indices suivants **j** et **k** étant remis à 0.

j augmente d'une unité à chaque modification du contenu d'un des fichier ASCII de données `*.don` ou de personnalisation, l'indice suivant **k** est remis à 0.

k augmente d'une unité à chaque modification notable.

Dans le sous-directory `SOURCE`, le fichier "journal" contient une description succincte de la chronologie des aménagements effectués.

1.2.1 PGPLOT

CESAM2*k* utilise le logiciel de dessin PGPLOT dont le fichier de configuration n'est pas prévu pour le compilateur `ifc`. Thierry Corbard, Observatoire de la Côte d'Azur, a construit les procédures nécessaires que l'on trouvera dans le sous-directory `SCRIPTS`. Il est possible d'éviter l'emploi de ce logiciel, *cf.* § A.2.3 (Page 233)

1.3 Contenu de la distribution

Le package `CESAM2k3` contient les sous-directory :

- `EXPLOIT` : ensemble de programmes et d'exemples de fichiers pour l'exploitation.
- `NOTICE` : sources \LaTeX et fichiers postscript de la notice d'utilisation et de l'aide-mémoire.
- `SCRIPTS` : ensemble de procédures UNIX/LINUX pour l'installation et l'exploitation avec les shells `csh` et `bash`, et un `makefile`.
- `SOURCE` : ensemble des routines, modules et programmes de la source.
- `SUN_STAR_DATA` : ensemble de données physiques, tables d'EOS par exemple.

³2k pour "2000".

- TESTS : programmes de test⁴.

1.4 Installation

On décrit l'installation sous UNIX/LINUX en utilisant le C-shell.

PB Avec un compilateur dont la version n'est pas à jour de la norme F95, (comme certaines versions du compilateur d'INTEL⁵) il y aura refus d'effectuer une allocation dans une routine autre que celle où est déclarée l'allocation. Il y a lieu de remplacer dans les routines concernées, les instructions ALLOCATABLE par POINTER pour les tableaux incriminés *cf.* § A.1 (Page 231).

- Détarer la distribution :

```
tar -xzvf CESAM2k.tar.gz
```

Le sous-directory CESAM2k est créé⁶. Il contient 6 sous-directory tarés et compressés :

```
EXPLOIT.tar.gz
NOTICE.tar.gz
SCRIPTS.tar.gz
SOURCE.tar.gz
SUN_STAR_DATA.tar.gz
TESTS.tar.gz
```

Il convient de les détarer au fur et à mesure des besoins. Cette disposition permet de placer ces sous-directory aux endroits les mieux adaptés et ainsi de faciliter les mises à jour qui, la plupart du temps, n'affectent que le seul sous-directory SOURCE.

- Dans le sous-directory SCRIPT, adapter au compilateur F95 utilisé, les paramètres des procédures de compilation `compile2k` et d'exécution `exe2k`; y indiquer aussi les chemins de la source et des bibliothèques de données physiques qui seront utilisées. Rendre les procédures exécutables : `chmod 700 *`.

- Pour une utilisation avec le shell `csh` ou `tcsh`, dans le fichier `.cshrc` ajouter les chemins de la bibliothèque et des exécutables, par exemple :

```
set mypath=(.... ~/CESAM2k/SOURCE ~/CESAM2k/EXPLOIT .....)
set path=(. ~ ~/SCRIPTS $path $mypath) .....
```

Avec le shell `bash`, dans le fichier `.bashrc`, ces instructions deviennent :

```
PATH="$PATH :~/CESAM2k/SCRIPTS :~/CESAM2k/EXPLOIT :~/CESAM2k/SOURCE"
export PATH
```

- Si ce n'est déjà fait, installer le logiciel de dessin PGLOT⁷, et indiquer le chemin de sa bibliothèque dans le fichier `.cshrc` :

```
LD_LIBRARY_PATH **** :/usr/lib/pgplot
```

⁴Certains de ces programmes sont à adapter à la présente version de CESAM2k.

⁵Contrairement aux idées reçues, ce compilateur n'est pas gratuit, *cf.* le contrat de licence.

⁶Dans cette notice les numéros de version et les indications de date sont volontairement ignorés.

⁷Avec son mode d'emploi, le logiciel PGLOT est téléchargeable via `anonymous ftp` à l'adresse `http://astro.caltech.edu/~tpj/pgplot/`.

et définir la variable d'environnement⁸ :

```
setenv PGPLOT_DIR /usr/lib/pgplot.
```

On donne au §A.2.1 (Page 232) un supplément d'informations concernant l'installation de ce logiciel.

A défaut, de ce logiciel de dessin, dans le sous-directory SOURCE :

- Supprimer `boite`, `box`, `des_r`, `des_m` de la liste des INCLUDE du module `mod_numerique`.
- Dans la subroutine `des`, ne conserver que CASE ('no_des') et, éventuellement, CASE DEFAULT.
- Dans la subroutine `sortie`, supprimer CALL `pgend`.

PB La liste de ces corrections est peut être incomplète.

1.5 Adaptation de la source

Avant de créer le module exécutable, il convient d'adapter certains paramètres libres de la source à l'installation dont on dispose.

- Dans la routine `des_m`, ligne 105, adapter le nom du "device" : `device='/xw'`, éventuellement coder `device='?'` de façon à obtenir la liste des devices disponibles.
- Faire de même dans la routine `des_r`, ligne 89.

Dans les routines `des_m` et `des_r` il conviendra, par la suite, d'adapter la hauteur et la largeur des cadres, de façon à optimiser leur centrage dans la fenêtre dont on dispose, ou encore de personnaliser le dessin *cf.* §4.10 (Page 49).

1.6 Création du module exécutable

Se placer dans le sous-directory SOURCE, y lancer la procédure⁹ `genere_cesam2k`. Après la compilation, on obtient la liste des "object module" de la bibliothèque `libcesam2k.a` et le menu d'entrée de CESAM :

```
mod_kind.o
mod_numerique.o
mod_donnees.o
mod_variables.o
mod_etat.o
mod_opa.o
mod_conv.o
mod_atm.o
mod_nuc.o
mod_bp_for_alecian.o
mod_evol.o
mod_static.o
mod_cesam.o
```

⁸Une de ces instructions est peut être redondante. L'avis d'experts est accepté.

⁹Dans la suite le symbole `<==` indique une instruction à saisir.

```
mod_exploit.o
Encountered 0 errors, 0 warnings in file cesam2k.f.
```

CESAM speaks a bit of english if you include in the working directory a file named `langue` with the statements :

```
&NL_LANGUE
```

```
langue='english'
```

```
/
```

cf. `aide_mem2k`, chapter `Personnalisation`

Pour arrêter : taper 0 puis RETURN

Pour poursuivre une évolution : taper 1 puis RETURN

Pour initialiser un modèle de ZAMS : taper 2 puis RETURN

Pour initialiser un modèle de PMS : taper 3 puis RETURN

ARRET

Suivant l'installation et les paramètres de compilation retenus, la création de la bibliothèque et du module exécutable nécessitent de l'ordre de 3 à 10 minutes.

De façon similaire, on peut créer un exécutable de debug avec la procédure `genere_cesam2k-dbg` du sous-directory `SCRIPTS`.

1.6.1 Utilisation d'un MAKEFILE

Il est évidemment possible d'exploiter `CESAM2k` via un `MAKEFILE`. Th. Corbard a construit celui placé dans le sous directory `SCRIPT` et donné en exemple au § A.3 (Page 233). Pour l'utiliser placer le fichier `makefile` dans le sous-directory `SOURCE`. Adapter les arguments au compilateur utilisé et les divers chemins. Enfin, saisir la commande `make`, le module exécutable `cesam2k.out` se construit automatiquement.

1.6.2 Fonctions des modules

Les modules de `CESAM2k` ont les fonctionnalités suivantes :

- Module `mod_kind` : regroupe les types des variables.
- Module `mod_numerique` : regroupe les routines purement numériques et les routines d'exploitation.
- Module `mod_donnees` : regroupe la plupart des quantités fixes au cours de l'évolution.
- Module `mod_variables` : regroupe la plupart des quantités variables au cours de l'évolution.
- Module `mod_etat` : regroupe les routines concernant l'équation d'état.
- Module `mod_opa` : regroupe les routines concernant le calcul de l'opacité.
- Module `mod_conv` : regroupe les routines concernant la convection.
- Module `mod_atm` : regroupe les routines de restitution de l'atmosphère.
- Module `mod_nuc` : regroupe les routines concernant les réactions thermonucléaires.
- Module `mod_bp_for_alecian` : regroupe les routines concernant le calcul des accélérations radiatives, suivant le formalisme de G.Alécian.

- Module `mod_evol` : regroupe les routines concernant l'évolution temporelle de la composition chimique.
- Module `mod_static` : regroupe les routines concernées par la résolution de l'équilibre quasi-statique.
- Module `mod_cesam` : regroupe les routines concernant la gestion du calcul.
- Module `mod_exploit` : regroupe des routines concernées par l'exploitation des résultats.

On trouvera §1.1 (Page 7) un organigramme général du code. Chaque routine `PRIVATE` et/ou `PUBLIC` est introduite sous la forme d'`INCLUDE` dans son module d'appartenance, le nom de ce dernier indiqué dans des commentaires au début de chaque routine.

ORGANIGRAMME GÉNÉRAL

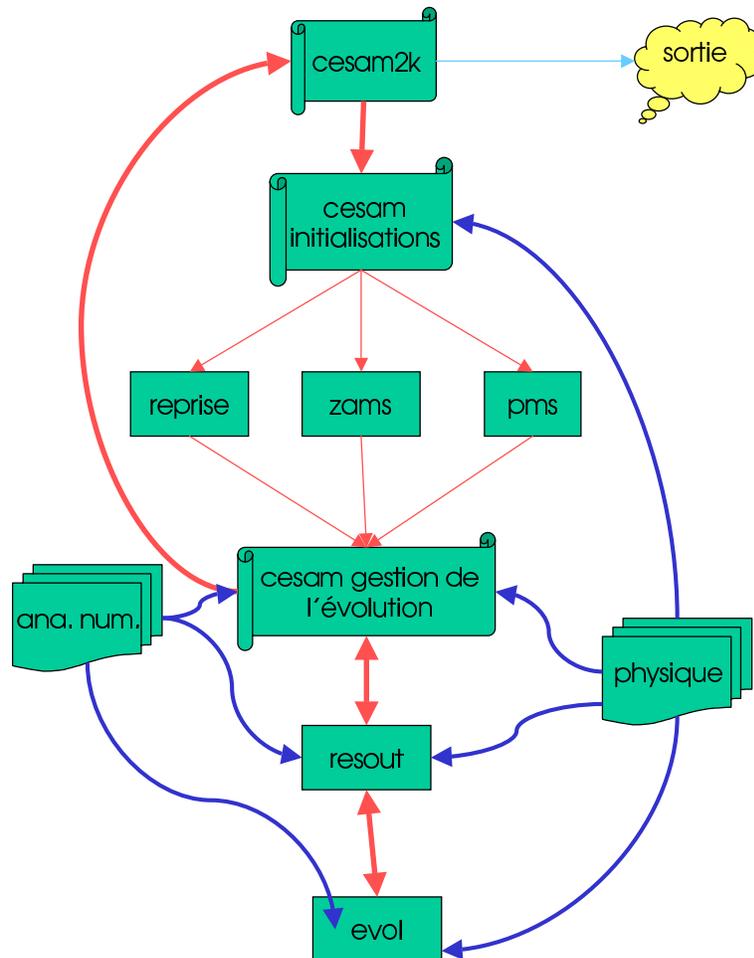


FIG. 1.1 – Schéma de l'organigramme général de CESAM2k. Le programme **cesam2k**, compilé une fois pour toutes, fait appel à la routine **cesam** qui constitue en fait, le programme principal. Dans **cesam**, après des initialisations, on sépare le traitement des 3 possibilités : i) poursuite d'une évolution, ii) initialisation sur la ZAMS homogène, iii) initialisation d'une PMS. Le calcul se poursuit par des opérations de gestion de l'évolution, listing, création de fichiers de sortie, dessin, etc... Est ensuite fait appel à **resout**, où les équations de l'équilibre quasi-statique sont résolues en alternance avec celles de l'évolution du moment cinétique et de la composition chimique. Ces dernières sont résolues séparément dans **evol**. Une fois la convergence obtenue, il y a retour vers les algorithmes de gestion de l'évolution de **cesam** et, de là, poursuite de l'évolution ou retour à **cesam** pour sortie. Les routines d'analyse numérique et de physique sont sollicitées à différents niveaux de calcul.

Chapitre 2

Implantation

2.1 Test de fonctionnement

Toutes les données physiques utilisées dans ce test de fonctionnement sont implantées dans la SOURCE.

Copier les fichiers `mon_modele.don` et `m010.zams` du sous-directory `EXPLOIT` dans le sous-directory `TESTS` dans lequel on se placera. Editer le fichier `mon_modele.don`.

- Remplacer "des_m" par "no_des" si PGPLOT n'est pas opérationnel.
- Adapter "nom_chemin" au chemin du sous-directory `SUN_STAR_DATA` de votre installation.
- Rétablir les instructions suivantes :

```
&NL_CESAM
NOM_CHEMIN='~/SUN_STAR_DATA/',    <==== à adapter
NOM_CTES='ctes_94',
NOM_DES='des_m',    <==== à adapter
NOM_OUTPUT='no_output',
N_MAX=2000,
PRECISION='np'
/
&NL_MASS
MTOT=1.d0,
NOM_PERTM='pertm_ext',
MDOT=0.d0
/
&NL_EVOL
AGEMAX=1.d2,
ARRET='else',
DTLIST=1.d10,
LOG_TEFF=10.d0,
NB_MAX_MODELES=200,
HE_CORE=-1.d0,
T_STOP=5.d7,
X_STOP=-0.1d0
```

```
/
&NL_CHIM
GRILLE_FIXE=.FALSE.,
NOM_ABON='solaire_gn',
MODIF_CHIM=.FALSE.,
GARDE_XISH=.FALSE.,
X0=0.70d0,
Y0=0.28d0,
ZSX0=0.d0
/
&NL_CONV
NOM_CONV='conv_jmj',
ALPHA=1.8d0,
OVSHTS=0.d0,
OVSHTI=0.d0,
JPZ=.FALSE.,
CPTURB=0.d0,
LEDOUX=.FALSE.
/
&NL_DIFF
DIFFUSION=.FALSE.,
NOM_DIFFM='diffm_mp',
NOM_DIFFT='diff_t_nu',
D_TURB=10.d0,
RE_NU=1.d0,
NOM_FRAD='no_frad'
/
&NL_ROT
W_ROT=0.d0,
UNIT='jours',
NOM_DIFFW='diffw_0',
NOM_THW='rot_0',
NOM_PERTW='pertw_0',
P_PERTW=0.d0,
LIM_JPZ=.TRUE.,
NOM_DES_ROT='no_des'
/
&NL_ETAT
NOM_ETAT='etat_eff',
F_EOS='eos_opal_250.bin',7*' '
/
&NL_OPA
NOM_OPA='opa_gong',
F_OPA='opa_yveline.bin',7*' '
/
&NL_NUC
NOM_NUC='ppcno9',
```

```

NOM_NUC_CPL='NACRE',
MITLER=F
/
&NL_ATM
NOM_ATM='lim_atm',
NOM_TDETAU='hopf',
TAU_MAX=10.d0,
LIM_RO=.TRUE.
/

```

Lancer cesam2k.out

```
cesam2k.out <==
```

```

-----
CESAM speaks a bit of english if you include in
the working directory a file named langue with the statements :
&NL_LANGUE
langue='english'
/
cf. aide_mem2k, chapter Personnalisation
-----

```

```

Pour arrêter : taper 0 puis RETURN
Pour poursuivre une évolution : taper 1 puis RETURN
Pour initialiser un modèle de ZAMS : taper 2 puis RETURN
Pour initialiser un modèle de PMS : taper 3 puis RETURN
2 <==
le modèle initial de ZAMS est-il donné en binaire ? o/n
n <==
entrer le nom du fichier ASCII du modèle initial
Exemples: m010.zams, m020.zams, m050.zams

```

```
m010.zams <==
```

```

CESAM utilise le modèle m010.zams
entrer l'identificateur du modèle
Exemple: mon_modele, modele_euler

```

```
mon_modele <==
```

```
identificateur des fichiers du modèle : mon_modele
```

```
*****
```

```
MODELE DE STRUCTURE INTERNE calculé par CESAM2k version V1.1.14
```

```
*****
```

```

.....
.....
.....
.....
.....

```

----- Restitution de l'atmosphère (fin) -----

âge= 1.000E+02, LogTeff= 3.778E+00, LogL/Lsol=-5.073E-02, LogR/Rsol=-5.764E-02
 Log g= 4.553E+00, Pc= 1.723E+17, Tc= 1.376E+07, Roc= 9.415E+01, Xc= 6.915E-01
 en. PP= 97%, en. CNO= 2%, en. 3 alpha= 0%, en. grav= 0%, Yc= 2.879E-01
 Var. rel. de masse : 0.000E+00, M*= 1.000E+00Msol, modèle de la série principale

Fin d'évolution avec CESAM2k version : V1.1.14

Sortie car agemax atteint

```

.....
.....
.....
.....
.....

```

nom du fichier du modèle d'atmosphère en binaire : mon_modele_B.atm

Le code d'évolution stellaire CESAM a été élaboré
 dans le cadre du Groupement de Recherche Structure Interne
 des Etoiles et des Planètes Géantes. Si son utilisation
 vous a donné satisfaction, le but poursuivi par tous
 ceux qui y ont contribué aura été atteint.

P.Morel, ON. Décembre 1989, CESAM1

P.Morel, OCA. Octobre 1991, CESAM2

P.Morel, OCA. Avril 1993, CESAM3

P.Morel, OCA. Décembre 1997, CESAM4

P.Morel, OCA. Décembre 2002, CESAM5

P.Morel, B.Pichon OCA. Septembre 2003, CESAM2k

P.Morel, OCA, Y.Lebreton, MJo Goupil OBSPM, Février 2004, Version anglaise

P.Morel, OCA, A.Moya, OBSPM, Mars 2005, diffusion du moment cinétique

P.Morel, OCA. Août 2006, vers les stades avancés

B.Pichon, P.Morel OCA. Décembre 2008, lois T(tau) de MARCS

Y.Lebreton OBSPM, P.Morel OCA. Décembre 2008, mixtures+opacités AGS05

Type <RETURN> for next page:

Le test de fonctionnement est terminé.

Lorsque le dessin "on line" est effectué, suivant la définition de l'écran utilisé, il arrive que les cadres soient tronqués et/ou n'utilisent pas la surface disponible de façon satisfaisante. Il y a lieu d'adapter les dimensions des cadres dans les routines `des_m` et `des_r` du sous directory `SOURCE`, cf. §1.5 (Page 4). On recherchera les valeurs

optimales en utilisant le fichier "device" qui permet de personnaliser le dessin, cf. § 4.10 (Page 49).

2.2 Mise en forme des données physiques

CESAM2k utilise les données physiques tabulées *i.e.* EOS, opacités *etc...* sous forme de fichiers binaires qu'il faut créer à partir des données ASCII du sous-directory SUN_STAR_DATA dans lequel on se placera.

Il est bien évident qu'il n'y a lieu de créer ces fichiers binaires que si les calculs à effectuer les utilise.

Les fichiers binaires de données créés pour une version précédente de CESAM ou de CESAM2k ne sont pas utilisables.

PB Il est incontournable, de devoir effectuer des calculs avec des tables d'opacité ou d'équation d'état, dont les abondances en éléments lourds Z sont différentes de celles utilisées dans le modèle.

2.2.1 Opacités "Yveline"

Décompresser le fichier `ascii2bin_opa.f.gz` et, suivant les besoins, l'un des fichiers `opa_yveline.data.gz` ou `opa_ags05.dat.gz`¹ :

```
gunzip opa_yveline.data.gz ascii2bin_opa.f.gz
```

Effectuer la transformation ASCII ==> binaire, en exécutant² le programme

```
ascii2bin_opa :
```

```
exe2k ascii2bin_opa
```

A la question :

```
traduction ASCII ---> binaire (o/n?)
o <==
```

on obtient :

```
ASCII ---> binaire
enter the name of the existing ASCII opacity table: opa_yveline.data
```

répondre :

```
opa_yveline.data <== à adapter!
```

on obtient :

```
enter the name of the binary table: opa_yveline.bin
```

répondre :

```
opa_yveline.bin <== à adapter!
```

¹Ce fichier est disponible sur simple demande auprès de Yveline.Lebreton@obspm.fr

²Avec F95 il est pratique d'utiliser les procédures du sous-directory SCRIPTS.

à la question suivante répondre c, éventuellement recompresser le fichier en ASCII et supprimer l'exécutable. On obtient :

```
PAUSE: OK c'est fait
pour arreter entrer q, poursuivre entrer c
c <==
```

Recompresser les données ASCII : `gzip opa_yveline.data <==` et effacer l'exécutable : `rm ascii2bin_opa.out <==`

On trouve un complément d'information dans le fichier :

```
extract_opa_yveline_explik
```

2.2.2 Opacités pour $Z > 0.1$

Les opacités OPAL de type 1 n'existent que pour une abondance des métaux inférieure à $Z < 0.1$. Le package `z14xcotrin21` d'Arnold I. Boothroyd qui, gérant les opacités OPAL de type 2, permet de tenir compte de la nucléosynthèse des éléments lourds. Bien que son implantation dans `CESAM2k` ne recouvre pas toutes les situations envisagées, son *USAGE est DELICAT*. Lors de la première utilisation, le système peut demander de décompresser des routines du sous-directory `SUN_STAR_DATA`.

PB L'utilisation de cette routine n'est nécessaire que si la température locale est inférieure à 7Kev, au delà, le milieu est supposé totalement ionisé et l'opacité Rosseland se réduit à la diffusion Compton (Cox & Giuli, 1968, par. 16.6).

2.2.3 Opacités HOUDEK

Package de calcul de l'opacité OPAL, (Iglesias & Rogers, 1991), par les routines d'interpolation par splines birationnelles de Houdek & Rogl (1996); il est exploité par la routine externe `opa_houdek9`. Ce package, de nom `opint_v9f.tar.gz` peut être obtenu "via anonymous ftp from ftp.ast.cam.ac.uk in the sub-dir pub/hg/".

Il est constitué du fichier `opint_v9f.tar.gz` du sous-directory `SUN_STAR_DATA` qu'il faut décompresser et détarer :

```
gunzip opint_v9f.tar.gz <==
tar -xvf opint_v9f.tar <==
v9/
v9/.make.state
v9/.nse_depinfo
v9/.sbinit
v9/Makefile
v9/OPINTPATH_92
v9/OPINTPATH_95
v9/README
v9/Release_history
```

v9/a2b95.f

.....

v9/rksuite/Makefile
 v9/rksuite/chkfl.f
 v9/rksuite/.make.state
 v9/alex94bext.f
 v9/dopdalex94.f
 v9/OPINPATH_AX
 v9/exakop95.f

Il est prudent de recompresser le fichier `opint_v9f.tar`. En suivant les instructions du README, éditer le makefile du directory `v9` et adapter le compilateur et l'optimiseur à la machine UNIX dont on dispose.

Exécuter le MAKEFILE : `make`.

Dans le fichier `v9/OPINPATH_AX`, remplacer les `"/` par les chemins `./v9/opal95/opal95e.bin`, par exemple :

`/home/bilou/SUN_STAR_DATA/v9/opal95/opal95e.bin`

faire de même pour `v9/OPINPATH_91` et `v9/OPINPATH_95`.

PB Dans la routine d'appel `opa_houdek9`, le chemin d'accès aux données : `tabnam=TRIM(nom_chemin)//TRIM(f_opa(2))` fait appel au **second** fichier `f_opa(2)` d'opacité, ainsi qu'il est codé dans la NAMELIST `NL_OPA` du test du § 3.3 (Page 22).

Définir les paramètres `iorder` et `imode` en se référant à la notice constituée par le fichier `./doc/notes.ps` du directory `v9`. Dans le script `exe2k` indiquer au LINK le chemin d'accès à la bibliothèque `libopint.a`.

PB L'implantation de `opa_houdek9` est **informatiquement délicate**.

2.2.3.1 Implantation simplifiée de B.Pichon

B.Pichon de l'OCA a simplifié, et surtout sécurisé, l'installation du package original de Houdek. Se placer dans le sous-directory `HOUDEK`³, exécuter successivement les procédures :

1. `build_libopint`
2. `exebin_alex`
3. `exebin_opal`
4. `exebin_opal_alex`

Aménager les fichiers `OPINPATH` ainsi qu'il est décrit ci-dessus.

2.2.4 Equation d'état OPAL

2.2.4.1 OPAL 1991

L'équation d'état OPAL (Iglesias & Rogers, 1991) est appelée par la routine `etat_opal`. La source et les tables d'équation d'état ont été reprises du site WEB

³Le fichier concerné est disponible sous simple demande auprès de Bernard.Pichon@oca.eu.

ftp ://www-phys.llnl.gov/pub/opal/eos/, où l'on trouve un "README" expliquant la marche à suivre pour construire une table ASCII d'équation d'état pour une valeur de Z fixée. On transforme ensuite cette table ASCII en fichier binaire.

PB Certains des sous-programmes du package original d'OPAL ont été modifiés pour l'exploitation avec CESAM2k; en particulier, le blockdata a été supprimé.

Les fichiers ASCII compressés peos*.gz contiennent les données pour l'équation d'état OPAL. Se placer dans le sous-directory SUN_STAR_DATA, décompresser ces fichiers : gunzip peos*.

Exécuter le programme ZFSinterppeos après en avoir décompressé la source : ZFSinterppeos.f.gz

```
exe2k ZFSinterppeos <==
Encountered 0 errors, 0 warnings in file ZFSinterppeos.f.
type Z:
0.02 <==
```

entrer la valeur de Z , fraction de masse de l'abondance des métaux; on obtient :

	0.020		
0.0000	0.0000	3.0000000	4.0036974
0.0000	0.0200	3.0301077	4.0629535
0.0000	0.0400	3.0611377	4.1251554
0.2000	0.0000	2.5018048	2.5114787
0.2000	0.0200	2.5158978	2.5350964
0.2000	0.0400	2.5302570	2.5591605
0.4000	0.0000	2.2741616	1.8296305
0.4000	0.0200	2.2828465	1.8421309
0.4000	0.0400	2.2916493	1.8548033
0.6000	0.0000	2.1437435	1.4389958
0.6000	0.0200	2.1498623	1.4467140
0.6000	0.0400	2.1560483	1.4545176
0.8000	0.0000	2.0592246	1.1858406
0.8000	0.0200	2.0638888	1.1910768
0.8000	0.0400	2.0685947	1.1963595

Le fichier ASCII EOSdata occupant environ 9Mo a été créé.

Editer la source du programme opal_ascii_bin, et donner au fichier binaire le nom désiré, par exemple :

```
.....

CLOSE(unit=60) <=== ligne 117 de opal_ascii_bin.f

c f_eos='eos_opal_190.bin'
  f_eos='eos_opal_195.bin'
c f_eos='eos_opal_330.bin'
```

```

c   f_eos='eos_opal_180.bin'
c   f_eos='eos_opal_170.bin'
c   f_eos='eos_opal_130.bin'
c   f_eos='eos_opal_050.bin'

      WRITE(*,6)f_eos
6   FORMAT('debut ecriture sur le fichier binaire: ',a50)
      CLOSE(unit=60)

.....

```

Exécuter le programme `opal_ascii_bin` ainsi modifié :

```

exe2k opal_ascii_bin <==
Encountered 0 errors, 0 warnings in file opal_ASCII_bin.f.
donnees prises dans le fichier: EOSdata
lecture, et c'est long, de ce fichier
  fin de lecture des tables OPAL
  debut ecriture sur le fichier binaire: eos_opal_195.bin
  fin ecriture sur le fichier binaire
  donnees prises dans le fichier binaire: eos_opal_195.bin
  lecture, des donnees EOS opal, et c'est long
  fin de lecture des donnees EOS opal en binaire
  test relecture effectue

```

Supprimer les modules exécutables :

```

rm *.out <==
rm: remove regular file 'ZFSinterppeos.out'? y <==
rm: remove regular file 'opal_ascii_bin.out'? y <==

```

Enfin, recompresser les fichiers ASCII, et supprimer les fichiers `EOSdata` et `fort.2` désormais inutiles :

```

gzip peos* <==
rm EOSdata <==
rm: remove regular file 'EOSdata'? y <==
rm fort.2 <==
rm: remove regular file 'fort.2'? y <==

```

2.2.4.2 OPAL 2001

Les équations d'état 2001 offrent une alternative pour la métallicité : ou bien, comme dans la version 1991, on crée une table pour une métallicité donnée, et l'abondance d'hydrogène doit être dans l'intervalle $X \in [0, 0.8]$, ou bien $X \in [0, 1]$ mais $Z = 0$, cf. §3.7 (Page 28).

- Avec $Z \neq 0$, se placer dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, et y créer le fichier d'équation d'état correspondant à la métallicité requise en exécutant le programme `Z_interp_IEOS` :

```
bilou@port-morel% exe2k Z_interp_IEOS
Encountered 0 errors, 0 warnings in file Z_interp_IEOS.f.
type Z: 0.025 <==== entrer la valeur de Z
0.025000000
```

```
bilou@port-morel%
```

Il y a création d'un fichier ASCII compressé de nom `EOSdata.gz`. Transformer ce fichier en binaire, en lui donnant le nom avec lequel il sera identifié par la suite. Pour ce faire, entrer ce nom dans le programme `opalZ_ascii_bin` (vers la ligne 135) :

```
c f_eos='eos_opal_190.bin'
c f_eos='eos_opal_195.bin'
f_eos='eos_opal_250.bin' <=====
c f_eos='eos_opal_330.bin'
c f_eos='eos_opal_180.bin'
puis exécuter ce programme qui comporte un test de lecture :
bilou@port-morel% exe2k opalZ_ascii_bin
Encountered 0 errors, 0 warnings in file opalZ_ascii_bin.f.
Fichier de données inconnu : EOSdata
décompression du fichier ASCII de données : EOSdata.gz
données ASCII prises dans le fichier: EOSdata
lecture, et c'est long, de ce fichier
fin de lecture des tables OPAL
début des écritures sur le fichier binaire: eos_opal_250.bin
fin des écritures en binaire, test de relecture
données prises dans le fichier binaire: eos_opal_250.bin
décompression du fichier
lecture, des données EOS opal, et c'est long
recompression du fichier binaire eos_opal_250.bin
fin de lecture des données EOS opal en binaire
test de relecture réussi
bilou@port-morel%
Eventuellement supprimer EOSdata.gz :
```

```
rm EOSdata.gz
```

- Avec $Z = 0$, l'interpolation utilise le fichier `EOSdata_H-He` qu'il suffit de transformer en binaire en exécutant le programme `opalX_ascii_bin` du sous-directory `SUN_STAR_DATA`.

2.2.5 Equation d'état MHD

Package de l'équation d'état MHD (Mihalas et al., 1988) appelé par la routine `etat_mhd`. Ce package a été fourni par W. Däppen. Les 8 tables `mhd1_oc_tau.tab ... mhd8_oc_tau.tab` qui se trouvent sur le serveur anonyme `usc.edu`, dans le répertoire `pub/astro-physics/mhd-oc-tau/wd-evo`, sont disposées dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA` sous les noms `mhd1.tab.gz ... mhd8.tab.gz`. Se placer dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, décompresser ces tables en ASCII : `gzip mhd* <==` et la source du programme `fmttob : gzip fmttob.f.gz`. Transformer les tables en binaire en exécutant `fmttob <==`

```
exe2k fttob
```

```
Encountered 0 errors, 0 warnings in file fttob.f.  
decompression
```

```
Press Enter to Continue. <==
```

```
enter main
```

```
ZAMS-type: filename of input (formatted) table # 1
```

```
enter filename of output (unformatted) table # 1
```

```
ZAMS-type: filename of input (formatted) table # 2
```

```
enter filename of output (unformatted) table # 2
```

```
ZAMS-type: filename of input (formatted) table # 3
```

```
enter filename of output (unformatted) table # 3
```

```
center-type: filename of input (formatted) table # 4
```

```
.....
```

```
4.002600      7.7222100E-02   0.2299999
```

```
12.01100     4.2665000E-04   3.8132454E-03
```

```
14.00670     1.0717000E-04   1.1169993E-03
```

```
15.99940     9.1215000E-04   1.0859599E-02
```

```
20.17900     2.8039000E-04   4.2102317E-03
```

```
mean molecular weight = 1.2455340
```

```
bilou@port-morel%
```

```
Supprimer les exécutables :
```

```
rm *.out <==
```

```
rm: remove regular file fttob.out ? y <==
```

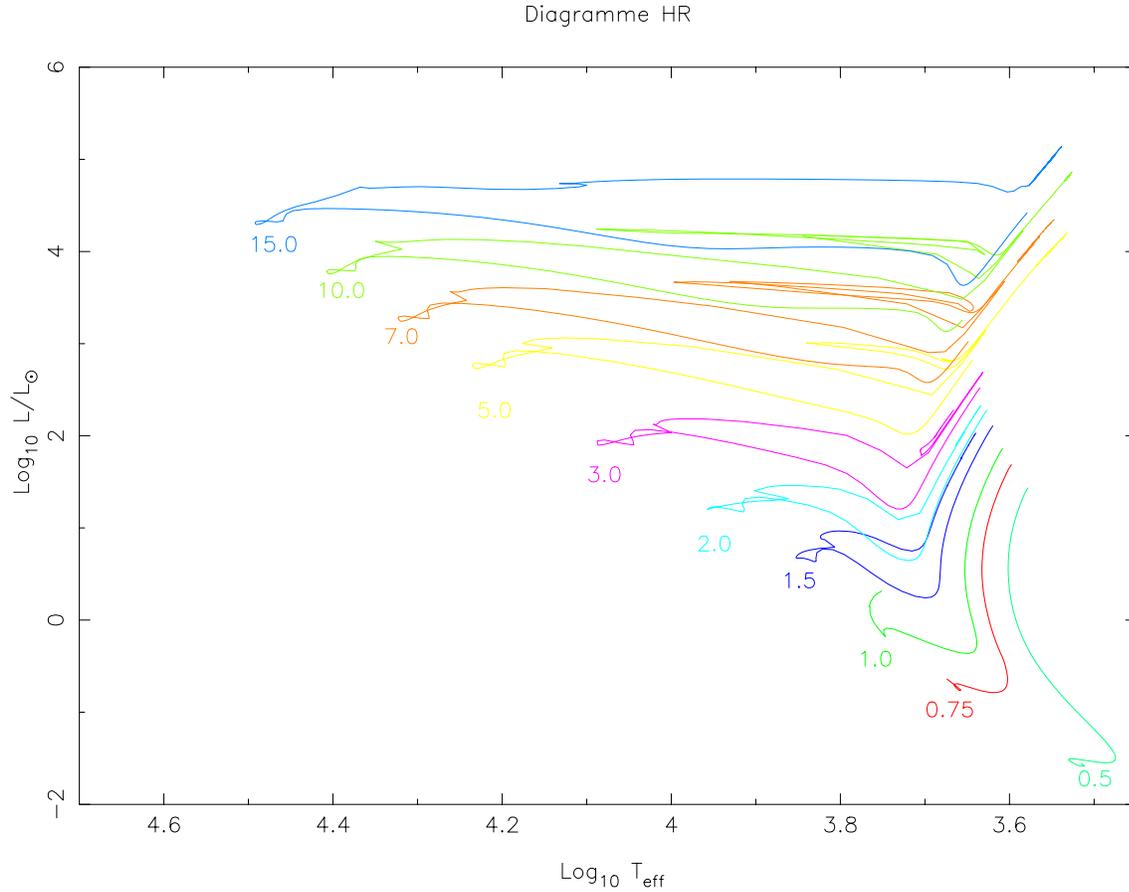


FIG. 2.1 – Tracés évolutifs incluant la pré-séquence principale pour des étoiles de $0.5M_{\odot}$ à $15M_{\odot}$. Le flash de l'hélium a été dépassé pour les masses supérieures à $3M_{\odot}$. Pour les modèles de $3M_{\odot}$ et de $5M_{\odot}$ les calculs ont été arrêtés après la disparition du carbone au centre. La phase de destruction de l'oxygène a été atteinte pour les modèles de $7M_{\odot}$ et de $10M_{\odot}$. Avec la disparition de l'oxygène dans le noyau, la limite de validité de l'hypothèse d'équilibre quasi-statique a été atteinte pour le modèle de $15M_{\odot}$. Ces tracés ont été obtenus avec le fichier de données du § 3.3 (Page 22).

Chapitre 3

Exploitation

Va despacio, estoy de prisa.

Proverbe Mexicain.

(Je vais doucement car je suis pressé)

3.1 Conseils pour l'exploitation

Un code numérique, aussi bien fait soit-il, ne peut être "clefs en mains". Pour entamer une exploitation, on doit toujours être guidé par la remarque triviale :

Un programme qui ne fonctionne pas, ou mal, pour des cas simples ne fonctionnera pas, ou encore plus mal, pour des cas compliqués.

Un code de structure interne n'échappe, hélas pas, à cette règle. A cet effet, bien que CESAM2k ait prévu différents types de "précision" standard, il est presque toujours nécessaire, à l'aide de "réglages", d'optimiser les paramètres numériques en fonction des conditions rencontrées au cours du calcul. Aborder un problème en introduisant *ad initio* toute la complexité que l'on désire atteindre est une perte de temps. Afin d'acquérir une expérience sur la façon dont l'évolution se déroule, il faudra très rapidement reprendre des cas simples. Il est conseillé de "dégrossir" le problème en utilisant des options numériques et physiques robustes et efficaces, afin d'apprécier rapidement "ce qui se passe", puis d'introduire progressivement la complexité souhaitée.

PB Les descriptions des routines données plus avant ne sont que succinctes, se reporter aux commentaires des routines pour plus d'informations.

3.2 Le fichier de données : `mon_modele.don`

Les options physiques à utiliser et les données sont transmises au programme principal par des NAMELIST regroupées dans un fichier en ASCII dont le nom a **nécessairement** l'extension `.don`, par exemple : `mon_modele.don`. On a disposé un exemple de ce fichier dans le sous-directory EXPLOIT.

- & NL_CESAM : regroupe les conditions générales du calcul.
- & NL_MASS : regroupe les paramètres physiques relatifs à la variable spatiale.
- & NL_EVOL : regroupe les paramètres physiques relatifs à la variable temporelle.
- & NL_CHIM : regroupe les paramètres physiques relatifs à la composition chimique.
- & NL_CONV : regroupe les paramètres physiques relatifs à la convection.
- & NL_DIFF : regroupe les paramètres physiques relatifs à la diffusion.
- & NL_ROT : regroupe les paramètres physiques relatifs à la rotation.
- & NL_ETAT : regroupe les noms des fichiers, *d'accès externe*, éventuellement nécessaires au calcul de l'équation d'état.
- & NL_OPA : regroupe les noms des fichiers, *d'accès externe*, éventuellement nécessaires au calcul de l'opacité.
- & NL_NUC : définit des options relatives au calcul des taux de réactions thermonucléaires.
- & NL_ATM : regroupe les paramètres physiques relatifs à la restitution de l'atmosphère.

3.3 Exemple de fichier de données

Cet exemple est volontairement différent de celui utilisé au § 2.1 (Page 9).

```

&NL_CESAM
NOM_CHEMIN='~/SUN_STAR_DATA/',
NOM_CTES='ctes_94',
NOM_DES='des_m',
NOM_OUTPUT='no_output',
N_MAX=6000,
PRECISION='av'
/
&NL_MASS
MTOT=2.d0,
NOM_PERTM='pertm_ext',
MDOT=0.d0
/
&NL_EVOL
AGEMAX=12.d3,
ARRET='else',
DTLIST=1.d10,
LOG_TEFF=10.d0,
NB_MAX_MODELES=700,
HE_CORE=-0.1d0,
T_STOP=2.0d9,
X_STOP=-0.1d0
/
&NL_CHIM
GRILLE_FIXE=.FALSE.,
NOM_ABON='solaire_gs',

```

```
MODIF_CHIM=.FALSE.,
GARDE_XISH=.FALSE.,
XO=0.70,
YO=0.28,
ZSXO=0.0d0
/
&NL_CONV
NOM_CONV='conv_jmj',
ALPHA=1.8d0,
OVSHTS=0.d0,
OVSHTI=0.d0,
JPZ=F,
CPTURB=0.d0,
LEDOUX=F
/
&NL_DIFF
DIFFUSION=.TRUE.,
NOM_DIFFM='diffm_mp',
NOM_DIFFT='diff_t_nu',
D_TURB=10.d0,
RE_NU=1.d0,
NOM_FRAD='no_frad'
/
&NL_ROT
W_ROT=0.d0,
UNIT='kms/s',
NOM_DIFFW='diffw_mpz',
NOM_THW='cons_loc_mnt_cin',
NOM_PERTW='pertw_0',
LIM_JPZ=.TRUE.,
NOM_DES_ROT='end_mod'
/
&NL_ETAT
NOM_ETAT='etat_eff',
F_EOS='eos_opal_250.bin',7* ' '
/
&NL_OPA
NOM_OPA='opa_houdek9',
F_OPA='opa_yveline.bin', 'v9/OPINTPATH_AX',6* ' '
/
&NL_NUC
NOM_NUC='ppcno3aco',
NOM_NUC_CPL='NACRE',
MITLER=F
/
&NL_ATM
NOM_ATM='lim_atm',
```

```

NOM_TDETAU='hopf',
TAU_MAX=30.d0,
LIM_RO=.TRUE.
/

```

PB Les noms de routines sont *case sensitive*, par exemple, il faut coder "NACRE" et non "nacre".

3.4 Arguments de la NAMELIST NL_CESAM

- NOM_CHEMIN='~/SUN_STAR_DATA/' : chemin et nom du répertoire où sont disposées les données physiques, les tables d'opacité par exemple.
- NOM_CTES : indique le nom de la routine d'initialisation des principales constantes de physique à utiliser¹ :
 - ctes_31 : constantes du LATT, Castro et al. (2007).
 - ctes_85 : constantes de GONG, Christensen-Dalsgaard (1988),
 - ctes_94 : constantes de CESAM2*k* (défaut).
 - ctes_94m : identique à ctes_94 avec des valeurs des masses des noyaux posées égales aux valeurs entières les plus proches.
 - ctes_ba : constantes de Basu & Antia (2008).
 - ctes_gaia : constantes de GAIA.
- NOM_DES : nom de la routine de dessin à utiliser :
 - des_m : dessin en fonction de la masse, utilise PGPLOT,
 - des_r : dessin en fonction du rayon, utilise PGPLOT,
 - no_des : sans dessin *on line*, à utiliser si on ne dispose pas du logiciel PGPLOT, voir § 1.4 (Page 3),
 - zoom : forme personnalisée du dessin décrite au § 4.9 (Page 47), pratique lorsqu'on désire atteindre des conditions particulières, par exemple une localisation dans le diagramme HR.
- NOM_OUTPUT : type de fichier ASCII à générer à l'issue du calcul :
 - osc_adia : génération du fichier ASCII de nom `mon_modele-ad.osc` pour le calcul des oscillations adiabatiques et la réalisation de certains dessins,
 - all_adia : génération des fichiers ASCII, pour le calcul des oscillations adiabatiques et des dessins, pour **TOUS** les modèles. Ces fichiers ont pour dénomination `nnnn-mon_modele-ad.osc`, *nnnn* est le numéro du modèle,
 - osc_invers : génération des fichier ASCII de nom `mon_modele-inv.osc` pour les inversions,
 - all_invers : génération de **TOUS** les fichiers ASCII de noms `nnnn-mon_modele-inv.osc` pour les inversions,
 - osc_nadia : génération du fichier ASCII de nom `mon_modele-nad.osc` pour le calcul des oscillations non adiabatiques,
 - all_nadia : génération de **TOUS** les fichiers ASCII de noms `nnnn-mon_modele-nad.osc` pour le calcul des oscillations non adiabatiques, *nnnn* étant le numéro du modèle,

¹Dans chaque cas, sont seules implémentées les différences connues avec les constantes par défaut de CESAM2*k*, *i.e.* ctes_94.

- `no_output` : il n’y a pas de génération de fichier ASCII,
- `ascii` : forme personnalisée du fichier ASCII `mon_modele-ascii` décrite au § 4.7 (Page 44),
- `all_ascii` : génération de **TOUS** les fichiers ASCII de forme personnalisée `nnnn-mon_modele-ascii`, `nnnn` étant le numéro du modèle.
- `N_MAX=1000` : le nombre maximum de couches² est défini par `MAX(N_MAX, nnnn)`, `nnnn` est un nombre maximal de couches fixé dans la routine `cesam` suivant le niveau de précision requis; parallèlement, un nombre minimal de couches est fixé à 300. A condition que la formation d’un fichier ASCII soit requise, une valeur négative de `N_MAX` permet de calculer le dernier modèle de l’évolution avec un nombre de couches égal à `|N_MAX|`.
- `PRECISION='av'` : niveau de précision requis. On trouve dans la Table 3.1 (Page 26), les valeurs des paramètres numériques utilisées suivant les différentes options définies dans la routine `cesam`. Les valeurs conseillées sont :
 - `'np'` (précision normale) utile pour se donner l’idée générale d’une évolution,
 - `'pr'` (précision réaliste) pour une évolution sans une recherche particulière de précision,
 - `'sp'` (super précision) et `'sa'` (précision solaire) si on recherche une précision extrême. Avec `'sa'`, à condition que la formation d’un fichier ASCII soit requise, les derniers modèles d’une évolution sont calculés avec le nombre maximum de couches `N_MAX`,
 - `'av'` (stades avancés) pour une évolution vers les stades avancés sans une recherche particulière de précision,
 - `'mx'` (maximum de couches) identique à `'sp'` le calcul se faisant avec un nombre *fixe* de couches, égal à `N_MAX`.

Les constantes de répartition sont fixées suivant le type de précision. Les valeurs les plus utilisées sont : `ctel=0`, `ctep=-1`, `ctem=15`, `cter=0`, `ctet=-1`. Pour utiliser des paramètres différents *cf.* § 4.8 (Page 45).

3.5 Arguments de la NAMELIST NL_MASS

- `MTOT=1.d0` : masse totale initiale, en M_{\odot} ,
- `NOM_PERTM` : nom de la routine de perte de masse :
 - `pertm_ext` : perte/gain de masse externe linéaire en fonction du temps.
 - `pertm_msol` : perte/gain de masse externe linéaire en fonction du temps, la masse de l’étoile restant au moins égale à $1 M_{\odot}$,
 - `pertm_tot` : perte/gain de masse externe, linéaire en fonction du temps et tenant compte de la perte de masse due aux réactions thermonucléaires ($E = mc^2$),
 - `pertm_waldron` : perte de masse empirique de Waldron (1985).
- `MDOT=1.d-14` : taux de perte/gain de masse, en M_{\odot}/an , ce taux est positif pour un gain de masse, négatif pour une perte de masse. Dans le cas standard, la composition chimique de l’apport/retrait de masse est celle de la couche la plus externe du modèle. Voir § 4.5 (Page 42) comment personnaliser, si besoin,

²La nature des paramètres numériques et logiques est identifiable par les valeurs données à titre indicatif.

TAB. 3.1 – Valeurs des paramètres numériques suivant les diverses options de précision prévues. Les valeurs de ces paramètres peuvent être adaptées au type d'évolution, en utilisant l'option 'rg', cf. §4.8 (Page 45); on utilise alors les paramètres indiqués dans le fichier de nom `reglages` placé dans l'environnement. Les dénominations s'interprètent de la façon suivante : `pr` : précision réaliste, `sp` : super précision, `lm` : pour petites masses (low mass), `av` : pour modèles pouvant atteindre les stades avancés, `np` : pour modèles de précision normale, `co` : pour modèles destinés à l'exploitation des résultats du satellite CoRoT, `sa` : pour modèles solaires. La signification des différents paramètres numériques est explicitée au § 4.8 (Page 45) et dans la routine `cesam` du sous-directory `SOURCE`, lignes 741-766. Les paramètres par défaut sont ceux de la précision réaliste `pr`. D'autres options de précision sont prévues; elles ne sont pas détaillées ici.

	pr	sp	lm	av	np	co	sa
m_qs	2				1		
m_ch	2						
m_rot	2				1		
m_tds	2						
m_ptm	2						
ordre	2				1		
precix	10 ⁻³	10 ⁻⁴			0.005	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵
precit	0.15	0.05	0.2		0.3	0.05	0.02
ro_test	0.1						
psi0	0.08	0.06			0.1	0.06	0.06
d_grav	0.5	0.3		50			
loc_zc	10 ⁻³	10 ⁻⁴			0.005	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵
dtmax	200	50	300		300	50	50
ini0	4	5	5		2	5	5
n_atm	75	100			50	100	100
kipp	.FALSE.		.TRUE.	.TRUE.	.TRUE.		
en_masse	.TRUE.						
ctel	0						
ctep	-1						
ctem	15						
cter	0.						
ctet	-1.						
mvt_dis	.FALSE.						
dn_fixe	0.05		0.1				
dpsi	0.05						
mu_saha	.TRUE.		.FALSE.	.FALSE.	.FALSE.		
n_max	1000					3000	
ajuste	.FALSE.			.FALSE.	.FALSE.		
lisse	.FALSE.			.TRUE.			
q0	0.05		0	0	0	0.01	0.01
l0	0		0	0		5	5
new_bv	.TRUE.						.FALSE.
fmin_abon	0.05	0.01				0.01	0.01
dlntc	0.075	0.05			0.1	0.05	0.05

cette composition chimique.

3.6 Arguments de la NAMELIST NL_EVOL

- AGEMAX=4.5d4 : âge maximal à atteindre en million d’années,
- ARRET='post' : arrêt sur la ZAMS ('zams'), à la fin de la ZAMS ('post'³), au début de la combustion de l’hélium ('cohe') ou du carbone ('coca') ou de l’oxygène ('coox') ou autre ('else').
- DTLIST=1.d3 : intervalle de temps minimum, en million d’années, séparant deux listes détaillées du modèle (fichier `mon_modele.lis`),
- LOG_TEFF=-3.7d0 : arrêt si cette valeur de $\log_{10} T_{\text{eff}}$ est traversée, dans le sens croissant si `log_teff` est positif, dans le sens décroissant si `log_teff` est négatif,
- NB_MAX_MODELES=500 : arrêt après avoir calculé le nombre de modèles indiqué, éventuellement 0; avec `NB_MAX_MODELES < 0`, *tous* les fichiers binaires seront écrits dans l’environnement, leurs noms `mon_modelennnn.B.***` comportant le numéro du modèle et l’extension d’identification, `.dat`, `.rep`, *etc...* . Exemple : `sun0145.B.dat`. Le numéro 0000 est affecté aux modèles d’initialisation de séquence principale d’âge zéro ou de pré-séquence principale; en cas de reprise, les numéros reprennent à partir de celui du modèle repris.
- HE_CORE=0.1d0 : arrêt, dès que la masse du cœur d’hélium atteint la valeur `he_core` (M_{\odot}),
- T_STOP=1.d7 : arrêt, si au centre, la température dépasse cette valeur,
- X_STOP=0.1d0 : arrêt si cette valeur de X, au centre, est traversée.

3.6.1 Caractérisation des types de modèles

- 'zams' : Un modèle décrivant la pré-séquence principale est identifié à un modèle de ZAMS dès que le débit d’énergie d’origine nucléaire surpasse celui d’origine gravipitique.
- 'post' : Un modèle décrivant la séquence principale est identifié à un modèle de post-main séquence dès que l’abondance centrale d’hydrogène devient inférieure à 0.01.
- 'cohe' : Un modèle décrivant la post-séquence principale est identifié à un modèle avec combustion d’hélium dès que la température centrale dépasse 1.10^8K .
- 'coca' : Un modèle décrivant la séquence de combustion de l’hélium est identifié à un modèle avec combustion du carbone dès que la température centrale dépasse 6.10^8K .
- 'coox' : Un modèle décrivant la séquence de combustion du carbone est identifié à un modèle avec combustion d’oxygène dès que la température centrale dépasse 1.10^9K .

³'tams' est accepté.

3.7 Arguments de la NAMELIST NL_CHIM

- GRILLE_FIXE=.TRUE. : on utilisera une grille fixe pour la composition chimique et la diffusion du moment cinétique,
- NOM_ABON : nom de la mixture initiale⁴ :
 - enhan_al : abondances α -enhanced de Allard,
 - enhan_cha : abondances α -enhanced de Chaboyer,
 - enhan_w : abondances α -enhanced de Weiss,
 - meteorites_ag : abondances météoritiques de Anders & Grevesse (1989),
 - meteorites_gs : abondances météoritiques de Grevesse & Sauval (1998),
 - meteorites_agso5 : abondances météoritiques de Asplund et al. (2005),
 - mixture : forme personnalisée de la compilation d'abondances décrite au § 4.2 (Page 40),
 - solaire_gn : mixture solaire de Grevesse & Noels (1993),
 - solaire_gs : mixture solaire de Grevesse & Sauval (1998).
 - solaire_agso3 : mixture solaire de Asplund (2003)
 - solaire_agso5 : mixture solaire de Asplund et al. (2005) .
 Ces abondances sont initialisées dans la routine `abon_ini`.
- MODIF_CHIM=.FALSE. : si, dans l'environnement, existent des fichiers des types `modif_mix`, `rap_iso`, `planet` ou `vent` qui permettent, respectivement, de modifier la composition chimique initiale, *cf.* § 4.4 (Page 42), les rapports isotopiques, *cf.* § 4.3 (Page 41), la composition chimique des planétoïdes, *cf.* § 4.6 (Page 43) ou celle du vent, *cf.* § 4.5 (Page 42), CESAM2k invitera à supprimer ces fichiers avant d'effectuer les calculs. Cette disposition **à but sécuritaire** a pour fin d'éviter de prendre en compte des fichiers qui, par mégarde, n'auraient pas été soustraits de l'environnement. Il convient de coder `MODIF_CHIM=.TRUE.` pour tenir compte des dispositions offertes par la présence de ces fichiers.
- GARDE_XISH=.FALSE. : ce paramètre fait l'objet du paragraphe suivant,
- X0=0.7 : abondance initiale, par unité de masse, de H,
- Y0=0.28 : abondance initiale, par unité de masse, de He,
- ZSX0=0.d0 : valeur initiale de Z/X ,
 - Les abondances du modèle initial sont déterminées à partir des quantités $X0$, $Y0$ et $ZSX0$; en raison de la relation $1 = X + Y + Z$, seulement 2 de ces 3 quantités sont à prendre en considération. La valeur initiale de Y utilisée dans le calcul est **toujours** $Y0$; elle est fractionnée en les divers isotopes retenus pour décrire l'évolution de l'hélium,
 - si $ZSX0 \leq 0$, l'abondance initiale d'hydrogène est initialisée à $X0$, $Z = 1 - X - Y$ est déduit de $X0$ et $Y0$,
 - sinon, *i.e.* $ZSX0 > 0$, l'abondance initiale d'hydrogène est déduite de $Y0$ et de $ZSX0$, la valeur indiquée pour $X0$ est ignorée.

La valeur initiale de X utilisée dans le calcul est fractionnée en les divers isotopes retenus pour décrire l'évolution de l'hydrogène.

Avec diffusion et/ou après un premier dredge-up, la composition chimique des couches extérieures, *i.e.* celle observée, diffère de la composition chimique initiale. Il y a lieu d'ajuster la valeur initiale de la composition chimique, afin d'obtenir celle observée à l'issue d'une évolution. Les observations portant sur les rapports

⁴*cf.* équation d'état OPAL : WEB site <http://www-phys.llnl.gov/V.Div/OPAL/opal.html>.

métal/H, ou encore $[Fe/H]$, à l'initiative de F.Thévenin, CESAM2k offre divers outils pour réaliser cet ajustement :

- Conserver le rapport Z/X de la mixture initiale, au lieu de ZSX0, objet du § 3.7.1 (Page 29),
- utiliser une mixture originale, cf. § 4.2 (Page 40),
- modifier les rapports isotopiques, cf. § 4.3 (Page 41),
- modifier les rapports d'abondances de la mixture initiale, cf. § 4.4 (Page 42).

3.7.1 Alternative : conservation métal/H ou métal/Z

Pour une mixture initiale, éventuellement modifiée ou non, cf. § 4.4 (Page 42), l'alternative `GARDE_XISH=.TRUE.` (resp. `GARDE_XISH=.FALSE.`) permet de fixer la valeur initiale de Z (resp. X) de façon à conserver le rapport métal/H (resp. métal/Z). La valeur initiale de Y est **TOUJOURS** la valeur lue dans le fichier de données, i.e. `Y0`.

Ainsi, en codant⁵ `GARDE_XISH=.TRUE.`, la valeur de Z/X utilisée sera déduite des rapports d'abondances métal/H de la mixture et non pas celle, `ZSX0`, lue dans le fichier de données⁶. Les rapports d'abondances métal/H, seront ceux de la mixture, les rapports métal/Z seront différents de ceux de la mixture.

A l'inverse, en codant `GARDE_XISH=.FALSE.`, la valeur `ZSX0` lue dans le fichier de données, sera utilisée. Les rapports métal/Z seront ceux de la mixture⁷, les rapports métal/H seront différents de ceux de la mixture. Pour une *calibration solaire*, pour laquelle on vise à atteindre une valeur fixée de Z/X , en utilisant, pour l'initialisation, les rapports métal/Z de la mixture et le `Y0` du fichier de données, il convient de coder `garde_xish=.FALSE.`

PB L'utilisation de `GARDE_XISH=.TRUE.` **EST DÉLICATE**, il est conseillé de bien vérifier, dans le fichier `mon_modele.lis`, que les valeurs initiales des abondances utilisées par CESAM2k correspondent bien à ce que l'on désire.

PB Il faut être conscient que les modifications de la mixture ne seront pas prises en compte, ni dans les opacités, ni dans l'équation d'état.

3.8 Arguments de la NAMELIST NL_CONV

- `NOM_CONV` : nom de la routine calculant le gradient de température dans les zones convectives.
- `conv_a0` : convection MLT, avec longueur de mélange $l \rightarrow 0$ aux limites `ZR/ZC`,
- `conv_cgm_reza` : convection suivant Canuto & Mazitelli (1991), avec $l = \alpha H_p$, tient compte de la prescription de Bernkopf,

⁵De meilleures dénominations seraient, par exemple : `GARDE_XISH_MIX`, `GARDE_XISH_MIX_INI`, `GARDE_ZSX` ou encore `GARDE_ZSX_MIX_INI`, etc...

⁶Sauf dans le cas particulier où les valeurs de `Y0` et `ZSX0` du fichier de données correspondent **exactement** à celles de la mixture.

⁷De façon cohérente avec les tables d'opacités.

- `conv_cm` : convection suivant Canuto & Mazitelli (1991), avec $l = \alpha H_p$,
- `conv_cm_reza` : convection suivant Canuto & Mazitelli (1991), avec $l = \alpha H_p$, tient compte de δ ,
- `conv_jmj` : convection MLT avec $l = \alpha H_p$ (Böhm-Vitense, 1958).
- `alpha=1.7d0` : longueur de mélange,
- `ovshts=0.05d0` : coefficient d’overshoot supérieur, avec une valeur positive il y a discontinuité du gradient pris égal au gradient adiabatique dans la partie overshootée, avec une valeur négative il y a continuité du gradient pris égal au gradient radiatif dans la partie overshootée,
- `ovshti=0.1d0` : coefficient d’overshoot inférieur, comme pour l’overshoot supérieur, dans la partie overshootée une valeur positive affecte le gradient adiabatique, une valeur négative affecte le gradient radiatif,
- `jpz=.TRUE.` : utilisation des prescriptions de JpZ,
- `cpturb=0.d0` : coefficient de pression turbulente,
- `ledoux=.TRUE.` : utilisation du critère de Ledoux. Avec semi-convection on doit coder `ledoux=.FALSE.` le formalisme de Ledoux faisant partie intégrante de la description de la semi-convection.

PB L’utilisation d’un paramètre de pression turbulente non nul est délicate.

3.9 Arguments de la NAMELIST NL_DIFF

- `DIFFUSION=.TRUE.` : on tiendra compte de la diffusion microscopique des éléments chimiques, éventuellement de la diffusion du moment cinétique,
- `NOM_DIFFM` : nom de la routine calculant les coefficients de diffusion microscopique :
 - `diffm_br` : calcul des coefficients de diffusion microscopique suivant le formalisme de Burgers en tenant compte, éventuellement, des accélérations radiatives,
 - `diffm_mp` : calcul des coefficients de diffusion microscopique suivant le formalisme simplifié de Michaud & Proffit,
 - `diffm_0` : coefficients de diffusion microscopique nuls.
- `NOM_DIFFT` : nom de la routine calculant les coefficients de diffusion turbulente :
 - `difft_nu` : calcul des coefficients de diffusion turbulente incluant la diffusivité radiative.
 - `difft_nut` : calcul des coefficients de diffusion turbulente incluant la diffusivité radiative et la diffusivité turbulente dans la tachocline de la zone convective externe suivant Castro et al. (2007).
 - `difft_gab` : calcul des coefficients de diffusion turbulente selon une prescription simple de M.Gabriel.
 - `difft_smc` : calcul des coefficients de diffusion turbulente incluant la semi-convection et la diffusivité radiative.
 - `difft_sun` : coefficients de diffusion turbulente, sous la zone convectivesolaire suivant Gabriel (1997).
- `D_TURB=1.d1` : coefficient de diffusion turbulente isotrope,
- `RE_NU=1.d0` : coefficient de diffusivité radiative,

- NOM_FRAD : nom de la routine de calcul des accélérations radiatives,
- `alecian1` : calcul des accélérations radiatives suivant le premier formalisme de G.Alécian,
- `alecian2` : calcul des accélérations radiatives suivant le second formalisme de G.Alécian⁸,
- `no_frad` : les accélérations radiatives seront ignorées.

3.10 Arguments de la NAMELIST NL_ROT

- `W_ROT=50.d0` : vitesse angulaire initiale.
- `UNIT` : unité utilisée pour la vitesse angulaire initiale. différents choix sont proposés de façon à s'adapter facilement aux observations :
 - `jours` : période initiale en jours, correspond à la vitesse angulaire initiale de rotation de la couche externe,
 - `kms/s` : vitesse de la couche externe en kilomètres/seconde, le rayon du modèle d'initialisation étant utilisé pour déterminer la vitesse angulaire initiale, il convient d'ajuster ce rayon en reprenant plusieurs fois le calcul du modèle d'âge 0,
 - `rad/s` : la vitesse angulaire initiale est en radians/seconde.
- `NOM_DIFFW` : nom de la routine du calcul des coefficients de diffusion du moment cinétique :
 - `diffw_p03` : coefficients de diffusion du moment cinétique suivant Palacios et al. (2003)
 - `diffw_mpz` : coefficients de diffusion du moment cinétique suivant Mathis et al. (2004)
 - `diffw_0` : coefficients de diffusion du moment cinétique nuls.
 - `diffw_cte` : coefficients de diffusion du moment cinétique constants : ($D_{\text{eff}} = 300$, $D_{\text{h}} = 1\,000\,000$, $D_{\text{v}} = 250$).
 - `diffw_toul` : coefficients de diffusion du moment cinétique suivant Castro et al. (2007)
- `NOM_THW` : Nom de la théorie utilisée pour l'évolution de la vitesse angulaire :
 - `rot_0` : Vitesse angulaire nulle, le modèle ne tient pas compte de la rotation.
 - `rot_cte` : Vitesse angulaire constante au cours de l'évolution, *i.e.* rotation rigide.
 - `cons_glob_mnt_cin` : Evolution avec rotation rigide, et conservation globale du moment cinétique. A l'issue de chaque pas temporel, la vitesse angulaire, constante dans tout le modèle, est réajustée de façon à conserver le moment cinétique total.
 - `diff_tz97` : Evolution avec diffusion du moment cinétique, suivant la théorie de Talon et al. (1997)
 - `diff_mz04` : Evolution avec diffusion du moment cinétique, suivant la théorie de Mathis & Zahn (2004),
 - `cons_loc_mnt_cin` : évolution avec conservation locale du moment cinétique avec rotation rigide des zones convectives.
- `NOM_PERTW` : Nom de la routine de calcul de perte de moment cinétique,

⁸Les données peuvent être obtenues sur simple demande auprès de Bernard.Pichon@oca.eu

- `pertw_sch` : variation de vitesse angulaire proportionnelle à Ω^3 (Schumanish),
- `pertw_loc` : perte de moment cinétique proportionnelle à l'énergie cinétique de rotation locale,
- `pertw_ptm` : perte de moment cinétique, conséquence d'une perte de masse,
- `pertw_0` : pas de perte de moment cinétique⁹.
- `P PERTW=-1.d-9` : paramètre de perte de moment cinétique attaché respectivement à chacune des routines précédentes
- `LIM_JPZ=.TRUE.` : inutilisé dans la présente version de CESAM2k.
- `NOM_DES_ROT='end_mod'` : Contrôle de la génération de fichiers ASCII des variables de la diffusion du moment cinétique, cf. § D.3 (Page 255). Si le dessin on-line n'est pas requis (`NOM_DES=no_des`), le fichier postscript des dessins des variables de la rotation est néanmoins automatiquement créé.
 - `no_des` : Pas de formation de fichier.
 - `end_evol` : Formation du fichier à l'issue de l'évolution, le nom du fichier est `mon_modele_coeff_rota.dat`.
 - `all_mod` : Formation du fichier à l'issue de chaque pas temporel, le nom du fichier est `nnnn-mon_modele_coeff_rota.dat`, `nnnn` étant le numéro du modèle. Tous les fichiers ainsi créés sont conservés.
 - `end_mod` : Formation du fichier à l'issue de chaque pas temporel, le nom du fichier est `mon_modele_coeff_rota.dat`, seul le dernier fichier créé étant disponible.
 - `all_iter` : Formation du fichier à l'issue de chaque itération de la résolution du système d'équations de la diffusion du moment cinétique ; fichiers destinés aux mises au point.

3.11 Arguments de la NAMELIST NL_ETAT

- `NOM_ETAT` : nom de la routine d'équation d'état :
 - `etat_ceff` : équation d'état de Eggleton et al. (1973), avec corrections Coulombiennes (*appel à `etat_eff` en cas de difficulté*).
 - `etat_eff` : équation d'état de Eggleton et al. (1973), (*appel à `etat_gong2` en cas de difficulté*).
 - `etat_gong1` : équation d'état de `gong1` selon Christensen-Dalsgaard (1988), seuls H et He sont pris en compte et supposés totalement ionisés.
 - `etat_gong2` : équation d'état de `gong2` selon Christensen-Dalsgaard (1988), seuls H et He4 sont pris en compte, dégénérescence ignorée.
 - `etat_mhd` : équation d'état de Mihalas, Hummer & Dappen (*appel à `etat_eff` en cas de difficulté*) utilise les tables en binaire `mhd1.bin ... mhd7.bin` construites dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, voir § 2.2.5 (Page 18).
 - `etat_opal` : équation d'état `opal` 1991, (*appel à `etat_eff` en cas de difficulté*) utilise les tables en binaire `eos_opal*.bin` construites dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, voir § 2.2.4 (Page 15).
 - `etat_opalZ` : équation d'état de `opal` 2001, (*appel à `etat_eff` en cas de*

⁹Seule routine de perte de moment cinétique disponible dans la présente version de CESAM2k.

- difficulté*) utilise les tables en binaire `eos_opalZ*.bin` construites pour **Z fixé** dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, cf. § 2.2.4 (Page 15). Par rapport à la version 1991, les données de la version 2001 ont été étendues et améliorées, des bugs ont été corrigés. Les données ne permettent pas de dépasser $X = 0.8$. Les fichiers de données 2001 et 1991 sont incompatibles.
- `etat_opalX` : équation d'état de `opal` 2001, se différenciant de `etat_opalZ` par l'extension du domaine de l'abondance d'hydrogène, $X \in [0, 1]$, dans le but de calculer des modèles sans zone convective externe étendue *avec diffusion*. Le prix à payer est $Z \equiv 0$, ce qui n'est pas très pénalisant, l'équation d'état étant peu sensible à Z . `etat_opalX` utilise la table en binaire `eos_opalX` construite pour **Z=0 fixé** dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, cf. § 2.2.4 (Page 15).
 - `F_EOS='eos_opal_250.bin',7*' '` : noms des fichiers d'équation d'état (au plus 8).

3.12 Arguments de la NAMELIST NL_OPA

- `NOM_OPA` : nom de la routine de calcul des opacités moyennes de Rosseland :
 - `opa_gong` : opacités simplifiées (Kramers amélioré) selon Christensen-Dalsgaard (1988).
 - `opa_houdek9` : opacités de Houdek version 9, (OPAL+Alexander), interpolation par rational B-spline ; utilise les tables en binaire construites dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA/V9`, voir § 2.2.3 (Page 14)
 - `opa_int_zsx` : Opacités OPAL93+Kurucz raccord d'Yveline, interpolations linéaires, très utiles pour des tests.
 - `opa_opal2_co`, `opa_opal2_cno` : Opacités OPAL avec corrections pour $Z > 0.1$, cf. § 2.2.2 (Page 14)
 - `opa_opalC0` : Opacités OPAL avec corrections pour $Z > 0.1$ ne portant que sur C et O.
 - `opa_yveline` : opacités OPAL+Alexander interpolation et raccord d'Yveline ; utilise les tables en binaire `opa_yveline*.bin` construites dans le sous directory `SUN_STAR_DATA`, voir § 2.2.1 (Page 13).
 - `opa_yveline_jorgen` : identique à la précédente pour les opacités Asplund et al. (2005) avec la correction de Jorgen (astro-ph 0811.100v1 6 Nov 2008) qui permet de retrouver le "modèle S".
 - `opa_yveline_lisse` : opacités OPAL+Alexander raccord d'Yveline, interpolation linéaire ou lissage ; utilise les tables en binaire `opa_yveline*.bin` construites dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, voir § 2.2.1 (Page 13).
- `F_OPA='opa_yveline.bin', '/HOUDEK/OPINTPATH_AX95',6*' '` : noms des fichiers d'opacité (au plus 8).

A partir d'une température supérieure à $70 \cdot 10^6 \text{K}$ la matière est totalement ionisée, `CESAM2k` simplifie le calcul de l'opacité en utilisant le formalisme free-free de Kramers selon Cox & Giuli (1968).

3.13 Arguments de la NAMELIST NL_NUC

- **NOM_NUC** : nom de la routine de calcul des taux des réactions thermonucléaires et d’initialiation de la composition chimique :
 - **pp1** : calcul simplifié du cycle PP (ne permet pas la diffusion microscopique).
 - **pp3** : réactions PP, 3 éléments H, He3, He4 avec H2, Li7, Be7 à l’équilibre ; a pour vocation les tests de mise au point, permet la diffusion microscopique, intervalle de tabulation : [1MK,80MK]..
 - **ppcno9** : réactions PP+CNO, 9 éléments, H2, Li7, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[1MK,40MK].
 - **ppcno9Fe** : réactions PP+CNO, 9 éléments+Fe, H2, Li7, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[1MK,80MK].
 - **ppcno10** : réactions PP+CNO, 10 éléments, H2, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[0.5MK,80MK].
 - **ppcno10Fe** : réactions PP+CNO, 10 éléments+Fe, H2, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[0.5MK,80MK].
 - **ppcno10K** : réactions PP+CNO, 10 éléments+K, H2, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[0.5MK,80MK].
 - **ppcno10BeBFe** : réactions PP+CNO, 10 éléments + Li6, Be9, B11, Fe avec H2 et Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[0.5MK,80MK].
 - **ppcno11** : réactions PP+CNO, 11 éléments, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[0.5MK,80MK].
 - **ppcno12** : réactions PP+CNO, 12 éléments, intervalle de tabulation : [1MK,80MK].
 - **ppcno12Be** : réactions PP+CNO, 12 éléments + Be9, intervalle de tabulation :[0.5MK,80MK].
 - **ppcno12Li** : réactions PP+CNO, 12 éléments + Li6, intervalle de tabulation :[0.5MK,80MK].
 - **ppcno12BeBFe** : réactions PP+CNO, 12 éléments + Li6, Be9, B11, Fe, intervalle de tabulation :[0.5MK,80MK].
 - **ppcno3a9** : réactions PP+CNO+3 α , 9 éléments, H2, Li7, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[1MK,80MK]..
 - **ppcno3a12Ne** : réactions PP+CNO+3 α +carbone, 12 éléments dont Ne22, H2, Li7, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[1MK,800MK].
 - **ppcno3aco** : réactions PP+CNO+3 α +carbone+oxygène, 17 éléments H2, Li7, Be7 à l’équilibre, intervalle de tabulation :[1MK,3GK].

L’étendue de l’intervalle de tabulation est fixée en fonction de la zone d’efficacité du réseau nucléaire retenu.
- **nom_nuc_cp1** : nom de la compilation des réactions thermonucléaires :
 - **Adelb** : Compilation Adelberger et al. (1998).
 - **Cau-Fow** : Compilation de Caughlan & Fowler (1988).
 - **NACRE** : Compilation de NACRE (Angulo et al., 1999).
- **MITLER=.TRUE.** : effet d’écran selon Mitler (1997).

3.14 Arguments de la NAMELIST NL_ATM

- `NOM_ATM` : nom de la routine de restitution de l’atmosphère :
 - `lim_atm` : restitution de l’atmosphère à partir d’une loi $T(\tau)$,
 - `lim_gong1` : restitution simplifiée de l’atmosphère, cas de GONG1,
 - `lim_tau1` : restitution simplifiée de l’atmosphère, atmosphère mono-couche.
- `NOM_TDETAU` : nom de la loi $T(\tau)$ utilisée pour la restitution de l’atmosphère :
 - `edding` : loi $T(\tau)$ totalement radiative d’Eddington.
 - `hopf` : loi $T(\tau)$ totalement radiative de Hopf.
 - `hsra` : loi $T(\tau)$ empirique, non totalement radiative de HSRA.
 - `K5750` : loi $T(\tau)$ non totalement radiative, dérivée du modèle d’atmosphère solaire de Kurucz, $T_{\text{eff}} = 5750$ K.
 - `K5777` : loi $T(\tau)$ non totalement radiative, dérivée du modèle d’atmosphère solaire de Kurucz, $T_{\text{eff}} = 5777$ K.
 - `MARCS_Z+0.00` : lois $T(\tau)$ non totalement radiatives, dérivées des modèles d’atmosphère de MARCS. Des tables¹⁰ pour les métallicités $[Z/X]$:
 - 3.00, –2.00, –1.50, –0.75, –0.50, –0.25, +0.00, +0.25, +0.75, +1.00

et des gravités ($\log_{10} g$) recouvrant l’intervalle $[+0.0, +5.0]$ avec un pas de +0.5 sont disponibles sur simple demande auprès de Bernard.Pichon@oca.eu.

Une table supplémentaire : `MARCS_Z+0.00_NEW`, calculée avec $[Z/X] = 0.0$, pour les conditions conditions de faible gravité et de forte température effective (atmosphères d’AGB) est aussi disponible.

- `roger+00` : loi $T(\tau)$ non totalement radiative, dérivée de modèles d’atmosphère de Kurucz, de métallicité $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$.
- `roger+02` : loi $T(\tau)$ non totalement radiative, dérivée de modèles d’atmosphère de Kurucz, de métallicité $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.2$.
- `roger-05` : loi $T(\tau)$ non totalement radiative, dérivée de modèles d’atmosphère de Kurucz, de métallicité $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$.
- `roger-10a` : loi $T(\tau)$ non totalement radiative, dérivée de modèles d’atmosphère de Kurucz, de métallicité $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0$ avec éléments α ”enhanced”.
- `TAU_MAX=10.d0` : profondeur optique du raccord avec l’enveloppe,
- `LIM_RO=.TRUE.` : condition limite externe en densité, sinon en pression.

3.15 Exploitation sous UNIX & LINUX

Sous UNIX/LINUX, il est conseillé de créer et de laisser le module exécutable `cesam2k.out` dans le sous-directory `SOURCE`. Pour l’exploitation, utiliser un sous-directory propre à chaque application dans lequel on disposera les fichiers de données (`mon_modele.don`), les fichiers d’initialisation tels que `m020.zams`, et, si besoin, les fichiers de réglage et de personnalisation.

Par exemple, pour calculer des modèles de ξ Hya ($3M_{\odot}$) de la ZAMS jusqu’à 400 My :

- Créer un sous-directory `KSI_HYA`

¹⁰Codifiées `MARCS_Zsx.yy`, Exemple : `MARCS_Z-2.00`.

- Copier les fichiers `m020.zams`¹¹ et `mon_modele.don` du sous-directory `EXPLOIT`.
- Renommer le fichier de données `ksi_hya.don`.
- Adapter la physique et les paramètres de ce fichier au problème de ξ Hya.

Lancer ensuite deux calculs successifs d'un modèle préliminaire de ZAMS (`AGEMAX = 0.d0`) adapté aux paramètres et à la physique adoptés :

1. le premier avec une précision réduite (`PRECISION='np'`) et en utilisant le modèle d'initialisation en ASCII,
2. et le second avec (`PRECISION='pr'`) en utilisant le modèle binaire `ksi_hya_B.hom` obtenu à l'étape précédente.

Conserver le fichier `ksi_hya_B.hom` obtenu à l'issue de cette dernière étape dans le fichier `ksi_hya_ini_B.hom`. C'est avec ce dernier que seront initialisés le calcul des modèles des exploitations.

Dans le fichier `ksi_hya.don` indiquer l'âge à atteindre : (`AGEMAX = 400.d0`) et lancer l'exécution : `cesam2k.out` en l'initialisant avec `ksi_hya_ini_B.hom`.

Pour faire par la suite des modèles en changeant un ou plusieurs paramètres (âge, overshoot, *etc...*), il suffit d'adapter le fichier `ksi_hya.don` à chaque cas particulier.

3.15.1 Limitation des sorties

Les informations qui apparaissent *on line* sur le moniteur permettent de suivre en détail le déroulement des calculs. Elles peuvent s'avérer non pertinentes pour une exploitation "batch" et encombrer inutilement. A cet effet, la variable logique `baratine` du module `mod_donnees`, lorsqu'elle est `.FALSE.`, permet de dérouter sur les fichiers `mon_modele_static`, `mon_modele_atmos`, `mon_modele_evol` la plupart des les informations concernant le déroulement des calculs en ce qui concerne, respectivement, la résolution de l'équilibre quasi-statique, la restitution de l'atmosphère, l'évolution de la composition chimique et de la vitesse angulaire. Pour ce faire, il est nécessaire de coder `baratine=.FALSE.` dans le module `mod_donnees` et d'effectuer une recompilation partielle de ce module, *cf.* §3.17 (Page 37). Quand la nature cette limitation de sorties n'est qu'occasionnelle, il n'est pas nécessaire d'intervenir dans le module `mod_donnees` et de refaire une compilation ; il suffit de disposer, dans l'environnement du calcul, le fichier `blabla` décrit au §4.10.1 (Page 50).

3.16 Programmes d'exploitation

Des programmes du sous directory `EXPLOIT` permettent une exploitation des fichiers ASCII ou binaires créés par `CESAM2k` :

- `calib2k_pms` : Formation du fichier de données `mon_modele.don` pour calibration d'un modèle solaire avec PMS.
- `calib2k_zams` : Formation du fichier de données `mon_modele.don` pour calibration d'un modèle solaire initialisé sur la ZAMS.
- `des2k_ZC` : Dessin de l'évolution des zones convectives en fonction du temps.
- `des2k_abon` : Dessin des abondances en fonction de la masse ou du rayon.

¹¹Utiliser des fichiers d'initialisation ASCII ou binaire de $3M_{\odot}$ si on en dispose.

- `des2k_abontc` : Dessin de l'évolution de X, Y, Z au centre, en fonction du temps.
- `des2k_abonts` : Dessin de l'évolution de X, Y, Z en surface, en fonction du temps.
- `des2k_bin` : Dessin des variables quasi-statiques à partir d'un fichier binaire.
- `des2k_diff_spl` : Dessin des différences entre deux modèles avec interpolation par B-splines.
- `des2k_grad` : Dessins des différents gradients d'un modèle.
- `des2k_hr` : Dessin du diagramme HR.
- `des2k_opa` : Dessin des différences relatives entre deux tables d'opacité.
- `des2k_osc` : Dessin de 1, 2 ou 3 modèles en fonction du rayon, de la masse avec des possibilités de zoom.
- `des2k_rot` : Dessins séparés des variables de la diffusion du moment cinétique.
- `des2k_rot_ext` : Dessin du profil, en fonction du temps, de la vitesse angulaire de la couche externe en km/s ou en rad/sec.
- `des2k_vaiss` : Dessin du profil de la fréquence de Brunt-Väissälä.
- `f037_2k` : Interpolation d'un modèle en des points de masse ou de rayon fixés.
- `fichier_vent` : Programme de construction d'un fichier de composition chimique du vent.

Dans chacun de ces programmes, des informations concernant leur utilisation sont données sous la forme de commentaires.

3.17 Scripts d'exploitation

Les scripts UNIX suivants des sous-directories `SCRIPTS/BASH` et `SCRIPTS/CSH` facilitent l'installation et l'exploitation¹² de `CESAM2k` :

- `calib2k_pms` : procédure de calibration d'un modèle solaire avec PMS.
- `calib2k_zams` : procédure de calibration d'un modèle solaire initialisé sur la ZAMS homogène.
- `compile2k` : script de compilation avec optimisation.
- `compile2k_dbg` : script de compilation pour debug.
- `compile2k_dbg_list` : script de compilation pour debug pour un ensemble de routines d'une liste.
- `compile2k_list` : script de compilation avec optimisation pour un ensemble de routines d'une liste, avec création ou mise à jour d'une bibliothèque.
- `evol2k_pms` : procédure pour l'évolution à partir de la PMS homogène.
- `evol2k_zams` : procédure pour l'évolution à partir de la ZAMS homogène.
- `exe2k` : procédure d'exécution d'un programme avec optimisation
- `exe2k_dbg` : procédure d'exécution d'un programme avec debug.
- `genere_cesam2k_dbg` : script créant la bibliothèque et l'exécutable `cesam2k_dbg.out` de debug,
- `genere_cesam2k` : script créant la bibliothèque et l'exécutable `cesam2k.out` d'exploitation,

¹²Les options de compilation sont celles du compilateur LINUX LF95, il convient de les adapter à celles du compilateur utilisé.

- `lib_del_repl` : script permettant de supprimer, puis de remplacer, une routine dans une bibliothèque.
- `repl2k_mod` : script permettant de compiler, remplacer dans la bibliothèque, un ou plusieurs modules et de créer le module exécutable `cesam2k.out`.
- `repl2k_mod-dbg` : script permettant de compiler, remplacer dans la bibliothèque, un ou plusieurs modules, et de créer le module de debug exécutable `cesam2k-dbg.out`.
- `makefile` : makefile permettant de générer l'exécutable `cesam2k.out`.

Chapitre 4

Personnalisation

Bien que l'exécutable soit construit un fois pour toutes, il est possible d'adapter de façon externe un certain nombre de paramètres. Ces adaptations s'effectuent, à la demande, par l'intermédiaire de fichiers *ad hoc* à disposer dans le sous-directory où s'effectue le calcul. Ne seront concernés que les modèles calculés dans cet environnement. De façon générale, dans le directory concerné, une personnalisation peut affecter, soit un modèle particulier, soit tous les modèles à calculer dans ce directory. CESAM2*k* recherche d'abord si une personnalisation existe pour le modèle à calculer puis, à défaut, si elle existe pour tous les modèles du directory. Des exemples de tels fichiers de personnalisation se trouvent dans le sous-directory `EXPLOIT` de la distribution. On peut ainsi :

- Avoir des commentaires d'interactivité en une langue différente du français¹.
- Utiliser une mixture initiale différente de celles implémentées.
- Modifier les rapports d'abondances d'une mixture.
- Redéfinir les rapports isotopiques.
- Créer un fichier de sortie en ASCII contenant des quantités en nombre et ordre différents de ce qui est implémenté.
- Utiliser des réglages personnalisés.
- Dessiner des boîtes correspondant à des objectifs à atteindre, et adapter les échelles du diagramme HR tracé "on line".
- Adapter les dimensions des cadres et le nom du device à utiliser.
- Détourner sur des fichiers en ASCII une partie des informations apparaissant 'on line' sur le moniteur.

Par sécurité, ainsi qu'il est explicité pour chaque cas particulier, certains des fichiers de personnalisation concernant la composition chimique ne seront pris en compte que si le paramètre `modif_chim` de la NAMELIST `n1_chim` du fichier de données est `.TRUE.` cf. § 3.7 (Page 28).

4.1 Langue

Une alternative pour avoir des commentaires d'interactivité en une langue différente du français :

¹Seulement en anglais dans la présente version.

1. Si on désire **toujours** avoir des commentaires en une langue différente du français, **avant** la compilation, dans la routine `cesam` du sous-directory `SOURCE`, commenter ou supprimer les instructions (vers les lignes 270-278) :

```

    INQUIRE(file='langue',exist=ok)
    IF(ok)THEN
        OPEN(unit=30,form='formatted',status='old',file='langue')
        READ(30,nl_langue) ; CLOSE(UNIT=30)
    ELSE
        WRITE(*,30)
30    FORMAT(/,'Sometimes CESAM can speak english',/,
1    'see aide_mem2k, chapter personnalisation ')
        langue='français'
    ENDIF

```

et décommenter l'instruction de la ligne suivante (279) :

```

c    langue='english'

```

Les commentaires en anglais seront désormais utilisés pour toute exploitation.

2. Si on désire n'avoir qu'occasionnellement les commentaires en anglais, introduire dans l'environnement d'exploitation un fichier de nom `langue` dans lequel on codera :

```

&NL_LANGUE
langue='english'
/

```

Dans toutes les exploitations effectuées dans cet environnement les commentaires apparaîtront en anglais.

Par défaut, *i.e.* en l'absence de l'une des dispositions précédentes, les commentaires seront en français.

PB Dans la version actuelle de `CESAM2k`, seulement une partie des principaux commentaires a été traduite en anglais.

PB `Call for man power` : il est facile de transposer dans une autre langue les algorithmes créés pour l'anglais ou encore compléter et/ou améliorer la syntaxe des ces derniers, les volontaires sont bienvenus.

4.2 Mixture

Pour utiliser une mixture initiale différente² de celles implémentées, coder `nom_abon='mixture'` dans le fichier de données et, dans l'environnement, placer un fichier de nom `mixture` contenant la mixture désirée en Dex. `CESAM2k` *refuse* toute mixture dont la normalisation est différente de `H=12`. L'exemple suivant se trouve dans le sous-directory `EXPLOIT` :

²Voir aussi § 5.2 (Page 52).

```

&NL_MIXTURE
ab(1)=12.00d0 , ab(2)=10.d0 , ab(3)=2.69d0 , ab(4)=2.15d0 , ab(5)=2.60d0
ab(6)=4.55d0 , ab(7)=3.97d0 , ab(8)=4.87d0 , ab(9)=1.56d0 , ab(10)=4.08d0
ab(11)=2.33d0 , ab(12)=3.58d0 , ab(13)=2.47d0 , ab(14)=3.55d0 , ab(15)=1.45d0
ab(16)=3.21d0 , ab(17)=1.5d0 , ab(18)=2.52d0 , ab(19)=1.12d0 , ab(20)=2.36d0
ab(21)=-1.17d0 , ab(22)=1.02d0 , ab(23)=0.d0 , ab(24)=1.67d0 , ab(25)=1.39d0
ab(26)=3.5d0 , ab(27)=0.92d0 , ab(28)=2.25d0
/

```

On trouve, dans la routine `abon_ini`, l'ordre et l'identification des éléments par leurs indices, en fait, celle des opacités OPAL. Dès lors, *tous* les modèles calculés dans ce directory, s'ils utilisent l'option `nom_abon='mixture'`, auront des abondances initiales conformes à celles du fichier `mixture`. Une autre possibilité permet de personnaliser davantage; elle consiste à donner au fichier `mixture` le nom générique du modèle avec l'extension `.mix`, Ex : `mon_modele.mix`. Dès lors, *seul* le modèle `mon_modele` aura la composition chimique initiale désirée. Avec l'option `mixture`, CESAM2k cherche *en priorité* à utiliser le fichier `mon_modele.mix`; en son absence, c'est le fichier `mixture` qui est utilisé; le calcul n'est effectué que si l'un de ces deux fichiers existe dans l'environnement.

Cette option nécessite de coder `MODIF_CHIM=.TRUE.`, cf. § 3.7 (Page 28).

PB Avec l'option `nom_abon='mixture'`, les abondances relatives des métaux devraient, en principe, correspondre à celles des opacités, au moins, faute de mieux, pouvoir être prises en charge par la routine d'opacité utilisée.

4.3 Rapports isotopiques

Pour utiliser des rapports isotopiques différents de ceux que CESAM prend par défaut, placer dans l'environnement du calcul, un fichier de nom `mon_modele.rap_iso` dans lequel seront précisés les rapports isotopiques à utiliser. Si *tous* les modèles de l'environnement doivent être calculés avec des rapports modifiés, donner au fichier précédent le nom de `rap_iso`. Exemple :

```

&NL_RAP_ISO
be7sbe9=1.d-25,
be7sz=1.d-29,
c13sc12=1.10d-2,
h2sh1=3.01d-5,
he3she4=1.1d-4,
he3she4z=4.185d-4,
li6sli7=7.5d-2,
mg25smg24=0.0125,
mg26smg25=0.013,
ne22sne20=6.79d-2,
n15sn14=0.366d-2,
o17so16=0.038d-2
o18so16=0.008d-2
/

```

Les noms utilisés pour les variables suggèrent les notations des rapports isotopiques `be7sbe9` : rapport isotopique ${}^7\text{Be}/{}^9\text{Be}$. `he3she4z` est le rapport isotopique ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$

sur la ZAMS lorsque le deutérium initial a été transformé en ^3He , `be7sz` est l'abondance, quasi nulle, du ^7Be initial dans Z.

Par sécurité, ce fichier ne sera pris en compte, que si le paramètre `modif_chim` de la NAMELIST `n1_chim` du fichier de données est `.TRUE.` *cf.* § 3.7 (Page 28).

4.4 Personnalisation des rapports d'abondances

La mixture une fois définie, par exemple `solaire_gn` (Grevesse & Noels, 1993), il est possible d'y modifier les abondances. Pour ce faire, créer dans l'environnement du calcul, un fichier de nom `mon_modele.modif_mix`, dans lequel seront indiquées les modifications en DeX à apporter. Si tous les modèles de l'environnement doivent être calculés avec ces modifications, donner au fichier précédent le nom de `modif_mix`. Exemple se trouvant dans le directory EXPLOIT :

```
&n1_modif_mix
add_Li=2.d0 ; add_Be=0.d0 ; add_B=0.d0
add_C=-1.0d0 ; add_N=0.d0 ; add_O=-0.3d0 ; add_F=0.d0 ; add_Ne=0.d0
add_Na=0.d0 ; add_Mg=0.d0 ; add_Al=0.d0 ; add_Si=0.d0 ; add_P=0.d0
add_S=0.d0 ; add_Cl=0.d0 ; add_Ar=0.d0 ; add_K=0.d0 ; add_Ca=0.d0
add_Sc=0.d0 ; add_Ti=0.d0 ; add_V=0.d0 ; add_Cr=0.d0 ; add_Mn=0.d0
add_Fe=0.d0 ; add_Co=0.d0 ; add_Ni=0.d0 ; add_Z=-1.d0
/
```

Les notations suggèrent les quantités à modifier ; ainsi `add_Li=2.d0` est le nombre de DeX à ajouter à l'abondance du lithium. `add_Z=-1.d0` signifie que les abondances **de tous les métaux** seront diminuées d'un DeX. **Par sécurité**, ce fichier ne sera pris en compte que si le paramètre `modif_chim` de la NAMELIST `n1_chim` du fichier de données est `.TRUE.` *cf.* § 3.3 (Page 22).

Si on a codé `GARDE_XISH=.FALSE.` dans le fichier de données *cf.* § 3.7.1 (Page 29), le paramètre `add_Z`, qui agit sur les métaux dans leur ensemble, n'a pas d'incidence dans la détermination des rapports métal/Z. A l'opposé, une valeur non nulle de `add_C`, par exemple, aura une incidence sur les rapports métal/Z.

4.5 Personnalisation de la composition chimique du vent.

Dans le cas standard, avec la donnée `mdot` non nulle, *cf.* § 3.3 (Page 22), la composition chimique de la masse perdue ou gagnée par le vent est celle de la couche la plus externe du modèle. Il est possible de personnaliser cette composition chimique, afin qu'elle diffère de celle de la couche externe. Pour ce faire, placer dans l'environnement du calcul, un fichier de nom `mon_modele.vent` dans lequel seront indiquées les fractions de masse de chaque élément chimique dans l'apport ou la perte de masse. Si tous les modèles de l'environnement doivent être calculés avec ces modifications, donner au fichier précédent le nom de `vent`. Un exemple se trouve dans le sous-directory EXPLOIT :

```
&n1_vent
vt_H=0.7347,vt_He=0.2483,vt_Li=1.033e-08,vt_Be=1.72816e-10,
vt_B=4.859e-09,vt_C=2.899e-03,vt_N=8.493e-04,vt_O=7.885e-03,
vt_F=4.182e-07,vt_Ne=1.768e-03,vt_Na=3.501e-05,vt_Mg=6.736e-04,
vt_Al=6.078e-05,vt_Si=7.434e-04,vt_P=8.198e-06,vt_S=3.704e-04,
```

```
vt_Cl=4.924e-06,vt_Ar=7.315e-05,vt_K=3.845e-06,vt_Ca=6.541e-05,
vt_Sc=4.126e-08,vt_Ti=3.041e-06,vt_V=3.888e-07,vt_Cr=1.856e-05,
vt_Mn=1.357e-05,vt_Fe=1.287e-03,vt_Co=3.492e-06,vt_Ni=7.6092e-05
/
```

Les notations sont suggestives, ainsi `vt_Li=1.033e-08` est la fraction masse du lithium dans le vent. Une renormalisation étant effectuée lors de l'utilisation, il n'est pas nécessaire de normaliser les fractions de masse figurant dans ce fichier, certaines peuvent être nulles et même négatives. Suivant le signe de `MDOT`, la quantité de matière, apportée ou soustraite, est supposée provenir de la zone convective externe qui existe toujours. Le fichier `vent` peut être construit³ par le programme `fichier_vent` du sous-directory `EXPLOIT`.

Par sécurité, ce fichier ne sera pris en compte, que si le paramètre `modif_chim` de la `NAMELIST nl_fdon` du fichier de données est `.TRUE`. cf. §3.7 (Page 28).

4.6 Chute de planètes

Au cours d'une évolution `CESAM2k` permet de simuler une chute de planètes sur un intervalle de temps limité. Pour ce faire, placer dans l'environnement du calcul, un fichier de nom `mon_modele.planet` dans lequel seront indiquées les fractions de masse de chaque élément de la composition chimique des planètes, le nombre total de planètes qui sera reçu par l'étoile, l'intervalle de temps concerné par la chute et le profil de l'intensité de la chute. Si tous les modèles de l'environnement doivent être calculés avec ces modifications, donner au fichier précédent le nom de `planet`. Un exemple se trouve dans le sous-directory `EXPLOIT` :

```
&nl_planet
vt_H=0.7347,vt_He=0.2483,vt_Li=1.033e-08,vt_Be=1.72816e-10,
vt_B=4.859e-09,vt_C=2.899e-03,vt_N=8.493e-04,vt_O=7.885e-03,
vt_F=4.182e-07,vt_Ne=1.768e-03,vt_Na=3.501e-05,vt_Mg=6.736e-04,
vt_Al=6.078e-05,vt_Si=7.434e-04,vt_P=8.198e-06,vt_S=3.704e-04,
vt_Cl=4.924e-06,vt_Ar=7.315e-05,vt_K=3.845e-06,vt_Ca=6.541e-05,
vt_Sc=4.126e-08,vt_Ti=3.041e-06,vt_V=3.888e-07,vt_Cr=1.856e-05,
vt_Mn=1.357e-05,vt_Fe=1.287e-03,vt_Co=3.492e-06,vt_Ni=7.6092e-05,
ypl=0.d0,zpl=0.9d0,
n_planet=10,profil='rectangle',age_deb=5.d0,age_fin=10.d0,
r_giration=1.d0,t_giration=1.d0
/
```

Les notations sont suggestives. Avec `vt_H` et `vt_He` *non nuls*, des valeurs non nulles de `ypl` et/ou `zpl` permettent de modifier les fractions de masse de l'hydrogène X , de l'hélium Y et des métaux Z des planètes. Avec le fichier `planet` précédent, l'abondance en masse de l'hélium sera $Y = 0$, celle des métaux $Z = 0.9$ et celle d'hydrogène $X = 1.0 - 0.0 - 0.9 = 0.1$. `age_deb` et `age_fin` sont respectivement les âges, en million d'années, du début et de la fin de la chute. `r_giration` est le rayon de giration en UA et `t_giration` le temps de giration, en années. `CESAM2k` estime la vitesse angulaire des planètes en admettant qu'ils décrivent un arc de $\pi/2$ pendant un temps de giration. Une valeur négative du temps de giration, correspond à un apport négatif de moment cinétique, i.e. rétrograde. Avec une valeur nulle du temps

³La composition chimique de l'exemple est celle de la mixture météoritique de Grevesse & Sauval (1998). Par ailleurs, il n'est pas nécessaire, ici, de respecter la 'case'.

de giration il n'y a pas d'apport de moment cinétique.

Dans la routine `planetoides.f`, CESAM2k propose 4 profils :

1. `rectangle` : L'intensité de la chute est constant.
2. `triangle` : Le profil de l'intensité de la chute est triangulaire, le maximum étant centré au milieu de l'intervalle de temps.
3. `parabole` : Le profil de l'intensité de la chute est parabolique, le maximum étant centré au milieu de l'intervalle de temps.
4. `gauss` : Le profil de l'intensité de la chute est une gaussienne limitée à l'intervalle de temps. Le maximum est centré au milieu de l'intervalle de temps. L'écart type est arbitrairement pris égal au tiers de l'intervalle de temps.

Cette option nécessite de coder `MODIF_CHIM=.TRUE.`, cf. §3.7 (Page 28).

4.7 Ascii

Pour créer un fichier de sortie en ASCII personnalisé, coder `nom_output='ascii'` dans le fichier de données et, dans l'environnement, placer un fichier de nom `sortie_ascii`⁴ dans lequel sont définis les paramètres créant la structure souhaitée. Le codage, *délicat*, est décrit dans la routine `output.f`, les indices des variables sont identifiés dans la routine `ascii.f` du sous-directory `SOURCE`. Dans l'exemple :

```
12 3
1 2 3 4 5 6 9 10 11 12 13 15
1 2 3
.FALSE.
.TRUE.
.TRUE.
```

Fichier pour sortie `ascii`:

les quantités ont les significations suivantes :

- 12 3 → on écrira 12 variables globales et 3 variables locales,
- 1 2 3 4 5 6 9 10 11 12 13 15 → indices des 12 variables globales (`mstar*msol`, `rtot*rsol`, `ltot*lsol`, `z0`, `x0`, `alpha`, `X` dans `ZC`, `Y` dans `ZC`, `d2p`, `d2ro`, `age`, `vsal`, `w_rot` initial).
- 1 2 3 → indices des 3 variables locales : Rayon, $\log(M/M_{tot})$, Température).
- `.FALSE.` → la masse sera écrite en fraction de la masse totale et non en `DeX`.
- `.TRUE.` → tabulation du centre à la surface.
- `.TRUE.` → on ajoute la composition chimique locale à la suite des variables locales.
- Fichier pour sortie `ascii` : texte d'entête du fichier de sortie.

Le nom générique du fichier de données est repris pour former celui du fichier de sortie en ASCII : avec `mon_modele.don` le nom du fichier de sortie est `mon_modele-ascii`. Avec le fichier cité comme exemple, on a obtenu :

```
Fichier pour sortie ascii: mon_modele-ascii
CESAM2k version 0.0.0.0 lagr colloc 1 2 np no diffus, 06 Juillet 2003 17h46
Physique utilisée: etat_eff, opa_yveline_lisse, conv_jmj, ppcno9, NACRE
solaire_gn, lim_atm, hopf, perte_ext, diffm_mp, diff_t_nu, ctes_94
```

⁴Dont un exemple se trouve dans le sous-directory `EXPLOIT`.

```

10 H1 He3 He4 C12 C13 N14 N15 O16 O17 Si28
    541      12      13      10      -1
1.9891900000000E+33 6.010741880620E+10 2.478601588572E+33 2.000000000000E-02 7.000000000000E-01
1.800000000000E+00 7.000000000000E-01 2.800000000000E-01-4.241618755712E+01-2.519592625187E+01
0.000000000000E+00 0.000000000000E+00
0.000000000000E+00 0.000000000000E+00 1.359013041915E+07 7.000000000000E-01 8.826927693868E-05
2.799117307231E-01 3.425410508692E-03 4.128413464627E-05 1.059170894932E-03 4.168107978225E-06
9.641655715570E-03 3.903146720978E-06 5.824407491460E-03
1.302042603905E+09 1.175206179724E-08 1.353639070045E+07 7.000000000000E-01 8.826927693868E-05
2.799117307231E-01 3.425410508692E-03 4.128413464627E-05 1.059170894932E-03 4.168107978225E-06
9.641655715570E-03 3.903146720978E-06 5.824407491460E-03
.....
6.014328252162E+10 1.000000000164E+00 4.543950048106E+03 7.000000000000E-01 8.826927693868E-05
2.799117307231E-01 3.425410508692E-03 4.128413464627E-05 1.059170894932E-03 4.168107978225E-06
9.641655715570E-03 3.903146720978E-06 5.824407491460E-03
6.014636429604E+10 0.000000000000E+00 4.543482782113E+03 7.000000000000E-01 8.826927693868E-05
2.799117307231E-01 3.425410508692E-03 4.128413464627E-05 1.059170894932E-03 4.168107978225E-06
9.641655715570E-03 3.903146720978E-06 5.824407491460E-03

```

Comme pour les abondances initiales *cf.* § 4.2 (Page 40), il est possible de ne créer ce fichier de sortie personnalisé, que pour un modèle particulier, en donnant au fichier de sortie `sortie_ascii` le nom du modèle avec l'extension `.ascii`, exemple : `mon_modele.ascii`. S'il existe dans l'environnement, ce seront les paramètres de ce dernier fichier qui seront pris en compte pour *le* modèle de nom `mon_modele`. En son absence, `CESAM2k` cherchera à utiliser ceux du fichier `sortie_ascii`, à défaut de ce dernier, il n'y aura pas de sortie ASCII.

4.8 Réglages

Les réglages, définis dans la routine `cesam.f` en fonction du paramètre `PRECISION` du fichier de données `mon_modele.don`, peuvent être personnalisés en codant : `PRECISION='rg'`, et en disposant dans l'environnement un fichier de nom : `reglages`⁵ comportant les réglages à utiliser. Exemple d'un tel fichier `reglages` :

```

&NL_RLG
m_qs=2,
m_ch=3,
m_rot=2,
m_tds=2,
m_ptm=2,
ordre=1,
precix=1.d-3,
precit=0.15d0,
ro_test=0.1d0,
psi0=0.05d0,
d_grav=0.5d0,
loc_zc=1.d-3,
dtmax=200.d0,
dt0=1.d0,
ini0=5,

```

⁵Dont un exemple se trouve dans le sous-directory `EXPLOIT`.

```

n_atm=75,
kipp=.FALSE.,
en_masse=.TRUE.,
ctel=0.0d0,
ctep=-1.d0,
ctem=15.d0,
cter=0.0d0,
ctet=0.d0,
mvt_dis=.FALSE.,
dn_fixe=0.05d0,
dpsi=0.05d0,
mu_saha=.FALSE.,
q0=0.1d0,
l0=4,
new_bv=.TRUE.,
fmin_abon=0.05d0,
dlntc=0.07d0,
iter_qs=0, 0, 3, 0, 0, 0, 7
/

```

Les significations des paramètres sont les suivantes :

- m_qs=2** : Ordre des B-splines pour les variables quasi-statiques.
- m_ch=3** : Ordre des B-splines pour l'interpolation de la composition chimique.
- m_rot=3** : Ordre des B-splines pour l'interpolation du moment cinétique.
- m_tds=2** : Ordre des B-splines pour interpolation de l'énergie graviphique.
- m_ptm=2** : Ordre des B-splines pour interpolation de la perte de masse.
- ordre=1** : Ordre du schéma d'intégration des réactions nucléaires avec `rkimps`.
- precix=1.d-4** : Précision sur les itérations Newton-Raphson des intégrations spatiales.
- precit=0.1d0** : Variation relative maximale pour l'intégration temporelle de la composition chimique.
- ro_test=0.1d0** : Test de variation de l'énergie graviphique si `ro > ro_test`.
- psi0=0.05d0** : Constante de répartition à assurer.
- d_grav=0.5d0** : Variation temporelle maximale de l'énergie graviphique.
- loc_zc=5.d-4** : Précision de la localisation des limites zones radiatives / zones convectives.
- dtmax=200.d0** : Pas temporel maximum.
- ini0=5** : Nombre d'itérations Newton-Raphson avec réestimation de la composition chimique, de la vitesse angulaire et des limites zones radiatives / zones convectives.
- n_atm=75** : Nombre de couches dans l'atmosphère restituée.
- kipp=.TRUE.** : Utilisation de l'approximation de Kippenhahn.
- en_masse=.TRUE.** : Variables quasi-statiques lagrangiennes.

ctel, ctep, ctem, cter, ctet : Facteurs de répartition.

mvt_dis=.TRUE. : Ajustement de la composition chimique due aux déplacements des discontinuités..

dn_fixe=0.05d0 : Taux limite de variation du nombre de couches nécessitant un réajustement de la grille fixe pour l'interpolation de la composition chimique.

dpsi=0.02 : Taux limite de variation de la fonction de répartition nécessitant une modification du nombre de couches.

mu_saha=.FALSE. : on supposera le milieu totalement ionisé pour le calcul du poids moléculaire moyen.

q0=0.1d0 : Dans les fichiers ASCII de sortie, un point est placé à $q0 > 0$ fois l'espace entre les deux premiers points.

l0=4 : Dans les fichiers ASCII de sortie, ajout de $l0+1$ points entre `lim_ZC` et `lim_ZC+1`, de $l0$ points entre `lim_ZC+1` et `lim_ZC+2`..... 1 point entre `lim_ZC+l0` et `lim_ZC+l0+1` et par symétrie entre `lim_ZC` et `lim_ZC-l0`.

new_bv=.TRUE. : Calcul de la fréquence de Brunt-Väissälä utilisant $\varphi = \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu}$.

fmin_abon=0.05 : facteur entre `ab_min` et `ab_ini`.

dlntc=0.07 : coefficient limitant aux environ de 7% la variation relative de la température centrale sur un pas temporel.

iter_qs=0, 0, 3, 0, 0, 0, 7 : Permet de ne pas tenir compte d'une précision médiocre sur certaines variables quasi-statiques.

L'ajustement des constantes de répartition *est délicat*. Les valeurs par défaut sont `ctel=0`, `ctep=-1`, `ctem=15`, `cter=0`, `ctet=0`. Prendre garde que `ctep` et `ctet` doivent être *negatives*, car elles affectent respectivement la pression et la température, quantités décroissantes du centre à la surface.

Comme pour les abondances initiales *cf.* § 4.2 (Page 40), il est possible de plus personnaliser ces réglages en donnant au fichier des réglages, celui du modèle avec l'extension `.rg`, exemple : `mon_modele.rg`. S'il existe dans l'environnement, ce seront les paramètres de ce fichier qui seront pris en compte pour *le* modèle de nom `mon_modele`. En son absence, ce seront les quantités du fichier `reglages`, s'il n'existe pas, le calcul ne sera pas effectué.

4.9 Zoom

Il est possible de personnaliser le dessin "on line" du diagramme HR en y dessinant un rectangle cible à atteindre par le trajet évolutif, ainsi que de modifier l'échelle du diagramme, en centrant celui-ci autour de la valeur du point cible à des distances précisées en DeX de $\log T_{\text{eff}}$ et $\log L$. On peut aussi tracer une cible de $[\text{Fe}/\text{H}]$ à atteindre, dans le cadre du dessin des abondances en fonction de la masse. Pour ce faire, coder `nom_des='zoom'` dans le fichier de données et, dans l'environnement, placer un fichier de nom `zoom`, dans lequel sont introduites les données nécessaires. Exemple d'un tel fichier `zoom`⁶ :

⁶Exemple se trouvant dans le sous-directory EXPLOIT.

```

&NL_DES
teff_des=6530.,
dteff_des=50., -30.,
zoom_t=0.2, -0.1,
l_des=6.844,
dl_des=0.6, -0.4
zoom_l=0.1, -0.2,
fesh_des=0.05,
dfesh_des=0.03, -0.04,
logteff_max=4.6,
logteff_min=3.5,
logl_max=5.,
logl_min=2.5
/

```

- Il n'y a pas de personnalisation si `teff_des` et/ou `l_des` est négatif ou nul.
- Le zoom n'est effectif qu'avec `zoom_t` et `zoom_l` non nuls.
- Pour ne pas dessiner de cible en métallicité, coder `fesh_des=100`.
- Les valeurs des abscisses et ordonnées maximales *i.e.* `logteff_max` (min), `logl_max` (min) **prévalent** sur celles des cibles; dans l'exemple précédent, les échelles logarithmiques en température effective et en luminosité variront respectivement dans les intervalles [4.6, 3.5] et [2.5, 5].
- Pour **seulement** adapter les échelles du diagramme HR coder, par exemple :

```

&NL_DES
teff_des=0.,
dteff_des=0., 0.,
zoom_t=0., 0.,
l_des=0.,
dl_des=0., 0.
zoom_l=0., 0.,
fesh_des=0.,
dfesh_des=0., 0.,
logteff_max=3.6,
logteff_min=2.5,
logl_max=2.,
logl_min=-2.5
/

```

- Pour **seulement** cadrer le diagramme HR autour de la cible, coder :

```

&NL_DES
teff_des=6530.,
dteff_des=50., -30.,
zoom_t=0.2, -0.1,
l_des=6.844,
dl_des=0.6, -0.4
zoom_l=0.1, -0.2,
fesh_des=100.,

```

```

dfesh_des=0., 0.,
logteff_max=0.,
logteff_min=0.,
logl_max=0.,
logl_min=0.
/

```

La signification des variables est la suivante :

teff_des=6530. : Température effective du centre de la cible.

dteff_des=50., -30. : Ecart en température effective.

zoom_t=0.2, -0.1 : Extension en température effective autour de la cible en DeX.

l_des=6.844 : Luminosité du centre de la cible.

dl_des=0.6, -0.4 : Ecart en luminosité.

zoom_l=0.1, -0.2 : Extension en luminosité autour de la cible en DeX.

fesh_des=0.05 : Cible à atteindre en métallicité.

dfesh_des=0.03, -0.04 : Ecart de la cible en métallicité.

logteff_max=4.6 : \log_{10} de l'abscisse maximale du diagramme HR.

logteff_min=3.5 : \log_{10} de l'abscisse minimale du diagramme HR.

logl_max=5. : \log_{10} de l'ordonnée maximale du diagramme HR.

logl_min=2.5 : \log_{10} de l'ordonnée minimale du diagramme HR.

Il est possible de personnaliser davantage, en donnant au fichier `zoom` le nom attaché au modèle avec l'extension `.zoom`, exemple : `mon_modele.zoom`. Dès lors, les dispositions précédentes ne seront effectives *que pour* le modèle `mon_modele`. Avec l'option `zoom`, CESAM cherche à utiliser le fichier `mon_modele.zoom`, en son absence, le fichier `zoom` est utilisé.

4.10 Device

Pour adapter les dimensions des cadres et le nom du device à utiliser, placer dans l'environnement du calcul, un fichier de nom `device`, dans lequel sont introduites les données nécessaires. Exemple d'un tel fichier `device`⁷ :

```

&NL_DEVICE
h=6.5,
dh=1.5,
ld=8.5,
dl=2.,
xleft=1.8,
ybot=1.4,
device='/xw'
/

```

La signification des variables est la suivante (unités en cm) :

⁷Exemple se trouvant dans le sous-directory EXPLOIT.

h=6.5 : Hauteur des cadres.

dh=1.5 : Espace vertical entre les cadres.

ld=8.5 : Largeur des cadres.

dl=2. : Espace horizontal entre les cadres.

xleft=1.8 : Distance du dessin à la limite gauche de l'écran.

ybot=1.4 : Distance du dessin à la limite inférieure de l'écran.

device='/xw' : Nom du device.

On peut aussi modifier directement les valeurs de ces paramètres dans le module `mod_donnees` du sous-directory `SOURCE`.

4.10.1 Limitation des écritures

Des informations permettant de suivre en détail le déroulement des calculs apparaissant "on line" sur le moniteur. Elles peuvent s'avérer non pertinentes pour une exploitation "batch" et encombrer inutilement. `CESAM2k` a la possibilité d'en détourner la plus grande partie vers des fichiers qui pourront, au besoin, lus "off line", cf. §3.15.1 (Page 36). Quand la nature cette limitation de sorties n'est qu'occasionnelle, il suffit de disposer, dans l'environnement du calcul, le fichier suivant de nom `blabla` :

```
&NL_BLABLA
baratine=.FALSE.
/
```

On trouvera ce fichier dans le sous-directory `EXPLOIT`.

Chapitre 5

Extensions

5.1 Ajout d'une chaîne de réactions thermonucléaires

Pour implanter une nouvelle chaîne de réactions thermonucléaires, il est souvent nécessaire d'ajouter un ou plusieurs isotopes, et aussi une ou plusieurs réactions thermonucléaires.

– *Pour ajouter un isotope*¹ :

1. Dans le module `mod_nuc` augmenter le `PARAMETER niso_tot` d'une unité, Exemple : `niso_tot=28`.
2. Dans la routine `taux_nuc` :
 - (a) Dans les déclarations, ajouter l'excès de masse de l'isotope et son symbole, Exemple : `Fe56=-60.6054d0`.
 - (b) Ajouter la masse de l'isotope, (il est conseillé d'ajouter la masse de l'isotope, dans les routines de constantes physiques `ctes_85`, `ctes_94` et `ctes_94m`, et par suite dans les déclarations du module `mod_donnees` et dans l'instruction de restriction `ONLY` de la routine `taux_nuc`, Exemple : `nucleot(27)=afe56, afe56=55.847d0, afe56, af18...`).
 - (c) Ajouter la charge de l'isotope, Exemple : `zit(28)=11`.
 - (d) Ajouter le nom de l'isotope, Exemple : `'B11 '`. (ces chaînes de 4 caractères sont à cadrer à gauche sauf pour les symboles de 2 caractères qui sont centrés.).
3. Si besoin, dans la routine `abon_ini` :
 - (a) Ajouter un rapport isotopique pour ce nouvel isotope :
 - i. Introduire sa valeur dans la liste disposée à la fin de la routine.
 - ii. Indiquer son nom dans les `NAMELISTS nl_rap_iso` et `nl_modif_mix` dans la partie déclarative de la routine.

¹CESAM2k prévoit la possibilité d'utiliser des éléments chimiques de l'hydrogène ($Z = 1$) jusqu'au nickel ($Z = 28$). Pour introduire des éléments de masse supérieure, les disposer dans la routine `abon_ini` en appliquant une procédure voisine de celle décrite pour l'ajout d'un isotope.

4. Si besoin, dans la routine `saha`, ajouter les potentiels d'ionisation pour ce nouvel élément
- *Pour ajouter une réaction :*
1. Dans la routine `taux_nuc` :
 - (a) Compléter la liste de commentaires en y indiquant le symbole de la réaction et son indice, Exemple : `réaction 46 : B11(p,g)C12`.
 - (b) Initialiser le nom de la réaction, le défaut de masse, et les charges des noyaux concernés, Exemple : `nom_react(2)='H2(p,g)He3'`
`nuc=H2+p-He3 ; qt(2)=nuc ; izzt(2,1)=1 ; izzt(2,2)=1`.
 - (c) Entrer le taux de la réaction² `rt(i)` en ln et ne pas oublier d'y inclure les 1! ou 2! ou 3! du dénominateur, Exemple : `réaction 8 : C12(p,g)N13(e+ nu)C13 z0=6, z1=1.....` en recalculant, au besoin, les coefficients à partir des $S(0)$, $S'(0)$, $S''(0)$ (Lang, 1968, eq. 4-49).
 2. Créer la routine de réactions thermonucléaires en s'inspirant d'une des routines existantes, `ppcno12BeBFe.f` par exemple.
 3. Dans la routine `tabul_nuc` :
 - (a) Ajouter la nouvelle chaîne Exemple : `CASE('ppcno12')`
 - (b) Entrer les paramètres du calcul des taux, le nombre de réactions, les correspondances d'indices, les isotopes utilisés ..., Exemple : `nreac=30 ; ind(16)=31 ; WRITE(2,6) ; WRITE(*,6)....`
 4. Dans le module `mod_nuc` :
 - (a) Augmenter d'une unité le PARAMTER `nreac_tot`, Exemple : `nreac_tot=46`
 - (b) Introduire par un `INCLUDE` le nom de la routine de la chaîne de réactions, Exemple : `INCLUDE 'ppcno9.f'`
 5. Dans la routine générique `nuc` :
 - (a) Rendre active et faire reconnaître la nouvelle routine.
 6. Tester les algorithmes ainsi modifiés en exploitant les programmes du sous-directory TEST `test_tabul_reac.f` pour vérifier les taux des réactions et `test_jacobien_reac_nuc.f` pour s'assurer de l'exactitude des dérivées.

5.2 Ajout d'une mixture initiale

Ainsi qu'il est décrit au § 4.2 (Page 40), il est possible de personnaliser les abondances initiales à l'aide d'un fichier `mixture`. Quand la mixture initiale est d'intérêt général³ il est préférable et très simple, d'en ajouter la table des abondances dans la

²C'est pour des raisons historiques que ces calculs sont effectués en ln. Les raisons étaient d'éviter d'une part, les erreurs de troncature et d'autre part, les dépassements de capacité avec la limitation à 10^{38} .

³Pour faire profiter la communauté de votre travail, communiquer la routine ainsi transformée aux responsables de la mise à jour de CESAM2k.

routine `abon_ini` de la source, en lui donnant un nom d'au plus 20 caractères. Pour refaire ensuite le module exécutable, il suffit d'appliquer le script `repl2k_mod` au module `mod_nuc` : `repl2k_mod mod_nuc`.

Chapitre 6

Debug

6.1 Debug

La structure de *CESAM2k* en modules permet une vérification efficace de la syntaxe par le compilateur. Le revers de la médaille est que la mise au point et/ou le debug nécessitent de recompiler tout le module auquel appartient la routine dans laquelle le bug est recherché. Lors de l'installation, il est utile de créer, conjointement à la bibliothèque d'exploitation `libcesam2k.a` une bibliothèque de debug `libcesam2k-dbg.a`. Cette bibliothèque est créée automatiquement lors de l'exécution du script `genere_cesam2k-dbg` du sous-directory `SCRIPTS`. Pour ce faire, utiliser les options de debug du compilateur ; la procédure `compile2k-dbg` du sous-directory `SCRIPTS` en est un exemple. Le temps nécessaire à la construction de la bibliothèque de debug est significativement plus court que celui de la construction de la bibliothèque d'exploitation, facteur 5 à 10 par exemple, facteur qui se retrouve, mais dans l'autre sens, lors d'une exécution.

Exemple : un bug a été détecté dans la routine `des_m` du module `mod_cesam`¹. On introduit des instructions de debug dans `des_m`. Dans le sous-directory `TESTS` on exécute le programme `test_cesam` dans lequel on inclut le module `mod_cesam` :

```
INCLUDE ' ../SOURCE/mod_cesam.f'

C*****

PROGRAM test_cesam

USE mod_cesam

IMPLICIT NONE

CALL cesam

STOP
```

¹Les *bons* compilateurs indiquent le nom des routines où ils détectent un bug.

```
END PROGRAM test_cesam
```

Au link, le fichier `mod_cesam.mod` créé dans le sous-directory `TESTS` sera utilisé et non pas celui du sous-directory `SOURCE`. Lors de l'exécution, les instructions de debug, alors prises en compte, permettront de détecter le défaut. Une fois la routine `des_m` corrigée, dans le sous-directory `SOURCE`, l'exécution du script : `mod_repl mod_cesam`, remplacera le module `mod_cesam` dans la bibliothèque et recréera l'exécutable `cesam2k.out`. Ainsi, aucun fichier du sous-directory `SOURCE` n'a été déplacé.

6.2 Bugs connus

1. Erreurs à la compilation.
 - (a) Dans des routines de provenance externe *e.g.* `etat_ceff`, `etat_eff`, `ferdir`, .. les variables ne sont pas déclarées, ou encore sont déclarées de façon implicite. Il y a risque d'erreur ou de "warning" lors de la compilation. **Remède** : supprimer l'option `IMPLICIT NONE`.
 - (b) Avec le compilateur F95 de DIGITAL, on obtient un 'compilator internal error' lors de la compilation du module `mod_etat`. La routine `etat_eff` est en cause. **Remède** : utiliser un degré d'optimisation au plus égal à 2.
 - (c) Avec un compilateur dont la version n'est pas à jour de la norme F95, (comme certaines versions du compilateur `ifc`) il y a refus d'effectuer une allocation dans une routine autre que celle où est déclarée l'allocation. **Remède** : remplacer dans les routines concernées, les instructions `ALLOCATABLE` par `POINTER` pour les tableaux incriminés.
2. Mauvaise convergence, le processus itératif "tourne en rond" : la convergence s'amorce, puis les corrections ne diminuent plus, ou oscillent autour d'une valeur fixe. **Cause possible** : interpolation non dérivable de l'opacité *e.g.* avec des opacités interpolées linéairement. **Remède** : si l'augmentation de l'ordre d'interpolation des opacités est la solution théorique, elle est souvent impraticable, et il y a risque d'oscillations à cause de pas d'interpolation trop grands, ou de raccords pas assez lisses entre tables ; pratiquement, il faut se contenter d'une précision moins grande pour passer le point difficile. Ce type de difficulté se produit assez souvent dans l'atmosphère, à cause du raccord entre tables d'opacités d'origines différentes. Dans certaines conditions, `CESAM2k` "force la convergence".
3. Mauvais fonctionnement du contrôle de la variation temporelle de l'entropie spécifique (TdS), on obtient le message : "TdS varie trop... diminution du pas temporel", le pas temporel diminue sans que, pour autant, le problème disparaisse. **Cause possible** : discontinuité temporelle de la composition chimique avec un cœur convectif. **Remède** : parfois, bien que cela semble paradoxal et que l'on n'en comprenne pas la raison, il suffit de reprendre l'évolution avec un pas temporel plus grand pour que le point délicat soit passé ; on peut aussi tenter de modifier `d_grav`, valeur du paramètre de contrôle de la variation

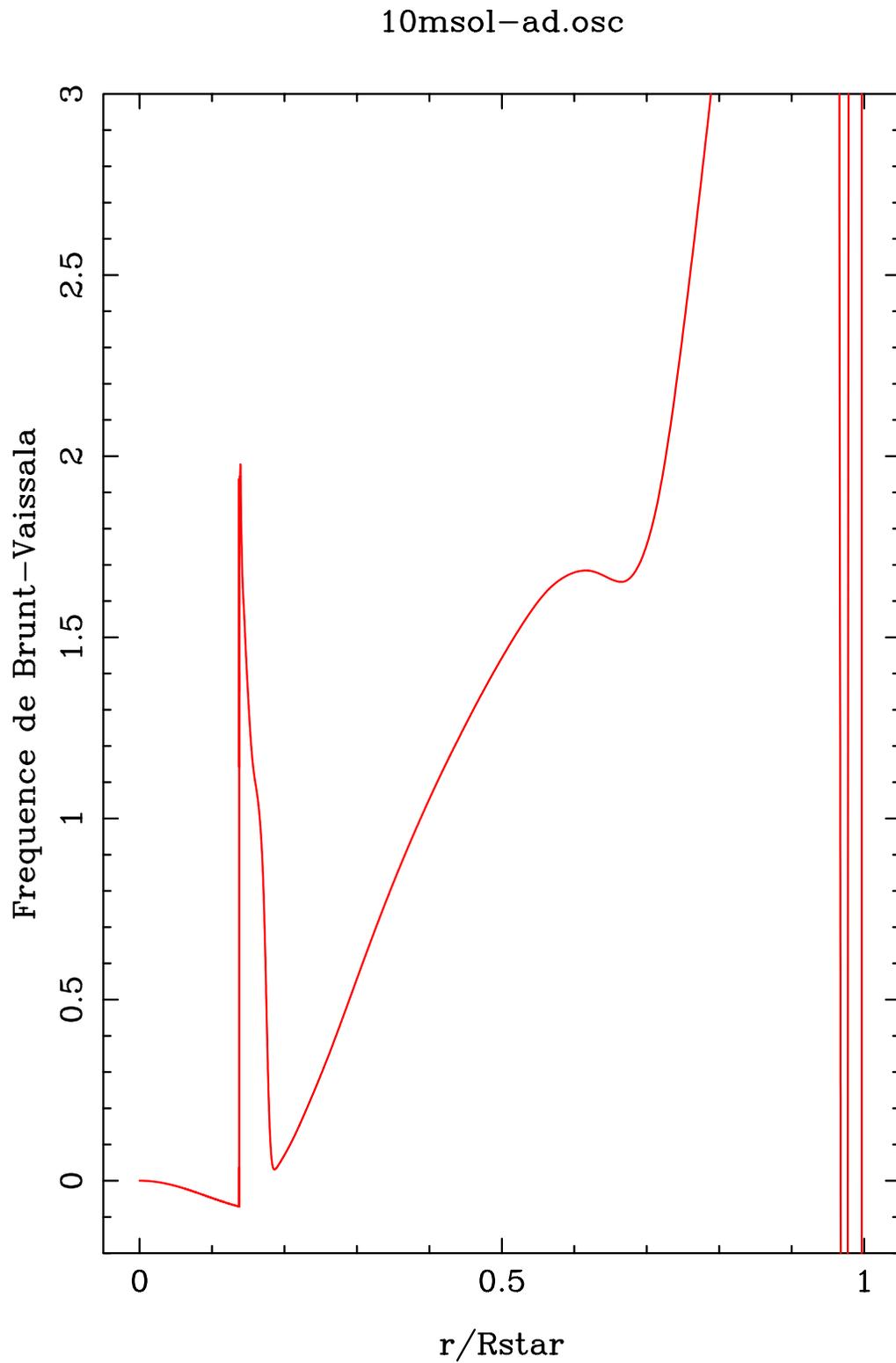


FIG. 6.1 – Profil de la fréquence de Brunt-Väissälä d'un modèle de $10M_{\odot}$ de séquence principale ($X_c = 0.35$), calculé avec la procédure décrite § 16 (Page 59).

admise du TdS ; augmenter sa valeur, diminue la précision mais augmente la robustesse ; on peut éliminer le contrôle en donnant une valeur très grande (10^{10} à ce paramètre de contrôle ; il est initialisé dans la routine `cesam`, cf. § 8.10 (Page 155). On contourne parfois la difficulté en utilisant l'approximation de Kippenhahn cf. § 7.4.1 (Page 87). Pour ajuster ces paramètres il est pratique d'utiliser la possibilité de personnaliser les réglages de `CESAM2k` cf. § 4 (Page 39).

4. Pour une évolution avec PMS, en précision normale `np`, une fois le modèle initial obtenu, il n'y a pas convergence pour le premier pas temporel. **Cause possible** : La cause de cette difficulté mineure, n'a pas été trouvée. **Remède** : `CESAM2k` divise le pas temporel par 2 et la convergence est obtenue sans difficulté.
5. Divergence au premier pas temporel. **Cause possible** : pas temporel trop élevé. **Remède** : diminuer le `dt0` initialisé dans la routine `cesam` suivant le type de précision requis. Pour ajuster ces paramètres il est pratique d'utiliser la possibilité de personnaliser les réglages de `CESAM2k` cf. § 4 (Page 39).
6. La localisation des limites zones radiatives / zones convectives sur un point de grille ne fonctionne pas. **Cause possible** : les gradients ∇_{rad} et ∇_{ad} ne se croisent pas franchement, ou encore la limite se déplace notablement *i.e.* , lors de la disparition d'un cœur convectif. **Remède** : quand les gradients sont voisins, la limite zone radiative / zone convective est mal définie, y vouloir forcer un point de grille exactement est illusoire et inutile, `CESAM2k` s'accommode de la situation en imposant la position obtenue après le nombre d'itérations fixé dans la routine `cesam` suivant le type de précision requis. Pour ajuster ces paramètres, il est pratique d'utiliser la possibilité de personnaliser les réglages de `CESAM2k` cf. § 4 (Page 39).
7. Impossibilité de construire un modèle de séquence principale d'âge zéro. **Cause possible** : utilisation d'une composition chimique trop éloignée de l'équilibre *e.g.* celle utilisée pour les modèles de pré-séquence principale avec les abondances cosmiques de H2 et Li7. **Remède** : adapter la composition chimique initiale. Pour ajuster ces paramètres, il est pratique d'utiliser la possibilité de personnaliser les abondances initiales de `CESAM2k`, cf. § 4 (Page 39).
8. Pour des masses élevées $\sim 10M_{\odot}$ et plus, après la disparition de l'hydrogène central, des ZC apparaissent, disparaissent nuisant à la convergence. **Cause possible** : présence de zones semi-convectives. **Remède** : difficulté chronique, `CESAM2k` ne prévoit pas de traitement de la semi-convection.
9. Convergence impossible en utilisant le terme correctif de pression turbulente $\frac{d \ln P_{\text{gaz}}}{d \ln P}$ *i.e.* avec une valeur strictement négative pour l'argument `cpturb` de la `NAMELIST NL_CONV`. **Cause possible** : Ce problème résulte vraisemblablement d'une incohérence de la `MLT`. **Remède** : néant en l'état actuel.
10. Le programme `lit_osc` du sous-directory `EXPLOIT` de la source refuse de lire un fichier d'extension `.osc`. **Cause possible** : Pour une raison inconnue, la première ligne du fichier `mon_modele.osc` est "repliée" et le fichier est alors illisible. **Remède** : "déplier" cette ligne de façon à ce que la date se trouve à la fin de cette première ligne.

11. Le compilateur refuse de compiler une routine avec un niveau élevé d'optimisation. **Cause possible** : Caprice du compilateur. **Remède** : utiliser un niveau de compilation moins élevé.
12. Très mauvaise convergence du calcul d'atmosphère. **Cause possible** : passage d'un point anguleux de la table d'opacité, ou modification de l'indice de grille du point d'indice n_* . **Remède** : souvent, après quelques pas temporels, on s'écarte des points anguleux, et ces difficultés disparaissent. Utiliser des fonctions d'interpolation dérivables pour les tables d'opacité.
13. Très mauvaise convergence du calcul d'atmosphère. **Cause possible** : condition limite sur la pression qui ne peut être satisfaite au niveau de précision élevé requis par l'intégration de l'atmosphère. **Remède** : utiliser la condition limite sur la densité.
14. L'évolution s'arrête "normalement" avant que l'âge requis ne soit atteint. **Cause possible** : signe erroné (*respt.* valeur trop forte, faible) du paramètre `log_teff` (*respt.* `x_stop`, `t_stop`) de la NAMELIST `nl_temps` du fichier `mon_modele.don`. **Remède** : modifier ces paramètres suivant les indications du § ?? (Page ??) précédent.
15. Mauvaise convergence de l'algorithme d'intégration temporelle pour ^2H , se produit vers la fin de la pré-séquence principale, se produit parfois conjointement aux sorties de table d'opacité. **Cause possible** : oscillations au moment de la mise à l'équilibre du deutérium. **Remède** : CESAM2k "force la convergence" qui, souvent au niveau de quelques 10^{-5} , n'est pas mauvaise.
16. Oscillations violentes de la quantité $A = \frac{1}{\Gamma_1} \frac{\partial \ln P}{\partial \ln R} - \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln R}$ d'un fichier `mon_modele-*.osc` cf. § D.1 (Page 249). Ces oscillations ont plusieurs causes décrites, cf. § 7.10.9 (Page 139). Bien que beaucoup d'efforts aient été consacrés à cette difficulté, jusqu'à présent, le moins mauvais remède consiste à supprimer "à la main" les couches incriminées.

La diffusion des éléments chimique évite en grande partie ce phénomène. Lorsque celle-ci n'est pas requise et qu'une bonne représentation de la fréquence de Brunt-Väissälä est nécessaire, dans le fichier de données, cf. § 3.3 (Page 22), coder 'sa' pour le type de précision, et introduire un peu de diffusion turbulente :

```

/
&NL_DIFF
DIFFUSION=.TRUE.,
NOM_DIFFM='diffm_0',
NOM_DIFFT='diff_t_nu',
D_TURB=10.d0,
RE_NU=1.d0,
NOM_FRAD='no_frad'
/

```

qui aura pour effet d'éliminer les discontinuités de la dérivée première de la composition chimique. Le coût à payer est un effort de calcul nettement plus important qu'avec `DIFFUSION=.FALSE.`. La figure 6.1 (Page 57) représente le profil de la fréquence de Brunt-Väissälä obtenu pour un modèle de $10M_{\odot}$

- de séquence principale ($X_c = 0.35$), calculé avec la procédure qui vient d'être décrite. Au cours de l'évolution le cœur convectif a régressé de $0.22R_*$ à $0.14R_*$.
17. Mauvaise convergence pour la restitution de l'atmosphère. Ce problème se produit parfois lors de la reprise d'un modèle. La difficulté est due au fait que l'atmosphère qui a été reprise en binaire n'est pas suffisamment proche de celle que CESAM2k désire calculer. **Remède** : supprimer le modèle d'atmosphère en binaire `mon_modele.atm`. Pour initialiser, CESAM2k utiliser l'atmosphère standard.
 18. Mauvaise convergence, pas temporel tendant vers 0, et/ou oscillations de la vitesse angulaire au voisinage des limites zones radiatives / zones convectives. Les causes ne sont pas identifiées. Une conséquence est la génération d'instabilités de composition chimique, qui se transmettant à la densité, génèrent des coefficients très bruités pour les équations de la diffusion du moment cinétique. Une augmentation du coefficient de diffusion turbulente `d_turb`, cf. §?? (Page ??), permet, parfois, de faire disparaître d'anomalie.
 19. Profil très bruité du taux de variation de poids moléculaire moyen Λ , cf. §7.9.5.1 (Page 119), au voisinage des limites zones radiatives / zones convectives. Remède inconnu. Cette anomalie n'a, en général, pas de conséquence directe sur le profil de la vitesse angulaire.

Deuxième partie

DESCRIPTION DE CESAM2k

Chapitre 7

Numérisation de la physique

Dans ce chapitre, on expose la physique implantée dans `CESAM2k` conjointement aux méthodes numériques utilisées. Le but poursuivi est de donner le maximum d'éléments, afin de faciliter la compréhension tant de la physique implantée que des méthodes numériques utilisées. Certaines parties sont d'un niveau élémentaire, mais tout développement ultérieur de `CESAM2k` est à ce prix.

Les équations de l'évolution stellaire constituent un problème intégral-différentiel non linéaire aux dérivées partielles : c'est un problème aux limites de conditions initiales. Une seule dimension spatiale est prise en compte dans `CESAM2k`.

La méthode de résolution retenue, la méthode des "lignes" est classique, voir *e.g.* Henrici (1962). Elle consiste, pour chaque pas temporel, à résoudre itérativement et de façon découplée, le problème de conditions initiales (problème de Cauchy) puis le problème aux limites (problème de Dirichlet) – une résolution couplée n'est envisageable que si le nombre d'espèces chimiques dont on doit suivre l'évolution temporelle est réduit, ce qui n'est pas le cas en général.

Le problème aux limites, non linéaire, est résolu par itérations Newton-Raphson qualifiée de "méthode d'Heney" (Heney et al., 1959) en structure interne.

Le problème de valeurs initiales est un problème raide, car les diverses échelles de temps en présence diffèrent entre elles par plusieurs décades.

Une difficulté numérique est due à l'hypothèse physique suivant laquelle les mouvements convectifs homogénéisent les espèces chimiques et rigidifient la rotation. De ce fait la continuité de certaines fonctions inconnues est détruite aux limites zones radiatives / zones convectives.

7.1 Intégration par splines-collocation

On décrit dans ce paragraphe la méthode d'intégration numérique utilisée dans `CESAM2k` pour résoudre les problèmes aux limites que constituent les équations de l'équilibre quasi-statique et la restitution de l'atmosphère. Elle utilise des techniques et des algorithmes qui sont, pour la plupart, peu usités en évolution stellaire. Afin d'être accessible sans trop d'investissement en analyse numérique, mais avec le risque de plagier les manuels spécialisés, on donne un aperçu de la réflexion qui a conduit aux algorithmes retenus avant de décrire ces derniers.

Cette méthode consiste à développer les fonctions inconnues sur une base de polynômes par morceaux, les B-splines, et à écrire que ces développements satisfont

les conditions limites et les équations différentielles en un nombre *ad-hoc* de points. Les fonctions de base ne satisfaisant pas les conditions limites, cette méthode est qualifiée de "quasi-spectrale" dans les ouvrages spécialisés.

7.1.1 Les B-splines normalisées

Etant donnée une partition de $[a, b] \subset \mathbb{R} : a = x_0 < x_1 < \dots < x_n = b$, l'ensemble des polynômes par morceaux d'ordre m (degré $+1$), qui se raccordent en x_1, x_2, \dots, x_{n-1} est un espace vectoriel de dimension finie M , dont une base est celle des B-splines. Elle sera notée par la suite : $\{N_i^m\}_{i=1}^M$. Pour $m = 2$ et $n = 4$ ce sont les "fonctions chapeaux" de la Fig. 7.1 (Page 64) et les courbes en cloche pour $m = 4$ et $n = 7$. Les diverses définitions mathématiques de ces fonctions sont

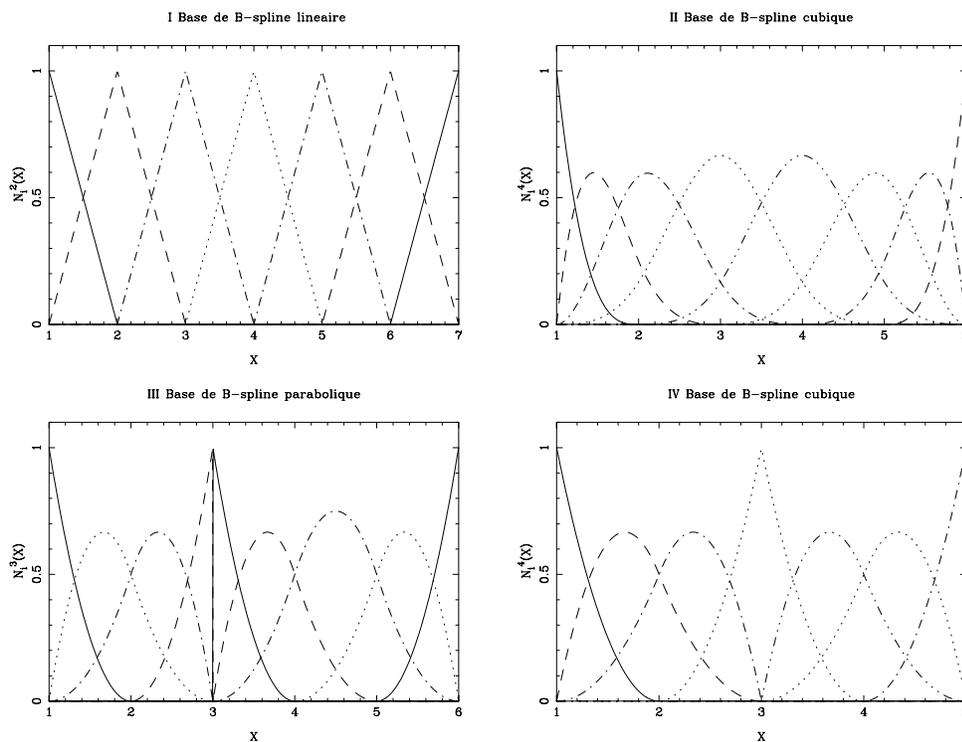


FIG. 7.1 – B-splines normalisées d'ordre $m=2$ pour $n=4$ points de grille équidistants.

abscondes : i -ème différence divisée de la fonction puissance translatée, par exemple. On les trouve dans De Boor (1978, p. 108), Schumaker (1981, p. 118), Trenoguine (1980, p. 341), et dans de nombreux autres ouvrages. Ces fonctions de base, malgré leur algèbre compliquée se prêtent très bien au calcul numérique car les calculs sont faciles, stables et efficaces. En particulier :

- les B-splines sont des fonctions à support borné,
- en un point de leur support il existe au plus m B-splines d'ordre m non nulles, une conséquence est la structure bande des systèmes linéaires apparaissant dans les calculs,
- une B-spline est toujours positive ou nulle,

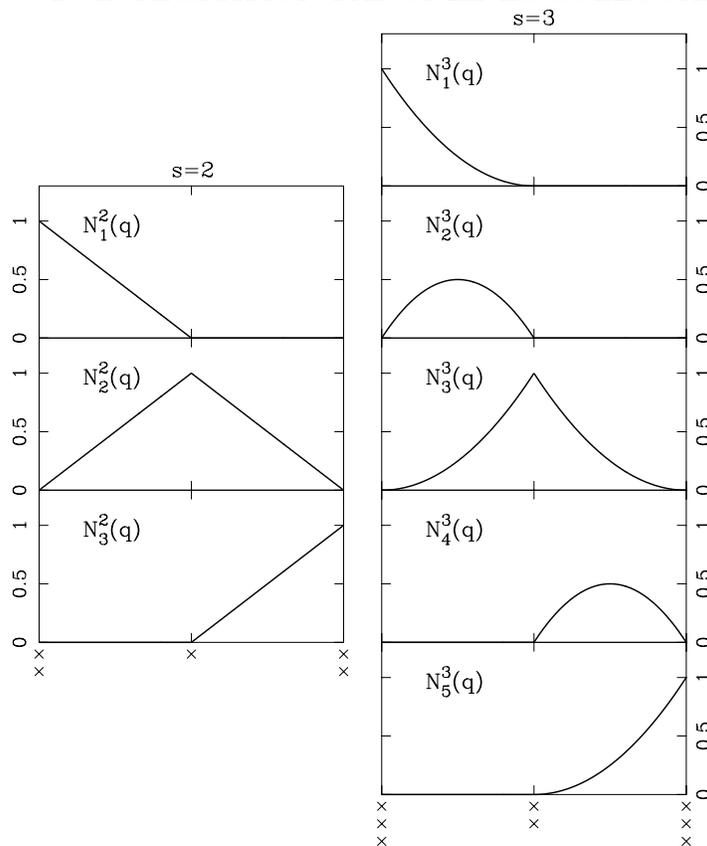


FIG. 7.2 – B-splines normalisées d'ordre $s=2$ (gauche) et $s=3$ (droite) calculées avec la base de C. de Boor pour $n=3$ points de grille équidistants. Les vecteurs nodaux sont schématisés par des croix disposées sous chaque graphe.

- la dérivée d'une B-spline est une combinaison linéaire de B-splines d'ordre immédiatement inférieur,
- il existe des algorithmes numériques efficaces et stables pour les calculs avec B-splines.

7.1.2 Résolution d'un problème différentiel

Le principe de l'utilisation des B-splines pour résoudre un problème différentiel est celui de toute méthode spectrale : les fonctions inconnues sont développées sur une base finie, en l'occurrence celle des B-splines. Pour calculer les coefficients, on écrit que ces développements satisfont les équations différentielles et les conditions limites. Pour ce faire il y a une alternative :

- On satisfait les équations en un nombre *ad-hoc* de points, c'est la *collocation* qui est utilisée pour résoudre l'équilibre quasi-statique *cf.* § 7.2 (Page 70) et restituer l'atmosphère *cf.* § 7.3.2 (Page 80) .
- On impose à la base d'être orthogonale à son image par l'opérateur différentiel (*i.e.* au résidu), c'est la méthode des éléments finis (Galerkin) qui est utilisée pour résoudre les équations de diffusion des espèces chimiques, *cf.* § 7.8 (Page 101), et du moment cinétique *cf.* § 7.9 (Page 115).

Ainsi, pour le problème différentiel aux limites :

$$f''(x) = \Phi(x; f, f'), \quad \phi_1(x_1; f, f') = \alpha, \quad \phi_2(x_n; f, f') = \beta, \quad \text{sur } [x_1, x_n] \subset$$

où ϕ_1, ϕ_2 sont des fonctions et α, β des réels donnés. En utilisant la base $\{N_i^m\}_{i=1}^M$ de B-splines d'ordre $m \geq 4$, sur une partition de $[x_1, x_n]$ à préciser, on aura :

$$f(x) \simeq \sum_{i=1}^M f_i N_i^m(x), \quad f'(x) \simeq \sum_{i=1}^M f_i \frac{dN_i^m(x)}{dx}, \quad f''(x) \simeq \sum_{i=1}^M f_i \frac{d^2 N_i^m(x)}{dx^2}$$

Avec la méthode de collocation, les M coefficients f_i sont obtenus en écrivant que le développement de f vérifie les 2 conditions limites et les équations :

$$\sum_{i=1}^M f_i \frac{d^2 N_i^m(z_c)}{dx^2} = \Phi(z_c; f, f')$$

en $M - 2$ points $z_c \in]x_1, x_n[$.

La solution obtenue est en $O(\|\Delta x\|^m)$. Si on adopte un choix judicieux pour les points de collocation la solution est en $O(\|\Delta x\|^{2(m-1)})$: c'est la superconvergence (De Boor, 1978, chap. XV).

Avec la méthode de Galerkin les coefficients f_i seraient, par exemple, obtenus en écrivant que le développement de f vérifie les M équations :

$$\sum_{i=1}^M f_i \left\langle \frac{d^2 N_i^m}{dx^2}, N_l^m \right\rangle = \left\langle \Phi(x_l; f, f'), N_l^m \right\rangle, \quad 1 < l < M$$

où $\langle g, h \rangle$ représente un produit scalaire à définir. Les conditions limites sont introduites par une intégration par parties, cf. Trenoguine (1980), Marchouk & Agochkov (1985).

Avec les deux méthodes, si Φ est linéaire, on obtient les coefficients f_i par résolution d'un système linéaire. Dans la cas de l'évolution stellaire, il est nécessaire d'utiliser une méthode itérative *e.g.* point fixe ou méthode de Newton-Raphson les équations étant non linéaires.

7.1.3 L'architecture de CESAM2k

L'algèbre des B-splines étant assez complexe, l'architecture de CESAM2k repose sur une séparation bien distincte entre l'espace physique et celui des fonctions de base. Les équations à résoudre sont écrites sous une forme proche de leur formulation dans l'espace physique. Dans l'espace des B-splines ces équations sont résolues pour les coefficients des fonctions de base. Des routines servent d'interfaces entre les deux espaces. Par exemple, les coefficients des équations de l'équilibre quasi-statique sont calculés dans l'espace physique par la routine `static_m`. Les équations sont résolues dans l'espace des splines par la routine `coll_qs`, la routine `resout` servant d'interface entre les deux espaces, voir la figure 1.1 (Page 7).

Les programmes d'exploitation des résultats opèrent le plus souvent dans l'espace physique.

7.1.4 Collocation pour un système non linéaire

On explicite la méthode spline/collocation pour le système de n_e équations différentielles ordinaires, non linéaires, du premier ordre, avec des conditions limites aux extrémités de l'intervalle de définition *e.g.* les équations de la structure interne. Ces systèmes s'écrivent formellement :

$$\mathcal{F}_j(x; \mathbf{f}, \mathbf{f}') = 0, \quad x \in [x_1, x_n], \quad \mathbf{f} = {}^T(f_1, f_2, \dots, f_{n_e}) \quad 1 \leq j \leq n_e$$

avec les conditions limites :

$$\alpha_q(\mathbf{f}(x_1)) = 0, \quad \forall q \in Q, \quad Q \subseteq J = \{1, 2, \dots, n_e\}, \quad \beta_r(\mathbf{f}(x_n)) = 0, \quad \forall r \in \mathcal{C}_J Q$$

la notation $\mathcal{C}_J Q$ signifiant le complémentaire de Q dans l'ensemble d'indices J . En remplaçant chaque composante f_j de \mathbf{f} , $1 \leq j \leq n_e$, par son développement sur la base des B-splines :

$$f_j(x) = \sum_{i=1}^M f_{i,j} N_i^m(x), \quad f'_j(x) = \sum_{i=1}^M f_{i,j} \frac{dN_i^m(x)}{dx} \quad (7.1)$$

les inconnues sont désormais les réels $f_{i,j}$. Ils vérifient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{F}_j \left(x; \sum_{i=1}^M f_{i,1} N_i^m(x), \dots, \sum_{i=1}^M f_{i,n_e} N_i^m(x), \sum_{i=1}^M f_{i,1} \frac{dN_i^m(x)}{dx}, \dots, \right. \\ \left. \sum_{i=1}^M f_{i,n_e} \frac{dN_i^m(x)}{dx} \right) = 0, \\ \forall x \in]x_1, x_n[, \quad \forall j \in J \\ \alpha_q \left(\sum_{i=1}^M f_{i,1} N_i^m(x_1), \dots, \sum_{i=1}^M f_{i,n_e} N_i^m(x_1) \right) = 0, \quad \forall q \in Q \\ \beta_r \left(\sum_{i=1}^M f_{i,1} N_i^m(x_n), \dots, \sum_{i=1}^M f_{i,n_e} N_i^m(x_n) \right) = 0, \quad \forall r \in \mathcal{C}_J Q \end{array} \right.$$

Pour un système différentiel linéaire, les $f_{i,j}$ se rassemblent. Ils sont évalués en écrivant (7.1) en $M - 1$ points de collocation $z_c \in]x_1, x_n[$ et en résolvant le système linéaire obtenu. Les équations de la structure interne ne sont pas linéaires. On utilise la méthode itérative de Newton-Raphson pour résoudre le système (7.5). Ce qui nécessite une solution initiale \mathbf{f}^0 . En notant \mathbf{f}^p la solution obtenue à l'itération $p \geq 0$, les équations linéarisées sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{F}_j \left(z_c; \sum_{i=1}^M f_{i,1}^p N_i^m(z_c), \dots, \sum_{i=1}^M f_{i,n_e}^p N_i^m(z_c), \sum_{i=1}^M f_{i,1}^p \frac{dN_i^m(z_c)}{dx}, \dots, \right. \\ \left. \sum_{i=1}^M f_{i,n_e}^p \frac{dN_i^m(z_c)}{dx} \right) = \\ = \sum_{k=1}^{n_e} \sum_{i=1}^M \left(\frac{\partial \mathcal{F}_j}{\partial f_k} N_i^m(z_c) + \frac{\partial \mathcal{F}_j}{\partial f'_k} \frac{dN_i^m(z_c)}{dx} \right) df_{i,k}^p, \quad \forall j \in J, \quad 1 \leq c < M \\ \alpha_q \left(\sum_{i=1}^M f_{i,1}^p N_i^m(x_1), \dots, \sum_{i=1}^M f_{i,n_e}^p N_i^m(x_1) \right) = \\ \sum_{k=1}^{n_e} \frac{\partial \alpha_q}{\partial f_k} \sum_{i=1}^M N_i^m(x_1) df_{i,k}^p, \quad \forall q \in Q, \\ \beta_r \left(\sum_{i=1}^M f_{i,1}^p N_i^m(x_n), \dots, \sum_{i=1}^M f_{i,n_e}^p N_i^m(x_n) \right) = \\ \sum_{k=1}^{n_e} \frac{\partial \beta_r}{\partial f_k} \sum_{i=1}^M N_i^m(x_n) df_{i,k}^p, \quad \forall r \in \mathcal{C}_J Q \end{array} \right. \quad (7.2)$$

Les sommes sur i ne portent, en fait, que sur m indices puisqu'en un point x il y a, au plus, m B-splines non nulles. Le système (7.2) est linéaire pour les corrections $df_{i,k}^p$. On aura :

$$f_{i,k}^{p+1} = f_{i,k}^p - df_{i,k}^p, \quad 1 \leq i \leq M, \quad 1 \leq k \leq n_e$$

Sans diffusion, à cause du mélange convectif, aux limites zones radiatives / zones convectives la composition chimique présente une discontinuité, en résulte une discontinuité de la densité. Avec diffusion, les discontinuités n'affectent que les dérivées premières. Ces discontinuités ont conduit au choix de la pression comme variable dépendante au lieu de la densité. De plus, l'utilisation de cette dernière nécessiterait l'évaluation des dérivées partielles $(\partial P / \partial \rho)_{T,X}$, $(\partial P / \partial T)_{\rho,X}$ et $(\partial P / \partial X)_{T,\rho}$ dans les deux premières équations du système (7.3), et non seulement les dérivées secondes "thermodynamiques" :

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2} \right)_{\rho,X}, \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right)_{T,X}, \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho \partial T} \right)_X, \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho \partial X} \right)_T, \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial T \partial X} \right)_\rho$$

Les équations de l'équilibre quasi-statique sont intégrées avec un schéma supposant la continuité de chaque variable dépendante avec, éventuellement, une discontinuité de la dérivée première, cf. § 7.1.5 (Page 68). Sans diffusion, en raison de sa nature discontinue, au voisinage des limites zones radiatives / zones convectives, le profil de γ présentera des oscillations, toutefois sans importance car, sans diffusion, γ n'est pas couplé aux autres variables. Il n'en est pas de même avec diffusion, mais alors γ est continue, non dérivable aux limites zones radiatives / zones convectives, situation prise en compte par le schéma d'intégration.

7.1.5 Choix de la base de la collocation

Ainsi qu'ils sont définis dans De Boor (1978, p. 280), un choix particulier de la base et des points de collocation permet d'obtenir un ordre de précision supérieur à celui des fonctions d'interpolation c'est la *superconvergence*. On se donne l'ordre des B-splines m et la grille des points de raccord. Les morceaux de polynômes se raccordent en ces points en assurant la continuité de la B-spline et de ses dérivées jusqu'à un ordre inférieur d'une unité à celui du système différentiel. Dans CESAM2k on utilise la grille équidistante $\{1, 2, \dots, n\}$, l'ordre des équations différentielles est $r = 1$ et l'ordre des B-splines est fixé par le type de précision indiqué dans le fichier de données cf. § 3.3 (Page 22), ou, éventuellement dans un fichier `reglages` cf. § 4.8 (Page 45).

Entre deux points de la grille, les variables dépendantes sont interpolées par des morceaux de polynômes d'ordre $m + r = 2$ *i.e.* droites, ou 3 *i.e.* paraboles. Les morceaux de polynômes se raccordent sur les points de grille par continuité, leurs dérivées premières pouvant être, au besoin, différentes. Cette particularité est exploitée pour décrire correctement le profil de la densité aux limites zones radiatives / zones convectives, cf. § 7.2.1 (Page 71).

La figure 3 représente cette base pour $n = 3$. Aux n points de la grille, la solution est d'ordre $2m = 2$ ou 4; cette superconvergence est due à cette disposition particulière des points de collocation. Entre les points de raccord la solution est d'ordre $m + r = 2$ ou 3; la superconvergence ne peut donc être exploitée directement en tout point. S'il est nécessaire de connaître la solution en des points autres que ceux définis par la grille, pour exploiter la superconvergence, il faut faire une interpolation d'ordre $2m^1$.

¹L'expérience des calculs a montré que l'exploitation de la superconvergence était délicate à cause des discontinuités dues aux déplacements des limites zone radiative / zone convective.

à chaque point de collocation correspond une ligne de \times . Chacun d'eux² représente une matrice carrée dont l'ordre est le nombre d'inconnues $n_e = 7$, $n_e = 8$ avec pression turbulente. Par exemple, avec $m = 2$, à chaque intervalle entre deux points de raccord, correspond un bloc de $m = 2$ lignes de $(m + r) \times (2 + 1) \times = 3 \times$. Deux blocs consécutifs se raccordant par $r = 1$ colonne de blocs. Les lignes correspondant aux conditions limites sont représentées par des \circ . Ce sont des matrices de format $3 \times n_e$, puisqu'il y a trois conditions limites à chaque extrémité de l'intervalle $[1, n]$ d'intégration.

Pour la structure interne, le système linéaire est formé et résolu dans le sous-programme `coll_qs` cf. §8.16 (Page 158) à partir des coefficients calculés dans `static_m`, cf. §8.126 (Page 213), ou `static_r`, cf. §8.126 (Page 213). Pour la restitution de l'atmosphère, il s'agit respectivement des routines `coll_atm`, cf. §8.15 (Page 157) et `eqatm`, cf. §8.43 (Page 170).

On peut remarquer qu'il suffit de garder en mémoire des lignes de longueur $(m + r)n_e = (2 + 1)6 = 18$ pour résoudre le système. Il comporte $n_e((n - 1)m + r) = 6((150 - 1)2 + 1) = 1794$ lignes pour $n = 150$. Cette remarque est exploitée dans la routine `gausdp_g` servant à résoudre le système par élimination de Gauss avec pivot partiel, cf. §9.1 (Page 223).

S'il n'est pas tenu compte de la pression turbulente une équation est omise.

7.2 Equations de la structure interne

CESAM2k résout les équations de la structure interne sous une forme assez éloignée de leur expression classique. Dans ce paragraphe, on établit les relations utilisées, puis on donne le changement de variable permettant d'adapter automatiquement le réseau à l'évolution des variations des inconnues, enfin on décrit la méthode utilisée pour fixer un point de la grille de discrétisation à chaque limite entre une zone radiative et une zone convective.

Avec, comme variable indépendante lagrangienne, la masse M contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon R , les équations de l'évolution stellaire sont *e.g.* Kippenhahn & Weigert (1991, par. 9.1) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial P}{\partial M} = -\frac{GM}{4\pi R^4} + \frac{\Omega^2}{6\pi R} \\ \frac{\partial T}{\partial M} = \frac{\partial P}{\partial M} \frac{T}{P} \nabla \\ \frac{\partial R}{\partial M} = \frac{1}{4\pi R^2 \rho} \\ \frac{\partial L}{\partial M} = \epsilon - \epsilon_G = \epsilon - \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ P = P_{\text{gaz}} + P_{\text{tur}} \\ \frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{\partial F_i}{\partial M} + \Psi_i(P_{\text{gaz}}, T; \mathcal{X}) \\ 1 \leq i \leq n_{\text{elem}}. \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \text{conditions limites :} \\ R(0, t) = 0, \quad L(0, t) = 0, \\ P(M_b, t) = P_b(L, R), \\ P_{\text{gaz}}(M_b, t) = P_{\text{gaz}_b}(L, R), \\ T(M_b, t) = T_b(L, R), \\ \text{conditions initiales :} \\ X_i(M, 0) = X_{i,0}, \\ i = 1, \dots, n_{\text{elem}}, \\ P(M, 0) = P_0(M), \\ P_{\text{gaz}}(M, 0) = P_{\text{gaz}_0}(M), \\ T(M, 0) = T_0(M), \\ R(M, 0) = R_0(M), \\ L(M, 0) = L_0(M), \\ 0 \leq M \leq M_b. \end{array} \right. \quad (7.3)$$

²Si on ne tient pas compte de la pression turbulente.

les notations classiques ont été utilisées ; R : rayon (distance au centre de l'étoile), $P \equiv P_{\text{tot}}$: pression totale, P_{gaz} : pression gazeuse, P_{tur} : pression turbulente, ρ : densité, Ω : vitesse angulaire, G : constante de la gravitation, T : température, $\nabla \equiv \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_t$: gradient, L : luminosité, $\epsilon = \epsilon_{\text{nu}} - \frac{\partial \epsilon_{\Omega}}{\partial t} - \epsilon_{\nu}$: débit d'énergie résultant des réactions nucléaires, de la dissipation locale du moment cinétique *cf.* § 7.6 (Page 96), et des pertes par neutrinos, ϵ_{G} est l'énergie gravifique, Eq. 7.4.2 (Page 87), M : masse incluse dans la sphère de rayon R , t : temps, X_i : abondance de l'élément chimique i , F_i : flux diffusif pour l'élément chimique i , $\mathcal{X} = \{X_i\}$: vecteur de composition chimique, Ψ_i : taux de variation de l'abondance de l'élément chimique i par les réactions thermonucléaires, n_{elem} : nombre d'espèces chimiques considérées. $M_{\text{b}}(R, L)$, $P_{\text{b}}(L, R)$, $P_{\text{gaz}_{\text{b}}}(L, R)$ et $T_{\text{b}}(L, R)$ sont quatre fonctions décrivant respectivement les variations de la masse, de la pression totale, de la pression gazeuse et de la température, en fonction du rayon et de la luminosité à la limite extérieure de l'enveloppe qui coïncide avec la base de l'atmosphère. Les 5 fonctions : $P_0(M)$, $P_{\text{gaz}_0}(M)$, $T_0(M)$, $R_0(M)$ et $L_0(M)$ décrivent, en fonction de la masse, respectivement la pression totale, la pression gazeuse, la température, le rayon et la luminosité du modèle d'âge zéro.

Cette formulation suppose la symétrie sphérique et ne tient pas compte du champ magnétique, et la rotation n'y intervient que par la gravité effective. Les équations décrivant la diffusion des éléments chimiques et du moment cinétique seront respectivement décrites au § 7.8 (Page 101) et § 7.9 (Page 115).

7.2.1 Discontinuités de la densité

L'échelle de temps de retournement des éléments convectifs étant petite devant l'échelle de temps nucléaire il est supposé que la convection homogénéise les zones convectives, *cf.* § 7.9.7 (Page 130). La composition chimique, et donc la densité, sont **discontinues** aux limites zones radiatives / zones convectives³. CESAM2*k* utilise des vecteurs nodaux pour les diverses intégrations (structure, composition chimiques, moment cinétique) construits de façon telle que les points où sont formées les équations ne coïncident pas avec les points de discontinuité, ainsi ces dernières sont implicitement prises en compte.

7.2.2 Variables d'intégration

Les variables naturelles par rapport auxquelles sont écrites les équations (7.3) ne sont pas bien adaptées au calcul numérique. En particulier, les dérivées de la pression et du rayon ont des singularités en $M \equiv 0$, *i.e.* au centre.

Ces singularités disparaissent en utilisant le rayon R comme variable indépendante. La condition limite externe devient alors une condition de limite libre, puisque le rayon total n'est pas fixe. Bien que cette limite libre ne soit pas une difficulté pour la méthode numérique utilisée dans CESAM2*k*, le rayon n'est pas, pour autant, le meilleur choix pour la variable indépendante ; on peut en effet montrer (Morel, 1997) que les singularités sont levées et qu'une utilisation optimale de l'approximation numérique est obtenue lorsqu'on utilise respectivement pour la masse, le rayon et la

³Quand la diffusion des éléments chimiques est prise en compte, la composition chimique et la densité sont **continues non dérivables** en ces limites.

luminosité les variables suivantes : $M^{2/3}$, R^2 et $L^{2/3}$. Il est apparu pratique d'utiliser des variables normalisées aux valeurs solaires :

$$\xi = \ln P, \quad \xi_g = \ln P_{\text{gaz}}, \quad \eta = \ln T, \quad \mu = \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad \zeta = \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^2, \quad \lambda = \left(\frac{L}{L_\odot} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad \gamma = \ln \rho$$

Avec ces nouvelles variables, le système (7.3) devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \xi}{\partial \mu} = \left[-\frac{3G}{8\pi} \left(\frac{M_\odot}{R_\odot^2} \right)^2 \left(\frac{\mu}{\zeta} \right)^2 + \frac{M_\odot}{4\pi R_\odot} \sqrt{\frac{\mu}{\zeta}} \Omega^2 \right] \exp(-\xi) \\ \frac{\partial \eta}{\partial \mu} = \frac{\partial \xi_t}{\partial \mu} \nabla \\ \frac{\partial \zeta}{\partial \mu} = \frac{3}{4\pi} \frac{M_\odot}{R_\odot^3} \frac{1}{\rho} \left(\frac{\mu}{\zeta} \right)^{\frac{1}{2}} \\ \exp(\xi) = \exp(\xi_g) + P_{\text{tur}} \\ \gamma = \ln \rho(\exp(\xi_g), \exp(\eta), X_i) \\ \frac{\partial \lambda}{\partial \mu} = \frac{M_\odot}{L_\odot} \left(\frac{\mu}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\epsilon - \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \\ \frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{2}{3M_\odot \sqrt{\mu}} \frac{\partial E_i}{\partial \mu} + \Psi_i(\xi_t, \eta; \mathcal{X}), \quad 1 \leq i \leq n_{\text{elem}} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{conditions limites} \\ \zeta(1, t) = 1, \quad \lambda(1, t) = 1 \\ \xi(\mu_{\text{ext}}, t) = \ln \left(P_{\text{ext}} \left(\sqrt{\lambda}^3 L_\odot, \sqrt{\zeta} R_\odot \right) \right) \\ \xi_g(\mu_{\text{ext}}, t) = \xi(\mu_{\text{ext}}, t) \\ \eta(\mu_{\text{ext}}, t) = \ln \left(T_{\text{ext}} \left(\sqrt{\lambda}^3 L_\odot, \sqrt{\zeta} R_\odot \right) \right) \\ \gamma = \ln \rho(P_{\text{ext}}, T_{\text{ext}}, X_i) \\ \text{conditions initiales} \\ X_i(\mu, 0) = X_{i,0}, \quad i = 1, \dots, n_{\text{elem}} \\ \xi(\mu, 0) = \xi_0(\mu), \quad \xi_g(\mu, 0) = \xi_{g0}(\mu), \\ \eta(\mu, 0) = \eta_0(\mu), \quad \gamma(\mu, 0) = \gamma_0(\mu) \\ \zeta(\mu, 0) = \zeta_0(\mu), \quad \lambda(\mu, 0) = \lambda_0(\mu), \\ 1 \leq \mu \leq \mu_{\text{ext}} \end{array} \right.$$

Au centre, la singularité des gradients est levée :

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \left| \frac{\partial \xi}{\partial \mu} \right| = \frac{G}{2} \left(\frac{4\pi M_\odot^2}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \exp(-\xi(0, t)) \rho(0, t)^{\frac{4}{3}} < \infty,$$

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \left| \frac{\partial \zeta}{\partial \mu} \right| = \left(\frac{3M_\odot}{4\pi R_\odot^3} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{-\frac{2}{3}}(0, t) < \infty,$$

et, de plus :

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \left| \frac{\mu}{\lambda} \right| = \lim_{\mu \rightarrow 0} \left| \frac{\partial \lambda}{\partial \mu} \right| = \frac{M_\odot}{L_\odot} \left[\epsilon - T \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_\mu \right],$$

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{\mu}{\zeta} = \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{R_\odot^2}{M_\odot} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}},$$

quantités dérivables une fois au moins. Sans l'exposant 2/3 qui affecte la luminosité, le second membre de l'équation d'énergie eut été :

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \mu} = \frac{M_\odot}{L_\odot} \mu^{\frac{1}{2}} \left[\epsilon - \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right]$$

la racine carrée, mal représentée par un polynôme, au voisinage de $\mu = 1$, entraînant une instabilité numérique. L'exposant $2/3$ permet donc une meilleure représentation numérique de la luminosité au voisinage du centre, mais interdit à cette variable dépendante de devenir négative, ce qui, dans certaines phases de l'évolution, peut devenir réhibitoire. Lorsque cette éventualité peut se présenter, bien que moins satisfaisant numériquement, il est nécessaire d'utiliser le rayon comme variable indépendante eulérienne et, dans ce cas, l'ensemble de variables utilisé par CESAM2k est :

$$\xi = \ln P, \quad \xi_g = \ln P_{\text{gaz}}, \quad \eta = \ln T, \quad \mu = \left(\frac{M}{M_\odot} \right), \quad \zeta = \left(\frac{R}{R_\odot} \right), \quad \lambda = \left(\frac{L}{L_\odot} \right), \quad \gamma = \ln \rho.$$

7.2.3 Adaptation de la discrétisation

Les zones dans lesquelles les solutions ont une variation rapide se déplacent au cours de l'évolution, si bien que le réseau initial devient plus ou moins rapidement inadapté. Pour ne pas dégrader la précision, il faut alors resserrer les nœuds dans les régions à variations fortes, les relâcher sur les plateaux. Deux solutions peuvent être apportées à ce problème numérique difficile :

- on ajoute/retire une ou plusieurs couches lorsque l'incrément d'une variable est trop/pas assez important (Kippenhahn Kippenhahn et al. (1968)).
- on dispose les nœuds automatiquement de façon à satisfaire certains critères (Eggleton, 1971; Press et al., 1986).

CESAM2k utilise la seconde solution. L'idée consiste à effectuer un changement de variable. On utilise comme variable dépendante une fonction, à définir, des variables dépendantes dont on désire contrôler les variations, fonction à laquelle on impose une variation constante d'un nœud de la grille au suivant. Dans un premier temps le nombre total de nœuds est fixé. Ceux-ci sont disposés automatiquement par le calcul aux abscisses *ad-hoc*. La masse, variable indépendante devient une variable dépendante dont la valeur n'est connue qu'à l'issue de l'intégration. A cette fin on définit la fonction d'espacement $Q(\mu, t)$ à partir de la connaissance que l'on a, *a priori*, de la solution. Par exemple, pour la structure interne, on pourrait⁴ prendre : $Q(\mu, t) = \ln P$. On cherche à l'instant t une répartition des abscisses $\mu_i, i = 1, \dots, n$ telle que l'incrément de la fonction d'espacement soit constant d'un nœud à l'autre de la grille. On cherchera donc à réaliser :

$$Q(\mu_i, t) - Q(\mu_{i+1}, t) = Cte(t), \quad i = 1, \dots, n - 1 \quad (7.4)$$

Cela impose une monotonie stricte à la fonction d'espacement $Q(\mu, t)$. Le nombre de couches n étant donné, pour t fixé, on introduit la fonction "indice" $q(\mu, t)$ appliquant l'intervalle de variation de $\mu : [0, \mu_{\text{ext}}]$ sur $[1, n] \subset \mathbf{R}$. La condition Eq. 7.4 (Page 73) s'écrit alors de façon équivalente :

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial q} \right)_t = Cte(t) = \psi(t) \iff \left(\frac{\partial^2 Q}{\partial q^2} \right)_t = \left(\frac{\partial \psi}{\partial q} \right)_t = 0$$

et, pour les conditions limites : $\mu = 0$ à $q = n$ et $\mu = \mu_{\text{ext}}$ à $q = 1$, puisque la couche d'indice 1 correspond au centre, et celle d'indice n à la surface.

⁴Ce qui équivaut à prendre la pression comme variable indépendante.

Pour t fixé, le changement de variable : $\mu \rightarrow q(\mu, t)$ permet d'écrire :

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial q}\right)_t = \left(\frac{\partial Q}{\partial \mu}\right)_t \left(\frac{\partial \mu}{\partial q}\right)_t = \theta \left(\frac{\partial \mu}{\partial q}\right)_t$$

où $\theta(\mu, t) = \left(\frac{\partial Q}{\partial \mu}\right)_t$ est calculé à partir de l'expression de la fonction d'espacement $Q(\mu, t)$. Il y a donc deux fonctions inconnues supplémentaires : $\psi(t) = \left(\frac{\partial Q}{\partial q}\right)_t$ et $\mu(q, t)$, solutions du système différentiel du premier ordre avec conditions limites :

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial q}\right)_t = \frac{\psi}{\theta}, \quad \left(\frac{\partial \psi}{\partial q}\right)_t = 0, \quad \text{avec} : \begin{cases} q = 1, & \mu = 0 \\ q = n, & \mu = \mu_{\text{ext}} \end{cases}$$

Ces équations sont résolues simultanément avec le système des équations (7.3) écrites par rapport aux variables q et t ; pour ce faire, on dispose des relations suivantes, où $f(\mu, t)$ désigne une variable dépendante quelconque :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_\mu = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_q - \left(\frac{\partial f}{\partial \mu}\right)_t \left(\frac{\partial \mu}{\partial t}\right)_q, \quad \left(\frac{\partial f}{\partial \mu}\right)_t = \left(\frac{\partial f}{\partial q}\right)_t / \left(\frac{\partial \mu}{\partial q}\right)_t.$$

Les abscisses utilisées sont 1, 2, ..., n , on dispose donc d'une **grille équidistante**.

7.2.4 Modification du nombre total de couches

On a supposé jusqu'à présent que le nombre total de couches était fixé une fois pour toutes, ce qui constitue évidemment une contrainte, puisque pour une phase donnée de l'évolution, il y a le risque de travailler avec une discrétisation trop fine (*respt.* grossière) avec comme conséquence des calculs inutiles (*respt.* imprécis). Avec une augmentation (*respt.* diminution) du nombre de couches, le saut⁵ $\psi(t)$ de la fonction de répartition d'une couche à la suivante diminue (*respt.* augmente), si bien que d'un pas temporel au suivant, il est possible d'ajuster le nombre de couches afin de maintenir $\psi(t)$ dans un intervalle fixé. Cette disposition correspond exactement au sens physique que l'on peut attribuer à la fonction de répartition qui est de maintenir dans un intervalle donné les variations de certaines grandeurs physiques.

Alors $\psi(t) = \left(\frac{\partial Q}{\partial q}\right)_\mu$ et $\theta(\mu, t) = \left(\frac{\partial Q}{\partial \mu}\right)_t$, $\Rightarrow \frac{\psi}{\theta} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial q}\right)_t$ et les équations (7.3)

⁵ $\psi(t)$ est soit positif, soit négatif, ici il est supposé positif.

deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \xi}{\partial q} = \left[-\frac{3G}{8\pi} \left(\frac{M_\odot}{R_\odot^2} \right)^2 \left(\frac{\mu}{\zeta} \right)^2 + \frac{M_\odot}{4\pi R_\odot} \sqrt{\frac{\mu}{\zeta}} \Omega^2 \right] \exp(-\xi) \frac{\psi}{\theta} \\ \frac{\partial \eta}{\partial q} = \frac{\partial \xi}{\partial q} \nabla \\ \frac{\partial \zeta}{\partial q} = \frac{3}{4\pi} \frac{M_\odot}{R_\odot^3} \frac{1}{\rho} \left(\frac{\mu}{\zeta} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\psi}{\theta} \\ \exp(\xi) = \exp(\xi_g) + P_{\text{tur}} \\ \gamma = \ln \rho(\exp(\xi_g), \exp(\eta), X_i) \\ \frac{\partial \lambda}{\partial q} = \frac{M_\odot}{L_\odot} \left(\frac{\mu}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\epsilon - \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \frac{\psi}{\theta} \\ \frac{\partial \mu}{\partial q} = \frac{\psi}{\theta} \\ \frac{\partial \psi}{\partial q} = 0 \\ \frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{2}{3M_\odot \sqrt{\mu}} \frac{\partial F_i}{\partial \mu} + \Psi_i(\xi_t, \eta; \mathcal{X}), \quad 1 \leq i \leq n_{\text{elem}} \\ i = 1, \dots, n_{\text{elem}} \end{array} \right. \quad (7.5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{conditions limites} \\ \mu(n, t) = \mu_{\text{ext}} \left(\sqrt{\lambda^3(n, t)} L_\odot, \sqrt{\zeta(n, t)} R_\odot \right), \\ \xi(n, t) = \ln \left(P_{\text{ext}} \left(\sqrt{\lambda^3(n, t)} L_\odot, \sqrt{\zeta(n, t)} R_\odot \right) \right), \\ \xi_g(n, t) = \xi(n, t), \\ \eta(n, t) = \ln \left(T_{\text{ext}} \left(\sqrt{\lambda^3(n, t)} L_\odot, \sqrt{\zeta(n, t)} R_\odot \right) \right), \\ \gamma(n, t) = \ln \rho(P_{\text{ext}}, T_{\text{ext}}, X_i) \\ \zeta(1, t) = 0, \quad \lambda(1, t) = 0, \quad \mu(1, t) = 0. \\ \text{conditions initiales} \\ X_i(q, 0) = X_{i,0}, \quad i = 1, \dots, n_{\text{elem}} \\ \xi(q, 0) = \xi_0(q), \quad \xi_g(q, 0) = \xi_{g,0}(q), \quad \eta(q, 0) = \eta_0(q), \\ \zeta(q, 0) = \zeta_0(q), \quad \lambda(q, 0) = \lambda_0(q), \quad \gamma(q, 0) = \gamma_0(q) \\ 1 \leq q \leq n. \end{array} \right.$$

Ces équations de l'espace physique sont formées dans la routine `static_m`, cf. § 8.126 (Page 213). La fonction d'espace Q doit être strictement monotone; il faut donc qu'elle ne soit composée que de fonctions variant dans le même sens. Il va de soi que son expression doit être la plus simple possible, et il n'y a pas nécessaire obligation de la contraindre avec des "variables secondaires" telle que P_{gaz} ou Ω . Puisque ξ et η varient en sens inverse de ζ , λ et μ , quand il n'y a aucune raison de favoriser une variable plutôt qu'une autre, formellement, il conviendrait d'utiliser :

$$Q(\mu, t) = \frac{\xi}{\Delta \xi} + \frac{\eta}{\Delta \eta} - \frac{\zeta}{\Delta \zeta} - \frac{\lambda}{\Delta \lambda} - \frac{\mu}{\Delta \mu}, \quad \Delta \xi = \xi(n) - \xi(1), \\ \Delta \eta = \eta(n) - \eta(1), \quad \Delta \zeta = \zeta(n) - \zeta(1), \quad \Delta \lambda = \lambda(n) - \lambda(1), \quad \Delta \mu = \mu(n) - \mu(1).$$

On aurait donc :

$$\theta(\mu, t) = \left(\frac{\partial Q}{\partial \mu} \right)_t = \frac{1}{\Delta \xi} \frac{3G}{8\pi} \left(\frac{M_\odot}{R_\odot^2} \right)^2 \exp(-\xi) \left(\frac{\mu}{\zeta} \right)^2 \left(1 + \nabla \frac{\Delta \xi}{\Delta \eta} \right) - \\ - \frac{1}{\Delta \zeta} \frac{3}{4\pi} \frac{M_\odot}{R_\odot^3} \frac{1}{\rho} \left(\frac{\mu}{\zeta} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{\Delta \lambda} \frac{M_\odot}{L_\odot} \left(\frac{\mu}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \epsilon - 1. \quad (7.6)$$

et des relations similaires lorsque le rayon est utilisé comme variable indépendante. Les facteurs de répartition $\Delta\xi$, $\Delta\eta$, $\Delta\zeta$, $\Delta\lambda$ et $\Delta\mu$ peuvent être, ou bien fixés une fois pour toutes ou bien, ajustés à l'issue de chaque pas temporel de façon à suivre l'évolution.

Si cette forme "complète" de la fonction de répartition a été utilisée pour les versions 0, 1 et 2 de CESAM2k, il s'est avéré par la suite que $Q \equiv a\xi + b\mu$ (*respt.* $Q \equiv a\xi + b\zeta$) avec les variables lagrangiennes (*respt.* eulériennes) semblait être la forme la plus simple, la plus robuste et de fait, la plus efficace. Les valeurs $a = -1$ et $b \sim 15$ des facteurs de répartition, définies dans la routine `cesam`, *cf.* § 8.10 (Page 155), selon le type de précision requis, donnent satisfaction.

L'approximation initiale de $\psi(t_0) = \left(\frac{\partial Q}{\partial q}\right)_t$ s'obtient en dérivant numériquement $Q(\mu, t)$ (obtenu à partir de la solution initiale provisoire) par rapport à la nouvelle variable indépendante : la fonction de discrétisation $q(\mu, t)$.

Avec la variable indépendante eulérienne on a : $\psi(t) = \left(\frac{\partial Q}{\partial q}\right)_\zeta$ et $\theta(\zeta, t) = \left(\frac{\partial Q}{\partial \zeta}\right)_t$ et le problème différentiel s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \xi}{\partial q} = \left[-\frac{GM_\odot}{R_\odot} \frac{\mu}{\zeta^2} + \frac{2R_\odot}{3} \zeta \Omega^2 \right] \rho \exp(-\xi) \frac{\psi}{\theta} \\ \frac{\partial \eta}{\partial q} = \frac{\partial \xi}{\partial q} \nabla \\ \frac{\partial \mu}{\partial q} = \frac{4\pi R_\odot^3}{M_\odot} \rho \zeta^2 \frac{\psi}{\theta} \\ \exp(\xi) = \exp(\xi_g) + P_{\text{tur}} \\ \gamma = \ln \rho(\exp(\xi_g), \exp(\eta), X_i) \\ \frac{\partial \lambda}{\partial q} = \frac{M_\odot}{L_\odot} \left[\epsilon - \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \frac{\psi}{\theta} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial q} = \frac{\psi}{\theta} \\ \frac{\partial \psi}{\partial q} = 0 \\ \frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{2}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \frac{\partial F_i}{\partial \mu} + \Psi_i(\xi_t, \eta; \mathcal{X}), \quad 1 \leq i \leq n_{\text{elem}} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{conditions limites} \\ \mu(n, t) = \mu_{\text{ext}}(\lambda(n, t)L_\odot, \zeta(n, t)R_\odot), \\ \xi(n, t) = \ln(P_{\text{ext}}(\lambda(n, t)L_\odot, \zeta(n, t)R_\odot)), \\ \eta(n, t) = \ln(T_{\text{ext}}(\lambda(n, t)L_\odot, \zeta(n, t)R_\odot)), \\ \xi_g(n, t) = \xi(n, t), \quad \gamma(n, t) = \ln \rho(P_g(n, t), T(n, t), X_i), \\ \zeta(1, t) = 0, \quad \lambda(1, t) = 0, \quad \mu(1, t) = 0. \\ \text{conditions initiales} \\ X_i(q, 0) = X_{i,0}, \quad i = 1, \dots, n_{\text{elem}}, \\ \xi(q, 0) = \xi_0(q), \quad \eta(q, 0) = \eta_0(q), \quad \gamma(q, 0) = \gamma_0(q), \\ \zeta(q, 0) = \zeta_0(q), \quad \lambda(q, 0) = \lambda_0(q), \\ 1 \leq q \leq n. \end{array} \right.$$

On a utilisé la notation : $\nu \equiv \mu^{2/3}$. Ces équations de l'espace physique sont formées dans la routine `static_r`, *cf.* § 8.126 (Page 213). Ainsi, la condition de limite libre est, en fait, déjà incluse dans les équations écrites avec la fonction de répartition et n'entraîne aucune modification fondamentale de structure.

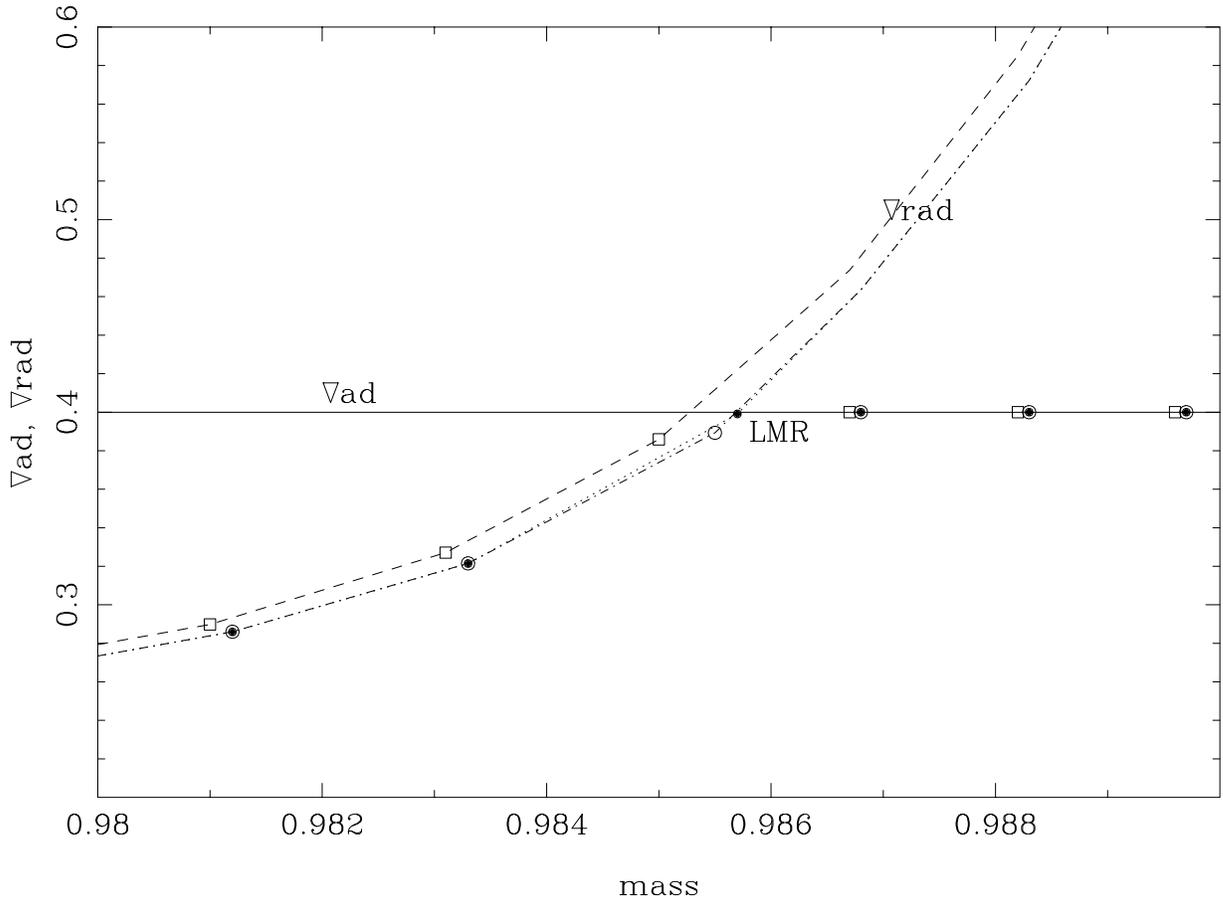


FIG. 7.3 – Deux itérations ont été nécessaires pour positionner un point de grille sur une limite zone radiative / zone convective. Au cours du processus itératif, le gradient radiatif ∇_{rad} a légèrement diminué, et la limite s'est déplacée vers la droite, alors que le gradient adiabatique ∇_{ad} restait inchangé. Les points de grille se sont successivement déplacés de leurs positions initiales, carrés vides, vers leurs positions finales, cercles vides puis cercles pleins.

7.2.5 Nœud sur une limite zone radiative / zone convective

A chaque limite entre une zone convective et une zone radiative le gradient :

$$\nabla \equiv \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_t$$

n'est pas dérivable. Il en est donc de même de la dérivée première de la température. Entre deux points de la grille d'intégration, les inconnues sont représentées par des polynômes par morceaux. Une limite entre une zone radiative et une zone convective doit donc nécessairement se trouver sur une maille du réseau. Avec CESAM2k il suffit de placer un point de grille à mieux que $\sim 5\%$ de la distance entre les nœuds entourant immédiatement chaque limite entre une zone convective et une zone radiative, il n'y a alors pas de risque d'approcher les fonctions inconnues par un morceau de polynôme traversant une discontinuité, les points de collocation étant situés à une distance des points de grille, supérieure à 5% de la largeur de la maille

concernée.

Pour assurer cette disposition, on utilise un paramètre libre de la fonction de répartition. D'une maille à l'autre, la variation de la fonction de répartition $Q(\mu, t)$, est constante. Les facteurs de répartition a et b définissent les poids relatifs des variables à l'intérieur de chaque maille, ces poids sont définis à un facteur multiplicatif près. Jusqu'à présent ce paramètre libre a été, implicitement, posé égal à l'unité. La modification de cette valeur pour les mailles situées au voisinage d'une limite entre une zone radiative et une zone convective va permettre de rejeter la limite dans un voisinage immédiat des points de grille. On définit la fonction en escalier $\omega(q)$, ajustable d'une maille à l'autre par :

$$Q(\mu, t) = \omega(q)Q_0(\mu, t) \quad (7.7)$$

$Q_0(\mu, t)$ notant maintenant la fonction de répartition retenue, c'est à dire celle définie par la relation Eq. 7.6 (Page 75). Tout en respectant la constante du saut de $Q(\mu, t)$ d'une maille à l'autre, $\omega(q)$ permet d'ajuster le saut de Q_0 dans chaque maille, donc les sauts de ξ , η , ζ , λ et μ de façon à ce qu'ils correspondent à la quantité nécessaire pour atteindre exactement la limite. Une fois la condition :

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial q^2} = \frac{\partial \psi}{\partial q} = 0$$

satisfaite en tous points du réseau, dans une maille donnée, la variation de la fonction Q étant constante :

$$\frac{\partial Q}{\partial q} = \psi = cte = \frac{\partial \omega Q_0}{\partial q} = \omega \frac{\partial Q_0}{\partial q} \Rightarrow \omega = \psi / \frac{\partial Q_0}{\partial q} \sim \psi / \frac{\Delta Q_0}{\Delta q} = \psi / \Delta Q_0$$

puisque d'une maille à la suivante⁶ $\Delta q = 1$. Pour chaque maille $[i, i+1]$, $i = 1, \dots, n-1$, on détermine ω_i de façon à ce que le saut de Q_0 :

$$\Delta Q_0 = a(\xi_{i+1} - \xi_i) + b(\mu_{i+1} - \mu_i)$$

corresponde à ce qu'il est nécessaire, pour que chaque limite entre une zone convective et une zone radiative se place sur un point du réseau⁷.

Malheureusement il n'y a pas de relation permettant de prévoir le déplacement d'une limite entre une zone convective et une zone radiative en fonction des variations des variables locales, si bien qu'il est nécessaire de procéder par ajustements successifs, il en résulte que la convergence du processus itératif global ne peut être que du premier ordre.

A chaque itération de la méthode de Newton-Raphson, la limite entre une zone radiative et une zone convective est localisée par interpolation linéaire en fonction de la variable d'indice q . Suivant la position interpolée pour les limites, les mailles concernées sont agrandies ou resserrées. A l'aide de la valeur obtenue pour la constante $\psi(t)$ et des valeurs de la variable Q_0 , de nouvelles valeurs de $\omega(q)$ sont calculées pour chaque maille. Un exemple d'un tel ajustement est illustré Fig. 7.3 (Page 77).

⁶C'est cette dernière relation qui définit $\omega(q)$, une fonction en escalier n'étant pas dérivable! Pour faciliter l'exposé on a préféré introduire $w(q)$ par Eq. 7.7 (Page 78).

⁷Des relations similaires peuvent être obtenues avec les facteurs de répartition $\Delta\xi$, $\Delta\eta$, $\Delta\zeta$, $\Delta\lambda$.

Dans la routine `lim_zc`, cf. § 8.70 (Page 183), les limites zones radiatives / zones convectives sont localisées avec précision, ce qui permet de déterminer les poids à affecter à chaque maille; l'expérience des calculs montre que le positionnement de la limite s'effectue sur un nœud avec une précision supérieure à 1%, si la limite est bien définie. Quand la transition zone radiative / zone convective est floue *i.e.* quand les gradients adiabatique et radiatif sont proches au voisinage de la limite, le positionnement n'est pas précis cf. § 6.2 (Page 56). Dans ces cas, la discontinuité de la dérivée du gradient est *petite* et l'erreur qui en résulte n'est importante ni pour les variables de structure ni pour la composition chimique qui ne peut, avec une limite floue, que présenter une discontinuité peu marquée.

7.3 Restitution de l'atmosphère

La lumière parvenant des étoiles est la principale source d'informations permettant d'induire leur structure. Un modèle d'évolution stellaire doit décrire le transfert de rayonnement à travers l'atmosphère. Bien que cette dernière ne représente qu'une infime partie de l'étoile, le calcul de ce transfert est un problème complexe qui ne peut être raisonnablement résolu simultanément avec celui de la structure interne. Une des difficultés réside dans le fait que c'est dans l'atmosphère que le rayonnement transite du milieu opaque de l'intérieur où il est quasi isotrope, vers le milieu inter-stellaire où il est anisotrope. La nécessité est de transporter les conditions limites du milieu transparent, où elles sont définies par l'observation, vers le milieu épais de l'intérieur. La restitution de l'atmosphère consiste alors à construire un modèle aussi précis que possible, assurant le transfert de l'énergie lumineuse et l'équilibre quasi-statique.

Les conditions limites externes du problème différentiel de la structure interne portent sur deux des trois variables thermodynamiques P , T et ρ . `CESAM2k` offre la possibilité d'utiliser deux types de méthodes : l'approximation monocouche et la reconstitution de l'atmosphère, cette dernière constituant un problème différentiel aux limites résolu numériquement par collocation, (Morel et al., 1994).

7.3.1 L'approximation monocouche

Le "Solar Model Comparison Project" (Christensen-Dalsgaard, 1988), utilise une atmosphère simplifiée pour transporter les conditions limites externes dans le milieu optiquement épais; elle est obtenue à l'aide de deux relations déduites d'une discrétisation simple des équations de l'atmosphère :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP}{d\tau} = \frac{GM_{\star}}{R_{\star}^2 \kappa} - \frac{2\Omega^2 R_{\star}}{3\kappa}, \quad \frac{\Delta P}{\Delta \tau} \sim \frac{P - P_{\text{ext}}}{\tau - 0} \\ L_{\star} = 4\pi R_{\star}^2 \sigma T^4 \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} P = \frac{GM_{\star}}{R_{\star}^2 \kappa} - \frac{2\Omega^2 R_{\star}}{3\kappa} \\ L_{\star} = 4\pi R_{\star}^2 \sigma T^4 \end{array} \right.$$

sur la couche externe on a alors $T_{\text{ext}} = T_{\text{eff}}$; σ est la constante de Stéfán, R_{\star} , M_{\star} , Ω et L_{\star} sont respectivement, le rayon, la masse, la vitesse angulaire et la luminosité de l'étoile. Les deux dernières relations étant obtenues avec $\tau = 1$ et $P_{\text{ext}} = 0$ ce qui, physiquement, peut être interprété en disant que les conditions limites externes sont écrites à $\tau = 1$. Cette formulation est utilisée dans la routine `lim_tau1`, cf. § 8.69 (Page 182). L'évolution est arrêtée si l'accélération centrifuge devient supérieure à

90% de la gravité – ce qui se traduirait par une pression négative.

Dans la routine `lim_gong1`, cf. § 8.69 (Page 182), deux facteurs $\beta = 7.22$ et $\lambda = 6$, affectent respectivement les équations de la pression et de la luminosité, leur effet étant, avec une équation d'état supposant l'ionisation totale, d'obtenir un modèle solaire qui ressemble au soleil actuel.

PB Avec l'approximation monocouche, la pression turbulente est ignorée dans l'atmosphère.

7.3.2 Reconstitution d'une atmosphère

Dans les cas où une grande précision doit être atteinte, en particulier pour les modèles solaires servant au calcul des oscillations, il n'est pas possible d'ignorer la structure fine des couches externes où se réfléchissent les modes d'oscillation. Il est nécessaire de reconstituer le moins mal possible cette couche limite; c'est l'objet de la routine `lim_atm`, cf. § 8.68 (Page 182). Dans un calcul de structure interne, il n'est pas réaliste de traiter le transfert radiatif avec toute sa complexité. L'approximation de diffusion, cas gris, utilisé dans la structure interne, n'est justifiée que pour des profondeurs optiques Rosseland $\tau_{\text{rac}} \geq 20$, limite au delà de laquelle, cf. Morel et al. (1994), le flux radiatif calculé par l'approximation de diffusion et le flux réel ne diffèrent que par moins de 1%. Pour éviter de traiter explicitement l'atmosphère, on transporte de $\tau \sim 0$ à $\tau = \tau_{\text{rac}}$ les conditions externes *i.e.* celles au raccord avec le milieu interstellaire, à savoir : la densité ou la pression, la température et la masse. Avec `CESAM2k`, afin de relier le modèle de l'atmosphère et celui de la structure interne, il faut disposer pour la pression, la température et la masse de trois fonctions⁸ au point de raccord en $\tau = \tau_{\text{rac}}$ *i.e.* à la limite externe de l'enveloppe :

$$P_{\text{rac}}(R, L), T_{\text{rac}}(R, L), M_{\text{rac}}(R, L),$$

avec $M_{\text{rac}}(R, L) \simeq M_{\text{tot}}$ masse contenue à l'intérieur de la couche la plus externe de l'enveloppe. Dans l'atmosphère, la luminosité L est supposée constante $L = L_*$. La composition chimique, la vitesse angulaire qui, éventuellement, varie en fonction du temps *e.g.* par diffusion et mélange convectif, sont supposées constantes et fixées à leur valeurs sur la couche la plus extérieure de l'enveloppe. Pour une longueur de mélange et une composition chimique fixées, la température est donnée dans l'atmosphère par une loi $T(\tau)$ de la forme : $T(\tau_{\text{R}}, T_{\text{eff}}, g)$ dépendant, de la profondeur⁹ optique Rosseland τ_{R} , $d\tau = -\kappa\rho dR$, de la température effective T_{eff} et de la gravité g :

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{L}{4\pi R_{\text{tot}}^2 \sigma} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad g = \frac{GM}{R^2} \cong \frac{GM_{\text{tot}}}{R_{\text{tot}}^2},$$

R_{tot} est le rayon au point de raccord avec le milieu interstellaire cf. Mihalas (1978) p. 49, et κ est l'opacité.

Cette définition de la température effective correspond à la température du corps

⁸On assurera ensuite, par itérations, l'égalisation de ces valeurs résultant de l'intégration de l'atmosphère et de celles résultant de l'intégration de la structure interne.

⁹Pour plus de lisibilité l'indice R pour "Rosseland" est omis dans la suite.

noir rayonnant la même densité d'énergie que l'étoile, elle n'est pas universelle. Une seconde définition, souvent utilisée, permet de définir un "rayon observable" R_* :

$$R_* = R(\tau = \frac{2}{3}) \text{ et } T_{\text{eff}} = \left(\frac{L}{4\pi\sigma R_*^2} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Dans ces conditions, la masse $M_* < M_{\text{tot}}$ est celle à la profondeur optique $\tau = 2/3$: $M_* = M(\tau = 2/3)$.

Dans CESAM2k, une troisième définition de T_{eff} , cf. Schatzman & Praderie (1990), est utilisée : le rayon de l'étoile R_* est défini à la profondeur optique à laquelle la température est égale à la température effective, R_* est le "rayon bolométrique". Pour certaines lois $T(\tau)$, les deux dernières définitions sont équivalentes. Par la suite, on notera τ_* la profondeur optique où le rayon est celui de l'étoile : $R(\tau_*) = R_*$.

La composition chimique, l'opacité et la définition retenue pour la température effective doivent, évidemment, être les mêmes dans :

- le programme de calcul du modèle d'atmosphère à partir duquel est déduite la loi $T(\tau, T_{\text{eff}}, g)$,
- la partie atmosphère du programme de structure interne,
- la partie supérieure de l'enveloppe.

Connaissant R_{rac} et L on peut intégrer de $\tau = \tau_{\text{min}}$ à $\tau = \tau_{\text{rac}}$ où on obtient, au rayon R_{rac} , point de raccord entre l'enveloppe et l'atmosphère, les trois quantités :

$$P_{\text{rac}}(R, L), T_{\text{rac}}(R, L), M_{\text{rac}}(R, L).$$

En utilisant τ comme variable indépendante, le système des équations à intégrer est :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP}{d\tau} = \frac{GM}{\kappa R^2} - \frac{2\Omega^2 R}{3\kappa} \\ \frac{dT}{d\tau} = \frac{T}{P} \frac{dP}{d\tau} \nabla \\ \frac{dR}{d\tau} = -1 / \kappa \rho \\ \frac{dM}{d\tau} = -4\pi R^2 / \kappa \\ \frac{dR_*}{d\tau} = 0 \\ \frac{d\tau_*}{d\tau} = 0 \\ P_{\text{gaz}} = P \left\{ 1 - \frac{a\alpha^2 \delta}{8} \frac{\Gamma}{\Gamma+1} (\nabla - \nabla_{\text{ad}}^*) \right\} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \text{conditions limites} \\ \rho(\tau_{\text{min}}) = \rho_{\text{ext}} \\ \text{ou } P(\tau_{\text{min}}) = g\kappa\tau_{\text{min}} \\ P_{\text{gaz}}(\tau_{\text{min}}) = P(\tau_{\text{min}}) \\ M(\tau_*) = M_* \\ R(\tau_*) = R_* \\ T_{\text{eff}} = \mathcal{T}(\tau_*, T_{\text{eff}}, g_*) \\ T(\tau_*) = \mathcal{T}(\tau_*, T_{\text{eff}}, g_*) \\ R(\tau_{\text{rac}}) = R_{\text{rac}} \end{array} \right. \quad (7.8)$$

Les deux équations différentielles et les deux conditions limites portant sur R_* et τ_* ont été ajoutées pour résoudre le problème différentiel avec la limite libre à $\tau = \tau_*$ cf. Stoer & Bulirsch (1979, par. 7.3.0), elles couplent R_* et τ_* aux autres variables. En codant `lim_ro=.TRUE.` dans le fichier de données, à la limite optiquement mince, définie par $\tau = \tau_{\text{min}}$, la condition limite porte sur la densité fixée à la valeur ρ_{ext} donnée par le modèle d'atmosphère ; avec `lim_ro=.FALSE.`, la condition limite porte sur la pression ; on utilise alors la relation dérivée de l'approximation monocouche. La condition sur la pression permet de s'affranchir de la contrainte sur la densité à une profondeur optique fixée arbitrairement. En général on fixe $\tau_{\text{min}} \equiv 10^{-4}$ ce

qui correspond, approximativement, au minimum de température dans la photosphère solaire, cela ne constitue évidemment pas une règle absolue¹⁰. A ce niveau, l'atmosphère est supposée radiative si bien que $P_{\text{gaz}} \equiv P$.

La dernière équation qui relie P et P_{gaz} est celle qui est vérifiée dans les zones radiatives où l'efficacité de la convection est nulle *i.e.* $\Gamma \equiv 0$.

Les conditions limites sont donc écrites aux trois niveaux : $\tau = \tau_{\text{rac}}$, $\tau = \tau_*(t)$ et $\tau = \tau_{\text{min}}$, en se rappelant que $\tau_*(t)$ est susceptible de varier au cours du temps. De plus, ρ_{ext} dépend aussi du temps, puisque dépendant de la gravité $\rho_{\text{ext}}(g_*(t))$.

Au temps t , la solution des équations Eq. 7.8 (Page 81) donne P_{rac} , T_{rac} et M_{rac} pour R et L donnés.

Evidemment, autant que faire se peut, la loi $T(\tau)$ et la structure interne doivent être calculées avec des physiques aussi équivalentes que possible à savoir : équation d'état, opacité, longueur de mélange, composition chimique *etc...* Malgré de nombreuses tentatives, à cause des incohérences entre la physique, les données, les paramètres, utilisés dans le modèle d'atmosphère d'une part, et dans la structure interne d'autre part, il s'est avéré impossible de raccorder non seulement les fonctions (*i.e.* pression, température, masse), mais aussi leurs gradients à la limite entre atmosphère et enveloppe ; si le gradient de pression *i.e.* $\frac{dP}{dr} = -g\rho$, se raccorde parfaitement, il n'en est pas de même du gradient de température ni, par conséquent, du gradient $\nabla \equiv \frac{d \ln T}{d \ln P}$; des différences de l'ordre de 0.1 à 0.2 pouvant exister de part et d'autre du raccord. Pour certaines applications de telles différences sont prohibitives et, au risque de ne pas vérifier parfaitement la loi $T(\tau)$, un artifice numérique semi-original a été mis au point pour assurer aussi le raccord de ∇ .

PB La restitution de l'atmosphère n'est effectuée que si l'accélération centrifuge est inférieure à 90% de la gravité ; si tel n'est pas le cas, l'évolution est arrêtée.

7.3.3 Artifices numériques utilisés pour le raccord de ∇

La gravité g étant fixée, la loi $T(\tau)$ est supposée pouvoir s'écrire sous la forme : $T^4 = \frac{3}{4}T_{\text{eff}}^4 f(\tau)$; en utilisant l'expression de la luminosité, $L = 4\pi R_*^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$, il vient :

$$T^4 = \frac{3}{4\pi ac} \frac{L_*}{R_*^2} f(\tau), \quad (\sigma = \frac{ac}{4}), \quad \text{d'où} \quad \frac{dT}{d\tau} = \frac{3}{16\pi ac} \frac{L_*}{R_*^2 T^3} \frac{df}{d\tau},$$

si bien qu'avec $d\tau = -\kappa \rho dr$:

$$\begin{aligned} \nabla \equiv \frac{d \ln T}{d \ln P} &= -\frac{P}{T} \frac{dT}{d\tau} \kappa \rho \frac{dr}{dP} = \frac{P \kappa}{T} \frac{dT}{d\tau} \frac{R^2}{GM} = \frac{3}{16\pi ac G} \frac{P \kappa L_*}{MT^4} \left(\frac{R}{R_*}\right)^2 \frac{df}{d\tau} = \\ &= \nabla_{\text{rad}} \frac{L}{L_*} \left(\frac{R}{R_*}\right)^2 \frac{df}{d\tau} \end{aligned} \quad (7.9)$$

puisqu'il est possible d'exprimer le gradient radiatif par l'expression :

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi ac G} \frac{P \kappa L}{MT^4}.$$

¹⁰Il faut s'assurer que l'équation d'état et les tables d'opacité donnent des valeurs réalistes pour les conditions physiques auxquelles on peut s'attendre jusqu'à τ_{min} .

Ici $L \equiv L_*$ et, dans le cas solaire $R/R_* < 1 \pm 10^{-3}$. Dans une zone convective le flux total F est la somme du flux radiatif et du flux convectif : $F = F_{\text{rad}} + F_{\text{conv}}$. *Si et seulement si* l'approximation de diffusion est vérifiée *i.e.* à la limite $\tau \gg 1$, le flux radiatif $F_{\text{rad}}(\tau) = \int_0^\infty F_\nu d\nu$ a pour expression :

$$F_{\text{rad}} = \frac{4acT^4}{3\kappa\rho H_p} \nabla$$

avec pour le flux total F :

$$F = \frac{4acT^4}{3\kappa\rho H_p} \nabla_{\text{rad}}$$

alors :

$$\lim_{\tau \gg 1} \frac{F_{\text{rad}}}{F} = \left(\frac{R}{R_*} \right)^2 \frac{df}{d\tau} \sim \frac{df}{d\tau},$$

puisque dans l'atmosphère, du moins pour les étoiles naines, le quotient $(R/R_*)^2 \sim 1 \pm 10^{-8}$ peut être pris égal à l'unité.

L'artifice numérique utilisé pour le raccord de ∇ repose sur la formulation Eq. 7.9 (Page 82) : pour le calcul de la température, au lieu d'utiliser explicitement la loi $T(\tau)$, on intègre l'équation différentielle :

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{T}{P} \frac{dP}{d\tau} \nabla = \frac{T}{P} \frac{dP}{d\tau} \nabla_{\text{rad}} \left(\frac{R}{R_*} \right)^2 \frac{df}{d\tau},$$

et une condition limite sur la température, cette dernière étant écrite, *par exemple*, en τ_* :

$$T(\tau_*) = T(\tau_*, T_{\text{eff}}, g_*).$$

Ainsi, à un changement de variable près, les équations *sont les mêmes* dans l'atmosphère restituée et dans la structure interne.

Pour des lois $T(\tau)$ purement radiatives, telles que celles d'Eddington ou de Hopf, $\lim_{\tau \gg 1} \frac{df}{d\tau} = 1$. On remarque qu'alors, le flux total est posé égal au flux radiatif même si l'approximation de diffusion est injustifiée. Pour des lois $T(\tau)$ incorporant la convection, telles que celles dérivées de modèles d'atmosphères solaires, $\lim_{\tau \gg 1} \frac{df}{d\tau} < 1$ (typiquement $\frac{df}{d\tau} \sim 0.2$ à $\tau = 20$). Il faudra donc un traitement différent suivant que la loi $T(\tau)$ est, ou non, purement radiative.

7.3.4 Loi $T(\tau)$ purement radiative

La loi $T(\tau)$ ne contient pas la partie convective de l'atmosphère, force est donc d'utiliser le formalisme de la structure interne pour le calcul du gradient dans la partie convective, sachant qu'elle sera incorrecte tant que l'approximation de diffusion ne sera pas justifiée *i.e.* tant que $\tau \lesssim 20$. Dans la partie radiative le gradient aura l'expression Eq. 7.9 (Page 82), dans la partie convective, son expression sera celle déduite de la théorie de la convection utilisée *cf.* § 7.10.2 (Page 135),

la continuité du gradient sera assurée s'il est calculé avec des expressions qui ont mêmes limites de part et d'autre de la transition convectif/radiatif, ce qui est réalisé en utilisant, dans le formalisme de la longueur de mélange, un ∇_{rad} *modifié* :

$$\nabla_{\text{rad}}^* \equiv \nabla_{\text{rad}} \frac{df}{d\tau}.$$

Cet artifice numérique est dû à Henyey Henyey et al. (1965), M. Gabriel & J. Christensen-Dalsgaard, *communications privées*. A la limite $\tau \gg 1$, le gradient sera ainsi exactement celui donné par le formalisme de la longueur de mélange puisque, pour une loi purement radiative, $\lim_{\tau \gg 1} \frac{df}{d\tau} = 1$.

Lois $T(\tau)$ purement radiatives implantées dans CESAM2k :

- **hopf** : Loi $T(\tau)$ de Hopf, cf. § 8.58 (Page 178).
- **edding** : Loi $T(\tau)$ d'Eddington, cf. § 8.42 (Page 170).

7.3.5 Lois $T(\tau)$ avec convection

L'artifice numérique précédent n'est pas utilisable puisque $\lim_{\tau \gg 1} \frac{df}{d\tau} < 1$ et, par ailleurs, l'utilisation d'une loi $T(\tau)$ non purement radiative perdrait de son intérêt, puisque la description de la partie convective aux profondeurs optiques $\tau \sim 1$ serait effectuée avec une théorie de la convection qui utilise une expression du flux radiatif déduite de l'approximation de diffusion. Dans ce cas, pour assurer la continuité du gradient, l'artifice numérique utilisé consiste en une interpolation linéaire, en fonction de l'épaisseur optique, entre la valeur du gradient déduit de la loi $T(\tau)$:

$$\nabla = \nabla_{\text{rad}} \left(\frac{R}{R_{\star}} \right)^2 \frac{df}{d\tau} \quad (7.10)$$

et de celle ∇_{mel} calculée par la théorie de la longueur de mélange ainsi qu'il est décrit § 7.10.2 (Page 135). Ainsi, pour les profondeurs optiques $\tau \lesssim 1$ le gradient est proche de celui dérivé de la loi $T(\tau)$, tandis qu'il tend vers celui de la longueur de mélange pour les profondeurs optiques $\tau \geq \tau_{\text{rac}}$. L'interpolation linéaire utilisée a pour expression :

$$\nabla = (1 - x) \nabla_{\text{rad}} \left(\frac{R}{R_{\star}} \right)^2 \frac{df}{d\tau} + x \nabla_{\text{mel}}, \quad x = \frac{\tau - 1}{\tau_{\text{rac}} - 1}. \quad (7.11)$$

Pour les profondeurs optiques intermédiaires $\tau \sim 1$, cet artifice numérique permet de restituer, en partie, le modèle d'atmosphère avec convection, tout en assurant, plus profond, le raccord des gradients malgré les incohérences de la physique.

PB Avec une loi $T(\tau)$ non purement radiative, la valeur $\tau_{\text{rac}} = 20$ est imposée indépendamment de celle indiquée pour τ_{max} dans le fichier de données.

Lois $T(\tau)$ non purement radiatives implantées dans CESAM2k :

- **k5750** : Loi $T(\tau)$ solaire $T_{\text{eff}} = 5750$ K calculée par C. Van't Veer avec Atlas 9 de Kurucz, cf. § 8.66 (Page 181).
- **k5777** : Loi $T(\tau)$ solaire $T_{\text{eff}} = 5777$ K calculée par C. Van't Veer avec Atlas 12 de Kurucz, cf. § 8.66 (Page 181).
- **roger00** : Lois $T(\tau)$ à $[\text{Fe}/\text{H}]=0$, calculs avec Atlas 12 de Kurucz, interpolations de R. Cayrel. Utilise la table `fesh00.data` du directory `DATA` de la source de CESAM2k; avant utilisation indiquer, dans le sous programme, le chemin d'accès de la table, cf. § 8.121 (Page 210).
- **roger02** : Lois $T(\tau)$ à $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.2$, calculs avec Atlas 12 de Kurucz, interpolations de R. Cayrel. Utilise la table `fesh02.data` du directory `DATA` de la source de CESAM2k; avant utilisation indiquer, dans le sous programme, le chemin d'accès de la table, cf. § 8.121 (Page 210).

- roger05 : Lois $T(\tau)$ à $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.5$, calculs avec Atlas 12 de Kurucz, interpolations de R. Cayrel, cf. § 8.121 (Page 210).
- roger10a : Lois $T(\tau)$ à $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.0$ enhanced, calculs avec Atlas 12 de Kurucz, interpolations de R. Cayrel, cf. § 8.121 (Page 210).

7.3.6 Résolution numérique

Pour résoudre numériquement le problème différentiel défini par le système Eq. 7.8 (Page 81), on impose (dans la routine `lim_atm`) un indice fixe $n_\star = 3/4n_a$ à la limite libre $\tau = \tau_\star(t)$ parmi les n_a points de grille que comporte l'atmosphère. Pour ce faire, on utilise la **bijection linéaire par morceaux** : $\tau \mapsto \omega$ de $[\tau_{\text{rac}}, \tau_{\text{min}}]$ dans $[1, n_a]$ définie par :

$$\ln \tau \mapsto \varphi(\omega) = \begin{cases} \ln \tau_{\text{rac}} + (\omega - 1)\Delta\varphi^+, & \text{si } \omega \in [1, n_\star]; \\ \ln \tau_{\text{min}} + (\omega - n_a)\Delta\varphi^-, & \text{sinon.} \end{cases} \quad (7.12)$$

Les deux valeurs de la pente $\Delta\varphi^+$ et $\Delta\varphi^-$ étant définies par :

$$\Delta\varphi^+ \equiv \frac{\ln \tau_\star - \ln \tau_{\text{min}}}{n_\star - n_a}, \quad \Delta\varphi^- \equiv \frac{\ln \tau_\star - \ln \tau_{\text{rac}}}{n_\star - 1};$$

ainsi on a :

$\omega = 1$, au fond de l'atmosphère où $\tau = \tau_{\text{rac}}$,

$\omega = n_\star$, sur la limite libre interne à $\tau = \tau_\star$,

$\omega = n_a$, sur la limite externe où $\tau = \tau_{\text{min}}$.

On travaille donc avec un pas de grille constant, ce qui est un avantage de la méthode. Pour l'intégration numérique, on a utilisé les variables : $\xi = \ln P$, $\xi_g = \ln P_{\text{gaz}}$, $\eta = \ln T$, $\zeta_a = R/R_\odot$, $\mu_a = M/M_\odot$, $\zeta_\star = R_\star/R_\odot$ et $\varphi_\star = \ln \tau_\star$, si bien que le système Eq. 7.8 (Page 81) devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\xi}{d\omega} = \left[\frac{GM_\odot \mu_a}{R_\odot^2 \zeta_a^2} - \frac{2R_\odot \Omega^2 \zeta_a}{3} \right] \frac{\Delta\varphi^\pm}{\kappa} \exp(\varphi - \xi) \\ \frac{d\eta}{d\omega} = \frac{d\xi}{d\omega} \nabla \\ \frac{d\zeta_a}{d\omega} = -\frac{1}{R_\odot} \frac{\Delta\varphi^\pm \exp(\varphi)}{\kappa \rho} \\ \frac{d\zeta_\star}{d\omega} = 0 \\ \frac{d\mu_a}{d\omega} = -\frac{4\pi R_\odot^2}{M_\odot} \frac{\Delta\varphi^\pm}{\kappa} \exp(\varphi) \zeta_a^2 \\ \frac{d\varphi_\star}{d\omega} = 0 \\ \frac{d\varphi}{d\omega} = \Delta\varphi^\pm \\ \exp(\xi) \left\{ 1 - \frac{a\alpha^2 \delta}{8} \frac{\gamma}{\gamma+1} (\nabla - \nabla_{\text{ad}}^*) \right\} - \exp(\xi_g) = 0 \end{array} \right. \quad (7.13)$$

avec $\Delta\varphi^\pm = \Delta\varphi^+$ (respt. $\Delta\varphi^-$) si $\omega \in [1, n_\star]$ (respt. $\omega \in [n_\star, n_a]$).

Les conditions limites sont alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \zeta_a(1) = \zeta_{\text{rac}} \\ \mu_a(n_\star) = M_\star/M_\odot \\ \zeta_\star(n_\star) = R_\star/R_\odot \\ \eta(n_\star) = \ln \mathcal{T}(\exp(\varphi_\star), T_{\text{eff}}, g_\star) \\ \eta(n_\star) = \ln T_{\text{eff}} \\ \varphi(n_a) = \ln \tau_{\text{min}} \\ \rho(n_a) = \rho_{\text{ext}} \\ \xi(n_a) = \xi_g(n_a) \end{array} \right.$$

avec :

$$T_{\text{eff}}^4 = \frac{L_\odot \sqrt{\lambda_{\text{rac}}^3}}{4\pi R_\odot^2 \sigma \zeta_\star^2}, \quad g = \frac{GM_\odot \mu_a}{R_\odot^2 \zeta_a^2}.$$

La solution numérique de ce problème différentiel non-linéaire utilise la méthode de spline-collocation. Le processus itératif est initialisé, lors du premier calcul, par un modèle d'atmosphère solaire et, pendant l'évolution, par le modèle d'atmosphère du modèle au pas de temps précédent.

PB A cause de la discontinuité de la dérivée de la bijection linéaire par morceaux *cf.* §6.2 (Page 56), au point $\tau = \tau_\star$, il semble se produire des difficultés de convergence lorsque τ_\star tente de franchir la discontinuité, un grand nombre d'itérations est alors nécessaire. En fait, une propriété de la méthode de spline-collocation permet d'atteindre effectivement la solution.

Typiquement, on utilise de $n_a = 30$ à $n_a = 100$ points de grille pour l'intervalle $[\tau_{\text{rac}}, \tau_{\text{min}}]$. Avec des B-splines d'ordre 3 il y a de 59 à 199 points d'intégration où les Eqs. (7.13) sont satisfaites, en tenant compte de la superconvergence, l'ordre du schéma est 4.

Ces équations sont résolues dans l'espace des splines par la routine `coll_atm`, *cf.* §8.15 (Page 157), en utilisant les coefficients calculés dans l'espace physique par la routine `eqatm` *cf.* §8.43 (Page 170). La gestion et l'interface entre les deux espaces étant assurée par la routine `lim_atm`, *cf.* §8.68 (Page 182). Avec les lois $T(\tau)$ déduites de modèles d'atmosphère sophistiqués, la profondeur optique τ_\star varie avec la température effective et la gravité, l'équation implicite $T(\tau_\star) = T_{\text{eff}}$ est alors résolue dans la routine `taueff`, *cf.* §8.128 (Page 215).

Dans le programme de résolution, le point d'indice 1 correspond au raccord à $\tau = \tau_{\text{rac}}$ et $R = R_{\text{rac}}$, le point d'indice n_a à $\tau = \tau_{\text{min}}$. La densité externe ρ_{ext} à $\tau = \tau_{\text{min}}$ dépend de la loi $T(\tau)$ utilisée. La profondeur optique $\tau = \tau_{\text{rac}}$ du fond de l'atmosphère est un paramètre externe introduit dans la NAMELIST `NL_ATM` du fichier de données : `$\tau_{\text{rac}} = \text{tau_max}$` .

La solution consiste en $\xi_{\text{rac}}(\zeta_{\text{rac}}, \lambda_{\text{rac}})$, $\eta_{\text{rac}}(\zeta_{\text{rac}}, \lambda_{\text{rac}})$, $\mu_{\text{rac}}(\zeta_{\text{rac}}, \lambda_{\text{rac}})$; les dérivées par rapport à η_{rac} et λ_{rac} sont calculées numériquement.

7.4 Evolution temporelle de l'énergie gravifique

L'énergie gravifique a un rôle prépondérant dans les parties de l'étoile où elle se substitue à l'énergie thermonucléaire, lorsque le fuel nucléaire a disparu, par exemple dans le cœur, après la séquence principale ou encore dans la phase d'Hayashi. C'est cette équation qui, traduisant l'hypothèse d'équilibre quasi-statique, évite un traitement hydrodynamique de l'évolution stellaire. Elle n'est pas justifiée dans toutes les phases de l'évolution.

7.4.1 L'approximation de Kippenhahn

Bien qu'elle soit formellement incorrecte *cf.* Cox & Giuli (1968); Strittmatter et al. (1970), à une abscisse lagrangienne où la variation temporelle du nombre de particules libres n'est pas nulle *e.g.* dans un cœur convectif, l'approximation de Kippenhahn et al. (1968) s'écrit :

$$\epsilon_G \sim T \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)$$

où S est l'entropie spécifique. Cette approximation permet d'exprimer l'énergie gravifique explicitement en fonction des variations de pression et de température :

$$\epsilon_G \sim T \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right) = c_P \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P_{\text{gaz}}}{\partial t}$$

est d'un emploi facile. Pour les étoiles de masse ($M \geq 1.2M_\odot$) l'extension du cœur convectif varie au cours de l'évolution, créant ainsi une discontinuité de la composition chimique donc de la densité, suivant l'axe temporel; discontinuité dont il y a lieu de tenir compte dans l'évaluation de la dérivée temporelle de la densité dans Eq. 7.14 (Page 87). L'approximation de Kippenhahn qui n'utilise pas explicitement la dérivée d'une fonction discontinue permet de contourner la difficulté et de faire supporter l'erreur par le numérique.

7.4.2 Discrétisation

La variation d'énergie gravifique :

$$\epsilon_G = \left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_\mu + P \left(\frac{\partial V}{\partial t} \right)_\mu$$

où U est l'énergie interne spécifique, $V = 1/\rho$ le volume spécifique, et μ la variable d'espace lagrangienne, est approchée dans CESAM2k par un schéma aux différences finies implicite :

$$\epsilon_G \simeq \frac{U^{t+\Delta t} - U^t}{\Delta t} - \frac{P^{t+\Delta t}}{(\rho^{t+\Delta t})^2} \frac{\rho^{t+\Delta t} - \rho^t}{\Delta t} \quad (7.14)$$

où les quantités U^t et ρ^t à l'instant t sont calculées en utilisant l'équation d'état avec des valeurs de la pression et de la température obtenues par interpolation à μ *i.e.* masse constante, de la solution précédente :

$$\mu \leftrightarrow q \leftrightarrow P^t, T^t$$

et, pour la composition chimique X , par une interpolation directe par rapport à μ , d'ordre mc , ordre des B-splines d'interpolation de la composition chimique.

Avec l'approximation de Kippenhahn, la formulation aux différences finies totalement implicite est écrite :

$$\epsilon_G \simeq c_P^{t+\Delta t} \frac{T^{t+\Delta t} - T^t}{\Delta t} - \frac{\delta^{t+\Delta t}}{\rho^{t+\Delta t}} \frac{P_{\text{gaz}}^{t+\Delta t} - P_{\text{gaz}}^t}{\Delta t} \quad (7.15)$$

Ces équations sont formées dans les routines `static_m` et `static_r` cf. § 8.126 (Page 213).

7.4.3 Initialisation

Pour le calcul de la pré-séquence principale, il est nécessaire de disposer d'un modèle en équilibre quasi-statique dont la seule source d'énergie est d'origine gravitationnelle. Le modèle initial est obtenu par une méthode due à Iben (1965) qui a été adaptée à `CESAM2k` en collaboration avec A.Baglin. Au début de la pré-séquence principale l'étoile est complètement convective donc isentropique sauf, peut-être, dans une partie superadiabatique externe. Dans ces conditions, la composition chimique est spatialement et temporellement **constante**, et l'équation d'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial L}{\partial m} = \epsilon_G = -T \frac{\partial S}{\partial t} = cT$$

où c est la "**constante de contraction**" qui caractérise un modèle en équilibre quasi-statique, totalement convectif et sans réactions thermonucléaires. La donnée de la constante de contraction c , permet de résoudre le système des équations au temps $t + dt$ sans avoir à déterminer explicitement la quantité $T \frac{\partial S}{\partial t}$.

La méthode de Iben consiste à construire un premier modèle (indice 1) avec une première valeur c_1 pour c . Puis un second modèle (indice 2) avec une valeur c_2 voisine – `CESAM2k` utilise $c_2 = 1.1 \times c_1$. Si on admet que ces deux modèles appartiennent à la même séquence évolutive, l'énergie rayonnée pendant l'intervalle de temps Δt les séparant est alors égale à la variation d'énergie gravitationnelle, si bien que :

$$\frac{L_1 + L_2}{2} \Delta t \sim \left(\frac{GM^2}{R_2} - \frac{GM^2}{R_1} \right) \Rightarrow \Delta t \sim 2GM^2 \frac{R_1 - R_2}{(L_1 + L_2)R_1R_2}.$$

On peut alors débiter le calcul de l'évolution en utilisant cette valeur de Δt et le modèle 2 comme modèle initial. Une valeur typique pour la constante est $c = 0.02$, la température centrale du modèle initial avoisine alors 100 000K ; on obtient 500 000K (*respt.* 1 000 000K) avec $c = 0.0005$ (*respt.* $c = 0.00008$). Ces ordres de grandeur dépendent assez peu de la masse du modèle. Au cours du déroulement du calcul `CESAM2k` demande la valeur de la constante de contraction c à utiliser. A chaque étape de la détermination du modèle initial de pré-séquence principale, il est possible de vérifier les valeurs de la température centrale, de la luminosité et du rayon total de façon à pouvoir modifier c jusqu'à obtenir le modèle désiré. L'initialisation pour le calcul du premier modèle peut être faite, soit à partir d'un modèle de pré-séquence principale calculé avec des paramètres voisins, fichier en

binaire d'extension `_B.pms`, ou encore avec l'un des fichiers ASCII de modèle de pré-séquence principale `2d-2.pms`, `5d-4.pms`, `8d-5.pms` du sous-directory `EXPLOIT`. Une fois le modèle initial de pré-séquence principale obtenu celui-ci est écrit, en vue d'une autre initialisation, dans le fichier binaire `mon_modele.B.pms`. L'énergie gravifique initiale de pré-séquence principale est calculée par la routine `iben`, cf. § 8.59 (Page 179).

7.5 Evolution de la composition chimique sans diffusion

L'évolution temporelle de la composition chimique pose des difficultés particulières car, même sur la séquence principale où les termes non linéaires des équations n'ont pas encore de rôle déterminant, les équations d'évolution sont délicates à intégrer. Pour ne pas dégrader l'ordre de précision de la résolution des équations de l'équilibre quasi-statique, il faudrait que le schéma utilisé pour le problème de valeurs initiales soit d'ordre aussi élevé que possible. Même sans diffusion, l'analyse montre qu'il est difficile d'utiliser une formule d'intégration d'ordre supérieur à 2 qui satisfasse aux contraintes suivantes imposées par la physique de l'évolution stellaire :

- Coexistence d'échelles de temps d'évolution très différentes. Par exemple le deutérium a un temps d'évolution caractéristique de l'ordre de l'année, celui de l'hydrogène est de l'ordre d'une centaine de million d'années. Un tel problème différentiel est qualifié de "raide".
- Présence de zones convectives qui mélangent les espèces chimiques. Comme il est souhaitable d'utiliser en tout point du modèle la même formule d'intégration, on ne peut qu'utiliser des schémas à un ou deux pas. Au delà, la logique de l'algorithme gérant le mélange convectif et le mouvement des limites devient très compliqué.
- Conservation de la charge, du nombre de nucléons, la formule d'intégration doit donc conserver toute combinaison linéaire des abondances, on dira par la suite qu'elle doit être "conservative".
- Les abondances sont des quantités positives.

Le problème de l'évolution temporelle de la composition chimique étant un problème différentiel raide, afin de justifier les choix faits dans `CESAM2k`, on donne quelques indications concernant la résolution numérique de ce type de problème; pour plus d'informations consulter Hairer & Wanner (1991).

7.5.1 Problème raide

Pour intégrer numériquement un problème différentiel de Cauchy :

$$y'(x) = f(x, y), \text{ sur } [x_0, x_N], y(x_0) = y_0$$

on se donne un pas $h > 0$ et, de proche en proche, à partir de la valeur initiale y_0 , on obtient la solution numérique en utilisant une relation de la forme : $y_n = y_{n-1} + h\phi$, dans laquelle la fonction d'incrément ϕ dépend de façon plus ou moins compliquée de la solution obtenue aux points $x_i = x_0 + ih$, $0 \leq i \leq n$, $n \geq 1$.

Ce faisant, deux notions se dégagent : la *convergence* et la *stabilité*. On dit que la formule est convergente si, en $x \in [x_0, x_N]$ fixé ($x = x_0 + nh$, $h = (x - x_0)/n$, $n \leq N$), la limite pour $h \rightarrow 0$ de la solution numérique coïncide avec la solution exacte du problème différentiel, soit :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} (x_0 + nh) = x_N \Rightarrow \lim_{n \rightarrow \infty} y_n = y(x_N)$$

On montre que la plupart des formules classiques sont convergentes. La stabilité est reliée au comportement à l'infini de la solution numérique. Une formule d'intégration est stable si, le pas h étant fixé :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} (x_0 + nh) = \infty \Rightarrow \lim_{n \rightarrow \infty} y_n = y(\infty)$$

La non stabilité est due à l'accumulation des erreurs de troncature. Si celles-ci augmentent moins vite que la solution, la formule est stable, instable sinon.

La stabilité dépend, non seulement de la formule d'intégration, mais aussi du problème différentiel posé. L'étude ne peut en être faite que pour des équations simples. Ainsi est-on obligé d'en restreindre la définition : pour qu'il y ait stabilité, il ne faut pas que les erreurs de troncature croissent exponentiellement à l'infini ; pour cette raison on ramène l'étude de la stabilité à celle de la solution numérique du problème type : $y'(x) = \lambda y(x)$, $\lambda \in C$. h étant fixé, la formule est stable si la solution numérique tend vers la solution nulle lorsque n tend vers l'infini. On dit alors que la formule est A-stable. De plus, on la qualifiera de A-positive si, dans le domaine où elle est A-stable et $\lambda \in C$, avec $y_0 > 0$, lorsque n tend vers l'infini, la solution numérique tend vers la solution nulle en restant positive.

De façon assez générale, les formules implicites sont A-stables dans de grandes régions du plan complexe mais peu d'entre elles sont A-positives.

Avec un problème différentiel raide dans lequel les échelles de temps d'évolution des diverses variables sont très différentes la difficulté est double :

- Obtenir une solution stable pour toutes les variables avec un pas temporel acceptable, c'est à dire sans suivre pour autant la plus petite échelle de temps.
- Intégrer les variables significatives avec une précision suffisante.

Pour l'évolution stellaire, à moins qu'on ne désire suivre en détail l'évolution de l'espèce chimique dont l'échelle de temps caractéristique est la plus petite, il faudra utiliser une formule pour problème raide. Ce faisant, il faut toutefois avoir conscience que toutes les variables ne seront pas intégrées avec la même précision, le rôle du schéma pour problème raide est seulement de prévenir contre la croissance exponentielle des erreurs de troncature affectant les variables ayant les plus petites échelles de temps. Par ailleurs, l'analyse du comportement à l'infini du schéma ne peut être faite que sur le problème type à une dimension. Pour un système aussi complexe que celui de l'évolution temporelle de la composition chimique, la théorie n'est pas faite. En transposant à plusieurs dimensions un résultat établi pour une seule dimension il faut s'attendre à ce que, dans certains cas il puisse y avoir des difficultés. Dans ces cas le seul remède simple est de diminuer le pas temporel.

7.5.2 Résumé des contraintes

Pour l'intégration numérique du système d'équations différentielles de l'évolution temporelle de la composition chimique, il est nécessaire d'utiliser une formule :

- Conservative, *i.e.* conservant toute combinaison linéaire des abondances $\sum_i \alpha_i X_i^t = cte$.
- Stable ou, tout au moins A-stable, *i.e.* que les erreurs de troncature relatives aux variables dont l'échelle de temps d'évolution est la plus courte n'augmentent pas exponentiellement lorsque le pas temporel est grand par rapport à cette échelle de temps.
- Positive.
- Simple et précise.

La première condition est remplie pour la plupart des schémas classiques : Runge-Kutta ou schémas à pas liés, pour lesquels la fonction d'incrémentation dépend linéairement des dérivées temporelles estimées en divers points. La condition de A-stabilité est remplie si on utilise un schéma implicite. Il est souhaitable, par ailleurs, d'utiliser le même schéma d'intégration en tous les points du modèle.

Le fait que les limites des zones convectives se déplacent en fonction du temps et la nécessité du mélange convectif élimine malheureusement une partie de l'intérêt des schémas à pas liés qui possèdent des propriétés intéressantes de stabilité pour les problèmes raides *e.g.* schémas BDF. De même, il ne sera possible d'utiliser des schémas de Runge-Kutta d'ordre supérieur à 1, que si on ne tient pas compte du mélange convectif pour les modèles intermédiaires comme avec la formule de Wagoner (1969).

Lorsque la diffusion microscopique est omise, CESAM2k utilise un schéma d'intégration pour problème raide de type Runge-Kutta implicite de type LobattoIIIC.

7.5.3 Les formules IRK Lobatto IIIC.

Dans une zone radiative, sans diffusion, le système des équations de l'évolution de la composition chimique s'écrit formellement :

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} = \Psi(T, \rho, \mathcal{X}), 1 \leq i \leq n_{elem}. \quad (7.16)$$

Dans ce qui suit, on décrit l'utilisation de la formule IRK LobattoIIIC, pour alléger le formalisme, on ne considère qu'une seule espèce chimique. On notera x_0 (*respt.* x) l'abondance de cet élément au temps t (*respt.* $t + dt$). Avec les coefficients de la table Table 7.1 (Page 92) le schéma IRK LobattoIIIC est :

$$\begin{aligned} x_i &= x_0 + dt \sum_{j=1}^s a_{ij} \Psi(T_j, \rho_j, x_j), \quad i = 1, \dots, s \\ x &= x_0 + dt \sum_{j=1}^s b_j \Psi(T_j, \rho_j, x_j) \end{aligned} \quad (7.17)$$

où T_j , ρ_j et x_j sont, respectivement, la température, la densité, l'abondance aux temps intermédiaires, $t + c_j dt$, $j = 1, \dots, s$; s est le nombre d'étapes de la formule IRK LobattoIIIC.

Toutefois, cette formulation élémentaire d'un schéma de Runge-Kutta ne donne pas des résultats satisfaisants pour le problème de l'évolution des espèces chimiques,

TAB. 7.1 – Coefficients de Eq. 7.17 (Page 91) pour les formules IRK Lobatto IIIC d'ordre $p = 1, 2, 4$ avec $s = 1, 2, 3$ étapes. On utilise la notation usuelle, les c_i , $i = 1, \dots, s$ sont éléments de la première colonne, les b_i ceux de la dernière ligne, les autres coefficients sont les a_{ij} de la matrice caractérisant la formule de Runge-Kutta.

1	1	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{6}$
1	1	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{5}{12}$	$-\frac{1}{12}$
1	1	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{6}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{6}$
1	1	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{6}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{6}$

des valeurs notablement négatives des abondances pouvant survenir ; la cause est la multiplication des erreurs numériques par les constantes de Lipschitz qui ont des valeurs élevées *e.g.* 10^{18} . Cette difficulté est surmontée en écrivant la première équation Eq. 7.17 (Page 91) pour les écarts $z_i = x_i - x_0$ aux quantités initiales *cf.* Hairer & Wanner (1991, par. IV.8) :

$$\begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ \vdots \\ z_s \end{pmatrix} = dt \mathcal{A} \begin{pmatrix} \Psi(T_1, \rho_1, x_0 + z_1) \\ \Psi(T_2, \rho_2, x_0 + z_2) \\ \vdots \\ \Psi(T_s, \rho_s, x_0 + z_s) \end{pmatrix}. \quad (7.18)$$

La matrice $\mathcal{A} \equiv (a_{i,j})_{i,j=1}^s$ d'une quelconque formule IRK Lobatto IIIC étant inversible, en notant $(d_1, d_2, \dots, d_s) \equiv (b_1, b_2, \dots, b_s)\mathcal{A}^{-1}$, la seconde équation Eq. 7.17 (Page 91) devient simplement¹¹ :

$$x = x_0 + z_s. \quad (7.19)$$

7.5.4 Mélange des éléments chimiques sans diffusion

Dans une zone convective, lorsque l'échelle de temps de la convection est petite par rapport à celle des réactions nucléaires, la composition chimique est homogénéisée par les mouvements de convection. Pour l'isotope i , le taux de destruction Ψ_i n'est plus la quantité locale $\Psi_i(T, \rho, \mathcal{X})$ mais une quantité moyennée sur toute la zone convective. Ainsi dans une zone convective Eq. 7.16 (Page 91) doit être remplacée par :

$$\frac{d\bar{x}_i}{dt} = \frac{\int_{ZC} \Psi_i(\rho, T, \bar{\mathcal{X}}, t) dm}{\int_{ZC} dm} = \frac{\int_{ZC} \Psi_i(\rho, T, \bar{\mathcal{X}}, t) \sqrt{\nu} d\nu}{\int_{ZC} \sqrt{\nu} d\nu}, \quad \nu = \left(\frac{m}{M_\odot} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (7.20)$$

on remarquera que le taux de destruction local Ψ_i est calculé avec $\bar{\mathcal{X}}$ *i.e.* la valeur moyenne des abondances sur la zone mélangée, ce qui évidemment complique la situation.

¹¹Cette particularité résulte du fait que la dernière ligne de A est identique au vecteur b *e.g.* toutes les formules IRK Lobatto IIIC sont construites avec cette propriété.

Comme il est rappelé plus haut, on fait l'hypothèse selon laquelle, dans une zone convective, l'abondance de chaque isotope est constante. Pour reprendre l'exemple d'un seul élément, notons \bar{x} sa valeur dans une zone convective, et à chaque étape temporelle $t + c_j dt$, $j = 1, \dots, s$ de l'intégration Runge-Kutta, notons sa valeur moyenne \bar{x}_j . On estime par la formule du point milieu les intégrales de Eq. 7.20 (Page 92) si bien que :

$$\bar{x}_j = \sum_{k \in \text{MZ}} x_{j,k+1/2} \Delta\nu_{k+1/2}, \quad (7.21)$$

où la somme porte sur toutes les couches que comporte la zone convective, $x_{0,k+1/2}$ est l'abondance au point milieu, $\nu_{k+1/2} \equiv (\nu_{k+1} + \nu_k)/2$ et :

$$\Delta\nu_{k+1/2} \equiv \frac{(\nu_{k+1} - \nu_k) \sqrt{\nu_{k+1/2}}}{\sum_{j \in \text{MZ}} (\nu_{j+1} - \nu_j) \sqrt{\nu_{j+1/2}}}. \quad (7.22)$$

L'équation 7.18 devient :

$$\begin{pmatrix} \bar{z}_1 \\ \bar{z}_2 \\ \vdots \\ \bar{z}_s \end{pmatrix} = dt \mathcal{A} \begin{pmatrix} \sum_k \Psi(T_{1,k+\frac{1}{2}}, \rho_{1,k+\frac{1}{2}}, \bar{x}_0 + \bar{z}_1) \Delta\nu_{k+\frac{1}{2}} \\ \sum_k \Psi(T_{2,k+\frac{1}{2}}, \rho_{2,k+\frac{1}{2}}, \bar{x}_0 + \bar{z}_2) \Delta\nu_{k+\frac{1}{2}} \\ \vdots \\ \sum_k \Psi(T_{s,k+\frac{1}{2}}, \rho_{s,k+\frac{1}{2}}, \bar{x}_0 + \bar{z}_s) \Delta\nu_{k+\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \quad (7.23)$$

où $T_{j,k+\frac{1}{2}}$ (*respt.* $\rho_{j,k+\frac{1}{2}}$) est la température (*respt.* la densité) au temps intermédiaire $t + c_j dt$; \bar{x} s'écrit :

$$\bar{x} = \bar{x}_0 + \bar{z}_s. \quad (7.24)$$

Formellement, cette formulation est aussi valable en un point d'une zone radiative, les sommes ne portant que sur une seule valeur de l'indice k . Pour simplifier, la valeur de \bar{x}_0 est obtenue en faisant porter la sommation Eq. 7.21 (Page 93) sur l'intervalle de masse correspondant à la zone convective au temps $t + dt$ qui peut ne pas *exactement* coïncider avec l'intervalle de masse au temps t . L'imprécision engendrée est faible si la zone convective se déplace peu, par contre, dans le cas d'une apparition ou d'une disparition l'erreur engendrée peut être conséquente. Tenir compte de ces subtilités entraînerait de grandes complications dans les algorithmes, car il faudrait introduire explicitement le déplacement de la zone convective dans la relation Eq. 7.23 (Page 93).

L'extension à plusieurs isotopes ne présente que des difficultés algorithmiques assez techniques. Avec l'approximation des intégrales Eq. 7.21 (Page 93) sur la zone convective à l'aide de la formule du point milieu, la précision numérique n'est que du second ordre; une formule intégrale de Gauss à deux points permettrait d'atteindre le troisième ordre¹². Dans le cas solaire, l'erreur reste limitée, car les réactions thermonucléaires sont peu efficaces dans la zone convective; pour le cas stellaire, les imprécisions de la théorie et des données physiques surpassent largement celles engendrées par un ordre d'intégration peu élevé.

Dans la routine `rkimps` cf. §8.120 (Page 209), les équations Eq. 7.18 (Page 92) à Eq. 7.24 (Page 93) sont résolues itérativement à l'aide du schéma de Newton-Raphson¹³ avec un jacobien recalculé pour chaque itération; la méthode implicite

¹²Ce qui n'entraînerait qu'une complication supplémentaire d'algorithme.

¹³A cause de la raideur, les constantes de Lipschitz sont grandes et un schéma du type predicteur-correcteur est inefficace.

est initialisée avec des valeurs initiales nulles pour les z_i ; la convergence est supposée atteinte dès que les corrections sur les z_j sont, en valeurs relatives inférieures à 10^{-8} ; la plupart du temps, l'algorithme converge en moins de 5 itérations.

La routine `rkimps` est appelée par `evol`, cf. §8.54 (Page 175), qui gère l'évolution temporelle de la composition chimique.

7.5.5 Conservation du nombre de nucléons

Pour chaque isotope d'indice i , les équations d'évolution de la composition chimique sont de la forme générale :

$$\frac{dX_i}{dt} = \dot{X}_i = \sum_{j=1}^m a_j^i X_j + \sum_{\substack{j=1 \\ k \geq j}}^m a_{jk}^i X_j X_k + \sum_{\substack{j=1 \\ l \geq k \geq j}}^m a_{jkl}^i X_j X_k X_l$$

Les abondances X_i des m différentes espèces chimiques satisfont des relations linéaires de conservation (nombre de nucléons, charges) de la forme :

$$\sum_{i=1}^m \gamma_i X_i = cte \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^m \gamma_i X_i = 0 = \sum_{i=1}^m \gamma_i \dot{X}_i.$$

(Cette dernière relation constitue d'ailleurs un test analytique qui permet de vérifier qu'il n'y a pas d'erreur dans le formalisme des équations d'évolution.)

Un algorithme linéaire d'intégration permet de conserver parfaitement de telles relations. Il est de la forme générale cf. Henrici (1962) :

$$y_n = \sum_{i=1}^k \alpha_i y_{n-i} + h \sum_{i=0}^k \beta_i y'_{n-i}, \quad \sum_{i=1}^k \alpha_i = 1, \quad n \geq k$$

où α_i et β_i , $i = 1, \dots, n$ sont des constantes, h le pas d'intégration, y_n le vecteur des abondances des espèces chimiques à l'instant $t_0 + hn$, t_0 l'instant initial et $k + 1$ le nombre de points sur lesquels s'appuie l'algorithme $1 \leq k \sim 7$.

Avec un algorithme linéaire, il y a conservation parfaite d'une combinaison linéaire des X_j puisque :

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^m \gamma_j X_{j,n} &= \sum_{j=1}^m \gamma_j \sum_{i=1}^k \alpha_i X_{j,n-i} + \sum_{j=1}^m \gamma_j h \sum_{i=0}^k \beta_i \dot{X}_{j,n-i} = \\ &= \sum_{i=1}^k \alpha_i \sum_{j=1}^m \gamma_j X_{j,n-i} + \sum_{i=0}^k \beta_i h \sum_{j=1}^m \gamma_j \dot{X}_{j,n-i} = \\ &= cte + 0. \end{aligned}$$

7.5.6 Conservation des baryons et de la charge

A l'instant t , pour un nombre d'isotopes $n_{\text{elem}} > 1$, les expressions de la conservation du nombre de baryons et de la charge, ont la forme générale d'une relation linéaire entre les abondances, avec des coefficients α_i **constants** :

$$\sum_{i=1}^{n_{\text{elem}}} \alpha_i x_i^t = cte,$$

alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^{n_{\text{elem}}} \alpha_i x_i = 0 \implies \sum_{i=1}^{n_{\text{elem}}} \alpha_i \dot{x}_i = 0.$$

en tenant compte de la linéarité de Eq. 7.18 (Page 92) et Eq. 7.23 (Page 93), avec des notations évidentes :

$$\sum_{i=1}^{n_{\text{elem}}} \alpha_i z_i = 0,$$

alors :

$$\sum_{i=1}^{n_{\text{elem}}} \alpha_i x_i^{t+dt} = \sum_{i=1}^{n_{\text{elem}}} \alpha_i x_i^t + \sum_{i=1}^{n_{\text{elem}}} \alpha_i z_i = cte;$$

en particulier, avec le schémas IRK LobattoIIIC, le nombre de baryons et de charges est conservé au niveau :

- de la fermeture du schéma de Newton-Raphson,
- de l'ordre du schéma d'intégration utilisé pour le mélange convectif,
- des erreurs d'arrondi.

Des tests numériques ont montré, dans le cas solaire, que sur un pas temporel, le nombre de baryons était conservé à mieux que 10^{-13} en valeur relative *cf.* Morel (1997) .

7.5.7 Normalisation de la somme des abondances

Bien que les algorithmes utilisés pour la résolution numérique des équations d'évolution temporelle des espèces chimiques assurent la plupart des relations de conservation, ils ne peuvent le faire qu'à la précision requise. Pour limiter les conséquences de ces approximations, une normalisation de la somme des abondances par unité de masse est effectuée de façon à assurer la relation $X + Y + Z = 1$. La normalisation est effectuée dans la routine `evol`, *cf.* § 8.54 (Page 175) à l'issue de l'intégration temporelle de la composition chimique.

L'abondance par masse de l'élément chimique s'écrit $X_i = x_i a_i$ où x_i est l'abondance par mole et a_i est la masse atomique de l'élément. On a donc : $X + Y + Z = \sum_i x_i \nu_i$. Avec le développement sur la base de B-splines d'ordre m , au point d'abscisse ν , $\nu_{l-1} \leq \nu < \nu_l$, l'abondance par mole s'écrit :

$$x_i = \sum_{j=l-m+1}^l x_{ij} N_j^m(\nu).$$

et de là :

$$\sum_i X_i = \sum_i a_i \sum_{j=l-m+1}^l x_{ij} N_j^m(\nu) = \sum_{j=l-m+1}^l N_j^m(\nu) \sum_i a_i x_{ij}. \quad (7.25)$$

On obtient une normalisation des abondances par unité de masse X_i en posant :

$$X_i = x'_i a_i, \quad x'_i = \sum_{j=l-m+1}^l x'_{ij} N_j^m(\nu), \quad x'_{ij} = \frac{x_{ij}}{\eta_j}, \quad \eta_j = \sum_i a_i x_{ij}.$$

La somme des B-splines en tout point ν étant égale à l'unité, on obtient la normalisation désirée :

$$\begin{aligned} X + Y + Z &= \sum_{j=l-m+1}^l N_j^m(\nu) \sum_i a_i x'_{ij} = \sum_{j=l-m+1}^l N_j^m(\nu) \sum_i a_i \frac{x_{ij}}{\eta_j} = \\ &= \sum_{j=l-m+1}^l N_j^m(\nu) \frac{1}{\eta_j} \sum_i a_i x_{ij} = \sum_{j=l-m+1}^l N_j^m(\nu) = 1. \end{aligned}$$

7.5.8 Estimation de la précision de l'intégration

Malgré un grand nombre d'essais, il n'a pas été possible d'utiliser valablement une méthode numérique d'estimation de la précision de l'intégration, la raison étant principalement un coût excessif en calcul de ces méthodes; dans CESAM2k la précision est assurée par la limitation de la variation temporelle relative des abondances des éléments que l'utilisateur désire contrôler.

7.6 Evolution du moment cinétique sans diffusion

CESAM2k ne considère qu'une dimension radiale; pour les modèles en rotation, on tient compte de la valeur moyenne de l'accélération centrifuge sur la calotte sphérique de rayon r .

Compte tenu de l'hypothèse de sphéricité, le moment d'inertie $d\mathcal{I}$ du volume sphérique élémentaire $dV = r \sin \theta dr d\theta d\phi$ au point de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) est :

$$d\mathcal{I} = r \sin \theta \rho r dr d\theta d\phi.$$

Le moment d'inertie par unité de masse de la calotte sphérique s'écrit :

$$\frac{dI}{dm} = \frac{\int_0^{2\pi} d\mathcal{I} d\phi}{dm} = \frac{2\pi r^4 \rho dr}{4\pi r^2 \rho dr} \int_0^\pi \sin^2 \theta d\theta = \frac{2}{3} r^2.$$

Le moment cinétique spécifique *i.e.* le moment cinétique par unité de masse est alors :

$$\mathcal{M}_\Omega(t) = \frac{2}{3} r^2 \Omega(t).$$

$\Omega(t)$ est la vitesse angulaire moyenne de la calotte sphérique au temps t .

L'hypothèse de **conservation locale du moment cinétique spécifique** s'écrit :

$$\frac{D\mathcal{M}_\Omega}{Dt} = \frac{Dr^2\Omega}{Dt} t = 0.$$

Avec l'hypothèse de rotation rigide, le moment cinétique total change au cours de l'évolution, en raison des variations locales de densité et de rayon. On peut imaginer qu'un processus physique, non décrit, permet de conserver globalement le moment cinétique, auquel cas la vitesse angulaire *rigide* varie au fur et à mesure de l'évolution¹⁴. Compte tenu de l'hypothèse de sphéricité, le moment cinétique total au temps t est :

$$\mathcal{M}_\Omega(t) = \frac{2}{3} \int_0^{M_\star(t)} r(t, m)^2 \Omega(t, m) dm,$$

où $\Omega(t, m)$ est la vitesse angulaire locale au temps t pour l'abscisse lagrangienne m . Avec l'hypothèse de **rotation rigide** *i.e.* $\Omega(t, m) \equiv \Omega(t)$ et conservation globale du moment cinétique *i.e.* $\mathcal{M}_\Omega(t) \equiv \mathcal{M}_\Omega = cte.$, la vitesse angulaire $\Omega(t + dt)$ à l'instant $t + dt$ vérifie :

$$\mathcal{M}_\Omega(t + dt) = \frac{2}{3} \Omega(t + dt) \int_0^{M_\star(t+dt)} r(t + dt, m)^2 dm,$$

¹⁴La possibilité de la conservation globale du moment cinétique a été implantée dans CESAM2k à l'initiative de MJ.Goupil.

on a donc :

$$\mathcal{M}_\Omega(t + dt) = \int_0^{M_\star(t)} r(t, m)^2 \Omega(t, m) dm \quad / \quad \int_0^{M_\star(t+dt)} r(t + dt, m)^2 dm.$$

Avec l'hypothèse de **conservation locale du moment cinétique**, on suppose que les zones convectives, avec leurs extensions par overshoot, sont en rotation solide. Dans ces zones la vitesse angulaire est donnée par des relations analogues à la précédente dans lesquelles les bornes d'intégration correspondent aux limites des zones convectives. Dans les parties radiatives la relation de conservation locale :

$$0 = \frac{Dr^2\Omega}{Dt} = 2r\Omega \frac{Dr}{Dt} + r^2 \frac{D\Omega}{Dt},$$

est discrétisée :

$$0 = 2r\Omega \frac{r - r^{(t)}}{\Delta t} + r^2 \frac{\Omega - \Omega^{(t)}}{\Delta t} \implies \Omega = \frac{r\Omega^{(t)}}{3r - 2r^{(t)}}.$$

En l'absence d'un noyau convectif, cette relation est indéterminée au centre. On suppose que la vitesse angulaire en $R = 0$ est égale à celle déterminée au point de grille le plus proche.

L'énergie cinétique spécifique de rotation est :

$$\epsilon_\Omega = \frac{1}{2} \frac{dI}{dm} \Omega^2 = \frac{1}{3} r^2 \Omega^2.$$

Au cours de l'évolution, la vitesse angulaire locale varie en raison de la perte de moment cinétique, ou de la conservation locale ou globale du moment cinétique ; ces variations conduisent à celles de la vitesse aérolaire qui ont pour conséquences des variations de l'énergie cinétique spécifique locale ϵ_Ω :

$$\frac{\partial \epsilon_\Omega}{\partial t} = \frac{1}{3} \frac{\partial (r\Omega)^2}{\partial t} \simeq \frac{1}{3} \frac{r^2(t + \Delta t)\Omega^2(t + \Delta t) - r(t)^2\Omega(t)^2}{\Delta t}$$

On suppose que ces variations d'énergie sont, selon leur signe, prises ou restituées au milieu sous la forme de sources de chaleur. L'équation d'énergie, Eq. 7.3 (Page 70), estimée dans la routine `static_m` ou `static_r` cf. § 8.126 (Page 213), devient alors :

$$\frac{\partial L}{\partial M} = \epsilon - \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial \epsilon_\Omega}{\partial t}.$$

Avec une rotation solide de vitesse angulaire non nulle, le moment cinétique est réestimé pour chaque modèle intermédiaire dans la routine `resout`, cf. § 8.116 (Page 206).

7.7 Evolution temporelle avec diffusion

7.7.1 Intégration par éléments finis

En raison du mélange convectif, les équations de la diffusion des éléments chimiques et du moment cinétique forment un problème intégro-différentiel aux limites du quatrième ordre avec conditions initiales. Bien que ces équations soient couplées, CESAM2k les résout séparément en alternance (méthode des lignes) :

1. La diffusion du moment cinétique, problème du quatrième ordre.
2. La diffusion des éléments chimiques, problème différentiel parabolique.

CESAM2k utilise la méthode des éléments finis pour leur intégration numérique. Formellement ces équations sont de la forme :

$$a \frac{Dy}{Dt} + bG = \frac{\partial F}{\partial x} \quad (7.26)$$

$F(x, y)$, $a(x, y)$ et $b(x, y)$ étant des fonctions de l'abscisse x et de la fonction inconnue $y(x)$.

Comme il a été évoqué précédemment, les fonctions inconnues sont projetées sur une base fonctionnelle de dimension finie. Les projections sont obtenues en écrivant que les développements satisfont les équations différentielles et les conditions limites. Pour ces fonctions de base, CESAM2k utilise des polynômes par morceaux d'ordre m (polynômes de degré $m - 1$), se raccordant avec une oscularité de classe \mathcal{C}_i , $0 \leq i \leq m - 1$, (continuité des dérivées d'ordre 0 à $m - 1$). Ces polynômes par morceaux sont exprimés sous la forme de B-splines polynômiales normalisées d'ordre m et de dimension $d : \{S_j^m\}_{j=1}^d$. Ainsi chacune des fonctions est approchée par une fonction d'interpolation de la forme :

$$f(x) \simeq \sum_{j=1}^d f_j S_j^m(x) \text{ donc } : \frac{df}{dx} \simeq \sum_{j=1}^d f_j \frac{dS_j^m}{dx}.$$

la connaissance des f_j détermine la fonction d'interpolation de f avec une précision que l'on sait estimer *cf.* Schumaker (1981). Des algorithmes stables et précis permettent de calculer les $S_j^m(x)$ ainsi que toutes leurs dérivées, objet de la routine `bvald`, *cf.* §9.2.7 (Page 226), de CESAM2k.

Le principe de la résolution des équations de diffusion consiste à imposer à la base d'être orthogonale à son image par l'opérateur différentiel, *i.e.* orthogonale au résidu. C'est la "méthode de Galerkin". Son application aux cas de la diffusion des espèces chimiques et du moment cinétique est "semi-spectrale", les fonctions de base ne vérifiant pas les conditions limites. Les solutions numériques obtenues sont dites *faibles*. En formant les produits scalaires :

$$\langle f \bullet g \rangle = \int_{x_0}^{x_1} fg \, dx \quad (7.27)$$

on obtient :

$$\langle (a \frac{Dy}{Dt} + bG) \bullet S_j^m \rangle = \langle \frac{\partial F}{\partial x} \bullet S_j^m \rangle$$

En intégrant par parties le second produit scalaire on obtient :

$$\langle \frac{\partial F}{\partial x} \bullet S_j^m \rangle = [F S_j^m]_{x_0}^{x_1} - \langle F \bullet \frac{\partial S_j^m}{\partial x} \rangle$$

On a :

$$[F]_{x_0}^{x_1} \equiv [F S_j^m]_{x_0}^{x_1} = \begin{cases} -F(x_0) & \text{si } j = 1 \\ F(x_1) & \text{si } j = d \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Pour le problème différentiel, *cf.* équation 7.26 (Page 98), avec le produit scalaire ainsi défini, l'intégration par parties est justifiée, car elle ne porte que sur des fonctions continues. *In fine* pour les B-splines dont le support est contenu dans l'intervalle $[x_0, x_{d-}[$ on obtient :

$$\left\langle \left(a \frac{y^{t+1} - y^t}{\Delta t} + bG \right) \bullet S_j^m \right\rangle + \left\langle F \bullet \frac{\partial S_j^m}{\partial x} \right\rangle - [F]_{x_0^{d-}} = 0, \quad (7.30)$$

et pour celles dont le support est contenu dans l'intervalle $[x_1, x_{d+}[$:

$$\left\langle \left(a \frac{y^{t+1} - y^t}{\Delta t} + bG \right) \bullet S_j^m \right\rangle + \left\langle F \bullet \frac{\partial S_j^m}{\partial x} \right\rangle - [F]_{x_{d+}^{x_1}} = 0. \quad (7.31)$$

Les produits scalaires étant définis par l'équation 7.29 (Page 99).

En un point de discontinuité le vecteur nodal présentera m abscisses identiques. Pour un ordre de B-spline $m = 4$, une représentation schématique du vecteur nodal avec discontinuité au point fléché est :

$$\begin{array}{cccccccc} & & & & & \Downarrow & & & \\ & \times & \times & \times & \dots & \times & \times & \dots & \times & \times \\ & \times & & & & \times & & & & \times \\ & \times & & & & \times & & & & \times \\ & \times & & & & \times & & & & \times \end{array}$$

Cette disposition est équivalente à autant de domaines d'intégration distincts qu'il y a de discontinuités. Cette représentation "regroupée" n'est utile que si les discontinuités apparaissent, disparaissent ou encore se déplacent. Certains systèmes différentiels peuvent présenter simultanément, en divers points du domaine d'intégration des variables continues, des variables continues non dérivables et des variables discontinues. Un exemple est celui du système des équations de diffusion du moment cinétique, *cf.* § 7.9 (Page 115). Une représentation schématique d'un vecteur nodal avec une discontinuité de la dérivée première (\Downarrow) et une discontinuité (\Downarrow) est :

$$\begin{array}{cccccccc} & & & \downarrow & & \Downarrow & & & \\ & \times & \times & \times & \times & \dots & \otimes & \times & \times & \dots & \times & \times \\ & \times & & \times & & & & \times & & & & \times \\ & \times & & \times & & & & \times & & & & \times \\ & \times & & & & & & \otimes & & & & \times \end{array}$$

Quand le problème différentiel présente, en des abscisses identiques, des variables continues et des variables discontinues¹⁶, CESAM2*k* assure la continuité en égalant les projections des variables concernées sur chacune des deux B-splines localisées de part et d'autre la discontinuité. Dans la représentation schématique précédente, ces B-splines sont identifiées avec le symbole \otimes . Pour obtenir autant d'équations que d'inconnues la relation résultant du produit scalaire avec une des B-splines concerné est supprimé. Suppression qui élimine la contribution de cette B-spline à la quantité intégrée, *cf.* § 7.7.1 (Page 97).

¹⁶Tel sera le cas pour le système des équations de diffusion du moment cinétique.

7.8 Diffusion des éléments chimiques

L'équation d'évolution temporelle des espèces chimiques avec diffusion :

$$\frac{Dx_i}{Dt} = \frac{\partial F_i}{\partial m} + \aleph_i, \quad 1 \leq i \leq n_{\text{elem}} \quad (7.32)$$

contient une partie diffusive, $\frac{\partial F_i}{\partial m}$, et une partie nucléaire, \aleph_i . Cette dernière est calculée par la routine de type `nuc` utilisée, cf. § 8.77 (Page 188). Le flux de particules d'abondance en nombre x_i a pour expression :

$$F_i = 4\pi R^2 \rho \left(4\pi R^2 \rho D_i * \nabla_m \mathcal{X} + v_i x_i \right), \quad (7.33)$$

les composantes $d_{i,j}$, $i \neq j$, du vecteur :

$$D_i(m, t) \equiv (d_{i,1}, \dots, d_{i,n_{\text{elem}}})^T,$$

sont les coefficients, $d_{i,j} = d_{i,j}^*$, de diffusion microscopique de l'élément d'indice i , par rapport à l'élément d'indice j ; la (i, i) -ième composante :

$$d_{i,i} \equiv d_{i,i}^* + d_T + d_M \quad (7.34)$$

inclut les coefficients de diffusion turbulente d_T et de mélange d_M ; $v_i(m, t)$ est la vitesse de sédimentation; on a noté à l'aide du symbole "*" le produit scalaire :

$$D_i * \nabla_m \mathcal{X} \equiv \sum_j d_{i,j} \frac{\partial x_j}{\partial m}.$$

En utilisant la variable spatiale $\nu \equiv (m/M_\odot)^{2/3}$, l'équation 7.32 (Page 101) devient :

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} = -\frac{\partial F_i}{\partial m} + \aleph_i = -\frac{2}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \frac{\partial F_i}{\partial \nu} + \Psi_i, \quad 1 \leq i \leq n_{\text{elem}}. \quad (7.35)$$

Des zones mélangées, *i.e.* zones convectives éventuellement overshootées, apparaissent, se déplacent, disparaissent au cours de l'évolution. On admet que le mélange convectif est suffisamment efficace pour uniformiser la composition chimique, ainsi :

$$\frac{\partial x_i}{\partial R} = 0. \quad (7.36)$$

Ces conditions entraînent la discontinuité des gradients des abondances aux limites entre zones radiatives et zones mélangées; d'où la nécessité d'introduire des limites internes mobiles et en nombre variable, ce qui complique l'intégration numérique. Grâce à un choix *ad hoc* des bases de B-splines utilisées pour la diffusion des éléments chimiques, les discontinuités des gradients sont implicitement prises en compte.

La présence du mélange convectif change la nature du problème, de différentiel il devient **intégro-différentiel**. L'équation de transport des éléments chimiques étant du type advection-diffusion, on contourne l'aspect intégral en uniformisant la composition chimique par une diffusion. Pour ce faire, on impose dans les zones mélangées un coefficient de diffusion dont l'ordre de grandeur, grand devant l'unité, correspond au temps de retournement des éléments convectifs. `CE-SAM2k` utilise $d_{\text{conv}} = 10^{13} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. A chaque limite entre une zone mélangée et la

zone non mélangée adjacente les coefficients de diffusion sont discontinus avec pour conséquence la discontinuité des gradients des abondances des espèces chimiques.

On représente l'abondance de chaque espèce par un polynôme par morceaux d'ordre $m_c \geq 2$ **avec discontinuité de la dérivée première** à chaque limite zone radiative / zone convective, cf. §7.2.1 (Page 71). Pour le calcul numérique, on projette ces polynômes sur une base de B-splines avec discontinuité de la dérivée première : $\mathcal{N} \equiv \{N_k^{m_c}\}_{k=1, K_X}$, $\mathcal{N} \subset \mathcal{C}^0[0, \nu_b]$; K_X étant la dimension de la base. On a alors :

$$x_i(\nu, t) = \sum_{k=1}^{K_X} x_{i,k}(t) N_j^{m_c}(\nu). \quad (7.37)$$

On recherche les *solutions faibles* de l'équation 7.35 (Page 101) à l'aide du formalisme de Galerkin. Les produits scalaires s'écrivent :

$$\left\langle \frac{3}{2} M_\odot \sqrt{\nu} \left(\frac{\partial x_i}{\partial t} - \Psi_i \right) \bullet S_j^{m_c} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial F_i}{\partial \nu} \bullet S_j^{m_c} \right\rangle = 0, \quad (7.38)$$

En tenant compte de la continuité des flux F_i , l'intégration par parties conduit à :

$$\left\langle \frac{\partial F_i}{\partial \nu} \bullet S_j^{m_c} \right\rangle = [F_i S_j^{m_c}]_0^{\nu_b} - \left\langle F_i \bullet \frac{\partial S_j^{m_c}}{\partial \nu} \right\rangle, \quad (7.39)$$

avec la condition limite, $\nu \equiv 0$, $F_i(\nu = 0) = 0$ au centre et, à la limite externe de l'enveloppe $\nu = \nu_b$. On montre au §7.8.1 (Page 103) :

$$F_i(\nu = \nu_b) = \dot{M}(x_{iv} - x_i)$$

où x_{iv} est l'abondance par mole de l'espèce i dans le vent stellaire. Par convention, le taux de perte de masse \dot{M} est négatif s'il y a perte, et positif s'il y a gain. Comme à la limite de l'enveloppe, seule la dernière spline $S_{K_X}^{m_c}$, est non nulle et comme $S_{K_X}^{m_c}(\nu_b) \equiv 1$ la quantité intégrée devient :

$$[F_i S_j^{m_c}]_0^{\nu_b} = \dot{M}(x_{iv} - x_i)(\nu_b).$$

Physiquement, le vent stellaire ne peut concerner que la limite externe, à défaut de le décrire en détail, on suppose qu'il concerne toute la zone convective externe de masse M_{ZC} . Pour simplifier l'algorithme on transpose la partie intégrée dans le terme nucléaire Ψ_i ainsi qu'il est décrit au §7.8.1 (Page 103).

La continuité de x_i et de F_i permet d'écrire l'équation 7.38 (Page 102) sous la forme utilisée dans CESAM2k :

$$\begin{aligned} & \left\langle \frac{3}{2} \sqrt{\nu} \left(x_i - x_i^{(t)} - \Psi_i \Delta t \right) \bullet S_j^{m_c} \right\rangle - \frac{\dot{M}}{M_{ZC}} (x_{iv} - x_i) \Delta t + \\ & + \left\langle \left[\frac{32\pi^2 R^4 \rho^2 \Delta t}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \{D_i * \nabla_\nu \mathcal{X}\} - \frac{4\pi R^2 \rho}{M_\odot} \Delta t V_i x_i \right] \bullet \frac{\partial S_j^{m_c}}{\partial \nu} \right\rangle = 0, \quad j = 1, \dots, K_X, \end{aligned} \quad (7.40)$$

les quantités étant prises à l'instant $t + \Delta t$ sauf $x_i^{(t)}$ pris au temps t . Ce schéma complètement implicite est d'ordre m_c en espace, et du premier ordre en temps.

Au centre, par symétrie, les dérivées spatiales des abondances sont nulles ainsi que leurs vitesses d'advection. Il en est de même pour la limite externe toujours située dans une zone de mélange. Le terme intégré qui est nul a été omis dans l'écriture des équations.

7.8.1 Condition limite externe

On désignera par "vent", indistinctement un apport ou un retrait de masse. A défaut de décrire le processus de création du vent, on suppose que celui-ci est issu de la zone convective externe qui existe toujours. Pendant l'intervalle de temps Δt , l'apport en masse d'élément chimique i à la zone convective $\dot{M}X_{iv}\Delta t$, X_{iv} étant l'abondance par masse de l'élément i au temps t dans le vent.

A l'issue du pas temporel, la fraction de masse de l'élément i dans la zone convective sera :

$$X_i^{t+\Delta t} = \frac{M_{ZC}X_i^t + \dot{M}X_{iv}\Delta t}{\sum_i M_{ZC}X_i^t + \dot{M}X_{iv}\Delta t},$$

où X_i^t et X_{iv} sont respectivement l'abondance par masse de l'élément i au temps t et dans le vent. Les fractions de masse vérifiant $\sum_i X_i^t \equiv 1$ et $\sum_i X_{iv}^t \equiv 1$:

$$\begin{aligned} X_i^{t+\Delta t} &= \frac{M_{ZC}X_i^t + \dot{M}X_{iv}\Delta t}{M_{ZC} + \dot{M}\Delta t} = \frac{X_i^t + \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}X_{iv}\Delta t}{1 + \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}\Delta t} \sim \\ &X_i^t \left(1 - \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}\Delta t\right) + \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}X_{iv}\Delta t \left(1 - \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}\Delta t\right) = \\ &X_i^t - \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}X_i^t\Delta t + \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}X_{iv}\Delta t - \left(\frac{\dot{M}}{M_{ZC}}X_{iv}\Delta t\right)^2 \sim X_i^t + \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}(X_{iv} - X_i^t)\Delta t \end{aligned}$$

On obtient pour la dérivée temporelle de l'abondance de l'espèce chimique i :

$$\dot{X}_i = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{X_i^{t+\Delta t} - X_i^t}{\Delta t} = \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}(X_{iv} - X_i^t) \iff \dot{x}_i = \frac{\dot{M}}{M_{ZC}}(x_{iv} - x_i^t), \quad (7.41)$$

où x_{iv} est l'abondance par mole de l'élément i dans le vent. Dans la zone convective externe la variation temporelle de l'isotope X_i est donné par :

$$\dot{x}_i M_{ZC} = \dot{M}(x_{iv} - x_i^t). \quad (7.42)$$

Les abondances ne varient que si la composition chimique du vent est différente de celle des couches externes. Dans la zone convective externe les variations de composition chimique résultant de l'équation 7.42 sont appliquées en addition de celles résultant des réactions thermonucléaires.

Ces dispositions sont appliquées même si la diffusion microscopique des éléments chimique est ignorée.

7.8.2 Chutes de planètes

De façon similaire à ce qui précède, au cours d'une évolution CESAM2k permet de simuler une chute de planètes sur un intervalle de temps limité. La composition chimique de la zone convective externe se trouve alors modifiée par des éléments chimiques dont l'abondance et la nature peuvent, éventuellement, différer de celles des conditions initiales et/ou locales. Dans la zone convective externe la variation temporelle de l'isotope X_i est donné par :

$$\dot{x}_i(t) = \frac{N_P M_{\oplus}}{M_{ZC}} \mathcal{P}(t)(x_{iv} - x_i^t). \quad (7.43)$$

$N_p > 0$ est le nombre total de planétoïdes de masse terrestre M_\oplus reçus par l'étoile, $\mathcal{P}(t)$ la fonction décrivant la dépendance temporelle, *cf.* § 4.6 (Page 43).

CESAM2*k* peut tenir compte de l'apport de moment cinétique à la zone convective externe résultant des chutes de planétoïdes, *cf.* § 7.9.10 (Page 133).

7.8.3 Formalisme de Burgers

Le formalisme de Burgers (1969), permet de déterminer les coefficients de diffusion microscopique des éléments chimiques. On reformule le système des équations de Burgers pour les variables utilisées par CESAM2*k*, les abondances par mole x_i et le poids moléculaire moyen μ . Le principe de la méthode numérique de Burgers, Iben & MacDonald (1985), consiste à remarquer que la résolution d'un système linéaire permet d'écrire la vitesse de diffusion w_i de la particule i sous la forme :

$$w_i = v_i + \sum_j b_{ij} \frac{dx_j}{dx}.$$

Iben & MacDonald (1985) n'ont pas tenu compte des "residual heat flow vector" qui furent introduits par la suite par Cox et al. (1989) et repris par Thoul et al. (1994).

On utilise les notations suivantes :

- c : nombre d'ions, il y a $c + 1$ espèces de particules, *i.e.* ions+ électrons,
- E : champ électrique,
- e : charge de l'électron, en unité électrostatique, et indice de la particule "électron",
- g_G : accélération due à la gravité,
- g_Ω : accélération centrifuge,
- g_e : accélération effective,
- g_{Ri} : accélération radiative sur la particule i ,
- g_i : accélération due à la gravité effective et aux forces radiatives sur i ,
- g_t : accélération totale,
- $g_{j,i}$: poids statistique du fondamental du niveau d'ionisation j de l'élément chimique i ,
- $m_e = \nu_e m_u$: masse de l'électron,
- $m_i \equiv \nu_i m_u$: masse de l'élément chimique i ,
- $m_{ij} \equiv \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$: masse réduite des particules d'indices i et j ,
- $m_u = 1/N_0$: masse atomique unité, inverse du nombre d'Avogadro,
- n_e : nombre d'électrons par unité de volume,
- n_i : nombre d'ions de l'élément chimique $i \neq e$ par unité de volume,
- $n_{j,i}$: nombre d'ions de l'élément chimique i par unité de volume, dans l'état d'ionisation $j = 0, \dots, Z_i$,
- r : rayon, variable d'espace eulérienne,
- T, P, ρ : température, pression gaz parfait, densité,
- t : temps,
- $\mathcal{V} = \frac{\partial r}{\partial t}$: vitesse d'entraînement du fluide, $\mathcal{V} \sim 0$ (hypothèse de l'équilibre quasi-statique),
- w_i : vitesse de diffusion de la particule i , par rapport à la vitesse moyenne du fluide,

- X_i : proportion en masse de l'abondance de l'élément chimique i , $\sum_i X_i \equiv 1$,
- $x_i \equiv X_i/\nu_i$: proportion par mole de l'abondance de l'élément chimique i ,
- $x_{j,i}$: taux d'ionisation du niveau d'ionisation j de l'ion i ,
- Z_i charge de la particule i , $Z_e = -1$,
- \bar{Z}_i : charge moyenne de l'élément i avec ionisation,
- η : paramètre de dégénérescence,
- μ : poids moléculaire moyen,
- ν_e : "masse atomique" de l'électron, $\nu_e = m_e/m_u$,
- ν_i : masse atomique de l'élément chimique i ,
- $\chi_{j,i}$: potentiel d'ionisation du niveau d'ionisation j de l'élément i .

PB Les notations ne sont pas totalement cohérentes en ce qui concerne les électrons.

7.8.4 Charge moyenne des ions

On utilise l'équation de Saha (Cox & Giuli, 1968, eq. 15-30) dans laquelle on limite les fonctions de partition aux poids statistiques des niveaux fondamentaux :

$$\frac{n_{j-1,i}}{n_{j,i}} = \frac{g_{j-1,i}}{g_{j,i}} \exp\left(\eta - \Delta\mu + \frac{\chi_{j,i}}{kT}\right) \equiv \varphi_{j,i}, \quad j = 1, \dots, Z_i. \quad (7.44)$$

Le taux de dégénérescence η vérifie :

$$F_{\frac{1}{2}}(\eta) = \frac{n_e}{4\pi} \left(\frac{h^2}{2m_e kT} \right)^{\frac{3}{2}},$$

$F_{\frac{1}{2}}(\eta)$ est la fonction de Fermi-Dirac (Clayton, 1968, eq. 2-57). $\Delta\mu$ est une correction numérique introduite par Eggleton et al. (1973), pour simuler l'ionisation de pression, et éviter la recombinaison à haute température (Kippenhahn & Weigert, 1991, par. 14.6) :

$$\Delta\mu = n_e c_F \left(\frac{a_0}{\bar{Z}} \right)^3 \left(1 + \frac{20\chi_0}{kT} \right), \quad a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m_e e^2}, \quad \bar{Z} = X + 2Y + 8Z, \quad c_F = 15, \quad \chi_0 = 13.6.$$

PB μ n'est pas, dans ce paragraphe, le poids moléculaire moyen.

L'expérience des calculs a montré que le formalisme d'Eggleton Eggleton et al. (1973), même avec la modification de Proffitt & Michaud (1991, eq. 4), donnait des taux d'ionisation moyens avec des paliers et des gradients beaucoup plus marqués que ceux obtenus avec une meilleure prise en compte de l'ionisation de pression. Ainsi, au centre du Soleil, le formalisme de Eggleton et al. (1973) donne un taux d'ionisation de 100% pour Fe XXV, alors que le calcul plus précis de Gabriel (1997) ne donne que 85%.

Pour tenir compte de l'ionisation de pression et éviter la recombinaison, la routine `saha` de `CESAM2k` utilise une correction numérique dérivée de l'analyse de Clayton (1968, p. 140-145). Le potentiel d'ionisation est réduit lorsque la distance moyenne entre les ions devient de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye :

$$R_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 \rho N_0 \zeta}}, \quad \zeta = \sum_{i \neq e} \bar{Z}_i (\bar{Z}_i + 1) x_i$$

et se réduit¹⁷ à :

$$\chi'_{j,i} = \max(0, \chi_{i,j} - \chi_{i,j}^C), \quad \chi_{i,j}^C = \frac{je^2}{R_D}.$$

Cette correction appliquée seulement sur le potentiel d'ionisation s'est avérée insuffisante pour éviter la recombinaison à haute température, en particulier, de l'ion HII. La routine **saha** utilise un ajustement *numérique* agissant à la fois sur le potentiel d'ionisation et le quotient des fonctions de partition ; celles-ci devant être tronquées de façon cohérente avec la diminution des potentiels d'ionisation, *cf.* Clayton (1968, fig. 2-16). Cela n'est pas possible avec les fonctions de partition limitées aux poids statistiques des niveaux fondamentaux. L'artifice consiste en une diminution progressive de 1 à 0 du rapport des poids statistiques des niveaux fondamentaux $g_{j-1,i}/g_{j,i}$, dès que la quantité :

$$x = \frac{\chi_{i,j}}{\chi'_{j,i}} - 1$$

devient inférieure à une valeur p fixée, pour le niveau d'ionisation $j = 1, \dots, Z_i$ de l'élément chimique i . L'expérience des calculs a montré que la valeur $p = 4$ permettait de retrouver, pour des modèles d'étoiles de la séquence principale de $1M_\odot$ et $1.4M_\odot$ respectivement, des taux d'ionisation voisins de ceux obtenus avec un calcul plus exact, mais beaucoup plus lourd, de la correction de pression d'ionisation. La fonction de raccordement $f(x)$ utilisée est un morceau de cubique sur $[0, p]$, de pente nulle en $x = 0$ et $x = p$:

$$f(x) = 0 \text{ si } x \leq 0, \quad \left(\frac{x}{p}\right)^2 \left[-2\left(\frac{x}{p}\right) + 3\right] \text{ si } x \in [0, p], \quad f(x) = 1, \text{ si } x \geq p.$$

Avec ce formalisme approximatif, l'équation de Saha 7.44 devient :

$$\frac{n_{j-1,i}}{n_{j,i}} = \frac{g_{j-1,i}}{g_{j,i}} f(x) \exp\left(\eta + \frac{\chi_{j,i}}{kT}\right) \equiv \varphi_{j,i}, \quad j = 1, \dots, Z_i. \quad (7.45)$$

On obtient ainsi l'ionisation totale du niveau $j - 1$ lorsque $g_{j-1,i}/g_{j,i}f(x) = 0$ *i.e.* dès que $\chi_{i,j} \leq \chi_{i,j}^C$.

Le nombre de particules n_i , $i \neq e$ est :

$$\begin{aligned} n_i &= \sum_{j=0}^{Z_i} n_{j,i} = n_{Z_i,i} \left(1 + \sum_{j=0}^{Z_i-1} \frac{n_{j,i}}{n_{Z_i,i}}\right) = n_{Z_i,i} \left(1 + \sum_{j=0}^{Z_i-1} \prod_{k=j+1}^{Z_i} \varphi_{k,i}\right) \\ &= n_{Z_i,i} \left(1 + \frac{n_{0,i}}{n_{Z_i,i}} + \frac{n_{1,i}}{n_{Z_i,i}} + \dots + \frac{n_{Z_i-1,i}}{n_{Z_i,i}}\right) \\ &= n_{Z_i,i} (1 + \varphi_{1,i}\varphi_{2,i}\varphi_{3,i} \dots \varphi_{Z_i,i} + \varphi_{2,i}\varphi_{3,i} \dots \varphi_{Z_i,i} + \dots + \varphi_{Z_i,i}) \\ &= n_{Z_i,i} (1 + \varphi_{Z_i,i} (1 + \varphi_{Z_i-1,i} (1 + \varphi_{Z_i-2,i} (1 + \dots \varphi_{1,i})))) \end{aligned}$$

et comme :

$$\varphi_{j+1,i} = \frac{n_{j,i}}{n_{j+1,i}} = \frac{n_{j,i}}{n_i} \frac{n_i}{n_{j+1,i}} = \frac{x_{j,i}}{x_{j+1,i}},$$

¹⁷ je est la charge de l'ion.

on a :

$$x_{Z_i,i} \equiv \frac{n_{Z_i,i}}{n_i} = \frac{1}{(1 + \varphi_{Z_i,i} (1 + \varphi_{Z_i-1,i} (1 + \varphi_{Z_i-2,i} (1 + \dots \varphi_{1,i}))))},$$

$$x_{j,i} = \varphi_{j+1,i} x_{j+1,i}, \quad j = Z_i - 1, \dots, 0.$$

La charge moyenne de l'élément chimique i et le nombre d'électrons par mole et par unité de volume s'écrivent respectivement :

$$\bar{Z}_i \equiv \sum_{j=1}^{Z_i} j x_{j,i}, \quad x_e = \sum_{j \neq e} \bar{Z}_j x_j, \quad n_e = \rho N_0 x_e = \rho N_0 \sum_{j \neq e} \bar{Z}_j x_j.$$

On a aussi :

$$X_i = \frac{n_i \nu_i m_u}{\sum_j n_j \nu_j m_u} = \frac{n_i \nu_i}{\rho N_0}, \quad x_i = \frac{X_i}{\nu_i} = \frac{n_i}{\rho N_0}.$$

7.8.5 Equation de diffusion des espèces chimiques

Pour la particule i , l'équation de diffusion s'écrit (Iben & MacDonald, 1985) :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_i w_i) + \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{nucl.}}$$

et les équations de Burgers (1969, eq. 18-4,5) , voir aussi Cox et al. (1989); Thoul et al. (1994) :

$$\frac{dP_i}{dr} - \frac{\rho_i}{\rho} \frac{dP}{dr} = n_i \bar{Z}_i e E = \sum_j K_{ij} (w_j - w_i) + \sum_j K_{ij} z_{ij} \frac{m_j r_i - m_i r_j}{m_i + m_j} \quad (7.46)$$

$$\begin{aligned} \frac{5}{2} n_i k \frac{dT}{dr} = & - \frac{5}{2} \sum_j K_{ij} z_{ij} \frac{m_j (w_j - w_i)}{m_i + m_j} - \frac{2}{5} K_{ii} z_{ii}'' r_i \\ & - r_i \sum_{j \neq i} K_{ij} \frac{3m_i^2 + m_j^2 z'_{ij} + \frac{4}{5} m_i m_j z''_{ij}}{(m_i + m_j)^2} \\ & + \sum_{j \neq i} K_{ij} \frac{m_i m_j (3 + z'_{ij} - \frac{4}{5} z''_{ij})}{(m_i + m_j)^2} r_j. \end{aligned} \quad (7.47)$$

Les équations de conservation dynamique et statique de la masse et de la charge ont respectivement pour expression :

$$\sum_i \nu_i n_i w_i = 0, \quad e \sum_i \bar{Z}_i n_i w_i = 0, \quad \sum_i \bar{Z}_i n_i = 0, \quad \sum_i X_i = \sum_i \nu_i x_i = 1. \quad (7.48)$$

La densité partielle ρ_i de la particule i est définie par :

$$\rho_i = \rho X_i = \rho x_i \nu_i = n_i \nu_i m_u, \quad \sum_i \rho_i = \rho = \sum_i n_i \nu_i m_u, \quad (7.49)$$

et :

$$n_i = \rho N_0 \frac{X_i}{\nu_i} = \rho N_0 x_i.$$

Le second terme du membre de gauche de l'équation (7.46) correspond à la force externe qui s'exerce sur la particule i , à savoir, la gravité corrigée de l'accélération radiative.

7.8.6 Intégrales de collision

Les coefficients de résistance du flux de chaleur $z_{ij}, z'_{ij}, z''_{ij}$ sont définis à partir des intégrales de collision $\Omega_{ij}^{(kl)}$, cf. Paquette Paquette et al. (1986) Eq. (23) – (25) :

$$z_{ij} = 1 - \frac{2}{5} \frac{\Omega_{ij}^{(12)}}{\Omega_{ij}^{(11)}}, \quad z'_{ij} = 2.5 - \frac{2}{5} \frac{5\Omega_{ij}^{(12)} - \Omega_{ij}^{(13)}}{\Omega_{ij}^{(11)}}, \quad z''_{ij} = \frac{\Omega_{ij}^{(22)}}{\Omega_{ij}^{(11)}},$$

qui sont déterminées à partir de tabulations. Paquette Paquette et al. (1986) ont écrit $\Omega_{ij}^{(kl)}$ sous la forme, Eq.(65) :

$$\Omega_{ij}^{(kl)} \equiv F_{ij}^{(kl)} \epsilon_{ij}, \quad \epsilon_{ij} \equiv \frac{e^4}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2k^3}} \frac{\bar{Z}_i^2 \bar{Z}_j^2}{\sqrt{m_{ij}}} \frac{1}{\sqrt{T^3}}.$$

Pour $(kl) = (11), (12), (13), (22)$, et selon qu'il s'agit d'un potentiel attractif, *i.e.* électron/ion, ou répulsif, *i.e.* ion/ion ou électron/électron, Paquette Paquette et al. (1986) ont calculé et tabulé les coefficients d'interpolation par splines naturelles de $\ln F_{ij}^{(kl)}$ en fonction de la variable $\psi_{ij} \equiv \ln \left[\ln \left(1 + \gamma_{ij}^2 \right) \right]$ avec :

$$\gamma_{ij} \equiv \frac{4kT\lambda}{\bar{Z}_i \bar{Z}_j e^2}, \quad \lambda \equiv \max \left\{ \left(\frac{kT}{4\pi e^2 \sum_i n_i \bar{Z}_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \left(\frac{3}{4\pi \sum_{\text{ions}} n_i} \right)^{\frac{1}{3}} \right\}.$$

Les quantités K_{ij} sont les coefficients de résistance, ils représentent les effets des collisions entre les particules de types i et j , ils ont pour expression cf. Michaud & Proffitt (1993) :

$$K_{ij} = \frac{16}{3} n_i n_j m_{ij} \Omega_{ij}^{(11)}. \quad (7.50)$$

7.8.7 Equations de Burgers pour les x_i et μ .

En remplaçant la charge de chaque ion par sa charge moyenne tenant compte de son taux d'ionisation, le poids moléculaire moyen est :

$$\mu^{-1} = \sum_{j \neq e} (1 + \bar{Z}_j) \frac{X_j}{\nu_j} = \sum_{j \neq e} (1 + \bar{Z}_j) x_j.$$

Pour les dérivations, on utilisera :

$$d\mu = -\mu^2 \sum_{j \neq e} (1 + \bar{Z}_j) dx_j, \quad \frac{\partial \mu}{\partial x_k} = -\mu^2 (1 + \bar{Z}_k), \quad k \neq e.$$

Avec l'hypothèse du gaz parfait, pour chaque espèce i , les pressions totale et partielles s'écrivent :

$$P = \frac{\rho \mathcal{R} T}{\mu} + P_{\text{R}} = \sum_i P_i,$$

$$P_i = n_i k T + P_{i\text{R}} = \rho x_i N_0 k T + P_{i\text{R}} = \frac{P \mu}{\mathcal{R} T} x_i N_0 k T + P_{i\text{R}} = P \mu x_i + P_{i\text{R}},$$

puisque la constante des gaz parfaits vérifie $\mathcal{R} \equiv kN_0$. On a donc :

$$n_i k = \frac{P}{T} \mu x_i.$$

En posant, pour les électrons :

$$x_e \equiv \frac{n_e}{\rho N_0} = \frac{\sum_{i \neq e} \bar{Z}_i n_i}{\rho N_0} = \sum_{i \neq e} \bar{Z}_i x_i, \quad \frac{\partial x_e}{\partial x_k} = \bar{Z}_k, \quad k \neq e,$$

comme $P_{eR} = 0$, on retrouve bien la pression électronique :

$$P \mu x_e = \frac{\rho \mathcal{R} T}{\mu} \mu \frac{n_e}{\rho N_0} = n_e k T = P_e.$$

L'hypothèse d'équilibre quasi-statique et $\rho_i = \rho \nu_i x_i$ (Eq. 7.49) entraînent :

$$\frac{\rho_i}{\rho} \frac{dP}{dr} = x_i \nu_i \rho g_t,$$

et :

$$n_i k \frac{dT}{dr} = \frac{P}{T} \mu x_i \frac{T}{P} \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \frac{dP}{dr} = \mu x_i \nabla \rho g_t,$$

d'où :

$$\begin{aligned} \frac{dP_i}{dr} &= \frac{d}{dr} P \mu x_i + \frac{dP_{iR}}{dr} = \mu x_i \frac{dP}{dr} + \frac{dP_{iR}}{dr} + \mu P \frac{dx_i}{dr} + P x_i \frac{d\mu}{dr} \\ &= x_i \rho \mu g_t + \rho_i g_{Ri} + \mu P \frac{dx_i}{dr} - P x_i \mu^2 \sum_{j \neq e} (1 + \bar{Z}_j) \frac{dx_j}{dr} \\ &= x_i \rho (\mu g_t + \nu_i g_{Ri}) + P \mu \left(\frac{dx_i}{dr} - x_i \mu \sum_{j \neq e} (1 + \bar{Z}_j) \frac{dx_j}{dr} \right) \end{aligned}$$

On a par ailleurs :

$$n_i \bar{Z}_i e E = \rho N_0 x_i \bar{Z}_i e E, \quad \sum_i \nu_i x_i w_i = 0, \quad \sum_i \bar{Z}_i x_i w_i = 0.$$

On introduit les relations précédentes dans les équations de Burgers Eq. 7.46 (Page 107), Eq. 7.47 (Page 107) et de conservation Eq. 7.48 (Page 107). Les coefficients de résistance K_{ij} sont de la forme :

$$K_{ij} = \frac{16}{3} n_i n_j m_{ij} \Omega_{ij}^{(11)} = \frac{16}{3} (\rho N_0)^2 x_i x_j m_{ij} \Omega_{ij}^{(11)} = k_{ij} x_i x_j \rho^2, \quad k_{ij} \equiv \frac{16 N_0^2}{3} m_{ij} \Omega_{ij}^{(11)}.$$

En fonction des x_i et de μ les équations de Burgers s'écrivent :

$$\begin{aligned} &x_i \rho (\mu g_t - \nu_i (g_t - g_{Ri})) + P \mu \left(\frac{dx_i}{dr} - x_i \mu \sum_{j \neq e} (1 + \bar{Z}_j) \frac{dx_j}{dr} \right) - \rho N_0 x_i \bar{Z}_i e E \\ &= \rho^2 \left\{ x_i \sum_j k_{ij} x_j (w_j - w_i) - x_i \sum_j k_{ij} x_j z_{ij} \frac{m_i r_j - m_j r_i}{m_i + m_j} \right\}, \quad i = 1, \dots, c, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-x_i \rho \nabla \mu g_t &= \rho^2 \left\{ x_i \sum_j k_{ij} x_j z_{ij} \frac{m_j (w_j - w_i)}{m_i + m_j} + x_i \frac{4}{25} k_{ii} x_i z_{ii}'' r_i \right. \\
&+ \frac{2}{5} r_i x_i \sum_{j \neq i} k_{ij} x_j \frac{3m_i^2 + m_j^2 z'_{ij} + \frac{4}{5} m_i m_j z''_{ij}}{(m_i + m_j)^2} \\
&\left. - \frac{2}{5} x_i \sum_{j \neq i} k_{ij} x_j r_j \frac{m_i m_j (3 + z'_{ij} - \frac{4}{5} z''_{ij})}{(m_i + m_j)^2} \right\}, \quad i = 1, \dots, c, e,
\end{aligned}$$

ou encore, en posant :

$$\nu_{iR} \equiv \nu_i \left(1 - \frac{g_{Ri}}{g_t} \right), \quad \frac{\partial \nu_{iR}}{\partial x_i} = -\frac{\nu_i}{g_t} \left(\frac{\partial g_{Ri}}{\partial x_j} - \frac{g_{Ri}}{g_t} \frac{\partial g_t}{\partial x_j} \right)$$

puis arrangements et division de chaque membre par $x_i \rho^2$:

$$\begin{aligned}
\frac{g_t}{\rho} (\mu - \nu_{iR}) + \frac{\mathcal{R}T}{\rho} \left(\frac{1}{x_i} \frac{dx_i}{dr} - \mu \sum_{j \neq e} (1 + \bar{Z}_j) \frac{dx_j}{dr} \right) &= \sum_{j \neq i} k_{ij} x_j (w_j - w_i) \\
- \sum_{j \neq i} k_{ij} x_j z_{ij} \frac{m_i r_j - m_j r_i}{m_i + m_j} + \frac{\bar{Z}_i e N_0 E}{\rho}, \quad i &= 1, \dots, c, \quad (7.51)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-\frac{\mu \nabla g_t}{\rho} &= \sum_{j \neq i} k_{ij} x_j z_{ij} \frac{m_j (w_j - w_i)}{m_i + m_j} + \\
&+ r_i \left(\frac{4}{25} k_{ii} x_i z_{ii}'' + \frac{2}{5} \sum_{j \neq i} k_{ij} x_j \frac{3m_i^2 + m_j^2 z'_{ij} + \frac{4}{5} m_i m_j z''_{ij}}{(m_i + m_j)^2} \right) - \\
&- \frac{2}{5} \sum_{j \neq i} k_{ij} x_j r_j \frac{m_i m_j (3 + z'_{ij} - \frac{4}{5} z''_{ij})}{(m_i + m_j)^2}, \quad i = 1, \dots, c, e. \quad (7.52)
\end{aligned}$$

Les données sont la température T , la densité ρ , les gravités g_t et g_{Ri} , le gradient ∇ , les abondances des ions x_i , $i = 1, \dots, c$. Des abondances, on déduit le nombre d'électrons et le poids moléculaire moyen.

PB Faute de mieux, le poids moléculaire moyen, les pressions partielles, ne peuvent pas être cohérents avec ceux utilisés dans l'équation d'état retenue par CESAM2k.

Les inconnues sont les $c+1$ vitesses de diffusion w_1, \dots, w_c, w_e , les $c+1$ flux de chaleur r_1, \dots, r_c, r_e et le champ électrique E , soit $2c + 3$ inconnues. On ajoute aux $2c + 1$ Eq. 7.51 (Page 110) et Eq. 7.52 (Page 110), les deux équations de conservation :

$$\sum_{i=1}^c \nu_i x_i w_i = 0, \quad \sum_{i=1}^e \bar{Z}_i x_i w_i = 0. \quad (7.53)$$

Les Eq. 7.51 (Page 110), Eq. 7.52 (Page 110) écrites pour les x_i et μ et Eq. 7.53 (Page 110) forment le système linéaire :

$$A\omega = \gamma + G D_x, \quad G \equiv \frac{\mathcal{R}T}{\rho} \Delta,$$

on a noté :

$$\omega \equiv (w_1, \dots, w_c, w_e, r_1, \dots, r_c, r_e, E)^T,$$

$$D_x \equiv \left(\frac{dx_1}{dr}, \dots, \frac{dx_c}{dr}, 0, \dots, 0 \right)^T,$$

$$\gamma \equiv \frac{g_t}{\rho} (\mu - \nu_{1R}, \dots, \mu - \nu_{cR}, -\mu \nabla, \dots, -\mu \nabla, 0, 0)^T.$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu g_t \nabla}{\rho} \right) = \frac{g_t \nabla}{\rho} \frac{\partial \mu}{\partial x_j} + \frac{\mu \nabla}{\rho} \frac{\partial g_t}{\partial x_j} + \left\{ \frac{\mu g_t}{\rho} \frac{\partial \nabla}{\partial x_1} - \frac{\mu g_t \nabla}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x_1} \right\}_{j=1},$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{g_t (\mu - \nu_{iR})}{\rho} \right) = \frac{(\mu - \nu_{iR})}{\rho} \frac{\partial g_t}{\partial x_j} + \frac{g_t}{\rho} \left(\frac{\partial \mu}{\partial x_j} - \frac{\partial \nu_{iR}}{\partial x_j} \right) + \left\{ \frac{g_t}{\rho^2} (\mu - \nu_{iR}) \frac{\partial \rho}{\partial x_1} \right\}_{j=1}.$$

$$\Delta \equiv \text{Diag} \left(\frac{1}{x_1}, \frac{1}{x_2}, \dots, \frac{1}{x_c}, 0, \dots, 0 \right) - \mu \mathcal{M}, \quad (7.54)$$

$$\mathcal{M} \equiv \begin{pmatrix} (1 + \bar{Z}_1) & (1 + \bar{Z}_2) & (1 + \bar{Z}_3) & \dots & (1 + \bar{Z}_c) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ (1 + \bar{Z}_1) & (1 + \bar{Z}_2) & (1 + \bar{Z}_3) & \dots & (1 + \bar{Z}_c) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \ddots & \ddots \\ (1 + \bar{Z}_1) & (1 + \bar{Z}_2) & (1 + \bar{Z}_3) & \dots & (1 + \bar{Z}_c) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ (1 + \bar{Z}_1) & (1 + \bar{Z}_2) & (1 + \bar{Z}_3) & \dots & (1 + \bar{Z}_c) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \ddots & \ddots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (7.55)$$

La structure de la matrice A , de dimension $[2c + 3 \times 2c + 3]$, est la suivante :

$$\begin{pmatrix} A_w & A_r & A_e \\ A_c & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

les dimensions des sous matrices sont respectivement $A_w[2c + 1 \times c + 1]$, $A_r[2c + 1 \times c + 1]$, $A_e[2c + 1 \times 1]$ et $A_c[2 \times c + 1]$. En notant :

$$p_{ij} \equiv k_{ij} x_j, \quad q_{ij} \equiv \frac{k_{ij} x_j z_{ij} m_j}{m_i + m_j} = p_{ij} \frac{z_{ij} m_j}{m_i + m_j},$$

$$A_w \equiv \begin{pmatrix} -\sum_{j \neq 1} p_{1j} & p_{12} & p_{13} & \dots & p_{1c} & p_{1e} \\ p_{21} & -\sum_{j \neq 2} p_{2j} & p_{23} & \dots & p_{2c} & p_{2e} \\ \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ p_{c1} & p_{c2} & p_{c3} & \dots & -\sum_{j \neq c} p_{cj} & p_{ce} \\ -\sum_{j \neq 1} q_{1j} & q_{12} & q_{13} & \dots & q_{1c} & q_{1e} \\ q_{21} & -\sum_{j \neq 2} q_{2j} & q_{23} & \dots & q_{2c} & q_{2e} \\ \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ q_{c1} & q_{c2} & q_{c3} & \dots & -\sum_{j \neq c} q_{cj} & q_{ce} \end{pmatrix}, \quad (7.56)$$

avec les notations :

$$\bar{q}_{ij} \equiv -\frac{k_{ij}x_j z_{ij} m_i}{m_i + m_j} = -q_{ij} \frac{m_i}{m_j}, \quad (7.57)$$

$$d_i \equiv \frac{4}{25} k_{ii} x_i z''_{ii} + \frac{2}{5} \sum_{j \neq i} k_{ij} x_j \frac{3m_i^2 + m_j^2 z'_{ij} + \frac{4}{5} m_i m_j z''_{ij}}{(m_i + m_j)^2}, \quad (7.58)$$

$$f_{ij} \equiv -\frac{2}{5} k_{ij} x_j \frac{m_i m_j (3 + z'_{ij} - \frac{4}{5} z''_{ij})}{(m_i + m_j)^2}, \quad (7.59)$$

$$A_r \equiv \begin{pmatrix} \sum_{j \neq 1} q_{1j} & \bar{q}_{12} & \bar{q}_{13} & \dots & \bar{q}_{1c} & \bar{q}_{1e} \\ q_{21} & \sum_{j \neq 2} q_{2j} & \bar{q}_{23} & \dots & \bar{q}_{2c} & \bar{q}_{2e} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \bar{q}_{c1} & \bar{q}_{c2} & \bar{q}_{c3} & \dots & \sum_{j \neq c} q_{cj} & \bar{q}_{ce} \\ d_1 & f_{12} & f_{13} & \dots & f_{1c} & f_{1e} \\ f_{21} & d_2 & f_{23} & \dots & f_{2c} & f_{2e} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ f_{c1} & f_{c2} & f_{c3} & \dots & d_c & f_{ce} \\ f_{e1} & f_{e2} & f_{e3} & \dots & f_{ec} & d_e \end{pmatrix}, \quad (7.60)$$

$$A_e \equiv \frac{N_0 e}{\rho} (\bar{Z}_1, \dots, \bar{Z}_c, 0, \dots, 0)^T, \quad (7.61)$$

$$A_c \equiv \begin{pmatrix} \nu_1 x_1 & \nu_2 x_2 & \dots & \nu_c x_c & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \bar{Z}_1 x_1 & \bar{Z}_2 x_2 & \dots & \bar{Z}_c x_c & \bar{Z}_e x_e & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix}. \quad (7.62)$$

La solution s'écrit :

$$\omega = A^{-1} \gamma + A^{-1} G D_x = v + B D_x \Rightarrow, \quad (7.63)$$

ou encore, pour les ions, $i = 1, \dots, c$:

$$w_i = v_i + \sum_{j=1}^c b_{ij} \frac{dx_j}{dr}, \quad i = 1, \dots, c,$$

les v_i sont les c premiers coefficients de :

$$v = A^{-1} \gamma, \quad (7.64)$$

les b_{ij} , ($i, j = 1, \dots, c$), sont les coefficients des c premières lignes et colonnes de

$$B = A^{-1} G. \quad (7.65)$$

Pour l'ion i l'équation de diffusion devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_i w_i) + \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_{\text{nucl.}} = \\ \frac{\partial \rho N_0 x_i}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ N_0 r^2 \rho x_i \left(\sum_{j=1}^c b_{ij} \frac{\partial x_j}{\partial r} + v_i \right) \right\} + \left(\frac{\partial \rho N_0 x_i}{\partial t} \right)_{\text{nucl.}} \end{aligned}$$

ou encore, en notant $\frac{D\star}{Dt} \equiv \frac{\partial\star}{\partial t} + \mathcal{V} \star \nabla\star$ l'opérateur de dérivation lagrangien "en suivant le mouvement" :

$$\begin{aligned} \frac{Dx_i}{Dt} &= \frac{4\pi}{4\pi r^2 \rho} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{4\pi r^4 \rho^2}{4\pi r^2 \rho} x_i \left(\sum_{j=1}^c b_{ij} \frac{\partial x_j}{\partial r} + v_i \right) \right\} + \left(\frac{Dx_i}{Dt} \right)_{\text{nucl.}} \implies \\ \frac{Dx_i}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial m} \left\{ 4\pi r^2 \rho \left(4\pi r^2 \rho x_i \sum_{j=1}^c b_{ij} \frac{\partial x_j}{\partial m} + v_i x_i \right) \right\} + \left(\frac{Dx_i}{Dt} \right)_{\text{nucl.}} . \end{aligned}$$

On a utilisé l'équation de continuité :

$$0 = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \star \rho \mathcal{V} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \star \mathcal{V} + \mathcal{V} \star \nabla \rho = x_i \frac{\partial \rho}{\partial t} + x_i \rho \nabla \star \mathcal{V} + x_i \mathcal{V} \star \nabla \rho,$$

et la conservation des particules d'espèce i :

$$\begin{aligned} \nabla \star x_i \rho \mathcal{V} = 0 &\implies \rho \mathcal{V} \star \nabla x_i = -x_i \rho \nabla \star \mathcal{V} - x_i \mathcal{V} \star \nabla \rho, \\ \implies \frac{\partial \rho x_i}{\partial t} &= x_i \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial x_i}{\partial t} - x_i \frac{\partial \rho}{\partial t} - x_i \rho \nabla \star \mathcal{V} - x_i \mathcal{V} \star \nabla \rho = \rho \left(\frac{\partial x_i}{\partial t} + \mathcal{V} \star \nabla x_i \right) = \rho \frac{Dx_i}{Dt}. \end{aligned}$$

En posant :

$$D_i \equiv (d_{i1}, \dots, d_{ic},) \equiv -(x_i b_{i1}, \dots, x_i b_{ic},), \quad i = 1, \dots, c, \quad (7.66)$$

on obtient la forme de l'équation de diffusion utilisée dans CESAM2k¹⁸ :

$$\frac{Dx_i}{Dt} = \frac{\partial F_i}{\partial m} + \Psi_i, \quad F_i = 4\pi R^2 \rho \left(4\pi R^2 \rho D_i \star \nabla_m \mathcal{X} + v_i x_i \right)$$

où $\nabla_m \mathcal{X}$ est le vecteur :

$$\left(\frac{\partial x_1}{\partial m}, \dots, \frac{\partial x_c}{\partial m} \right)^T .$$

7.8.8 Jacobien.

CESAM2k intégrant l'équation de diffusion avec un schéma implicite, il est nécessaire de calculer les dérivées :

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_k}, \quad \frac{\partial d_{ij}}{\partial x_k} = x_i \frac{\partial b_{ij}}{\partial x_k} + b_{ij} \delta_{ik}, \quad i, j, k = 1, \dots, c, \quad \delta_{ik} = 1 \text{ si } i = k, \quad 0 \text{ sinon.} \quad (7.67)$$

En dérivant :

$$A^{-1} A = I \implies \frac{\partial A^{-1}}{\partial x_k} A + A^{-1} \frac{\partial A}{\partial x_k} = 0 \implies \frac{\partial A^{-1}}{\partial x_k} = -A^{-1} \frac{\partial A}{\partial x_k} A^{-1},$$

d'où :

$$\frac{\partial A^{-1} \gamma}{\partial x_k} = \frac{\partial A^{-1}}{\partial x_k} \gamma + A^{-1} \frac{\partial \gamma}{\partial x_k} = -A^{-1} \frac{\partial A}{\partial x_k} A^{-1} \gamma + A^{-1} \frac{\partial \gamma}{\partial x_k} = A^{-1} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial x_k} - \frac{\partial A}{\partial x_k} v \right),$$

et de façon similaire :

$$\frac{\partial B}{\partial x_k} = A^{-1} \left(\frac{\partial G}{\partial x_k} - \frac{\partial A}{\partial x_k} B \right). \quad (7.68)$$

¹⁸Avec la variable d'espace Lagrangienne m les opérateurs $\frac{D}{Dt}$ et $\frac{\partial}{\partial t}$ sont équivalents.

7.8.9 Accélération radiatives

L'accélération radiative ressentie par les isotopes résulte de l'impulsion des photons qu'ils absorbent. En raison de l'anisotropie du rayonnement, même dans le milieu épais, pour la plupart des isotopes, la composante radiale de l'accélération radiative diminue la gravité locale et donc la sédimentation. Deux descriptions dues à G. Alécian sont implantées dans CESAM2k.

On simplifie en considérant chaque isotope dans l'ensemble de ses états d'ionisation. m étant la masse à l'intérieur de la sphère de rayon r , la gravité effective g_e qui compense le gradient de pression dans l'équilibre quasi-statique, est somme de la partie purement gravitationnelle $g_G = -Gm/r^2$, de l'accélération centrifuge moyenne $g_\Omega = \frac{2}{3}r\Omega^2$ et d'une partie radiative g_R . On postule que g_R est la somme, pondérée par les masses partielles des particules ($\sum_{i \neq e} n_i m_i$) des accélérations radiatives g_{Ri} :

$$g_R = \frac{\sum_{i \neq e} n_i m_i g_{Ri}}{\sum_{i \neq e} n_i m_i} = \frac{\sum_{i \neq e} \rho N_0 X_i g_{Ri}}{\sum_{i \neq e} \rho N_0 X_i} = \frac{\sum_{i \neq e} X_i g_{Ri}}{\sum_{i \neq e} X_i} = \sum_{i \neq e} x_i \nu_i g_{Ri}, \quad (7.69)$$

Sur la particule $i \neq e$, l'accélération g_i est somme de la gravité effective $g_e \equiv g_G + g_\Omega$ et de la partie radiative g_{Ri} :

$$g_i = g_e + g_{Ri}.$$

Pour faciliter les algorithmes on pose, pour les électrons, $g_{Re} \equiv 0$. On notera la gravité totale par :

$$g_t \equiv g_e + g_i = g_e + \sum_i x_i \nu_i g_{Ri}, \quad \frac{\partial g_t}{\partial x_i} = \nu_j g_{Rj} + \sum_i x_i \nu_i \frac{\partial g_{Ri}}{\partial x_j}.$$

La première description du calcul des accélérations radiatives¹⁹ est effectuée dans le cadre de l'approximation proposée par Alécian (1985); Alécian & Artru (1990). Sont seuls pris en compte les effets des transitions lié-lié. C'est une approximation semi analytique où la dépendance de l'accélération radiative à la concentration apparaît dans un terme séparé de celui contenant les propriétés atomiques des ions. Cette approximation permet donc de ne calculer qu'un nombre réduit de quantités lorsque la concentration locale évolue au cours du temps. Pour l'élément $i \neq e$ l'accélération radiative est obtenue par une somme pondérée des accélérations radiatives de chaque ion j :

$$g_{Ri} = \sum_{j=0}^{Z_i} x_{j,i} g_{Ri,j}, \quad g_{Ri,j} = g_{R0i,j} \sqrt{1 + \frac{C_{j,i}}{C_{Sj,i}}}, \quad C_{Sj,i} = b \Psi_{j,i}^2, \quad g_{R0i,j} = q_i \Phi_{j,i},$$

où $C_{j,i} = n_{j,i}/n_H$ est la concentration, par rapport à l'hydrogène, de l'ion j de l'élément chimique i , $C_{Sj,i}$ sa concentration de saturation et $g_{R0i,j}$ l'accélération radiative à la limite de concentration nulle. On remarquera que :

$$\frac{C_{j,i}}{C_{Sj,i}} = \frac{x_{j,i}}{x_{Sj,i}}.$$

Les quantités b et q_i sont données par :

$$b = \frac{m_e m_p C n_e \kappa}{2e^2 \nu_H \sqrt{T}}, \quad q_i = \frac{\pi k^3 e^2}{2a C^5 m_e m_u} \frac{l}{Tr^2 \nu_i},$$

¹⁹Ce paragraphe a été rédigé en grande partie par G. Alécian.

\mathcal{C} est la célérité de la lumière, m_p la masse du proton, κ l'opacité moyenne de Rosseland, h la constante de Plank, a la constante de la radiation, k la constante de Boltzman, r le rayon local et l la luminosité locale. Les quantités $\Psi_{j,i}^2$ et $\Phi_{j,i}$ sont tabulées dans le cas de l'approximation #2 décrite dans Alécian et al. (1990) et ce, pour des masses stellaires de $1M_\odot$ à $2M_\odot$. Les données de la base Topbase sont utilisées. Ces tables, qui correspondent à des masses différentes, sont lues au premier appel de la routine `alecian1` décrite au § 8.5 (Page 152). Les transitions radiatives pour les isotopes d'un même élément se produisant à des fréquences très proches, l'opacité monochromatique de l'ensemble des isotopes d'un même élément est pratiquement égale à la somme des opacités monochromatiques de ses divers isotopes. Dans `CESAM2k`, les isotopes apparaissent comme des éléments séparés. Pour le calcul des accélérations radiatives, les isotopes d'un même élément sont identifiés et leurs abondances sont additionnées de façon à traiter correctement l'effet de saturation des transitions lié-lié. Les accélérations radiatives sont ensuite restituées isotope par isotope.

Pour la description de la physique du second formalisme du calcul des accélérations radiatives, se référer aux publications de G.Alécian.

7.9 Diffusion du moment cinétique

`CESAM2k` offre la possibilité de traiter la diffusion du moment cinétique selon le formalisme de Talon et al. (1997) (`tz97`) ou selon celui de Mathis & Zahn (2004) (`mz04`). Ces deux formalismes diffèrent principalement par le calcul de la fluctuation du potentiel gravitationnel, simplifié avec `tz97`, complet avec `mz04`. Les coefficients de diffusion peuvent être calculés suivant les prescriptions de Palacios et al. (2003) ou de Mathis et al. (2004).

La diffusion du moment cinétique et celle des espèces chimiques sont couplées par la turbulence du milieu, principalement au voisinage des limites zone radiative / zone convective. La résolution numérique du système d'équations régissant ces deux processus de diffusion s'est avérée extrêmement instable. La solution retenue a été de résoudre séparément les systèmes d'équations correspondant respectivement au moment cinétique et aux espèces chimiques. La méthode des éléments finis utilisée pour résoudre les équations de la diffusion du moment cinétique ne différant de celle utilisée pour la diffusion des éléments chimiques que par la prise en compte des conditions limites.

7.9.1 Changement de variable $M \rightarrow \nu = \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{\frac{2}{3}}$

Les abondances et la vitesse angulaire étant des variables lagrangiennes, pour l'intégration des équations d'évolution de la composition chimique et du moment cinétique, on utilise la variable d'espace ν . Les transformations eulérien \leftrightarrow lagrangien sont les suivantes :

$$M = M_\odot m ; \nu = m^{\frac{2}{3}} ; m = \nu^{\frac{3}{2}} ; M = M_\odot m ; d\nu = \frac{2}{3} m^{-\frac{1}{3}} dm ; dm = \frac{3}{2} \sqrt{\nu} d\nu$$

$$dM = M_{\odot} dm = M_{\odot} \frac{3}{2} \sqrt{\nu} d\nu ; \quad \frac{\partial}{\partial M} = \frac{2}{3M_{\odot} \sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu}$$

$$R = R_{\odot} r ; \quad dM = \frac{3M_{\odot}}{2} \sqrt{\nu} d\nu = 4\pi R^2 \rho dR = 4\pi R_{\odot}^2 r^2 \rho dR$$

$$dR = \frac{3M_{\odot}}{8\pi R_{\odot}^2} \frac{\sqrt{\nu}}{r^2 \rho} d\nu ; \quad \frac{\partial}{\partial R} = \frac{8\pi R_{\odot}^2 r^2 \rho}{3M_{\odot} \sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu}$$

7.9.2 Quelques notations

- $l = \frac{L}{L_{\odot}}$: luminosité,
- ν_i : masse atomique de l'élément chimique i ,
- \bar{z}_i : charge moyenne de l'élément chimique i en tenant compte de l'ionisation,
- \dot{M} : taux de perte de masse par unité de temps,
- $\dot{M}_{\Omega} \leq 0$: taux de perte de moment cinétique par unité de masse et de temps.

Dans les algorithmes, les variables relatives à la rotation ont un nom ou une extension comprenant **rot**, **rota** ou encore **w**.

7.9.3 Expressions de H_P , H_T , ∇_{μ} , χ etc... et dérivées

$$H_P = -\frac{\partial R}{\partial \ln P} = \frac{P}{\rho g} = \frac{PR^2}{GM\rho} = \frac{R_{\odot}^2 r^2 P}{GM_{\odot} \nu^{\frac{3}{2}} \rho}$$

$$\nabla = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}$$

$$H_T = -\frac{\partial R}{\partial \ln T} = -\frac{\partial R}{\partial \ln P} \frac{\partial \ln P}{\partial \ln T} = \frac{H_P}{\nabla}$$

$$g(M, R) = \frac{GM}{R^2} = \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2} \frac{\nu^{\frac{3}{2}}}{r^2}, \quad \ln g = \ln G + \ln M - 2 \ln R \Rightarrow \frac{\partial \ln g}{\partial \ln R} = \frac{\partial \ln M}{\partial \ln R} - 2 = \frac{4\pi R_{\odot}^3}{M_{\odot}} \frac{r^3 \rho}{\nu^{\frac{3}{2}}} - 2$$

$$\frac{\tilde{g}}{g} = \frac{4R^3}{3GM} \Omega^2 = \frac{4R_{\odot}^3}{3GM_{\odot}} \frac{r^3}{\nu^{\frac{3}{2}}} \Omega^2$$

$$x_i = \frac{X_i}{\nu_i}, \quad \mu^{-1} = \sum_i (1 + \bar{z}_i) x_i, \quad \frac{\partial \mu}{\partial x_i} = -\mu^2 (1 + \bar{z}_i)$$

$$\mu^{-1} \simeq \frac{1}{16} (20X + 12 - 3Z) = \frac{1}{16} (20X + 12 - 3(1 - X - Y)) = \frac{1}{16} (23X + 3Y + 9) = \frac{1}{16} (23\nu_H x_H + 3\nu_{He} x_{He} + 9)$$

$$\mu^{-1} \simeq 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{9}{16}Z = \frac{1}{16} [32X + 12(1 - X - Y) + 9Z] = \frac{1}{16} (20X + 12 - 3Z)$$

$$\frac{\partial \ln \mu}{\partial \nu} = \frac{1}{\mu} \sum_i \frac{\partial \mu}{\partial x_i} \frac{\partial x_i}{\partial \nu} = -\mu \sum_i (1 + \bar{z}_i) \frac{\partial x_i}{\partial \nu} \simeq -\frac{\mu}{16} \left(23\nu_H \frac{\partial x_H}{\partial \nu} + 3\nu_{He} \frac{\partial x_{He}}{\partial \nu} \right)$$

$$\phi = -\frac{\mu}{80C_P} \{ (12Z - 48) \ln(64 - 48\mu + 12Z\mu) + (32 - 23Z) \ln(-16 + 32\mu - 23Z\mu) + 5Z \ln(5Z) + (16 + 6Z) \ln(32 + 16\mu + 6Z\mu) \}$$

$$\varepsilon(T, \mu) \Rightarrow \varepsilon_{\mu} = \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln \mu} = \frac{\mu}{\varepsilon} \sum_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \frac{\partial x_i}{\partial \mu} = -\frac{1}{\mu \varepsilon} \sum_i \frac{1}{1 + \bar{z}_i} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\rho}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} = \varphi \frac{\rho}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \ln \mu}{\partial X} &\simeq \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial X} = -\frac{23\mu}{16}, \quad \frac{\partial \ln \mu}{\partial Y} \simeq -\frac{3\mu}{16} \\
\varepsilon_\mu &\simeq \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial \ln \mu} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial Y} \frac{\partial Y}{\partial \ln \mu} \right) = -\frac{16}{\varepsilon \mu} \left(\frac{1}{23\nu_{\text{H}}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_{\text{H}}} + \frac{1}{3\nu_{\text{He}}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_{\text{He}}} \right) \\
\varepsilon_{\text{T}} &= \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial \ln T} = \frac{T}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \\
\varphi &= \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \mu} = \frac{\mu}{\rho} \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial X_i} \frac{\partial X_i}{\partial \mu} = -\frac{1}{\mu \rho} \sum_i \frac{\nu_i}{1 + \bar{z}_i} \frac{\partial \rho}{\partial X_i} \\
\text{dln } \rho &= \alpha \text{dln } P - \delta \text{dln } T + \varphi \text{dln } \mu = (\alpha - \delta \nabla) \text{dln } P + \varphi \text{dln } \mu, \\
\frac{\partial P}{\partial R} &= -\frac{GM\rho}{R^2} \Rightarrow \frac{\partial P}{\partial \nu} = -\frac{3GM_\odot^2 \nu^2}{8\pi R_\odot^4 r^4} \Rightarrow \frac{\partial \ln P}{\partial \nu} = -\frac{3GM_\odot^2 \nu^2}{8\pi R_\odot^4 r^4 P} \Rightarrow \\
\frac{\partial \ln \rho}{\partial \nu} &= -\frac{3GM_\odot^2 (\alpha - \delta \nabla) \nu^2}{8\pi R_\odot^4 r^4 P} + \varphi \frac{\partial \ln \mu}{\partial \nu} \\
\rho_{\text{m}} &= \frac{3M}{4\pi R^3} = \frac{3M_\odot}{4\pi R_\odot^3} \nu^{\frac{3}{2}} \\
\text{si } \frac{\partial \ln \mu}{\partial \nu} &\neq 0, \quad \varphi = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \nu} - \alpha \frac{\partial \ln P}{\partial \nu} + \delta \frac{\partial \ln T}{\partial \nu} \right) / \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \nu} \right) \\
\nabla_\mu &= \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P} = \frac{\partial \ln \mu}{\partial R} \frac{\partial R}{\partial \ln P} = -\frac{\partial \ln \mu}{\partial R} H_{\text{P}} = -\frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho}{3M_\odot \sqrt{\nu}} H_{\text{P}} \frac{\partial \ln \mu}{\partial \nu} = \\
&\frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho \mu H_{\text{P}}}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \sum_i (1 + \bar{z}_i) \frac{\partial x_i}{\partial \nu} \simeq \frac{\pi R_\odot^2 r^2 \rho}{6M_\odot \sqrt{\nu}} H_{\text{P}} \left(23\nu_{\text{H}} \frac{\partial x_{\text{H}}}{\partial \nu} + 3\nu_{\text{He}} \frac{\partial x_{\text{He}}}{\partial \nu} \right) \\
\nabla_{\text{rad}} &= \frac{3\kappa L P}{16\pi a c G M T^4} = \frac{3L_\odot}{16\pi a c G M_\odot} \frac{\kappa l P}{\nu^{\frac{3}{2}} T^4} \\
N_{\text{T}}^2 &= \frac{g\delta}{H_{\text{P}}} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla), \quad N_\mu^2 = \frac{g\varphi}{H_{\text{P}}} \nabla_\mu \\
\chi &= \frac{4acT^3}{3\kappa\rho}, \quad \ln \chi = 3 \ln T - \ln \kappa - \ln \rho - \ln \frac{4ac}{3} \\
\chi_{\text{T}} &= \frac{\partial \ln \chi}{\partial \ln T} = 3 - \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln T} - \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} = 3 - \frac{T}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial T} + \delta \left(1 + \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln \rho} \right) \\
\chi_\mu &= \frac{\partial \ln \chi}{\partial \ln \mu} = -\frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln \mu} - \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} = -\frac{\mu}{\kappa} \sum_i \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial x_i}{\partial \mu} - \varphi = \frac{1}{\mu \kappa} \sum_i \frac{\partial \kappa}{\partial X_i} \frac{\nu_i}{1 + \bar{z}_i} - \varphi \\
\chi_\mu &= \frac{\partial \ln \chi}{\partial \ln \rho} \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} = -\varphi \left(1 + \frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln \rho} \right) \\
K &= \frac{\chi}{\rho c_{\text{P}}} = \frac{4acT^3}{3\kappa\rho^2 c_{\text{P}}} \\
\frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g}{\varepsilon_{\text{m}}} &= \frac{M}{L} \frac{\partial L}{\partial M} = \frac{\partial \ln L}{\partial \ln M} = \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \\
f_\varepsilon &= \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g} = \frac{\partial M}{\partial L} \varepsilon_{\text{nuc}} = \frac{M_\odot}{L_\odot} \varepsilon_{\text{nuc}} \frac{\partial m}{\partial l} \\
f_\varepsilon \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g}{\varepsilon_{\text{m}}} &= \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g} \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g}{\varepsilon_{\text{m}}} = \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_{\text{m}}} = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}}}{l} \nu^{\frac{3}{2}}
\end{aligned}$$

7.9.4 Les coefficients de diffusion D_h , D_v et D_{eff}

7.9.4.1 Formalisme de Mathis, Palacios & Zahn

Les coefficients de diffusivité horizontale D_h et verticale D_v sont donnés par Mathis et al. (2004, eq. 7-10-19) :

$$\begin{aligned}
D_h &= R\sqrt{\beta\Omega R|2V - \alpha U|}, \quad \beta = 1.5 \cdot 10^{-6}, \quad V = \frac{1}{6\rho R} \frac{\partial R^2 \rho U}{\partial R}, \quad \alpha = \frac{1}{2} \frac{\partial \ln R^2 \Omega}{\partial \ln R} \\
D_h^2 &= R^3 \beta \Omega \left| \frac{1}{3R\rho} \frac{\partial R^2 \rho U}{\partial R} - \frac{RU}{2R^2 \Omega} \frac{\partial R^2 \Omega}{\partial R} \right| = R^2 \beta \Omega \left| \frac{1}{3\rho} \frac{\partial R^2 \rho U}{\partial R} - \frac{U}{2\Omega} \frac{\partial R^2 \Omega}{\partial R} \right| = \\
&R^2 \beta \Omega \left| \frac{R^2 \rho}{3\rho} \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{2R\rho U}{3\rho} + \frac{R^2 U}{3\rho} \frac{\partial \rho}{\partial R} - \frac{2UR\Omega}{2\Omega} - \frac{UR^2}{2\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right| = \\
&R^2 \beta \Omega \left| \frac{R^2}{3} \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{2}{3} UR + \frac{R^2 U}{3\rho} \frac{\partial \rho}{\partial R} - UR - \frac{UR^2}{2\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right| = \\
&R^4 \beta \Omega \left| \frac{1}{3} \frac{\partial U}{\partial R} - \frac{U}{3R} + \frac{U}{3\rho} \frac{\partial \rho}{\partial R} - \frac{U}{2\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right| \Rightarrow \\
D_h^2 &= \frac{R_\odot^4 \beta}{3} r^4 \Omega \left| \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{r^2 \rho}{\sqrt{\nu}} \left[\frac{\partial U}{\partial \nu} + U \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \nu} - \frac{3}{2\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right) \right] - \frac{U}{R_\odot r} \right| \\
D_h^2 &= \left| C_1 \Omega \frac{\partial U}{\partial \nu} + C_2 \Omega U - C_3 U \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right|, \quad C_1 = \frac{8\pi R_\odot^6 \beta r^6 \rho}{9M_\odot \sqrt{\nu}} \\
C_2 &= C_1^* - C_2^*, \quad C_1^* = \frac{8\pi R_\odot^6 \beta r^6 \rho}{9M_\odot \sqrt{\nu}} \frac{\partial \ln \rho}{\partial \nu}, \quad C_2^* = \frac{R_\odot^3 \beta}{3} r^3, \quad C_3 = \frac{4\pi R_\odot^6 \beta r^6 \rho}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \\
D_v &= \frac{Ri_c (K + D_h) R^2}{N_T^2 + N_\mu^2 (1 + K/D_h)} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)^2 = \frac{64\pi^2 Ri_c R_\odot^6 r^6 \rho^2}{9M_\odot^2 \nu} \frac{D_h (1 + \frac{K}{D_h})}{\left[N_T^2 + N_\mu^2 \left(1 + \frac{K}{D_h} \right) \right]} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right)^2 \\
D_v &= \begin{cases} \nu_{\text{cin}} & \text{si } D_v < \nu_{\text{cin}} \\ D_v + \nu_{\text{cin}} & \text{sinon} \end{cases}, \quad \nu_{\text{cin}} = \frac{2 \cdot 10^{-15} T^{\frac{5}{2}} \sqrt{\bar{\nu}}}{\rho \bar{z}^4 \ln \lambda}, \quad \lambda = 1.3 \cdot 10^4 T^{\frac{3}{2}} n_e^{-\frac{1}{2}} \\
Ri_c &= \frac{1}{6}, \quad \bar{z} = \frac{\sum_i \bar{z}_i x_i}{\sum_i x_i}, \quad \bar{\nu} = \frac{\sum_i x_i \nu_i}{\sum_i x_i} \\
D_{\text{eff}} &= \frac{R_\odot^2 r^2 U^2}{30D_h} + D_v
\end{aligned}$$

Lorsque la diffusion microscopique est prise en compte, le coefficient D_{eff} de diffusion turbulente généré par la diffusion du moment cinétique est ajouté au coefficient de diffusion turbulente.

7.9.4.2 Formalisme simplifié de Castro, Vauclair & Richard

Castro et al. (2007, eq. 3-4-5) ont utilisé des coefficients de diffusivité simplifiés :

$$\begin{aligned}
D_h &= C_h R |U|, \quad C_h = 5 \times 10^4 \\
D_v &= C_v R |U|, \quad C_v = \alpha - \frac{1}{30C_h}, \quad \alpha = 6 \\
D_{\text{eff}} &= \alpha R |U|
\end{aligned}$$

7.9.5 Formalisme de Talon et al. (1997)

7.9.5.1 Les variables

- x_i , $i = 1, \dots, n_c$: abondances par mole
- $y_1 \equiv \Omega$: vitesse angulaire s^{-1} ,
- $y_2 \equiv U$: vitesse de circulation méridienne,
- $y_3 \equiv \Theta = \frac{\tilde{\rho}}{\rho}$: taux de fluctuation de la densité le long d'une isobare
- $y_4 \equiv \Lambda = \frac{\tilde{\mu}}{\mu}$: taux de fluctuation du poids moléculaire moyen le long d'une isobare
- $y_5 \equiv \Psi \equiv \frac{\tilde{T}}{T} = \frac{\varphi\Lambda - \Theta}{\delta}$: taux de fluctuation de la température le long d'une isobare
- $y_6 \equiv \mathcal{T}$: taux de transfert du moment cinétique par unité de masse.
- $y_7 \equiv \Upsilon$: second membre de l'équation de la vitesse de circulation méridienne.

Pour l'intégration numérique, le système des équations de la diffusion du moment cinétique est transformé en un système de 7 équations du premier ordre. La variable indépendante lagrangienne est ν .

7.9.5.2 Transport du moment cinétique

Dans une zone radiative, le moment cinétique par unité de masse, $R^2\Omega = R^2y_1$, vérifie l'équation de transport (Talon et al., 1997, eq. 4) :

$$\rho \frac{DR^2\Omega}{Dt} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^4 \rho \left(\frac{\Omega U}{5} + D_v \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) \right] - \rho \dot{\mathcal{M}}_\Omega \Rightarrow \quad (7.70)$$

$$R_\odot^2 \frac{Dr^2\Omega}{Dt} = \frac{8\pi R_\odot^6 r^2 \rho}{3M_\odot R_\odot^2 r^2 \rho \sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[r^4 \rho \left(\frac{\Omega U}{5} + \frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho D_v}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right) \right] - \dot{\mathcal{M}}_\Omega \Rightarrow$$

$$\frac{Dr^2\Omega}{Dt} = \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[r^4 \rho \left(\frac{\Omega U}{5} + \frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho}{3M_\odot \sqrt{\nu}} D_v \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right) \right] - \frac{\dot{\mathcal{M}}_\Omega}{R_\odot^2} \Rightarrow$$

$$\sqrt{\nu} \frac{Dr^2\Omega}{Dt} = \frac{8\pi R_\odot^2}{15M_\odot} \frac{\partial}{\partial \nu} (r^4 \rho \Omega U) + \frac{64\pi^2 R_\odot^4}{9M_\odot^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{r^6 \rho^2 D_v}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right) - \frac{\dot{\mathcal{M}}_\Omega \sqrt{\nu}}{R_\odot^2}$$

Pour l'intégration par collocation les équations sont mises sous la forme :

$$C_1 \Omega - C_2 = \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \nu} \quad (7.71)$$

$$\mathcal{T} = C_3 \Omega U + C_4 \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \quad (7.72)$$

$$C_1 = \frac{r^2 \sqrt{\nu}}{\Delta t}, \quad C_2 = (C_{11}^* - C_{12}^*) \sqrt{\nu}, \quad C_{11}^* = \frac{r^2(t) \Omega(t)}{\Delta t}, \quad C_{12}^* = \frac{\dot{\mathcal{M}}_\Omega}{R_\odot^2}$$

$$C_3 = \frac{8\pi R_\odot^2}{15M_\odot} r^4 \rho, \quad C_4 = \frac{64\pi^2 R_\odot^4}{9M_\odot^2} \frac{r^6 \rho^2 D_v}{\sqrt{\nu}}$$

7.9.5.3 Expressions initiales de \check{E}_Ω et \check{E}_μ

Au paragraphe suivant, dans les expressions initiales de Talon et al. (1997), pour E_Ω et E_μ des termes ont été regroupés. Pour référence, on reproduit les équations originales notées \check{E}_Ω pour \tilde{E}_Ω et \check{E}_μ pour \tilde{E}_μ ; \tilde{E}_Ω et \tilde{E}_μ sont définis plus avant.

$$\begin{aligned} \check{E}_\Omega = & -\frac{\rho_m}{\rho} \left\{ \frac{R}{3} \frac{\partial}{\partial R} \left[H_T \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Theta}{\delta} \right) + \left(1 - \frac{\chi_T + 1}{\delta} \right) \Theta \right] - \frac{2H_T}{R} \left(1 + \frac{D_h}{K} \right) \frac{\Theta}{\delta} + \frac{2}{3} \Theta \right\} \\ & - \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g}{\varepsilon_m} \left\{ H_T \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Theta}{\delta} \right) + \left[f_\varepsilon \left(\frac{\varepsilon_T}{\delta} - 1 \right) + 2 - \frac{\chi_T + 1}{\delta} \right] \Theta \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \check{E}_\mu = & \frac{\rho_m}{\rho} \left\{ \frac{R}{3} \frac{\partial}{\partial R} \left[H_T \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\varphi}{\delta} \Lambda \right) - \left(\chi_\mu + \frac{\chi_T + 1}{\delta} \varphi \right) \Lambda \right] - \frac{2H_T}{R} \frac{\varphi}{\delta} \Lambda \right\} \\ & + \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g}{\varepsilon_m} \left\{ H_T \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\varphi}{\delta} \Lambda \right) + \left(f_\varepsilon \varepsilon_\mu + f_\varepsilon \varepsilon_T \frac{\varphi}{\delta} - \chi_\mu - \frac{\chi_T + 1}{\delta} \varphi \right) \Lambda \right\} \end{aligned}$$

7.9.5.4 Expression vérifiée par E_Ω

Les quantités concernées²⁰ de \check{E}_Ω et \check{E}_μ ont été regroupées dans E_Ω .

$$\begin{aligned} E_\Omega = & 2 \left(1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} + \frac{\Omega_0^2}{2\pi G \rho_0} - \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g}{\varepsilon_m} \right) \frac{\tilde{g}}{g} + \tilde{E}_\Omega \\ = & \frac{8R_\odot^3}{3GM_\odot} \left(1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} + \frac{\Omega_0^2}{2\pi G \rho_0} - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \frac{r^3 \Omega^2}{\nu^{\frac{3}{2}}} + \tilde{E}_\Omega \\ \tilde{E}_\Omega = & \frac{\rho_m}{\rho} \left\{ \frac{R}{3} \frac{\partial}{\partial R} \left[H_T \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\varphi \Lambda - \Theta}{\delta} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - (1 + \chi_T) \frac{\varphi \Lambda - \Theta}{\delta} - \Theta - \chi_\mu \Lambda \right] \right. \\ & \left. - 2 \frac{H_T}{R} \left(\frac{\varphi \Lambda - \Theta}{\delta} + \frac{R\Theta}{3H_T} - \frac{D_h}{K} \frac{\Theta}{\delta} \right) \right\} \\ \tilde{E}_\Omega = & \frac{3M_\odot}{4\pi R_\odot^3} \frac{\nu^{\frac{3}{2}}}{r^3 \rho} \left\{ \frac{8\pi R_\odot^3}{9M_\odot} \frac{r^3 \rho}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[\frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{r^2 \rho H_T}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu} \Psi \right. \right. \\ & \left. \left. - (1 + \chi_T) \Psi - \Theta - \chi_\mu \Lambda \right] \right. \\ & \left. - 2 \frac{H_T}{R_\odot r} \left(\Psi + \frac{R_\odot}{3} \frac{r\Theta}{H_T} - \frac{D_h}{K} \frac{\Theta}{\delta} \right) \right\} \\ \tilde{E}_\Omega = & \nu \frac{16\pi R_\odot^2}{9M_\odot} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{r^2 \rho H_T}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \right) \\ & + \frac{2}{3} \nu \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ - (1 + \chi_T) \Psi - \Theta - \chi_\mu \Lambda \right\} \\ & - \nu \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \left[\Psi + \left(\frac{R_\odot r}{3H_T} - \frac{D_h}{K\delta} \right) \Theta \right] \end{aligned}$$

²⁰La quantité $\frac{\Omega_0^2}{2\pi G \rho_0}$ a été introduite par S.Mathis & JP. Zahn, pour éliminer une singularité sur U au centre, quand le cœur est radiatif.

7.9.5.5 Expression vérifiée par E_μ

Les quantités concernées de \check{E}_Ω et \check{E}_μ ont été regroupées dans E_μ .

$$\begin{aligned}
E_\mu = & \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g}{\varepsilon_m} \left[H_T \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\varphi \Lambda - \Theta}{\delta} \right) \right. \\
& + (f_\varepsilon \varepsilon_T - \chi_T - 1) \frac{\varphi \Lambda - \Theta}{\delta} - (2 - f_\varepsilon) \Theta + (f_\varepsilon \varepsilon_\mu - \chi_\mu) \Lambda \left. \right] = \\
& \nu \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{r^2 \rho H_T}{\nu^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} + \nu \frac{M_\odot \varepsilon_{nuc}}{L_\odot l} \sqrt{\nu} (\varepsilon_T \Psi + \Theta + \varepsilon_\mu \Lambda) \\
& - \nu \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{1}{\nu} [(\chi_T + 1) \Psi + 2\Theta + \chi_\mu \Lambda]
\end{aligned}$$

7.9.5.6 Expression vérifiée par $U = y_2$

Dans les zones radiatives :

$$\frac{M}{L} \left[\frac{U c_p T}{H_p} \left(\nabla_{ad} - \nabla + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \right) - \frac{c_p T}{\delta} \frac{D\Theta}{Dt} \right] \quad (7.73)$$

$$-2 \left(1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} + \frac{\Omega_0^2}{2\pi G \rho_0} - \frac{\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_g}{\varepsilon_m} \right) \frac{\tilde{g}}{g} = \tilde{E}_\Omega + E_\mu \Rightarrow \quad (7.74)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{M_\odot \nu^{\frac{3}{2}}}{L_\odot l} \left[\frac{c_p T}{H_p} \left(\nabla_{ad} - \nabla + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \right) U - \frac{c_p T}{\delta} \frac{\Theta - \Theta(t)}{\Delta t} \right] \\
& - \frac{8R_\odot^3}{3GM_\odot} \left(1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} + \frac{\Omega_0^2}{2\pi G \rho_0} - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \frac{r^3 \Omega^2}{\nu^{\frac{3}{2}}} = \\
& \nu \left\{ \frac{16\pi R_\odot^2}{9M_\odot} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{r^2 \rho H_T}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial \nu} [(1 + \chi_T) \Psi + \Theta + \chi_\mu \Lambda] \right. \\
& + \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{r^2 \rho H_T}{\nu^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} - \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \left[\Psi + \left(\frac{R_\odot r}{3H_T} - \frac{D_h}{K\delta} \right) \Theta \right] \\
& \left. + \frac{M_\odot \varepsilon_{nuc}}{L_\odot l} \sqrt{\nu} (\varepsilon_T \Psi + \Theta + \varepsilon_\mu \Lambda) - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{1}{\nu} [(\chi_T + 1) \Psi + 2\Theta + \chi_\mu \Lambda] \right\} \\
\Rightarrow & \\
& \frac{M_\odot \nu^{\frac{3}{2}}}{L_\odot l \nu} \left[\frac{c_p T}{H_p} \left(\nabla_{ad} - \nabla + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \right) U - \frac{c_p T}{\delta} \frac{\Theta - \Theta(t)}{\Delta t} \right] \\
& - \frac{8R_\odot^3}{3GM_\odot} \left(1 - \frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} + \frac{\Omega_0^2}{2\pi G \rho_0} - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \frac{r^3 \Omega^2}{\nu^{\frac{5}{2}}} - \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{r^2 \rho H_T}{\nu^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \\
& + \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \left[\Psi + \left(\frac{R_\odot r}{3H_T} - \frac{D_h}{K\delta} \right) \Theta \right] - \frac{M_\odot \varepsilon_{nuc}}{L_\odot l} \sqrt{\nu} (\varepsilon_T \Psi + \Theta + \varepsilon_\mu \Lambda) \\
& + \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{1}{\nu} [(\chi_T + 1) \Psi + 2\Theta + \chi_\mu \Lambda] = \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{16\pi R_\odot^2}{9M_\odot} \frac{r^2 \rho H_T}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} - \frac{2}{3} [(1 + \chi_T) \Psi + \Theta + \chi_\mu \Lambda] \right) \\
\Rightarrow & \\
& \frac{M_\odot c_p T \sqrt{\nu}}{L_\odot l H_p} \left(\nabla_{ad} - \nabla + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \right) U - \frac{M_\odot c_p T \sqrt{\nu}}{L_\odot l \delta} \frac{\Theta - \Theta(t)}{\Delta t} \\
& - \frac{8R_\odot^3}{3GM_\odot} \frac{r^3}{\nu^{\frac{5}{2}}} \Omega^2 + \frac{4R_\odot^3}{3\pi G^2 M_\odot} \frac{r^3}{\rho \nu^{\frac{5}{2}}} \Omega^4 - \frac{4R_\odot^3 \Omega_0^2}{3\pi G^2 M_\odot \rho_0 \nu^{\frac{5}{2}}} \Omega^2 + \frac{8R_\odot^3}{3GM_\odot} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{r^3}{\nu^{\frac{5}{2}}} \Omega^2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \Psi - \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{r^2 \rho H_T}{\nu^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} + \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \left(\frac{R_\odot}{3} \frac{r}{H_T} - \frac{D_h}{K\delta} \right) \Theta \\
& - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \varepsilon_T \sqrt{\nu}}{l} \Psi - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{l} \Theta - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \varepsilon_\mu \sqrt{\nu}}{l} \Lambda + \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{\chi_T + 1}{\nu} \Psi \\
& + \frac{2}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \Theta + \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{\chi_\mu}{\nu} \Lambda = \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{16\pi R_\odot^2}{9M_\odot} \frac{r^2 \rho H_T}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} - \frac{2}{3} [(1 + \chi_T) \Psi + \Theta + \chi_\mu \Lambda] \right) \\
& \implies \\
& \frac{4R_\odot^3}{3\pi G^2 M_\odot} \frac{r^3}{\rho \nu^{\frac{5}{2}}} \Omega^4 - \frac{8R_\odot^3}{3GM_\odot} \frac{r^3}{\nu^{\frac{5}{2}}} \left(1 + \frac{\Omega_0^2}{2\pi G \rho_0} - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \Omega^2 \\
& + \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_p T \sqrt{\nu}}{l H_p} \left(\nabla_{ad} - \nabla + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \right) U - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_p T \sqrt{\nu}}{l \delta \Delta t} \Theta + \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_p T \sqrt{\nu} \Theta(t)}{l \delta \Delta t} \\
& + \left(\frac{M_\odot}{2\pi R_\odot^3} \frac{\sqrt{\nu}}{r^3 \rho} - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{l} + \frac{2}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} - \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho K \delta} D_h \right) \Theta \\
& + \left(\frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{\chi_\mu}{\nu} - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \varepsilon_\mu \sqrt{\nu}}{l} \right) \Lambda + \left(\frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \varepsilon_T \sqrt{\nu}}{l} + \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{\chi_T + 1}{\nu} \right) \Psi \\
& - \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{r^2 \rho H_T}{\nu^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} = \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{16\pi R_\odot^2}{9M_\odot} \frac{r^2 \rho H_T}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} - \frac{2}{3} [(1 + \chi_T) \Psi + \Theta + \chi_\mu \Lambda] \right)
\end{aligned}$$

La forme utilisée pour l'intégration numérique est :

$$(C_5 \Omega^2 - C_7) \Omega^2 + C_{10} + C_6 U + C_{11} \Theta + C_{15} \Lambda + C_{12} \Psi - C_{13} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} = \frac{\partial \Upsilon}{\partial \nu} \quad (7.75)$$

$$\Upsilon = C_{17} \Theta + C_{18} \Lambda + C_{16} \Psi + C_{14} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \quad (7.76)$$

$$C_5 = \frac{4R_\odot^3}{3\pi G^2 M_\odot} \frac{r^3}{\rho \nu^{\frac{5}{2}}}, \quad C_6 = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_p T \sqrt{\nu}}{l H_p} \left| \nabla_{ad} - \nabla + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \right|,$$

$$C_7 = \frac{8R_\odot^3}{3GM_\odot} \frac{r^3}{\nu^{\frac{5}{2}}} \left(1 + \frac{\Omega_0^2}{2\pi G \rho_0} - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right), \quad C_{10} = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_p T \sqrt{\nu}}{l \delta \Delta t} \Theta(t)$$

$$C_{11} = C_2^* - C_3^* + C_4^* - C_5^* - C_{15}^*, \quad C_2^* = \frac{M_\odot}{2\pi R_\odot^3} \frac{\sqrt{\nu}}{r^3 \rho}, \quad C_3^* = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{l}$$

$$C_4^* = \frac{2}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m}, \quad C_5^* = \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu} D_h}{r^4 \rho K \delta}, \quad C_{15}^* = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_p T \sqrt{\nu}}{l \delta \Delta t}$$

$$C_{12} = C_6^* - C_7^* + C_8^*, \quad C_6^* = \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho}, \quad C_7^* = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \varepsilon_T \sqrt{\nu}}{l}$$

$$C_8^* = \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{\chi_T + 1}{\nu}, \quad C_{13} = \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{r^2 \rho H_T}{\nu^{\frac{3}{2}}}, \quad C_{14} = \frac{16\pi R_\odot^2}{9M_\odot} \frac{r^2 \rho H_T}{\sqrt{\nu}}$$

$$C_{15} = C_9^* - C_{10}^*, \quad C_9^* = \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{\chi_\mu}{\nu}, \quad C_{10}^* = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \varepsilon_\mu \sqrt{\nu}}{l}$$

$$C_{16} = -\frac{2}{3} (1 + \chi_T), \quad C_{17} = -\frac{2}{3}, \quad C_{18} = -\frac{2}{3} \chi_\mu$$

7.9.5.7 Expression vérifiée par $\Theta = y_3$

$$\Theta = \frac{\tilde{\rho}}{\bar{\rho}} = \frac{R^2}{3g} \frac{\partial \Omega^2}{\partial R} \quad (7.77)$$

$$\Theta = \frac{R_{\odot}^2 r^2 R_{\odot}^2 r^2 8\pi R_{\odot}^2 r^2 \rho 2\Omega}{3GM_{\odot}\nu^{\frac{3}{2}} 3M_{\odot}\sqrt{\nu}} \frac{\partial\Omega}{\partial\nu} = \frac{16\pi R_{\odot}^6 r^6 \rho \Omega}{9GM_{\odot}^2} \frac{\partial\Omega}{\nu^2 \partial\nu}$$

La forme utilisée pour l'intégration numérique est :

$$\begin{aligned} \Theta - C_{19}\Omega \frac{\partial\Omega}{\partial\nu} &= 0 \\ C_{19} &= \frac{16\pi R_{\odot}^6 r^6 \rho}{9GM_{\odot}^2 \nu^2} \end{aligned} \quad (7.78)$$

7.9.5.8 Fluctuation du poids moléculaire $\Lambda = y_4$

L'expression vérifiée par Λ est un problème de valeur initiale :

$$\frac{D\Lambda}{Dt} = \frac{\nabla_{\mu}U}{H_P} - \frac{6D_h\Lambda}{R^2}$$

La forme utilisée pour l'intégration numérique est :

$$\begin{aligned} C_{20}\Lambda - C_{22} - C_{21}U = 0 &\iff \Lambda = \frac{C_{22} + C_{21}U}{C_{20}} \\ C_{20} = C_1^* + C_{13}^*, \quad C_1^* &= \frac{1}{\Delta t}, \quad C_{13}^* = \frac{6D_h}{R_{\odot}^2 r^2}, \quad C_{21} = \frac{\nabla_{\mu}}{H_P}, \quad C_{22} = \frac{\Lambda(t)}{\Delta t} \end{aligned} \quad (7.79)$$

Expression substituée à Λ dans les équations précédentes.

7.9.5.9 Expression vérifiée par $\Psi = y_5$

$$\Psi = \frac{\varphi\Lambda - \Theta}{\delta}$$

La forme utilisée pour l'intégration numérique est :

$$\begin{aligned} \Psi - C_{24}\Lambda + C_{23}\Theta &= 0 \\ C_{24} = \frac{\varphi}{\delta}, \quad C_{23} &= \frac{1}{\delta} \end{aligned} \quad (7.80)$$

7.9.6 Formalisme de Mathis & Zahn (2004)

7.9.6.1 Les variables

On allège les notations originales :

$$\Phi \Rightarrow \phi, \hat{\phi}_2 \Rightarrow \Phi, \Psi_2 \Rightarrow \Psi, U_2 \Rightarrow U, \Lambda_2 \Rightarrow \Lambda, \mathcal{A}_2 \Rightarrow A.$$

Les indications entre parenthèses, telles que (Equ. B4), renvoient aux équations de l'article de référence.

On note les variables principales par des Majuscules :

1. x_i , $i = 1, \dots, n_c$: abondances par mole
2. $y_1 \equiv \Omega$: vitesse angulaire s^{-1} ,

3. $y_2 \equiv U$: vitesse de circulation méridienne,
4. $y_3 \equiv \Psi \equiv \frac{\tilde{T}}{T} = \frac{\varphi\Lambda - \Theta}{\delta}$: taux de fluctuation de la température le long d'une isobare
5. $y_4 \equiv \Lambda = \frac{\tilde{\mu}}{\mu}$: taux de fluctuation du poids moléculaire moyen le long d'une isobare
6. $y_5 \equiv \mathcal{T}$: taux de transfert du moment cinétique par unité de masse.
7. $y_6 \equiv \Upsilon$: second membre de l'équation de la vitesse de circulation méridienne.
8. $y_7 \equiv \Phi$: taux de fluctuation du potentiel gravitationnel le long d'une isobare.
9. $y_8 \equiv \Pi$: second membre de l'équation de Poisson.

On ramène le système des équations à un système d'équations du premier ordre totalement implicite. Il est résolu par la méthode de collocation.

Les facteurs numériques sont notés par F_n pour les différencier de ceux du formalisme de Talon et al. (1997).

7.9.6.2 Transport du moment cinétique

Dans une zone radiative, le moment cinétique par unité de masse vérifie l'équation de transport vertical (Mathis & Zahn (2004), équation 19) :

$$\begin{aligned}
\rho \frac{DR^2\Omega}{Dt} &= \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^4 \rho \left(\frac{\Omega U}{5} + D_v \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) \right] - \rho \dot{\mathcal{M}}_\Omega \Rightarrow & (7.81) \\
R_\odot^2 \frac{Dr^2\Omega}{Dt} &= \frac{8\pi R_\odot^6 r^2 \rho}{3M_\odot R_\odot^2 r^2 \rho \sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[r^4 \rho \left(\frac{\Omega U}{5} + \frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho D_v}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right) \right] - \dot{\mathcal{M}}_\Omega \Rightarrow \\
\frac{Dr^2\Omega}{Dt} &= \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot \sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu} \left[r^4 \rho \left(\frac{\Omega U}{5} + \frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho}{3M_\odot \sqrt{\nu}} D_v \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right) \right] - \frac{\dot{\mathcal{M}}_\Omega}{R_\odot^2} \Rightarrow \\
\sqrt{\nu} \frac{Dr^2\Omega}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{8\pi R_\odot^2}{15M_\odot} r^4 \rho \Omega U + \frac{64\pi^2 R_\odot^4}{9M_\odot^2} \frac{r^6 \rho^2 D_v}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right) - \frac{\dot{\mathcal{M}}_\Omega \sqrt{\nu}}{R_\odot^2}
\end{aligned}$$

Avec les notations des algorithmes, les équations s'écrivent :

$$\begin{aligned}
F_{26}\Omega - F_{30} &= \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \nu}, \quad \mathcal{T} = F_{31}\Omega U + F_{32} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} & (7.82) \\
F_{26} &= \frac{r^2 \sqrt{\nu}}{\Delta t}, \quad F_{30} = (F_{12}^* + F_{13}^*) \sqrt{\nu}, \quad F_{12}^* = \frac{r^2(t)\Omega(t)}{\Delta t}, \quad F_{13}^* = -\frac{\dot{\mathcal{M}}_\Omega}{R_\odot^2} \\
F_{31} &= \frac{8\pi R_\odot^2}{15M_\odot} r^4 \rho, \quad F_{32} = \frac{64\pi^2 R_\odot^4}{9M_\odot^2} \frac{r^6 \rho^2 D_v}{\sqrt{\nu}}
\end{aligned}$$

7.9.6.3 Vitesse de circulation méridienne U (Equ. B4)

$$0 = \frac{Mg\rho c_P T}{LP} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla) U \quad (7.83)$$

$$+2 \left\{ 1 - \frac{1}{6\pi G\rho R^2} \frac{\partial R^3 \Omega^2}{\partial R} - \frac{\epsilon + \epsilon_g}{\epsilon_m} \right\} \left\{ \frac{R^2 \Omega^2}{3g^2} \frac{dg}{dR} - \frac{2R\Omega^2}{3g} - \frac{d}{dR} \left(\frac{\Phi}{g} \right) \right\} \quad (7.84)$$

$$+\frac{R\Omega}{3\pi G\rho}\frac{\partial\Omega}{\partial R} \quad (7.85)$$

$$-\frac{\rho_m}{\rho}\left\{\frac{R}{3}\frac{\partial A}{\partial R}-\frac{2H_T}{R}\left(1+\frac{D_h}{K}\right)\Psi\right\} \quad (7.86)$$

$$-\frac{\epsilon+\epsilon_g}{\epsilon_m}\{A+[f_\epsilon(\epsilon_T-\delta)+\delta]\Psi+[f_\epsilon(\epsilon_\mu+\varphi)-\varphi]\Lambda\} \quad (7.87)$$

$$+\frac{Mc_P T}{L}\left(\frac{D\Psi}{Dt}+\phi\frac{D\ln\mu}{Dt}\Lambda\right) \quad (7.88)$$

On développe successivement chaque ligne.

7.9.6.3.1 Expressions dérivées de A (Equ. B5) Pour profiter de la réduction d'un ordre de dérivation (donc d'une variable principale) résultant de l'intégration par parties, comme il a été fait avec le groupe d'équations de Talon/Zahn, on divise les équations (Eq. B4) par ν et on remplace \mathcal{A} par son expression (Eq. B5).

$$\begin{aligned} A &= H_T \frac{\partial\Psi}{\partial R} - (1 - \delta + \chi_T) \Psi - (\varphi + \chi_\mu) \Lambda \\ A &= \frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho H_T}{3M_\odot} \frac{\partial\Psi}{\sqrt{\nu}} - (1 - \delta + \chi_T) \Psi - (\varphi + \chi_\mu) \Lambda \\ \frac{2}{3} \frac{\partial A}{\partial\nu} &= \frac{\partial}{\partial\nu} \left(\frac{16\pi R_\odot^2 r^2 \rho H_T}{9M_\odot} \frac{\partial\Psi}{\sqrt{\nu}} \right) - \frac{\partial}{\partial\nu} \left(\frac{2}{3} (1 - \delta + \chi_T) \Psi \right) - \frac{\partial}{\partial\nu} \left(\frac{2}{3} (\varphi + \chi_\mu) \Lambda \right) = \\ &= \frac{\partial}{\partial\nu} \left(F_{17} \frac{\partial\Psi}{\partial\nu} \right) + \frac{\partial F_{18} \Psi}{\partial\nu} + \frac{\partial F_{11} \Lambda}{\partial\nu}, \\ F_{17} &= \frac{16\pi R_\odot^2 r^2 \rho H_T}{9M_\odot} \frac{1}{\sqrt{\nu}}, \quad F_{18} = -\frac{2}{3} (1 - \delta + \chi_T), \quad F_{11} = -\frac{2}{3} (\varphi + \chi_\mu), \\ \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} A &= \frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho H_T}{3M_\odot} \frac{1}{\nu^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \frac{\partial\Psi}{\partial\nu} - \frac{1 - \delta + \chi_T}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \Psi - \frac{\varphi + \chi_\mu}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \Lambda \rightarrow \\ \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} A &= -F_{12} \frac{\partial\Psi}{\partial\nu} - \frac{1 - \delta + \chi_T}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \Psi - \frac{\varphi + \chi_\mu}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \Lambda, \\ F_{12} &= -\frac{8\pi R_\odot^2 r^2 \rho H_T}{3M_\odot} \frac{1}{\nu^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m}. \end{aligned}$$

7.9.6.3.2 Equation 7.83 (Page 124)

$$\frac{Mg\rho c_P T}{LP} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla) U = \nu \left\{ \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_P T \sqrt{\nu}}{l H_P} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla) U \right\}$$

7.9.6.3.3 Equation 7.84 (Page 124)

$$\begin{aligned} \frac{2}{\nu} \left\{ 1 - \frac{1}{6\pi G\rho R^2} \frac{\partial R^3 \Omega^2}{\partial R} - \frac{\epsilon + \epsilon_g}{\epsilon_m} \right\} &= \frac{2}{\nu} - \frac{1}{3\pi G\rho R^2 \nu} \left(3R^2 \Omega^2 + 2R^3 \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) - \frac{2}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} = \\ \frac{2}{\nu} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) - \frac{\Omega^2}{\pi G\rho \nu} - \frac{2R}{3\pi G\rho \nu} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial R} & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{R^2}{3g^2} \frac{dg}{dR} \Omega^2 - \frac{2R\Omega^2}{3g} - \frac{d}{dR} \left(\frac{\Phi}{g} \right) = \left(\frac{R}{3g} \frac{d \ln g}{d \ln R} - \frac{2R}{3g} \right) \Omega^2 + \frac{1}{Rg} \frac{d \ln g}{d \ln R} \Phi - \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial R} = \\
& \frac{R}{3g} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^2 + \frac{1}{gR} \frac{d \ln g}{d \ln R} \Phi - \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \\
& 2\{-\}\{-\} = \nu \left(\frac{2}{\nu} \{-\}\{-\} \right) = \\
& \nu \left\{ \frac{2R}{3g\nu} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^2 + \frac{2}{g\nu R} \frac{d \ln g}{d \ln R} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \Phi \right. \\
& \quad - \frac{2}{g\nu} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{R}{3\pi G g \rho \nu} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^4 - \frac{1}{\pi G g \rho \nu R} \frac{d \ln g}{d \ln R} \Omega^2 \Phi \\
& \quad + \frac{1}{\pi G g \rho \nu} \Omega^2 \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{2R^2}{9\pi G g \rho \nu} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \\
& \quad \left. - \frac{2}{3\pi G g \rho \nu} \frac{d \ln g}{d \ln R} \Omega \Phi \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{2R}{3\pi G g \rho \nu} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right\}
\end{aligned}$$

7.9.6.3.4 Equation 7.85 (Page 125)

$$\frac{R\Omega}{3\pi G \rho} \frac{\partial \Omega}{\partial R} = \nu \left\{ \frac{8R_\odot^3}{9M_\odot G} \frac{r^3}{\nu^{\frac{3}{2}}} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \right\}$$

7.9.6.3.5 Equation 7.86 (Page 125)

$$\begin{aligned}
& \frac{\rho_m}{\rho} \left\{ \frac{R}{3} \frac{\partial A}{\partial R} - \frac{2H_T}{R} \left(1 + \frac{D_h}{K} \right) \Psi \right\} = \\
& \frac{3M_\odot}{4\pi R_\odot^3} \frac{\nu^{\frac{3}{2}}}{r^3 \rho} \frac{R_\odot r}{3} \frac{8\pi R_\odot^2}{3M_\odot} \frac{r^2 \rho}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial A}{\partial \nu} - \frac{3M_\odot}{4\pi R_\odot^3} \frac{\nu^{\frac{3}{2}}}{r^3 \rho} \frac{2H_T}{R_\odot r} \left(1 + \frac{D_h}{K} \right) \Psi = \\
& \nu \frac{2}{3} \frac{\partial A}{\partial \nu} - \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \nu^{\frac{3}{2}}}{r^4 \rho} \left(1 + \frac{D_h}{K} \right) \Psi = \\
& \nu \left\{ \frac{\partial}{\partial \nu} \left(F_{17} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \right) + \frac{\partial F_{18} \Psi}{\partial \nu} + \frac{\partial F_{11} \Lambda}{\partial \nu} - \frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \left(1 + \frac{D_h}{K} \right) \Psi \right\}
\end{aligned}$$

7.9.6.3.6 Equation 7.87 (Page 125)

$$\begin{aligned}
& \frac{\epsilon + \epsilon_g}{\epsilon_m} \{ A + [f_\epsilon (\epsilon_T - \delta) + \delta] \Psi + [f_\epsilon (\epsilon_\mu + \varphi) - \varphi] \Lambda \} = \\
& \nu \left\{ \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} A + \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} [(f_\epsilon (\epsilon_T - \delta) + \delta)] \Psi + \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} [(f_\epsilon (\epsilon_\mu + \varphi) - \varphi)] \Lambda \right\} = \\
& \nu \left\{ -F_{12} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} + \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (f_\epsilon (\epsilon_T - \delta) + 2\delta - 1 - \chi_T) \Psi + \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (f_\epsilon (\epsilon_\mu + \varphi) - 2\varphi - \chi_\mu) \Lambda \right\} = \\
& = \nu \left\{ -F_{12} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} + \left(\frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\epsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{l} (\epsilon_T - \delta) + \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (2\delta - 1 - \chi_T) \right) \Psi \right. \\
& \quad \left. + \left(\frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\epsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{l} (\epsilon_\mu + \varphi) - \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (2\varphi + \chi_\mu) \right) \Lambda \right\}
\end{aligned}$$

7.9.6.3.7 Equation 7.88 (Page 125)

$$\frac{M_{c_P} T}{L} \left(\frac{D\Psi}{Dt} + \phi \frac{D \ln \mu}{Dt} \Lambda \right) = \nu \left\{ \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \frac{\sqrt{\nu} c_P T}{l \Delta t} \Psi + \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \frac{\sqrt{\nu} c_P T \phi}{l \Delta t} (\ln \mu - \ln \mu^t) \Lambda - \frac{M_{\odot}}{L_{\odot}} \frac{\sqrt{\nu} c_P T \Psi^t}{l \Delta t} \right\}$$

7.9.6.4 Regroupement

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{M_{\odot} c_P T \sqrt{\nu}}{L_{\odot} l H_P} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla) U \\ &+ \frac{2R}{3g\nu} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^2 + \frac{2}{g\nu R} \frac{d \ln g}{d \ln R} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \Phi \\ &- \frac{2}{g\nu} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{R}{3\pi G g \rho \nu} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^4 - \frac{1}{\pi G g \rho \nu R} \frac{d \ln g}{d \ln R} \Omega^2 \Phi \\ &+ \frac{1}{\pi G g \rho \nu} \Omega^2 \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{2R^2}{9\pi G g \rho \nu} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \\ &- \frac{2}{3\pi G g \rho \nu} \frac{d \ln g}{d \ln R} \Omega \Phi \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{2R}{3\pi G g \rho \nu} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{8R_{\odot}^3}{9M_{\odot} G} \frac{r^3}{\nu^{\frac{3}{2}}} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \\ &- \frac{\partial}{\partial \nu} \left(F_{17} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \right) - \frac{\partial F_{18} \Psi}{\partial \nu} - \frac{\partial F_{11} \Lambda}{\partial \nu} + \frac{3M_{\odot}}{2\pi R_{\odot}^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \left(1 + \frac{D_h}{K} \right) \Psi \\ &+ F_{12} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} - \left(\frac{M_{\odot} \varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{L_{\odot} l} (\epsilon_T - \delta) + \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (2\delta - 1 - \chi_T) \right) \Psi \\ &- \left(\frac{M_{\odot} \varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{L_{\odot} l} (\epsilon_{\mu} + \varphi) - \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (2\varphi + \chi_{\mu}) \right) \Lambda \\ &+ \frac{M_{\odot} \sqrt{\nu} c_P T}{L_{\odot} l \Delta t} \Psi + \frac{M_{\odot} \sqrt{\nu} c_P T \phi}{L_{\odot} l \Delta t} (\ln \mu - \ln \mu^t) \Lambda - \frac{M_{\odot} \sqrt{\nu} c_P T \Psi^t}{L_{\odot} l \Delta t} \end{aligned}$$

Ou encore :

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{R}{3\pi G g \rho \nu} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^4 - \frac{2R^2}{9\pi G g \rho \nu} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \\ &+ \frac{2R}{3g\nu} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \Omega^2 + \frac{8R_{\odot}^3}{9M_{\odot} G} \frac{r^3}{\nu^{\frac{3}{2}}} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} + \frac{1}{\pi G g \rho \nu} \Omega^2 \frac{\partial \Phi}{\partial R} \\ &- \frac{1}{\pi G g \rho \nu R} \frac{d \ln g}{d \ln R} \Omega^2 \Phi + \frac{2R}{3\pi G g \rho \nu} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{2}{3\pi G g \rho \nu} \frac{d \ln g}{d \ln R} \Omega \Phi \frac{\partial \Omega}{\partial R} \\ &+ \frac{2}{g\nu R} \frac{d \ln g}{d \ln R} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \Phi \\ &- \frac{2}{g\nu} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial R} - \frac{\partial F_{18} \Psi}{\partial \nu} - \frac{\partial F_{11} \Lambda}{\partial \nu} - \frac{\partial}{\partial \nu} \left(F_{17} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \right) + F_{12} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \\ &- \left(\frac{M_{\odot} \varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{L_{\odot} l} (\epsilon_T - \delta) + \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (2\delta - 1 - \chi_T) - \frac{M_{\odot} \sqrt{\nu} c_P T}{L_{\odot} l \Delta t} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{3M_\odot}{2\pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \left(1 + \frac{D_h}{K}\right) \Psi \\
& - \left(\frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{l} (\epsilon_\mu + \varphi) - \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (2\varphi + \chi_\mu) - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\sqrt{\nu} c_P T \phi}{l \Delta t} (\ln \mu - \ln \mu^t) \right) \Lambda \\
& - \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\sqrt{\nu} c_P T \Psi^t}{l \Delta t} + \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_P T \sqrt{\nu}}{l H_P} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla) U
\end{aligned}$$

La formulation utilisée s'écrit :

$$\begin{aligned}
& F_1 \Omega^4 + F_2 \Omega^3 \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} + F_3 \Omega^2 + F_4 \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} + F_5 \Omega^2 \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} + F_6 \Omega^2 \Phi + F_7 \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} \\
& + F_8 \Omega \Phi \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} + F_9 \Phi + F_{10} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} - \frac{\partial F_{18} \Psi}{\partial \nu} - \frac{\partial F_{11} \Lambda}{\partial \nu} - \frac{\partial}{\partial \nu} \left(F_{17} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \right) + F_{12} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \\
& + F_{13} \Psi + F_{14} \Lambda + F_{15} + F_{16} U = 0 \implies \\
& (F_1 \Omega^2 + F_3) \Omega^2 + (F_2 \Omega^2 + F_8 \Phi + F_4) \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} + (F_6 \Omega^2 + F_9) \Phi + F_7 \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} \\
& + (F_5 \Omega^2 + F_{10}) \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} + F_{12} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} + F_{13} \Psi + F_{14} \Lambda + F_{15} + F_{16} U = \frac{\partial \Upsilon}{\partial \nu} \quad (7.89)
\end{aligned}$$

$$\Upsilon = F_{17} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} + F_{11} \Lambda + F_{18} \Psi \quad (7.90)$$

Les coefficients ont pour expressions :

$$\begin{aligned}
& F_1 \Omega^4, F_1 = -\frac{R_\odot}{3\pi G} \frac{r}{\rho \nu g} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right), F_2 \Omega^3 \frac{\partial \Omega}{\partial \nu}, F_2 = -\frac{16 R_\odot^4}{27 M_\odot G} \frac{r^4}{g \nu^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right) \\
& F_3 \Omega^2, F_3 = \frac{2 R_\odot}{3} \frac{r}{g \nu} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \left(\frac{d \ln g}{d \ln R} - 2 \right), F_4 \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu}, F_4 = \frac{8 R_\odot^3}{9 M_\odot G} \frac{r^3}{\nu^{\frac{3}{2}}} \\
& F_5 \Omega^2 \frac{\partial \Phi}{\partial \nu}, F_5 = \frac{8 R_\odot^2}{3 M_\odot G} \frac{r^2}{g \nu^{\frac{3}{2}}}, F_6 \Omega^2 \Phi, F_6 = -\frac{1}{\pi G R_\odot} \frac{1}{g \rho \nu r} \frac{d \ln g}{d \ln R}, F_7 \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu}, F_7 = \frac{128 \pi R_\odot^5}{27 M_\odot^2 G} \frac{r^5 \rho}{g \nu^2} \\
& F_8 \Omega \Phi \frac{\partial \Omega}{\partial \nu}, F_8 = -\frac{16 R_\odot^2}{9 M_\odot G} \frac{r^2}{g \nu^{\frac{3}{2}}} \frac{d \ln g}{d \ln R}, F_9 \Phi, F_9 = \frac{2}{R_\odot} \frac{1}{g \nu r} \frac{d \ln g}{d \ln R} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right) \\
& F_{10} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu}, F_{10} = -\frac{16 \pi R_\odot^2}{3 M_\odot} \frac{r^2 \rho}{g \nu^{\frac{3}{2}}} \left(1 - \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \right), \frac{\partial F_{11} \Lambda}{\partial \nu}, F_{11} = -\frac{2}{3} (\varphi + \chi_\mu) \\
& F_{12} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu}, F_{12} = -\frac{8 \pi R_\odot^2}{3 M_\odot} \frac{r^2 \rho H_T}{\nu^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} \\
& F_{13} \Psi, F_{13} = -(F_1^* + F_2^* + F_3^* + F_4^*), F_1^* = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{l} (\epsilon_T - \delta), \\
& F_2^* = \frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (2\delta - 1 - \chi_T), F_3^* = -\frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\sqrt{\nu} c_P T}{l \Delta t}, F_4^* = -\frac{3 M_\odot}{2 \pi R_\odot^4} \frac{H_T \sqrt{\nu}}{r^4 \rho} \left(1 + \frac{D_h}{K} \right) \\
& F_{14} \Lambda, F_{14} = -(F_5^* + F_6^* + F_7^*), F_5^* = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\varepsilon_{\text{nuc}} \sqrt{\nu}}{l} (\epsilon_\mu + \varphi), \\
& F_6^* = -\frac{1}{\nu} \frac{\partial \ln l}{\partial \ln m} (2\varphi + \chi_\mu), F_7^* = -\frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\sqrt{\nu} c_P T \phi}{l \Delta t} (\ln \mu - \ln \mu^t) \\
& F_{15}, F_{15} = -\frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{\sqrt{\nu} c_P T \Psi^t}{l \Delta t}, F_{16} U, F_{16} = \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{c_P T \sqrt{\nu}}{l H_P} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla)
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial \nu} \left(F_{17} \frac{\partial \Psi}{\partial \nu} \right), \quad F_{17} = \frac{16\pi R_{\odot}^2 r^2 \rho H_{\Gamma}}{9M_{\odot} \sqrt{\nu}}, \quad F_{18} \Psi, \quad F_{18} = -\frac{2}{3}(1 - \delta + \chi_{\Gamma})$$

7.9.6.5 Relation barocline (Equ. B6)

$$\begin{aligned} \Theta &= \frac{R^2}{3g} \frac{\partial \Omega^2}{\partial R} = \frac{2R^2}{3g} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial R} = \varphi \Lambda - \delta \Psi \implies \frac{16\pi R_{\odot}^4 r^4 \rho}{9M_{\odot} g \sqrt{\nu}} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} - \varphi \Lambda + \delta \Psi = 0 \implies \\ F_{19} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} + F_{20} \Lambda + F_{21} \Psi &= 0 \quad (7.91) \\ F_{19} &= \frac{16\pi R_{\odot}^4 r^4 \rho}{9M_{\odot} g \sqrt{\nu}}, \quad F_{20} = -\varphi, \quad F_{21} = \delta \end{aligned}$$

7.9.6.6 Fluctuations du poids moléculaire (Equ. B7)

$$\begin{aligned} \frac{D\Lambda}{Dt} + \left(\frac{6D_h}{R^2} - \frac{D \ln \mu}{Dt} \right) \Lambda - \frac{U \nabla \mu}{H_P} &= 0 \implies F_{22} U + F_{23} \Lambda + F_{24} = 0 \quad (7.92) \\ F_{22} &= -\frac{\nabla \mu}{H_P}, \quad F_{23} = F_8^* + F_9^*, \quad F_8^* = \frac{6}{R_{\odot}^2} \frac{D_h}{r^2}, \quad F_9^* = -\frac{\ln \mu - \ln \mu^t - 1}{\Delta t}, \quad F_{24} = -\frac{\Lambda^t}{\Delta t} \end{aligned}$$

Pour la formation des algorithmes, cette expression a été substituée à Λ dans les équations précédentes.

7.9.6.7 Equation de Poisson (Equ. B8)

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{R} \frac{\partial^2 R \Phi}{\partial R^2} - \left(\frac{6}{R^2} + \frac{4\pi G}{g} \frac{\partial \rho}{\partial R} \right) \Phi + \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho R}{g} \Omega^2 - \frac{4\pi G}{3g} \frac{\partial}{\partial R} (\rho R^2 \Omega^2) \\ \frac{1}{R} \frac{\partial^2 R \Phi}{\partial R^2} &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\Phi + R \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) \\ \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho R}{g} \Omega^2 - \frac{4\pi G}{3g} \frac{\partial}{\partial R} (\rho R^2 \Omega^2) &= \\ \frac{4\pi G}{3g} 2R \rho \Omega^2 - \frac{4\pi G}{3g} \left(2R \rho + R^2 \frac{\partial \rho}{\partial R} \right) \Omega^2 - \frac{8\pi G}{3g} \rho R^2 \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial R} &= \\ -\frac{4\pi G}{3} \frac{R^2 \rho}{g} \frac{\partial \ln \rho}{\partial R} \Omega^2 - \frac{8\pi G}{3} \frac{\rho R^2}{g} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial R} &\implies \\ 0 &= \frac{8\pi R_{\odot}}{3M_{\odot}} \frac{r \rho}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\Phi + \frac{8\pi R_{\odot}^3 r^3 \rho}{3M_{\odot} \sqrt{\nu}} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} \right) - \left(\frac{6}{R_{\odot}^2 r^2} + \frac{32\pi^2 R_{\odot}^2 G r^2 \rho^2}{3M_{\odot} g \sqrt{\nu}} \frac{\partial \ln \rho}{\partial \nu} \right) \Phi \\ -\frac{32\pi^2 R_{\odot}^4 G r^4 \rho^2}{9M_{\odot} g \sqrt{\nu}} \frac{\partial \ln \rho}{\partial \nu} \Omega^2 - \frac{64\pi^2 R_{\odot}^4 G r^4 \rho^2}{9M_{\odot} g \sqrt{\nu}} \Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} & \\ \text{En multipliant par } \frac{3M_{\odot} \sqrt{\nu}}{8\pi R_{\odot} r \rho} : & \\ \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\Phi + \frac{8\pi R_{\odot}^3 r^3 \rho}{3M_{\odot} \sqrt{\nu}} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} \right) - \left(\frac{9M_{\odot} \sqrt{\nu}}{4\pi R_{\odot}^3 r^3 \rho} + 4\pi R_{\odot} G \frac{r \rho}{g} \frac{\partial \ln \rho}{\partial \nu} \right) \Phi & \end{aligned}$$

$$-\frac{4\pi R_{\odot}^3 G r^3 \rho}{3} \frac{\partial \ln \rho}{g} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \Omega^2 - \frac{8\pi R_{\odot}^3 G r^3 \rho}{3} \frac{\partial \Omega}{g} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} = 0$$

L'équation de Poisson se ramène à :

$$F_{29}\Omega^2 + F_{28}\Omega \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} + F_{27}\Phi = \frac{\partial \Pi}{\partial \nu} \quad (7.93)$$

$$\Pi = \Phi + F_{25} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} \quad (7.94)$$

$$F_{25} = \frac{8\pi R_{\odot}^3 r^3 \rho}{3M_{\odot} \sqrt{\nu}}, \quad F_{27} = F_{10}^* + F_{11}^*, \quad F_{10}^* = \frac{9M_{\odot} \sqrt{\nu}}{4\pi R_{\odot}^3 r^3 \rho}, \quad F_{11}^* = 4\pi G R_{\odot} \frac{r \rho}{g} \frac{\partial \ln \rho}{\partial \nu},$$

$$F_{28} = \frac{8\pi G R_{\odot}^3 r^3 \rho}{3} \frac{\partial \ln \rho}{g}, \quad F_{29} = \frac{4\pi R_{\odot}^3 G r^3 \rho}{3} \frac{\partial \ln \rho}{g} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu}$$

7.9.7 Les conditions physiques dans les zones mélangées

Les zones mélangées, *i.e.* zones convectives éventuellement overshootées, apparaissent, disparaissent au cours de l'évolution. L'observation semble montrer que la vitesse angulaire y est constante, il y a **rotation solide**. Dans le milieu turbulent la vitesse de circulation méridienne U n'a pas de sens physique. De fait, le gradient de la vitesse angulaire n'est pas exactement nul, il correspond à un transfert de moment cinétique qui assure la quasi uniformité de la vitesse angulaire. Ce modèle correspond bien à l'image que l'on peut se faire d'un mélange qui, bien que rapide, ne peut être instantané. Son échelle de temps est toutefois petite en regard des autres échelles de temps en présence, celles de Kelving-Helmoltz en particulier.

Avec une rotation solide $\frac{\partial \Omega}{\partial \nu} = 0$. Le moment cinétique par unité de masse $R^2 \Omega$ n'est pas constant. Le moment cinétique total dans une zone convective varie au cours de l'évolution, à cause d'une part des variations des conditions physiques, température, densité composition chimique et, d'autre part en raison des modifications de son étendue. À l'image de ce qui est fait pour la composition chimique, CESAM2k propose deux formalismes pour assurer l'uniformisation de la vitesse angulaire.

Formalisme par diffusion : L'uniformisation de la vitesse angulaire dans les zones convectives est réalisée par une diffusion verticale de coefficient très grand devant l'unité, $D_v \gg 1$. Les équations de transport vertical du moment cinétique 7.71 (Page 119) et 7.82 (Page 124), dans les zone convective, deviennent respectivement :

$$C_1 \Omega - C_2 = \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \nu}, \quad \mathcal{T} = C_4 \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \quad (7.95)$$

$$F_{26} \Omega - F_{30} = \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \nu}, \quad \mathcal{T} = F_{32} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \quad (7.96)$$

Dans l'équation 7.92 (Page 129) d'évolution des fluctuations du poids moléculaire, $D_h \gg 1$ entraîne $\Lambda = 0$ et, de là, $\Psi = 0$ (*cf.* Eq. 7.91 (Page 129)). Ces conditions entraînent la discontinuité des gradients des fonctions inconnues aux limites entre zones radiatives et zones mélangées. Pour éviter d'introduire des limites internes mobiles et en nombre variable, ce qui compliquerai l'intégration numérique, des bases de B-splines continues non dérivables sont utilisées pour la diffusion du moment cinétique. Les discontinuités des gradients sont alors implicitement prises en compte

par CESAM2k.

Ainsi dans les zones mélangées :

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \sim 0, \quad U = 0, \quad \Theta = 0, \quad \Lambda = 0, \quad \Psi = 0, \quad \Upsilon = 0. \quad (7.97)$$

Dans une zone convective, le taux de transport vertical du moment cinétique se réduit à :

$$\mathcal{T} = \frac{64\pi^2 R_\odot^4}{9M_\odot^2} \frac{r^6 \rho^2 D_v}{\sqrt{\nu}} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu}$$

et l'équation de transport vertical du moment cinétique devient :

$$\begin{aligned} C_1 \Omega - C_2 &= \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \nu}, & \mathcal{T} &= C_4 \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \\ F_{26} \Omega - F_{30} &= \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial \nu}, & \mathcal{T} &= F_{32} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} \end{aligned}$$

Dans une zone radiative, la diffusion verticale du moment cinétique procède de deux processus, une advection liée à la vitesse de circulation méridienne et une diffusion proprement dite. Le processus d'échange de moment cinétique entre une zone convective et une zone radiative adjacentes est inconnu. On admet que la vitesse angulaire et le taux de transfert vertical du moment cinétique sont des fonctions continues sur les limites zone convective/zone radiative. En raison des mouvements turbulents à grande échelle dont la zone convective est le siège, le taux de transfert vertical de moment cinétique entre une zone convective et une zone radiative adjacentes est supposé correspondre au taux du processus d'advection affectant la zone radiative.

$$\mathcal{T} = C_3 U \Omega, \quad \mathcal{T} = F_{31} U \Omega$$

La résolution de ces équations conduit à la connaissance de la valeur de la vitesse de circulation méridienne coté radiatif des limites zone radiative / zone convective. La vitesse de circulation méridienne U n'intervient pas dans les équations vérifiées dans les zone convective, *cf.* équation 7.95 (Page 130). Du point de vue algorithmique, il est possible d'utiliser la variable attachée à U dans l'intégration de l'équation 7.95 (Page 130) et de supposer U comme une variable continue aux limites zone radiative/ zone convective. Ce dispositif, utilisé dans CESAM2k, simplifie les algorithmes. Dans les zones convectives, on définit une vitesse U par :

$$U = \frac{\mathcal{T}}{C_3 \Omega}, \quad U = \frac{\mathcal{T}}{F_{31} \Omega}$$

7.9.8 Les conditions physiques aux limites

Le problème différentiel, dans son ensemble est constitué d'un problème différentiel de conditions initiales pour Λ , d'une définition pour Ψ , de problèmes problème aux limites de conditions initiales pour Ω , U et Φ . Pour sa résolution numérique, il est ramené à un problème aux limites de conditions initiales constitué, suivant le formalisme retenu, de 7 ou 8 équations différentielles et scalaires.

La méthode numérique utilisée nécessite la connaissance d'un nombre égal de conditions limites.

Le centre : ($\nu = \nu_0 = 0$), suivant l'état d'évolution le centre peut être situé dans une zone radiative ou dans une zone convective. Les conditions limites utilisées sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} = 0, \quad U = 0, \quad \Lambda = 0, \quad \Upsilon = 0 \quad (\text{formalisme tz97}) \\ \frac{\partial \Omega}{\partial \nu} = 0, \quad U = 0, \quad \Lambda = 0, \quad \Upsilon = 0, \quad \Phi = 0 \quad (\text{formalisme mz04}) \end{aligned}$$

La surface : La partie externe de l'enveloppe, zone d'ionisation de l'hydrogène, est toujours une zone convective.

Limite externe pour l'équation de Poisson : Suivant Mathis & Zahn (2004) le potentiel gravitationnel Φ vérifie (correction faite d'une erreur d'homogénéité) :

$$\begin{aligned} 3\Phi + R \frac{\partial \Phi}{\partial R} = 0 \Rightarrow \Phi = -\frac{R}{3} \frac{\partial \Phi}{\partial R} \Rightarrow \Phi = -\frac{F_{25}}{3} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} \Rightarrow \\ \Pi = \Phi + F_{25} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} = \frac{2}{3} F_{25} \frac{\partial \Phi}{\partial \nu} = -2\Phi \end{aligned}$$

Les conditions limites utilisées sont :

$$\begin{aligned} U = 0, \quad \Psi = 0, \quad \Theta = 0 \quad (\text{formalisme tz97}) \\ \mathcal{T} = 0, \quad \Psi = 0, \quad \Pi + 2\Phi = 0 \quad (\text{formalisme mz04}) \end{aligned}$$

7.9.9 Les conditions initiales

Des conditions initiales doivent être définies pour la vitesse angulaire Ω_0 , la vitesse de circulation méridienne U_0 et le taux de fluctuation du poids moléculaire moyen Λ_0 . Les conditions initiales sont établies par la routine `PRIVATE initialise_rota` du module `MOD_CESAM`.

Vitesse angulaire initiale : on ne dispose pas de données observationnelles permettant d'inférer la répartition spatiale de la vitesse angulaire d'un modèle initial de pré-séquence principale ou de séquence principale d'âge zéro. Faute de mieux, `CESAM2k` suppose la rotation solide. La vitesse angulaire initiale est déduite de la variable `W_ROT` du fichier de données `mon_model.e.don`, cf. § 3.2 (Page 21).

Il est toutefois possible d'utiliser un profil de rotation grossièrement similaire à celui que l'on peut inférer des observations de sismologie solaire :

$$\Omega_0(r, 0) = \Omega_0 \left\{ 1 + q \left[1 + \cos \left(\pi \frac{r}{R_\star} \right) \right] \right\}$$

Ω_0 est la vitesse angulaire initiale, éventuellement déduite de la période de rotation et du rayon total initial, cf. § 3.2 (Page 21). $q \geq -1$ est un paramètre permettant de fixer le rapport entre la vitesse angulaire au centre et à la surface, $q = 0$ correspond à une rotation rigide. q est la variable `w_form` du module `MOD_DONNEES` elle y

est fixée à 0. Pour utiliser une valeur différente, il convient de la redéfinir à l'aide d'un fichier de "réglages", cf. § 4.8 (Page 45). Avec $q \neq 0$, le profil de Ω_0 n'est pas uniformisé dans les zone convective. Ω est initialisé dans la routine `w_initial` du module `MOD_CESAM`.

Vitesse de circulation méridienne initiale : cette quantité n'est pas accessible à l'observation. De façon euristique, dans la routine `u_initial` du module `MOD_CESAM`, U_0 est obtenu par la relation empirique :

$$U_0(R) = \frac{|w_{\text{rot}}|u_i}{2 - (R/R_*)^2}$$

où u_i est un paramètre fixé à 10^{-4} et w_{rot} la valeur de la variable `W_ROT` du fichier de données `mon_modele.don`.

Taux de fluctuation du poids moléculaire moyen : Λ est supposé nul à l'instant initial : $\Lambda_0 = 0$.

Conditions initiales pour Θ , et Ψ : elles sont nécessaires pour la résolution numérique, la formulation des équations étant implicite. `CESAM2k` les calcule à partir des relations les définissant, cf. équation 7.77 (Page 122) et équation 7.80 (Page 123), en utilisant les valeurs initiales retenues pour Ω et Λ .

Conditions initiales pour Φ : Le potentiel gravitationnel initial doit vérifier l'équation de Poisson. Il est obtenu en intégrant l'équation de Poisson du formalisme de Mathis & Zahn (2004) par éléments finis.

7.9.10 Pertes / gains de moment cinétique

Par l'intermédiaire de la routine générique `pertw` `CESAM2k` offre la possibilité d'utiliser différentes formes de pertes/gains de moment cinétique. Chacune d'elles dépend d'un paramètre libre, respectivement a , γ , ϖ , transmis par la variable `p_pertw` du fichier de données, cf. § 3.2 (Page 21). Une valeur négative/positive de ce paramètre correspond à une perte/gain de moment cinétique. Cette perte/gain de moment cinétique ne concerne que la zone convective externe. Les formes suivantes sont implantées dans `CESAM2k` :

- `pertw_sch` : La variation temporelle de moment cinétique par unité de masse et de temps, proportionnelle à Ω^3 (Schumanish), est modélisée par :

$$\dot{\mathcal{M}}_{\Omega} = aR^2\Omega_s^3, \quad |a| \sim 1.10^{-9}\text{s}.$$

- `pertw_loc` : Perte / gain de moment cinétique proportionnel à l'énergie cinétique de rotation locale. La variation temporelle de moment cinétique par unité de masse est modélisée par :

$$\dot{\mathcal{M}}_{\Omega} = \gamma R^2\Omega^2, \quad |\gamma| \sim 10^{-13} \sim 10^{-14}.$$

- `pertw_ptm` : Perte / gain de moment cinétique conséquence d'une perte / gain de masse $\dot{\mathcal{M}}$. Dans le cas d'une perte de masse, $\dot{\mathcal{M}} < 0$, on suppose qu'une couche externe se détache et emporte avec elle son moment cinétique, alors $\varpi = 1$. La perte de moment cinétique par unité de masse est approchée par :

$$\dot{\mathcal{M}}_{\Omega} = \varpi \frac{\dot{\mathcal{M}}}{M_{\text{ZC}}} R_{\text{ZC}}^2 \Omega_{\text{ZC}}.$$

Dans le cas d'un gain de masse, $\dot{\mathcal{M}} > 0$, on suppose que l'apport de masse est animé d'une vitesse angulaire égale à celle de la couche externe avec un rayon de giration égal au rayon de l'étoile, $\varpi > 0$ peut être utilisé pour adapter ces dispositions.

- **pertw_0** : On ignore les perte / gain de moment cinétique. La variation temporelle de moment cinétique est modélisée par :

$$\dot{\mathcal{M}}_{\Omega} = 0.$$

Chutes de planétoïdes : un gain/perte de moment cinétique de la zone convective externe résulte des chutes de planétoïdes, cf. § 7.8.2 (Page 103). En notant Ω_{pl} la vitesse angulaire des planétoïdes, $R_{\text{pl}} \geq R_{\star}$ le rayon de giration des planétoïdes, l'apport de moment cinétique par unité de masse est :

$$\dot{\mathcal{M}}_{\Omega} = \frac{N_{\text{P}} M_{\oplus}}{M_{\text{ZC}}} \mathcal{P}(t) R_{\text{pl}}^2 \Omega_{\text{pl}}.$$

$N_{\text{P}} > 0$ est le nombre total de planétoïdes de masse terrestre, M_{\oplus} , reçus par l'étoile, $\mathcal{P}(t)$ la fonction décrivant la dépendance temporelle, cf. § 4.6 (Page 43). Une vitesse angulaire positive des planétoïdes accroît le moment cinétique total de la zone convective externe.

7.10 La convection

7.10.1 Critères de convection

L'énergie est transportée par convection lorsqu'est vérifié cf. Cox & Giuli (1968, p. 276) ou encore Kippenhahn & Weigert (1991, p. 39) :

- soit le critère de Ledoux, qui tient compte du gradient de composition chimique :

$$\nabla_{\text{rad}} < \nabla_{\text{ad}}^* + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu} \sim \frac{4 - 3\beta}{\beta} (\nabla_{\text{ad}}^* - \nabla_{\text{rad}}) + \nabla_{\mu} < 0, \quad (\varphi \equiv \frac{d \ln \rho}{d \ln \mu}, \quad \nabla_{\mu} \equiv \frac{d \ln \mu}{d \ln P})$$

ici $\beta = P_{\text{gaz}}/P$, P_{gaz} est la pression gazeuse, $P = P_{\text{gaz}} + P_{\text{rad}}$ est la pression totale, $P_{\text{rad}} = a/3T^4$ est la pression de radiation et :

$$\mu^{-1} = \mu_i^{-1} + \mu_e^{-1} \sim 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{Z}{2} = \frac{3 + 5X - Z}{4}, \quad \nabla_{\mu} = \frac{4\pi R^4 P}{GM} \frac{\partial \mu}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial M},$$

- soit le critère de Schwarzschild :

$$\nabla_{\text{ad}}^* - \nabla_{\text{rad}} < 0.$$

On a noté ∇_{ad}^* le gradient corrigé de la pression turbulente :

$$\nabla_{\text{ad}}^* = \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} \frac{d \ln P_{\text{gaz}}}{d \ln P}. \quad (7.98)$$

Le calcul de $\frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu}$ nécessite la connaissance des taux d'ionisation partielle des divers éléments. Ces quantités ne sont pas explicitement accessibles avec les équations

d'état tabulées dont on dispose. Pour le critère de Ledoux on utilise l'approximation "gaz parfait avec radiation" de l'équation d'état (Cox & Giuli, 1968, Eq.3-30, p. 276) :

$$P = \frac{\rho \mathcal{R} T}{\mu} + \frac{a}{3} T^4$$

mène à l'approximation fréquemment utilisée :

$$\frac{\varphi}{\delta} \sim \frac{\beta}{4 - 3\beta}.$$

Suivant la valeur `.TRUE.` ou `.FALSE.`, de la variable logique `ledoux` de la NAMELIST `NL_CONV` du fichier de données, l'un ou l'autre de ces deux critères est utilisé. Le critère de convection est formulé dans les routines `thermo`, *cf.* § 8.131 (Page 217) `thermo_atm`, *cf.* § 8.132 (Page 218) et `dgrad`, *cf.* § 8.28 (Page 163). Dans la restitution de la partie convective de l'atmosphère, le gradient radiatif sera modifié afin d'assurer la continuité du gradient de température, *cf.* § 7.3.3 (Page 82).

7.10.2 Calcul du gradient convectif

La routine `conv_jmj`, *cf.* § 8.22 (Page 161), utilise un formalisme proche de celui de Henyey et al. (1965) :

$$\begin{aligned} \nabla - \nabla_{\text{ad}}^* &= \frac{\Gamma(\Gamma + 1)}{B}, \quad \nabla_{\text{ad}}^* = \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} \frac{d \ln P_{\text{gaz}}}{d \ln P}, \quad B = \xi \frac{l^4 g \delta (\rho c_p)^2}{H_p K^2}, \quad (7.99) \\ K &= \frac{4acT^3}{3\kappa\rho}, \quad g = \frac{GM}{R^2}, \quad \xi = \frac{1}{72} \left(3 \frac{V}{Al}\right)^2 \left(1 + \frac{2Al}{3V\tau^2}\right)^2, \end{aligned}$$

P_{gaz} est la pression gazeuse *i.e.* thermodynamique + radiative et P est la pression totale *i.e.* gazeuse + turbulente, *cf.* § 7.10.3 (Page 136), $P = P_{\text{gaz}} + P_{\text{tur}}$, τ est l'épaisseur optique Rosseland de l'élément convectif :

$$\tau = \kappa \rho l = \kappa \rho \alpha H_p,$$

$l = \alpha H_p$ est la longueur de mélange, $H_p = -\frac{dR}{d \ln P} = P/\rho g$ est l'échelle de hauteur de pression. Γ est l'efficacité de la convection, zéro réel de la cubique :

$$\begin{aligned} \Phi \Gamma^3 + \Gamma(\Gamma + 1) &= B(\nabla_{\text{rad}} - \nabla_{\text{ad}}^*), \quad (7.100) \\ \Phi &= \varphi \left(1 + \frac{2Al}{3V\tau^2}\right)^{-1}, \quad \varphi = \frac{3}{2} \left(3 \frac{V}{Al}\right)^{-1}, \quad \nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa LP}{mT^4}. \end{aligned}$$

La quantité V/A est le rapport du volume/surface de l'élément convectif. Le terme correctif $\frac{\partial \ln P_{\text{gaz}}}{\partial \ln P}$ qui affecte le gradient adiabatique $\nabla_{\text{ad}} \equiv \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2}$ dans l'expression de ∇^* , *cf.* Eq. 7.99 (Page 135), est introduit pour avoir une estimation du gradient de température lors d'une transformation adiabatique avec pression turbulente, ce qui est très approximatif et physiquement mal établi.

En un point d'une zone convective, il semble irréaliste que la longueur de mélange puisse être supérieure à la distance qui sépare ce point de la plus proche limite de la zone convective. Ainsi que Eggleton (1972) l'a proposé, dans la routine `conv_a0`,

cf. §8.19 (Page 160), la longueur de mélange est prise égale à $l = \alpha_0 H_p$ avec $\alpha_0 \equiv \alpha(1 - \nabla_{\text{ad}}^* / \nabla_{\text{rad}})$, la longueur de mélange utilisée devenant nulle à chaque limite zone radiative / zone convective. Cette approximation est justifiée par le fait que les grandes incertitudes inhérentes à la théorie ne justifient pas d'introduire une trop grande rigueur dans les détails, *cf.* Cox & Giuli (1968). Par ailleurs, l'introduction de la distance exacte change la nature du problème, il devient intégro-différentiel ce qui complique considérablement la résolution numérique. Introduire la distance exacte à la plus proche limite n'est pas immédiat, du moins algorithmiquement, car le problème devient globalement implicite. Ce qu'évite la formulation locale d'Eggleton.

Dans `conv_jmj` et `conv_a0` ces équations sont résolues avec $\xi = 1/162$, $\Phi = 9/4$ et $V/Al = 2/9$. La recherche du zéro de la cubique est faite à l'aide de l'algorithme de déflation.

La mise en œuvre de `conv_jmj` a bénéficié de la collaboration de J.Provost et de M.J.Goupil.

Dans la routine `conv_cm`, *cf.* §8.20 (Page 160), le gradient de température dans les zones convectives est calculé selon les prescriptions de Canuto & Mazitelli (1991); l'expression (63) de ces auteurs, mise sous la forme implicite équivalente :

$$0 = \nabla + \Phi(\nabla - \nabla_{\text{ad}}^*) - \nabla_{\text{rad}}$$

est résolue itérativement. Φ est donné par Canuto & Mazitelli (1991, eq. 32) :

$$\Phi = a_1 \Sigma^m [(1 + a_2 \Sigma)^n - 1]^p, \quad \Sigma = 4A^2(\nabla - \nabla_{\text{ad}}^*), \quad A = \frac{l^2}{9\chi} \sqrt{\frac{g}{2H_p}}, \quad \chi = \frac{K}{\rho c_p}$$

ainsi que (5) et (6) avec $a_1 = 24.868$, $a_2 = 9.7666 \times 10^{-2}$, $m = 0.14972$, $n = 0.18931$ et $p = 1.8503$. Comme définie précédemment, la longueur de mélange est prise égale à $l = \alpha H_p$. L'efficacité de la convection est alors l'expression (8) :

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\Sigma + 1} - 1}{2}.$$

Dans la routine `conv_cm_reza`, *cf.* §8.21 (Page 160), similaire à `conv_cm`, il est tenu compte de la quantité thermodynamique $\delta = (\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T})_P$. Dans la routine `conv_cgm_reza`, *cf.* §8.21 (Page 160) le calcul du gradient convectif est effectué selon les prescriptions de Canuto et al. (1996) avec la prescription de Bernkopf (Heiter et al. (2002)) Ces deux routines ont été mises en œuvre et mises à la disposition des utilisateurs de CESAM2k par Reza Samadi, LESIA, Observatoire de Paris

7.10.3 Pression turbulente

La théorie de la pression turbulente est très approximative; son expression est donnée par la relation phénoménologique :

$$P_{\text{turb}} = \rho \langle v^2 \rangle = a \rho v^2, \quad v^2 = \frac{\Gamma}{1 + \Gamma} \frac{\delta \alpha^2 P}{8\rho} (\nabla - \nabla_{\text{ad}}^*),$$

où v est la "vitesse" des éléments convectifs; la valeur du coefficient phénoménologique a est mal déterminée, et varie suivant les auteurs, $a \sim 0.21$ pour Canuto & Mazitelli (1991), $a \sim 0.50$ chez Henyey et al. (1965) ou encore, $a = \pi/2$.

Dans les conditions de la zone convective solaire, ce n'est que lorsque la température est inférieure à 50 000K que le rapport P_{turb}/P dépasse 1/10 000; ce rapport présente un maximum, de l'ordre de 16%, vers 8 000K, *i.e.* à l'intérieur de l'atmosphère. Cette correction de pression turbulente n'est supérieure à 1% que dans une zone localisée sous la surface où les températures se situent dans l'intervalle 6 500K, 15 500K; ce qui correspond au début de la zone d'ionisation de l'hydrogène.

En tenant compte de la pression turbulente, le problème devient totalement implicite; en effet, lorsque la pression totale, la température et la composition chimique sont connues, le calcul des grandeurs thermodynamiques nécessite la connaissance de la vitesse de convection, déduite elle même des grandeurs thermodynamiques calculées à partir de la pression gazeuse, donc de la pression totale et de la pression turbulente. Dans CESAM2k ce problème implicite est résolu en considérant la pression totale et la pression gazeuse comme deux variables dépendantes distinctes.

La mise en place de la pression turbulente a bénéficié de la collaboration de S. Brun.

PB La correction empirique $\frac{d \ln P_{\text{gaz}}}{d \ln P}$ affectant le gradient adiabatique rend le problème extrêmement instable. Dans CESAM2k cette correction est ignorée si la donnée CPTURB de la NAMELIST NL_CONV est positive ou nulle.

PB CESAM2k permet d'abandonner (*respt.* de réintroduire) la pression turbulente en cours et à *fortiori* au début d'une évolution, le nombre d'équations de structure effectivement résolues est alors 7, (*respt.* 8).

7.10.4 Localisation des limites des zones convectives

Hors atmosphère, cette localisation a pour but essentiel de fixer les limites de la zone à mélanger *i.e.* par mélange convectif, afin de localiser avec précision les discontinuités qui en résultent. Dans l'atmosphère, cette localisation est sans objet puisque la composition chimique et la vitesse angulaires y sont supposées constantes.

Les limites des zones convectives sont déterminées dans la routine `lim_zc`, *cf.* § 8.70 (Page 183). Dans un premier temps on localise en indice de couche, à l'aide du sous-programme `dgrad`, *cf.* § 8.28 (Page 163), les intervalles où se produisent un changement de signe de la quantité $\nabla_{\text{rad}} - \nabla_{\text{ad}}^*$. Dans une seconde étape, la localisation de chaque changement de signe est affinée, par dichotomie, jusqu'à la précision définie par la variable `loc_zc`. Celle-ci ayant été initialisée dans la routine `cesam`, *cf.* § 8.10 (Page 155), suivant le type de précision requis. Ainsi, avec la précision `sa` *cf.* Table 3.1 (Page 26), la limite de la zone convective solaire sera déterminée à mieux que `loc_zc=10-5` de la largeur de l'intervalle la contenant *e.g.* à mieux que ~ 30 m. C'est cette localisation améliorée qui sert de référence pour d'éventuelles extensions.

7.10.5 Extension des zones convectives

L’extension des zones convectives (`jpz=.FALSE.` dans la NAMELIST `NL_CONV`) et la pénétration convective (`jpz=.TRUE.`) ont pour effet d’étendre la zone de mélange et de fixer le gradient de température égal au gradient adiabatique dans les zones d’extension. Dans `CESAM2k` on distingue *undershooting*²¹ *i.e.* extension de la limite vers le centre, et *overshooting* *i.e.* extension de la limite vers la surface ; leur importance est fixée, respectivement, par les paramètres `ovshts` et `ovshti` de la NAMELIST `NL_CONV` du fichier de données ; les zones convectives sont respectivement étendues de $\text{ovshts} \times H_p$ et de $\text{ovshti} \times H_p$. En ce qui concerne l’overshoot d’un cœur convectif de rayon R_c , l’extension de la zone mélangée est limitée à $\min(\text{ovshts} \times H_p, R_c \times \text{ovshts})$ si `jpz=.FALSE.` ; elle a pour valeur R_c , si `jpz=.TRUE.` Pour la pénétration convective, obtenue avec `jpz=.TRUE.`, l’extension de la zone mélangée L_p et du gradient adiabatique est déterminée par Zahn (1991) :

$$L_p = \frac{\zeta H_p}{K_p}, \quad K_p = \frac{\partial \ln K}{\partial \ln P},$$

$\zeta \sim 0.5 = \text{ovshti}$, étant un paramètre ajustable.

Dans une extension le gradient est pris égal au gradient adiabatique lorsque le paramètre d’overshooting est positif, au gradient radiatif avec une valeur négative, *cf.* § 3.8 (Page 29). La composition chimique et la vitesse angulaire sont homogénéisées, *cf.* § 7.10.6 (Page 138)

Les dispositions suivantes sont prévues :

- La pénétration convective n’a d’action que sur les limites inférieures des zones convectives.
- La pénétration convective et les overshoots n’ont d’effet que si la température est supérieure²² à 500 000K ; cette disposition a pour but d’éviter “d’overshooter” les zones convectives superficielles.
- Avec la présente version de `CESAM2k`, on ne peut donc pas étendre une limite zone radiative / zone convective située dans l’atmosphère.

7.10.6 Mélange convectif

Dans les zones mélangées *i.e.* les zones convectives et leurs extensions par pénétration convective, la composition chimique et la vitesse angulaire sont homogénéisées. Avec diffusion on utilise un coefficient de diffusion de mélange turbulent, typiquement, $d_M = 10^{13} \text{ cm s}^{-1}$, ordre de grandeur obtenu comme produit de valeurs typiques de la vitesse de convection et de l’échelle de hauteur de pression. En l’absence de diffusion, le mélange est effectué par moyennes spatiales couplées avec les réactions thermonucléaires *i.e.* par la résolution numérique simultanée du mélange et de l’évolution nucléaire, ce qui constitue un problème intégro-différentiel, *cf.* § 8.120 (Page 209).

²¹Au sens d’Oxford, *undershooting* et *overshooting* sont utilisés de façon incorrecte, ce qui provoque des réactions épidermiques, parfois violentes, de collègues de pure expression anglo-saxonne ; en français ils ont le sens imagé d’extension inférieure et supérieure.

²²Pour modifier cette valeur il faut intervenir dans la routine `lim_zc`.

7.10.7 Retrait d'un coeur convectif

L'étendue d'un coeur convectif varie au cours de l'évolution. Lors d'une extension la composition chimique, donc la densité, sont discontinues sur la limite externe du coeur. Lors d'une contraction, la composition chimique devient continue de la zone de retrait jusqu'au centre ; la dérivée spatiale du poids moléculaire moyen présente une discontinuité à la limite avec la zone radiative adjacente. Une description précise de ce retrait tenant compte des variations de composition chimique dues aux réactions thermonucléaires locales dans les parties devenant radiatives, est très complexe à traiter numériquement à cause des discrétisations spatiale et temporelle inévitables. CESAM2*k* suppose que les abondances des éléments chimiques varient linéairement dans la partie radiative correspondant au retrait du coeur. La situation similaire qui se produit lors de l'augmentation de l'abscisse de la base d'une zone convective n'est pas traitée dans la présente version de CESAM2*k*. Les discontinuités fossiles²³ ne reçoivent pas de traitement particulier ; étant ignorées la diffusion numérique est chargée de les faire lentement disparaître. Avec diffusion, le retrait des coeurs convectifs ne reçoivent pas de traitement spécifique avec la présente version de CESAM2*k*.

7.10.8 Semi-convection

Dans les zones où le gradient radiatif vérifie :

$$\nabla_{\text{ad}} < \nabla_{\text{rad}} < \frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu} \quad (7.101)$$

le milieu est *vibrationnellement* instable, (Kippenhahn & Weigert, 1991, §30.4.2, p.284). Le mélange des éléments chimique n'y est pas aussi efficace qu'en cas de l'instabilité convective. CESAM2*k* traite cette situation par diffusion, le coefficient de diffusion étant calculé selon les prescriptions de ?). Dans les parties concernées le gradient est pris égal au gradient radiatif.

PB Sans diffusion, la semi-convection n'est pas prise en compte.

7.10.9 Estimation de la fréquence de Brunt-Väissälä

Dans les fichiers de sortie en ASCII, CESAM2*k* donne la valeur de la quantité :

$$A = \frac{1}{\Gamma_1} \frac{\partial \ln P}{\partial \ln R} - \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln R} \quad (7.102)$$

pour chaque couche du modèle. A permet l'estimation de la fréquence de Brunt-Väissälä ; A , différence de deux dérivées premières, est équivalente à une dérivée seconde. Le calcul de la fréquence de Brunt-Väissälä est donc sensible aux discontinuités de la dérivée première de la composition chimique qui provoquent des oscillations ; on a indiqué au § 6.2 (Page 56), que la prise en compte d'une légère diffusion turbulente permettait d'obtenir des profils quasi théoriques pour la fréquence de Brunt-Väissälä.

²³Discontinuités de composition chimiques des pas temporels précédents.

Sur une limite zone radiative / zone convective, la composition chimique est une fonction discontinue si on ignore la diffusion microscopique. Avec diffusion, la densité est continue, non dérivable, A se comporte alors comme une fonction δ . Pour décrire finement le comportement de la fréquence de Brunt-Väissälä, dans les fichiers de sortie destinés aux exploitations sismologiques, cf. § 8.87 (Page 195), des points sont ajoutés au voisinage de ces discontinuités, cf. § 8.40 (Page 168). La dérivée spatiale de la densité étant accessible dans CESAM2k, l'équation 7.102 (Page 139) est utilisée pour le calcul de la fréquence de Brunt-Väissälä. Pour que cette relation soit aussi applicable il est nécessaire que l'approximation de la densité soit numériquement satisfaisante ; ce qui n'est réalisé que lorsque la densité est continue aux limites zones radiatives / zones convectives. **Cette formulation n'est donc applicable que si la diffusion des éléments chimiques est prise en compte.** Si tel n'est pas le cas, comme par exemple avec la précision np cf. Table 3.1 (Page 26) ou sans diffusion.

Dans ces cas une formulation approchée est utilisée ; elle repose sur une approximation de $\varphi = \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu}$:

$$\begin{aligned} d \ln \rho &= \alpha d \ln P - \delta d \ln T + \varphi d \ln \mu \implies \\ \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln P} &= \alpha - \delta \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} + \varphi \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P} = \alpha - \delta \nabla + \varphi \nabla_{\mu} \end{aligned}$$

avec $\nabla_{\mu} = \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln P}$. φ n'est donné ni par les routines ni par les tabulations d'équation d'état. L'approximation "gaz parfait avec radiation" de l'équation d'état (Cox & Giuli, 1968, Eq.3-30, p. 276) :

$$P = \frac{\rho \mathcal{R} T}{\mu} + \frac{a}{3} T^4$$

mène à l'approximation fréquemment utilisée :

$$\frac{\varphi}{\delta} \sim \frac{\beta}{4 - 3\beta}.$$

En tenant compte de :

$$\frac{1}{\Gamma_1} = \alpha - \delta \nabla_{\text{ad}}, \quad H_p = -\frac{\partial R}{\partial \ln P}$$

on obtient la relation utilisée par CESAM2k :

$$A = \frac{R\delta}{H_p} \left(\nabla - \nabla_{\text{ad}} + \frac{\beta}{4 - 3\beta} \nabla_{\mu} \right) \quad (7.103)$$

Toutefois la formulation utilisée dans les versions précédentes de CESAM reste disponible. Pour la restituer, dans la routine `cesam.f`, cf. § 8.10 (Page 155), du sous-directory `SOURCE`, ligne 225, affecter `.FALSE.` au paramètre `new_bv`. L'expression suivante sera utilisée :

$$A = \frac{R\delta}{H_p} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla) - 4\pi R^3 \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial X_i} \frac{\partial X_i}{\partial M}. \quad (7.104)$$

Cette formulation présente des inconvénients :

- Elle nécessite les dérivées de la densité par rapport aux différentes espèces chimiques, quantités inaccessibles avec les équations d'état tabulées, si bien que la somme sur les espèces chimiques est nécessairement réduite au seul élément H (*i.e.* $i \equiv 1$). Une conséquence est que Eq. 7.102 (Page 139) conduit à des valeurs systématiquement inférieures à celles données par Eq. 7.104 (Page 140).
- Un autre inconvénient est la non dérivabilité de la densité aux limites zone radiative/zone convective. Comme d'une part, ces limites ne peuvent coïncider *parfaitement* avec les points de grille et que, d'autre part, les équations d'évolution de la composition chimique ne sont pas résolues simultanément avec les équations de la structure, il se produit nécessairement un petit décalage entre la discontinuité de la composition chimique, donc de la densité (ou seulement de leurs gradients), et le point limite où l'égalité des gradients est réalisée. De ces inconsistances, il résulte des oscillations, parfois violentes des valeurs de A obtenues par Eq. 7.102 (Page 139) et, de là, de la fréquence de Brunt-Väissälä.

Toutefois le gradient de composition chimique étant supposé nul dans l'atmosphère restituée, ces difficultés ne s'y présentent pas et Eq. 7.104 (Page 140) est utilisée.

On présente une autre formulation, qui bien qu'implantée dans `CESAM2k`, n'est pas utilisée. Comme Eq. 7.102 (Page 139), elle nécessite une oscularité suffisante des variables. La pression P , le rayon, la masse, étant approchés par une spline en fonction de la variable d'indice q , on a accès à leurs dérivées premières et secondes. L'idée est d'en déduire le gradient de densité puisque :

$$\rho = -\frac{1}{g} \frac{\partial P}{\partial R}, \quad g = \frac{GM}{R^2}.$$

Ainsi on tiendra compte *implicitement* et de façon cohérente, à travers la formulation numérique, des détails de l'équation d'état et des discontinuités. On a :

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln R} = \frac{R}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial R} = \frac{R}{\rho g} \left(\frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial R} \frac{\partial P}{\partial R} - \frac{\partial^2 P}{\partial R^2} \right), \quad (7.105)$$

$$\frac{\partial g}{\partial R} = \frac{G}{R^2} \frac{\partial M}{\partial R} - \frac{2g}{R} = 4\pi\rho G - \frac{2g}{R}. \quad (7.106)$$

A des fins de référence et sous une forme adaptée à la programmation, on donne ci-après les expressions des deux termes de A (Eq. 7.102 (Page 139)) en fonction des quantités ξ , ζ et μ et de leurs dérivées par rapport à la variable d'espacement q .

- Avec les variables $\xi = \ln P$, $\zeta = \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^2$ et $\mu = \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{2/3}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial R} &= \frac{2R}{R_\odot^2} = \frac{2\sqrt{\zeta}}{R_\odot}, \quad \frac{\partial}{\partial R} = \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial R} \frac{\partial}{\partial q} = \frac{2\sqrt{\zeta}}{R_\odot} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial q}, \\ \frac{\partial \ln P}{\partial R} &= \frac{\partial \ln P}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial R} = \frac{2\sqrt{\zeta}}{R_\odot} \frac{\partial \ln P}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \zeta}, \\ \frac{\partial \ln P}{\partial \ln R} &= R \frac{\partial \ln P}{\partial R} = 2\zeta \left[\frac{\partial \xi}{\partial q} / \frac{\partial \zeta}{\partial q} \right]. \end{aligned} \quad (7.107)$$

$$\frac{\partial P}{\partial R} = P \frac{\partial \ln P}{\partial R} = \frac{2RP}{R_\odot^2} \frac{\partial \ln P}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \zeta}, \quad (7.108)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial q}{\partial \zeta} &= \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-1} = - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-2} \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial \zeta}{\partial q} \\ &= - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-2} \frac{2\sqrt{\zeta}}{R_\odot} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial \zeta}{\partial q} = - \frac{2\sqrt{\zeta}}{R_\odot} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-3} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial q^2}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial \ln P}{\partial q} = \frac{2\sqrt{\zeta}}{R_\odot} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial \ln P}{\partial q} = \frac{2\sqrt{\zeta}}{R_\odot} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-1} \frac{\partial^2 \ln P}{\partial q^2},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 P}{\partial R^2} &= \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial P}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{2RP}{R_\odot^2} \frac{\partial \ln P}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \right\} \\ &= \frac{1}{R} \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial R} \right)^2 + \left[\frac{\partial P}{\partial R} / \frac{\partial q}{\partial \zeta} \right] \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial q}{\partial \zeta} + \left[\frac{\partial P}{\partial R} / \frac{\partial \ln P}{\partial q} \right] \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial \ln P}{\partial q} \\ &= \frac{\partial P}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} + \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{2R}{R_\odot^2} \left[\frac{\partial^2 \xi}{\partial q^2} / \frac{\partial \xi}{\partial q} - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial q^2} / \frac{\partial \zeta}{\partial q} \right] / \frac{\partial \zeta}{\partial q} \right\} \quad (7.109) \end{aligned}$$

L'expression de A donnée par Eq. 7.102 (Page 139) est obtenue par Eq. 7.107 (Page 141) et Eq. 7.105 (Page 141) calculée à l'aide de Eq. 7.106 (Page 141), Eq. 7.108 (Page 142) et Eq. 7.109 (Page 142).

- Avec les variables $\xi = \ln P$, $\zeta = \frac{R}{R_\odot}$ et $\mu = \frac{M}{M_\odot}$:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial R} = \frac{1}{R_\odot}, \quad \frac{\partial}{\partial R} = \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial R} \frac{\partial}{\partial q} = \frac{1}{R_\odot} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial q},$$

$$\frac{\partial \ln P}{\partial R} = \frac{\partial \ln P}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial R} = \frac{1}{R_\odot} \frac{\partial \ln P}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \zeta},$$

$$\frac{\partial \ln P}{\partial \ln R} = R \frac{\partial \ln P}{\partial R} = \frac{R}{R_\odot} \left[\frac{\partial \xi}{\partial q} / \frac{\partial \zeta}{\partial q} \right]. \quad (7.110)$$

$$\frac{\partial P}{\partial R} = P \frac{\partial \ln P}{\partial R} = \frac{P}{R_\odot} \frac{\partial \ln P}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \zeta}, \quad (7.111)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial q}{\partial \zeta} &= \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-1} = - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-2} \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial \zeta}{\partial q} \\ &= - \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-2} \frac{1}{R_\odot} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial \zeta}{\partial q} = - \frac{1}{R_\odot} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-3} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial q^2}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial \ln P}{\partial q} = \frac{1}{R_\odot} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial \ln P}{\partial q} = \frac{1}{R_\odot} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial q} \right)^{-1} \frac{\partial^2 \ln P}{\partial q^2},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 P}{\partial R^2} &= \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial P}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{P}{R_\odot} \frac{\partial \ln P}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \zeta} \right\} \\ &= \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial R} \right)^2 + \left[\frac{\partial P}{\partial R} / \frac{\partial q}{\partial \zeta} \right] \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial q}{\partial \zeta} + \left[\frac{\partial P}{\partial R} / \frac{\partial \ln P}{\partial q} \right] \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial \ln P}{\partial q} \\ &= \frac{\partial P}{\partial R} \left\{ \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{R_\odot} \left[\frac{\partial^2 \xi}{\partial q^2} / \frac{\partial \xi}{\partial q} - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial q^2} / \frac{\partial \zeta}{\partial q} \right] / \frac{\partial \zeta}{\partial q} \right\}. \quad (7.112) \end{aligned}$$

L'expression de A donnée par Eq. 7.102 (Page 139), est obtenue par Eq. 7.110 (Page 142) et Eq. 7.105 (Page 141) calculée à l'aide de Eq. 7.106 (Page 141), Eq. 7.111 (Page 142) et Eq. 7.112 (Page 142).

PB Ces dernières relations doivent être adaptées si on tient compte de la rotation.

PB Des tests héliosismologiques ont mis en évidence que ces relations, bien que formellement plus cohérentes, faisaient ressortir les incohérences entre équation d'état et opacités. Il convient de ne les utiliser qu'avec prudence.

7.11 Les réactions thermonucléaires

7.11.1 Abondances initiales

Pour éviter des calculs inutiles, il est nécessaire d'optimiser le réseau nucléaire utilisé en fonction de la connaissance, à priori, de la physique des modèles à calculer. Il est par exemple inutile de tenir compte des réactions thermonucléaires concernant le silicium si la température maximum n'atteint pas le seuil du déclenchement de ces réactions. Il est donc inutile de suivre explicitement l'évolution des éléments chimiques qui ne sont pas concernés par le réseau nucléaire retenu, sauf, évidemment, si on désire en suivre la diffusion. Les isotopes de la mixture initiale n'étant pas retenus comme éléments chimiques ils ne doivent pas pour autant être totalement ignorés, d'autant que leur contribution à la masse totale, quelques 10^{-3} , est loin d'être négligeable. Dans CESAM2k, ces éléments sont représentés par l'isotope *fictif* dont la masse (*respt.* charge) égale la moyenne pondérée des masses (*respt.* charges) des éléments dont il n'est pas tenu compte explicitement. Par exemple cet isotope fictif, ici noté Ex, est souvent ^{24}Si avec une mixture initiale solaire. Cet isotope fictif complémentaire a l'indice `i_ex`, cf. § 8.2 (Page 149).

L'abondance initiale en *nombre par mole* de chaque isotope de la mixture utilisée dans CESAM2k est déterminée en fonction du réseau de réactions retenu, cf. § 8.3 (Page 151), à partir :

- Des abondances initiales *en masse* de l'hydrogène X , et de l'hélium Y , lues dans la NAMELIST `NL_CHIM` du fichier de données, cf. § 3.3 (Page 22).
- Des proportions initiales *en nombre* des éléments lourds dans $Z = 1 - X - Y$.
- Des rapports isotopiques initiaux.

De l'ensemble de ces données résulte un système d'équations linéaires dont la solution est la composition chimique initiale. Dans l'exemple qui suit, x_i désigne l'abondance par mole *i.e.* l'abondance par masse divisée par la masse atomique ν_i , de l'isotope d'ordre $i = 1, \dots, 10$ dans la liste : ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , Ex. Les rapports d'abondances initiaux en nombre, dans Z , du carbone, azote et oxygène seront respectivement désignés par C , N et O ; par exemple pour le soleil : $C = 0.24551$, $N = 0.06458$, $O = 0.51295$. Les rapports isotopiques initiaux en nombre seront désignés par le rapport de leurs symboles *e.g.* $^3\text{He}/^4\text{He} = 4.2 \cdot 10^{-4}$. Le système d'équations linéaires vérifiées par les abondances initiales en nombre, $x_i, i=1, \dots, 10$ s'écrit :

$$x_1 \nu_1 = X$$

$$\begin{aligned}
x_2\nu_2 + x_3\nu_3 &= Y \\
\sum_{i=4}^{10} x_i\nu_i &= 1 - X - Y \\
x_4 + x_5 - C \times \sum_{i=4}^{10} x_i &= 0 \\
x_6 + x_7 - N \times \sum_{i=4}^{10} x_i &= 0 \\
x_8 + x_9 - O \times \sum_{i=4}^{10} x_i &= 0 \\
x_2 - x_3 \text{ } ^3\text{He}/\text{}^4\text{He} &= 0 \\
x_5 - x_4 \text{ } ^{13}\text{C}/\text{}^{12}\text{C} &= 0 \\
x_7 - x_6 \text{ } ^{15}\text{N}/\text{}^{14}\text{N} &= 0 \\
x_9 - x_8 \text{ } ^{17}\text{O}/\text{}^{16}\text{O} &= 0
\end{aligned} \tag{7.113}$$

Pour chaque isotope, on fixe une abondance minimale au dessous de laquelle l'isotope est considéré comme inexistant, son évolution temporelle n'est alors pas contrôlée. La plupart des rapports isotopiques utilisés sont ceux de la nébuleuse solaire issus de la table 3 des nuclides de l'article de Anders & Grevesse (1989). Le rapport isotopique $^3\text{He}/^4\text{He} = 1.104 \times 10^{-4}$ est déduit d'une mesure dans Jupiter ; toutefois si ^2H est pris à l'équilibre, il convient d'ajouter à l'abondance initiale de ^3He celle de ^2H qui est transformée en ^3He pendant la pré-séquence principale, d'où la valeur du rapport isotopique initial $^3\text{He}/^4\text{He} = 4.2 \cdot 10^{-4}$.

L'ordre des éléments chimiques est en général celui des masses croissantes, l'isotope fictif venant en dernier, mais ce n'est pas une règle intangible. L'ordre est fixé dans la routine `tabul_nuc`, cf. § 8.127 (Page 215), *e.g.* dans `ppcno3a9` l'ordre des éléments est : ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , Ex. L'isotope fictif venant en dernier.

7.11.2 Cycle PP simplifié

Il s'agit de la routine `nuc_gong`, cf. § 8.98 (Page 200), du Solar Model Comparison Project de Christensen-Dalsgaard (1988). On ne tient compte que d'un seul élément chimique : l'hydrogène dont l'abondance par unité de masse est ici notée X . L'énergie thermonucléaire générée par unité de masse et de temps est :

$$\epsilon = Q_e a_{11} \frac{X^2}{2m_u} \rho T_9^{-\frac{2}{3}} \exp(-bT_9^{-\frac{1}{3}})$$

qui correspond à un taux :

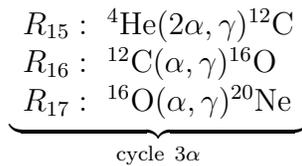
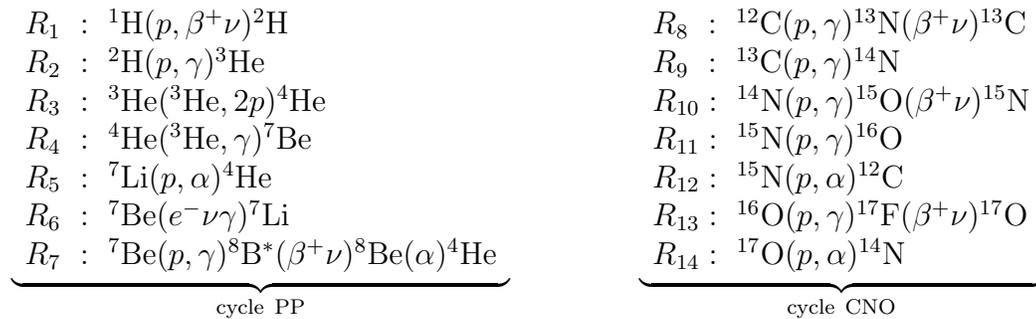
$$\dot{X} = \frac{\partial X}{\partial t} = -R_e a_{11} \frac{X^2}{2} \rho T_9^{-\frac{2}{3}} \exp(-bT_9^{-\frac{1}{3}})$$

où $R_e = 6.5$, $Q_e = 6.5 \times 10^{-5}$, $a_{11} = 4.21 \times 10^{-15}$, $b = 3.6$, m_u est l'unité de masse atomique et $T_9 = T \times 10^{-9}$.

7.11.3 Exemple de réseau nucléaire : cycles PP, CNO et 3α

A titre d'exemple, on détaille la construction d'un réseau nucléaire rassemblant les cycles PP, CNO et 3α

Pour simplifier les notations, on désigne indistinctement par un même symbole l'isotope et son abondance par mole. Les principales réactions thermonucléaires des cycles PP, CNO et 3α sont les suivantes (Clayton, 1968, p. 380,390) :



Compte non tenu de l'effet d'écran, le nombre R_i de réactions i , $i = 1, \dots, 17$, par $\text{sec}^{-1} \text{g}^{-1}$ est obtenu en multipliant le taux tabulé par :

- ρ pour les réactions binaires entre éléments différents,
- $\rho/2!$ pour les réactions binaires entre éléments identiques : R_1 et R_3 ,
- $\rho^2/3!$ pour la réaction ternaire R_{15} , Fowler et al. (1975, p. 86-87).

Le nombre d'électrons par mole e^- et les taux de réaction incluant l'effet d'écran sont des fonctions $R_{i, i=1, \dots, 17}(T, \rho, \mathcal{X})$, \mathcal{X} désignant le vecteur de composition chimique. Ils sont calculés ainsi que leur dérivées, par rapport à (T, ρ, \mathcal{X}) , dans la routine `rq_reac`, en utilisant les tables construites par le programme `tab_reac`.

Bien que les réactions nucléaires ne soient pas uniquement localisées dans un milieu totalement ionisé, *e.g.* le fer n'est pas totalement ionisé au centre du soleil, le nombre d'électrons libres par mole est pris égal à :

$$n_e = \sum_i z_i x_i.$$

7.11.4 Éléments à l'équilibre

Dans certaines phases de l'évolution, des éléments *e.g.* ${}^2\text{H}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ pour le soleil, ont des temps caractéristiques d'évolution très courts par rapport à l'échelle de temps de l'évolution. Leur taux de création est égal à leur taux de destruction. De tels éléments sont dits "à l'équilibre". L'abondance de chaque élément à l'équilibre résulte directement de la relation d'équilibre, ce qui permet des simplifications importantes. ${}^2\text{H}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ sont considérés à l'équilibre dans la routine `ppcno3a9`. On a alors :

$$0 = \frac{d {}^2\text{H}}{dt} = R_1 {}^1\text{H}^2 - R_2 {}^1\text{H} {}^2\text{H} \Rightarrow {}^2\text{H} = \frac{R_1 {}^1\text{H}}{R_2},$$

$$\begin{cases} 0 = \frac{d}{dt} {}^7\text{Be} = R_4 {}^3\text{He} {}^4\text{He} - R_6 {}^7\text{Be} e^- - R_7 {}^1\text{H} {}^7\text{Be} \\ 0 = \frac{d}{dt} {}^7\text{Li} = R_6 {}^7\text{Be} e^- - R_5 {}^1\text{H} {}^7\text{Li} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} {}^7\text{Be} = \frac{R_4 {}^3\text{He} {}^4\text{He}}{R_6 e^- + R_7 {}^1\text{H}} \\ {}^7\text{Li} = \frac{R_6 {}^7\text{Be} e^-}{R_5 {}^1\text{H}} \\ R_4 {}^3\text{He} {}^4\text{He} = R_5 {}^1\text{H} {}^7\text{Li} \\ + R_7 {}^1\text{H} {}^7\text{Be} \end{cases}$$

7.11.5 Effet d'écran

L'effet d'écran est un abaissement de la barrière de potentiel coulombienne dû à la charge d'espace des ions. Il se traduit par l'augmentation des taux des réactions thermonucléaires. Pour une évolution jusque sur la branche des géantes, l'approximation "écran faible" est suffisante, son expression est la suivante (Clayton, 1968, eq. 4.215-221) :

$$f = \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) = \exp\left(0.188z_1z_2\sqrt{\frac{\rho}{T_6^3}}\zeta\right), \quad \zeta = \sum_i z_i(1+z_i)x_i$$

z_i étant la charge du noyau i , x_i l'abondance, par mole, de l'élément chimique i et $T_6 = T \times 10^{-6}$. ζ représente l'effet des charges. L'approximation "écran faible", n'est valable que si f est proche de l'unité.

CESAM2k offre l'alternative d'utiliser l'écrantage de Mitler (1997), qui généralise, d'après cet auteur, les cas d'écrantage faible et intermédiaire; le cas écrantage fort n'est pas implémenté dans la version actuelle de CESAM2k. Pour son emploi, coder `mitler=.TRUE.` dans la NAMELIST `NL_NUC` du fichier de données, cf. § 3.3 (Page 22). L'installation de l'écrantage de Mitler a bénéficié d'une collaboration avec S. Turck-Chièze.

PB Pour la capture électronique de la réaction ${}^7\text{Be}(e^- \nu \gamma){}^7\text{Li}$, l'effet d'écran est inclus dans l'expression du taux de réaction (Fowler et al., 1975).

7.11.6 Energie thermonucléaire et neutrinos

La quantité d'énergie thermonucléaire, $Q_i, i = 1, \dots, 17$, libérée par chaque réaction i , est déterminée pour chaque réaction par le programme `tab_reac` à partir des excès de masse et des énergies des neutrinos, Clayton (1968, p. 289). Ces quantités sont tabulées avec les taux des réactions.

La quantité d'énergie thermonucléaire libérée, est alors $:\sum_i Q_i R_i$ e.g. pour les cycles PP, CNO et 3α , on a :

$$\begin{aligned} \epsilon = & q_1 {}^1\text{H}^2 + q_2 {}^1\text{H} {}^2\text{H} + q_3 {}^3\text{He}^2 + q_4 {}^3\text{He} {}^4\text{He} + q_5 {}^1\text{H} {}^7\text{Li} + (q_6 e^- + q_7 {}^1\text{H}) {}^7\text{Be} \\ & + q_8 {}^1\text{H} {}^{12}\text{C} + q_9 {}^1\text{H} {}^{13}\text{C} + q_{10} {}^1\text{H} {}^{14}\text{N} + (q_{11} + q_{12}) {}^1\text{H} {}^{15}\text{N} + q_{13} {}^1\text{H} {}^{16}\text{O} + q_{14} {}^1\text{H} {}^{17}\text{O} \\ & + q_{15} {}^4\text{He}^3 + q_{16} {}^4\text{He} {}^{12}\text{C} + q_{17} {}^4\text{He} {}^{16}\text{O}, \end{aligned}$$

chacune des lignes représente l'énergie libérée respectivement par les cycles PP, CNO et 3α . Ces quantités apparaissent séparément dans la liste du modèle. Avec ${}^2\text{H}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ à l'équilibre, il convient d'utiliser les valeurs à l'équilibre établies précédemment.

Le nombre de neutrinos, par unité de masse et de temps, émis respectivement par les réactions R_1 , R_6 , R_7 , R_8 , R_{10} et R_{13} est :

$$\begin{aligned} H_n &= R_1 \text{}^1\text{H}^2, \quad B_{e_n} = R_6 e^- \text{}^7\text{Be}, \quad B_n = R_7 \text{}^1\text{H} \text{}^7\text{Li}, \\ N_n &= R_8 \text{}^1\text{H} \text{}^{12}\text{C}, \quad O_n = R_{10} \text{}^1\text{H} \text{}^{14}\text{N}, \quad F_n = R_{13} \text{}^1\text{H} \text{}^{16}\text{O}. \end{aligned}$$

Le nombre de neutrinos reçus sur terre par les expériences du chlore et du galium est calculé en supposant la source distante d'une unité astronomique

7.11.7 Equations d'évolution

Pour l'exemple des cycles PP+CNO+3 α , avec $\text{}^2\text{H}$, $\text{}^7\text{Be}$, et $\text{}^7\text{Li}$ à l'équilibre, en désignant les abondances par mole par les symboles isotopiques, les équations d'évolution sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{d^1\text{H}}{dt} &= -3R_1 \text{}^1\text{H}^2 + 2R_3 \text{}^3\text{He}^2 - R_4 \text{}^3\text{He} \text{}^4\text{He} \\ &\quad - R_8 \text{}^1\text{H} \text{}^{12}\text{C} - R_9 \text{}^1\text{H} \text{}^{13}\text{C} - R_{10} \text{}^1\text{H} \text{}^{14}\text{N} - (R_{11} + R_{12}) \text{}^1\text{H} \text{}^{15}\text{N} \\ &\quad - R_{13} \text{}^1\text{H} \text{}^{16}\text{O} - R_{14} \text{}^1\text{H} \text{}^{17}\text{O}, \\ \frac{d^3\text{He}}{dt} &= R_1 \text{}^1\text{H}^2 - 2R_3 \text{}^3\text{He}^2 - R_4 \text{}^3\text{He} \text{}^4\text{He}, \\ \frac{d^4\text{He}}{dt} &= R_3 \text{}^3\text{He}^2 + R_4 \text{}^3\text{He} \text{}^4\text{He} \\ &\quad + R_{12} \text{}^1\text{H} \text{}^{15}\text{N} + R_{14} \text{}^1\text{H} \text{}^{17}\text{O} \\ &\quad - 3R_{15} \text{}^4\text{He}^3 - R_{16} \text{}^4\text{He} \text{}^{12}\text{C} - R_{17} \text{}^4\text{He} \text{}^{16}\text{O}, \\ \frac{d^{12}\text{C}}{dt} &= -R_8 \text{}^1\text{H} \text{}^{12}\text{C} + R_{12} \text{}^1\text{H} \text{}^{15}\text{N} \\ &\quad + R_{15} \text{}^4\text{He}^3 - R_{16} \text{}^4\text{He} \text{}^{12}\text{C}, \\ \frac{d^{13}\text{C}}{dt} &= R_8 \text{}^1\text{H} \text{}^{12}\text{C} - R_9 \text{}^1\text{H} \text{}^{13}\text{C}, \\ \frac{d^{14}\text{N}}{dt} &= R_9 \text{}^1\text{H} \text{}^{13}\text{C} - R_{10} \text{}^1\text{H} \text{}^{14}\text{N} + R_{14} \text{}^1\text{H} \text{}^{17}\text{O}, \\ \frac{d^{15}\text{N}}{dt} &= R_{10} \text{}^1\text{H} \text{}^{14}\text{N} - (R_{11} + R_{12}) \text{}^1\text{H} \text{}^{15}\text{N}, \\ \frac{d^{16}\text{O}}{dt} &= R_{11} \text{}^1\text{H} \text{}^{15}\text{N} - R_{13} \text{}^1\text{H} \text{}^{16}\text{O} \\ &\quad + R_{16} \text{}^4\text{He} \text{}^{12}\text{C} - R_{17} \text{}^4\text{He} \text{}^{16}\text{O}, \\ \frac{d^{17}\text{O}}{dt} &= R_{13} \text{}^1\text{H} \text{}^{16}\text{O} - R_{14} \text{}^1\text{H} \text{}^{17}\text{O}, \\ \frac{d\text{Ex}}{dt} &= -\frac{1}{m_{\text{Ex}}} \left[m_{\text{}^1\text{H}} \frac{d^1\text{H}}{dt} + m_{\text{}^3\text{He}} \frac{d^3\text{He}}{dt} + m_{\text{}^4\text{He}} \frac{d^4\text{He}}{dt} + m_{\text{}^{12}\text{C}} \frac{d^{12}\text{C}}{dt} + m_{\text{}^{13}\text{C}} \frac{d^{13}\text{C}}{dt} \right. \\ &\quad \left. + m_{\text{}^{14}\text{N}} \frac{d^{14}\text{N}}{dt} + m_{\text{}^{15}\text{N}} \frac{d^{15}\text{N}}{dt} + m_{\text{}^{16}\text{O}} \frac{d^{16}\text{O}}{dt} + m_{\text{}^{17}\text{O}} \frac{d^{17}\text{O}}{dt} \right], \end{aligned} \tag{7.114}$$

la dernière équation exprime la conservation du nombre de baryons, elle permet de tenir compte des éléments qui, comme le $\text{}^{20}\text{Ne}$, n'est brûlé par aucune réaction, mais qui est créée, m_i est le nombre atomique de l'espèce chimique i .

Sans élément à l'équilibre, il faut remplacer les trois premières et la dernière équations par :

$$\begin{aligned}
\frac{d^1\text{H}}{dt} &= -2R_1 \text{}^1\text{H}^2 - R_2 \text{}^1\text{H}^2\text{H} + 2R_3 \text{}^3\text{He}^2 - R_5 \text{}^1\text{H}^7\text{Li} - R_7 \text{}^1\text{H}^7\text{Be} \\
&\quad - R_8 \text{}^1\text{H}^{12}\text{C} - R_9 \text{}^1\text{H}^{13}\text{C} - R_{10} \text{}^1\text{H}^{14}\text{N} \\
&\quad - (R_{11} + R_{12})\text{}^1\text{H}^{15}\text{N} - R_{13} \text{}^1\text{H}^{16}\text{O} - R_{14} \text{}^1\text{H}^{17}\text{O}, \\
\frac{d^2\text{H}}{dt} &= R_1 \text{}^1\text{H}^2 - R_2 \text{}^1\text{H}^2\text{H}, \\
\frac{d^3\text{He}}{dt} &= R_2 \text{}^1\text{H}^2\text{H} - 2R_3 \text{}^3\text{He}^2 - R_4 \text{}^3\text{He}^4\text{He}, \\
\frac{d^4\text{He}}{dt} &= R_3 \text{}^3\text{He}^2 - R_4 \text{}^3\text{He}^4\text{He} + 2R_5 \text{}^1\text{H}^7\text{Li} + 2R_7 \text{}^1\text{H}^7\text{Be} \\
&\quad + R_{12} \text{}^1\text{H}^{15}\text{N} + R_{14} \text{}^1\text{H}^{17}\text{O} \\
&\quad - 3R_{15} \text{}^4\text{He}^3 - R_{16} \text{}^4\text{He}^{12}\text{C} - R_{17} \text{}^4\text{He}^{16}\text{O}, \\
\frac{d^7\text{Li}}{dt} &= -R_5 \text{}^1\text{H}^7\text{Li} + R_6 \text{}^7\text{Be} e^-, \\
\frac{d^7\text{Be}}{dt} &= R_4 \text{}^3\text{He}^4\text{He} - R_6 \text{}^7\text{Be} e^- - R_7 \text{}^1\text{H}^7\text{Be}, \\
\frac{d\text{Ex}}{dt} &= -\frac{1}{m_{\text{Ex}}} \left[m_{1\text{H}} \frac{d^1\text{H}}{dt} + m_{2\text{H}} \frac{d^2\text{H}}{dt} + m_{3\text{He}} \frac{d^3\text{He}}{dt} + m_{4\text{He}} \frac{d^4\text{He}}{dt} \right. \\
&\quad + m_{7\text{Li}} \frac{d^7\text{Li}}{dt} + m_{7\text{Be}} \frac{d^7\text{Be}}{dt} + m_{12\text{C}} \frac{d^{12}\text{C}}{dt} + m_{13\text{C}} \frac{d^{13}\text{C}}{dt} \\
&\quad \left. + m_{14\text{N}} \frac{d^{14}\text{N}}{dt} + m_{15\text{N}} \frac{d^{15}\text{N}}{dt} + m_{16\text{O}} \frac{d^{16}\text{O}}{dt} + m_{17\text{O}} \frac{d^{17}\text{O}}{dt} \right].
\end{aligned}$$

On dénommera par "jacobien" la matrice des dérivées partielles des équations d'évolution par rapport aux abondances :

$$J(i, j) \equiv \left(\frac{\partial \frac{dx_i}{dt}}{\partial x_j} \right)_{i,j}.$$

Cette matrice est la base de la résolution des équations implicites du problème différentiel raide, *cf.* §7.5.1 (Page 89), constitué par le réseau nucléaire. Il est nécessaire d'en tenir compte, du fait que l'effet d'écran est fonction des abondances. Une erreur dans l'expression du jacobien entraîne des difficultés de convergence de l'algorithme d'intégration numérique des équations d'évolution. Le programme `test_nuc` du sous-directory `TESTS` peut servir de canevas pour construire un programme permettant de vérifier l'exactitude du jacobien *cf.* §7.1.4 (Page 67).

Chapitre 8

Les routines de physique

Les grands diseux ne sont pas les grands faiseurs.

Proverbe populaire.

La mise en œuvre de l'ensemble de ces routines a bénéficié de nombreuses collaborations avec, en particulier, J.Provost, G.Berthomieu et B.Pichon.

On fait d'abord mention des règles de programmation utilisées dans `CESAM2k`, puis on décrit l'aspect programmation des routines de physique regroupées dans les modules du sous-directory `SOURCE`. La plupart d'entre elles ne constituent que des applications au problème de la structure interne des méthodes numériques développées au chapitre 7 (Page 63). La description des routines purement numériques fait l'objet du chapitre 9 (Page 223).

Dans le but de faciliter l'exploitation de cette notice, les routines sont décrites en suivant l'ordre alphabétique de leur dénomination.

8.1 Routines génériques

La physique retenue est introduite par l'intermédiaire des mots clefs du fichier de données `mon_modele.don`, cf. §?? (Page ??). A chaque mot clef est associée une *routine générique*, à laquelle sera affectée la *routine dépendante* où sera effectué le calcul. Par exemple, dans le fichier de données du §3.3 (Page 22) `ppcno9` est affecté au mot clef `nom_nuc`. Ce mot clef associe à la routine générique `nuc` la fonction de la routine `ppcno9`. Ainsi, à chaque appel de `CALL nuc(...)`, le calcul des réactions thermonucléaires sera effectué par `ppcno9`, cf. §8.112 (Page 203).

8.2 Unités

Les arguments des routines sont en *unité cgs sauf* : la masse, la luminosité et le rayon qui sont en unités solaires *i.e.* M_{\odot} , R_{\odot} et L_{\odot} . Si, dans un sous-programme,

l'évaluation de certaines variables de sortie fait intervenir des variables d'entrée dont les unités sont dans des systèmes différents, la cohérence entre les unités des variables d'entrée et de sortie est respectée. Par exemple, dans le sous-programme `thermo`, cf. §8.131 (Page 217), qui calcule diverses grandeurs et leurs dérivées premières à partir des variables thermodynamiques, la variable `gradient` ($\nabla = \partial \ln T / \partial \ln P$) est sans dimension. Le calcul de la variable `dgradm` ($= (\partial \nabla / \partial m)$) nécessite la variable d'entrée `m` (masse) qui est sans dimension : $[m/M_{\odot}]$ ainsi, `dgradm` est sans dimension et non pas en g^{-1} .

Les noms des variables sont choisis de façon à être facilement identifiables.

La composition chimique est un argument d'entrée de divers sous-programmes. Les proportions par mole – proportion par gramme / masse atomique – des divers éléments sont les coordonnées d'un vecteur très souvent appelé : `xchim` où les isotopes *effectivement utilisés* sont souvent rangés dans l'ordre des masses atomiques croissantes, ordre qui est défini dans le sous-programme `tabul_nuc`, cf. §8.127 (Page 215), lors de la création des tables de réactions nucléaires, cf. §7.1.4 (Page 67). Cet ordre n'est pas impératif, sauf en ce qui concerne ^1H qui doit être le premier isotope.

Des valeurs spécifiques sont utilisées pour :

- Indice de ^1H : 1.
- Indice de ^4He : `ihe4`
- Indice de ^3He : `ihe4-1`
- Indice de ^{56}Fe : `ife56`.
- Indice de l'élément fictif complémentaire : `i_ex`, cf. §7.11.1 (Page 143).

Les variables sont toutes de *type déclaré*, sauf pour certains programmes de source externe, exemple : `z14xcotrin21` cf. §8.137 (Page 221). La plupart des constantes physiques fondamentales utilisées par `CESAM2k` sont réunies dans le module `mod_donnees`, cf. §E.3 (Page 258). Elles sont initialisées au début de chaque exécution par un appel au sous-programme `ini_ctes`, cf. §8.60 (Page 179), au début du sous-programme `cesam`, cf. §8.10 (Page 155). Les constantes propres à chaque routine sont initialisées ou, si possible, recalculées à l'aide des constantes fondamentales au premier appel de cette routine, elles y sont conservées par l'utilisation de l'instruction `SAVE`.

Des commentaires et références permettent de suivre et de vérifier les algorithmes. Dans chaque sous-programme les quantités entrantes et sortantes de la liste d'arguments sont répertoriées, parfois un peu succinctement. Dans un sous-programme, les variables et les routines externes au module auquel appartient le sous-programme sont introduites par l'instruction :

```
USE nom_module ONLY : routine, variable
```

Cette contrainte permet l'identification des MODULES d'appartenance des quantités invoquées.

Le nombre de couches, les limites zones radiatives / zones convectives variant en fonction du temps, il est fait grand usage de tableaux de dimensions variables qui sont alloués/déalloués en fonction des besoins.

Les notations utilisées pour les variables sont aussi explicites que possible, compte tenu d'une nécessaire concision *e.g.* on utilise `gradad` pour le gradient adiabatique ∇_{ad} ; de même pour les dérivées *e.g.* les dérivées par rapport à $P_{\text{gaz}} \equiv p$ ont un

préfixe "d" et une extension¹ "p", exemple : $dgradadp \equiv \frac{\partial \nabla_{ad}}{\partial P_{gaz}}$.

8.3 Routine abon_ini

La routine `abon_ini` est une routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272). Sa fonction principale est d'effectuer l'initialisation des abondances, des rapports isotopiques et des charges des éléments chimiques utilisés par le modèle. A la suite de cette initialisation dans la routine `tabul_nuc`, cf. Fig. 8.3 (Page 189), les éléments chimiques utilisés par les réactions thermonucléaires seront seuls retenus. La source des données est principalement le site d'OPAL : `ftp : ://www-phys.llnl.gov/pub/opal`.

Description :

- Les charges, masses atomiques et les symboles des éléments chimiques jusqu'au nickel ($Z = 28$) sont initialisés puis un certain nombre de rapports isotopiques².
- Suivant la mixture initiale retenue, cf. §?? (Page ??), les abondances en DeX (H=12) ou en nombre, sont initialisées puis, si besoin, transformées en abondances par nombre. Dans les cas où il y a utilisation d'une mixture initiale personnalisée, celle-ci est lue, en nombre, soit dans le fichier `mon_modele.mix`, soit dans le fichier `mixture` à défaut du précédent cf. §4 (Page 39).
- Les abondances relatives des métaux dans Z sont ensuite évaluées.

Appel : `abon_ini` est appelée par la routine de calcul des réactions nucléaires lors de son initialisation, cf. §8.77 (Page 188). `abon_ini` n'a **pas d'argument**

8.4 Routine add_ascii

Dans cette routine PRIVATE du module `mod_cesam`, cf. §E.13 (Page 275), on complète le tableau des quantités entrant éventuellement dans les fichiers ASCII de type `output`, cf. §8.87 (Page 195).

Description :

En utilisant les valeurs du fichier des oscillations adiabatiques, il y a tabulation, en fonction du rayon, de X pour calcul de la dérivée $\frac{\partial X}{\partial r}$, ainsi que de $F_{rad} = f(r)$ pour celui de $\frac{\partial F_{rad}}{\partial r} = B - J$ et de $\int_0^r \frac{3}{4} \kappa \rho dr = f_{edd} J(r)$. L'ordre des interpolations $m_x \geq 2$ fixé dans la routine peut être adapté (ne pas dépasser 4 *i.e.* splines naturelles). Le fichier d'oscillations adiabatiques est ensuite augmenté, soit pour le calcul des inversions (`ivar=25`) soit pour celui des oscillations non adiabatiques (`ivar=44`). Les dérivées partielles du second ordre sont déduites numériquement en utilisant la routine `df_rotx` décrite au §8.27 (Page 162). L'identification des quantités est décrite au §D.1 (Page 249).

Appel : `add_ascii` est appelée par `cesam`.

```
SUBROUTINE add_ascii(var, glob, itot, ivar)
```

¹Cette règle est souvent transgressée pour raison de concision.

²Ces initialisations seraient plus justifiées dans la routine `ctes`.

- Entrées :
 - `glob` : Tableau des quantités globales.
 - `itot` : Nombre total de points.
 - `ivar` : Nombre de variables.
- Entrées/Sorties :
 - `var` : Tableau des variables.

8.5 Routine `alecian1`

La routine interne `alecian1` est une routine PRIVATE du module `mod_evolution`, cf. § E.11 (Page 274), sa fonction est le calcul des accélérations radiatives suivant le premier formalisme de G.Alécian. `alecian1` utilise les tables : `phi_psi2_100.dat` ... `phi_psi2_200.dat` du sous-directory `SUN_STAR_DATA`. Chaque fichier correspond à une valeur de la masse clairement identifiée. Cette routine est le regroupement et l'adaptation à CESAM2k des données calculées par les sous-programmes `modul_ppxi` et `modul_grad` de G.Alécian.

Description :

- Lors du premier appel : lecture des options, des données et préparation de tableaux nécessaires au calcul des accélérations. Les éléments chimiques utilisés sont identifiés et les isotopes sont regroupés. L'accélération radiative de chaque élément non identifié peut, soit être mise à 0, soit être fixée égale à $-g_e$ (gravité), l'élément ne subit alors aucune force externe. Pour chaque élément identifié, bien que le calcul de l'accélération radiative puisse être effectué, l'une ou l'autre des possibilités décrites précédemment peut être éventuellement utilisée. Pour ce faire, il convient de suivre, *avant compilation*, les intructions données en commentaires.

PB

Dans la présente version de CESAM2k, les seuls éléments identifiables sont : C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, et Fe. Il n'est pas possible de calculer des accélérations radiatives pour H, He, Li, Be par exemple.

- Puis, pour chaque appel : calcul des accélérations radiatives et calcul de la gravité effective sur chaque ion.

Appel : `alecian1` est appelée par la routine générique `f_rad`, cf. § 8.55 (Page 177).

```
SUBROUTINE alecian1(lum,ray,t,kap,dkapx,nel,ychim,ioni,grav,g_rad,dg_rad)
```

- Entrées :
 - `lum, ray, t, kap, dkapx` : luminosité, rayon, température, opacité, dérivée/X (mole).
 - `nel, ychim, ioni, grav` : nombre d'électrons libres par volume, composition chimique par mole, taux d'ionisation, gravité.
- Entrées/Sorties : `g_rad(i)` : vecteur des accélérations radiatives, la gravité est `grav+g_rad` sur l'élément d'indice `i`
- Sorties : `g_rad(i,j)` : matrice des dérivées des accélérations radiatives sur l'élément `i` / abondance par mole de l'élément `j`.

8.6 Routine ascii

Cette routine PRIVATE du module `mod_cesam`, cf. §E.13 (Page 275), permet la création d'un fichier de sortie ASCII personnalisé. Pour ce faire, coder `nom_output='ascii'` dans le fichier de données `mon_modele.don`. Les quantités à écrire, leur ordre et la structure souhaitée sont définis dans un fichier de nom `sortie_ascii` qui doit se trouver dans l'environnement, cf. §4.7 (Page 44). Les lignes d'identification sont adaptées aux Sorties effectuées. Le fichier ASCII ainsi créé aura l'extension `-ascii`, Exemple : `mon_modele-ascii` dont un exemple se trouve dans le sous-directory `EXPLOIT`.

Diverses possibilités sont offertes :

- Écriture de la fraction de masse en réel ou en DeX cf. §D.1 (Page 249).
- Tabulation du centre vers la surface ou l'inverse.

Les variables et quantités globales à écrire sont **nécessairement** à prendre parmi celles des tableaux `glob` et `var` calculés par `cesam` cf. §B.1 (Page 243) et §B.2 (Page 243).

Description :

- Mise en correspondance des tableaux des quantités globales et des tableaux des variables créés par `cesam` et à écrire.
- Transformation éventuelle des masses en DeX \Rightarrow fraction de masse.
- Inversion éventuelle de l'ordre d'écriture des variables.
- Écriture des en-têtes.
- Écriture des variables.

Appel : Le sous-programme `ascii` est appelé par la routine générique `output`, cf. §8.87 (Page 195).

```
SUBROUTINE ascii(nglob,tglob,totvar,tvar,var,glob,itot,
1 logm,reverse,titre_ascii)
```

- Entrées :
 - `nglob` : Nombre de quantités globales à écrire.
 - `tglob` : Tableau des indices des quantités globales à écrire.
 - `totvar` : Nombre de variables à écrire.
 - `tvar` : Tableau des indices des variables à écrire.
 - `var` : Tableau des valeurs des variables créé par `cesam`.
 - `glob` : Tableau des valeurs des quantités globales créé par `cesam`.
 - `itot` : Nombre de points du tableau `var`.
 - `logm=.TRUE.` : Tabulation de la masse en DeX, en fraction de masse sinon.
 - `reverse=.TRUE.` : Tabulation du centre vers la surface, de la surface au centre sinon.
 - `titre_ascii` : Nom à attribuer au fichier ainsi créé.

8.7 Routine générique atm

Cette routine PUBLIC du module `mod_atm`, cf. §E.8 (Page 271), gère la restitution de l'atmosphère. Elle fait appel à différentes routines PRIVATE, suivant le type d'atmosphère requis défini par la variable `nom_atm` du fichier de données.

Dans ces routines y sont définies les conditions limites externes du problème différentiel de la structure interne; ces conditions limites doivent porter sur deux des trois variables thermodynamiques P , T et ρ . Elles se trouvent localisées dans la région optiquement mince de l'atmosphère. Les équations de la structure interne supposent que le flux d'énergie radiative est transporté par diffusivité radiative *i.e.* approximation de diffusion, ce qui est inexact dans le milieu optiquement mince où sont définies les conditions limites externes. Il faut donc transporter ces limites du milieu mince dans le milieu épais. La source de CESAM2k offre la possibilité d'utiliser deux types de méthodes : l'approximation monocouche et la reconstitution de l'atmosphère. Voir, pour plus de détails, Morel et al. (1994).

Appel : atm est appelée par les routines `cesam`, `static_m` et `static_r`.

```
SUBROUTINE atm(list,l_rac,r_rac,xchim,pt_rac,dptsdl,dptsdr,
1 t_rac,dtsdl,dtsdr,m_rac,dmsdl,dmsdr,p_rac,dpsdl,dpsdr,t_eff)
```

- Entrées :
 - `list=.TRUE.` : calcul réduit pour une liste (sans les dérivées),
 - `l_rac` : luminosité au raccord,
 - `r_rac` : rayon au raccord,
 - `xchim` : composition chimique par gramme.
- Sorties :
 - `pt_rac` : pression totale au raccord,
 - `dptsdl` : dérivée / L de la pression totale au raccord,
 - `dptsdr` : dérivée / R de la pression totale au raccord,
 - `t_rac` : température au raccord,
 - `dtsdl` : dérivée / L de la température au raccord,
 - `dtsdr` : dérivée / R de la température au raccord,
 - `m_rac` : masse au raccord,
 - `dmsdl` : dérivée / L de la masse au raccord,
 - `dmsdr` : dérivée / R de la masse au raccord,
 - `p_rac` : pression gazeuse au raccord,
 - `dpsdl` : dérivée / L de la pression gazeuse au raccord,
 - `dpsdr` : dérivée / R de la pression gazeuse au raccord,
 - `t_eff` : température effective.

8.8 Routine subordonnée base_chim

Cette routine subordonnée de `diffus`, génère le vecteur nodal de la base de B-splines utilisée pour la résolution des équations de la diffusion des éléments chimiques, cf. §7.8 (Page 101).

Description :

- Allocation et initialisation du tableau des multiplicités.
- Définition des multiplicités aux limites zone radiative / zone convective.
- Formation du vecteur nodal.

Appel : Le sous-programme `base_chim`, n'a pas d'argument.

8.9 Routine subordinnée base_rota

Cette routine subordinnée de `diffus` et de `evol`, génère le vecteur nodal de la base de B-splines utilisée pour la résolution des équations de la diffusion du moment cinétique, cf. §7.9 (Page 115).

Description :

- Allocation du tableau des multiplicités.
- Initialisation du tableau des multiplicités selon la présence ou l'absence de limites zone radiative / zone convective.
- Formation du vecteur nodal.

Appel : Le sous-programme `base_rota`, n'a pas d'argument.

8.10 Routine cesam

Cette routine PUBLIC, sans argument, du module `mod_cesam`, cf. §E.13 (Page 275), constitue en fait le programme principal. Elle gère l'ensemble des calculs ; elle est appelée par les programmes `cesam2k` ou `cesam2k_dbg`, cf. §8.11 (Page 156). Son organigramme général est présenté Figure 1.1 (Page 7). Elle est divisée en 5 parties :

- *Menu d'entrée identifiant l'option de CESAM2k à utiliser :*
 - Reprise d'une évolution en cours.
 - Initialisation d'un modèle de séquence principale d'âge zéro homogène.
 - Initialisation d'un modèle de pré-séquence principale homogène.
- Puis lecture du fichier de données `mon_modele.don`, enfin, initialisation des paramètres de calcul.
- *Cas de la reprise d'une évolution en cours.* Bien qu'il y ait séparation des cas, modèle repris en binaire ou en ASCII, le déroulement des calculs est assez similaire :
 - Lecture du modèle à reprendre, soit en binaire, soit en ASCII.
 - Vérification de la cohérence des paramètres utilisés dans le modèle repris et ceux définis par le fichier de données.
 - Initialisations diverses, en particulier les réactions thermonucléaires et détermination de la valeur du premier pas temporel à utiliser.
 - Pour un modèle repris en ASCII, initialisation des développements sur des bases de B-splines des variables principales et de la composition chimique.
- *Cas de l'initialisation d'un modèle de séquence principale d'âge zéro homogène.*
 - Séparation des cas : modèle d'initialisation en binaire, en ASCII.
 - Pour un modèle repris en ASCII, initialisation des développements sur les bases de B-splines des variables principales.
 - Formation de la fonction de répartition.
 - Initialisations diverses, en particulier les réactions thermonucléaires.
 - calcul du modèle de ZAMS homogène par appel à la routine `resout`.
- *Cas de l'initialisation d'un modèle de pré-séquence principale homogène.*
 - Séparation des cas : modèle repris en binaire ou en ASCII.
 - Pour un modèle repris en ASCII, initialisation des développements sur des bases de B-splines des variables principales.

- Formation de la fonction de répartition.
- Initialisations diverses, en particulier les réactions thermonucléaires.
- Lecture du facteur de contraction, et calcul d'un premier modèle initial par appel à la routine `resout`.
- Dialogue de validation du modèle calculé avec, éventuellement, reprise du calcul avec un facteur de contraction amélioré.
- Calcul d'un second modèle initial avec un facteur de contraction augmenté de 10%.
- Après validation, calcul du pas temporel initial.
- *Calcul de l'évolution.*
 - Ecriture du modèle en binaire pour les reprises : fichier `mon_modele_B.rep`. En affectant une valeur négative au paramètre `NB_MAX_MODELES` du fichier de données, cf. §3.6 (Page 27), tous les fichiers binaires seront écrits dans l'environnement. Pour identification le numéro du modèle est indiqué dans le nom du fichier, exemple : `mon_modele0146_B.rep`.
 - Mise à jour du fichier `mon_modele.HR` pour dessin du diagramme HR ; ce dernier est réinitialisé dans le cas d'une nouvelle évolution.
 - Formation du listing `mon_modele.lis`.
 - Calcul du modèle au pas temporel suivant par appel à la routine `resout`.
 - Gestion du nouveau modèle :
 - Arrêt du calcul, formation du listing, du fichier ASCII s'il est demandé. On trouve au § B.1 (Page 243) et § B.2 (Page 243) la description des tableaux `glob` et `var` créés par `cesam` pour les Sorties ASCII.
 - Poursuite du calcul de l'évolution.

Appel : `cesam`, appelée par le programme principal, cf. § 8.11 (Page 156), *n'a pas d'argument*.

8.11 Programmes `cesam2k`, `cesam2k_dbg`

Ces deux programmes permettent l'exploitation et le debug de `CESAM2k`. Ils ne comportent que l'instruction d'appel à la routine `cesam`, cf. § 8.10 (Page 155). Ils ne sont différenciés que par des options de compilation qui optimisent l'exécution ou permettent le debug. (Les deux programmes `cesamT` et `cesamT_dbg` identiques aux précédents et utilisés pour des tests, ne sont laissés dans la distribution que pour en faciliter la gestion.)

8.12 Routine `chim_gram`

La fonction de cette routine PUBLIC du module `mod_variables` effectue la transformation des valeurs des rapports d'abondances par mole et de leurs dérivées en rapports d'abondances par masse.

Appel : `chim_gram` est appelée de divers endroits, depuis `cesam` particulièrement.

SUBROUTINE `chim_gram(xchim,dxchim)`

- Entrées/Sorties :

- `xchim`, `dxchim` : composition chimique et dérivée par mole \rightarrow par gramme.

8.13 Routine générique `coeff_rota`

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), est la gestion du calcul des coefficients de la diffusion du moment cinétique.

Description : Le calcul est orienté vers la routine définie dans la routine `lit_n1.f`, cf. §8.74 (Page 187), suivant le nom du formalisme à utiliser, cf. §?? (Page ??).

Appel : `coeff_rota` est appelée par `eq_diff_rota`, cf. §8.46 (Page 172).

SUBROUTINE `coeff_rota(dt,nu,y,frl,ddf1)`

- Entrées :
 - `dt`, `nu`, `y` : pas temporel, abscisse, tableau des variables de la rotation.
- Sorties :
 - `f1`, `ddf1` : coefficients des équations de la rotation et dérivées par rapport aux variables de la rotation.

8.14 Routines `coeff_rota3/4`

Ces routines ont pour fonction le calcul des coefficients des équations de la diffusion du moment angulaire suivant le formalismes de Talon et al. (1997); Mathis & Zahn (2004) respectivement.

Description :

- Interpolation au point de calcul des variables de l'équilibre quasi-statique et calcul de divers coefficients.
- Interpolation de la composition chimique, appel à l'équation d'état.
- Estimation des variables de la rotation et de l'équilibre quasi-statique au pas temporel précédent.
- Calcul de l'opacité, des taux d'ionisation, de l'énergie nucléaire et calcul de divers coefficients.
- Interpolation au point de calcul des variables de la rotation.
- Calcul des coefficients de diffusion et des pertes de moment cinétique.
- Calcul des coefficients non identiquement nuls.

Appel : `coeff_rota3/4` sont appelées par `coeff_rota eq_diff_rota3/4`. Les arguments sont ceux de `coeff_rota`.

8.15 Routine `coll_atm`

La fonction de cette routine PRIVATE du module `mod_atm`, cf. §E.8 (Page 271), est la résolution, dans l'espace des B-splines, du système des équations de la restitution de l'atmosphère Eq. 7.13 (Page 85).

Description :

- Initialisation du vecteur nodal et des limites, initialisations et allocations diverses lors du premier appel.
- Vérification, qu’au point de raccord, l’accélération centrifuge ne dépasse pas la gravité.
- Pour chaque point de collocation et chaque point limite, formation par appels à `eq_atm` des Eq. 7.13 (Page 85) dans l’espace des B-splines.
- Résolution du système et évaluation des corrections de la méthode itérative, retour à `lim_atm` ou poursuite des itérations (boucle infinie).

Appel : `coll_atm` est appelée par la routine `lim_atm` *cf.* §8.68 (Page 182).

```
SUBROUTINE coll_atm(r_rac,l_rac,xchim,ord_atm,knot_atm,dim_atm,ms_atm)
```

- Entrées :
 - `r_rac`, `l_rac`, `xchim` : rayon, luminosité composition chimique au raccord avec l’enveloppe.
 - `ord_atm`, `knot_atm`, `dim_atm`, `ms_atm` : ordre des équations différentielles, nombre de points du vecteur nodal, dimension de la base de B-splines, ordre des B-splines.

8.16 Routine `coll_qs`

La fonction de cette routine PRIVATE du module `mod_static`, *cf.* §E.12 (Page 275), effectue la résolution, dans l’espace des B-splines, du système Eq. 7.5 (Page 75) des équations de la structure interne (équilibre quasi-statique).

Description :

- Initialisation du vecteur nodal et des limites, initialisations et allocations diverses lors du premier appel.
- Changement de la base de B-splines si le nombre de couches a varié depuis l’appel précédent.
- Pour chaque point de collocation et chaque point limite, formation par appels à `static`, *cf.* §8.125 (Page 213), des équations 7.5 (Page 75) dans l’espace des B-splines.
- Résolution du système et évaluation des corrections et de la précision de la méthode itérative, retour à `resout` ou poursuite des itérations (boucle infinie).

Appel : `coll_qs` est appelée par `resout`, *cf.* §8.116 (Page 206).

```
SUBROUTINE coll\_qs(dt,compt,repnd,err,vare,qmax,corr)
```

- Entrées :
 - `dt`, `compt`, `repnd=.TRUE.` : pas temporel, compteur du nombre d’itérations, il faut réinitialiser la solution.
- Sorties :
 - `err`, `vare`, `qmax`, `corr` : erreur maximale, variable présentant cette erreur, indice de la couche où l’erreur est maximale, correction.

8.17 Routine collision

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), calcule les intégrales de collision $\Omega_{ij}^{(kl)}$, $k, l = 1, 2$ en utilisant les tabulations de Paquette et al. (1986). Ces tables ont été scannées de l'ApJS. Les quantités qui figurent dans les `data` sont les valeurs des intégrales de collision calculées par les formules d'interpolation pour les $\psi_{st}(n)$ (notations de Paquette et al. (1986)), et prolongées jusqu'à $\psi_{st} = 4$; au delà de $\psi_{st} = 4$, on utilise les approximations analytiques.

Au premier appel de la routine, on calcule les coefficients d'interpolation (appel à `bsp1dn`, cf. §9.2.2 (Page 226)) et on effectue quelques autres initialisations. De la longueur de Debye λ , on déduit les valeurs des ψ_{ij} d'où l'interpolation des intégrales de collision et le calcul de leurs dérivées par rapport à chacune des abondances; distinction est faite entre potentiels attractifs et répulsifs. On économise des ressources de temps calcul en exploitant les symétries.

Appel : collision est appelée par la routine `diffm.br` cf. §8.30 (Page 164).

```
SUBROUTINE collision(nb,zb,mij,xi,ro,drox,t,omega11,zij,zpij,zsij,
1 domega11,dzij,dzpij,dzsj)
```

- Entrées :
 - `nb`, `zb`, `mij`, `xi` : nombre de particules (1 : indice de ^1H , `nb` : indice pour les électrons), charges, masses réduites, abondances par mole.
 - `ro`, `drox`, `t` : densité, dérivée logarithmique par mole, température.
- Sorties :
 - `omega11`, `zij`, `zpij`, `zsij` : tables des intégrales de collision.
 - `domega11`, `dzij`, `dzpij`, `dzsj` : tables des dérivées des intégrales de collision.

8.18 Routine générique conv

Cette routine PUBLIC du module `mod_conv`, cf. §E.7 (Page 270), gère le calcul du gradient de température $\nabla \equiv \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}$ dans les zones convectives et de ses dérivées partielles par rapport aux variables locales. Suivant la formulation de la convection définie dans le fichier de données, cf. §3.3 (Page 22), un appel ciblé dirige le calcul vers la routine *ad-hoc*.

Description :

La structure des routines de convection est la même pour toutes. Seules diffèrent les formulations cf. §7.10.2 (Page 135). Des grandeurs spécifiques aux conditions physiques du calcul sont initialisées au premier appel. Puis la racine réelle de la cubique est recherchée en utilisant l'algorithme de Newton-Raphson. Enfin le gradient convectif, l'efficacité de la convection et leurs diverses dérivées sont calculés.

Appel : Le sous-programme `conv` est appelé par les routines `thermo`, cf. §8.131 (Page 217), et `thermo_atm`, cf. §8.132 (Page 218).

```
SUBROUTINE conv(r,krad,gravite,delta,cp,ro,hp,taur,gradrad,
1 gradad,der,gradconv,dgradkra,dgradgra,dgradel,dgradcp,dgradro,
```

2 dgradhp, dgradtaur, dgradgrad, dgradgad,
 3 gam, dgamkra, dgamgra, dgamdel, dgamcp, dgamro,
 4 dgamhp, dgamtaur, dgamgrad, dgamgad)

- Entrées :
 - r, krad, gravite, delta, cp : rayon, conductivité radiative, gravité, δ , c_p .
 - ro ,hp, taur, gradrad, gradad : densité, échelle de hauteur de pression, épaisseur optique de la bulle convective, gradient radiatif, gradient adiabatique – éventuellement corrigé du terme $\frac{d \ln P_{\text{gaz}}}{d \ln P}$, cf. § 7.10.3 (Page 136).
 - der=.TRUE. : le calcul des dérivées est requis.
- Sorties :
 - gradconv, dgradkra, dgradgra, dgradel, dgradcp, dgradro, dgradhp, dgradtaur, dgradrad, dgradad : gradient de température et dérivées.
 - gam, dgamkra, dgamgra, dgamdel, dgamcp, dgamro, dgamhp, dgamtaur, dgamgrad, dgamgad : efficacité de la convection et dérivées.

8.19 Routine conv_a0

En un point d'une zone convective, il semble irréaliste que la longueur de mélange puisse être supérieure à la distance qui sépare ce point de la plus proche limite de la zone convective. Ainsi que Eggleton (1972) l'a proposé, avec la routine PRIVATE conv_a0 du module mod_conv, cf. § E.7 (Page 270), la longueur de mélange utilisée devient nulle à chaque limite zone radiative / zone convective. L'introduction de la distance exacte change la nature du problème qui devient intégro-différentiel ce qui complique considérablement la résolution numérique. Ce qu'évite la formulation locale d'Eggleton, cf. § 7.10.2 (Page 135).

8.20 Routine conv_cm

Dans la routine PRIVATE conv_cm du module mod_conv, cf. § E.7 (Page 270), le gradient de température dans une zone convective est calculé selon les prescriptions de Canuto & Mazitelli (1991) avec, pour longueur de mélange, $l = \alpha H_p$, cf. § 7.10.2 (Page 135).

8.21 Routines conv_cgm_reza, conv_cm_reza

Dans la routine PRIVATE conv_cm_reza du module mod_conv, cf. § E.7 (Page 270), similaire à conv_cm, il est tenu compte de la quantité thermodynamique $\delta = (\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T})_P$. Dans la routine conv_cgm_reza, le calcul du gradient convectif est effectué selon les prescriptions de Canuto et al. (1996) avec la prescription de Bernkopf (Heiter et al. (2002)), cf. § 7.10.2 (Page 135).

Ces deux routines ont été mises en œuvre et mises à la disposition des utilisateurs de CESAM2k par Reza Samadi, LESIA, Observatoire de Paris

8.22 Routine conv_jmj

Les spécificités de la routine de convection PRIVATE `conv_jmj` du module `mod_conv`, cf. §E.7 (Page 270), ont été décrites au §7.10.2 (Page 135). La mise en œuvre de `conv_jmj` a bénéficié de la collaboration de J.Provost et de M.J.Goupil.

8.23 Routine coulomb

Cette routine PRIVATE du module `mod_evo1` effectue le calcul du logarithme de Coulomb et de ses dérivées par rapport à la densité et à l'abondance en ^1H ou ^4He , suivant le formalisme simplifié de Michaud & Proffitt (1993, p. 250).

Appel : `coulomb` est appelée par la routine `diffm_mp`.

```
SUBROUTINE coulomb(zi,zj,thetae,ro,x,t,lnlambij,
1 lnlambijr,lnlambijx,cij,cijr,cijx)
```

- Entrées :
 - `zi`, `zj`, `thetae` : charges des éléments `i` et `j`, `thetae=1` pour un mélange hélium/hydrogène;
 - `ro`, `x`, `t` : densité, abondance par volume de ^1H ou ^4He , température.
- Sorties :
 - `lnlambij`, `lnlambijr`, `lnlambijx`, `cij`, `cijr`, `cijx` : logarithmes de Coulomb et dérivées par rapport à ρ et ^1H ou ^4He .

8.24 Routines ctes_85, ctes_94, ctes_94m

Ces routines PRIVATE du module `mod_donnees` permettent l'initialisation de la plupart des éléments du module `mod_donnees`, cf. §E.3 (Page 258), qui regroupe les principales constantes physiques à utiliser.

- `ctes_85` : Routine de référence, dont la source principale des données de physique est le CRC Handbook of chemistry and physics 75th edition 1994, D.R. Lide *et al.* CRC press Boca Raton, Ann Arbor, London, Tokyo.
- `ctes_94` : Identique à `ctes_85` avec des valeurs plus récentes pour quelques constantes.
- `ctes_94m` : Identique à `ctes_94` avec des valeurs entières pour les masses atomiques.

Appel : Suivant la variable `nom_ctes` du fichier de données cf. §3.3 (Page 22), l'une ou l'autre est appelée par la routine générique `ini_ctes` cf. §8.60 (Page 179), au début de l'exécution du sous-programme `cesam` cf. §8.10 (Page 155). Ces routines **n'ont pas d'argument**.

8.25 Routine générique des

Cette routine PRIVATE du module `mod_cesam`, cf. §E.13 (Page 275), est la *routine générique* de dessin, elle utilise le logiciel PGPLOT cf. §A.2 (Page 232).

Au fur et à mesure du calcul, le diagramme HR, la répartition en zone radiative / zone convective, les variables de structure et les abondances en fonction de la masse ou du rayon sont tracés.

Appel : des qui n'a que des arguments d'entrée est appelée par `cesam`.

SUBROUTINE `des(fin,dt,teff)`

- `fin=.TRUE.` : dernier appel, fermeture du dessin,
- `dt, teff` : pas temporel, température effective.

8.26 Routines `des_m`, `des_r`

L'une ou l'autre de ces routines PRIVATE du module `mod_cesam`, cf. §E.13 (Page 275), est appelée par la routine générique `des` suivant le type de dessin défini par la variable `nom_des` du fichier de données, cf. §3.3 (Page 22). Le dessin est effectué respectivement en fonction de la masse (`nom_des='des_m'`) ou du rayon (`nom_des='des_r'`), ou encore n'est pas effectué (`nom_des='no_des'`)

Description : Les algorithmes de ces deux routines sont similaires :

- Initialisations diverses relatives au logiciel PGPLOT.
- Tracé des abondances par unité de masse, ^1H et ^4He sont dessinées en valeurs réelles, les abondances des autres éléments sont normalisées sur $[0,1]$, les coefficients de normalisation sont indiqués sur l'écran pour chaque variable.
- Tracé des variables de structure normalisées, pression, température, rayon ou masse et luminosité, les coefficients de normalisation sont indiqués sur l'écran pour chaque variable.
- Tracé du diagramme HR, sur les deux axes, les échelles sont déterminées lors du premier appel en fonction de la valeur de la masse initiale; si le fichier `mon_modele.TeffL` existe dans l'environnement, tracé de la boîte d'erreur cf. §4.9 (Page 47).
- Tracé des zones convectives, à l'issue de chaque pas temporel, un trait plein indique les intervalles de masse affectés par la convection.

Particularité de `des_r` :

Le rayon d'une étoile change au cours de l'évolution; il arrive que les graphes de la représentation des variables de structure en fonction du rayon utilisent mal le domaine spatial de l'épure. Lorsque le rayon total devient, soit supérieur aux 9/10, soit inférieur aux 3/4, du domaine, on effectue un changement d'échelle qui a pour effet de ramener la surface aux 3/4 du domaine. Tant que l'échelle en rayon reste fixée, un tiret vertical – aux 3/4 du domaine – matérialise la valeur antérieure du rayon qui a servi à définir l'échelle. Cette disposition permet de suivre l'évolution du rayon en restant dans le cadre de l'épure.

8.27 Routine `df_rotx`

Cette routine PUBLIC du module `mod_etat`, cf. §E.5 (Page 270), constitue un opérateur qui permet de transformer les dérivées par rapport à P, T, X d'une

fonction thermodynamique $f(P, T, X)$ en celles par rapport à ρ, T, X . En appliquant plusieurs fois l'opérateur on obtient les dérivées d'ordre supérieur.

Appel : `df_rotx` est appelée par `add_ascii`, cf. § 8.4 (Page 151).

```
SUBROUTINE df_rotx(p,ro,t,alfa,delta,dfdp_tx,dfdt_px,dfdx_pt,
1 drodx_pt,df_dro,df_dt,df_dx)
```

– Entrées :

– `p, ro, t, alfa, delta` : pression, densité, température, $\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln P}$, $-\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}$,
 – `dfdp_tx, dfdt_px, dfdx_pt, drodx_pt` : $\frac{\partial f}{\partial P}$, $\frac{\partial f}{\partial T}$, $\frac{\partial f}{\partial X}$, $\frac{\partial \rho}{\partial X}$.

– Sorties :

– `df_dro, df_dt, df_dx` : $\frac{\partial f}{\partial \rho}$, $\frac{\partial f}{\partial T}$, $\frac{\partial f}{\partial X}$

8.28 Fonction dgrad

Cette fonction PUBLIC du module `mod_static`, cf. § E.12 (Page 275), forme le critère de convection de Schwarzschild ou de Ledoux suivant les prescriptions décrites au § 7.10.1 (Page 134).

Description :

- Après quelques initialisations, appel à l'équation d'état et calcul de l'opacité
- Calcul du gradient radiatif avec le cas particulier du centre.
- Formation du critère de convection de Schwarzschild ou de Ledoux.

PB Pour une raison inconnue, l'utilisation du critère de Ledoux est délicate.

Appel : `dgrad` est appelée de `lim_zc`, cf. § 8.70 (Page 183).

```
FUNCTION dgrad(pt,p,t,dlpp,xchim,m,l,r,dxchim,w)
```

- `pt, p, t, dlpp, xchim, dxchim` : Pression totale et gazeuse, température, $\frac{\partial \ln P_{\text{gaz}}}{\partial \ln P}$, composition chimique et dérivée;
- `m, l, r, w` : masse, luminosité, rayon, vitesse angulaire.

8.29 Routine générique diffm

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. § E.11 (Page 274), est la *routine générique* de calcul de la diffusion microscopique. Elle gère les descriptions `diffm_br`, `diffm_mp` et `diffm_0`, cette dernière, formelle, fixe à zéro les coefficients de diffusion microscopique.

Description :

Pour chaque élément du vecteur de composition chimique, l'équation de diffusion, avec les termes nucléaires, est formulée dans la routine `eq_dif_chim`. Les coefficients de diffusion microscopique sont calculés dans les routines de type `diffm`, et des coefficients de diffusion turbulente et de mélange (moment angulaire inclus) sont introduits par l'intermédiaire des routines de type `diffm` cf. § 8.32 (Page 165).

Appel : `diffm` est appelée par `eq_diff_chim`, cf. § 8.44 (Page 170).

SUBROUTINE `diffm(p,t,r,l,m,ro,drox,kap,dkapx,w,gradrad,dgradradx,xi,d,dd,v,dv)`

- Entrées :
 - `p, t, r, lum, ltot, m` : pression, température, rayon, luminosité locale et totale, masse.
 - `ro, drox, kap, dkapx` : densité, dérivée/ X, opacité, dérivée / X,
 - `gradrad, dgradradx, xi` : gradient radiatif, dérivée / X. composition chimique par mole.
- Sorties :
 - `d, dd` : matrice des coefficients de diffusion microscopiques d_{ij} de $\frac{\partial x_i}{\partial m}$ et dérivées $\frac{\partial d_{ij}}{\partial x_k}$.
 - `v, dv` : vecteur des vitesses v_i des x_i et dérivées $\frac{\partial v_i}{\partial x_k}$.

8.30 Routine `diffm_br`

La routine PRIVATE `diffm_br` du module `mod_evol`, *cf.* § E.11 (Page 274), permet de calculer les coefficients de diffusion microscopique en résolvant les équations de transport selon le formalisme de Burgers, en tenant compte, éventuellement, des accélérations radiatives *cf.* § 8.5 (Page 152). La formulation du système des équations de Burgers utilisée dans CESAM2*k*, est en grande partie originale. Elle est décrite § 7.8.3 (Page 104).

Description :

- Au premier appel, initialisation de constantes, des masses réduites, allocation diverses, initialisation des accélérations radiatives.
- Calcul des taux d'ionisation, calcul du poids moléculaire moyen, de la gravité corrigée des accélérations radiatives et de leurs dérivées.
- Calcul des intégrales de collision, des coefficients de résistance Eq. 7.50 (Page 108) et de leurs dérivées.
- Calcul des coefficients \bar{q}_{ij} Eq. 7.57 (Page 112), d_i Eq. 7.58 (Page 112), f_{ij} Eq. 7.59 (Page 112) et de leurs dérivées.
- Formation des matrices Δ Eq. 7.54 (Page 111), \mathcal{M} Eq. 7.55 (Page 111), A_w Eq. 7.56 (Page 111), A_r Eq. 7.60 (Page 112), A_c Eq. 7.62 (Page 112), A_e Eq. 7.61 (Page 112).
- Calcul de ω par inversion du système linéaire, Eq. 7.63 (Page 112).
- Formation de la matrice des coefficients de diffusion Eq. 7.66 (Page 113), et du jacobien Eq. 7.68 (Page 113).
- Calcul du vecteur des vitesses de diffusion Eq. 7.64 (Page 112) et du jacobien Eq. 7.67 (Page 113).

8.31 Routine `diffm_mp`

La routine PRIVATE `diffm_mp` du module `mod_evol`, *cf.* § E.11 (Page 274), utilise la formulation simplifiée de Michaud & Proffitt (1993) pour l'estimation des coefficients de diffusion microscopique. On suppose que les éléments lourds sont *éléments traces*, *i.e.* un élément autre que ^1H et ^4He ne diffuse que par rapport aux

protons. Ce formalisme, plus simple mais moins général que celui de Burgers, **ne s'applique pas** dans un milieu privé de noyaux d'hydrogène, *i.e.* un cœur d'hélium.

Description :

- Au premier appel, initialisation de constantes, des masses réduites, allocations diverses.
- Calcul des logarithmes de Coulomb pour ^1H et ^4He .
- Calcul des coefficients de diffusion de ^1H et de ^4He et dérivées.
- Calcul des coefficients de diffusion pour les éléments tests par rapport à ^1H et dérivées.

8.32 Routine générique difft

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, *cf.* § E.11 (Page 274), est la *routine générique* de calcul de la diffusion turbulente.

Appel : `difft` est appelée par `eq_diff_chim`, *cf.* § 8.44 (Page 170).

SUBROUTINE `difft(melange,t,ro,drox,kap,dkapx,deff,gradad,gradrad,m,d,dd)`

- Entrées :
 - `melange` : `melange=.TRUE.` on est dans une zone à mélanger,
 - `t`, `ro`, `drox`, `kap`, `dkapx`, `deff` : température, densité, opacité, et dérivées par rapport à l'abondance de ^1H **par gramme**, coefficient de diffusion turbulente due à la rotation,
 - `gradad`, `gradrad`, `m` : gradients adiabatique et radiatifs, abscisse de calcul.
- Sorties :
 - `d`, `dd`, `v`, `dv` : tableaux $d(i,j)$, $dd(i,j,k)$, $v(i)$, $dv(i,k)$, $i,j,k = 1, \dots, n_{\text{elem}}$.

8.33 Routine difft_gab

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, *cf.* § E.11 (Page 274), effectue le calcul des coefficients de diffusion turbulente. Elle exploite une suggestion de M.Gabriel : pour éviter la sédimentation de l'hélium et des éléments lourds dans la partie supérieure de l'enveloppe, il suffit de mélanger la partie de l'enveloppe jusqu'à la fin de la zone d'ionisation de l'hélium, localisée vers 10^6K .

Description :

- Quelques initialisations sont effectuées au premier appel.
- S'il y a mélange, ou si la température est inférieure à 10^6K la diagonale de la matrice de diffusion est affectée du coefficient de mélange convectif $d_M \gg 1$ *cf.* § 7.10.6 (Page 138).
- Sans mélange, on ajoute aux termes diagonaux de la matrice de diffusion, les coefficients de diffusion turbulente `d_turb` *cf.* § 3.3 (Page 22), d_{eff} *cf.* § 7.9.4 (Page 118).

SUBROUTINE `difft_gab(melange,t,deff,d)`

- Entrées :
 - `melange` : `melange=.TRUE.` on est dans une zone à mélanger,
 - `t,deff` : température, coefficient de diffusion turbulente due à la rotation,
- Sortie :
 - `d` : tableau $d(i, j)$.

8.34 Routine `difft_nu`

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), effectue le calcul des coefficients de diffusion turbulente.

Description :

- Quelques initialisations sont effectuées au premier appel.
- En cas de mélange, la diagonale de la matrice de diffusion est affectée du coefficient de mélange convectif $d_M \gg 1$ cf. §7.10.6 (Page 138).
- Sans mélange, on ajoute aux termes diagonaux de la matrice de diffusion, les coefficients de diffusion turbulente `d_turb` cf. §3.3 (Page 22), d_{eff} cf. §7.9.4 (Page 118) et de viscosité radiative Re_ν , cf. Morel & Thévenin (2002).

Appel : `difft_nu`, est appelée par `difft` :

```
SUBROUTINE difft(melange,t,ro,drox,kap,dkapx,deff,d,dd)
```

- Entrées :
 - `melange` : `melange=.TRUE.` on est dans une zone à mélanger,
 - `t, ro, drox, kap, dkapx, deff` : température, densité, opacité, et dérivées par rapport à l'abondance de ¹H **par gramme**, coefficient de diffusion turbulente due à la rotation,
- Sorties :
 - `d, dd` : tableaux $d(i, j)$, $dd(i, j, k)$, $i, j, k = 1, \dots, n_{\text{elem}}$.

8.35 Routine `difft_sun`

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), calcule un coefficient de diffusion turbulente, sous la ZC externe solaire, suivant Gabriel (1997).

Appel : `difft_sun` est appelée par `eq_difft`,

```
SUBROUTINE difft_sun(melange,deff,gradad,gradrad,m,d)
```

- Entrées :
 - `melange` : `melange=.TRUE.` on est dans une zone à mélanger,
 - `deff, gradad, gradrad, m` : coefficient de diffusion turbulente due à la rotation, gradients adiabatique et radiatifs, abscisse de calcul.
- Sorties :
 - `d` : tableau $d(i, j)$ $i, j, \dots, n_{\text{elem}}$.

8.36 Routine diffus

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), gère l'intégration numérique des équations de diffusion des espèces chimiques cf. §7.8 (Page 101) et du moment cinétique cf. §7.9 (Page 115).

Ces équations, du type intégro-différentiel, sont couplées. Pour des raisons d'instabilité numérique, il s'est avéré extrêmement délicat de les résoudre simultanément, force a été de les traiter séquentiellement, au prix d'une convergence médiocre. Leur résolution numérique utilise la méthode des éléments finis de Galerkin, cf. §7.7.1 (Page 97). Bien que la structure des algorithmes de résolution utilisés pour chacun des deux systèmes différentiels soient identiques deux routines distinctes ont été créées, pour conserver un maximum de souplesse.

Description :

- Au premier appel, initialisation et diverses écritures.
- Recherche du nombre et des indices des limites zone radiative / zone convective.
- Création du vecteur nodal pour la diffusion des éléments chimiques.
- Création du vecteur nodal pour la diffusion du moment cinétique.
- Résolution des équations de la diffusion du moment cinétique.
- Résolution des équations de la diffusion des éléments chimiques.
- Déallocations diverses.

Appel : `diffus` est appelée par `evol`, cf. §8.54 (Page 175).

SUBROUTINE `diffus(ok,dt,mc_tmp,nc_tmp)`

- Entrées :
 - `dt` : pas temporel,
 - `mc_tmp,nc_tmp` : masses temporaires (abscisses langrangiennes), nombre de masses temporaires.
- Sorties :
 - `ok` : `ok=.TRUE.` les algorithmes de résolution de la diffusion du moment cinétique et des espèces chimiques ont convergé au niveau de précision requis.

8.37 Routine générique diffw

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), est la *routine générique* de calcul des coefficients de diffusion turbulente horizontale, verticale et effective du moment cinétique, cf. §7.9 (Page 115). Dans la présente version de CESAM2k elle ne gère que la description `diffw_mpz`.

Appel : `diffw` est appelée par `eq_diff_rota`, cf. §8.46 (Page 172).

Arguments de diffw

SUBROUTINE `diffw(dlnro,grand_k,nu,n2mu,n2t,r,ro,dfrot,frot,1 deff,dh,dv)`

- Entrées :

- `dlnro, grand_k, nu, n2mu, n2t` : gradient $\ln \rho$, K , ν , variables liées à la fréquence de Brunt-Väissälä, *cf.* § 7.9.4 (Page 118).
- `r, ro, dfrot, frot` : rayon, densité, vecteur des variables de la rotation et dérivées.
- Sorties :
 - `deff, dh, dv` : coefficients de diffusion turbulente effective, horizontale, verticale.

8.38 Routine `diffw_mpz/p03`

Ces routines PRIVATE du module `mod_levol`, *cf.* § E.11 (Page 274), effectue le calcul des coefficients de diffusion horizontale, verticale et effective du moment cinétique, selon les prescriptions de Mathis et al. (2004); Palacios et al. (2003) respectivement.

Description de `diffw_mpz` :

- Au premier appel, initialisation et diverses écritures.
- Calcul de D_h
- Calcul de D_v
- Calcul de D_{eff}

Appel : `diffw_mpz/p03`, appelées par `diffw`, utilisent la même liste d'appel.

8.39 Routine `dnunl`

La fonction de cette routine PRIVATE du module `mod_cesam`, *cf.* § E.13 (Page 275), est le calcul approximatif, valable uniquement pour le cas solaire, de ν_0 , $\delta\nu_{02}$ et $\delta\nu_{13}$ suivant Schatzman & Praderie Schatzman & Praderie (1990, eq. 101-102).

Description de `dnunl` :

- Tabulation de la vitesse du son en fonction de R^2 , calcul de ν_0 par intégration numérique de type Gauss (on utilise le fait que $rdr = 1/2dr^2$).
- Calcul de $\delta\nu_{02}$ et $\delta\nu_{13}$.

Appel : `dnunl` est appelée de `list`, *cf.* § 8.71 (Page 185).

SUBROUTINE `dnunl(r, c, n, rtot, nu0, dnu02, dnu13, a)`

- Entrées :
 - `r, c, n, rtot` : tables des rayons, des vitesses du son, nombre de points, rayon total.
- Sorties :
 - `nu0, dnu02, dnu13, a` : ν_0 , $\delta\nu_{02}$, $\delta\nu_{13}$, le A de la formule 100.

8.40 Routine subordonnée `ecrit_ascii`

Cette routine subordonnée de la routine `cesam` a pour fonctions la formation la mise en forme et l'écriture des fichiers de sortie ASCII, *cf.* § 3.4 (Page 24).

Pour décrire finement le comportement de la fréquence de Brunt-Väissälä, dans les fichiers de sortie destinés aux exploitations sismologiques, *cf.* §7.10.9 (Page 139), des points sont ajoutés au voisinage des limites zones radiatives / zones convectives ; typiquement, avec la valeur du paramètre $l_0 = 3$, 20 points supplémentaires sont ajoutés de part et d'autre de chaque limite.

Description :

- Au premier appel, allocation du tableau des quantités globales.
- Allocations de tableaux et création des abscisses supplémentaires permettant de décrire finement le profil de la fréquence de Brunt-Väissälä au voisinage des limites zones radiatives / zones convectives. Par défaut, on dispose 10 abscisses supplémentaires de part et d'autre de chaque limite. Insertion de ces abscisses dans le tableau des abscisses connues.
- Formation de la table des quantités globales.
- Allocation du tableau des quantités variables et formation de la partie atmosphère.
- Formation de la partie structure interne et composition chimique. Les quantités correspondants aux abscisses déjà connues sont reprises ; celles correspondant aux point ajoutés sont calculées.
- Déallocations de tableaux.
- Appel à la routine `add_ascii`, *cf.* §8.4 (Page 151) pour complément de données.
- Appel à la routine générique `output`, *cf.* §8.87 (Page 195), qui oriente vers le type de sortie ASCII désirée.
- Déallocation du tableau des variables.

Appel : `ecrit_ascii`, qui n'a pas d'argument, est appelée de `cesam` à l'occasion de la sortie de fin de calcul, ou encore à l'issue de chaque pas temporel si on désire conserver tous les fichiers ASCII, *cf.* §3.4 (Page 24).

8.41 Routine subordinnée `ecrit_rota`

Cette routine subordinnée de `diffus` et de `evol`, a pour fonction l'écriture, dans l'évironnement du calcul, du fichier des variables et des coefficients des équations de la diffusion du moment cinétique, *cf.* §7.9 (Page 115). Ce fichier est destiné à être exploité par le programme de dessin `des_rota.f` du sous-directory `EXPLOIT`, *cf.* §3.16 (Page 36). Ce fichier de travail n'est pas destiné à des exploitations mais aux mises au point. Il n'est créé que si la variable logique `ecrit_rot`, *cf.* §4.8 (Page 45), du module `mod_donnees` est vraie, il est alors formé à l'issue de chaque appel à la routine `resout_rota`, *cf.* §8.118 (Page 208).

Description :

- Définition du nombre de variables et allocation du tableau à écrire.
- Calcul des coefficients des équations de la diffusion du moment cinétique, aux abscisses du vecteur de la rotation (le centre est omis en raison de la singularité de l'échelle de hauteur de pression).
- Formation du tableau des variables et écriture sur le fichier `mon_modele_coeff_rota.dat`. Ce dernier est écrasé par chaque nouvelle

écriture.

Appel : Le sous-programme `ecrit_rota`, n'a pas d'argument.

8.42 Routine edding

Cette routine PRIVATE du module `mod_atm`, cf. § E.8 (Page 271), calcule la température dans une atmosphère purement radiative, pour une profondeur optique grise donnée suivant la loi $T(\tau)$ d'Eddington.

Appel : `edding`, appelée par la routine générique `tdetau` cf. § 8.130 (Page 216), utilise les mêmes arguments.

8.43 Routine eq_atm

La fonction de cette routine PRIVATE du module `mod_atm`, cf. § E.8 (Page 271), est de former les équations de restitution de l'atmosphère Eq. 7.13 (Page 85).

Description de `eq_atm` :

- Au premier appel, après quelques initialisations, on projette sur la base de B-spline l'atmosphère solaire, connue sous forme de DATA, on obtient ainsi la solution initiale, on définit ensuite les limites et on détermine les points de collocation.
- Extraction des grandeurs physiques, calcul de la T_{eff} , de la gravité et loi $T(\tau)$.
- Calcul des grandeurs thermodynamiques, de ∇ en particulier, et dérivées, formation des équations aux points de collocation et aux points limites.

Appel : `eq_atm` est appelée de `coll_atm`, cf. § 8.15 (Page 157) :

SUBROUTINE `eq_atm(fait,li,xchim,cx,y,be,ae,r_rac,l_rac,xcoll_atm)`

- Entrées :
 - `fait, li, xchim, cx` : `fait=1` point de collocation, `fait=2` point limite, indice de la limite, composition chimique/gramme, indice du point de collocation,
 - `y` : variables et dérivées,
 - `r_rac, l_rac, xcoll_atm` : rayon au fond de l'atmosphère, luminosité, abscisses des points de collocation.
- Sorties :
 - `be, ae` : seconds membres et jacobien.

8.44 Routine eq_diff_chim

La routine PRIVATE `eq_diff_chim` du module `mod_evol`, cf. § E.11 (Page 274), a pour fonction de calculer, dans l'espace physique, les résidus des équations 7.40 (Page 102), les quantités figurant à gauche des produits scalaires et leurs dérivées par rapport aux abondances.

Pour un élément chimique d'indice i fixé, les coefficients de l'équation de diffusion calculés dans les routines de type `diffm`, cf. § 8.29 (Page 163) sont de trois sortes :

- Les coefficients v_i de x_i , dans l'équation 7.33 (Page 101), codés $\mathbf{v}(i)$.
- Les coefficients de diffusion microscopique $d_{i,j}^*$, de $\frac{\partial x_j}{\partial m}$, dans l'équation 7.34 (Page 101), codés $\mathbf{d}(i,j)$.
- Les coefficients $d_{i,i}$, de $\frac{\partial x_i}{\partial m}$, dans l'équation 7.34 (Page 101), sont ajoutés à $\mathbf{d}(i,i)$ dans les routines de type `diff`, cf. § 8.32 (Page 165).

les dérivées par rapport à x_k , $k = 1, n_{\text{elem}}$ sont respectivement notées $\mathbf{dv}(i,k) = \mathbf{dv}(n_{\text{elem}}(k-1)+i)$ et $\mathbf{dd}(i,j,k) = \mathbf{dd}(n_{\text{elem}}(n_{\text{elem}}(k-1)+j-1)+i)$.

Description de `eq_diff_chim`

- Au point courant :
 - Initialisations diverses,
 - extraction des variables de structure au point de calcul `cx`, appel à l'équation d'état, détermination des opacités, calcul des réactions thermonucléaires et des coefficients de l'équation de diffusion,
 - détermination des résidus des équations 7.40 (Page 102), des quantités figurant à gauche des produits scalaires et de leurs dérivées par rapport aux abondances.
- Au point limite externe, évaluation et exploitation de la perte de moment angulaire.

Appel : `eq_diff_chim` est appelée par `resout_chim`, cf. § 8.117 (Page 207).

SUBROUTINE `eq_diff_chim(nu,y,dt,ad,as,bd,bs)`

- Entrées :
 - `nu`, `dt`, `y` : point de calcul en $m^{\frac{2}{3}}$, pas temporel, variables et dérivées.
- Sorties :
 - `as`, `ad`, `bs`, `bd` : dérivées par rapport aux abondances $x_{i,j}$ des arguments des produits scalaires avec $S_j^{m_c}$ et $\frac{\partial x_{i,j}}{\partial \nu}$ et résidus.

8.45 Routine `eq_diff_poisson`

La routine PRIVATE `eq_diff_poisson` du module `mod_evol`, cf. § E.11 (Page 274), a pour fonction de calculer, dans l'espace physique, les coefficients des équations, à résoudre dans `poisson_initial.f`, cf. § 8.97 (Page 199), pour l'initialisation du potentiel gravitationnel.

Description de `eq_diff_poisson` :

- initialisation de constantes et allocations.
- calcul des coefficients au temps $t + dt$.
- formation des coefficients au point courant.
- formation des coefficients aux points limites.

Appel : `eq_diff_poisson` est appelée par `poisson_initial`, cf. § 8.97 (Page 199).

SUBROUTINE `eq_diff_poisson(fait,nu,ad,as,bs)`

- Entrées :
 - `fait`, `nu` : `fait=0` : point courant, `fait=1, 2` : limite, point de calcul en $m^{\frac{2}{3}}$, variables et dérivées.

- Sorties :
 - `as`, `ad`, `bs` : dérivées par rapport à la variable Ψ des arguments des produits scalaires avec $S_j^{m_c}$ et $\frac{\partial x_{i,j}}{\partial \nu}$, résidus.

8.46 Routine `eq_diff_rota3/4`

La routine PRIVATE `eq_diff_rota` du module `mod_evol`, cf. § E.11 (Page 274), a pour fonction de calculer, dans l'espace physique, les coefficients et les résidus des équations de la diffusion du moment cinétique, § 7.9 (Page 115).

Description de `eq_diff_rota3/4` :

- Interpolation au point d'abscisse lagrangienne `nu` des coefficients des équations.
- Détermination de la nature du milieu convectif ou radiatif par interpolation du vecteur de convection.
- Au point courant (`fait=1`) :
 - Formation des équations dans le milieu convectif.
 - Formation des équations dans le milieu radiatif.
- Sur les limites (`fait=2, 3`) :
 - Partie intégrée des équations pour un noyau convectif et une zone convective externe.

Appel : `eq_rota` est appelée par `resout_rota`, cf. § 8.118 (Page 208).

SUBROUTINE `eq_diff_rota(fait,nu,y,ad,as,bd,bs)`

- Entrées :
 - `fait`, `nu`, `y` : `fait=1` : point courant, `fait=2, 3` : limite, point de calcul en $m^{\frac{2}{3}}$, variables et dérivées.
- Sorties :
 - `as`, `ad`, `bs`, `bd` : dérivées par rapport aux variables Ω , U , θ , Λ , ψ des arguments des produits scalaires avec $S_j^{m_c}$ et $\frac{\partial x_{i,j}}{\partial \nu}$, résidus.

8.47 Routine générique `etat`

Les routines de type `etat` constituent les interfaces entre `CESAM2k` et la routine de calcul de l'équation d'état qui a souvent une origine externe. Ces routines sont des routines PRIVATE du module `mod_etat`, cf. § E.5 (Page 270).

Pour une pression gazeuse P , une température T et une composition chimique X_i données, `etat` calcule la densité ρ , l'énergie interne spécifique U , c_p , δ , ∇_{ad} , et leurs dérivées premières, α , β , Γ_1 . Certaines routines d'équation d'état utilisent des tables que l'on doit créer dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, cf. § 2.2 (Page 13). Le nom de ces tables doit être indiqué dans le fichier de données. La *routine générique* de calcul de l'équation d'état est `etat`, routine PUBLIC du module `mod_etat`.

Appel : `etat` est appelée de divers endroits, en particulier depuis `evol`, `thermo`, `thermo_atm`, `eq_dif_chim`, `cesam`.

```

SUBROUTINE etat(p,t,xchim,deriv,
1 ro,drop,drot,drox,u,dup,dut,dux,
2 delta,deltap,deltat,deltax,cp,dcpp,dcpt,dcp,
3 gradad,dgradadp,dgradadt,dgradadx,alfa,beta,gamma1)

```

- Entrées :
 - p, t, xchim, deriv : pression, température, composition chimique par gramme, deriv=.TRUE. calcul des dérivées;
- Sorties :
 - ro, drop, drot, drox : densité et dérivées;
 - u, dup, dut, dux : énergie interne et dérivées;
 - delta, deltap, deltat, deltax : δ et dérivées;
 - cp,dcpp,dcpt,dcp : c_p et dérivées;
 - gradad, dgradadp, dgradadt, dgradadx : ∇_{ad} et dérivées;
 - alfa, beta, gamma1 : α, β, Γ_1 .

8.48 Routine etat_ceff

La routine PRIVATE `etat_ceff` du module `mod_etat`, cf. §E.5 (Page 270), utilise le formalisme CEFF. C'est une adaptation à CESAM2k des programmes originaux de J.Christensen-Dalsgaard par A.Baglin, M.Auvergne, Y. Lebreton, P.Morel & B.Pichon.

Les routines qui relèvent de ce package sont les suivantes :

```

bilinc, clmnew, cvmgrp, cvmgz, cvmgn, cvmgt, cvmgm, dmpeqs, derive,
eostst, eqstfc, eqstpc, eqstrh, eosder, f4der, f4n, f4mhd, hheion,
hmnion, hvionac, inteffc, ismax, isamax, ismin, leq, neweta, omegac,
phderc, prthvi, setgm1, setf4, seteqs, blockdata bleqstc, setcns,
sdot, ssum, sscal, scopy, saxpy, storec, zeroc.

```

Ces routines sont regroupées dans un même package et compilées simultanément avec `etat_ceff`; elles sont donc des routines PRIVATE du module `mod_etat`, cf. §E.5 (Page 270). Diverses modernisations concernant la programmation ont été effectuées par B.Pichon et P.Morel. Le BLOCKDATA initial a été transformé en un tableau de paramètres. D'origine externe, ces routines ne sont pas détaillées.

PB Cette routine qui demande beaucoup de ressources est peu robuste, son usage est délicat.

8.49 Routine etat_eff

La routine PRIVATE `etat_eff` du module `mod_etat`, cf. §E.5 (Page 270), utilise le formalisme EFF, la source, rassemblée dans le package EFF, est une adaptation à CESAM2k des programmes originaux de J. Christensen-Dalsgaard par A. Baglin, M. Auvergne & P.Morel.

Les routines qui relèvent de ce package sont les suivantes :

```

bilin, eqstf, eqstp, hviona, inteff, omega, phder, setcns, store,
theffp, zero.

```

Elles sont exploitées sous forme de routines subordonnées de la routine `etat_eff`. Le BLOCKDATA initial a été transformé en un tableau de paramètres.

8.50 Routine `etat_gong1`

Selon les prescriptions du "Solar Model Comparison Project" Christensen-Dalsgaard (1988), la routine PRIVATE `etat_gong1` du module `mod_etat`, cf. §E.5 (Page 270), suppose le milieu totalement ionisé, mais ne tient compte ni de la dégénérescence, ni de l'énergie interne d'ionisation, ni de la pression de radiation.

8.51 Routine `etat_gong2`

Suivant "Solar Model Comparison Project" Christensen-Dalsgaard (1988), la routine PRIVATE `etat_gong2` du module `mod_etat`, cf. §E.5 (Page 270), utilise le formalisme EFF simplifié, sans tenir compte, ni de la pression de radiation, ni de la dégénérescence. La mise en œuvre de `etat_gong2` a bénéficié de la collaboration de J. Provost.

8.52 Routine `etat_mhd`

La routine PRIVATE `etat_mhd` du module `mod_etat`, cf. §E.5 (Page 270), assure l'interface avec l'équation d'état solaire tabulée MHD de W.Däppen cf. Mihalas et al. (1988). Les tables, en ASCII compressé, sont distribuées dans le package de l'équation d'état MHD, par W.Däppen. Les plus récentes *i.e.* avec "correction τ ", sont disponibles à l'adresse FTP anonymous `usc.edu` directory `pub/astro-physics/mhd-oc/wd-evo`; leur mise en place est décrite au §2.2.5 (Page 18).

Les routines qui relèvent de ce package sont regroupées et compilées simultanément avec `etat_mhd`; ce sont donc des routines PRIVATE du module `mod_etat`. Il s'agit de :

`fmttob`, `mhdpx`, `mhdpx1`, `mhdpx2`, `intpt`, `mhdst`, `mhdst1`, `rtab`, `rabu`,
`quint`, `quintd`, `lir`.

Les noms des tables à utiliser sont indiqués directement dans `etat_mhd` il n'y a donc pas lieu d'en indiquer les noms dans le fichier de données. Ces tables doivent être créées par l'utilisateur, cf. §2.2.5 (Page 18), et placées dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA`, cf. §2.2 (Page 13).

8.53 Routines `etat_opal`, `etat_opalX`, `etat_opalZ`

Ces routines PRIVATE du module `mod_etat`, cf. §E.5 (Page 270), assurent l'interface avec les diverses versions de l'équation d'état tabulée OPAL (Iglesias & Rogers, 1991). Les tables d'équation d'état, disponibles sur le site WEB `ftp://www-phys.llnl.gov/pub/opal/eos/` sont très grandes.

Suivant les valeurs de l'abondance en métaux requise, il faut contruire les tables ainsi qu'il est décrit au §2.2.4 (Page 15), et les placer dans le sous-directory

SUN_STAR_DATA, cf. § 2.2 (Page 13). Les routines utilisent les tables OPAL en binaire. La transformation des BLOCKDATA de la distribution sous la forme de paramètres, a permis des gains de place et de temps calcul appréciables. La mise en œuvre de ces routines a bénéficié de collaborations de S.Brun, J.M. Marques & L.Piau.

Bien qu'identiques, les routines utilisées pour la lecture et l'interpolation des tables utilisent des paramétrages différents. Il s'agit de :

`esac`, `gmass`, `quad`, `r_opal_bin`, `rad_sub`, `ro_new`, `t6rinterp`.

Elles sont introduites sous la forme de routines subordonnées et reproduites pour chacune des routines d'équation d'état OPAL.

8.54 Routine evol

La routine PUBLIC `evol` du module `mod_evol`, cf. § E.11 (Page 274), gère le mélange convectif, l'intégration temporelle de la composition chimique, éventuellement du moment cinétique. Un organigramme schématique est reproduit Figure 8.1 (Page 176).

Description

- Initialisations diverses, éliminations éventuelles pour le mélange convectif **uniquement** de limites zones radiatives / zones convectives trop externes, détermination si le modèle est totalement radiatif ou convectif.
- Détermination de la répartition en masse – en $(m/M_{\odot})^{2/3}$ – utilisée pour l'interpolation de la composition chimique et du moment cinétique. Les points retenus sont, ou bien identiques aux points de la grille utilisée pour les variables globales, ou bien situés aux centres des intervalles entre deux points de cette grille, ou bien encore ceux de la *grille fixe*, cf. § 3.7 (Page 28). A défaut d'une description physique de l'évolution des discontinuités aux limites zones radiatives / zones convectives l'utilisation alternative des milieux de grille comme points d'interpolation crée une légère diffusion numérique destinée à stabiliser l'évolution. Aux voisinages du centre et des limites zones radiatives / zones convectives, des points supplémentaires sont ajoutés pour améliorer la précision. Cette dernière disposition n'est appliquée qu'avec l'utilisation d'une *grille fixe*.
- Les indices du début et de la fin de chaque zone convective sont ensuite identifiés dans la grille pour l'interpolation de la composition chimique ; en enlevant les "c" de commentaires, des algorithmes de test permettent des vérifications.
- Une alternative se présente alors : :
 - On tient compte de la diffusion microscopique avec ou sans diffusion du moment cinétique, il y a appel à la routine `diffus`, cf. § 8.36 (Page 167), sauf si le modèle est complètement convectif depuis le début de l'évolution – ou de la reprise du calcul. Au retour de la routine `diffus`, la précision du calcul de l'évolution des abondances est estimée.
 - Il y a intégration et mélange convectif classiques, en tenant compte d'éventuels gains ou pertes de masse, et en estimant la précision du calcul de l'évolution des abondances :
 - d'abord pour les zones convectives où l'intégration de la composition chimique est réalisée de façon simultanée avec le mélange convectif,

ORGANIGRAMME DE EVOL

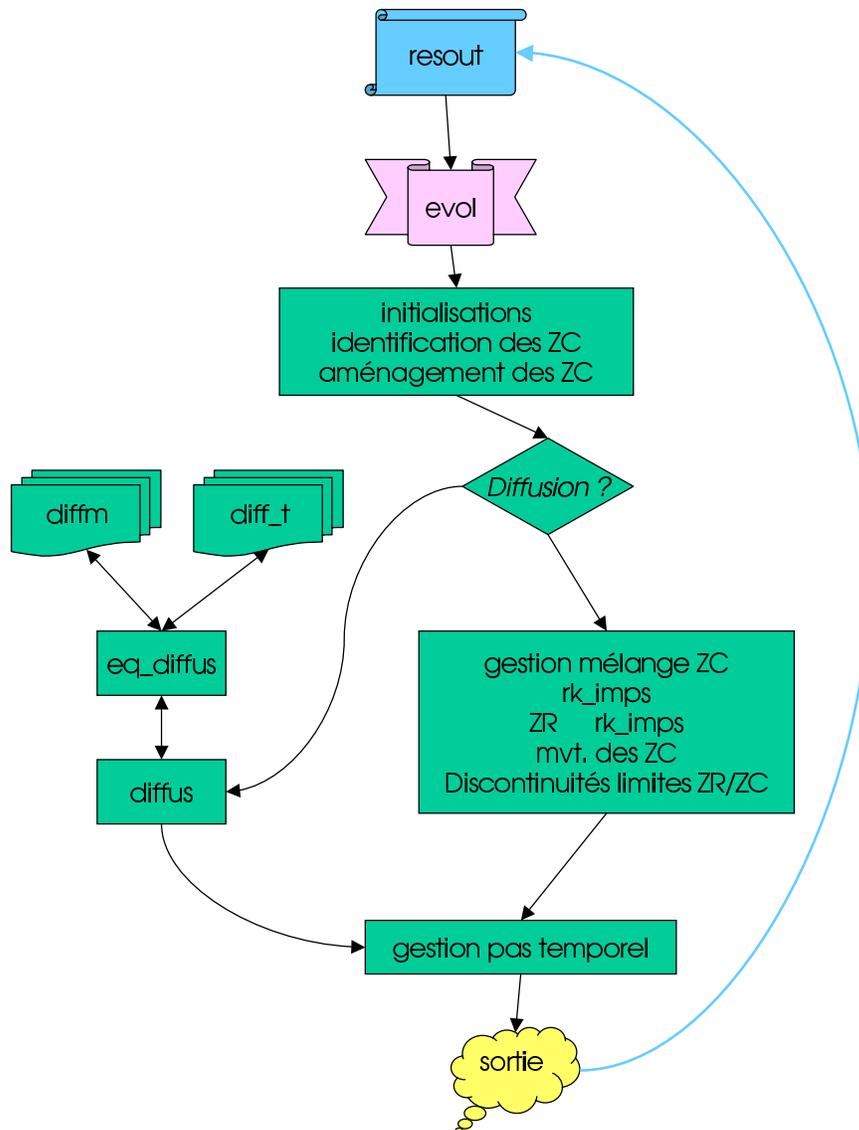


FIG. 8.1 – Environnement de la routine `evol` de gestion de l'évolution de la composition chimique et du moment cinétique.

- ensuite pour les zones radiatives.
- La composition chimique est ensuite ajustée en fonction des retraits ou avancées des limites zones radiatives / zones convectives.
- Enfin, on calcule les coefficients d'interpolation de la composition chimique en tenant compte des discontinuités aux limites zones radiatives / zones convectives.
- Une renormalisation de la composition chimique de façon à assurer $X+Y+Z = 1$ est effectuée dans l'espace des splines. Cette renormalisation est nécessaire pour des arguments :
 - **Physiques** : les masses atomiques n'étant pas des nombres entiers, les équations de l'évolution thermonucléaire de la composition chimique ne peuvent conserver *exactement* $X + Y + Z = 1$. Pour ce faire, il faudrait tenir compte de corrections relativistes.
 - **Numériques** : les équations implicites de l'évolution de la composition chimique étant résolues de façon itérative, il y a nécessairement une erreur numérique résultant de l'appréciation de la convergence. Les erreurs d'arrondi sont aussi à prendre en ligne de compte.
- Une estimation du pas temporel à venir est faite en fonction des valeurs, requise et obtenue, de la précision de l'intégration. En cas de non convergence d'algorithmes itératifs, ou si la précision requise n'est pas atteinte, le modèle est réinitialisé lors du retour à `resout`, et le calcul est alors repris avec un pas temporel divisé par 2. *L'estimation du pas temporel ne porte que sur l'estimation de la précision de l'intégration de la composition chimique.*

Appel : `evol` est appelée par `resout`, cf. § 8.116 (Page 206).

SUBROUTINE `evol(compt,dt,dts,repren)`

- Entrées :
 - `compt` : compteur des itérations globales, `compt=0` pour la première itération globale de chaque nouveau pas temporel.
 - `dt` : pas temporel.
- Sorties :
 - `dts` : estimation du pas temporel à utiliser pour le pas temporel suivant.
 - `repren=.TRUE.` : il faut réduire le pas temporel à cause de TdS ou de non convergence.

8.55 Routine générique `f_rad`

La routine PRIVATE `f_rad` du module `mod_evol`, cf. § E.11 (Page 274), constitue la *routine générique* du calcul des accélérations radiatives. Le calcul de l'accélération radiative est effectué avec la routine dont le nom `NOM_FRAD` est indiqué dans le fichier de données, cf. § 3.9 (Page 30).

Appel : `f_rad` est appelée par `diffm_br`, cf. § 8.30 (Page 164).

SUBROUTINE `f_rad(lum,ray,t,kap,dkapx,nel,ychim,ioni,grav,g_rad,dg_rad)`

- Entrées :
 - `lum`, `ray`, `t`, `kap`, `dkapx` : luminosité, rayon, température, opacité, dérivée/ X (mole).
 - `nel`, `ychim`, `ioni`, `grav` : nombre d'électrons libres par volume, composition chimique par mole, taux d'ionisation, gravité.
- Entrées/Sorties : `g_rad(i)` : vecteur des accélérations radiatives, la gravité est `grav+g_rad` sur l'élément d'indice `i`
- Sorties : `dg_rad(i,j)` : matrice des dérivées des accélérations radiatives sur l'élément `i` par rapport à l'abondance par mole de l'élément `j`.

8.56 Routine subordonnée `fcmx`

Cette routine subordonnée de `resout` a pour fonction d'indiquer s'il sera nécessaire d'utiliser le nombre maximum de couches pour les modèles à calculer.

Description :

- Définition de la variable logique `logic` suivant la réalisation d'un des critères d'utilisation du nombre maximum de couches.
- Définition de la variable logique de sortie `cmx` suivant les critères de sortie ASCII définis au §D.1.4 (Page 253).

Appel : `fcmx` est appelé de `resout` à l'issue de la convergence du modèle.

SUBROUTINE `fcmx(clogic)`

- Sortie :
 - `clogic = .TRUE.` : il faudra utiliser le nombre maximum de couches.

8.57 Routine `from_alecian`

La subroutine PRIVATE `from_alecian` du module `mod_bp_for_alecian`, cf. §E.10 (Page 274), regroupe une partie des routines de calcul des accélérations radiatives, selon la seconde version du formalisme développé par G.Alécian. D'origine externe les fonctions des routines de ce regroupement ne sont pas détaillées.

8.58 Routine `hopf`

Cette routine PRIVATE du module `mod_atm`, cf. §E.8 (Page 271), calcule la température dans une atmosphère purement radiative pour une profondeur optique grise donnée suivant la loi $T(\tau)$ de Hopf, cf. Mihalas (1978).

Description :

- Mise en forme des données pour l'interpolation.
- Interpolation de la température et dérivées.

Appel : `hopf`, appelée par la routine générique `tdetau` cf. §8.130 (Page 216), utilise les mêmes arguments.

8.59 Routine iben

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, *cf.* §E.9 (Page 272), de type `nuc`, *cf.* §8.77 (Page 188), calcule l'énergie gravifique pour dl'initialisation de l'évolution avec pré-séquence principale, *cf.* §7.4.3 (Page 88). Cette initialisation est effectuée dans la routine `cesam`, *cf.* §8.10 (Page 155); à cet effet, le nom de la routine de réactions thermonucléaires à utiliser est temporairement redéfini : `nom_nuc=iben`.

Appel : `iben`, appelée par la routine générique `nuc`. Les arguments sont ceux d'une routine de type `nuc`.

8.60 Routine générique ini_ctes

Cette routine PUBLIC du module `mod_donnees`, *cf.* §E.3 (Page 258), est la *routine générique* pour l'initialisation de la plupart des constantes physiques. Suivant le nom indiqué dans le fichier de données, *cf.* §3.3 (Page 22), il est fait appel à la routine d'initialisation correspondante, *cf.* §8.24 (Page 161).

Appel : Cette routine générique est appelée par `lit_n1`, *cf.* §8.74 (Page 187), elle n'a pas d'argument.

8.61 Routine initialise_rota

La fonction de cette routine PRIVATE du module `mod_cesam`, *cf.* §E.13 (Page 275), est l'initialisation des fonctions décrivant la diffusion du moment cinétique.

Description :

- Détermination du rayon de l'étoile R_* .
- Appels aux routines `w_initial`, *cf.* §8.63 (Page 180), et `u_initial`, *cf.* §8.62 (Page 179), pour l'initialisation de la vitesse angulaire Ω et de la vitesse de circulation méridienne U .
- Déduction des valeurs initiales de θ , Λ et ψ de celles de Ω et U .

Appel : `initialise_rota`, appelée par `cesam`, *cf.* §8.10 (Page 155), n'a pas d'argument.

8.62 Fonction initialise_u

Cette fonction PRIVATE du module `mod_cesam`, *cf.* §E.13 (Page 275), initialise la vitesse de circulation méridienne U du formalisme de la diffusion du moment cinétique, *cf.* §7.9.5.1 (Page 119).

Description : La valeur initiale de la vitesse de circulation méridienne est initialisée par :

$$|\Omega|U_0 \left(2 - \frac{R}{R_*}\right)^{-1}, \quad U_0 \sim 0.01.$$

Appel : `initialise_u` est appelée par `initialise_rota`, *cf.* §8.61 (Page 179).

FUNCTION initialise_u(r,rstar)

- r, rstar : rayon local, rayon total.

8.63 Fonction initialise_w

Cette fonction PRIVATE du module `mod_cesam`, cf. § E.13 (Page 275), initialise la vitesse angulaire Ω du formalisme de la diffusion du moment cinétique, cf. § 7.9.5.1 (Page 119).

Description : La valeur locale de la vitesse angulaire est donnée par :

$$\Omega = |\Omega_0| \left\{ 1 + \Omega_f \left[1 + \cos \left(\pi \frac{R}{R_*} \right) \right] \right\},$$

Ω_0 et Ω_f sont respectivement la vitesse angulaire initiale et le facteur de forme définis dans le fichier de données `mon_modele.don`, cf. § 3.3 (Page 22).

Appel : `initialise_w` est appelée par `initialise_rota`, cf. § 8.61 (Page 179).

FUNCTION initialise_w(r,rstar)

- r, rstar : rayon local, rayon total.

8.64 Routine inter

La fonction de cette routine PUBLIC du module `mod_variables`, cf. § E.4 (Page 266), est de déterminer par interpolation inverse, à partir de son développement sur une base de B-splines, l'indice de la couche correspondant à une masse ou à un rayon donné. Puis, par interpolation directe, de déterminer en ce point les valeurs des variables et de leurs dérivées premières, par rapport à la variable de masse ou de rayon. En variables lagrangiennes, l'interpolation est effectuée en $(m/M_\odot)^{2/3}$; en variables eulériennes l'interpolation est effectuée en (r/R_\odot) . La variable d'indice 6 *i.e.* $f(6)$, affectée à la fonction de répartition, cf. § 7.2.3 (Page 73), est utilisée pour transmettre l'indice décimal de la couche où s'effectue l'interpolation.

Appel : `inter` est appelée par divers programmes, en particulier `evol`.

SUBROUTINE inter(m23_ou_r2,bp,q,qt n,knot,x,f,dfdx,r2,m23)

- Entrées :
 - m23_ou_r2 : chaîne de **3 caractères**, si m23_ou_r2='m23' interpolation en masse, si m23_ou_r2='r2' interpolation en rayon.
 - bp, q, qt, n, knot, x : éléments pour l'interpolation.
 - r2, m23 : points d'interpolation.
- Sorties :
 - f, dfdx : fonctions ($f(6)$: indice fractionnaire d'interpolation), dérivées.

8.65 Routine `inter_atm`

Pour l'atmosphère, cette routine PUBLIC du module `mod_exploit`, cf. §E.14 (Page 276), a une fonction similaire à la routine `inter` précédente. Elle est utilisée par le programme `for037_2k` du module `mod_exploit`, cf. §3.16 (Page 36), qui permet l'interpolation d'un modèle en des masses ou des rayons définis à l'avance.

Description :

- Localisation de l'intervalle d'interpolation en masse, rayon ou indice de couche.
- Détermination de l'indice fractionnaire d'interpolation inverse par algorithme de Brent.
- Interpolation des variables de l'atmosphère.
- L'indice fractionnaire est conservé.

Appel : `inter_atm` est appelée par le programme `for037_2k`.

```
SUBROUTINE inter_atm(m_ou_r,ne_atm,bp_atm,x_atm,xt_atm,n_atm,
1 ord_atm,knot_atm,m_atm,r_atm,x,f,dfdx)
```

- Entrées :
 - `m23_ou_r2` : chaîne de 3 caractères, interpolation en masse si `m23_ou_r2='m23'`, ou interpolation en rayon si `m23_ou_r2='r2□'`.
 - `ne_atm`, `bp_atm`, `x_atm`, `xt_atm`, `n_atm`, `ord_atm`, `knot_atm` : éléments pour l'interpolation par B-spline.
 - `m_atm`, `r_atm` : masses et rayons de la discrétisation de l'atmosphère.
- Sorties :
 - `f`, `dfdx` : fonctions, dérivées, rayon, masse.
 - `f(ne_atm+1)=x_int` : indice fractionnaire de l'abscisse d'interpolation.

8.66 Routines `k5750`, `k5777`

Ces deux routines PRIVATE du module `mod_atm`, cf. §E.8 (Page 271), calculent la température dans une atmosphère non purement radiative pour une profondeur optique grise donnée, suivant les lois $T(\tau)$ solaires $T_{\text{eff}} = 5750$ K et $T_{\text{eff}} = 5777$ K calculées par C. Van't Veer avec le programme Atlas 9 de Kurucz.

Description :

- Mise en forme des données pour l'interpolation.
- Interpolation de la température et dérivées.

Appel : `k5750`, `k5777`, sont appelées par la routine générique `tdetau`, cf. §8.130 (Page 216). Elles utilisent les mêmes arguments.

8.67 Routine `kappa_cond`

Cette routine PRIVATE du module `mod_opacite`, cf. §E.6 (Page 270), calcule l'opacité conductive en utilisant les ajustements polynômiaux de Iben (1975), et complète l'opacité radiative.

Description : Bien que remaniée pour son adaptation à CESAM2k, cette routine, en grande partie d'origine externe, n'est pas détaillée. La moyenne harmonique avec l'opacité radiative est effectuée à l'issue du calcul.

Appel : Cette routine est appelée par la plupart des routines de calcul d'opacité à l'issue du calcul de l'opacité radiative.

SUBROUTINE `kappa_cond(xh,t,ro,kappa,dkapdt,dkapdr,dkapdx)`

- Entrées :
 - `xh` : composition chimique en fraction de masse.
 - `t` : température.
 - `ro` : densité.
- Entrées/Sorties :
 - `kap` : opacité.
 - `dkapdt`, `dkapdr`, `dkapdx` : dérivées de l'opacité en fonction de la température, densité, abondance d'hydrogène.

8.68 Routine `lim_atm`

Cette routine PUBLIC du module `mod_atm`, cf. § E.8 (Page 271), permet de restituer l'atmosphère à partir d'une loi $T(\tau)$ grise, cf. § 7.3.2 (Page 80).

Description :

- Au premier appel :
 - Initialisation de constantes.
 - Recherche, dans l'environnement, d'un fichier binaire d'atmosphère pour reprise, et tests de cohérence.
 - Reprise de l'atmosphère en binaire ou initialisation en ASCII.
 - Recherche du rayon bolométrique et initialisations diverses.
 - Projection sur la base de B-splines.
- Pour chaque appel :
 - Commentaires divers.
 - Appel à `coll_atm` pour l'intégration.
 - Au cas où une liste complète du modèle est requise, formation des tableaux des quantités nécessaires.
 - Ecriture du fichier binaire d'atmosphère `mon_modele_atm`.

Appel : `lim_atm` appelée par la routine générique d'atmosphère `atm`, cf. § 8.7 (Page 153), a la même liste d'appel.

8.69 Routines `lim_gong1`, `lim_tau1`

Ces deux routines PUBLIC du module `mod_atm`, cf. § E.8 (Page 271), sont deux formes similaires de la restitution d'une atmosphère dans l'approximation mono-couche, cf. § 7.3.1 (Page 79). Dans la routine `lim_gong1`, deux facteurs $\beta = 7.22$ et $\lambda = 6$, affectent respectivement les équations de la pression et de la luminosité, leur effet étant, avec une équation d'état supposant l'ionisation totale, d'obtenir un modèle solaire qui ressemble au soleil actuel.

PB Avec l'approximation monocouche, la pression turbulente est ignorée dans l'atmosphère.

Appel : `lim_gong1`, `lim_tau1`, appelées par la fonction générique d'atmosphère `atm`, cf. §8.7 (Page 153), ont la même liste d'appel.

8.70 Routine `lim_zc`

Cette routine PRIVATE du module `mod_static`, cf. §E.12 (Page 275), a trois fonctions principales :

- Initialisation, si nécessaire, de la répartition des couches en fonction du nombre de points à utiliser.
- Localisation des limites des zones radiatives et convectives, au besoin avec overshoot.
- Détermination des coefficients de répartition.

`lim_zc` est une routine importante de CESAM2k, son organigramme est présenté Figure 8.2 (Page 184).

Description de `lim_zc`

- Initialisation :
 - Initialisations diverses effectuées au premier appel, en particulier, détermination des points limites et calcul des coefficients d'intégration correspondants à cette répartition.
 - Au cas où le nombre de couches doit être modifié, détermination de la nouvelle fonction d'espacement, changement de la base de B-splines, redéfinition des points limites et calcul des coefficients d'intégration. Avec l'option `grille_fixe`, cf. §3.7 (Page 28), la grille d'interpolation de la composition chimique n'est modifiée que si le nombre de couches a varié de plus de la quantité `dn_fixe` fixée dans `resout`, cf. §8.10 (Page 155).
- Localisation :
 - Calcul, en chaque point de la grille, de la différence $\nabla_{\text{rad}} - \nabla_{\text{ad}}^*$, localisation des changements de signe et identification de la nature de la limite à l'aide de la variable logique `lconv` qui est `.TRUE.` lorsqu'on passe d'une zone radiative à une zone convective, en traversant la limite dans le sens croissant de la variable d'espace *i.e.* masse, rayon ou encore, indice.
 - Elimination des zones convectives mal définies *i.e.* trop proches du centre, de la limite externe ou encore n'affectant que très peu de couches.
 - Affinement, par dichotomie, de la localisation des limites retenues.
 - Si besoin, extensions des zones convectives et analyse des chevauchements éventuels.
- Détermination :
 - Des coefficients de répartition qui permettent d'amener chacune des limites sur un point de la grille.

Appel : `lim_zc`, appelée par `resout`, n'a que des arguments d'entrée.

SUBROUTINE `lim_zc(no_rep,new_nqs)`

ORGANIGRAMME DE LIM_ZC

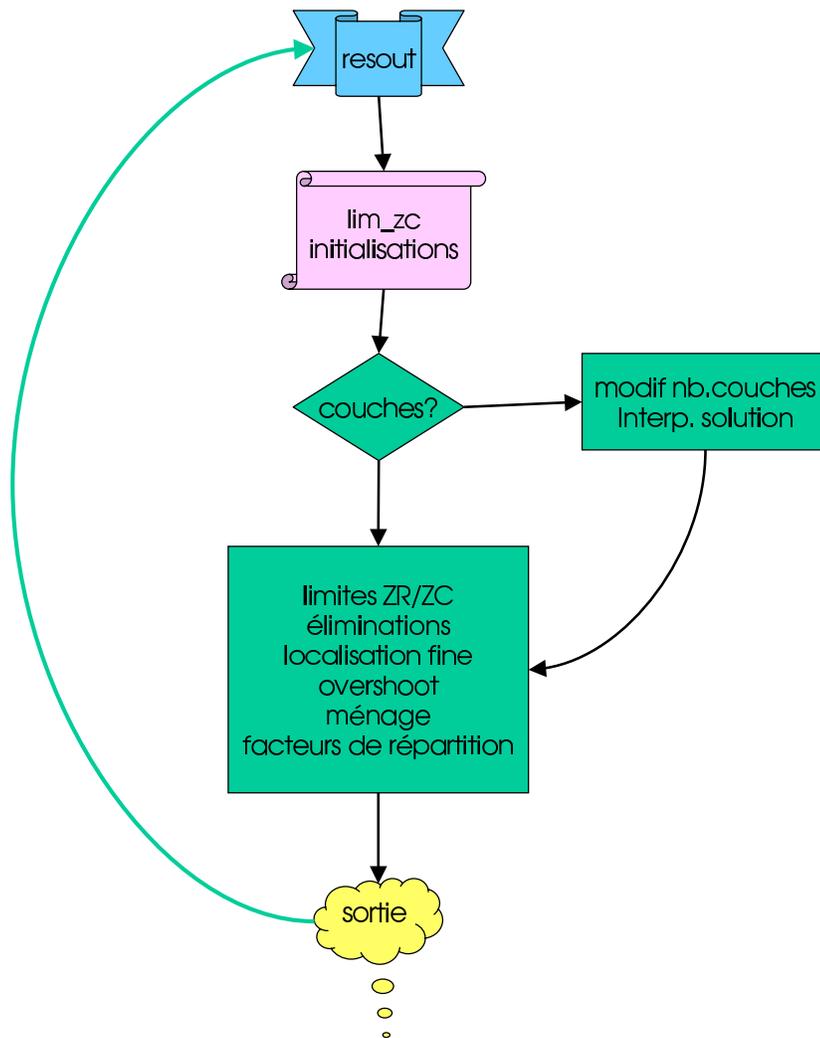


FIG. 8.2 – Organigramme de la routine `lim_zc` de détermination des limites zones radiatives / zones convectives.

`no_rep=.TRUE.` : Il n'y a pas eu d'initialisation ou de réinitialisation du modèle.
`new_nqs=.TRUE.` : Il faut effectuer une redistribution des couches du modèle quasi-statique, la constante de répartition ayant été modifiée.

8.71 Routine list

Cette routine PRIVATE du module `mod_cesam`, cf. §E.13 (Page 275), n'a que des arguments d'entrée. Sa fonction est de construire le listing permettant de suivre le déroulement du calcul et de produire, pour différentes époques de l'évolution, une liste détaillée des variables du modèle, des abondances, des rapports isotopiques à la surface et des flux de neutrinos – l'implantation de ces derniers a bénéficié d'une collaboration avec G.Berthomieu.

Description :

- Initialisations diverses, en particulier des indices d'identification des éléments chimiques.
- Construction d'un cartouche indiquant : l'âge du modèle, la température effective, la luminosité, le rayon, la gravité, la pression, la température, les abondances par fraction de masse de ^1H et ^4He centrales, les proportions d'énergie libérées par les cycles thermonucléaires et la gravité, la nature du modèle, la variation relative de masse, ses valeurs présente et initiale, les abondances et les rapports isotopiques en surface, éventuellement la période et la vitesse de rotation de surface.
- *Si le listing complet est requis*, le modèle est listé couche par couche du sommet de l'enveloppe vers le centre, un cartouche étant disposé toutes les 10 couches pour faciliter l'identification des quantités écrites. Les limites zones radiatives / zones convectives sont matérialisées. L'atmosphère est ensuite reproduite couche par couche, en partant de l'enveloppe vers la surface ; on indique ensuite la déplétion des éléments en surface, les abondances relatives en nombre à la surface, les flux de neutrinos, et une estimation, pour le cas solaire, des grandeurs astérosismologiques : ν_0 , $\delta\nu_{02}$, $\delta\nu_{13}$, A .

Appel : `list` est appelée par `cesam`, cf. §8.10 (Page 155).

```
SUBROUTINE list(alfa,anub8,anube7,anun13,anuo15,anupep,anupp,beta,
1 compg,cp,delta,dcapdr,dcapdt,depsdr,depsdt,d2p,d2ro,
2 chaine,convec,ecritout,epsilon,gamma,gamma_atm,gradad,grada_atm,
3 gradconv,gradc_atm,gradrad,gradr_atm,hp,i_cno,i_gr,i_pp,i_3a,
4 kap,l,m,mu,mue,m_atm,p,pt,pt_atm,p_atm,r,ro,ro_atm,r_atm,t,tau,
5 teff,tx_ioni,t_atm,u,vaissala,w,z,degene)
```

- `anub8`, `anube7`, `anun13`, `anuo15`, `anupep`, `anupp` : Tables des nombres de neutrinos des diverses sources.
- `alfa`, `beta`, `delta` : α , β , δ .
- `compg`, `cp`, `hp` : Composition chimique par unité de masse, chaleur spécifique à pression constante, échelle de hauteur de pression.
- `kap`, `dcapdr`, `dcapdt` : Opacité, dérivées par rapport à la densité et à la température.

- `epsilon`, `depsdr`, `depsdt` : Energie nucléaire des différents cycles et énergie graviphique, dérivées par rapport à la densité et à la température.
- `d2p`, `d2ro` : Dérivées secondes de la pression et de la densité centrales.
- `chaine`, `convec`, `ecritout` : Statut du modèle, nature radiative ou convective de la couche, écriture du listing complet.
- `gradad`, `gradconv`, `gradrad`, `gamma` : Gradient adiabatique, gradient convectif, gradient radiatif, Γ .
- `grada_atm`, `gradc_atm`, `gradr_atm`, `gamma_atm` : Gradient adiabatique, gradient convectif, gradient radiatif, Γ pour l'atmosphère.
- `i_cno`, `i_pp`, `i_3a`, `i_gr` : Pourcentages d'énergie d'origine nucléaire PP, CNO, 3α et gravifique.
- `mu`, `mue`, `vaissala` : Poids moléculaire moyen, poids moléculaire moyen par électron libre, fréquence de Brunt-Väissälä.
- `p`, `pt`, `t`, `r`, `l`, `m`, `ro`, `u` : Pression gazeuse, pression totale, température, rayon, luminosité, masse, densité, énergie interne spécifique.
- `p_atm`, `pt_atm`, `t_atm`, `r_atm`, `m_atm`, `ro_atm` : Pression gazeuse, pression totale, température, rayon, masse, densité dans l'atmosphère.
- `tau`, `teff` : Epaisseur optique, température effective
- `tx_ioni`, `w`, `z`, `degene` : Taux d'ionisation, vitesse angulaire, abondance des métaux, facteur de dégénérescence.

8.72 Routine `lit_binaire`

Cette routine PUBLIC du module `mod_exploit`, *cf.* § E.14 (Page 276), permet la lecture des fichiers binaires, *cf.* § C (Page 247), à l'exception des fichiers d'atmosphère.

Description :

- Recherche et lecture du fichier de données `mon_modele.don`, *cf.* § 3.3 (Page 22).
- Lecture des paramètres du modèle, calcul des dimensions et allocation des tableaux.
- Lecture du modèle.

Appel : `lit_binaire` appelée par des programmes d'exploitation, *cf.* § 3.16 (Page 36), du module `mod_exploit`, *cf.* § E.14 (Page 276), n'a que des arguments d'entrée.

SUBROUTINE `lit_binaire(chaine,dt)`

- `chaine`, `dt` : Nom du modèle, pas temporel.

8.73 Routine `lit_hr`

Cette routine PUBLIC du module `mod_exploit`, *cf.* § E.14 (Page 276), permet la lecture des fichiers ASCII de diagramme HR `mon_modele.HR`, *cf.* § D.2 (Page 254).

Description :

- Lecture du premier enregistrement du fichier ASCII `mon_modele.HR`, pour allocations.
- Lecture du fichier dans son intégralité.
- Formation des tests de lecture.

Appel : `lit_hr` est appelée par des programmes d'exploitation, *cf.* § 3.16 (Page 36), du module `mod_exploit`, *cf.* § E.14 (Page 276), en particulier par le programme `des_hr`.

SUBROUTINE `lit_hr`(`init`,`chaine`,`fin`,`erreur`,`log_l`,`log_r`,`log_teff`,
1 `vrot`,`wrot`)

- Entrées :
 - `init=.TRUE.`, `chaine` : Initialisation, nom du modèle.
- Sorties :
 - `fin=.TRUE.`, `erreur=.TRUE.` : Fin de fichier, erreur de lecture.
 - `log_l`, `log_r`, `log_teff` : Logarithmes décimaux de la luminosité, du rayon, de la température effective.
 - `vrot`, `wrot` : vitesses linéaire et angulaire de la couche externe.

8.74 Routine `lit_nl`

La fonction de cette routine PUBLIC des modules `mod_donnees`, *cf.* § E.3 (Page 258) et `mod_exploit`, *cf.* § E.14 (Page 276), est de lire les NAMELISTS du fichier d'entrée `mon_modele.don`, *cf.* § 3.3 (Page 22).

Description :

- Recherche et lecture des NAMELISTs du fichier de données `mon_modele.don`, *cf.* § 3.3 (Page 22). En cas d'échec de lecture, tentative de trouver et d'utiliser des fichiers de données de versions précédentes de CESAM.
- Vérification de la cohérence des données.
- Détermination des abondance par masse de l'hydrogène X , hélium Y et métaux Z , mise en place de tests.
- Initialisation des principales constantes de physique par appel à la routine `ini_ctes`, *cf.* § 8.60 (Page 179).
- Définition du type de rotation à utiliser.

Appel : `lit_nl` est appelée par `cesam`, *cf.* § 8.10 (Page 155).

SUBROUTINE `lit_nl`(`wrot`)

- Sortie :
 - `wrot` : Vitesse angulaire.

8.75 Fonction logique `lmix`

La valeur de cette fonction PRIVATE du module `mod_evol` est `.TRUE.` dans les zones convectives.

Description :

- Un premier test détermine si on se trouve dans la zone convective externe.
- Une fois la localisation de l'abscisse obtenue, on affecte à la fonction la valeur de la table de mélange pour l'indice obtenu.

Appel : `lmix` est appelée principalement des routines concernées par la diffusion du moment cinétique et des éléments chimiques.

LOGICAL FUNCTION `lmix(nu)`

- `nu` : (masse) ^{$\frac{2}{3}$} .

8.76 Routine `modif_mix`

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272), permet de personnaliser une mixture, cf. § 4.2 (Page 40).

Description :

- Recherche du fichier de la nouvelle mixture `mon_modele.modif_mix`, cf. § 4.2 (Page 40).
- Lecture des modifications en DeX des abondances initiales.
- Modification des abondances des éléments lourds.

Appel : `modif_mix`, appelée par `abon_ini`, cf. § 8.3 (Page 151), n'a pas d'argument.

8.77 Routine générique `nuc`

La routine PUBLIC `nuc` du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272) est la *routine générique* qui, par l'intermédiaire de la routine spécifique dont le nom est défini dans le fichier de données cf. § 3.3 (Page 22), gère le calcul des réactions et de l'énergie nucléaire, cf. § 7.11 (Page 143). Les routines de type `nuc` sont disponibles dans 4 catégories différentes, suivant le domaine de température couvert :

- ***test*** : réseaux de réactions simplifiés destinés à des tests.
- ***pré-3 α*** : utilisables depuis la pré-séquence principale jusqu'à l'amorçage des réactions de l'hélium, intervalle de température couvert : 0.5-100 MK. Les réseaux de réactions utilisés décrivent les cycles PP et CNO.
- ***3 α*** : utilisables depuis la pré-séquence principale jusqu'à l'amorçage des réactions du carbone, intervalle de température couvert : 0.5-200 MK. Les réseaux de réactions utilisés décrivent les cycles PP, CNO et 3 α .
- ***co*** : utilisables depuis la pré-séquence principale jusqu'au cycle de l'oxygène, intervalle de température couvert : 0.5-2000 MK. Les réseaux de réactions utilisés décrivent les cycles PP, CNO, 3 α , la combustion du carbone et de l'oxygène. Au delà l'hypothèse d'équilibre quasi-statique n'est plus justifiée.

Les isotopes utilisés dans les réseaux nucléaires dépendent, d'une part, du type de modèle à calculer et, d'autre part, des éléments chimiques auxquels on s'intéresse plus particulièrement.

La mise en œuvre de ces routines a bénéficié, à divers titres, de collaborations de B. Pichon, Y. Lebreton, S. Brun et D. Cordier. La source de `CESAM2k` contient diverses routines du type `nuc` spécialement adaptées à des cas spécifiques de l'évolution stellaire.

ORGANIGRAMME DE NUC

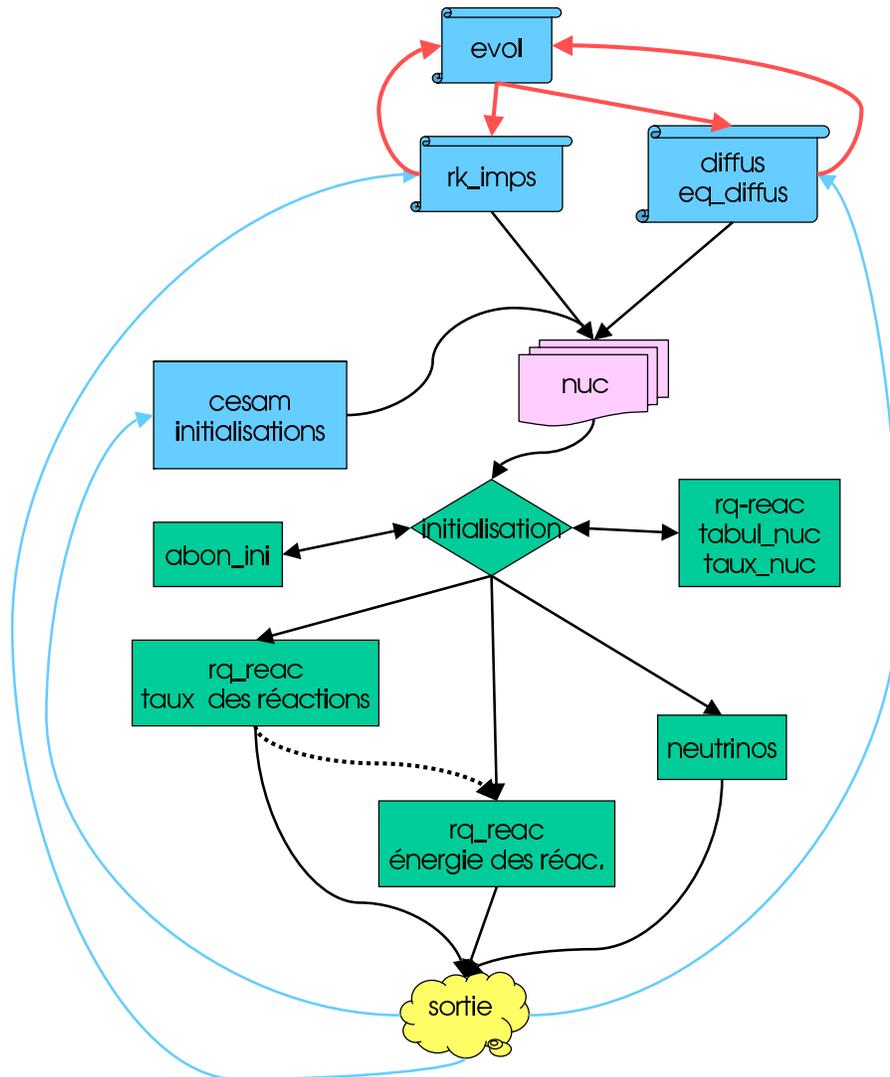


FIG. 8.3 – Environnement de la routine de calcul des réactions thermonucléaires. La routine `nuc` est appelée de `cesam` pour l'initialisation des abondances. Lors d'une évolution, elle est appelée i) de `eq_dif_chim` ou de `rkimps` pour le calcul de l'évolution des abondances, suivant qu'il y ait ou non suivi de la diffusion des éléments chimiques, ii) de `thermo` pour le calcul de l'énergie thermonucléaire libérée, iii) de `list` pour le calcul des flux de neutrinos. Au premier appel, il y a initialisation des abondances initiales et tabulation des réactions nucléaires suivant le cycle et la compilation des réactions à utiliser, cf. § 3.3 (Page 22). Lors des appels suivants, il y a calcul des variations des abondances ou/et de l'énergie thermonucléaire libérée, ou encore des flux de neutrinos.

Description : On décrit l'organigramme d'une routine de type `nuc`, à l'exception de `iben`, cf. § 8.59 (Page 179), et de `pp1`, cf. § 8.98 (Page 200), dont les algorithmes diffèrent quelque peu du cadre général. Un argument d'entrée, `fait`, définit la partie du calcul à effectuer :

- `fait=1`
 - Initialisation du nombre d'isotopes du réseau nucléaire.
 - Initialisation du réseau nucléaire par appel à `rq_reac`, cf. § 8.122 (Page 211).
 - Initialisation des abondances par appel à `abon_ini`, cf. § 8.3 (Page 151).
 - Détermination du type et des caractéristiques de l'isotope fictif et calcul des abondances isotopiques initiales.
 - Initialisations diverses et écritures.
- `fait=2`
 - Calcul des taux de réaction.
 - Formation du jacobien.
- `fait=3`
 - Calcul de l'énergie nucléaire.
- `fait=4`
 - Calcul des flux de neutrinos. Les "flux sur terre" sont calculés en supposant que ces neutrinos sont produits à 1UA de la terre, même si le modèle n'est pas un modèle solaire.

Appel : `nuc` est appelée de divers endroits, en particulier de `rkimps`, `thermo`, `eq_dif_chim`, `cesam`.

```
SUBROUTINE nuc(t,ro,comp,dcomp,jac,deriv,fait,
1 epsilon,et,ero,ex,hhe,be7e,b8e,n13e,o15e,f17e)
```

- Entrées :
 - `t`, `ro` : Température, densité.
 - `deriv=.TRUE.` : On calcule le jacobien et les dérivées.
 - `fait` : `fait=1` : initialisation de la composition chimique, `fait=2` : calcul des taux et du jacobien si `deriv=.TRUE.` `fait =3` : énergie nucléaire et si `deriv=.TRUE.` : dérivées / température, densité et abondances, `fait=4` : calcul des neutrinos.
- Entrées/Sorties :
 - `comp` : Abondances des isotopes par mole.
- Sorties :
 - `dcomp`, `jac` : Dérivées temporelles des abondances, jacobien.
 - `epsilon`, `et`, `ero`, `ex` : Energie thermonucleaire et dérivées.
 - `hhe`, `be7e`, `b8e`, `n13e`, `o15e`, `f17e` : Nombres de neutrinos pour les réactions ${}^1\text{H}(p, \beta^+\nu){}^2\text{H}$, ${}^7\text{Be}(e^-, \nu\gamma){}^7\text{Li}$, ${}^8\text{B}(\beta^+\nu){}^8\text{Be}$ ${}^{13}\text{N}(\beta^+\nu){}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{O}(\beta^+\nu){}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{F}(\beta^+\nu){}^{17}\text{O}$.

8.78 Routine générique opa

La routine PUBLIC `opa` du module `mod_opa`, cf. § E.6 (Page 270), est la **routine générique** qui, par l'intermédiaire de la routine spécifique dont le nom, `NOM_OPA`,

est défini dans le fichier de données *cf.* § 3.3 (Page 22), réalise la gestion du calcul de l'opacité. Pour un triplet : (composition chimique, température, densité), les routines de type `opa` déterminent l'opacité Rosseland $\kappa(T, \rho, X, Z)$, ainsi que ses dérivées premières par rapport à i) la température, ii) la densité et, iii) la teneur en hydrogène. Deux types d'opacités sont implantés dans `CESAM2k`, des opacités analytiques et des opacités tabulées. Les premières sont des approximations, leur utilisation est robuste et ne demande que très peu de ressources ; peu précises elles sont réservées aux tests. Les secondes, plus précises, mais d'utilisation délicate, sont destinées aux exploitations.

Description : Les routines de type `opa`, la plupart d'origine externe, n'ont pas une structure commune ; chacune d'entre elles fait l'objet d'une description personnalisée. L'opacité conductive, *cf.* § 8.67 (Page 181), est introduite à l'issue du calcul de l'opacité radiative.

Appel : `opa` est appelée de divers endroits en particulier de `evol`, `thermo`, `thermo_atm`, `eq_dif_chim`, `cesam`.

```
SUBROUTINE opa(xh,t,ro,kappa,dkapdt,dkapdr,dkapdx)
```

- Entrées :
 - `xh`, `t`, `ro` : composition chimique, température, densité.
- Sorties :
 - `kappa`, `dkapdt`, `dkapdr`, `dkapdx` : opacité, dérivées.

8.79 Routine opa_gong

La routine PRIVATE `opa_gong` du module `mod_opa`, *cf.* § E.6 (Page 270), est une routine de type opacité analytique. Le formalisme utilisé est décrit dans le "Solar Model Comparison Project" de Christensen-Dalsgaard (1988). L'opacité moyenne de Rosseland est approchée par une formule de Kramers améliorée, sous la forme d'une somme de deux termes, l'un valable pour l'intérieur stellaire et l'autre pour l'extérieur :

$$\kappa_R^{-1} = \kappa_e^{-1} + \kappa_i^{-1}, \quad \kappa_e = c_e \rho^{m_e} T^{n_e}, \quad \kappa_i = c_i \rho^{m_i} T^{n_i},$$

avec : $c_e = 1.6236784 \times 10^{-33}$, $m_e = 0.407895$, $n_e = 9.28289$, $c_i = 7.1548412 \times 10^{13}$, $m_i = 0.138316$, $n_i = -1.97541$. Cette forme analytique correspond à $Z = 0.02$.

Appel : `opa_gong`, appelée par la routine générique `opa` *cf.* § 8.78 (Page 190), utilise les mêmes arguments.

8.80 Routine opa_houdek9

La routine PRIVATE `opa_houdek9` du module `mod_opa`, *cf.* § E.6 (Page 270), est une routine de type opacité tabulée. Elle utilise les interpolations des tables de Livermore 95 prolongées, pour les basses températures, par les opacités Kurucz ou Alexander ; elles peuvent, ou non, tenir compte de la conductivité électronique. Elles utilisent les bibliothèques et les données du package de Houdek & Rogl (1996). La

mise en forme des données est décrite au § 2.2.3 (Page 14). Pour son utilisation, il est nécessaire d'indiquer dans la routine `opa_houdek` le chemin qui permet d'atteindre les données `OPINPATH_95`; il faut aussi indiquer au `LINK` le chemin de la bibliothèque `libopint.a`. La mise en œuvre de `opa_houdek` a bénéficié d'une collaboration avec N.Audard. La version originale du package de routines d'interpolation de G.Houdek se trouve à : `ftp://solaris.tuwien.ac.at/incoming/`.

Description :

- Au premier appel :
 - Lecture et initialisation des tables.
 - Adaptation et encadrement des données.
 - Calcul de l'opacité, en cas d'échec appel à `opa_yveline_lisse`, cf. § 8.85 (Page 195).

Les routines d'interpolation d'origine externe ne sont pas décrites. Pour plus d'informations, se référer aux `README` du package "v9" du sous-directory `SUN_STAR_DATA`.

Appel : `opa_houdek9`, appelée par la routine générique `opa` cf. § 8.78 (Page 190), utilise les mêmes arguments.

8.81 Routine `opa_int_zsx`

La routine PRIVATE `opa_int_zsx` du module `mod_opa`, cf. § E.6 (Page 270), est une routine de type opacité tabulée. `opa_int_zsx` interpole les *anciennes* tables Livermore 1991, prolongées par les opacités Kurucz pour les basses températures. Elle utilise une interpolation spline 4D linéaire³ suivant les axes $(T_6, \ln \rho/T_6^3, X, Z)$, $T_6 \equiv T \times 10^{-6}$. Les données Livermore 1991 sont actuellement caduques. Des difficultés de convergence, observées principalement dans la restitution de l'atmosphère, peuvent provenir de l'interpolation linéaire – non dérivable aux points de la table – dans ces tables aux larges intervalles tabulaires.

Description :

- Au premier appel :
 - Initialisation de constantes et extension des tables par interpolation.
 - Mise en forme des tables pour l'interpolation.
 - Estimations des limites des tables.
- Localisation du point de calcul.
- Interpolation et calcul des dérivées.

Appel : `opa_int_zsx`, appelée par la routine générique `opa` cf. § 8.78 (Page 190), utilise les mêmes arguments.

8.82 Routine `opa_opal2`

La routine PRIVATE `opa_opal2` du module `mod_opa`, cf. § E.6 (Page 270), est une routine de type opacité tabulée. Elle permet de dépasser le seuil $Z < 0.1$ des données de OPAL. Elle tient compte des modifications de composition chimique

³La base utilisée est duale, les calculs d'interpolation sont alors immédiats.

dues à la nucléosynthèse $H \rightarrow He \rightarrow C \rightarrow N \rightarrow O$. Elle ne permet le calcul de l'opacité que pour des températures supérieures à 1eV, le raccord avec des opacités basse température n'existant pas. Elles n'est donc pas utilisable pour les modèles comportant une atmosphère. Le calcul de l'opacité est basé sur les tables d'opacité de type 2 de Livermore, il utilise les routines du paketaage `z14xcotrin21`, cf. § 8.137 (Page 221), de A.I. Boothroyd. Les tables utilisées, placées dans le sous-directory `SUN.STAR.DATA` sont automatiquement décompressées et transformées en binaire à l'occasion de leur première utilisation.

`opa_opal2` est d'usage extrêmement délicat.

Description :

- Au premier appel :
 - Identification du chemin directory où se trouvent les fichiers de données.
 - Identification des indices de C, N, O, estimation de l'abondance en masse des éléments de la mixture de GN93 qui ne sont pas pris en compte et du rapport [O/Fe].
 - Détermination des rapports C/Z, O/Z, pour les excès de C et O de la mixture utilisée par rapport à GN93.
 - Lecture en binaire des tables d'opacité concernées si elles existent, sinon création.
 - Calcul de X, Y, Z initiaux et définition des limites pour les sorties de table.
 - Calcul de l'opacité.
 - Estimation des dérivées par dérivation numérique.

Les routines d'interpolation, d'origine externe ne sont pas décrites, cf. § 8.137 (Page 221).

Appel : La liste d'appel de cette routine est celle de sa routine générique `opa` cf. § 8.78 (Page 190), avec un argument supplémentaire, la variable logique `cno` qui permet une alternative :

- `cno=.FALSE.` : seules les variations de l'abondance en carbone sont prises en compte.
- `cno=.TRUE.` : les variations de l'abondance en carbone et en oxygène sont prises en compte.

En raison de l'absence d'un raccord avec des opacités basse température, `opa_opal2` est utilisée pour prolonger les routines d'opacité `opa_yveline`, cf. § 8.84 (Page 194), et `opa_yveline_lisse`, cf. § 8.85 (Page 195), au delà de $Z > 0.1$.

Il est toutefois possible d'utiliser `opa_opal2` directement, en codant dans le fichier de données, cf. § 3.3 (Page 22), `NOM_OPA=opa_opal2_cno`, pour tenir compte seulement des variations de l'abondance du carbone, ou `NOM_OPA=opa_opal2_co`, pour tenir compte des variations de l'abondance du carbone et de l'oxygène.

8.83 Routine opa_opalCO

La routine PRIVATE `opa_opalCO` du module `mod_opa`, cf. § E.6 (Page 270), est du type opacité tabulée. Elle permet de dépasser le seuil $Z < 0.1$ des données de OPAL. Elle tient compte des modifications de composition chimique dues à la nucléosynthèse $H \rightarrow He \rightarrow C \rightarrow O$. Elle ne permet le calcul de l'opacité que pour

des températures supérieures à 1eV, le raccord avec des opacités basse température n'existant pas. Elle est inutilisable pour les modèles comportant une atmosphère.

Les tables utilisées par ces routines, placées dans le sous-directory `SUN_STAR_DATA` sont automatiquement décompressées et transformées en binaire à l'occasion de leur première utilisation.

La mise en œuvre de `opa_opalC0` a bénéficié d'une collaboration avec L.Piau.

Description :

- Au premier appel :
 - Identification des indices de H, He, C, O.
 - Définition de la métallicité de la table et calcul des rapports C/Z, O/Z.
 - Détermination des abondances de H, He, C, O, et des excès de C et O.
 - Calcul des opacités.

`opa_opalC0` utilise une interpolation moins sophistiquée des tables OPAL que `opa_opal2`. Les routines d'interpolation utilisées sont des routines subordonnées de `opa_opalC0`; d'origine externe, ces routines ne sont pas décrites. Il s'agit de : `opac`, `cointerp`, `t6rinterp`, `readco`, `quad`, `spline`, `splint`, `fity`, `fitx`, `getd`, `interp`, `smooth`, `opaltab`.

Appel : `opa_opalC0`, appelée par la routine générique `opa` cf. § 8.78 (Page 190), utilise les mêmes arguments.

8.84 Routine `opa_yveline`

La routine PRIVATE `opa_yveline` du module `mod_opa`, cf. § E.6 (Page 270), est une routine de type opacité tabulée. L'interpolation du package construit par Y. Lebreton pour le calcul de l'opacité OPAL (Iglesias & Rogers, 1991). `opa_yveline` effectue une interpolation cubique dans la table, linéaire aux bords. La table en ASCII se trouve dans le fichier `opa_yveline_etendu.dat` du sous-directory `SUN_STAR_DATA`. Extraire cette table et la transformer en un fichier binaire à l'aide du programme `ascii2bin_opa` de ce package cf. § 2.2.1 (Page 13).

Lorsque l'abondance en éléments lourds dépasse $Z > 0.1$ `opa_yveline` fait appel à `opa_opal2`, cf. § 8.82 (Page 192), qui permet de tenir compte de la nucléosynthèse $H \rightarrow He \rightarrow C \rightarrow N \rightarrow O$.

Description :

- Au premier appel :
 - Vérification de la cohérence des données.
 - Vérification de l'accessibilité du point d'interpolation.
 - Calcul de l'opacité si $Z < 0.1$.
 - Appel à `opa_opal2` si $Z > 0.1$.

Les routines d'interpolation utilisées par `opa_yveline` sont introduites sous forme de routines subordonnées, d'origine externe, elles ne sont pas décrites. Il s'agit de : `kappa_opal`, `intlin_opal`, `intl_opal`, `sub_quad`, `lect_opal`, `lpol_op`, `pos_table_op`.

Appel : `opa_yveline`, appelée par la routine générique `opa` cf. § 8.78 (Page 190), utilise les mêmes arguments.

8.85 Routine opa_yveline_lisse

La routine PRIVATE `opa_yveline_lisse` du module `mod_opa`, cf. §E.6 (Page 270), est une routine de type opacité tabulée. L'exploitation du package construit par Y. Lebreton pour le calcul de l'opacité OPAL (Iglesias & Rogers, 1991) et effectué par `opa_yveline_lisse` est un lissage par des Béziérs, dont l'ordre peut être facilement adapté pour chacune des dimensions (X , Z , T , ρ). Par défaut l'ordre 4 est utilisé, l'ordre 2 correspond à l'interpolation linéaire. Le lissage assure des dérivées d'ordre élevé, il est plus robuste que l'interpolation. Le prix à payer est une précision réduite. La table en ASCII se trouve dans le fichier `opa_yveline_etendu.dat` du sous-directory `SUN_STAR_DATA`. Extraire cette table et la transformer en un fichier binaire à l'aide du programme `ascii2bin_opa` de ce package cf. §2.2.1 (Page 13).

Description :

- Au premier appel :
 - Lecture des tables.
 - Définitions diverses.
- Vérification de l'accessibilité du point d'interpolation.
- Appel à `opa_opal2` si $Z > 0.1$.
- Si $Z < 0.1$, recherche des indices, calcul de l'opacité.

Appel : `opa_opa_yveline_lisse`, appelée par la routine générique `opa` cf. §8.78 (Page 190), utilise les mêmes arguments.

8.86 Routine osc_adia, osc_invers, osc_noad

Ces routines PRIVATE du module `mod_cesam`, cf. §E.13 (Page 275), de type `output`, cf. §8.87 (Page 195), ont pour fonction la création des fichiers utilisés respectivement pour le calcul des oscillations adiabatiques, des inversions et des oscillations non adiabatiques.

Description :

Les tableaux d'indices `tglob(nglob)` et `tvar(nvar)`, adaptés à chaque fichier de sortie, définissent l'ordre dans lequel sont disposés les éléments de ces fichiers ASCII. Les éléments des tableaux `var(P, T, L...)` et `glob(age, d2ro...)` construits dans la routine `cesam`, cf. §8.10 (Page 155), et complétés dans la routine `add_ascii`, cf. §8.4 (Page 151), sont réorganisés dans les tableaux intermédiaires `eglob(nglob)` et `evar(nvar, itot)`, suivant l'ordre défini dans `tglob(nglob)` et `tvar(nvar)`. Le fichier de sortie est ensuite créé à partir des fichiers intermédiaires. L'identification des quantités est décrite au §D.1 (Page 249). Un exemple de création de tels fichiers est décrit au §4.7 (Page 44).

Appel : `osc_adia`, `osc_invers`, `osc_noad`, appelées par la routine générique `output` cf. §8.87 (Page 195), utilisent les mêmes arguments.

8.87 Routine générique output

Cette routine PRIVATE du module `mod_cesam`, cf. §E.13 (Page 275), est la *routine générique* des routines de formation des fichiers ASCII de sortie, utilisés

pour les calcul des oscillations ou des inversions, *cf.* §8.86 (Page 195), ou encore pour créer un fichier de sortie ASCII personnalisé, *cf.* §4.7 (Page 44).

Description :

Suivant le type de sortie ASCII indiqué par la variable `NOM_OUTPUT` du fichier de données `mon_modele.don`, *cf.* §3.3 (Page 22), la routine de formation du fichier ASCII est appelée.

Appel : `output` est appelée par la routine `ecrit_ascii`, *cf.* §8.40 (Page 168) subordonnée de la routine `cesam`; `output` n'a que des arguments d'entrée.

```
SUBROUTINE output(var, glob, itot, ivar)
```

- Entrées :
- `glob`, `itot`, `ivar` : quantités globales, nombre total de points, nombre de variables

8.88 Routine générique `pertm`

Cette routine PUBLIC du module `mod_static`, *cf.* §E.12 (Page 275), est la *routine générique* du calcul de la perte de masse.

Description :

Suivant le type de sortie ASCII indiqué par la variable `NOM_PERTM` du fichier de données `mon_modele.don`, *cf.* §3.3 (Page 22), la routine de perte de masse est appelée.

Appel : `pertem` est appelée par `evol`, *cf.* §8.54 (Page 175), et `resout`, *cf.* §8.116 (Page 206).

```
SUBROUTINE pertem(dt)
```

- Entrée
- `dt` : pas temporel

8.89 Routine `pertm_ext`, `pertm_msol`

Pour ces deux routines PRIVATE du module `mod_static`, *cf.* §E.12 (Page 275), la perte de masse est supposée linéaire en fonction du temps. Le taux $\dot{m}M_{\odot}$ par an est celui indiqué dans le fichier de données `mon_modele.don`, *cf.* §3.3 (Page 22). Avec `pertm_msol`, le taux de perte de masse ainsi que le traitement du vent *cf.* §4.5 (Page 42), sont annulés dès que la masse du modèle atteint la masse solaire.

Description :

- Extraction des masses.
- Formation du tableau des masses corrigées de la perte/gain de masse.

Appel : ces deux routines ont les mêmes arguments que leur routine générique `pertm`, *cf.* §8.88 (Page 196).

8.90 Routine pertm_tot

Cette routine PRIVATE du module `mod_static`, cf. §E.12 (Page 275), tient compte de la masse perdue par la transformation de la masse en énergie, par les réactions thermonucléaires. La perte de masse externe est supposée linéaire en fonction du temps. Le taux $\dot{m}M_{\odot}$ par an est celui indiqué dans le fichier de données `mon_modele.don`, cf. §3.3 (Page 22).

Description :

- Extraction des masses.
- Calcul de la perte de masse locale due aux réactions nucléaires.
- Formation du tableau des masses corrigées de la perte/gain de masse totale.

Appel : cette routine a les mêmes arguments que sa routine générique `pertm`, cf. §8.88 (Page 196).

8.91 Routine pertem_waldron

Cette routine PRIVATE du module `mod_static`, cf. §E.12 (Page 275), utilise la perte de masse empirique de Waldron, citée dans l'article A.Ap 229 (1990) 469-474.

Description :

- Extraction des masses.
- Calcul de la perte de masse.
- Formation du tableau des masses corrigées de la perte de masse.

Appel : cette routine a les mêmes arguments que sa routine générique `pertm`, cf. §8.88 (Page 196).

8.92 Routine générique pertw

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), est la *routine générique* du calcul de la perte/gain de moment cinétique.

Description :

Suivant la description de la perte de moment cinétique indiquée par la variable `NOM_PERTW` du fichier de données `mon_modele.don`, cf. §3.3 (Page 22), la routine spécifique de perte de moment cinétique est utilisée.

Appel : `pertw` est appelée par `coeff_rota`, cf. §8.13 (Page 157).

SUBROUTINE `pertw(nu,omega,r,mw_dot)`

- Entrées :
 - `nu`, `omega`, `r` : masse, vitesse angulaire, rayon au point de calcul.
- Sortie
 - `mw_dot` : taux de perte/gain de moment cinétique.

8.93 Routine `pertw_loc`

Avec cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), de type `pertw`, la perte / gain de moment cinétique est proportionnelle à l'énergie cinétique de rotation locale et supposée localisée dans la fraction de masse externe $M > \text{pw_extend}$, cf. §7.9.10 (Page 133).

Description :

La variation temporelle de moment cinétique par unité de masse est modélisée par :

$$\dot{\mathcal{M}}_{\Omega} = \gamma R^2 \Omega^2, \quad |\gamma| \sim 10^{-13} \sim 10^{-14}$$

Le paramètre γ correspond au taux `p_pertw` indiqué dans le fichier de données `mon_modele.don`, cf. §3.3 (Page 22), le taux de perte/gain de moment cinétique `mw_dot` est nul en deçà de la limite fixée.

Appel : cette routine utilise les mêmes arguments que sa routine générique `pertw`, cf. §8.92 (Page 197).

8.94 Routine `pertw_ptm`

Avec cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), de type `pertw`, le taux `p_pertw` de perte de moment cinétique indiqué dans le fichier de données `mon_modele.don`, cf. §3.3 (Page 22), est utilisé comme un paramètre fixant l'efficacité de la perte de moment cinétique résultant de la perte de masse, cf. §7.9.10 (Page 133). La perte de moment cinétique est supposée localisée dans la fraction de masse externe $M > \text{pw_extend}$.

Description :

L'apport/perte de moment cinétique par unité de masse est approché par :

$$\dot{\mathcal{M}}_{\Omega} = \frac{\dot{\mathcal{M}}}{m_{\text{rot}}} R^2 \Omega_p.$$

Le taux de perte/gain de moment cinétique `mw_dot` est fixé à 0 en deçà de la limite fixée.

Appel : cette routine utilise les mêmes arguments que sa routine générique `pertw`, cf. §8.92 (Page 197).

8.95 Routine `pertw_sch`

Avec cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), de type `pertw`, le taux `p_pertw` de perte de moment cinétique indiqué dans le fichier de données `mon_modele.don`, cf. §3.3 (Page 22), est utilisé comme un paramètre fixant l'efficacité d'une perte de moment cinétique proportionnelle à Ω^3 (Schumanish), cf. §7.9.10 (Page 133).

Description :

La variation temporelle de moment cinétique par unité de masse est modélisée par :

$$\dot{\mathcal{M}}_{\Omega} = a R^2 \Omega_s^3, \quad |a| \sim 1.10^{-9} \text{s}.$$

Le taux de perte de moment cinétique `mw_dot` est fixé à 0 en deça de la limite fixée.

Appel : cette routine utilise les mêmes arguments que sa routine générique `pertw`, *cf.* § 8.92 (Page 197).

8.96 Routine planetoides

CESAM2*k* offre la possibilité de tenir compte des variations de composition chimique dues à des chutes de planétoïdes dans la zone convective externe, *cf.* § 7.8.2 (Page 103). Cette possibilité est gérée par la routine PUBLIC `planetoides` du module `mod_nuc`, *cf.* § E.9 (Page 272).

Description :

- Lors d'un appel d'initialisation, depuis la routine `evol`, on effectue une recherche dans l'environnement du fichier où sont indiquées les fractions de masse des planétoïdes, *cf.* § 4.6 (Page 43). Si un tel fichier est trouvé, les fractions de masse sont normalisées, puis réparties entre les différents isotopes du réseau nucléaire, et enfin transformées en fraction par mole ; la variable logique `l_planet` est déclarée `.TRUE`.
- Lors des appels suivants, une correction aux taux de réactions nucléaires est effectuée lorsque l'âge du modèle est dans l'intervalle de temps des chutes. *cf.* § 7.8.2 (Page 103).

Appel : `planetoides` est appelée par :

- `evol`, *cf.* § 8.54 (Page 175), pour initialisation.
- `rkimps`, *cf.* § 8.120 (Page 209) ou `eq_dif_chim`, *cf.* § 8.36 (Page 167), à la suite d'un appel à la routine `nuc`, *cf.* § 8.77 (Page 188).

Les arguments sont optionnels.

SUBROUTINE `planetoides(xchim,dxchim,jac,m_planet,mw_planet)`

- Entrées :
 - `xchim` : Composition chimique par mole.
- Entrées/Sorties :
 - `dxchim`, `jac` : Taux de réactions nucléaires et jacobien.
 - `m_planet`, `mw_planet` : taux d'accroissement de masse et de moment cinétique.

8.97 Routine poisson_initial

Cette routine PRIVATE du module `mod_cesam`, permet l'initialisation du potentiel gravitationnel Ψ dans le cadre du formalisme de Mathis & Zahn (2004) de la diffusion du moment cinétique. L'intégration de l'équation différentielle utilise la méthode des éléments finis Galerkin.

Description :

- initialisations.
- formation des produits scalaires avec appel à `eq_diff_poisson.f`, *cf.* § 8.45 (Page 171).

- résolution du système linéaire.
- test de précision et gestion des itérations.
- initialisation des coefficients du potentiel gravitationnel.

Appel : `poisson_initial` est appelée de la routine `cesam.f`, cf. §8.10 (Page 155), lors des initialisations.

8.98 Routine pp1

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *test*, cf. §8.77 (Page 188). Selon les ” *Computational procedures for GONG solar model project* ” (Christensen-Dalsgaard, 1988), seul l’isotope ^1H est explicitement pris en compte. L’abondance initiale d’hydrogène, le taux de la réaction et l’énergétique sont calculés *in situ* par une approximation analytique du cycle PP.

Toutefois la structure générale des routines de type `nuc` est respectée.

Appel : `pp1` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d’appel.

8.99 Routine pp3

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *test*, cf. §8.77 (Page 188). Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , et l’élément fictif `Ex`, sont explicitement pris en compte ; ^2H , ^7Li , ^7Be sont supposés à l’équilibre, cf. §7.11.4 (Page 145). Cette routine, qui ne concerne que le cycle PP, a pour vocation de servir pour les tests de mise au point.

Appel : `pp3` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d’appel.

8.100 Routine ppcno10

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3 α* , cf. §8.77 (Page 188).

Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O et l’élément fictif `Ex`, sont explicitement pris en compte ; ^2H , ^7Be sont supposés à l’équilibre, cf. §7.11.4 (Page 145). Cette routine a été construite pour décrire la diffusion microscopique du lithium, en tenant compte de l’évolution au long de la pré-séquence principale.

Appel : `ppcno10` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d’appel.

8.101 Routine ppcno10BeBFe

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3 α* , cf. §8.77 (Page 188).

Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{56}Fe et l'élément fictif Ex, sont explicitement pris en compte; ^2H , ^7Be sont supposés à l'équilibre, *cf.* § 7.11.4 (Page 145). Cette routine a été construite pour décrire la diffusion microscopique des éléments légers et du fer, en tenant compte de l'évolution au long de la pré-séquence principale.

Appel : `ppcno10BeBFe` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.102 Routine `ppcno10Fe`

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, *cf.* § E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3 α* , *cf.* § 8.77 (Page 188).

Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{56}Fe et l'élément fictif Ex, sont explicitement pris en compte; ^2H , ^7Be sont supposés à l'équilibre, *cf.* § 7.11.4 (Page 145). Cette routine a été construite pour décrire la diffusion microscopique du lithium et du fer.

Appel : `ppcno10Fe` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.103 Routine `ppcno10K`

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, *cf.* § E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3 α* , *cf.* § 8.77 (Page 188).

Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O et deux éléments fictifs ExK et Ex, sont explicitement pris en compte; ^2H , ^7Be sont supposés à l'équilibre, *cf.* § 7.11.4 (Page 145). Les deux éléments fictifs représentent respectivement les éléments de masse inférieure et supérieure au potassium. Cette routine a été construite pour décrire la diffusion microscopique différentielle entre les éléments de masse supérieure ou inférieure au potassium.

Appel : `ppcno10K` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.104 Routine `ppcno11`

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, *cf.* § E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3 α* , *cf.* § 8.77 (Page 188).

Les isotopes ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O et l'élément fictif Ex, sont explicitement pris en compte; ^7Be est supposé à l'équilibre, *cf.* § 7.11.4 (Page 145). Cette routine a été construite pour décrire la pré-séquence principale, en évitant de suivre l'abondance du ^7Be dont l'échelle de temps d'évolution est infime.

Appel : `ppcno11` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.105 Routine ppcno12

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3α*, cf. § 8.77 (Page 188).

Les isotopes ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^7Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O et l'élément fictif Ex, sont explicitement pris en compte; Aucun isotope n'est à l'équilibre, cf. § 7.11.4 (Page 145). Cette routine a été construite pour décrire l'évolution sans élément à l'équilibre.

Appel : `ppcno12` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.106 Routine ppcno12Be

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3α*, cf. § 8.77 (Page 188).

Les isotopes ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^7Li , ^7Be , ^9Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O et l'élément fictif Ex, sont explicitement pris en compte; Aucun isotope n'est à l'équilibre, cf. § 7.11.4 (Page 145). Cette routine a été construite pour décrire la diffusion microscopique du beryllium en tenant compte de l'évolution au long de la pré-séquence principale.

Appel : `ppcno12Be` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.107 Routine ppcno12BeBFe

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3α*, cf. § 8.77 (Page 188). Les isotopes ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^7Be , ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{56}Fe et l'élément fictif Ex, sont explicitement pris en compte. Aucun isotope n'est à l'équilibre, cf. § 7.11.4 (Page 145). Cette routine a été construite pour décrire la diffusion microscopique des éléments légers, et du fer, en tenant compte de l'évolution au long de la pré-séquence principale.

Appel : `ppcno12BeBFe` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.108 Routine ppcno12Li

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3α*, cf. § 8.77 (Page 188).

Les isotopes ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^7Be , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O et l'élément fictif Ex, sont explicitement pris en compte. Cette routine a été construite pour décrire la diffusion microscopique des éléments légers, plus particulièrement du lithium, en tenant compte de l'évolution au long de la pré-séquence principale. Aucun isotope n'est à l'équilibre, cf. § 7.11.4 (Page 145).

Appel : `ppcno12Li` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.109 Routine `ppcno3a12Ne`

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie $\mathfrak{3}\alpha$, cf. §8.77 (Page 188). Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne et l'élément fictif `Ex`, sont explicitement pris en compte; ^2H , ^7Li , ^7Be sont supposés à l'équilibre, cf. §7.11.4 (Page 145).

Appel : `ppcno3a12Ne` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.110 Routine `ppcno3a9`

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie $\mathfrak{3}\alpha$, cf. §8.77 (Page 188). Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O et l'élément fictif `Ex`, sont explicitement pris en compte; ^2H , ^7Li , ^7Be sont supposés à l'équilibre, cf. §7.11.4 (Page 145).

Appel : `ppcno3a9` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.111 Routine `ppcno3aco`

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie `co`, cf. §8.77 (Page 188). Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{20}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S , et l'élément fictif `Ex`, sont explicitement pris en compte; ^2H , ^7Li , ^7Be sont supposés à l'équilibre, cf. §7.11.4 (Page 145). `ppcno3aco` permet d'atteindre la combustion de l'oxygène.

Appel : `ppcno3aco` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.112 Routine `ppcno9`

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3* α cf. §8.77 (Page 188). Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O et l'élément fictif `Ex`, sont explicitement pris en compte; ^2H , ^7Li , ^7Be sont supposés à l'équilibre, cf. §7.11.4 (Page 145).

Appel : `ppcno9` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.113 Routine ppcno9Fe

Cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. §E.9 (Page 272), est de type `nuc`, catégorie *pré-3α*, cf. §8.77 (Page 188). Les isotopes ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , Fe56 et l'élément fictif Ex, sont explicitement pris en compte; ^2H , ^7Li , ^7Be sont supposés à l'équilibre, cf. §7.11.4 (Page 145). Cette routine a été construite pour décrire la diffusion microscopique du fer.

Appel : `ppcno9Fe` appelée par la routine générique de réactions nucléaires `nuc` a la même liste d'appel.

8.114 Routine print_ctes

Cette routine PUBLIC du module `mod_donnees`, cf. §E.3 (Page 258), a pour fonction la transcription sur l'unité d'écriture des valeurs des principales constantes physiques utilisées.

Appel : `print_ctes` est appelée de `cesam`, cf. §8.10 (Page 155)

SUBROUTINE `print_ctes(i)`

- Entrée
- `i` : indice de l'unité FORTRAN sur laquelle l'écriture est effectuée.

8.115 Routine read_ascii

Cette routine PUBLIC du module `mod_exploit`, cf. §E.14 (Page 276), a pour fonction la lecture des fichiers ASCII d'oscillation, cf. §8.86 (Page 195).

Description

- Ouverture du fichier de type `mon_modele.osc`, lecture de l'en-tête et des constantes.
- Lecture des variables.

Appel : `read_osc` est appelée par divers programmes de dessin, en particulier `des_osc`, `des_abon`, `des_diff_osc` ou encore `lit_osc`.

SUBROUTINE `read_ascii(nom_fich,itot,nglob,nvar,abid)`

- Entrée
- `nom_fich` : nom du fichier de type `mon_modele.osc` (sans l'extension `.osc`).
- Sorties :
- `itot`, `nglob`, `nvar`, `abid` : nombre de points, de "constantes global", de variables du tableau `var`, sans les éléments chimiques,

La description des quantités extraites de ces fichiers est donnée au §D.1 (Page 249).

ORGANIGRAMME DE RESOUT

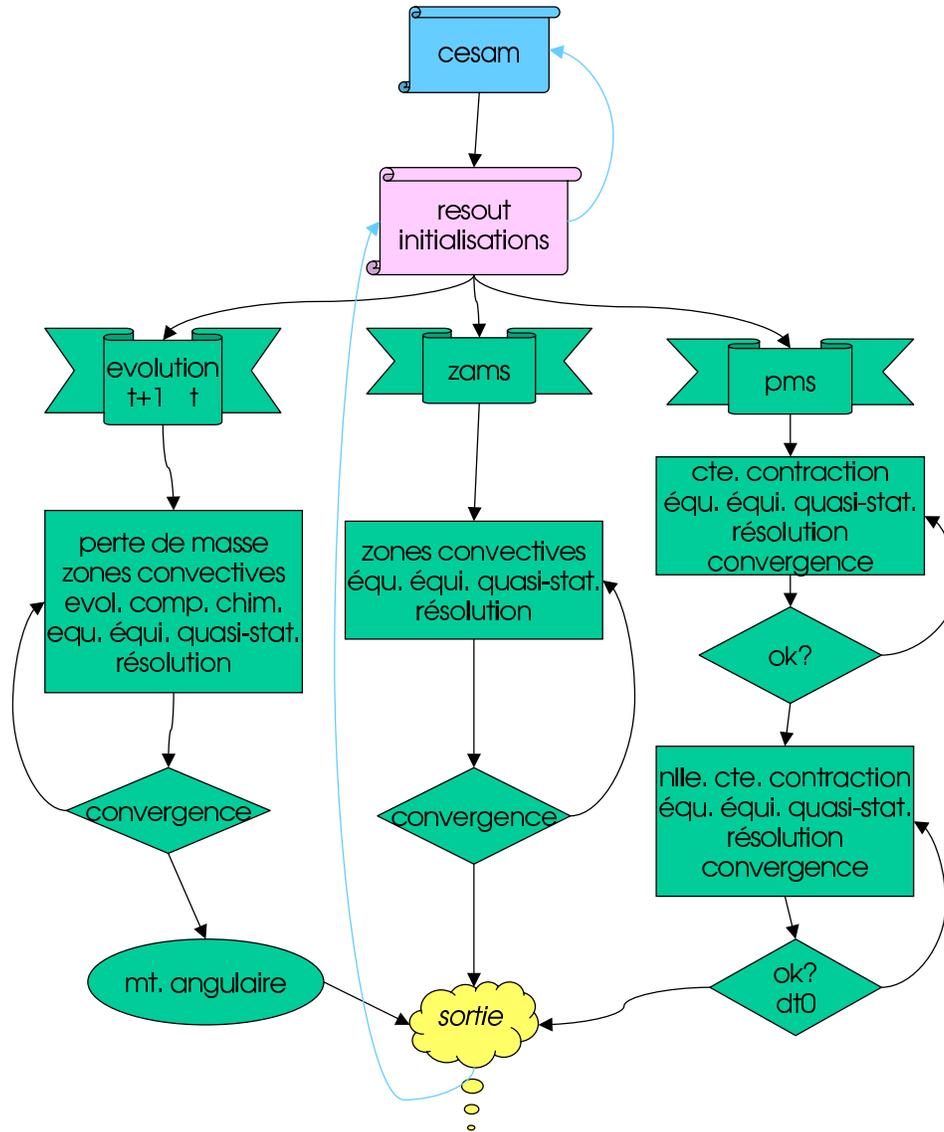


FIG. 8.4 – Organigramme de la routine de la gestion de la résolution des équations de la structure interne `resout`.

8.116 Routine `resout`

La fonction de la routine PRIVATE `resout` du module `mod_static`, *cf.* §E.12 (Page 275), est la gestion de la résolution des équations de l'évolution stellaire pour :

1. Le modèle en cours d'évolution.
2. Le modèle de séquence principale d'âge zéro homogène.
3. Le modèle initial de pré-séquence principale homogène.

La figure 8.4 (Page 205), présente un organigramme de la routine `resout`.

Description : L'architecture des algorithmes de résolution des équations de la structure interne est assez similaire dans les trois phases de l'évolution évoquées ci-avant. La structure de chacune d'entre elles est celle d'une itération Newton-Raphson.

- Initialisation de divers paramètres généraux.
- Poursuite d'une évolution :
 - Ajustement de paramètres s'il s'agit du calcul du modèle ultime.
 - Appel à `update`, *cf.* §8.134 (Page 219) pour mise en mémoire du modèle au pas temporel précédent.
 - Initialisation de compteurs et début de l'itération Newton-Raphson.
 - Calcul de la perte de masse.
 - Estimation du nombre de couches nécessaire pour assurer à la constante de répartition la valeur définie par la précision requise, *cf.* §7.2.4 (Page 74).
 - Appel à `lim_zc`, *cf.* §8.70 (Page 183), pour un réaménagement éventuel de la discrétisation spatiale, la détection des limites zones radiatives / zones convectives et l'ajustement des facteurs de répartition, *cf.* §7.2.5 (Page 77).
 - Evolution de la composition chimique, éventuellement du moment cinétique, par appel à `evol`, *cf.* §8.54 (Page 175).
 - Formation et résolution des équations de l'équilibre quasi-statique par appel à `coll_qs`, *cf.* §8.16 (Page 158).
 - Suivant l'estimation de la précision :
 - Ajustement du pas temporel pour satisfaire les conditions d'arrêt particulières, réinitialisation et reprise des itérations Newton-Raphson.
 - Poursuite des itérations Newton-Raphson.
 - Réinitialisation avec diminution du pas temporel et reprise.
 - Gestion éventuelle de la rotation solide, estimation de l'énergie graviphique, tabulation de diverses quantités, retour vers `cesam`, *cf.* §8.10 (Page 155).
 - Appel à `sortie`, *cf.* §8.124 (Page 212) pour arrêt du calcul.
- Modèle initial de séquence principale d'âge zéro homogène, ou de pré-séquence principale homogène :
 - Estimation du nombre de couches nécessaires pour assurer à la constante de répartition la valeur définie par la précision requise, *cf.* §7.2.4 (Page 74).
 - Appel à `lim_zc`, *cf.* §8.70 (Page 183), pour un réaménagement éventuel de la discrétisation spatiale, la détection des limites zones radiatives / zones convectives et l'ajustement des facteurs de répartition, *cf.* §7.2.5 (Page 77).
 - Initialisation de compteurs et début de l'itération Newton-Raphson.
 - Formation et résolution des équations de l'équilibre quasi-statique par appel à `coll_qs`, *cf.* §8.16 (Page 158).

- Suivant l'estimation de la précision :
 - Poursuite des itérations Newton-Raphson, précédée par une réactualisation de la localisation des limites zones radiatives / zones convectives par appel à `lim_zc`.
 - Gestion éventuelle de la rotation solide, estimation de l'énergie graviphique, tabulation de diverses quantités, retour vers `cesam`, *cf.* § 8.10 (Page 155).
 - Appel à `sortie`, *cf.* § 8.124 (Page 212), pour arrêt du calcul.

Appel : à diverses reprises `resout` est appelée par `cesam`, *cf.* § 8.10 (Page 155).

SUBROUTINE `resout(un23,dt,dts)`

- Entrées :
 - `un23,dt`, : Paramètre du type de modèle, pas temporel.
- Sorties :
 - `dts` : Estimation de la valeur du pas temporel suivant.

8.117 Routine `resout_chim`

Cette routine PRIVATE du module `mod_evo1`, *cf.* § E.11 (Page 274), a pour fonction la résolution par éléments finis du système implicite des équations de la diffusion des espèces chimiques, *cf.* § 7.8 (Page 101). Les produits scalaires sont approchés par une intégration numérique de type Gauss, suivant un algorithme inspiré de l'algorithme 5.22 p.203 de Schumaker Schumaker (alg. 5.22 1981, p.203). De structure identique à `resout_rota`, *cf.* § 8.118 (Page 208), ces deux routines pourraient être rassemblées en une seule, elles sont distinctes pour faciliter la lisibilité.

Description : L'architecture globale de la routine est celle d'une itération Newton-Raphson. Les coefficients provisoires des B-splines, *i.e.* les inconnues, sont initialisés dans la routine d'appel `diffus`, *cf.* § 8.36 (Page 167).

- Initialisations au premier appel.
- Définition du rang du système, du nombre de lignes, des indices de première colonne, initialisation de compteurs.
- Itérations Newton-Raphson :
 - Pour chaque intervalle du vecteur nodal, détermination des abscisses de Gauss, formation des coefficients des équations par appel à `eq_diff_chim`, *cf.* § 8.44 (Page 170).
 - Pour chaque B-spline non identiquement nulle sur l'intervalle, évaluation du second membre du système linéaire et de sa contribution au jacobien.
 - Résolution du système linéaire bande, correction des coefficients provisoires des B-splines, Estimation de la précision.
- Suivant la précision obtenue, poursuite des itérations Newton-Raphson, retour vers la routine appelante, réinitialisation si la précision requise n'a pas été atteinte après un nombre fixé d'itérations.

Appel : `resout_chim` est appelée par `diffus`, *cf.* § 8.36 (Page 167).

SUBROUTINE `resout_chim(dt,ok)`

- Entrées :
 - `dt` : Pas temporel.
- Sorties :
 - `ok=.TRUE.` : La convergence a été obtenue.

8.118 Routine `resout_rota`

Cette routine générique PRIVATE du module `mod_evol`, *cf.* §E.11 (Page 274), a pour fonction le choix entre les deux formalismes de diffusion du moment cinétique implanté dans `CESAM2k`.

Description : suivant la valeur de la variable `Krot`, il y a choix entre le formalisme de Talon et al. (1997) ou celui de Mathis & Zahn (2004).

Appel : `resout_rota` est appelée par `diffus`, *cf.* §8.36 (Page 167).

SUBROUTINE `resout_rota(dt,ok)`

- Entrées :
 - `dt` : Pas temporel.
- Sorties :
 - `ok=.TRUE.` : La convergence a été obtenue.

8.119 Routine `resout_rota3/4`

Ces routine PRIVATE du module `mod_evol`, *cf.* §E.11 (Page 274), ont pour fonctions la résolution par éléments finis du système implicite des équations de la diffusion du moment cinétique suivant les formulations de Talon et al. (1997); Mathis & Zahn (2004), *cf.* §7.9 (Page 115). Les produits scalaires sont approchés par une intégration numérique de type Gauss, suivant un algorithme inspiré de Schumaker (Alg. 5.22 1981, p. 203). De structure identique à `resout_chim`, *cf.* §8.117 (Page 207), ces routines pourraient être rassemblées en une seule, elles sont distinctes pour faciliter leur lisibilité.

Description : L'architecture globale de la routine est celle d'une itération Newton-Raphson. Les coefficients provisoires des B-splines, *i.e.* les inconnues, sont initialisés dans la routine d'appel `diffus`, *cf.* §8.36 (Page 167).

- Initialisations au premier appel.
- Définition du rang du système, du nombre de lignes, des indices de première colonne, initialisation de compteurs.
- Itérations Newton-Raphson :
 - Pour chaque intervalle du vecteur nodal, détermination des abscisses de Gauss, formation des coefficients des équations par appel à `eq_diff_rota`, *cf.* §8.46 (Page 172).
 - Pour chaque B-spline non identiquement nulle sur l'intervalle, évaluation du second membre du système linéaire et de sa contribution au jacobien.
 - Pour le centre, formation des coefficients des parties intégrées par appel à `eq_diff_rota3/4`, *cf.* §8.46 (Page 172), et calcul des contributions au second membre et au jacobien du système linéaire.

- Pour la surface, formation des coefficients des parties intégrées par appel à `eq_diff_rota3/4`, cf. §8.46 (Page 172), et calcul des contributions au second membre et au jacobien du système linéaire.
- Résolution du système linéaire bande, correction des coefficients provisoires des B-splines, estimation de la précision.
- Suivant la précision obtenue, poursuite des itérations Newton-Raphson, retour vers la routine appelante, réinitialisation si la précision requise n'a pas été atteinte après un nombre fixé d'itérations.

Appel : `resout_rota3/4` sont appelées par `resout_rota` et ont les mêmes arguments.

8.120 Routine `rkimps`

Cette routine PRIVATE du module `mod_evol`, cf. §E.11 (Page 274), a pour fonction l'intégration des équations de l'évolution des espèces chimiques *e.g.* Eq. 7.114 (Page 147) en l'absence de diffusion. Les échelles de temps d'évolution des divers isotopes diffèrent par plusieurs dizaines de magnitudes. A titre d'exemple, dans le soleil, l'échelle de temps d'évolution de ^2H est de quelques minutes, alors que celle de ^1H est de l'ordre de la centaine de million d'années. La disparité de ces échelles de temps est à l'origine de difficultés numériques : si on s'impose de suivre la plus courte échelle de temps, le temps de calcul est inimaginable, si on s'impose de suivre la plus grande échelle de temps, les erreurs numériques engendrées sur les espèces chimiques avec courte échelle de temps font "exploser" le calcul.

Pour ce type de problème numérique, qualifié de "raide", ou encore de "mal posé", il existe des algorithmes spécifiques qui, *en gros*, permettent de suivre l'échelle de temps que l'on désire, *e.g.* celle de ^1H pour le soleil, sans que, pour autant, les erreurs numériques engendrées sur les espèces chimiques à courte échelle de temps ne perturbent la solution de façon catastrophique. Ces algorithmes sont implicites, ils nécessitent le calcul d'un Jacobien ; en cas de non linéarité, la solution est obtenue par approximations successives, le plus souvent par la méthode de Newton-Raphson, qu'il convient parfois d'aménager.

Dans le cas de la structure interne, le mélange convectif complique encore le problème qui, non seulement est raide, mais est donc aussi intégral. En résumé, le problème du calcul de l'évolution des espèces chimiques est un problème intégral-différentiel aux valeurs initiales, non linéaire, raide.

La routine `rkimps` utilise le formalisme de Runge-Kutta implicite avec le schéma Lobatto IIIC, cf. Hairer & Wanner (1991), ainsi qu'il a été décrit au §7.5.3 (Page 91), noté dans la suite IRK Lobatto IIIC. L'ordre d'intégration est limité au troisième ordre. L'utilisation d'un ordre supérieur nécessiterait l'interpolation de la température, de la densité et de la composition chimique en tous les points du modèle entre différents pas temporel, interpolations dans lesquelles serait perdu le gain en précision que l'on peut attendre de l'utilisation d'un schéma d'ordre élevé. Cette routine originale est l'une des plus "techniques" et élégantes de `CESAM2k`.

Choix du pas temporel :

La valeur du pas temporel à utiliser dépend de la précision requise. A l'issue de chaque intégration, la précision obtenue est estimée. Dans le programme appelant

`evol`, cf. § 8.54 (Page 175), le pas temporel est alors diminué (*respt.* augmenté) si la précision obtenue est inférieure (*respt.* supérieure) à ce qui est souhaité. La précision d'une intégration peut être estimée en l'effectuant avec des algorithmes différents, ou des pas temporels différents, ce qui nécessite de refaire plusieurs fois le calcul. Pour limiter l'effort de calcul, avec `rkimps` on se contente de contrôler le pas temporel en limitant les variations de certains isotopes au cours d'un pas temporel. Cette méthode, quoique très répandue, n'est pas correcte car une grande (*respt.* petite) variation d'une abondance ne signifie pas, ***nécessairement***, que l'intégration est imprécise (*respt.* précise).

Description :

- Initialisations des matrices de IRK Lobatto IIC suivant l'ordre de précision, **ordre**, défini dans la routine `cesam`, cf. § 8.10 (Page 155), des contraintes du schéma de Newton-Raphson et de l'ordre de grandeur de chaque abondance utilisée pour estimer la précision relative de l'intégration et de la convergence.
- Pour chaque temps intermédiaire, appel à la routine de réactions thermonucléaires pour le calcul des Ψ_i , éventuellement appel à la routine `vent`, cf. § 4.5 (Page 42), pour tenir compte de la perte ou du gain de masse, calcul de la contribution à la ligne correspondante du jacobien, détermination de la contribution à l'intégrale de Gauss dans les zones convectives.
- Formation de la ligne correspondante de Eq. 7.23 (Page 93).
- Solution du système linéaire donnant les corrections du processus itératif.
- Estimation de la précision et des nouvelles abondances, et poursuite, si besoin, du processus itératif.

Arguments de `rkimps`

SUBROUTINE `rkimps(t_t,ro_t,compx,t,ro,compy,dt,esti,ok,nuc,kk,z_vent,dm)`

- Entrées :
 - `t_t`, `ro_t`, `t`, `ro` : tables des températures, densité aux temps t et $t + dt$;
 - `dt`, `kk`, `dm`, `compx`, `z_vent` : pas temporel, nombre de couches à mélanger, tables des intervalles de masse et de la composition chimique au temps t , variable logique indiquant que l'on doit corriger les taux de réactions nucléaires, pour tenir compte d'un vent de composition chimique différente de celle des couches extrêmes cf. § 8.135 (Page 220).
- Entrées/Sorties :
 - `compy` : table des la composition chimique au temps $t + dt$.
- Sorties :
 - `ok=.TRUE.` : la précision requise est atteinte.

Appel : `rkimps` est appelée par `evol`.

8.121 **Routines** `roger00`, `roger02`, `roger05`, `roger10a`

Ces routines PRIVATE du module `mod_atm`, cf. § E.8 (Page 271), constituent des lois $T(\tau)$ dérivées par R.Cayrel du programme ATLAS12 de Kurucz. Elles diffèrent entre elles par la métallicité de la mixture de type ***solaire*** utilisée :

- roger00 : [Fe/H]=0.0.
- roger02 : [Fe/H]=-0.2.
- roger05 : [Fe/H]=-0.5.
- roger10a : [Fe/H]=-1.0, enhanced.

Description : D'origine externe, ces routines ne sont pas décrites.

Appel : Ces routines appelées par la routine générique `tdetau`, cf. § 8.130 (Page 216), utilisent les mêmes arguments.

8.122 Routine `rq_reac`

La fonction de cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272), est la gestion du calcul, en fonction de la température, de la densité et des abondances, des taux des réactions nucléaires utilisées et des énergies libérées, ainsi que de leurs dérivées par rapport à la température, à la densité et aux abondances. Suivant la valeur de la variable logique `mitler=.FALSE.` ou `mitler=.TRUE.` de la NAMELIST NLCHIM du fichier de données `mon_modele.don`, cf. § 3.3 (Page 22), l'écrantage est calculé soit par la théorie standard de l'écrantage faible, soit par celle, plus universelle, de l'écrantage de Mitler (1997) qui recouvre l'écrantage faible et intermédiaire⁴. Suivant les réactions utilisées, cf. § 8.77 (Page 188), la routine utilise les tabulations des taux de réactions nucléaires gérées par la routine `tabul_nuc`, cf. § 8.127 (Page 215).

Description :

- Initialisation : lecture du fichier de réactions nucléaires, écritures et initialisations diverses.
- Calcul du nombre d'électrons libres, du facteur d'écran et des dérivées.
- Calcul des taux et des énergies libérées. C'est dans la tabulation des réactions nucléaires, cf. § 8.129 (Page 216), que sont introduits les *dénominateurs 2!* *ou 3!* et les pertes par neutrinos.

Appel :

SUBROUTINE `rq_reac(comp,t,ro,r,drt,dro,drx,q,dqt,dqo,dqx,mue,dmuedx)`

- Entrées :
 - `comp, t, ro` : Composition chimique par volume, température, densité.
- Sorties :
 - `r, drt, dro, drx, q, dqt, dqo, dqx, mue, dmuedx` : Taux, énergie des réactions et dérivées par rapport à la température, densité, composition chimique, nombre d'électrons e^- par volume, et dérivées par rapport à la composition chimique.

8.123 Routine `saha`

Cette routine PUBLIC du module `mod_etat`, cf. § E.5 (Page 270), résout l'équation de Saha (Cox & Giuli, 1968, eq. 5.30) pour la détermination des taux

⁴Bien que prévu, l'écrantage fort n'est pas opérant dans la version actuelle.

d'ionisation des divers éléments chimiques. On limite les fonctions de partition aux poids statistiques des niveaux fondamentaux. La formulation est décrite au § 7.8.4 (Page 105). Les équations, écrites sous la forme :

$$\rho N_0 \sum_i \bar{z}_i(n_e) x_i - n_e = 0$$

sont résolues par itération Newton-Raphson.

Description :

- Initialisations au premier appel :
 - On admet que les taux d'ionisation sont identiques pour tous les isotopes d'une même espèce chimique. Les différents isotopes d'une même espèce chimique sont regroupés dans un seul élément auquel l'abondance totale de l'espèce est affectée. *CESAM2k* signale si un des éléments utilisés est inconnu, le déroulement du calcul est alors arrêté.
 - Initialisation des potentiels d'ionisation et des poids statistiques pour les espèces identifiées par leur charge. La fonction de Fermi-Dirac $F_{1/2}$ est ensuite tabulée en fonction du paramètre de dégénérescence.
- Pour les appels suivants :
 - Initialisation des abondances de chaque espèce et du nombre d'électrons libres.
 - Calcul du facteur de dégénérescence et résolution des équations de Saha pour chaque ion, redétermination du nombre d'électrons libres. Itération Newton-Raphson sur le nombre d'électrons libres.
 - Détermination de la charge moyenne de chaque ion.
 - Après convergence : Restitution des taux d'ionisation et de la charge moyenne pour chaque isotope.

Appel : *saha* est appelée par *cesam*, *coeff_rota*, *diffm_br*.

SUBROUTINE *saha*(*xchim*,*t*,*ro*,*ioni*,*z_bar*,*nel*,*eta*)

- Entrées :
 - *xchim*, *t*, *ro* : composition chimique par volume, température, densité;
- Sorties :
 - *ioni*, *z_bar*, *nel*, *eta* : taux d'ionisation et charge moyenne de chaque ion, nombre d'électrons libres, facteur de dégénérescence.

8.124 Routine sortie

La routine PUBLIC *sortie* du module *mod_variables*, cf. § E.4 (Page 266), est sans argument. Elle est appelée lorsque *CESAM2k* détecte une anomalie fatale au bon déroulement du calcul et à laquelle il ne peut remédier, par exemple une sortie de table. *sortie* ferme les unités d'écriture et de dessin avant l'arrêt des calculs.

8.125 Routine générique static

Cette routine PRIVATE du module `mod_static`, cf. §E.12 (Page 275), constitue la *routine générique* du calcul des coefficients des équations de l'équilibre quasi-statique dans l'espace physique.

Description :

`static` oriente le calcul des coefficients des équations d'équilibre quasi-statique vers leurs formes lagrangienne ou eulérienne, cf. §7.2.4 (Page 75).

Appel :

SUBROUTINE `static(fait,cx,li,y,be,ae,compt,dt,reprnd,ip)`

- Entrées :
 - `fait=1` : Calcul des résidus des équations au point de collocation.
 - `fait=2` : Calcul du résidu pour la condition au point limite.
 - `cx` : Indice du point de collocation.
 - `li` : Numéro de la limite.
 - `y` : variables et dérivées au point de collocation ou limite.
 - `compt` : Compteur du nombre d'itérations Newton-Raphson globales.
 - `dt` : Pas temporel.
 - `ip` : Indice du facteur de répartition.
- Sorties :
 - `be` : Résidus.
 - `ae` : Eléments du jacobien.
 - `reprnd=.TRUE.` : La variation relative d'énergie graviphique est trop forte, le calcul devra être réinitialisé.

8.126 Routines `static_m`, `static_r`

Ces deux routines PRIVATE du module `mod_static`, cf. §E.12 (Page 275), sont équivalentes, elles forment les coefficients des équations de l'équilibre quasi-statique, sous leur forme lagrangienne et eulérienne respectivement, cf. §E.12 (Page 275). Pour chaque point de collocation, les équations de la structure interne sont écrites sous la forme $f(x) = 0$, ainsi que les conditions limites. On utilise les variables retenues pour l'intégration numérique. Ces équations ont été détaillées §7.2 (Page 70). Bien que, formellement, la variable indépendante soit la masse (lagrangien), dans `static_m` et le rayon (eulérien) dans `static_r`, les équations sont écrites pour "l'indice réel de couche" q , cf. §7.2 (Page 70).

Les singularités centrales des équations de la structure interne écrites sous la forme Eq. 7.3 (Page 70) disparaissent sous la forme Eq. 7.5 (Page 75) utilisée par `CE-SAM2k`. Par ailleurs, le centre n'étant pas un point de collocation, il n'y a pas lieu d'introduire explicitement les formes limites des équations. Au centre, les variables ont pour valeurs limites celles, *sans singularité*, des polynômes par morceaux qui approchent la solution, ce qui constitue un des avantages de la méthode.

Pour les limites externes, les fonctions qui dépendent de la physique utilisée : $P_b(L, R)$, $P_{\text{gaz } b}(L, R)$, $T_b(L, R)$ et $M_b(L, R)$ sont calculées, au point $q = n$ par une des routines de physique de type `lim_atm`, cf. §8.68 (Page 182).

Description :

Après quelques initialisations, on détermine la fonction de répartition et ses dérivées, puis on forme les équations et leurs dérivées par rapport à toutes les variables dépendantes. Les équations pour les conditions limites sont écrites à la fin de la routine. On a conservé dans la source des instructions permettant des vérifications, en particulier celles des coefficients du jacobien.

- Initialisations de quantités invariantes.
- Pour chaque point de collocation :
 - Extraction des variables physiques et vérification que le rayon, la masse et la luminosité⁵, ont des valeurs positives.
 - Extraction de la composition chimique locale, initialisation de quantités liées à la rotation, à la pression turbulente.
 - Calcul par un appel à `thermo`, cf. §8.131 (Page 217), des valeurs locales de grandeurs thermodynamiques, de l'opacité, de l'énergie nucléaire, des gradients et de leurs dérivées, transformations de ces grandeurs des unités cgs. en unités locales avec des aménagements algorithmiques.
 - Calcul de l'énergie gravifique :
 - Pour un nouveau pas temporel, à la première itération globale gérée par `resout`, cf. §8.116 (Page 206), *i.e.* `new=.TRUE.`, la valeur est interpolée, en masse, à partir de ses valeurs au pas temporel précédent.
 - Pour les itérations suivantes, cette quantité est calculée avec l'alternative de l'approximation de Kippenhahn cf. §7.4.1 (Page 87) ou du calcul complet cf. §7.4.2 (Page 87). Au cas où, à la même abscisse lagrangienne, un écart relatif trop important de pression ou de température est observé avec le pas temporel précédent cf, §6.2 (Page 56), la variable logique `reprend=.TRUE.` et les calculs sont réinitialisés par un retour à `resout`.
 - Après quelques dispositions algorithmiques concernant le moment cinétique, détermination de la fonction de répartition et des dérivées, puis formulation des équations et de leurs dérivées partielles par rapport à chacune des variables.
 - Ensemble d'instructions permettant de tester numériquement l'exactitude des dérivées.
- Pour chaque point limite :
 - Ecriture des conditions limites au centre *i.e.* `li=1, 2, 3`.
 - Ecriture des conditions limites à l'extérieur *i.e.* `li=4, 5, 6`. Pour limiter le nombre de calculs de l'atmosphère, `lim_atm`, cf. §8.68 (Page 182), n'est appelée qu'une seule fois, les grandeurs alors calculées étant utilisées pour formuler les autres conditions externes. Il suffit d'enlever les `c` de commentaires pour rendre effectifs des tests de vérification des dérivées.

Appel : Ces routines appelées par la routine générique `static`, cf. §8.125 (Page 213), utilisent les mêmes arguments.

⁵Pour `static.m`

8.127 Routine tabul_nuc

La fonction de cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272), est la gestion de la tabulation des réactions nucléaires.

Description :

- Pour chaque réseau de réactions nucléaires :
 - Initialisation du nombre de réactions, du nombre d'isotopes utilisés par les réactions, des indices de ^4He et de la réaction 3α .
 - Initialisation des indices des isotopes utilisés dans les réactions.
 - Définition de l'ordre des réactions et du domaine de tabulation.
- Sélection du type de compilation à utiliser.
- Appel à `taux_nuc`, cf. § 8.129 (Page 216), pour le calcul des taux de *toutes* les réactions implémentées.
- Extraction des taux des réactions relevant du réseau retenu et tabulation.

Appel : cette routine d'initialisation `tabul_nuc` est appelée par `rq_reac`, cf. § 8.122 (Page 211), en début de calcul. Cette routine n'a que des arguments de sortie.

SUBROUTINE `tabul_nuc(ar, i3a1, knot_temp, m_temp,`
`1 nom_reac, n_temp, q0, taux_reac, temp, ttemp)`

- `nom_reac`, `i3a1` : Noms des réactions du réseau utilisé et indice de la réaction 3α .
- `ar`, `q0`, `taux_reac` : Tabulation des masses réduites, des énergies, des taux de réaction.
- `knot_temp`, `m_temp`, `n_temp`, `temp`, `ttemp` : Eléments du vecteur nodal de la tabulation des taux de réaction.

8.128 Routine taueff

Cette routine PRIVATE du module `mod_atm`, cf. § E.8 (Page 271), a pour fonction la détermination de la profondeur optique τ_* correspondant au rayon bolométrique du modèle R_* . τ_* vérifie l'équation implicite :

$$T_{\text{eff}} = \mathcal{T}(\tau_*, T_{\text{eff}}, g).$$

Description :

- Initialisation $\tau_* = 2/3$.
- Détermination de τ_* par l'algorithme de Newton-Raphson avec appel à la routine de la loi $T(\tau)$ concernée, cf. § 8.130 (Page 216).

Appel : `taueff` est appelée par `lim_atm`, cf. § 8.68 (Page 182).

SUBROUTINE `taueff(teff, grav, tau)`

- Entrées :
 - `teff`, `grav` : température effective, gravité.
- Sorties :
 - `tau` : τ_* .

8.129 Routine `taux_nuc`

La fonction de cette routine PRIVATE du module `mod_nuc`, cf. § E.9 (Page 272), est l'initialisation des paramètres nucléaires, le calcul des énergies et des taux d'un grand nombre de réactions. Il est évidemment possible d'implémenter de nouvelles réactions, la procédure à suivre en est détaillée au § 5.1 (Page 51).

Description :

Après une initialisation, les taux de réactions sont dérivés des formules de diverses compilations. C'est la nécessité du calcul des dérivées qui a motivé la tabulation des taux de réactions nucléaires plutôt que l'emploi direct des formules.

- Au premier appel :
 - Initialisations diverses.
 - Initialisation des excès de masse.
 - Initialisation des masses atomiques.
 - Initialisation des charges des isotopes.
 - Initialisation des noms des isotopes.
 - Initialisation des noms des réactions, des masses réduites, des énergies, des charges des noyaux de la réaction.
 - Initialisations diverses reliées à la température.
 - Calcul des taux de *toutes* les réactions, suivant la compilation retenue.

Appel : `taux_nuc` est appelée par `tabul_nuc`, cf. § 8.127 (Page 215).

```
SUBROUTINE taux_nuc(t,total,rt,zit,izzt,qt,nom_react,nucleot,
1 at,nom_element)
```

- Entrées :
 - `t`, `total` : température, indice du choix de la compilation à utiliser, cf. § 3.3 (Page 22).
- Sorties :
 - `rt` : ln(taux des réactions).
 - `zit` : Charges des noyaux.
 - `izzt` : Charges des noyaux de la réaction.
 - `qt` : Energies.
 - `nom_react` : Symboles des réactions.
 - `nucleot` : Masses des isotopes .
 - `at` : Masses réduites.
 - `nom_element` : Noms des isotopes.

8.130 Routine générique `tdetau`

Cette routine PUBLIC du module `mod_atm`, cf. § E.8 (Page 271), constitue la routine générique de la gestion du calcul de la température en fonction de la profondeur optique.

Description :

Le calcul est orienté vers la routine de loi $T(\tau)$ indiquée dans le fichier de données `mon_modele.don`, cf. § 3.3 (Page 22).

Appel : Les lois $T(\tau)$ étant utilisées pour reconstruire une atmosphère, la routine `tdetau` est appelée de `lim_atm`, cf. § 8.68 (Page 182).

SUBROUTINE `tdetau(tau,teff,grav,t,dtsdtau,dtsdteff,dtsdg,`
`1 ro_ext,dro_grav,dro_teff,f_tau,df_tau,d2f_tau)`

- Entrées :
 - `tau`, `teff`, `grav` : profondeur optique, température effective, gravité.
- Sorties :
 - `t`, `dtsdtau`, `dtsdteff`, `dtsdg` : température et dérivées ;
 - `ro_ext`, `dro_grav`, `dro_teff` : densité externe et dérivées ;
 - `f_tau`, `df_tau`, `d2f_tau` : fonction f et dérivées cf. § 7.3.3 (Page 82).

8.131 Routine thermo

Cette routine PRIVATE du module `mod_static`, cf. § E.12 (Page 275), effectue le calcul des variables thermodynamiques au sens large, à l'aide d'appels aux diverses routines génériques.

Description

- Initialisations effectuées lors du premier appel.
- Appel à l'équation d'état pour le calcul des grandeurs thermodynamiques.
- Détermination de l'énergie thermonucléaire.
- Détermination de l'opacité.
- Calcul du gradient radiatif.
- Formation du critère de convection (Schwarzschild ou Ledoux).
- Affectation du gradient adiabatique ou radiatif dans les extensions des zone convective, cf. § 3.8 (Page 29).
- Pour les zones convectives, calcul du gradient.

Appel : `thermo` est appelée de divers endroits en particulier par `lim_zc`, cf. § 8.70 (Page 183), `static_m`, `static_r`, cf. § 8.126 (Page 213).

SUBROUTINE `thermo(pt,p,t,m,l,r,dlpp,xchim,dxchim,`
`1 ro,drop,drot,drox,u,dup,dut,dux,grad,dgradpt,dgradp,dgradt,`
`2 dgradx,dgradm,dgradl,dgradr,dgradlpp,`
`3 gam,dgampt,dgamp,dgamt,dgamx,dgamm,dgaml,dgamr,dgamlpp,`
`4 epsilon,depsp,depst,depsx,kap,dkapp,dkapt,dkapx,`
`5 delta,deltap,deltat,deltax,cp,dcpp,dcpt,dcpx,`
`6 gradad,dgradadp,dgradadt,dgradadx,`
`7 hp,dhppt,dhpp,dhpt,dhpx,dhpr,dhpm,`
`8 gradrad,alfa,beta,gamma1,radiatif)`

- Entrées :
 - `pt`, `p`, `t`, `m`, `l`, `r` : Pression totale, pression gazeuse, température, masse, luminosité, rayon.
 - `xchim`, `dxchim`, `dlpp` : Composition chimique par mole, dérivée / (M/M_{\odot}) , $\frac{d \ln P_{\text{gaz}}}{d \ln P_{\text{tot}}}$.
- Sorties :

- ro, drop, drot, drox : densité et dérivées ;
- u, dup, dut, dux : énergie interne et dérivées ;
- grad, dgradpt, dgradp, dgradt, dgradx, dgradm, dgradl, dgradr, dgradlpp : gradient de température $\nabla \equiv \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P_{\text{tot}}}$ et dérivées ;
- gam, dgampt, dgamp, dgamt, dgamx, dgamm, dgaml, dgamr, dgamlpp : efficacité de la convection et dérivées ;
- epsilon, dejsp, depst, dejsx : énergie nucléaire et gravifique et dérivées ;
- kap, dkapp, dkapt, dkapx : opacité et dérivées ;
- delta, deltap, deltat, deltax : δ et dérivées ;
- cp, dcpp, dcpt, dcpv : c_p et dérivées ;
- gradad, dgradadp, dgradadt, dgradadx : gradient adiabatique et dérivées ;
- hp, dhppt, dhpp, dhpt, dhpx, dhpr, dhpm : échelle de hauteur de pression et dérivées ;
- gradrad, alfa, beta, gamma1, radiatif : gradient radiatif, α , β , Γ_1 , radiatif=.TRUE. : on est dans une zone radiative.

8.132 Routine thermo_atm

Pour la restitution de l’atmosphère, cette routine PRIVATE du module mod_atm, cf. §E.8 (Page 271), est l’homologue de la précédente. Elle n’en diffère que par :

- l’absence d’appel aux taux des réactions thermonucléaires,
- le calcul du gradient de température qui tient compte de la loi $T(\tau)$ utilisée pour la restitution de l’atmosphère cf. §7.3.2 (Page 80),
- la composition chimique, la luminosité et la vitesse angulaire y sont spatialement constantes.

Description :

- Initialisations effectuées lors du premier appel.
- Appel à l’équation d’état pour le calcul des grandeurs thermodynamiques.
- Détermination de l’opacité.
- Calcul du gradient radiatif.
- Formation du critère de convection (Schwarzschild ou Ledoux).
- Pour les zones convectives, calcul du gradient.

Appel : thermo_atm est appelée par eq_atm, cf. §8.43 (Page 170).

```
SUBROUTINE thermo_atm(pt,p,t,xchim,m,l,r,dlpp,
1 tau,df_tau,d2f_tau,rstar,ro,drop,drot,kap,dkapp,dkapt,gradad,
2 dgradadp,dgradadt,grad,dgradpt,dgradp,dgradt,dgradr,dgradrs,
3 dgradm,dgradtau,dgradlpp,gam,dgampt,dgamp,dgamt,dgamr,dgamrs,
4 dgamm,dgamtau,dgamlpp,hp,dhppt,dhpp,dhpt,dhpr,dhpm,delta,deltap,
5 deltat,cp,gradrad,alfa,beta,gamma1,radiatif,deriv)
```

- Entrées :
 - pt, p, t, m, l, r : pression totale, pression gazeuse, température, masse, luminosité, rayon,

- xchim, dlpp : composition chimique par mole, $\frac{d \ln P_{\text{gaz}}}{d \ln P_{\text{tot}}}$;
- tau, df_tau, d2f_tau, rstar : profondeur optique, partie dépendante de τ de la loi $T(\tau)$ et dérivées premières et secondes, rayon total ;
- deriv=.TRUE. : le calcul des dérivées est requis.
- Sorties :
 - ro, drop, drot : densité et dérivées ;
 - grad, dgradpt, dgradp, dgradt, dgradr, dgradrs, dgradm, dgradtau, dgradr, dgradlpp : gradient de température $\nabla \equiv \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P_{\text{tot}}}$ et dérivées ;
 - gam, dgamp, dgamp, dgamt, dgamr, dgamrs, dgamm, dgamtau, dgamlpp : efficacité de la convection et dérivées ;
 - kap, dkapp, dkapt : opacité et dérivées ;
 - gradad, dgradadp, dgradadt : gradient adiabatique et dérivées ;
 - hp, dhppt, dhpp, dhpt, dhpr, dhpm : échelle de hauteur de pression et dérivées ;
 - delta, deltap, deltat : δ et dérivées ;
 - cp, gradrad, alfa, beta, gamma1, radiatif : c_p , gradient radiatif, α , β , Γ_1 , radiatif=.TRUE. : on est dans une zone radiative.

8.133 Routine trho

La fonction de cette routine PRIVATE du module mod_atm, cf. § E.8 (Page 271), est la lecture des données et l'interpolation en (T, ρ) des lois $T(\tau)$ de type roger**, cf. § 8.121 (Page 210).

Description : D'origine externe cette routine n'est pas décrite.

Appel : trho est appelée des routines de lois $T(\tau)$ du type roger**.

8.134 Routine update

Suivant la valeur .TRUE. / .FALSE. de la variable logique next, cette routine PRIVATE du module mod_static, cf. § E.12 (Page 275), permet, soit de traduire au temps t le modèle calculé pour le temps $t + dt$, soit de réinitialiser un modèle pour le temps $t + dt$ avec celui obtenu pour le temps t . L'extension _t permet de différencier les variables au temps t de celles au temps $t + dt$.

Description :

- Si next=.TRUE. les grandeurs caractérisant le modèle au temps $t + dt$ sont transcrites sur celles du modèle au temps t , le pas temporel est ajusté de façon à éventuellement arrêter le calcul sur l'âge maximum désiré.
- Si next=.FALSE. les grandeurs caractérisant le modèle au temps t sont transcrites sur celles du modèle au temps $t + dt$, le pas temporel est ajusté de façon à éventuellement arrêter le calcul sur l'âge maximum désiré.

Appel : update est appelée par resout, cf. § 8.116 (Page 206).

SUBROUTINE update(next,dt,dts)

- Entrées :

- `next=.TRUE.` : On écrase les variables sur celles du pas temporel précédent.
- `next=.FALSE.` : On restitue les variables du pas temporel précédent.
- Entrées/Sorties :
- `dt`, `dts` : Pas temporel, pas temporel estimé.

8.135 Routine vent

Lorsqu'il y a perte ou gain de masse, CESAM2k offre la possibilité que la composition chimique de la matière gagnée ou perdue diffère de celle des couches les plus externes *cf.* §7.8.1 (Page 103). Cette possibilité est gérée par la routine PUBLIC `vent` du module `mod_nuc`, *cf.* §E.9 (Page 272).

Description :

- Lors d'un appel d'initialisation, depuis la routine `evol`, on effectue une recherche dans l'environnement du fichier où sont indiquées les fractions de masse du vent, *cf.* §4.5 (Page 42). Si un tel fichier est trouvé, les fractions de masse sont normalisées, puis réparties entre les différents isotopes du réseau nucléaire, et enfin transformées en fraction par mole ; la variable logique `l_vent` est déclarée `.TRUE.` Si le fichier est inconnu, la variable logique `l_vent` est déclarée `.FALSE.`, la composition chimique du vent sera celle de la couche la plus externe du modèle.
- Lors des appels suivants, une correction aux taux de réactions nucléaires est effectuée, *cf.* §7.8.1 (Page 103).

Appel : `vent` est appelée par :

- `evol`, *cf.* §8.54 (Page 175), pour initialisation et dans le cas où le vent a une composition chimique différente de celle de la couche la plus externe.
- `rkimps`, *cf.* §8.120 (Page 209) ou `eq_dif_chim`, *cf.* §8.36 (Page 167), à la suite d'un appel à la routine `nuc`, *cf.* §8.77 (Page 188).

Les arguments sont optionnels.

SUBROUTINE `vent(xchim,dxchim,jac)`

- Entrées :
- `xchim` : Composition chimique par mole.
- Entrées/Sorties :
- `dxchim`, `jac` : Taux de réactions nucléaires et jacobien.

8.136 Routine write_nl

Cette routine PUBLIC du module `mod_exploit`, *cf.* §E.14 (Page 276), a pour fonction la formation d'un fichier de données `mon_modele.don`, *cf.* §3.3 (Page 22).

Description : Les NAMELISTs sont écrites après l'ouverture du fichier.

Appel : `write_nl`, qui n'a pas d'argument, est utilisée par des programmes d'exploitation, *cf.* §3.16 (Page 36).

8.137 Package z14xcotrin21

Le package d'interpolation d'opacité `z14xcotrin21` de A.I.Boothroyd, est utilisé par `CESAM2k` pour le calcul de l'opacité, lorsque l'abondance en éléments lourds dépasse $Z > 0.1$. Les routines d'interpolations utilisent des tables du sous-directory `SUN_STAR_DATA`, *cf.* § 1.3 (Page 2). Elles nécessitent une mise en forme qui est transparente pour l'utilisateur *cf.* § 2.2.2 (Page 14).

La mise en œuvre du package `z14xcotrin21` a bénéficié d'une collaboration avec A.I.Boothroyd. En raison de la complexité de sa programmation, `z14xcotrin21` n'est pas inclus dans un module. Le package est compilé conjointement au module `mod_opa`, *cf.* § E.6 (Page 270).

Description :

En raison de leur complexité et de leur origine externe, les routines du package ne sont pas détaillées. Pour plus d'informations se reporter aux explications données en tête de la source de `z14xcotrin21`.

Appel :

Avec le package `z14xcotrin21` `CESAM2k` utilise la routine `opal_x_cno_fu` ou à défaut la routine `opal`. Ces routines sont appelées par `opa_opal2`, *cf.* § 8.82 (Page 192). En raison de la complexité, les listes d'appel ne sont pas détaillées.

Chapitre 9

Les routines numériques

Ces routines sont des routines PUBLIC ou PRIVATE du module `mod_numerique`, cf. §E.2 (Page 257) ou encore `mod_exploit`, cf. §E.14 (Page 276). Elles relèvent de l'analyse numérique et de l'algorithmique. Certaines routines sont originales, d'autres ont été construites en s'inspirant des descriptions données dans des ouvrages d'analyse numérique élémentaire. On n'en donne qu'une description sommaire. Ces routines sont regroupées dans le sous-directory `SOURCE`.

9.1 Routines numériques et assimilées

9.1.1 Routine `arb_rom`

Cette fonction transforme l'entier $i \in [0, 30]$ en notation arabe en notation romaine, Exemple : $21 \implies XXI$. La notation romaine comporte au plus 10 caractères, au delà, la sortie est CCC. Cette fonction est utilisée pour noter les niveaux d'ionisation.

9.1.2 Routine `boite`

Cette routine permet de dessiner une boîte d'erreur dont on donne les coordonnées du centre et la longueur des cotés.

9.1.3 Routine `box`

Cette routine permet de dessiner une boîte de dimensions $\pm\Delta x \times \Delta y$ autour du point de coordonnées (x, y) .

9.1.4 Routine `delete_doubles`

Cette routine permet de supprimer les éléments successifs identiques dans un tableau ALLOCATABLE ordonné par ordre croissant ; si besoin la dimension du tableau est réajustée.

9.1.5 Routine difdiv

Calcul des différences divisées pour interpolation par la formule de Newton *cf.* Stoer & Bulirsch (1979).

9.1.6 Routine fermi_dirac

Approximations analytiques des intégrales de Fermi-Dirac, reprises du package MHD, *cf.* §8.52 (Page 174).

9.1.7 Routine gauss_band

Routine de résolution d'un système linéaire bande, dont la largeur de la bande est constante et comportant plusieurs seconds membres. L'algorithme est celui de l'élimination de Gauss avec équilibrage et pivot partiel. L'espace mémoire utilisé correspond à la partie non identiquement nulle du système.

9.1.8 Routine horner

La subroutine `horner` permet de calculer, pour $x = \alpha$, les dérivées de tous ordres d'un polynôme ainsi que le quotient de ce polynôme par $x - \alpha$ (algorithme de Hörner).

9.1.9 Routine intgauss

Initialisation des poids et des abscisses pour l'intégration de Gauss de divers ordres.

9.1.10 Routine matinv

Programme d'inversion de matrice. Utilise l'élimination de Gauss avec pivot total de `gauss_band`.

9.1.11 Routine max_local

Recherche des maxima de plusieurs tables dans un intervalle d'abscisses. Cette routine est adaptée au calcul des échelles pour des tracés.

9.1.12 Routine min_max

Recherche du maximum et du minimum d'une table. Cette routine est adaptée au calcul des échelles pour des tracés.

9.1.13 Routine min_max_cond

Recherche du maximum et du minimum d'une table sous condition. Cette routine est adaptée au calcul des échelles pour des tracés.

9.1.14 Routine neville

Algorithme de Neville pour interpolation polynômiale, *cf.* Stoer & Bulirsch (1979).

9.1.15 Routine newton

Interpolation polynômiale avec dérivées, par la formule de Newton, *cf.* Conte & de Boor (1987).

9.1.16 Routine pause

Pause avec commentaire et poursuite/arrêt.

9.1.17 Routine pgplot_factice

Ensemble des intitulés des routines du logiciel PGPLOT utilisées dans CESAM2*k*. Ces routines permettent d'exploiter le code sans que le logiciel de dessin soit implémenté, *cf.* § A.2.3 (Page 233). Cet ensemble est disposé à l'extérieur du MODULE `mod_cesam`.

9.1.18 Routine plot_rota

Routine subordonnée de `ecrit_rota.f`, *cf.* § 8.41 (Page 169) Routine de dessin "on line" des variables de la diffusion du moment cinétique.

9.1.19 Routine polyder

C'est une autre version de l'algorithme de Hörner dont les arguments diffèrent de ceux de `horner`. Pour des raisons historiques CESAM2*k* fait appel aux deux versions.

9.1.20 Routine shell

Routine tri d'un tableau optimisé pour F95.

9.1.21 Routine zoning

Permet de déterminer la répartition des abscisses de façon à ce que les incréments des ordonnées soient constants.

9.2 Routines spécifiques aux B-splines

Ces routines sont originales dans leur grande majorité. Les algorithmes utilisés sont, pour la plupart, inspirés de ceux décrits par De Boor (1978); Schumaker (1981).

9.2.1 Routine `bsp1ddn`

Généralise `bsp1dn` en calculant toutes les dérivées non identiquement nulles. Ne doit être utilisée que si des dérivées d'ordre supérieur à l'unité sont requises car elle demande plus de ressources que `bsp1dn`.

9.2.2 Routine `bsp1dn`

Interpolation au même point de n fonctions développées sur une base de B-splines; calcul du développement si nécessaire.

9.2.3 Routine `bsp_dis`

Routine de calcul des coefficients des B-splines pour n fonctions avec discontinuités pour interpolations ou lissage par Bézier.

9.2.4 Routine `bsp_gal`

Routine de calcul des coefficients des B-splines pour n fonctions avec discontinuités pour interpolations; utilise le formalisme intégral de Galerkin.

9.2.5 Routine `bva10`

Routine qui calcule la valeur de toutes les B-splines non identiquement nulles en un point fixé, *cf.* §7.1.1 (Page 64).

9.2.6 Routine `bva11`

Routine qui calcule la valeur de toutes les B-splines non identiquement nulles et leurs dérivées premières en un point fixé. Demande plus de ressources que `bva10`.

9.2.7 Routine `bvald`

Routine qui calcule la valeur de toutes les B-splines non identiquement nulles ainsi que toutes leurs dérivées en un point fixé. Demande plus de ressources que `bva11`.

9.2.8 Routine `coll`

Routine qui génère les points de collocation de la base de De Boor (1978) pour l'intégration des équations différentielles.

9.2.9 Fonction `colpnt`

Fonction calculant l'abscisse du i -ième point de collocation dans l'intervalle $]x(l), x(l + 1)[$ pour la résolution d'une équation différentielle d'ordre r . `colpnt` est appelée par `coll`.

9.2.10 Routine `left_right`

Calcul des valeurs des n fonctions f et de leurs dérivées premières de part en un point quelconque d'une représentation par B-Spline. De part et d'autre d'un point du vecteur nodal ces valeurs peuvent différer, par exemple s'il y a une discontinuité.

9.2.11 Routine `linf`

Localisation d'un point dans une table d'abscisses en ordre strictement croissant, adapté aux B-splines.

9.2.12 Routine `newspl`

Effectue un changement de base de B-splines pour n polynômes par morceaux.

9.2.13 Routine `newspl_gal`

Effectue un changement de base de B-splines pour n polynômes par morceaux; utilise le formalisme intégral de Galerkin.

9.2.14 Routine `noedif`

Routine d'initialisation du réseau de points de table de la base de De Boor (1978), pour la résolution des équations différentielles par collocation.

9.2.15 Routine `noein`

Détermine la séquence de nœuds de raccord pour une interpolation "optimale" suivant De Boor (1978).

9.2.16 Routine `noeu_dis`

Détermine la séquence de nœuds de raccord pour une interpolation "optimale" en tenant compte de discontinuités; identique à `noein` s'il n'y a pas de discontinuité.

9.2.17 Routine `noeud`

Détermine la séquence de nœuds de raccord pour un vecteur des multiplicités donné.

9.2.18 Routine `schu58_n`

Calcul des valeurs en un point de n polynômes par morceaux à partir de leurs développements sur une base de B-splines et des valeurs des B-splines non identiquement nulles en ce point, *cf.* Schumaker (1981).

9.2.19 Routine `sum_n`

Calcule les intégrales de `n` splines entre des bornes données. Les coefficients doivent avoir été précédemment calculés par `bsp1dn` par exemple. Au premier appel, ces coefficients seront adaptés au calcul de l'intégrale, donc modifiés. Ils ne seront pas recalculés lors des appels ultérieurs. S'inspire de Schumaker (1981, alg. 5.19).

Troisième partie
APPENDICES

Annexe A

Installation sous LINUX

A.1 Création de la bibliothèque avec ifc

La Norme F95, telle qu'elle a été définie en 1996, est implémentée de façon stricte dans le compilateur¹ ifc. Depuis, on s'est aperçu d'une limitation "idiote" de cette Norme, interdisant de mettre un tableau ALLOCATABLE alors que :

```
REAL(kind=dp), INTENT(out), POINTER, DIMENSION( :)
```

était autorisé. Dans certains contextes, POINTER et ALLOCATABLE sont synonymes. Quelques temps plus tard, un Technical Report qui "corrigeait" et autorisait cette limitation est paru. Les compilateurs de Compaq/Digital (stations Unix, PC Windows) Lahey-Fujitsu (Linux, Windows) ont été corrigés ; INTEL semble n'avoir effectué la correction que dans la dernière version de ifc.

Remède : Remplacer ALLOCATABLE par POINTER, chaque fois que le compilateur manifeste. Par la suite, avec le compilateur ifc à jour, tout rentrera dans l'ordre. Actuellement la Norme Fortran 2003 différencie ALLOCATABLE et POINTER.

Les corrections à apporter sont les suivantes :

1. Routine tabul_nuc.f transformer :

```
REAL (kind=dp), INTENT(out), ALLOCATABLE, DIMENSION(:, :) :: taux_reac
REAL (kind=dp), INTENT(out), ALLOCATABLE, DIMENSION(:) :: ar, q0, temp, ttemp
INTEGER, INTENT(out) :: i3al, knot_temp, m_temp, n_temp
CHARACTER (len=20), INTENT(out), ALLOCATABLE, DIMENSION(:) :: nom_reac
```

en :

```
REAL (kind=dp), POINTER, DIMENSION(:, :) :: taux_reac
REAL (kind=dp), POINTER, DIMENSION(:) :: ar, q0, temp, ttemp
INTEGER, INTENT(out) :: i3al, knot_temp, m_temp, n_temp
CHARACTER (len=20), POINTER, DIMENSION(:) :: nom_reac
```

2. Routine tabul_nuc, transformer :

```
REAL (kind=dp), ALLOCATABLE, SAVE, DIMENSION(:, :) :: decrx, dzetax, taux_reac
REAL (kind=dp), ALLOCATABLE, SAVE, DIMENSION(:) :: ar, datx, dbidx,
1 dclx, decro, decrt, dfx, df12x, dkx, dnex, dr, dzstarx, ecran,
2 lambda, mz1z2, q0, temp, ttemp, tx, z1z2
```

¹Diagnostique, commentaires et remèdes selon B.Pichon.

```

REAL (kind=dp), SAVE, DIMENSION(2) :: zeta, dzetat, dzetaro
REAL (kind=dp), SAVE :: cte1, cte2, cte3, cte4, cte5, cte6, cte7,
1 cte8, cte9, cte10
REAL (kind=dp) :: zstar, ne, c1, f12, at, k, bid, bid1, df,
1 e0, eps, beta, dnero, dc1ro, df12t, df12ro, datt, datro, dkt,
2 dkro, dbidt, dbidro, dft, dfro
INTEGER, SAVE :: i3al, knot_temp, l=1, m_temp, n_temp
INTEGER :: i, j
CHARACTER (len=20), ALLOCATABLE, DIMENSION(:) :: nom_reac
en :
REAL (kind=dp), POINTER, SAVE, DIMENSION(:,:) :: decrx,dzetax,taux_reac
REAL (kind=dp), POINTER, SAVE, DIMENSION(:) :: ar, datx, dbidx,
1 dc1x, decro, decrt, dfx, df12x, dkx, dnex, dr, dzstarx, ecran,
2 lambda, mz1z2, q0, temp, ttemp, tx, z1z2
REAL (kind=dp), SAVE, DIMENSION(2) :: zeta, dzetat, dzetaro
REAL (kind=dp), SAVE :: cte1, cte2, cte3, cte4, cte5, cte6, cte7,
1 cte8, cte9, cte10
REAL (kind=dp) :: zstar, ne, c1, f12, at, k, bid, bid1, df,
1 e0, eps, beta, dnero, dc1ro, df12t, df12ro, datt, datro, dkt,
2 dkro, dbidt, dbidro, dft, dfro
INTEGER, SAVE :: i3al, knot_temp, l=1, m_temp, n_temp
INTEGER :: i, j
CHARACTER (len=20), POINTER, DIMENSION(:) :: nom_reac

```

3. Routine, mod_donnees transformer :

```

CHARACTER (len=4), SAVE, PUBLIC, ALLOCATABLE, DIMENSION(:) :: nom_elem
en :
CHARACTER (len=4), SAVE, PUBLIC, POINTER, DIMENSION(:) :: nom_elem

```

A.2 Installation de PGPLOT

A.2.1 Installation intégrale avec ifc

Thierry Corbard, Observatoire de la Côte d'Azur, a construit le fichier de configuration `ifc_gcc.conf` de PGPLOT avec LINUX pour le compilateur F90 `ifc` de INTEL. Pour créer la source de PGPLOT en utilisant ce compilateur :

1. Se placer dans le sous-directory `/usr/local/src/pgplot/sys_linux` de la source de PGPLOT.
 - (a) Y inclure le fichier de configuration : `ifc_gcc.conf`, que l'on trouvera dans le sous-directory `SCRIPTS`.
 - (b) Y créer le sous-directory `ifc_src` : `mkdir ifc_src`.
 - (c) Y inclure le fichier `ifc_src/grgenv.f`, que l'on trouvera dans le sous-directory `SCRIPTS`.
2. Exécuter :

```

/usr/local/src/pgplot/makemake /usr/local/src/pgplot linux ifc_gcc

```

A.2.2 Installations sans larme

Sous LINUX avec les distributions dérivées de RedHat, Mandrake et SuSE en particulier, il est possible d'installer PGPLOT sans trop de difficultés en procédant de la façon suivante :

1. Avec un moteur de recherche, Google par exemple, rechercher `pgplot rpm`.
2. Parmi les sites détectés, choisir celui qui propose de télécharger une version récente correspondant au processeur et au système d'exploitation utilisés. Par exemple, `pgplot-5.2.2-1.i686.rpm` est satisfaisant pour un Pentium4 sous Mandrake².
3. Télécharger ce logiciel. A l'issue du téléchargement, se placer dans le directory où s'est effectué le téléchargement. Cliquer sur le nom du logiciel téléchargé, acquérir les droits du super-utilisateur, les logiciels s'installent.
4. Le système place les deux bibliothèques partageables `libpgplot.so.5.2.0` et `libpgplot.so.5` dans le directory `/usr/lib` et y crée le sous-directory `pgplot`. Il contient les 3 fichiers : `grexec.f`, `rgb.txt`, `grfont.dat`.
5. Créer dans le sous-directory `pgplot` deux liens vers les bibliothèques partageables : `ln -s /usr/lib/libpgplot.so.5 libpgplot.so`,
`ln -s /usr/lib/libpgplot.so.5.0 libpgplot.so.0`
6. Dans le fichier `.cshrc` ajouter :
 - (a) Le chemin de PGPLOT `LD_LIBRARY_PATH **** :/usr/lib/pgplot`.
 - (b) La variable d'environnement `setenv PGPLOT_DIR /usr/lib/pgplot`.

Avec les distributions DEBIAN, GNOME ou KUNBUTU, le logiciel s'installe automatiquement avec `apt-get -install pgplot5`³. Toutefois, certains logiciels, de traitement d'image par exemple, peuvent ne pas avoir été installés. Pour ce faire, la difficulté est d'en connaître les identificateurs, ceux-ci étant acquis, leur installation est immédiate avec `apt-get`. La localisation de la bibliothèque `libpgplot` s'obtient assez facilement, avec un `find` par exemple.

A.2.3 CESAM2k sans PGPLOT

Il est possible d'utiliser CESAM2k sans PGPLOT. Pour ce faire, avant la formation du module exécutable décommenter la dernière ligne du module `MOD_CESAM`. Le fichier `pgplot_factice.f` contient des émulations des routines de PGPLOT. Evidemment, coder `NOM_DES='no_des'` et `NOM_DES_ROT='no_des'` dans les fichiers de données ; il ne faut pas non plus chercher à linker avec la bibliothèque de PGPLOT ; il convient aussi de ne pas indiquer de chemin à cette bibliothèque dans le fichier `cshrc`, ou ses équivalents.

A.3 Exemple de MAKEFILE

Le MAKEFILE suivant, créé par Th. Corbard O.C.A., est placé dans le sous-directory `EXPLOIT`. Les paramètres correspondent au compilateur `ifc` d'Intell et

²On trouvera ce logiciel dans le sous-directory `SCRIPTS` de la distribution.

³Vérifier que PGPLOT5 est bien dans la liste des `SOURCES` de `apt-get` (voir man `apt-get`).

les chemin à une implantation standard. Son utilisation est décrite au § 1.6.1 (Page 5).

```
RM=rm -f
```

```
AR=ar ruv
```

```
FC90 = ifort
```

```
mod_ext=mod #extension for module files
```

```
FFLAGS90 = -extend_source -O -xW -traceback -save -nbs
```

```
OPA_HOUDEK_PATH=../SUN_STAR_DATA/v9/lib
```

```
LIBLINK= -L. -lcesam2k -L$(OPA_HOUDEK_PATH) -lopint -lpgplot -lX11
```

```
#Adapt the following if you need to specify the location of X11 and pgplot lib
```

```
#PGPLOT_DIR=/usr/local/pgplot
```

```
#X11_DIR=/usr/lib64
```

```
#LIBLINK= -L. -lcesam2k -L$(PGPLOT_DIR) -lpgplot -L$(X11_DIR) -lX11
```

```
#Mis à jour pour SOURCE et EXPLOIT du 01.03.06, P.Morel
```

```
SRCS = \
```

```
mod_kind.f\
```

```
mod_numerique.f\
```

```
mod_donnees.f\
```

```
mod_variables.f\
```

```
mod_etat.f\
```

```
mod_opa.f\
```

```
mod_conv.f\
```

```
mod_atm.f\
```

```
mod_nuc.f\
```

```
mod_bp_for_alecian.f\
```

```
mod_evol.f\
```

```
mod_static.f\
```

```
mod_cesam.f\
```

```
mod_exploit.f
```

```
OBJS = \
```

```
mod_kind.o\
```

```
mod_numerique.o\
```

```
mod_donnees.o\
```

```
mod_variables.o\
```

```
mod_etat.o\
```

```
mod_opa.o\
```

```
mod_conv.o\
```

```

mod_atm.o\
mod_nuc.o\
mod_bp_for_alecian.o\
mod_evol.o\
mod_static.o\
mod_cesam.o\
mod_exploit.o

MODS = \
mod_kind.$(mod_ext)\
mod_numerique.$(mod_ext)\
mod_donnees.$(mod_ext)\
mod_variables.$(mod_ext)\
mod_etat.$(mod_ext)\
mod_opa.$(mod_ext)\
mod_conv.$(mod_ext)\
mod_atm.$(mod_ext)\
mod_nuc.$(mod_ext)\
mod_bp_for_alecian.$(mod_ext)\
mod_evol.$(mod_ext)\
mod_static.$(mod_ext)\
mod_cesam.$(mod_ext)\
mod_exploit.$(mod_ext)

cesam2k.out: cesam2k.f libcesam2k.a
$(FC90) $(FFLAGS90) -o cesam2k.out cesam2k.f $(LIBLINK)

libcesam2k.a: $(MODS)
$(AR) libcesam2k.a $(OBJS)
$(RM) $(OBJS)

mod_kind.o mod_kind.$(mod_ext): mod_kind.f
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f

mod_numerique.o mod_numerique.$(mod_ext): \
    arb_rom.f\
    boite.f \
    box.f \
    bsp1dn.f\
    bsp1ddn.f\
    bsp_dis.f\
    bval0.f\
    bval1.f\
    bvald.f\
    coll.f\
    colpnt.f\
    delete_doubles.f\

```

```
difdiv.f\  
fermi_dirac.f\  
gauss_band.f\  
horner.f\  
intgauss.f\  
linf.f\  
matinv.f\  
max_local.f\  
min_max.f\  
neville.f\  
newspl.f\  
newton.f\  
noedif.f\  
noein.f\  
noeud.f\  
noeu_dis.f\  
pause.f\  
polyder.f\  
schu58_n.f\  
shell.f\  
sum_n.f\  
zoning.f\  
mod_kind.$(mod_ext)\  
mod_numerique.f  
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f  
  
mod_donnees.o mod_donnees.$(mod_ext): \  
    ctes_85.f\  
    ctes_94.f\  
ctes_94m.f\  
    ini_ctes.f\  
    lit_nl.f\  
    print_ctes.f\  
    mod_kind.$(mod_ext)\  
    mod_numerique.$(mod_ext)\  
    mod_donnees.f  
    $(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f  
  
mod_variables.o mod_variables.$(mod_ext): \  
    chim_gram.f\  
    inter.f\  
    sortie.f\  
    mod_kind.$(mod_ext)\  
    mod_numerique.$(mod_ext)\  
    mod_donnees.$(mod_ext)\  
    mod_variables.f  
    $(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f
```

```
mod_etat.o mod_etat.$(mod_ext): \  
    df_rotx.f\  
    etat.f\  
    etat_ceff.f\  
    etat_eff.f\  
    etat_gong1.f\  
    etat_gong2.f\  
    etat_mhd.f\  
    etat_opal.f\  
    etat_opalX.f\  
    etat_opalZ.f\  
    saha.f\  
    mod_kind.$(mod_ext)\  
    mod_numerique.$(mod_ext)\  
    mod_donnees.$(mod_ext)\  
    mod_etat.f  
    $(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f
```

```
mod_opa.o mod_opa.$(mod_ext): \  
    kappa_cond.f\  
    opa.f\  
opa_compton.f\  
    opa_gong.f\  
    opa_houdek9.f\  
    opa_int_zsx.f\  
    opa_opalC0.f\  
    opa_opal2.f\  
    opa_yveline.f\  
    opa_yveline_lisse.f\  
    z14xcotrin21.f\  
    mod_kind.$(mod_ext)\  
    mod_numerique.$(mod_ext)\  
    mod_donnees.$(mod_ext)\  
    mod_variables.$(mod_ext)\  
    mod_opa.f  
    $(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f
```

```
mod_conv.o mod_conv.$(mod_ext): \  
    conv.f\  
    conv_a0.f\  
    conv_cgm_reza.f\  
    conv_cm.f\  
    conv_cml.f\  
    conv_cm_reza.f\  
    conv_jmj.f\  
    mod_kind.$(mod_ext)
```

```
mod_donnees.$(mod_ext)\
mod_variables.$(mod_ext)\
mod_conv.f
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f
```

```
mod_atm.o mod_atm.$(mod_ext): \
  atm.f\
  coll_atm.f\
  edding.f\
  eq_atm.f\
  hopf.f\
  k5750.f\
  k5777.f\
  lim_atm.f\
  lim_gong1.f\
  lim_tau1.f\
  roger00.f\
  roger02.f\
  roger05.f\
  roger10a.f\
  taueff.f\
  tdetau.f\
  thermo_atm.f\
  trho.f\
  mod_kind.$(mod_ext)\
  mod_numerique.$(mod_ext)\
  mod_donnees.$(mod_ext)\
  mod_variables.$(mod_ext)\
  mod_etat.$(mod_ext)\
  mod_opa.$(mod_ext)\
  mod_conv.$(mod_ext)\
  mod_atm.f
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f
```

```
mod_nuc.o mod_nuc.$(mod_ext): \
  abon_ini.f\
  iben.f\
  nuc.f\
  planetoides.f\
  pp1.f\
  pp3.f\
  ppcno10BeBFe.f\
  ppcno10Fe.f\
  ppcno10K.f\
  ppcno10.f\
  ppcno11.f\
  ppcno12Be.f\
```

```
ppcno12BeBFe.f\  
ppcno12Li.f\  
ppcno12.f\  
ppcno3a12Ne.f\  
ppcno3a9.f\  
ppcno3ac10.f\  
ppcno9.f\  
ppcno9Fe.f\  
rq_reac.f\  
tabul_nuc.f\  
taux_nuc.f\  
vent.f\  
mod_kind.$(mod_ext)\  
mod_numerique.$(mod_ext)\  
mod_donnees.$(mod_ext)\  
mod_variables.$(mod_ext)\  
mod_nuc.f  
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f  
  
mod_bp_for_alecian.o mod_bp_for_alecian.$(mod_ext): \  
    mod_donnees.$(mod_ext)\  
    mod_variables.$(mod_ext)\  
    mod_bp_for_alecian.f  
    $(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f  
  
mod_evol.o mod_evol.$(mod_ext): \  
    alecian1.f\  
    coeff_rota.f\  
    coeff_rota3.f\  
    coeff_rota4.f\  
    collision.f\  
    coulomb.f\  
    diffm.f\  
    diffm_br.f\  
    diffm_mp.f\  
    difft.f\  
    difft_gab.f\  
    difft_nu.f\  
    difft_sun.f\  
    diffus.f\  
    diffw.f\  
    diffw_mpz.f\  
    diffw_p03.f\  
    ecrit_rota.f\  
    eq_diff_chim.f\  
    eq_diff_poisson.f\  
    eq_diff_rota3.f\  

```

```
eq_diff_rota4.f\  
evol.f\  
f_rad.f\  
initialise_poisson.f\  
initialise_rota.f\  
initialise_u.f\  
initialise_w.f\  
lmix.f\  
pertw.f\  
pertw_loc.f\  
pertw_ptm.f\  
pertw_sch.f\  
resout_chim.f\  
resout_rota3.f\  
resout_rota4.f\  
rkimps.f\  
mod_kind.$(mod_ext)\  
mod_numerique.$(mod_ext)\  
mod_donnees.$(mod_ext)\  
mod_variables.$(mod_ext)\  
mod_etat.$(mod_ext)\  
mod_nuc.$(mod_ext)\  
mod_bp_for_alecian.$(mod_ext)\  
mod_evol.f  
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f  
  
mod_static.o mod_static.$(mod_ext): \  
coll_qs.f\  
dgrad.f\  
lim_zc.f\  
pertm.f\  
pertm_ext.f\  
pertm_msol.f\  
pertm_tot.f\  
pertm_waldron.f\  
resout.f\  
static.f\  
static_m.f\  
static_r.f\  
thermo.f\  
update.f\  
mod_kind.$(mod_ext)\  
mod_numerique.$(mod_ext)\  
mod_donnees.$(mod_ext)\  
mod_variables.$(mod_ext)\  
mod_etat.$(mod_ext)\  
mod_opa.$(mod_ext)\
```

```
    mod_conv.$(mod_ext)\
    mod_atm.$(mod_ext)\
    mod_nuc.$(mod_ext)\
    mod_evol.$(mod_ext)\
    mod_static.f
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f

mod_cesam.o mod_cesam.$(mod_ext): \
    add_ascii.f\
    ascii.f\
    cesam.f\
    des.f\
    des_m.f\
    des_r.f\
    dnunl.f\
    list.f\
    output.f\
    osc_adia.f\
    osc_invers.f\
    osc_nadia.f\
    mod_kind.$(mod_ext)\
    mod_numerique.$(mod_ext)\
    mod_donnees.$(mod_ext)\
    mod_variables.$(mod_ext)\
    mod_etat.$(mod_ext)\
    mod_opa.$(mod_ext)\
    mod_atm.$(mod_ext)\
    mod_nuc.$(mod_ext)\
    mod_static.$(mod_ext)\
    mod_cesam.f
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f

mod_exploit.o mod_exploit.$(mod_ext): \
    add_ascii.f\
    ascii.f\
    ctes_85.f\
    ctes_94.f\
    ctes_94m.f\
    diffw.f\
    diffw_mpz.f\
    diffw_p03.f\
    ini_ctes.f\
    inter_atm.f\
    lit_binaire.f\
    lit_hr.f\
    lit_nl.f\
    min_max.f\
```

```
min_max_cond.f\  
osc_adia.f\  
osc_invers.f\  
osc_nadia.f\  
output.f\  
read_ascii.f\  
write_nl.f\  
mod_kind.$(mod_ext)\  
mod_numerique.$(mod_ext)\  
mod_donnees.$(mod_ext)\  
mod_variables.$(mod_ext)\  
mod_etat.$(mod_ext)\  
mod_opa.$(mod_ext)\  
mod_nuc.$(mod_ext)\  
mod_exploit.f  
$(FC90) $(FFLAGS90) -c $*.f
```

clean:

```
$(RM) cesam2k.out libcesam2k.a $(OBJS) $(MODS)
```

touch:

```
touch $(SRCS)
```

Annexe B

Données diverses

On donne la liste des tableaux `glob` et `var` créés par `cesam`, *cf.* §8.10 (Page 155), pour les sorties ASCII, ainsi que celle du tableau `list_cesam` servant à la compilation et à la création du module exécutable, *cf.* §1.6 (Page 4).

B.1 Liste du tableau `glob`

```
glob(1)=mstar*msol
glob(2)=rtot*rsol
glob(3)=ltot*lsol
glob(4)=z0
glob(5)=x0
glob(6)=alpha
glob(7)=9./4.
glob(8)=1./162.
glob(9)=X dans ZC
glob(10)=Y dans ZC
glob(11)=d2p
glob(12)=d2ro
glob(13)=age
glob(14)=wrot vitesse de rotation globale
glob(15)=w_rot initial
```

```
nglob=15
```

B.2 Liste du tableau `var`

```
var(1,i): Rayon
var(2,i): Ln M/Mtot
var(3,i): Température
var(4,i): Pression
var(5,i): Densité
var(6,i): Gradient
var(7,i): Gradient
```

```

var(8,i): Luminosité
var(9,i): Opacité
var(10,i): Energie nuc+grav
var(11,i): Grand Gamma1
var(12,i): Gradient adiabatique
var(13,i): Delta
var(14,i): Cp
var(15,i): Mue^(-1)
var(16,i): Mu
var(17,i): Vaissala
var(18,i): Omega
var(19,i): dln kappa/dln T
var(20,i): dln kappa/dln ro
var(21,i): d epsilon(nuc) / d ln T
var(22,i): d epsilon(nuc) / d ln ro
var(23,i): !Ptot/Pgaz
var(24,i): !Gradient radiatif
var(25,i): d Gamma1 / d lnP (TY)
var(26,i): d Gamma1 / d lnT (PY)
var(27,i): d Gamma1 / dY (PT)
var(28,i): dP / dro (TX)
var(29,i): dP / dT (roX)
var(30,i): dP / dX (Tro)
var(31,i): du / dro (TX)
var(32,i): du / dT (roX)
var(33,i): du / dX(Tro)
var(34,i): énergie interne
var(35,i): d^2P / dro^2 (TX)
var(36,i): d^2P / dro dT (X)
var(37,i): d^2P / dT^2(roX)
var(38,i): d^2U / dro^2 (TX)
var(39,i): d^2U / dro dT (X)
var(40,i): d^2U / dT^2 (X)
var(41,i): dK / dX
var(42,i): d^2K / dT^2
var(43,i): d epsi / dX
var(44,i): dX / dR
var(45,i): J-B
var(46,i): Edding. facteur
var(ivar+j,i): xchim1g(j=1,nbelem) Abondances / gramme

```

ivar=46

B.3 Liste du tableau list_cesam

mod_kind

mod_numerique
mod_donnees
mod_variables
mod_etat
mod_opa
mod_conv
mod_atm
mod_nuc
mod_bp_for_alecian
mod_evol
mod_static
mod_cesam
mod_exploit

Annexe C

Liste des fichiers binaires

Les Fichiers binaires n'ayant pour fonction que des exploitations internes, leur contenu n'est pas détaillé. A l'exception du fichier binaire d'atmosphère `mon_modele.atm`, ces fichiers peuvent être lus par la routine `lit_binaire`, cf. §8.72 (Page 186).

- Fichier binaire du modèle de pré-séquence principale homogène : `mon_modele_B.pms`.
- Fichier binaire du modèle de séquence principale d'âge zéro homogène : `mon_modele_B.hom`.
- Fichier binaire du modèle de séquence principale d'âge zéro : `mon_modele_B.zams`, créé à la fin de ma PMS dès que l'énergie d'origine thermonucléaire devient égale à l'énergie d'origine gravifique.
- Fichier binaire du modèle de post-séquence principale, créé lorsque l'abondance d'hydrogène au centre devient inférieure à 0.001 : `mon_modele_B.post` ou `mon_modele_B.tams`.
- Fichier binaire du modèle du début de la combustion de l'hélium, créé dès que la température au centre dépasse 10^8K : `mon_modele_B.cohe`.
- Fichier binaire du modèle du début de la combustion du carbone, créé dès que la température au centre dépasse $6 \cdot 10^8\text{K}$: `mon_modele_B.coca`.
- Fichier binaire du modèle du début de la combustion de l'oxygène, créé dès que la température au centre dépasse 10^9K : `mon_modele_B.coox`.
- Fichier binaire du modèle final : `mon_modele_B.dat`.
- Fichier binaire du modèle intermédiaire : `mon_modele_B.rep`.
- Fichier binaire du modèle d'atmosphère : `mon_modele_B.atm`.

Annexe D

Liste des fichiers ASCII

Se reporter §3.3 (Page 22) pour la description du fichier ASCII de données `mon_modele.don`.

D.1 Fichiers pour oscillations

Les fichiers ASCII pour les oscillations ont une en-tête commune. Leur contenu diffère ensuite suivant leur type.

en-tête :

- Lignes 1-4 : identification et physique utilisée.
- Ligne 5 : nombre, noms des éléments chimiques utilisés.
- Ligne 6 : nombre de couches, de “global” (13), de variables, d’éléments chimiques (redondant), indice de la vitesse angulaire (s’il n’en est pas tenu compte, l’indice est -1).

Exemple :

```
Fichier pour inversion: test-inv.osc
CESAM2k version 0.0.0.0 lagr colloc 1 2 np no diffus, 31 Aout 2003 17h45
Physique utilisée: etat_eff, opa_int_zsx, conv_jmj, ppcno9, NACRE
solaire_gn, lim_atm, hopf, perte_ext, diffm_mp, diffn_nu, ctes_94
10 H1 He3 He4 C12 C13 N14 N15 O16 O17 Si28
    472      13      25      10      -1
1.989190000000E+33 6.959888774683E+10 3.846010241481E+33 1.723296157963E-02 7.033715921640E-01
1.601359931639E+00 7.033715881909E-01 2.793954502293E-01-1.234804262016E+02-1.250212463069E+02
4.650000000000E+03 0.000000000000E+00 0.000000000000E+00 0.000000000000E+00
6.965125316795E+10 1.125188830934E-10 4.712514552821E+03 1.082443642936E+03 3.550000000000E-09
2.317104979700E-04 3.846010241481E+33 5.992732100399E-03 0.000000000000E+00 1.664711685203E+00
3.986098681160E-01 1.004603449555E+00 1.630687926937E+08 1.300571860485E+00 2.500897748491E+03
0.000000000000E+00 1.729836584721E+00 8.429278614488E-01 0.000000000000E+00 0.000000000000E+00
.....
3.983397251906E-01 9.536638658353E-01 2.457927862174E+08 8.289918269170E-01 0.000000000000E+00
0.000000000000E+00-1.948967682005E+00 3.878822249046E-01 2.023289474023E+02 1.828866051074E+01
1.000000000000E+00 3.288637435509E-01-5.586998681649E-03 6.642708700530E-03-8.894901969547E-03
3.750487629847E-01 1.039826643345E-05 6.071493899575E-01 1.637161572818E-05 4.475726236722E-06
4.374234929779E-03 1.935496963607E-07 7.968745830613E-03 3.970500883875E-04 5.030377050940E-03
```

D.1.1 Fichier pour oscillations adiabatiques

glob: variables globales du fichier mon_modele-ad.osc

glob(1)=mstar*msol
 glob(2)=rtot*rsol
 glob(3)=ltot*lsol
 glob(4)=z0
 glob(5)=x0
 glob(6)=alpha
 glob(7)=X dans ZC
 glob(8)=Y dans ZC
 glob(9)=d2p
 glob(10)=d2ro
 glob(11)=age
 glob(12)=wrot vitesse de rotation globale
 glob(13)=w_rot initial
 glob(14)=g constante de la gravitation utilisée
 glob(15)=msol masse solaire utilisée
 glob(16)=rsol rayon solaire utilisé
 glob(17)=lsol luminosité solaire utilisée

var: variables locales utilisées ; nvar=22 pour oscillations adiabatiques

var(1,i)=r*rsol
 var(2,i)=log(m/mstar) -1.d38 au centre
 var(3,i)=t
 var(4,i)=Ptot
 var(5,i)=ro
 var(6,i)=gradient réel d ln T / d ln P
 var(7,i)=l
 var(8,i)=kap
 var(9,i)=énergie thermo+gravifique
 var(10,i)=grand Gamma1
 var(11,i)=gradient adiabatique
 var(12,i)=delta
 var(13,i)=cp
 var(14,i)=mu elec.
 var(15,i)=vaissala, 0 au centre
 var(16,i)=vitesse angulaire, radian/sec
 var(17,i)=d ln kappa / d ln T
 var(18,i)=d ln kappa / d ln ro
 var(19,i)=d epsilon(nuc) / d ln T
 var(20,i)=d epsilon(nuc) / d ln ro
 var(21,i)=Ptot / Pgas (grad_mu sans pression turbulente)
 var(22,i)=gradient radiatif

composition chimique

```
var(22+j,i)=xchim(j)*nucleo(j), j=1,nbelem
```

D.1.2 Fichier pour oscillations non adiabatiques

glob: variables globales du fichier mon_modele-nad.osc

```
var: variables
glob(1)=mstar*msol
glob(2)=rtot*rsol
glob(3)=ltot*lsol
glob(4)=z0
glob(5)=x0
glob(6)=alpha
glob(7)=X dans ZC
glob(8)=Y dans ZC
glob(9)=d2p
glob(10)=d2ro
glob(11)=age
glob(12)=wrot vitesse de rotation globale
glob(13)=w_rot initial
glob(14)=g constante de la gravitation utilisée
glob(15)=msol masse solaire utilisée
glob(16)=rsol rayon solaire utilisé
glob(17)=lsol luminosité solaire utilisée
```

var: variables locales utilisées ; nvar=44 pour oscillations non adiabatiques

```
var(1,i)=r*rsol
var(2,i)=log(m/mstar) -1.d38 au centre
var(3,i)=t
var(4,i)=Ptot
var(5,i)=ro
var(6,i)=gradient reel d ln T / d ln P
var(7,i)=l
var(8,i)=kap
var(9,i)=énergie thermo+gravifique
var(10,i)=grand Gamma1
var(11,i)=gradient adiabatique
var(12,i)=delta
var(13,i)=cp
var(14,i)=mu elec.
var(15,i)=vaissala, 0 au centre
var(16,i)=vitesse angulaire, radian/sec
var(17,i)=d ln kappa / d ln T
var(18,i)=d ln kappa / d ln ro
var(19,i)=d epsilon(nuc) / d ln T
```

```

var(20,i)=d epsilon(nuc) / d ln ro
var(21,i)=Ptot / Pgas (grad_mu sans pression turbulente)
var(22,i)=gradient radiatif
var(23,i)=d Gamma1 / d log P
var(24,i)=d Gamma1 / d log T
var(25,i)=d Gamma1 / dY = d Gamma1 / dZ
var(26,i)=dP / dro (TX)
var(27,i)=dP / dT (roX)
var(28,i)=dP / dX (Tro)
var(29,i)=du / dro (TX)
var(30,i)=du / dT (roX)
var(31,i)=du / dx(Tro)
var(32,i)=énergie interne
var(33,i)=d^2P / dro^2 (TX)
var(34,i)=d^2P / dro dT (X)
var(35,i)=d^2P / dT^2(roX)
var(36,i)=d^2U / dro^2 (TX)
var(37,i)=d^2U / dro dT (X)
var(38,i)=d^2U / dT^2 (X)
var(39,i)=dK / dX
var(40,i)=d^2K / dT^2
var(41,i)=d epsi / dX
var(42,i)=dX / dR
var(43,i)=J-B
var(44,i)=Edding. facteur

```

composition chimique

```
var(44+j,i)=xchim(j)*nucleo(j), j=1,nbelem
```

D.1.3 Fichier pour inversions

glob: variables globales du fichier mon_modele-inv.osc

```

glob(1)=mstar*msol
glob(2)=rtot*rsol
glob(3)=ltot*lsol
glob(4)=z0
glob(5)=x0
glob(6)=alpha
glob(7)=X dans ZC
glob(8)=Y dans ZC
glob(9)=d2p
glob(10)=d2ro
glob(11)=age
glob(12)=wrot vitesse de rotation globale

```

```

glob(13)=w_rot initial
glob(14)=g constante de la gravitation utilisée
glob(15)=msol masse solaire utilisée
glob(16)=rsol rayon solaire utilisé
glob(17)=lsol luminosité solaire utilisée

var: variables locales utilisées ; nvar=25 pour inversion

var(1,i)=r*rsol
var(2,i)=log(m/mstar) -1.d38 au centre
var(3,i)=t
var(4,i)=Ptot
var(5,i)=ro
var(6,i)=gradient reel d ln T / d ln P
var(7,i)=l
var(8,i)=kap
var(9,i)=énergie thermo+gravifique
var(10,i)=grand Gamma1
var(11,i)=gradient adiabatique
var(12,i)=delta
var(13,i)=cp
var(14,i)=mu elec.
var(15,i)=vaissala, 0 au centre
var(16,i)=vitesse angulaire, radian/sec
var(17,i)=d ln kappa / d ln T
var(18,i)=d ln kappa / d ln ro
var(19,i)=d epsilon(nuc) / d ln T
var(20,i)=d epsilon(nuc) / d ln ro
var(21,i)=Ptot / Pgas (grad_mu sans pression turbulente)
var(22,i)=gradient radiatif
var(23,i)=d Gamma1 / d log P
var(24,i)=d Gamma1 / d log T
var(25,i)=d Gamma1 / dY = d Gamma1 / dZ

composition chimique

var(25+j,i)=xchim(j)*nucleo(j), j=1,nbelem

```

D.1.4 Utilisation du nombre maximum de couches

Avec certains types de précision, *cf.* §3.3 (Page 22), il est possible de créer un fichier ASCII d'oscillation comportant au moins un nombre de couches fixé à l'avance; le nombre maximum de couches étant utilisé lors du calcul des derniers modèles. Les critères requis pour ce faire sont les suivants :

- Type de précision utilisé : 'sa', ou 'co'.
- **ET** réalisation d'un des critères suivants :
 - Age du modèle à calculer inférieur d'un million d'années de l'âge maximum

à atteindre.

- Numéro du modèle à calculer égal à `NMAX_MODELS - 1`.
- Température effective voisine de la limite demandée.
- Abondance centrale d'hydrogène voisine de la limite demandée.
- Extension du noyau d'hélium voisine de la limite demandée.

D.2 Fichier pour diagramme HR

Le fichier pour tracé/exploitation du diagramme HR est systématiquement implémenté au cours de chaque exécution de `CESAM2k`. Il est créé lors de l'initialisation d'un modèle sur la séquence principale d'âge zéro homogène ou la pré-séquence principale homogène. Il est complété en cas de reprise d'un modèle existant.

Pour chaque modèle, sur une première ligne sont reportés :

1. l'âge en 10^6 ans ;
2. le nombre d'éléments du vecteur de composition chimique ;
3. le nombre de limites zones radiatives / zones convectives
4. le numéro du modèle,
5. pour chaque limite zone radiative / zone convective la mention "T" ou "F" suivant qu'il s'agit, ou non, du début d'une zone convective ;
6. suivant le nombre de limites, une ou plusieurs lignes sont nécessaires pour indiquer :
 - (a) $\log T_{\text{eff}}$,
 - (b) $\log L/L_{\odot}$,
 - (c) $\log R/R_{\odot}$
 - (d) M_{\star}/M_{\odot}
 - (e) pour chaque limite, $(M_{\star} - m)/M_{\odot}$, r/R_{\odot} , r_{ov}/R_{\odot} , (r_{ov} étant le rayon de la limite étendue par overshooting).

Dans les cas particuliers, on utilise les conventions suivantes :

- modèle totalement convectif : 1 (seule) limite "F" placée au centre ($r/R_{\odot} = 0$),
- modèle totalement radiatif : 0 (aucune) limite "F" placée en -100 ($r/R_{\odot} = -100$).

Viennent ensuite les noms des éléments chimiques et leurs abondances, par unité de masse, au centre et à la surface. S'il n'est pas imposé d'overshoot, les valeurs r_{ov} des rayons des limites étendues sont fixées à -100. S'il est tenu compte de la diffusion du moment cinétique, une ligne supplémentaire, identifiée par `Wrot` indique les vitesses linéaire et angulaire de la couche externe. Exemple :

```
0.0000000000000000E+00 10 2 0 F T
3.749146E+00-1.723498E-01-6.098130E-02 1.000000E+00 9.053737E-01 1.262897E-01
-1.000000E+02 2.969686E-02 6.310311E-01-1.000000E+02
H1 6.97718E-01 6.97718E-01
He3 8.91487E-05 8.91487E-05
He4 2.82700E-01 2.82700E-01
C12 3.33842E-03 3.33842E-03
```

```

C13  4.02357E-05  4.02357E-05
N14  1.03227E-03  1.03227E-03
N15  4.06226E-06  4.06226E-06
O16  9.39680E-03  9.39680E-03
O17  3.80402E-06  3.80402E-06
Si28 5.67649E-03  5.67649E-03
Wrot 5.00050E+01 4.92437E-05 <-- qu'avec diffusion du moment cinétique
      1.000000000000000E+01 10  2  1 F T
      3.750235E+00-1.660591E-01-5.995672E-02 1.000000E+00 9.485921E-01 1.002733E-01
-1.000000E+02 2.900062E-02 6.330032E-01-1.000000E+02
      H1  6.97097E-01  6.97795E-01
He3  6.62006E-05  8.91324E-05
He4  2.83225E-01  2.82627E-01
C12  2.45937E-03  3.33777E-03
C13  4.11117E-04  4.02273E-05
N14  1.66274E-03  1.03208E-03
N15  2.18466E-07  4.06144E-06
O16  9.39741E-03  9.39506E-03
O17  3.87613E-06  3.80329E-06
Si28 5.67687E-03  5.67553E-03
Wrot 5.21773E+01 5.03611E-05 <-- qu'avec diffusion du moment cinétique
.....

      4.685000000000000E+03 10  1  31 T
      3.761741E+00-3.270666E-06 2.093004E-06 1.000000E+00 2.259322E-02 7.173108E-01
-1.000000E+02
      H1  3.22007E-01  7.30094E-01
He3  6.46882E-06  8.19412E-05
He4  6.57151E-01  2.51936E-01
C12  2.05912E-05  3.04480E-03
C13  5.63346E-06  3.64768E-05
N14  5.13761E-03  9.44078E-04
N15  2.25834E-07  3.69734E-06
O16  8.99719E-03  8.61328E-03
O17  7.99800E-04  3.47279E-06
Si28 5.87454E-03  5.24189E-03
Wrot 1.94190E+02 8.24763E-05 <-- qu'avec diffusion du moment cinétique

```

Les fichiers pour diagramme HR sont lus par la routine `lit_hr` du module `mod_exploit`.

D.3 Fichier ASCII des variables de la diffusion du moment cinétique

Le fichier ASCII des variables de la diffusion du moment cinétique est créé dans l'environnement du calcul suivant les circonstances décrites au §3.10 (Page 31). Il peut être exploité par le programme de dessin `des2k_rot` du sous-directory `EXPLOIT`, cf. §1.4 (Page 3).

en-tête :

- Lignes 1-4 : identification du modèle et physique utilisée.
- Ligne 5 : noms des variables dans l'ordre d'écriture.
- Ligne 6 : nombre, noms des éléments chimiques utilisés.
- Ligne 7 : nombre de couches, nombre total de variables, nombre de variables, d'éléments chimiques (redondant), identificateur de formalisme de diffusion de moment cinétique (3 pour Talon & Zhan 1997, 4 pour Mathis & Zahn 2004), indice de ^4He , numéro du modèle, indice de ^7Li .
- Ligne suivantes : `FORMAT(5es19.12)` variables et composition chimique.

Le modèle est listé du centre vers la surface. Exemple :

```
Fichier pour la diffusion du moment cinétique: 1.0_coeff_rota.dat
CESAM2k version V2.2.0 lagr colloc 2 3 pr no diffus, 18 Mai 2006 11h59
Physique utilisée: etat_eff, opa_yveline, conv_jmj, ppcno9, ctes_94, NACRE, diff_tz97
solaire_gn, lim_atm, hopf, pertm_ext, pertw_0, diffm_mp, diff_t_nu, diffw_mpz, diff_tz97
Variables : R, M, Omega, U, Theta, Psi, Lambda, Flux, Deff, Dh, Dv, T, ro, grad_mu, Xchim
 10 H1 He3 He4 C12 C13 N14 N15 O16 O17 Si28
      601      24      14      10      3      3      42      0
0.000000000000E+00 0.000000000000E+00 2.492796313373E-06 1.222009447047E-15-2.215093172271E-11
4.146564017724E-13 2.345111261140E-11-9.012551719834E-35 2.621399230830E+00 3.397109673134E+00
2.621399230830E+00 1.340098717163E+07 8.330731227990E+01 1.426753865039E-02 6.871377248045E-01
5.018205056432E-05 2.922381643859E-01 1.473316033117E-05 4.025153911526E-06 5.082420872692E-03
2.299827930187E-07 9.638362729473E-03 6.971562756039E-06 5.827185297122E-03
1.644625353770E-02 2.636507234666E-04 2.492796313373E-06 1.222009447047E-15-2.215093172271E-11
4.146564017724E-13 2.345111261140E-11-9.012551719834E-35 2.621399230830E+00 3.397109673134E+00
2.621399230830E+00 1.340098717163E+07 8.330731227990E+01 1.426753865039E-02 6.871377248045E-01
5.018205056432E-05 2.922381643859E-01 1.473316033117E-05 4.025153911526E-06 5.082420872692E-03
2.299827930187E-07 9.638362729473E-03 6.971562756039E-06 5.827185297122E-03
2.464852077382E-02 8.840621368772E-04 2.492616591912E-06 3.215689566074E-15-4.144404321209E-11
1.675631823126E-12 4.481166434756E-11-5.704344611195E-34 2.614052191228E+00 3.746479760886E+01
2.614052191228E+00 1.334650928015E+07 8.276105949309E+01 8.706470878900E-03 6.872913782734E-01
5.143754364837E-05 2.920832735684E-01 1.464390266467E-05 4.002793748349E-06 5.082554714526E-03
2.301323508453E-07 9.638504967128E-03 6.795246250354E-06 5.827178857934E-03
.....
.....
8.794865539306E-01 9.99999998874E-01 2.361680091400E-06-5.768386555867E-05 2.367155329527-282
-6.926405852191-289 3.012743146671-282-1.572130233500E-28 1.000000000000E+13 1.000000000000E+13
1.000000000000E+13 9.146301617794E+03 4.727352051188E-07 0.000000000000E+00 6.999999992655E-01
8.827001090114E-05 2.799117307236E-01 3.424868374763E-03 4.127760067609E-05 1.059003261745E-03
4.167448298824E-06 9.640129747024E-03 3.902528976547E-06 5.826651038552E-03
8.795031344698E-01 1.000000000000E+00 2.361680091400E-06-5.770215872484E-05 6.993868019057-283
-2.308801950730-289 1.022180710478-282-1.515562617419E-28 1.000000000000E+13 1.000000000000E+13
1.000000000000E+13 8.883218491357E+03 4.555466484484E-07 0.000000000000E+00 6.999999992655E-01
8.827001090114E-05 2.799117307236E-01 3.424868374763E-03 4.127760067609E-05 1.059003261745E-03
4.167448298824E-06 9.640129747024E-03 3.902528976547E-06 5.826651038552E-03
```

Annexe E

Liste détaillée des modules

Afin de faciliter la lecture des algorithmes de CESAM2*k*, on donne la liste détaillée des variables et routines des modules, en indiquant l'endroit de leur initialisation ; celles-ci sont souvent effectuées dans des routines dépendantes, *cf.* § 8.1 (Page 149), par raison de concision, seuls les noms des routines génériques sont mentionnés. Les routines étant par ailleurs largement décrites, elles ne sont ci-après que citées. Chaque routine PRIVATE et/ou PUBLIC est introduite sous la forme d'INCLUDE dans son module d'appartenance. Ci-après, la description des fonctions des variables logiques correspond à leur valeur .TRUE. L'ordre de présentation est celui de la compilation indiqué dans le fichier `list_cesam.cf`. § B.3 (Page 244), du sous-dircory SOURCE.

E.1 Module `mod_kind`

Le module `mod_kind` regroupe les types des variables.

– Paramètres PUBLIC :

`dp` : Définit les variables en double précision.

`sp` : Définit les variables en simple précision.

E.2 Module `mod_numerique`

Le module `mod_numerique` regroupe les routines purement numériques.

– Variable PUBLIC logical :

`no_croiss` : La suite des abscisses n'est pas strictement croissante, ou encore une autre difficulté est survenue lors de l'exécution.

– Routines PRIVATE : `bval0`, `colpnt`, `difdiv`, `horner`, `schu58_n`.

– Routines PUBLIC : `arb_rom`, `boite`, `box`, `bsp1ddn`, `bsp1dn`, `bsp_dis`, `bvald`, `bval1`, `coll`, `delete_doubles`, `fermi_dirac`, `gauss_band`, `genere_bases`, `intgauss`, `linf`, `matinv`, `max_local`, `min_max`, `neville`, `newspl`, `newton`, `noedif`, `noein`, `noeud`, `noeu_dis`, `pause`, `polyder`, `shell`, `sum_n`, `zoning`

E.3 Module `mod_donnees`

Le module `mod_donnees` regroupe l'ensemble des quantités fixes au cours de l'évolution.

- Paramètres PUBLIC double précision :
 - d_conv** : Coefficient de diffusion dans les zones mélangées.
 - dtmin** : Pas temporel minimum en Myrs.
 - dx_tams** : Précision sur l'abondance en X à la fin de la séquence principale d'âge zéro.
 - phi** : $d \ln \rho / d \ln \mu$.
 - x_tams** : Abondance en X définissant la fin de la séquence principale d'âge zéro.
- Paramètres PUBLIC integer :
 - n_min** : Nombre minimum de couches.
 - pnzc** : Nombre maximum de zones convectives pouvant être prises en compte.
 - r_qs** : Ordre des équations différentielles des équations d'équilibre quasi-statique.
- Paramètres PUBLIC character :
 - version** : Numéro de version lu par un `INCLUDE` du fichier `journal`, cf. § 1.2 (Page 2).
- Variables PUBLIC double précision :
 - ab_ini** : Abondances initiales, initialisé dans `nuc.f`.
 - ab_min** : Abondances minimales, initialisé dans `nuc.f`.
 - nucleo** : Masses atomiques des isotopes, initialisé dans `tabul_nuc.f`.
 - rot_min** : Valeurs négligeables des variables de la diffusion du moment cinétique, initialisé dans `lit_n1.f`.
 - xvent** : Composition chimique du vent, initialisé dans `vent.f`.
 - zi** : Charges des isotopes, initialisé dans `tabul_nuc.f`.
 - abon_m** : Abondances initiales par masse des éléments chimiques, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - aal27** : Masse atomique du ^{27}Al , initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - abe7** : Masse atomique du ^7Be , initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - abe9** : Masse atomique du ^9Be , initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - ab11** : Masse atomique du ^{11}B , initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - ac12** : Masse atomique du ^{12}C , initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - ac13** : Masse atomique du ^{13}C , initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - afe56** : Masse atomique du ^{56}Fe , initialisé dans `taux_nuc.f`.

af18 : Masse atomique du ^{18}F , initialisé dans `taux_nuc.f.`
af19 : Masse atomique du ^{19}F , initialisé dans `taux_nuc.f.`
agemax : Age maximum à atteindre, lu dans `lit_n1.f.`
ah : Masse atomique du ^1H , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ah2 : Masse atomique du ^2H , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ahe3 : Masse atomique du ^3He , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ahe4 : Masse atomique du ^4He , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ali6 : Masse atomique du ^6Li , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ali7 : Masse atomique du ^7Li , initialisé dans `taux_nuc.f.`
alpha : Longueur de mélange, lu dans `lit_n1.f.`
amg23 : Masse atomique du ^{23}Mg , initialisé dans `taux_nuc.f.`
amg24 : Masse atomique du ^{24}Mg , initialisé dans `taux_nuc.f.`
amg25 : Masse atomique du ^{25}Mg , initialisé dans `taux_nuc.f.`
amg26 : Masse atomique du ^{26}Mg , initialisé dans `taux_nuc.f.`
amu : Masse atomique unité m_u , initialisé dans `taux_nuc.f.`
an : Masse atomique du neutron, initialisé dans `taux_nuc.f.`
ana23 : Masse atomique du ^{23}Na , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ane20 : Masse atomique du ^{20}Ne , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ane21 : Masse atomique du ^{21}Ne , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ane22 : Masse atomique du ^{22}Ne , initialisé dans `taux_nuc.f.`
an13 : Masse atomique du ^{13}N , initialisé dans `taux_nuc.f.`
an14 : Masse atomique du ^{14}N , initialisé dans `taux_nuc.f.`
an15 : Masse atomique du ^{15}N , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ap : Masse atomique du proton, initialisé dans `taux_nuc.f.`
ap31 : Masse atomique du ^{31}P , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ao16 : Masse atomique du ^{16}O , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ao17 : Masse atomique du ^{17}O , initialisé dans `taux_nuc.f.`
ao18 : Masse atomique du ^{18}O , initialisé dans `taux_nuc.f.`
asi28 : Masse atomique du ^{28}Si , initialisé dans `taux_nuc.f.`
as32 : Masse atomique du ^{32}S , initialisé dans `taux_nuc.f.`
aradia : Constante de la radiation a , initialisé dans `ini_ctes.f.`
clight : Célérité de la lumière c , initialisé dans `ini_ctes.f.`
cpturb : Paramètre de pression turbulente, lu dans `lit_n1.f.`
ctel : Facteur de répartition en luminosité, initialisé dans `cesam.f.`
ctem : Facteur de répartition en masse, initialisé dans `cesam.f.`
ctep : Facteur de répartition en pression, initialisé dans `cesam.f.`
cter : Facteur de répartition en rayon, initialisé dans `cesam.f.`

- ctet** : Facteur de répartition en température, initialisé dans `cesam.f`.
- dpsi** : Taux de variation maximale pour la constante de répartition entraînant une modification du nombre de couches `n_qs` dans le cas standard d'une grille ajustable, initialisé dans `cesam.f`.
- dn_fixe** : Taux de variation maximale pour la constante de répartition entraînant une modification du nombre de couches `nc_fixe` dans le cas d'une grille fixe, initialisé dans `cesam.f`.
- dtlist** : Intervalle de temps entre deux listings complets, lu dans `lit_nl.f`.
- dtmax** : Pas temporel maximal, initialisé dans `cesam.f`.
- dt0** : Pas temporel initial, initialisé dans `cesam.f`.
- d_grav** : Variation maximale de l'énergie graviphique sur un pas temporel, initialisé dans `cesam.f`.
- d_turb** : Coefficient de diffusion turbulente, lu dans `lit_nl.f`.
- echarg** : Charge de l'électron, initialisé dans `ini_ctes.f`.
- eve** : Energie de l'électronvolt, initialisé dans `ini_ctes.f`.
- fesh_sol** : Valeur du [Fe/H] solaire, initialisé dans `ini_ctes.f`.
- g** : Constante de la gravitation G , initialisé dans `ini_ctes.f`.
- gmsol** : Produit $G \times M_{\odot}$, initialisé dans `ini_ctes.f`.
- granr** : Constante des gaz parfaits \mathcal{R} , initialisé dans `ini_ctes.f`.
- he_core** : Masse du noyau d'hélium à partir de laquelle l'évolution sera arrêtée, lu dans `lit_nl.f`.
- hhe_core** : Masse réduite du noyau d'hélium à partir de laquelle l'évolution sera arrêtée, initialisé dans `lit_nl.f`.
- hpl** : Constante de Plank h , initialisé dans `ini_ctes.f`.
- kbol** : Constante de Boltzman k , initialisé dans `ini_ctes.f`.
- lbol0** : Zéro des magnitudes bolométriques, initialisé dans `ini_ctes.f`.
- li_ini** : Abondance de ${}^7\text{Li}$ dans le noyau d'un modèle de séquence principale d'âge zéro homogène, initialisé dans `abon_ini.f`.
- lnt_stop** : L'évolution est arrêtée lorsque cette température effective, en \ln , est franchie par valeurs croissantes ou décroissantes, initialisé dans `lit_nl.f`.
- ln_Tli** : Température au dessus de laquelle il n'y a pas de lithium initial pour le modèle de séquence principale d'âge zéro, initialisé dans `abon_ini.f`.
- ln10** : $\ln(10)$, initialisé dans `ini_ctes.f`.
- loc_zc** : Paramètre de localisation des limites zones radiatives / zones convectives, initialisé dans `cesam.f`.
- log_teff** : L'évolution est arrêtée lorsque cette température effective est franchie par valeurs croissantes ou décroissantes, lu dans `lit_nl.f`.
- lsol** : Luminosité solaire L_{\odot} , initialisé dans `ini_ctes.f`.
- mdot** : Taux de perte de masse, lu dans `lit_nl.f`.

me : Masse de l'électron m_e , initialisé dans `ini_ctes.f`.

msol : Masse solaire M_\odot , initialisé dans `ini_ctes.f`.

mterre : Masse de la terre, initialisé dans `ini_ctes.f`.

mtot : Masse initiale du modèle, lu dans `lit_nl.f`.

ovshti : Taux d'overshoot inférieur, lu dans `lit_nl.f`.

ovshts : Taux d'overshoot supérieur, lu dans `lit_nl.f`.

pi : π , initialisé dans `ini_ctes.f`.

precit : Paramètre de précision de l'intégration temporelle de la composition chimique, initialisé dans `cesam.f`.

precix : Paramètre de précision de l'intégration spatiale de l'équilibre quasi-statique, initialisé dans `cesam.f`.

p_pertw : Paramètre de perte de moment cinétique, lu dans `lit_nl.f`.

re_nu : Taux de turbulence radiative, lu dans `lit_nl.f`.

ro_test : Valeur minimale de la densité en dessous de laquelle la variation d'énergie graviphique n'est plus considérée comme significative, initialisé dans `cesam.f`.

rsol : Rayon solaire R_\odot , initialisé dans `ini_ctes.f`.

secon6 : Nombre de secondes par million d'années, initialisé dans `ini_ctes.f`.

sigma : Constante de Stéfan σ , initialisé dans `ini_ctes.f`.

tau_max : Profondeur optique de raccord atmosphère/enveloppe, lu dans `lit_nl.f`.

t_inf : Température minimale de tabulation des réactions thermonucléaires, initialisé dans `tabul_nuc.f`.

t_sup : Température maximale de tabulation des réactions thermonucléaires, initialisé dans `tabul_nuc.f`.

t_stop : Température centrale arrêtant le calcul de l'évolution, lu dans `lit_nl.f`.

ua : Unité astronomique, initialisé dans `ini_ctes.f`.

w_form : Facteur entre 0 et 1 permettant de modifier le profil de la vitesse angulaire initiale, initialisé dans `initialise_u.f`.

w_rot : Vitesse angulaire initiale, lu dans `lit_nl.f`.

x0 : Abondance initiale par masse d'hydrogène X , lu ou déterminé dans `lit_nl.f`.

x_stop : Abondance centrale d'hydrogène arrêtant le calcul de l'évolution, lu dans `lit_nl.f`.

y0 : Abondance initiale par masse d'hélium Y , lu dans `lit_nl.f`.

zsx_sol : Z/X solaire, initialisé dans `ini_ctes.f`.

zsx0 : Rapport initial Z/X , lu ou initialisé dans `lit_nl.f`.

z0 : Abondance initiale par masse des métaux Z , initialisé dans `lit_nl.f`.

– Variables PUBLIC simple précision :

- dh** : Espace en hauteur entre cadres des dessins, initialisé dans `des.f`.
- dl** : Espace en largeur entre cadres des dessins, initialisé dans `des.f`.
- h** : Hauteur des cadres des dessins, initialisé dans `des.f`.
- ld** : Largeur des cadres des dessins, initialisé dans `des.f`.
- fesh_des** : Cible en [Fe/H] en surface, initialisé dans `des.f`.
- l_des** : Cible en L/L_{\odot} , initialisé dans `des.f`.
- teff_des** : Cible en température, initialisé dans `des.f`.
- logteff_max** : Limite à gauche des abscisses du cadre du diagramme HR, initialisé dans `des.f`.
- logteff_min** : Limite à droite des abscisses du cadre du diagramme HR, initialisé dans `des.f`.
- logl_max** : Limite supérieure des ordonnées du cadre du diagramme HR, initialisé dans `des.f`.
- logl_min** : Limite inférieure des ordonnées du cadre du diagramme HR, initialisé dans `des.f`.
- xleft** : Limite à droite des dessins, initialisé dans `des.f`.
- ybot** : Limite inférieure des dessins, initialisé dans `des.f`.
- y_age** : Ordonnées pour l'écriture de l'âge au dessus des cadres des dessins, initialisé dans `des.f`.

– Variables PUBLIC integer :

- Kdes_rot** : Flag d'identification du type de dessin pour la rotation, initialisé dans `lit.nl`.
- Krot** : Flag d'identification du type de rotation, initialisé dans `lit.nl`.
- ife56** : Indice de l'isotope ^{56}Fe , initialisé dans `nuc.f`.
- ihe4** : Indice de l'isotope ^4He , initialisé dans `nuc.f`.
- iLi7** : Indice de l'isotope ^7Li , initialisé dans `nuc.f`.
- ini0** : Nombre maximum d'itérations globales avec réestimation de la composition chimique et de la délimitation des limites zones radiatives / zones convectives, initialisé dans `cesam.f`.
- Ipg** : Indice de la variable pression gazeuse, initialisé dans `cesam.f`.
- i_ex** : Indice de l'élément fictif, initialisé dans `nuc.f`.
- m_ch** : Ordre des B-splines d'interpolation de la composition chimique, initialisé dans `cesam.f`.
- m_ptm** : Ordre des B-splines d'interpolation de la perte de masse, initialisé dans `cesam.f`.
- m_qs** : Ordre des B-splines pour la résolution de l'équilibre quasi-statique, initialisé dans `cesam.f`.

- m_rot** : Ordre des B-splines d'interpolation du moment cinétique, initialisé dans `cesam.f`.
- m_tds** : Ordre des B-splines d'interpolation de l'énergie graviphiq, initialisé dans `cesam.f`.
- nb_max_modeles** : Nombre maximum de modèles à calculer, lu dans `lit_nl.f`.
- nchim** : Nombre d'isotopes, initialisé dans `nuc.f`.
- ne** : Nombre de variables pour l'équilibre quasi-statique, initialisé dans `cesam.f`.
- nrl** : Nombre de coefficients pour la rotation, initialisé dans `lit_nl.f`.
- nrot** : Nombre de variables pour la diffusion du moment cinétique, initialisé dans `lit_nl.f`.
- n_atm** : Nombre de couches dans l'atmosphère, initialisé dans `cesam.f`.
- n_max** : Nombre maximum de couches pour l'équilibre quasi-statique, initialisé dans `cesam.f`.
- ordre** : Ordre d'intégration des équations d'évolution de la composition chimique sans diffusion, initialisé dans `cesam.f`.
- ord_qs** : Ordre des B-splines pour l'intégration des équations d'équilibre quasi-statique, initialisé dans `cesam.f`.

– Variables PUBLIC logical :

- ajuste** : On ajustera à 1% près les valeurs de sortie, par exemple l'abondance d'hydrogène au centre, initialisé dans `cesam.f` suivant le type de précision requis.
- all_output** : On garde dans l'environnement tous les fichiers binaires de reprise dont le nom comporte le numéro du modèle; initialisé dans `lit_nl.f`.
- all_rep** : On garde dans l'environnement tous les fichiers ASCII dont le nom comporte le numéro du modèle; initialisé dans `lit_nl.f`.
- diffusion** : On tient compte de la diffusion microscopique des isotopes, lu dans `lit_nl.f`.
- en_masse** : Utilisation des variables lagrangiennes, lu dans `lit_nl.f`.
- garde_xish** : On conserve les rapports métal/hydrogène de la mixture initiale, lu dans `lit_nl.f`.
- grad_ovi** : On utilise le gradient adiabatique dans les extensions inférieures des zone convective; initialisé dans `lit_nl.f`.
- grad_ovs** : On utilise le gradient adiabatique dans les extensions supérieures des zone convective; initialisé dans `lit_nl.f`.
- grille_fixe** : La grille d'interpolation de la composition chimique est fixe, lu dans `lit_nl.f`.
- He_ajuste** : On ajustera la limite du noyau d'hélium avant de sortir, initialisé dans `lit_nl.f`.

- jpz** : Utilisation du formalisme de pénétration convective de JP. Zahn, lu dans `lit_nl.f`.
- kipp** : Utilisation de l'approximation de Kippenhahan, lu dans `lit_nl.f`.
- ledoux** : Utilisation du critère de convection de Ledoux, lu dans `lit_nl.f`.
- lim_ro** : Utilisation de la limite en densité pour la restitution de l'atmosphère, lu dans `lit_nl.f`.
- lim_jpz** : Utilisation de la limite de JpZh pour la diffusion du moment angulaire, lu dans `lit_nl.f`.
- lisse** : Il y aura lissage par contour des profils des abondances, initialisé dans `cesam.f` suivant le type de précision requis.
- mitler** : Utilisation du formalisme de Mitler pour le calcul de l'effet d'écran, lu dans `lit_nl.f`.
- modif_chim** : On personnalisera la composition chimique initiale, lu dans `lit_nl.f`.
- mu_saha** : Pour le calcul des coefficients de la diffusion du moment cinétique, le poids moléculaire moyen sera calculé en tenant compte des divers taux d'ionisation calculés par `saha.f`, initialisé dans `cesam.f` suivant le type de précision requis.
- mvt_dis** : On tiendra compte des déplacements des discontinuités pour la détermination de la composition chimique, initialisé dans `cesam.f`.
- pturb** : On tiendra compte de la pression turbulente, initialisé dans `lit_nl`.
- rep_atm** : On utilisera un fichier binaire d'atmosphère, s'il existe, initialisé dans `cesam.f`.
- rot_solid** : On supposera la rotation solide, lu dans `lit_nl.f`.
- t_ajuste** : On ajustera la température centrale avant de sortir, initialisé dans `lit_nl.f`.
- x_ajuste** : On ajustera l'abondance centrale d'hydrogène avant de sortir, initialisé dans `lit_nl.f`.

– Variables PUBLIC character :

- precision** : Désignation du type de calcul, lu dans `lit_nl.f`.
- nom_elem** : Noms des isotopes utilisés, initialisé dans `tabul_nuc.f`.
- nom_rot** : Noms des variables utilisées pour la diffusion du moment cinétique, initialisé dans `lit_nl.f`.
- arret** : Désignation du type d'arrêt, lu dans `lit_nl.f`.
- nom_xheavy** : Nom de l'élément fictif, initialisé dans `nuc.f`.
- unit** : Nom de l'unité utilisée pour la donnée de la vitesse angulaire initiale, initialisé dans `lit_nl.f`.
- langue** : Nom de la langue utilisée pour les commentaires, initialisé dans `cesam.f`.
- nom_atm** : Nom du type d'atmosphère, lu dans `lit_nl.f`.

nom_abon : Nom des abondances initiales, lu dans `lit_nl.f`.

nom_conv : Nom du type de convection, lu dans `lit_nl.f`.

nom_ctes : Nom du groupe des constantes physiques, lu dans `lit_nl.f`.

nom_des : Nom du type de dessin, lu dans `lit_nl.f`.

nom_diffm : Nom du type de coefficients de diffusion microscopique, lu dans `lit_nl.f`.

nom_diffw : Nom du type de coefficients de diffusion de moment cinétique, lu dans `lit_nl.f`.

nom_difft : Nom du type de coefficients de diffusion turbulente à utiliser, lu dans `lit_nl.f`.

nom_etat : Nom du type d'équation d'état, lu dans `lit_nl.f`.

nom_frad : Nom du type d'accélération radiatives, lu dans `lit_nl.f`.

nom_nuc : Nom du type de réseau de réactions thermonucléaires, lu dans `lit_nl.f`.

nom_nuc_cpl : Nom du type de compilation de réactions thermonucléaires, lu dans `lit_nl.f`.

nom_output : Nom du type de sortie ASCII, lu dans `lit_nl.f`.

nom_pertm : Nom du type de perte de masse, lu dans `lit_nl.f`.

nom_pertw : Nom du type de perte de moment cinétique, lu dans `lit_nl.f`.

nom_tdetau : Nom du type de loi $T(\tau)$, lu dans `lit_nl.f`.

nom_thw : Nom de la théorie de la diffusion du moment du moment cinétique, lu dans `lit_nl.f`.

nom_fich2 : Nom du fichier de sortie `mon_modele.lis`, lu dans `lit_nl.f`.

thw : Noms des théories de la diffusion du moment du moment cinétique implantées dans `CESAM2k`, initialisé dans `lit_nl.f`.

f_eos : Nom du fichier d'équation d'état, lu dans `lit_nl.f`.

f_opa : Nom du fichier d'opacité, lu dans `lit_nl.f`.

nom_opa : Nom du type d'opacité, lu dans `lit_nl.f`.

source : Nom de la source des constantes physiques, initialisé dans `ini_ctes.f`.

methode : Description de la méthode de calcul, initialisé dans `cesam.f`.

device : Nom du device de dessin, initialisé dans `des.f`.

nom_chemin : Nom du chemin du directory des données physiques, lu dans `lit_nl.f`.

– **Routines PUBLIC :**

`lit_nl`, `ini_ctes`, `print_ctes`.

– **Routines PRIVATE :**

`ctes_85`, `ctes_94`, `ctes_94m`.

E.4 Module `mod_variables`

Ce module regroupe les routines d'usage général et les quantités variant au cours d'une évolution. Par exemple, le vecteur des variables quasi-statiques, ou encore le vecteur de composition chimique.

– Variables PUBLIC double précision :

bp : Table des coefficients des B-splines des variables quasi-statiques, calculée dans `coll_qs.f`.

bp_t : Table des coefficients des B-splines des variables quasi-statiques au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

chim : Table des coefficients des B-splines de la composition chimique, calculé dans `evol.f` ou `resout_diff_chim.f`.

chim_t : Table des coefficients des B-splines de la composition chimique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

old_ptm : Tables des coefficients des B-splines des masses, calculé dans `pertm.f`.

rota : Table des coefficients des B-splines de la rotation, calculé dans `resout_rota.f`.

rota_t : Table des coefficients des B-splines de la rotation au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

tds : Table des coefficients des B-splines de l'énergie graviphique, calculé dans `cesam.f`.

tds_t : Table des coefficients des B-splines de l'énergie graviphique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

mc : Table des masses pour l'interpolation de la composition chimique, calculé dans `evol.f` ou `diffus.f`.

mct : Vecteur nodal des masses pour l'interpolation de la composition chimique, calculé dans `evol.f` ou `diffus.f`.

mc_fixe : Table des masses de la grille fixe, calculé dans `evol.f`.

mc_t : Table des masses pour l'interpolation de la composition chimique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

mct_t : Vecteur nodal des masses pour l'interpolation de la composition chimique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

mrot : Table des masses pour l'interpolation du moment cinétique, calculé dans `diffus.f`.

mrott : Vecteur nodal des masses pour l'interpolation du moment cinétique, calculé dans `diffus.f`.

mrott_t : Vecteur nodal des masses pour l'interpolation du moment cinétique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

mrot_t : Table des masses pour l'interpolation du moment cinétique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

- m23** : Table de masses simplifiant l'interpolation inverse, calculé dans `resout.f`.
- m23_t** : Table de masses simplifiant l'interpolation inverse au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- q** : Table des abscisses entières pour linterpolation des variables quasi-statiques, calculé dans `lim_zc.f`.
- qt** : Vecteur nodal des abscisses entières, calculé dans `lim_zc.f`.
- q_t** : Table des abscisses entières au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- qt_t** : Vecteur nodal des abscisses entières au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- r2** : Table de rayons simplifiant l'interpolation inverse, calculé dans `.f`.
- r2_t** : Table de rayons simplifiant l'interpolation inverse au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- xl** : Abscisses des limites pour l'équilibre quasi-statique, calculé dans `coll_qs.f`.
- xt_ptm** : Vecteur nodal pour la tabulation de la perte de masse, calculé dans `pertm.f`.
- xt_tds** : Vecteur nodal pour la tabulation de l'énergie graviphique, calculé dans `cesam.f`.
- xt_tds_t** : Vecteur nodal pour la tabulation de l'énergie graviphique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- x_ptm** : Table des masses pour la tabulation de la perte de masse, calculé dans `.f`.
- x_tds** : Table des masses pour la tabulation de l'énergie graviphique, calculé dans `.f`.
- x_tds_t** : Table des masses pour la tabulation de l'énergie graviphique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- x_planet** : Composition chimique des planétoïdes, initialisé dans `planetoides.f`.
- r_zc_conv** : Rayons des limites des zones convectives, calculé dans `lim_zc.f`.
- m_zc** : Masses aux limites des zones convectives, calculé dans `lim_zc.f`.
- m_zc_t** : Masses aux limites des zones convectives au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- r_zc** : Rayons des zones convectives, calculé dans `lim_zc.f`.
- r_zc_t** : Rayons des zones convectives au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- r_ov** : Rayons des zones convectives avec overshoot, calculé dans `lim_zc.f`.
- r_ov_t** : Rayons des zones convectives avec overshoot au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

age : Age du modèle, calculé dans `cesam.f`.
c_iben : Constante de Iben , calculé dans `cesam.f`.
mstar : Masse du modèle, calculé dans `atm.f`.
mstar_t : Masse du modèle au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
mw_tot : Moment cinétique total, calculé dans `resout.f`.
mw_tot_t : Moment cinétique total au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
psi0 : Constante de répartition, calculé dans `resout.f`.
rstar : Rayon de l'étoile, calculé dans `atm.f`.
wrot : Vitesse angulaire, calculé dans `resout.f`.
wrot_t : Vitesse angulaire au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

– Variables PUBLIC integer :

jlim : Indices des limites zones radiatives / zones convectives, calculé dans `lim_zc.f`.
jlim_t : Indices des limites zones radiatives / zones convectives au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
dim_ch : Dimension de l'espace des splines pour la composition chimique, réinitialisé dans `evol.f`.
dim_qs : Dimension de l'espace des splines pour les variables de structure, réinitialisé dans `lim_zc.f`.
dim_rot : Dimension de l'espace des splines pour la diffusion du moment cinétique, réinitialisé dans `evol.f`.
id_conv : Indices des débuts des zones convectives, réinitialisé dans `evol.f`.
if_conv : Indices des fins des zones convectives, réinitialisé dans `evol.f`.
knot : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation des variables quasi-statiques, calculé dans `coll.f`.
knotc : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation de la composition chimique, calculé dans `evol.f` ou `resout_diff_chim`.
knotc_t : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation de la composition chimique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
knot_ptm : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation de la perte de masse, calculé dans `pertm.f`.
knotr : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation du vecteur de mélange, calculé dans `diffus.f`.
knotr_t : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation du vecteur de mélange, au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
knot_t : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation des variables quasi-statiques au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

- knot_tds** : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation de l'énergie graviphique, calculé dans `cesam.f`.
- knot_tds_t** : Nombre de points du vecteur nodal pour l'interpolation de l'énergie graviphique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- lim** : Indices des limites zones radiatives / zones convectives, calculé dans `lim_zc.f`.
- lim_t** : Indices des limites zones radiatives / zones convectives au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- model_num** : Indice du dernier modèle calculé depuis le début de l'évolution compte tenu des reprises, réinitialisé dans `cesam`.
- nb_modeles** : Nombre de modèles calculés au cours du présent run, réinitialisé dans `cesam`.
- nc_fixe** : Nombre de points de la grille fixe d'interpolation de la composition chimique, calculé dans `evol.f`.
- n_ch** : Nombre de points de la grille d'interpolation de la composition chimique, calculé dans `evol.f`.
- n_ch_t** : Nombre de points de la grille d'interpolation de la composition chimique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- n_ptm** : Nombre de points de la grille d'interpolation de la perte de masse, calculé dans `pertm.f`.
- n_qs** : Nombre de points de la grille d'interpolation de l'équilibre quasi-statique, calculé dans `lim_zc.f`.
- n_qs_t** : Nombre de points de la grille d'interpolation de l'équilibre quasi-statique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- n_rot** : Nombre de points de la grille d'interpolation de la rotation, calculé dans `diffus.f`.
- n_rot_t** : Nombre de points de la grille d'interpolation de la rotation au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- n_tds** : Nombre de points de la grille d'interpolation de l'énergie graviphique, calculé dans `.f`.
- n_tds_t** : Nombre de points de la grille d'interpolation de l'énergie graviphique au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

– Variables PUBLIC logical :

- lconv** : Début d'une zone convective, calculé dans `lim_zc.f`.
- lconv_t** : Début d'une zone convective au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.
- lhe_stop** : Arrêt lorsque le cœur d'hélium a atteint la masse requise, calculé dans `cesam.f`.
- lt_stop** : Arrêt lorsque la température centrale a atteint la valeur requise, calculé dans `.f`.

lx_stop : Arrêt lorsque l'abondance centrale d'hydrogène a atteint la valeur requise, calculé dans `cesam.f`.

tot_conv : Le modèle est totalement convectif, calculé dans `lim_zc.f`.

tot_rad : Le modèle est totalement radiatif, calculé dans `.f`.

– Routines PUBLIC :

`chim_gram`, `inter`, `sortie`.

E.5 Module `mod_etat`

Le module `mod_etat` regroupe les routines concernées par l'équation d'état.

– Routines PRIVATE :

`etat_ceff`, `etat_eff`, `etat_gong1`, `etat_gong2`, `etat_mhd`, `etat_opal`,
`etat_opalX`, `etat_opalZ`.

– Routines PUBLIC :

`df_rotx`, `etat`, `saha`.

E.6 Module `mod_opa`

Le module `mod_opa` regroupe les routines concernant le calcul de l'opacité. La routine d'opacité `z14xcotrin21.f` n'est qu'associée au module en raison de sa programmation ancienne.

– Routines PRIVATE :

`kappa_cond`, `opa_compton`, `opa_gong`, `opa_houdek9`, `opa_int_zsx`,
`opa_opalCO`, `opa_opal2`, `opa_yveline`, `opa_yveline_lisse`.

– Routine PUBLIC :

`opa`.

E.7 Module `mod_conv`

Le module `mod_conv` regroupe les routines concernant la convection.

– Routines PRIVATE :

`conv_a0`, `conv_cgm_reza`, `conv_cm`, `conv_cml`, `conv_cm_reza`,
`conv_jmj`.

– Routine PUBLIC :

`conv`.

E.8 Module mod_atm

Le module `mod_atm` regroupe les routines de restitution de l'atmosphère.

– Variables PUBLIC double précision :

bp_atm : Tableau des coefficients des B-splines d'interpolation de l'atmosphère, calculé dans `coll_atm.f`.

bp_atm_t : Tableau des coefficients des B-splines d'interpolation de l'atmosphère au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

dlpp_atm : Tableau des quotients $d \ln P_{\text{gaz}} / d \ln P_{\text{tot}}$, calculé dans `atm.f`.

m_atm : Tableau des masses, abscisses lagrangiennes, calculé dans `coll_atm.f`.

p_atm : Tableau des pressions gazeuses, calculé dans `atm.f`.

pt_atm : Tableau des pressions totales, calculé dans `atm.f`.

r_atm : Tableau des rayons, calculé dans `atm.f`.

tau : Tableau des profondeurs optiques, calculé dans `atm.f`.

t_atm : Tableau des températures, calculé dans `atm.f`.

x_atm : Tableau des abscisses pour la restitution de l'atmosphère, calculé dans `atm.f`.

x_atm_t : Tableau des abscisses pour la restitution de l'atmosphère au pas temporel précédent, réinitialisé dans `update.f`.

xt_atm : Vecteur nodal des abscisses pour la restitution de l'atmosphère, calculé dans `lim_atm.f`.

tau_min : Epaisseur optique de la couche externe de l'atmosphère, initialisé dans `tdetau.f`.

– Variables PRIVATE double précision :

delfim : Pente de la fonction de répartition à gauche de la couche d'indice `n23_atm`, calculé dans `lim_atm.f`.

delfip : Pente de la fonction de répartition à droite de la couche d'indice `n23_atm`, calculé dans `lim_atm.f`.

ltaue : $\ln(\tau_{\text{min}})$, initialisé dans `lim_atm.f`.

ltauf : $\ln(\tau_{\text{max}})$, initialisé dans `lim_atm.f`.

tau_min : Epaisseur optique de la couche externe de l'atmosphère, initialisé dans `tdetau.f`.

– Variables PRIVATE integer :

Ipgt : Indice de la variable pression gazeuse, initialisé dans `lim_atm.f`.

ne_atm : Nombre d'équations pour la restitution de l'atmosphère, initialisé dans `lim_atm.f`.

n23_atm : Indice de la couche définissant le rayon bolométrique où $T(\tau^*) = T_{\text{eff}}$, initialisé dans `lim_atm.f`.

- Variables PRIVATE logical :
 - rad** : La loi $T(\tau)$ est purement radiative, initialisé dans `tdetau.f`.
- Variable PRIVATE character :
 - nom_atm** : Nom de la routine de loi $T(\tau)$ à utiliser, lu dans `lit_n1.f`.
- Routines PRIVATE :
 - `coll_atm`, `edding`, `eq_atm`, `hopf`, `k5750`, `k5777`, `lim_atm`, `lim_gong1`, `lim_tau1`, `roger00`, `roger02`, `roger05`, `roger10a`, `taueff`, `trho`
- Routines PUBLIC :
 - `atm`, `tdetau`, `thermo_atm`.

E.9 Module mod_nuc

Le module `mod_nuc` regroupe les routines concernant les réactions thermonucléaires.

- Paramètres PUBLIC integer :
 - m_temp** : Ordre des splines pour l'interpolation des taux des réactions thermonucléaires.
 - niso_tot** : Nombre maximum d'isotopes.
 - nreac_tot** : Nombre maximum de réactions thermonucléaires.
- Paramètres PRIVATE integer :
 - nelem_ini** : Nombre maximum d'éléments.
- Variables PUBLIC double précision :
 - taux_reac** : Taux des réactions thermonucléaires, initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - ar** : Masses réduites des cibles des réactions thermonucléaires, initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - q0** : Energie des réactions thermonucléaires, initialisé dans `taux_nuc.f`.
 - temp**, **ttemp** : Table des températures et vecteur nodal associé pour l'interpolation des réactions thermonucléaires, initialisé dans `taux_nuc.f`.
- Variables PRIVATE double précision :
 - ab** : Tableau des abondances, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - abon_rela** : Tableau des abondances relatives métal/Z, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - m** : Masses atomiques, initialisé dans `abon_ini.f`.

- c** : Charges des éléments chimiques, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - be7sbe9** : Rapport isotopique ${}^7\text{Be}/{}^9\text{Be}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - be7sz** : Rapport isotopique ${}^7\text{Be}/Z$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - c13sc12** : Rapport isotopique ${}^{13}\text{C}/{}^{12}\text{C}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - h2sh1** : Rapport isotopique ${}^2\text{H}/{}^1\text{H}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - he3she4** : Rapport isotopique ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - he3she4z** : Rapport isotopique ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$, avec ${}^2\text{H}$ primordial transformé en ${}^3\text{He}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - li6sli7** : Rapport isotopique ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - mg25smg24** : Rapport isotopique ${}^{25}\text{Mg}/{}^{24}\text{Mg}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - mg26smg25** : Rapport isotopique ${}^{26}\text{Mg}/{}^{25}\text{Mg}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - ne22sne20** : Rapport isotopique ${}^{22}\text{Ne}/{}^{20}\text{Ne}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - n15sn14** : Rapport isotopique ${}^{15}\text{N}/{}^{14}\text{N}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - o17so16** : Rapport isotopique ${}^{17}\text{O}/{}^{16}\text{O}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - o18so16** : Rapport isotopique ${}^{18}\text{O}/{}^{16}\text{O}$, initialisé dans `abon_ini.f`.
 - age_deb** : Instant du début des chutes de planétoïdes, lu dans `planetoides.f`.
 - age_fin** : Instant de la fin des chutes de planétoïdes, lu dans `planetoides.f`.
 - dt_planet** : Pas temporel pour décrire les chutes de planétoïdes, lu dans `planetoides.f`.
 - t_sup** : Température maximale de tabulation des réactions thermonucléaires, initialisé dans `tabul_nuc.f`.
 - mzc_ext** : Masse de la zone convective externe, réinitialisé dans `evol.f`.
 - nuzc_ext** : $M^{\frac{2}{3}}$ de la zone convective externe, réinitialisé dans `evol.f`.
- Variables PRIVATE integer :
- izz** : Table des charges des noyaux interagissant dans les réactions thermonucléaires, initialisé dans `tabul_nuc.f`.
 - i3al** : Indice de la réaction 3α , initialisé dans `tabul_nuc.f`.
- Variables PUBLIC integer :
- knot_temp** : Dimension du vecteur nodal pour l'interpolation des réactions thermonucléaires, initialisé dans `tabul_nuc.f`.
 - nreac** : Nombre de réactions thermonucléaires du réseau utilisé, initialisé dans `tabul_nuc.f`.
 - n_temp** : Nombre de températures pour pour l'interpolation des réactions thermonucléaires, initialisé dans `tabul_nuc.f`.
- Variable PRIVATE character :
- elem** : Noms des éléments chimiques, initialisé dans `abon_ini.f`.

- Routines PRIVATE :

`iben`, `pp1`, `pp3`, `ppcno10BeBFe`, `ppcno10Fe`, `pcno10K`, `ppcno10`,
`ppcno11`, `ppcno12Be`, `ppcno12BeBFe`, `ppcno12Li`, `ppcno12`,
`ppcno3a12Ne`, `ppcno3a9`, `ppcno3aco`, `ppcno9`, `ppcno9Fe`, `rq_reac`,
`tabul_nuc`

- Routines PUBLIC :

`abon_ini`, `nuc`, `planetoides`, `taux_nuc`, `vent`.

E.10 Module `mod_bp_for_alecian`

Le module `mod_bp_for_alecian` regroupe les routines concernant le calcul des accélérations radiatives suivant le second formalisme de G.Alécian. Développé par B.Pichon, il constitue essentiellement une interface entre les routines fournies par G.Alécian et `CESAM2k`. D'origine externe, les fonctions des composantes de ce module ne sont pas détaillées.

E.11 Module `mod_evol`

Le module `mod_evol` regroupe les routines concernant l'évolution temporelle avec et sans diffusion de la composition chimique et du moment cinétique.

- Paramètres PRIVATE double précision :

`eps` : Petit écart permettant l'estimation numérique de dérivées.

`nu_min` : Valeur minimale pour éviter $\nu = 0$.

`t_gab` : Valeur minimale en dessous de laquelle il pourra y avoir mélange dans la routine `diff_t_gab.f`.

`un_eps` : Ecart pour l'estimation numérique de dérivées.

- Variables PRIVATE double précision :

`dr_zc` : Variations des rayons des limites zones radiatives / zones convectives-sur un pas temporel, réinitialisé dans `evol.f`.

`x_mix` : Abscisses des limites zones radiatives / zones convectives, réinitialisé dans `evol.f`.

- Variables PRIVATE integer :

`idis` : Table des indices des discontinuités, réinitialisé dans `evol.f`.

`convd` : Table des indices du début des discontinuités, réinitialisé dans `evol.f`.

`convf` : Table des indices de fin des discontinuités, réinitialisé dans `evol.f`.

`ndis` : Nombre de discontinuités, réinitialisé dans `evol.f`.

`nzc` : Nombre de zones convectives, réinitialisé dans `evol.f`.

n_mix : Nombre de points d'interpolation du vecteur de mélange, réinitialisé dans `evol.f`.

– Variables PUBLIC logical :

mix : Table logique des états de convection, réinitialisé dans `evol.f`.

lw_perte : Il y a perte de moment angulaire, initialisé dans `pertw.f`.

– Routines PRIVATE :

`alecian1`, `coeff_rota3`, `coeff_rota4`, `collision`, `coulomb`, `diffm`, `diffm_br`, `diffm_mp`, `difft`, `difft_gab`, `difft_nu`, `difft_sun`, `diffus`, `diffw`, `diffw_mpz`, `diffw_p03`, `eq_diff_chim`, `eq_diff_poisson`, `eq_diff_rota3`, `eq_diff_rota4`, `f_rad`, `initialise_poisson`, `initialise_u`, `initialise_w`, `lmix`, `pertw`, `pertw_loc`, `pertw_ptm`, `pertw_sch`, `resout_chim`, `resout_rota`, `resout_rota3`, `resout_rota4`.

– Routines PUBLIC :

`coeff_rota`, `ecrit_rota`, `evol`, `initialise_rota`, `rkimps`.

E.12 Module mod_static

Le module `mod_static` regroupe les routines concernées par la résolution des équations de l'équilibre quasi-statique.

– Paramètre PRIVATE character :

nom_qs : Noms des variables quasi-statiques.

– Variables PRIVATE double précision :

fac : Facteurs de répartition, calculé dans `lim_zc.f`.

xcoll : Abscisses des points de collocation, réinitialisé dans `coll_qs.f`.

– Routines PRIVATE :

`coll_qs`, `dgrad`, `lim_zc`, `pertm_ext`, `pertm_msol`, `pertm_tot`, `pertm_waldron`, `static`, `static_m`, `static_r`, `update`.

– Routines PUBLIC :

`pertm`, `resout`, `thermo`.

E.13 Module mod_cesam

Le module `mod_cesam` regroupe les routines concernant la gestion générale du calcul.

- Routines PRIVATE :
add_ascii, ascii, des, des_m, des_r, dnunl, list, output, osc_adia,
osc_invers, osc_nadia
- Routine PUBLIC :
cesam.

E.14 Module mod_exploit

Le module mod_exploit regroupe des routines concernées par l'exploitation des résultats.

- Routine PRIVATE :
ascii, diffw_mpz, diffw_p03, osc_adia, osc_invers, osc_nadia.
- Routines PUBLIC :
add_ascii, ctes_85, ctes_94, ctes_94m, diffw, ini_ctes, inter_atm,
lit_binaire, lit_hr, lit_nl, min_max, min_max_cond, output, read_ascii,
write_nl.

Annexe F

Contenu des sous-directory

F.1 Sous-directory SOURCE

abon_ini.f : Initialisation des abondances, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

add_ascii.f : Complète l'ensemble des variables pour sorties ASCII, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.

alecian1.f : Calcul des accélérations radiatives, routine PRIVATE du module `mod_evol`.

arb_rom.f : Transforme la notation arabe en romaine, fonction PUBLIC du module `mod_numerique`.

ascii.f : Création d'un fichier de sortie ASCII personnalisé, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.

atm.f : Routine générique de restitution de l'atmosphère, routine PUBLIC du module `mod_atm`.

base_chim.f : Routine subordonnée de `diffus.f`, formation de la base pour la diffusion des éléments chimiques.

base_rota.f : Routine subordonnée de `evol.f` formation de la base continue non dérivable pour la rotation.

boite.f : Dessine une boîte de dimensions $\pm dx \times dy$ autour du point de coordonnées (x, y) , routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

box.f : Dessine une boîte asymétrique autour du point de coordonnées (x, y) , routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

bsp1ddn.f : Interpolation 1D avec une spline polynômiale + dérivées, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

bsp1dn.f : Interpolation 1D avec une spline polynômiale, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

bsp_dis.f : Interpolation 1D avec discontinuités avec une spline polynômiale, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

bval0.f : Calcul les B-splines normalisées en un point de leur domaine, routine PRIVATE du module `mod_numerique`.

bval1.f : Calcul les B-splines normalisées et de leurs dérivées 1-ières en un point de leur domaine, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

- bvald.f** : Calcul les B-splines normalisées et de leurs dérivées en un point de leur domaine, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- cesam.f** : Gestion de l'évolution, constitue en fait le programme principal, routine PUBLIC du module `mod_cesam`.
- cesam2k-dbg.f** : Programme principal pour debug.
- cesam2k.f** : Programme principal pour exploitation.
- cesamT-dbg.f** : Programme principal pour debug de tests.
- cesamT.f** : Programme principal pour exploitation de tests.
- chim_gram.f** : Transforme les abondances par mole en abondances par gramme, routine PUBLIC du module `mod_variables`.
- coeff_rota.f** : Routine générique PRIVATE du module `mod_evo1` calcul des coefficients pour la rotation.
- coeff_rota3.f** : Routine PRIVATE du module `mod_evo1` calcul des coefficients pour la rotation avec le formalisme de Talon& Zahn 1997, Krot=3.
- coeff_rota4.f** : Routine PRIVATE du module `mod_evo1` calcul des coefficients pour la rotation avec le formalisme de Mathis& Zahn 2004, Krot=4.
- coeff_vth.f** : Routine PRIVATE du module `mod_etat`, détermination des coefficients pour l'approximation `vth` de variables thermodynamiques.
- coll.f** : Détermination des abscisses des points de collocation, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- col_atm.f** : Résolution des équations de l'atmosphère, routine PRIVATE du module `mod_atm`.
- col_qs.f** : Résolution des équations de l'équilibre quasi-statique, routine PRIVATE du module `mod_static`.
- collision.f** : Calcul des intégrales de collision, routine PRIVATE du module `mod_evo1`.
- colpnt.f** : Initialisation des abscisses des points de collocation, routine PRIVATE du module `mod_numerique`.
- conv.f** : Routine générique du calcul de la convection, routine PUBLIC du module `mod_conv`.
- conv_a0.f** : Calcul de la convection MLT avec longueur de mélange nulle aux limites ZR/ZC, routine PRIVATE du module `mod_conv`.
- conv_cgm_reza.f** : Calcul de la convection selon Canuto & Mazitelli avec la modification CGM, routine PRIVATE du module `mod_conv`.
- conv_cm.f** : Calcul de la convection selon Canuto & Mazitelli, routine PRIVATE du module `mod_conv`.
- conv_cm_reza.f** : Calcul de la convection selon Canuto & Mazitelli avec la modification de R.Samadi, routine PRIVATE du module `mod_conv`.
- conv_cml.f** : Calcul de la convection selon Canuto & Mazitelli avec la longueur de mélange égale à la plus courte distance des bords de la zone convective, routine PRIVATE du module `mod_conv`.

- conv_jmj.f** : Calcul de la convection MLT, routine PRIVATE du module `mod_conv`.
- coulomb.f** : Calcul du logarithme de Coulomb, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- ctes_85.f** : Initialisation de constantes physiques, routine PRIVATE du module `mod_donnees`.
- ctes_94.f** : Initialisation de constantes physiques, routine PRIVATE du module `mod_donnees`.
- ctes_94m.f** : Initialisation de constantes physiques, routine PRIVATE du module `mod_donnees`.
- delete_doubles** : Elimination des éléments identiques dans un tableau ordonné. Routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- des.f** : Routine générique du dessin au cours de l'évolution, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- des_m.f** : Dessin en masse au cours de l'évolution, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- des_r.f** : Dessin en rayon au cours de l'évolution, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- df_rotx.f** : transformation des dérivées partielles $(P, T, X) \rightarrow (\rho, T, X)$, routine PUBLIC du module `mod_etat`.
- dgrad.f** : Calcul de la différence des gradients, routine PUBLIC du module `mod_variables`.
- difdiv.f** : Calcul des différences divisées, routine PRIVATE du module `mod_numerique`.
- diffm.f** : Routine générique du calcul des coefficients de diffusion microscopique, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- diffm_br.f** : Calcul des coefficients de diffusion microscopique selon Burgers, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- diffm_mp.f** : Calcul des coefficients de diffusion microscopique selon Michaud & Proffit, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- difft.f** : Routine générique du calcul des coefficients de diffusion turbulente, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- difft_gab.f** : Routine PRIVATE du module `mod_evol`, formation du coefficient de diffusion turbulente, suivant une idée de M.Gabriel, on évite la sédimentation de l'hélium en mélangeant si $T_j \leq T_{lim}=1.d6$.
- difft_nu.f** : Calcul des coefficients de diffusion turbulente et radiative, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- difft_smc.f** : Calcul des coefficients de diffusion turbulente en tenant compte de la semi-convection. Routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- difft_sun.f** : Routine PRIVATE du module `mod_evol`, formation du coefficient de diffusion turbulente, suivant une idée de M.Gabriel.
- diffus.f** : Gestion des équations de diffusion des espèces chimiques et du moment cinétique, routine PRIVATE du module `mod_evol`.

- diffw.f** : Routine générique du calcul des coefficients de diffusion du moment cinétique, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- diffw_mpz.f** : Calcul des coefficients de diffusion du moment cinétique, selon Mathis, Palacios & Zahn Mathis et al. (2004), routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- diffw_p03.f** : Routine PRIVATE du module `mod_evol`, calcul des coefficients de diffusion turbulente pour la rotation D_h , D_v , $Deff$, suivant Palacios & al 2003.
- dnunl.f** : Calcul approximatif de la grande séparation, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- ecrit_ascii** : Ecriture des variables de la rotation et des coefficients pour dessins, routine PUBLIC du module `mod_evol`.
- ecrit_rota** : Formation et écriture des fichiers ASCII, routine subordonnée de `cesam.f`.
- edding.f** : Loi $T(\tau)$ d'Eddington, routine PRIVATE du module `mod_atm`.
- eq_atm.f** : Calcul des coefficients des équations de restitution de l'atmosphère, routine PRIVATE du module `mod_atm`.
- eq_diff_chim.f** : Calcul des coefficients des équations de diffusion de la composition chimique, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- eq_diff_rota3.f** : Calcul des coefficients des équations de diffusion du moment cinétique, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- eq_diff_rota4.f** : Calcul des coefficients des équations de diffusion du moment cinétique, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- eq_ini_rota4.f** : Calcul des coefficients des équations différentielles pour l'initialisation de la diffusion du moment cinétique suivant le formalisme de Mathis & Zahn (2004), routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- etat.f** : Routine générique du calcul de l'équation d'état, routine PUBLIC du module `mod_etat`.
- etat_ceff.f** : Equation d'état CEFF, routine PRIVATE du module `mod_etat`.
- etat_eff.f** : Equation d'état EFF, routine PRIVATE du module `mod_etat`.
- etat_gong1.f** : Equation d'état GONG1, routine PRIVATE du module `mod_etat`.
- etat_gong2.f** : Equation d'état GONG2, routine PRIVATE du module `mod_etat`.
- etat_mhd.f** : Equation d'état MHD, routine PRIVATE du module `mod_etat`.
- etat_opal.f** : Equation d'état OPAL, routine PRIVATE du module `mod_etat`.
- etat_opalX.f** : Equation d'état OPAL utilisable pour $Z > 0.1$, routine PRIVATE du module `mod_etat`, cf. § 8.53 (Page 174).
- etat_opalZ.f** : Equation d'état OPAL utilisable pour $Z > 0.1$, routine PRIVATE du module `mod_etat`, cf. § 8.53 (Page 174).
- evol.f** : Gestion de l'évolution temporelle de la composition chimique, routine PUBLIC du module `mod_evol`.
- f_rad.f** : Routine générique du calcul des accélérations radiatives, routine PRIVATE du module `mod_evol`.

- fcmax** : Détermine la nécessité d'utiliser le nombre maximum de couche lors du calcul des derniers modèles. Routine subordonnée de **resout** du module **mod_static**.
- fermi_dirac.f** : Intégrales de Fermi-Dirac, routine PUBLIC du module **mod_numerique**.
- from_alecian.f** : package de calcul des accélérations radiatives Alécian2, routine PRIVATE du module **mod_bp_for_alecian**.
- gauss_band.f** : Résolution d'un système linéaire bande, routine PUBLIC du module **mod_numerique**.
- hopf.f** : Loi $T(\tau)$ de Hopf, routine PRIVATE du module **mod_atm**.
- horner.f** : Algorithme de Horner, routine PRIVATE du module **mod_numerique**.
- hsra.f** : Loi $T(\tau)$ HSRA, routine PRIVATE du module **mod_atm**.
- iben.f** : Calcul de l'énergie de contraction selon Iben, routine PRIVATE du module **mod_nuc**.
- ini_ctes.f** : Routine générique d'initialisation des constantes physiques, routine PUBLIC du module **mod_donnees**.
- initialise_rota.f** : Initialisation des variables de la diffusion du moment cinétique, routine PRIVATE du module **mod_evol**.
- initialise_rota4.f** : Initialisation des variables de la diffusion du moment cinétique, suivant le formalisme de Mathis & Zahn (2004), routine PRIVATE du module **mod_evol**.
- integrales.f** : Calcul de la valeur moyenne de la vitesse angulaire et de la variation temporelle du moment cinétique dans les zones convectives suivant le formalisme de Talon et al. (1997), routine PRIVATE du module **mod_evol**.
- inter.f** : Interpolation inverse des variables, routine PUBLIC du module **mod_variables**.
- inter_atm.f** : Interpolation inverse pour l'atmosphère, routine PUBLIC du module **mod_exploit**.
- intgauss.f** : Initialisation des poids et des abscisses pour l'intégration de Gauss, routine PUBLIC du module **mod_numerique**.
- journal** : Description des aménagements dans *CESAM2k*.
- jacob_rota.f** : Calcul des premiers et seconds membres du jacobien pour la résolution du système différentiel non linéaire de la diffusion du moment cinétique, routine PRIVATE du module **mod_evol**.
- k5750.f** : Loi $T(\tau)$ de Kurucz, $T_{\text{eff}} = 5750\text{K}$, routine PRIVATE du module **mod_atm**.
- k5777.f** : Loi $T(\tau)$ de Kurucz, $T_{\text{eff}} = 5777\text{K}$, routine PRIVATE du module **mod_atm**.
- kappa_cond.f** : opacités conductives, routine PRIVATE du module **mod_opa**.
- left_right.f** : Calcul des n fonctions et de leurs dérivées premières de part et d'autre d'un point d'une interpolation B-Spline, routine PUBLIC du module **mod_numerique**.
- lim_atm.f** : Gestion de la restitution de l'atmosphère, routine PRIVATE du module **mod_atm**.

- lim_gong1.f** : Atmosphère monocouche, cas GONG1, routine PRIVATE du module `mod_atm`.
- lim_tau1.f** : Atmosphère monocouche, routine PRIVATE du module `mod_atm`.
- lim_zc.f** : Gestion des limites ZR/ZC, routine PRIVATE du module `mod_static`.
- linf.f** : Recherche de l'encadrement d'une valeur, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- list.f** : Listing des modèles, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- list_cesam** : Liste des modules à compiler.
- lit_binaire.f** : Lecture d'un fichier binaire de type `mon_modele.B.*`.
- lit_hr.f** : Lecture des fichiers de type `mon_modele.HR`, routine PUBLIC du module `mod_exploit`.
- lit_nl.f** : Lecture des NAMELISTs, routine PUBLIC du module `mod_donnees`.
- lmix.f** : Fonction PRIVATE du module `mod_evol` détermine si on se trouve dans une zone de mélange pour la composition chimique
- marcs.f** : Lois $T(\tau)$ de MARCS, implantées par B.Pichon, routine PRIVATE du module `mod_atm`.
- matinv.f** : Inversion de matrice, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- max_local.f** : Maxima locaux de plusieurs tables, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- min_max.f** : Maximum/minimum d'une table, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- min_max_cond.f** : Routine PUBLIC du module `mod_exploit` détermination de x_{min} et x_{max} sous condition pour des plots.
- mod_atm.f** : module regroupant les variables et les routines de résolution des équations différentielles pour la restitution de l'atmosphère.
- mod_bp_for_alecian.f** : module regroupant les routines de calcul de l'accélération radiative selon G.Alécian.
- mod_cesam.f** : module contenant ce qui constitue, de fait, le programme principal *i.e.* la routine `cesam` et les routines de gestion.
- mod_conv.f** : module regroupant les routines de convection.
- mod_donnees.f** : module contenant les données du modèle, les constantes physiques et leurs routines d'initialisation.
- mod_etat.f** : module regroupant les équations d'état.
- mod_evol.f** : module regroupant les routines relatives à l'évolution de la composition chimique.
- mod_exploit.f** : module regroupant des routines et programmes pour l'exploitation des modèles.
- mod_kind.f** : module regroupant les définitions de types de variables.
- mod_nuc.f** : module regroupant les routines des réactions nucléaires et d'initialisation de la mixture.

mod_numerique.f : module regroupant les outils numériques et informatiques.

mod_opa.f : module regroupant les routines d'opacité.

mod_static.f : module regroupant les variables et les routines de résolution des équations différentielles pour l'équilibre quasi-statique.

mod_variables.f : module regroupant les variables et quelques fonction de calcul de quantités dérivées des variables.

modif_mix.f : Routine permettant la personnalisation d'une mixture, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

neville.f : Algorithme de Neville, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

newspl.f : Changement de base de spline, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

newspl_gal.f : Changement de base de spline utilisant la formulation intégrale de Galerkin, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

newton.f : formule d'interpolation de Newton, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

noedif.f : Création de la base pour la résolution des équations différentielles selon de Boor, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

noein.f : Création de la base d'interpolation, routine du module `mod_numerique`.

noeu_dis.f : Création du vecteur nodal pour interpolation avec discontinuités, routine PRIVATE du module `mod_numerique`.

noeud.f : Création d'un vecteur nodal à partir d'un vecteur de multiplicité, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

nuc.f : Routine générique de calcul des réactions nucléaires, routine PUBLIC du module `mod_nuc`.

opa.f : Routine générique du calcul d'opacité, routine PUBLIC du module `mod_opa`.

opa_compton.f : Routine PUBLIC du module `mod_opa`, Opacités free-free Compton utilisées pour $T \lesssim 7d7K - 7Kev$.

opa_gong.f : opacité de GONG, routine PRIVATE du module `mod_opa`.

opa_houdek9.f : opacité OPAL + Alexander, interpolation de Houdek, routine PRIVATE du module `mod_opa`.

opa_int_zsx.f : opacité OPAL, routine PRIVATE du module `mod_opa`.

opa_opal2.f : opacité OPAL permettant de dépasser $Z > 0.1$, routine PRIVATE du module `mod_opa`, cf. § 8.82 (Page 192).

opa_opalCO.f : opacité OPAL permettant de dépasser $Z > 0.1$, routine PRIVATE du module `mod_opa`, cf. § 8.82 (Page 192).

opa_yveline.f : opacité OPAL + Alexander, interpolation de Yveline, routine PRIVATE du module `mod_opa`.

opa_yveline_lisse.f : opacité OPAL + Alexander, raccord d'Yveline, routine PRIVATE du module `mod_opa`.

osc_adia.f : formation du fichier d'oscillations adiabatiques, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.

- osc_invers.f** : formation du fichier ASCII pour inversions, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- osc_nadia.f** : formation du fichier d'oscillations non-adiabatiques, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- output.f** : Routine générique de création des fichiers de sortie en ASCII, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- pause.f** : pause avec commentaire, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- pertm.f** : Routine générique du calcul de la perte de masse, routine PRIVATE du module `mod_static`.
- pertm_ext.f** : perte de masse linéaire, routine PRIVATE du module `mod_static`.
- pertm_msolf** : perte de masse linéaire limitée, routine PRIVATE du module `mod_static`.
- pertm_tot.f** : perte de masse linéaire + $E = mc^2$, routine PRIVATE du module `mod_static`.
- pertm_waldron.f** : perte de masse selon Waldron, routine PRIVATE du module `mod_static`.
- pertw.f** : Routine générique de perte de moment cinétique, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- pertw_loc.f** : perte locale de moment cinétique, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- pertw_ptm.f** : perte de moment cinétique associée à une perte de masse, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- pertw_sch.f** : perte de moment cinétique selon Schumanich, routine PRIVATE du module `mod_evol`.
- pgplot_factice.f** : Packtage de routines émulant le logiciel de dessin PGPLOT, extérieur au module `mod_cesam`.
- planetoides.f** : Routine PUBLIC du module `mod_nuc` modifie les dérivées temporelles de la composition chimique calcule le moment cinétique par unité de masse apporté par les planétoïdes.
- plot_rota.f** : Routine subordonnée de `ecrit_rota.f` dessins des variables de la rotation.
- polyder.f** : Algorithme de Horner, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.
- pp1.f** : Cycle PP simplifié, routine PRIVATE du module `mod_chim`.
- pp3.f** : Cycle PP, routine PRIVATE du module `mod_chim`.
- ppcno10.f** : Cycles PP + CNO 10 éléments, routine PRIVATE du module `mod_chim`.
- ppcno10BeBFe.f** : Cycles PP + CNO 10 éléments + Fe, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.
- ppcno10Fe.f** : Cycles PP + CNO 10 éléments + Fe, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.
- ppcno10K.f** : Cycles PP + CNO 10 éléments + K, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno11.f : Cycles PP + CNO 11 éléments, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno12.f : Cycles PP + CNO 12 éléments, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno12Be.f : Cycles PP + CNO 12 éléments + Be, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno12BeBFe.f : Cycles PP + CNO 12 éléments + Be, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno12Li.f : Cycles PP + CNO 12 éléments + Li, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno3a12Ne.f : Cycles PP + CNO + 3α 12 éléments, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno3a9.f : Cycles PP + CNO + 3α 9 éléments, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno3aco.f : Cycles PP + CNO + 3α + C + O, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno9.f : Cycles PP + CNO 9 éléments, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

ppcno9Fe.f : Cycles PP + CNO 9 éléments, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

print_ctes.f : Ecriture des constantes, routine PUBLIC du module `mod_donnees`.

read_ascii.f : Lecture du fichier ASCII, routine du module `mod_exploit`.

resout.f : Gestion de la résolution de l'équilibre quasi-statique + évolution temporelle, routine du module `mod_static`.

resout_chim.f : Routine PUBLIC du module `mod_evol` résolution par éléments finis Galerkin du système d'équa. diff. ord. non linéaires de la rotation par itération Newton-Raphson.

resout_rota.f : Routine générique PRIVATE du module `mod_evol`, résolution du système des équations de la diffusion du moment cinétique.

rkimps.f : Algorithme Runge-Kutta implicite, routine PRIVATE du module `mod_evol`.

roger.f : Lois $T(\tau)$ Kurucz, routine PRIVATE du module `mod_atm`.

rq_reac.f : Calcul des énergies des réactions nucléaires, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.

saha.f : Equation de Saha, routine PUBLIC du module `mod_etat`.

schu58_n.f : Algorithme de Schumaker, routine PRIVATE du module `mod_numerique`.

shell.f : Routine de tri, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

static.f : Routine générique du calcul des coefficients de l'équilibre quasi-statique, routine PRIVATE du module `mod_static`.

static_m.f : Calcul des coefficients de l'équilibre quasi-statique, cas lagrangien, routine PRIVATE du module `mod_quasi_static`.

static_r.f : Calcul des coefficients de l'équilibre quasi-statique, cas eulérien, routine PRIVATE du module `mod_quasi_static`.

sum_n.f : Intégration d'une spline, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

- tabul_nuc.f** : tabulation des réactions thermonucléaires, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.
- tab_vth.f** : tabulation de variables thermodynamiques, routine PUBLIC du module `mod_evol`.
- taueff.f** : pour une loi $T(\tau)$, détermination de l'épaisseur optique où $T = T_{\text{eff}}$, routine PRIVATE du module `mod_atm`.
- taux_nuc.f** : taux des réactions thermonucléaires, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.
- tdetau.f** : Routine générique de loi $T(\tau)$, routine PUBLIC du module `mod_atm`.
- thermo.f** : Calcul des variables thermodynamiques pour l'équilibre quasi-statique, routine PUBLIC du module `mod_static`.
- thermo_atm.f** : Calcul des variables thermodynamiques pour l'atmosphère, routine PUBLIC du module `mod_atm`.
- trho.f** : Interpolation en T et ρ pour lois $T(\tau)$ de Kurucz, routine PRIVATE du module `mod_atm`.
- update.f** : passage des variables du temps $t+dt$ au temps t , fonction PRIVATE du module `mod_static`.
- vent.f** : Gestion de la composition chimique du vent, routine PRIVATE du module `mod_nuc`.
- write_nl.f** : Ecriture des NAMELISTs, routine PRIVATE du module `mod_cesam`.
- z14xcotrin21.f** : Package d'interpolation d'opacité, extérieur au module `mod_opa`.
- zoning.f** : Répartition équidistante d'une fonction croissante, routine PUBLIC du module `mod_numerique`.

F.2 Sous-directory EXPLOIT

- 2d-2.pms** : Fichier ASCII d'initialisation de pré-séquence principale, on obtient une température centrale de l'ordre de 100 000K.
- 5d-4.pms** : Fichier ASCII d'initialisation de pré-séquence principale, on obtient une température centrale de l'ordre de 500 000K.
- 8d-5.pms** : Fichier ASCII d'initialisation de pré-séquence principale, on obtient une température centrale de l'ordre de 1 000 000K.
- blabla** : Fichier ASCII d'affectation de la variable logique `blabla` permettant de détourner la plupart des commentaires permettant le suivi des calculs.
- calib2k_pms.f** : Programme de calibration, initialisation sur la PMS.
- calib2k_zams.f** : Programme de calibration, initialisation sur la ZAMS.
- des2k_ZC.f** : Programme de dessin des zones convectives.
- des2k_abon.f** : Programme de dessin des abondances.
- des2k_abontc.f** : Programme de dessin de X, Y et Z au centre, en fonction du temps.

- des2k_abonts.f** : Programme de dessin de X, Y et Z en surface, en fonction du temps.
- des2k_bin.f** : Programme de dessin des variables quasi-statiques en fonction de la masse ou du rayon à partir d'un fichier binaire.
- des2k_diff_osc** : Programme de dessin des différences de 2 fichiers d'oscillations de type `mon_modele-**.osc`, interpolation par `neville.f`.
- des2k_diff_spl** : Programme de dessin des différences de 2 fichiers d'oscillations de type `mon_modele-**.osc`, interpolation par B-Spline.
- des2k_grad** : Programme de dessin des gradients.
- des2k_hr.f** : Programme de dessin de diagrammes HR.
- des2k_opa.f** : Programme de dessin des différences relatives de deux sources d'opacité, le long d'un modèle.
- des2k_osc.f** : Programme de dessin des principales variables d'un fichier d'oscillations de type `mon_modele-ad.osc`.
- des2k_rot.f** : Programme des dessins séparés des variables de la diffusion du moment cinétique à partir du fichier binaire optionnel créé dans la routine `coeff_rota.f`.
- des2k_rot_ext.f** : Programme de dessin, en fonction du temps, de la vitesse de rotation externe en Km/s ou en radian/s à partir d'un fichier HR.
- des2k_vaiss.f** : Programme de dessin de la fréquence de Brunt-Väissälä, à partir d'un fichier binaire de type `mon_modele_B.*`.
- device** : Exemple de fichier de personnalisation des paramètres de dessin "on line", cf. §4 (Page 39).
- f037_2k.f** : Formation d'un fichier pour le calcul des oscillations à partir d'un fichier binaire de type `mon_modèle_B.dat`.
- fichier_vent.f** : Programme de construction, pour le vent, d'un fichier de composition chimique différente de celle des couches externes.
- langue** : Exemple de fichier de langue.
- m010.zams** : Fichier ASCII d'initialisation de séquence principale d'âge zéro homogène, pour $1M_{\odot}$.
- m020.zams** : Fichier ASCII d'initialisation de séquence principale d'âge zéro homogène, pour $2M_{\odot}$.
- m050.zams** : Fichier ASCII d'initialisation de séquence principale d'âge zéro homogène, pour $5M_{\odot}$.
- mixture** : Exemple de fichier de mixture initiale, différente de celles implémentées dans CESAM2k, cf. §4.2 (Page 40).
- modif_mix** : Exemple de fichier de modification de mixture pour *tous les modèles* calculés dans l'environnement, cf. §4.4 (Page 42).
- mon_modele.don** : Exemple de fichier de données.
- mon_modele.modif_mix** : Exemple de fichier de modification de mixture pour *le* modèle `mon_modele`.

mon_modele.rap_iso : Exemple de fichier de modification des rapports isotopiques pour *le* modèle `mon_modele`

mon_modele.vent : Exemple de fichier de vent pour *le* modèle `mon_modele`.

planet : Exemple de fichier permettant de définir les paramètres des chutes de planétoïdes, cf. §7.8.2 (Page 103).

rap_iso : Exemple de fichier de modification des rapports isotopiques.

reglages : Exemple de fichier de réglage.

sortie_ascii : Exemple de fichier de personnalisation des sorties ASCII.

vent : Exemple de fichier de composition chimique du vent.

zoom : Exemple de fichier de personnalisation des dessins "on line".

F.3 Sous-directory TESTS

Certains de ces programmes de test ne sont peut être pas à jour de la toute dernière version de CESAM2k.

plot_reac_nuc.f : Programme de dessin des taux des réactions nucléaires.

test_acc_rad.f : Programme de test des accélérations radiatives.

test_atm.f : Programme de test de l'intégration de l'atmosphère.

test_bsp_dis.f : Programme de test de l'interpolation par B-splines avec discontinuités.

test_cesam.f : Programme de test de CESAM2k.

test_coef_diff.f : Programme de test du calcul des coefficients de diffusion microscopique.

test_coeff_rota.f : Programme de test du calcul des coefficients de la diffusion du moment cinétique.

test_collision.f : Programme de test des coefficients de collision.

test_colloc.f : Programme de test de la construction d'un vecteur nodal pour la collocation.

test_convection.f : Programme de test d'une routine de convection.

test_data_ceff.f : Programme de test des DATA de l'équation d'état CEFF.

test_data_eff.f : Programme de test des DATA de l'équation d'état EFF.

test_der_rotx.f : Programme de test de transformation de dérivation.

test_etat/2.f : Programmes de test d'équation d'état.

test_jacobien_reac_nuc.f : Programme de test du jacobien d'un réseau de réactions nucléaires.

test_lim_ZC.f : Programme de test de la localisation des zones convectives.

test_mu_mol.f : Programme de test de calcul du poids moléculaire moyen.

test_nl.f : Programme de test de lecture des NAMELISTs.

test_opa.f : Programme de test des opacités.

- test_opa_opal2.f** : Programme de test des opacités OPAL2.
- test_opacite.f** : Programme de test des opacités avec différentes mixtures.
- test_read_osc.f** : Programme de test de la lecture des fichiers ASCII d'oscillations.
- test_rkimps.f** : Programme de test de la routine d'intégration des réactions du réseau nucléaire sans diffusion microscopique.
- test_saha.f** : Programme de test du calcul des taux d'ionisation.
- test_tabul_reac.f** : Programme de test de la tabulation des taux des réactions nucléaires.
- test_tdetau.f** : Programme de test d'un loi $T(\tau)$.
- test_thermo.f** : Programme de test du calcul des principales variables physiques de la structure interne.
- test_thermo_atm.f** : Programme de test du calcul des principales variables physiques de l'atmosphère.

F.4 Sous-directory SCRIPTS

- makefile** : MAKEFILE pour la création de l'exécutible `cesam2k.out` avec le compilateur `lf95`.
- pgplot-5.2.0-2.i686.rpm** : Source RPM de PGPLOT pour LINUX.
- Les deux sous-directory `SCRIPTS_CSH` et `SCRIPTS_BASH` contiennent des shell scripts respectivement en `csh` et `bash`, dont les fonctions sont les suivantes :
- calib2k_pms** : Calibration d'un modèle solaire incluant la PMS.
- calib2k_zams** : Calibration d'un modèle solaire initialisé sur la ZAMS homogène.
- compile2k** : Compilation d'une routine avec le compilateur `lf95`.
- compile2k-dbg** : Compilation d'une routine avec le compilateur `lf95` et options de debug.
- compile2k-dbg_info** : Compilation d'une routine avec le compilateur `lf95`, options de debug et constitution d'une bibliothèque suivant la liste de programmes du fichier `list`.
- compile2k-dbg_list** : Compilation d'une routine avec le compilateur `lf95`, options de debug et constitution d'une bibliothèque suivant la liste de programmes du fichier `list`.
- compile2k_list** : Compilation des routines de la liste du fichier `list` de l'environnement, avec le compilateur `lf95`.
- evol2k_pms** : Evolution d'un modèle incluant la PMS.
- evol2k_zams** : Evolution d'un modèle initialisé sur la ZAMS homogène.
- exe2k** : Exécution d'un programme avec le compilateur `lf95`.
- exe2k-dbg** : Exécution d'un programme avec le compilateur `lf95` et options de debug.
- genere_cesam2k** : Création de la bibliothèque et de l'exécutible `cesam2k.out` avec le compilateur `lf95`.

genere_cesam2k-dbg : Création de la bibliothèque et de l'exécutible `cesam2k-dbg.out` de debug avec le compilateur `lf95`

lib_del : Suppression de routines d'une bibliothèque.

lib_del_repl : suppression et remplacement de routines d'une bibliothèque.

lib_repl : Remplacement de routines d'une bibliothèque.

makefile : MAKEFILE pour la création de l'exécutible `cesam2k.out` avec le compilateur `lf95`.

rempl2k_mod : Remplacement d'un module et formation de l'exécutible pour exploitation.

rempl2k_mod-dbg : Remplacement d'un module et formation de l'exécutible pour debug.

F.5 Sous-directory SUN_STAR_DATA

*****.pms** : Fichiers ASCII d'initialisation de modèles de pré-séquence principale homogène.

Alrd*** : Opacités OPAL "Allard 96".

C95*** : Opacités OPAL "Cox 95".

COX*** : Opacités OPAL "Cox".

EOS*** : Données pour l'équation d'état OPAL.

GN*** : Opacités OPAL "Grevesse Noels".

GS*** : Données pour les opacités OPAL, *cf.* § 8.137 (Page 221).

Gz*** : Données pour les opacités OPAL, *cf.* § 8.137 (Page 221).

HOUDEK_17.03.06.tar.gz : Données pour les opacités Houdek, *cf.* § 2.2.3.1 (Page 15)

IEOS*** : Données pour l'équation d'état OPAL.

W95*** : Opacités OPAL "Weiss", *cf.* § 8.137 (Page 221).

ZFSinterppeos.f : Programme de création de tables d'équation d'état OPAL.

Z_interp_IEOS : Programme de création de tables d'équation d'état OPAL.

ascii2bin_opa : Programme de création de tables d'opacité OPAL en binaire.

datai_gr2.tar.gz : Données pour les accélérations radiatives Alécian2, *cf.* § 8.57 (Page 178).

extract_opa_yveline.explik : Explications pour la création de fichiers d'opacité exploitables par `opa_yveline.f`.

fesh*** : Données pour les tables de loi $T(\tau)$ de type `roger**`, *cf.* § 8.121 (Page 210).

m*.zams.gz** : Fichiers ASCII d'initialisation de modèles de séquence principale d'âge zéro homogène.

mhd1.tab*** : Données pour l'équation d'état MHD, *cf.* § 8.52 (Page 174).

opa_yveline.data.gz : Tables d'opacité Yveline. *cf.* § 8.84 (Page 194)

- opal***** : Fichiers ASCII pour la création de tables d'équation d'état OPAL.
- opint_v9f.tar.gz** : Package d'opacité Houdek, *cf.* § 8.80 (Page 191),
- peos***** : Tables pour l'équation d'état OPAL.
- phi_psi2***** : Données pour le calcul des accélérations radiatives Alécian1, *cf.* § 8.5 (Page 152).

Bibliographie

- Adelberger, E., et al. : Solar Fusion Rates. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1265–1291 (1998)
- Alécian, G. : Approximate formulae for radiative acceleration in stars. *A&A* **145**, 275-277 (1985)
- Alécian, G., Artru, M.C. : Radiation forces on highly ionized elements in stellar envelopes. *A&A* **234**, 323-331 (1990)
- Alécian, G., Michaud, G., Tully, J. : Radiative accelerations on iron using Opacity Project Data. *ApJ* **411**, 882–890 (1990)
- Anders, E., Grevesse, N. : Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197–214 (1989)
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., and the NACRE collaboration : A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates. *Nuclear Physics A* **656**, 3–183 (1999)
- Asplund, M., CNO in the universe, Proceedings of a conference held in Saint-Luc, Valais, Switzerland, 10-14 September 2002. Edited by Corinne Charbonnel, Daniel Schaerer, and Georges Meynet. ASP Conference Series, Vol. 304. San Francisco, CA : Astronomical Society of the Pacific, 2003., p.275
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A.J. 2005, in *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T.G. Barnes III, & F.N. Bash, ASP Conf. Ser., 336,25
- Basu, S., Antia, H.M. : Helioseismology and solar abundances, *Phys. Rep.* **457**, 217–283 (2008)
- Böhm-Vitense, E. : Über die Wasserstoffkonvektionszone in Sternen verschiedener Effektivtemperaturen und Leuchtkräfte. *Zs. f. Astrophys.* **46**, 108 (1958)
- Burgers, J.M. : Flow equations for composite gases. Academic Press, New York and London (1969)
- Canuto, V.M., Mazitelli, I. : Stellar turbulent convection - A new model and applications. *ApJ* **370**, 295–311 (1991)
- Canuto, V.M., Goldman, I., Mazitelli, I. : *Stellar Turbulent Convection : A Self-consistent Model*. *ApJ* **473**, 550 (1996)

- Castro, M., Vauclair, S., Richard, O., *A&A* **463**, 755–758, (2007)
- Caughlan, G.R., Fowler, W.A. : *Thermonuclear Reaction Rates V. Atomic Data and Nuclear Data Tables* **40**, 284–334 (1988)
- Christensen-Dalsgaard, J. : *Computational procedures for GONG solar model project*, Astronomisk Institut, Aarhus Universitet (1988)
- Clayton, D.D. : *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. Mc Graw-Hill, New York and London (1968)
- Conte, S.D., de Boor, C. : *Elementary Numerical Analysis*. McGraw-Hill Book Company, third edition (1987)
- Cox, J.P., Giuli, R.T. : *Principles of Stellar Structure*, vol I & II. Gordon & Breach, New-York, (1968)
- Cox, A.N., Guzik, J.A., Kidman, R.B. : *Oscillations of solar models with internal element diffusion*. *ApJ* **342**, 1187–1206, (1989)
- De Boor, C. : *A Practical Guide to Splines* Springer, third ed., Berlin (1978)
- Eggleton, P. : *The evolution of low mass stars*, *MNRAS* **151**, 351 (1971)
- Eggleton, P. : *Composition changes during stellar evolution*. *MNRAS* **156**, 361 (1972)
- Eggleton, P.P., Faulkner, J., Flannery, B.P. : *An Approximate Equation of State for Stellar Material*, *A&A* **23**, 325 (1973)
- Fowler, W.A., Caughlan, G.R., Zimmerman, B.A. : *Thermonuclear Reaction Rates*, II. *ARA&A* **13**, 69 (1975)
- Gabriel M. : *Influence of heavy element and rotationally induced diffusions on the solar models*. *A&A* **327**, 771–778 (1997)
- Grevesse, N., Noels, A. : *Cosmic Abundances of the Elements*. In : Prantzos, E. Langioni-Flam, M. Casse (eds.) *Origin and Evolution of the Elements*. Cambridge Univ. Press, 14, (1993)
- Grevesse, N., Sauval, A.J. : *Standard Solar Composition*. *Space Science Revue*, **85**, 161-174 (1998)
- Hairer, E., Wanner, G. : *Solving Ordinary Differential Equations II*, Springer-Verlag, Berlin (1991)
- Heiter, U., Kupa, F., van't Veer-Menneret, C., et al : *New grids of ATLAS9 atmospheres I : Influence of convection treatments on model structure and on observable quantities*. *A&A* **392** 619(2002)
- Henry L.G., Le Levier R., Levee R.D. : *Evolution of Main-Sequence Stars*. *ApJ* **129**, 2 (1959)

- Heney, L.G., Vardya, M.S., Bodenheimer, P.L. : Studies in Stellar Evolution III. The Calculation of Model Envelopes. *ApJ* **142**, 841 (1965)
- Henrici P. : 1962, Discrete Variable Methods in Ordinary Differential Equations. John Wiley & Sons, New-York, (1962)
- Houdek, G., & Rogl, J. : On the accuracy of opacity interpolation schemes. *Bulletin of the Astronomical Society of India* **24**, 317 (1996)
- Iben, I. : Stellar evolution I The approach to the main sequence. *ApJ* **141**, 993–1018 (1965)
- Iben, I. : Thermal pulses; p-capture, alpha-capture, s-process nucleosynthesis; and convective mixing in a star of intermediate mass. *ApJ* **196**, 525–547 (1975)
- Iben, I., MacDonald, J. : The effect of diffusion due to gravity and due to composition gradients on the rate of oxygen burning in a cooling degenerate dwarf. I the case of a thick helium buffer layer. *ApJ* **296**, 540–553 (1985)
- Iglesias, C.A., & Rogers F.J. : Opacities for the solar radiative interior. *ApJ* **371**, 408–417 (1991)
- Kippenhahn, R., Weigert, A., Hofmeister, E. : *Methods of Computational Physics*. **7**, 129 (1968)
- Kippenhahn, R., Weigert, A. : *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag Berlin (1991)
- Lang, K.R. : *Astrophysical formulae*, Springer-Verlag Berlin (1968)
- Marchouk G., Agochkov, V. : *Méthode des Eléments Finis*. Mir Moscou(1985)
- Mathis, S., Zahn, J.P. : Transport and mixing in the radiation zones of rotating stars. I. Hydrodynamical processes, *A&A* **425**, 229–242 (2004)
- Mathis, S., Palacios, A., Zahn, J.P. : On shear-induced turbulence in rotating stars, *A&A* **425**, 243–247 (2004)
- Michaud, G., Proffitt, C.R. : Particle transport processes. In : Baglin & W.W. Weiss (eds.) *Inside the Stars*, San Francisco : ASP conf. ser. **40**, 246–249 (1993)
- Mihalas, D. : *Stellar Atmosphere*. Freeman and Cie, New York (1978)
- Mihalas D., Weibel-Mihalas B. : *Foundations of Radiation Hydrodynamics*, Oxford University Press, Oxford (1984)
- Mihalas D., Dappen, W., Hummer, D.G. : The equation of state for stellar envelopes. II - Algorithm and selected results. *ApJ* **331**, 815–825 (1988)
- Mitler, H.E. : Thermonuclear ion-electron screening at all densities. I - Static solution. *ApJ* **212**, 513–532 (1997)

- Morel, P., van't Veer, C., Provost, J. Berthomieu, G., Castelli, F., Cayrel, R., Lebreton, Y. : Incorporating the atmosphere in stellar structure models : the solar case. *A&A* **286**, 91–102 (1994)
- Morel, P. : CESAM a code for stellar evolution calculations. *A&AS* **124**, 597–614 (1997)
- Morel, P., Thévenin, F. : Atomic diffusion in stellar models of type earlier than G, *A&A* **390**, 611–620 (2002)
- Palacios, A., Talon, S., Charbonnel, C., Forestini, M. : Rotational mixing in low mass stars : I Effects of the μ gradient in main sequence and sub giant Pop I stars. *A&A* **399** 603–617 (2003]
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., Michaud, G. : Diffusion coefficients for stellar plasmas. *ApJS* **61**, 177–195 (1986)
- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. : Numerical Recipes, Cambridge University Press, Cambridge (1986)
- Proffitt, C.R., Michaud, G. : Diffusion and mixing of lithium and helium in population II dwarfs. *ApJ* **371**, 584–601 (1991)
- Talon, S., Zahn, J.P., Maeder, A., Meynet, G. : Rotational mixing in early type stars : the main sequence evolution of a $9M_{\odot}$ star. *A&A* **322**, 209-217 (1997)
- Thoul, A.A., Bahcall, J.N., Loeb, A. : Element diffusion in the solar interior. *ApJ* **421**, 828–842 (1994)
- Trenoguine V. : Analyse Fonctionnelle. Mir Moscou (1980)
- Schatzman, E., Praderie, F. : Les Etoiles, Ed. InterEditions/Editions du CNRS (1990)
- Schumaker, L. : Splines Functions : Basic Theory. John Wiley, New-York (1981)
- Strittmatter, P.A., Faulkner, J., Robertson, J.W., Faulkner, D.J. : A Question of Entropy. *ApJ* **161**, 369 (1970)
- Stoer, J., Bulirsch, R. : Introduction to Numerical Analysis. Springer-Verlag, Berlin (1979)
- Waldron, W.L. : Stellar winds : Observational evidence for a hot-cool star connection. In NASA. Goddard Space Flight Center The Origin of Nonradiative Heating/Momentum in Hot Stars *A.Ap* **229**, 95-100 (1985)
- Wagoner, R.V. : Synthesis of the Elements Within Objects Exploding from Very High Temperatures. *ApJS* **18**, 247 (1969)
- Zahn, J.P. : Convective penetration in stellar interiors. *A&A* **252**, 179–188 (1991)