

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA

- BOUMERDES -



FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR

DEPARTEMENT ENERGETIQUE

POST-GRADUATION : ENERGETIQUE

OPTION : THERMIQUE ET CONVERSION D'ENERGIE

MEMOIRE DE MAGISTER

Présenté par : Abderraouf KOURAS

Intitulé du sujet :

**MODELISATION DES PROPRIETES THERMODYNAMIQUES DE
LA VAPEUR D'EAU -
APPLICATION A L'ANALYSE EXERGETIQUE DES CENTRALES
THERMIQUES**

Devant le jury composé de :

MM. M. AMAOUCHE	Professeur	U. Béjaia	Président
A. OUIBRAHIM	Professeur	U. Boumerdès	Examineur
M. HEDIBEL	Maître de Conférences	U. Boumerdès	Examineur
B. BRACHEMI	Docteur	U. Boumerdès	Examineur
A. DJERRADA	Docteur	U. Boumerdès	Rapporteur

Soutenu le : 22/04/2004.

REMERCIEMENTS

Mes plus vifs remerciements vont à Monsieur A. DJERRADA pour avoir dirigé ce travail, pour son aide, ses orientations et son entière disponibilité. Qu'il trouve ici ma profonde gratitude et reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur M. AMAOUCHE, Professeur à l'Université Abderrahmane MIRA, de BEJAIA, pour l'honneur qu'il me fait en présidant le jury.

Que Monsieur A. OUIBRAHIM, Professeur à l'Université M'hamed BOUGARA de Boumerdès, trouve ici toute ma reconnaissance pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce mémoire.

J'adresse mes remerciements à Monsieur M. HEDIBEL, Maître de conférences à l'Université M'hamed BOUGARA de Boumerdès, pour l'honneur qu'il me fait d'examiner ce mémoire.

Je souhaite exprimer mes remerciements à Monsieur B. BRACHEMI, Docteur chargé de cours à l'Université M'hamed BOUGARA de Boumerdès, pour l'honneur qu'il me fait en participant au jury.

Résumé

La connaissance des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur est d'une grande importance dans la conception, l'exploitation et l'analyse des performances des centrales thermiques à vapeur.

Dans le présent travail nous nous intéressons à la modélisation des propriétés thermodynamiques de l'eau, en nous basant sur une formulation récente, appelée **IAPWS-IF97**. Celle-ci couvre un large domaine de température et de pression. Grâce à sa structure, basée sur les concepts d'enthalpie libre et d'énergie libre et à l'utilisation des équations dites *backward equations* qui évitent les techniques d'inversions numériques, la formulation **IAPWS-IF97** allie précision et rapidité de calcul. Nous avons intégré à cette formulation le calcul de la fonction « exergie », non pris en compte initialement. En exploitant simultanément

le calcul des propriétés thermodynamiques et la théorie de l'exergie, révélatrice des irréversibilités thermodynamiques des systèmes, nous avons construit les tables des propriétés de l'eau et tracé par la suite des diagrammes énergétiques et exergetiques.

A l'aide de l'ensemble de ces outils et en particulier des diagrammes exergetiques que nous avons mis au point, nous avons pu effectuer une analyse exergetique d'une centrale thermique élémentaire. Cette analyse a montré que seule la comptabilité exergetique permet de localiser et de quantifier les pertes thermodynamiques et d'apprécier la qualité des éléments d'une installation afin d'orienter les efforts d'amélioration dans des directions efficaces.

Mots clés : eau, modélisation, propriétés thermodynamiques, exergie, diagrammes exergetiques, irréversibilités, rendement.

Abstract

Knowledge about the thermodynamic properties of water and steam is of essential importance for the design, the exploitation and the analysis of the performances of the steam power plants.

In this work we are interested to represent the thermodynamic properties of water and steam. This representation is based upon a recent formulation called *IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam (IAPWS-IF97)*.

The **IAPWS-IF97** covers a large range of temperature and pressure. Thanks to its structure based on two concepts : using fundamental equations for the specific Gibbs free energy and specific Helmholtz free energy and the use of so-called *backward equations* which avoid the numerical techniques of inversions, formulation **IAPWS-IF97** approves accurate and high speed of calculation. We incorporate in this formulation the

property " exergy ", not taken into account initially. By exploiting simultaneously the calculation of the thermodynamic properties and the theory of the exergie which reveals the thermodynamic irreversibilities of the systems, we built the steam tables and plot thereafter the energetic and exergetic diagrams.

Using the whole of these tools and in particular the exergetic diagrams that we plotted, we analyse a vapor power cycle with the exergy method.

This analysis shows that only exergy method provides an accurate measurement of thermodynamic losses in the power plants, and the true location of these inefficiencies and thus directs the efforts of improvement in the effective directions.

Key words: water, steam, representation, thermodynamic properties, exergy, exergetic diagrams, irreversibility, efficiency.

ملخص

معرفة الخصائص الديناميكا حرارية للماء و بخاره تكتسي أهمية بالغة بالنسبة لاستغلال وتقييم مردود محطات توليد الطاقة الكهربائية.

في هذا العمل نهتم بتمثيل الخصائص الديناميكا حرارية للماء بالاعتماد على النموذج IAPWS-IF97 الذي يغطي مجالا كبيرا لدرجات الحرارة و الضغوط.

النموذج IAPWS-IF97 مبني أساسا على مفهومين: المعادلات الأساسية للأنتالبي الحرة و الطاقة الحرة من جهة, و المعادلات الرجعية (*backward equations*) التي تسمح بتجنب تقنية العكس العددي. هذه البنية تسمح للنموذج المذكور بالجمع بين الدقة و السرعة الحسابية.

أدمجنا في النموذج IAPWS-IF97 حساب الخاصية اكسرجي (*exergy*) التي لم تكن مدمجة فيه. بالاستغلال التوافقي لحساب الخصائص الديناميكا حرارية للماء و نظرية الاكسرجي الكاشفة للظواهر اللانعكاسية, قمنا بإنجاز جداول الخصائص الديناميكا حرارية للماء و برسم الخرائط الطاقوية و الاكسرجية.

مجمل هذه الأدوات و بخاصة الخرائط الاكسرجية التي أنجزناها, سمحت لنا بإجراء دراسة تحليلية مبنية على نظرية الاكسرجي لمحطة حرارية. هذه الدراسة التحليلية أظهرت أن التحليل الاكسرجي هو الوحيد الكفيل بتحديد و تكميم الخسائر الديناميكا حرارية و تقييم نوعية عناصر المحطة مما يسمح بتوجيه مجهودات التحسين بطريقة فعالة.

كلمة مفتاح : ماء, تمثيل, الخصائص الديناميكا حرارية, اكسرجي, خرائط الاكسرجي, اللا انعكاسية, مردود.

SOMMAIRE

Introduction générale	4
Chapitre 1 : Etude bibliographique	7
Chapitre 2 : Modélisation des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur	15
1. Introduction	15
2. Formulation du modèle IAPWS-IF97	16
2.1. Structure de la formulation	16
2.2. Les constantes de références	17
2.3. Equation auxiliaire pour la frontière entre les régions (2) et (3)	18
2.4. Equations de base	18
2.4.1. Equation de l'enthalpie libre de Gibbs pour la région (1)	19
2.4.2. Equation de l'enthalpie libre de Gibbs pour la région (2)	21
2.4.3. Equation de l'énergie libre d'Helmholtz pour la région (3)	23
2.4.4. Equation de la pression de saturation pour la région (4)	25
2.4.5. Equation de l'enthalpie libre de Gibbs pour la région (5)	26
2.5. Backward equations	27
2.5.1. Backward equations pour la région (1)	28
2.5.2. Backward equations pour la région (2)	28
2.5.3. Backward equation pour la région (4)	32
3. Conclusion	32
Chapitre 3 : Principe de l'analyse Exergétique	33
1. Introduction	33
2. Approche énergétique	34
2.1. Bilan énergétique	34
2.2. Efficacité	36

3. Approche exergetique	39
3.1. Bilan exergetique	39
3.2. Perte exergetique	43
3.3. Rendement exergetique	45
4. Conclusion	46

Chapitre 4 : Génération des tables et diagrammes

thermodynamiques	48
1. Introduction	48
2. Organigrammes de calcul des propriétés thermodynamiques	49
2.1. Organigramme de calcul des propriétés thermodynamiques de l'eau pour les régions (1), (2) et (5)	49
2.2. Organigramme de calcul des propriétés thermodynamiques pour la région (3)	50
2.3. Organigramme de calcul de la pression de saturation pour la région (4)	51
3. Organigramme de détermination des propriétés thermo- dynamiques de l'état de saturation (liquide-vapeur)	52
4. Organigramme de détermination des propriétés thermo- dynamiques le long d'une isobare	54
4.1. Organigramme des isobares pour les régions (1), (2) et (5)	54
4.2. Organigramme des isobares pour la région (3)	56
5. Organigrammes de détermination des propriétés thermo- dynamiques le long d'une isotherme	58
5.1. Organigramme des courbes isothermes pour les régions (1), (2) et (5)	58
5.2. Organigramme des courbes isothermes pour la région (3)	59
6. Organigrammes de détermination des propriétés thermo- dynamiques le long d'une isochore	60
6.1. Organigramme des isochores dans le domaine de changement de phase (liquide-vapeur)	60
6.2. Organigrammes des isochores dans les régions (2) et (5)	62
6.3. Organigramme des courbes isochores dans la région (3)	63

7. Organigrammes de détermination des propriétés thermodynamiques le long des courbes isentropiques et isenthalpiques	64
7.1. Organigramme des courbes isentropiques et isenthalpiques pour la région (1)	64
7.2. Organigrammes des courbes isentropiques et isenthalpiques pour la région (2)	66
7.3. Organigramme des courbes isentropiques et isenthalpiques pour la région (3)	67
7.4. Organigramme des courbes isentropiques et isenthalpiques dans la région de changement de phase liquide-vapeur	68
7.5. Organigramme des courbes isentropiques et isenthalpiques dans la région (5)	69
8. Tables et diagrammes thermodynamiques	70
8.1. Tables thermodynamiques	70
8.1.1. Tables de la vapeur saturée	70
8.1.2. Tables de la vapeur surchauffée	70
8.1.3. Tables du liquide comprimé	70
8.2. Validation des résultats	70
8.3. Diagrammes thermodynamiques	71
 Chapitre 5 : Application : Analyse exergetique d'une centrale thermique	76
1. Hypothèses	77
2. Données principales du cycle	77
3. Détermination des paramètres thermodynamiques des sommets du cycle	78
4. Le tracé du cycle sur les diagrammes entropiques et exergetiques de la vapeur d'eau	79
5. Analyse exergetique du cycle	84
5.1. Analyse de la pompe d'extraction	84

5.1.1. Puissance-travail reçue par la pompe	84
5.1.2. Copuissance-transformation reçue par le fluide	85
5.1.3. perte exergétique	86
5.1.4. Rendement exergétique	86
5.2. Analyse de la pompe d'alimentation	87
5.2.1. Puissance-travail reçue par la pompe	87
5.2.2. Copuissance-transformation reçue par le fluide	87
5.2.3. Perte exergétique	87
5.2.4. Rendement exergétique	88
5.3. Analyse de l'apport de chaleur dans la chaudière	89
5.3.1. Puissance-chaleur reçue par le fluide	89
5.3.2. Copuissance-chaleur donnée par la chaudière	90
5.3.3. Copuissance-chaleur reçue par le circuit d'eau	90
5.3.4. Copuissance-transformation reçue par le circuit d'eau	91
5.3.5. Perte exergétique	91
5.3.6. Rendement exergétique	92
5.4. Analyse de la turbine haute pression (HP).....	92
5.4.1. Puissance-travail fournie par la turbine	93
5.4.2. Copuissance-transformation reçue par la turbine HP	93
5.4.3. Perte exergétique	93
5.4.4. Rendement exergétique	93
5.5. Analyse de la turbine basse pression (BP).....	94
5.5.1. Puissance-travail fournie par la turbine BP	95
5.5.2. Copuissance-transformation consommée par la turbine BP	95
5.5.3. Perte exergétique	96
5.5.4. Rendement exergétique	97
5.6. Analyse du condenseur	98
5.6.1. Puissance-chaleur évacuée au condenseur	98
5.6.2. Perte exergétique	98
5.6.3. Rendement exergétique	99
5.7. Analyse du resurchauffeur	99
5.7.1. Copuissance-transformation reçue	99
5.7.2. Copuissance-transformation fournie	99
5.7.3. Perte exergétique	99

5.7.4. Rendement exergetique	99
5.8. Analyse globale de l'installation	100
5.8.1. Copuissance reçue par l'installation	100
5.8.2. Copuissance fournie par l'installation	100
5.8.3. Perte exergetique de l'installation	100
5.8.4. Rendement exergetique de l'installation	101
5.8.5. Efficacite motrice de l'installation	101
5.9. Discussion	101
 Conclusion generale	 104
 References bibliographiques	 107
 Annexes	
Annexe 1	110
Annexe 2	116
Annexe 3	130

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE

Lettres grecques :

$\gamma = \frac{g}{RT}$: Enthalpie libre de Gibbs massique adimensionnelle.

$\delta = \frac{\rho}{\rho^*}$: Masse volumique réduite.

$\theta = \frac{T}{T^*}$: Température réduite.

$\pi = \frac{P}{P^*}$: Pression réduite.

ρ : Masse volumique.

$\sigma = \frac{s}{s^*}$: Entropie massique réduite.

$\tau = \frac{T^*}{T}$: Température réduite inversée.

$\phi = \frac{f}{RT}$: Energie libre d'Helmholtz massique adimensionnelle.

ε : Efficacité.

ε_m : Efficacité motrice.

$\Theta = 1 - \frac{T_a}{T}$: Facteur de Carnot.

$\eta = \frac{h}{h^*}$: Enthalpie massique réduite.

η : Rendement exergetique.

η_s : Rendement isentropique.

Ψ : Perte exergetique relative.

Lettres latines :

c_p : Chaleur massique à pression constante.

c_v : Chaleur massique à volume constant.

E :	Energie-travail technique.
E :	Puissance-travail technique.
E_q :	Copuissance-chaleur.
E_w :	Copuissance-transformation.
ex :	Exergie massique.
$F = U - TS$:	Energie libre d'Helmholtz.
$f = u - Ts$:	Energie libre d'Helmholtz massique.
$G = H - TS$:	Enthalpie libre de Gibbs.
$g = h - Ts$:	Enthalpie libre de Gibbs massique.
H :	Enthalpie.
h :	Enthalpie massique.
K :	Coenthalpie.
k :	Coenthalpie massique.
L :	Perte exergetique en energie.
L :	Perte exergetique en puissance.
L_r :	Perte exergetique due à une dissipation.
L_t :	Perte exergetique due à un transfert de chaleur avec chute de temperature.
M :	Masse molaire.
m :	Débit massique.
n :	Coefficient.
P :	Pression.
Q :	Energie-chaleur.
Q :	Puissance-chaleur.
R :	Dissipation.
R :	Constante spécifique de la vapeur d'eau ordinaire.
R_m :	Constante universelle des gaz.
S :	Entropie.
S' :	Entropie due aux opérations internes.
s :	Entropie massique.
T :	Température.

t :	Temps.
U :	Energie interne.
u :	Energie interne massique.
V :	Volume.
v :	Volume massique.
W :	Energie-transformation.
$\dot{W}$:	Puissance-transformation.
w :	Vitesse du son.

Indices supérieurs :

0 :	Relatif au gaz parfait.
r :	Relatif à la partie résiduelle.
*	Relatif aux quantités réduites.
' :	Relatif à l'état saturé liquide.
'' :	Relatif à l'état saturé vapeur.
+	Relatif aux grandeurs reçues par le système.
- :	Relatif aux grandeurs fournies par le système thermodynamique considéré.

Indices inférieurs :

a :	Relatif à l'atmosphère.
b :	Relatif au point d'ébullition.
c :	Relatif au point critique.
cz :	Relatif aux grandeurs totales.
e :	Relatif aux grandeurs effectives.
t :	Relatif au point triple.

INTRODUCTION GENERALE

Introduction Générale

L'eau joue un grand rôle dans l'industrie, notamment dans la production de l'électricité. En effet, c'est d'une connaissance précise des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur que dépendent non seulement la conception des différents équipements des centrales thermiques mais aussi les coûts de fonctionnement. Pour répondre à ces exigences une association internationale regroupant des chercheurs de divers pays, appelée IAPWS a été créée et a proposé un modèle à la hauteur du large domaine d'utilisation de l'eau dans ces centrales, allant de l'état liquide jusqu'à l'état vapeur surchauffée. Deux critères principaux ont prévalu lors de l'élaboration de ce modèle, il s'agit d'abord de la précision puis de la rapidité dans l'exécution.

Dans ce présent travail nous avons, sur la base de ce modèle, élaboré un programme de calcul qui détermine les propriétés thermodynamiques de l'eau, en attachant une importance particulière à la fonction exergie. La table thermodynamique ainsi obtenue a été transformée en diagrammes énergétiques et exergetiques. Un deuxième aspect de ce travail qui consiste en la mise en œuvre de l'analyse exergetique sur les centrales thermiques à vapeur a pu être mené en s'appuyant sur l'ensemble de ces outils. La quantification des pertes thermodynamiques d'une telle installation ne peut être abordée en réalité que par le biais de cette analyse. L'analyse énergétique, classiquement connue, ne permet en fait que l'évaluation des pertes thermiques à la source froide pour les installations motrices par exemple. Elle ne permet en aucun cas d'évaluer l'efficacité d'un transfert de travail ou de chaleur, qui sont toujours accompagnés d'irréversibilités thermodynamiques. Seule l'analyse exergetique permet de localiser et de quantifier d'une façon correcte ces pertes thermodynamiques et de définir un rendement thermodynamique avec une approche très générale valable pour un système absolument quelconque. Par voie de conséquence, elle permet de comprendre et d'évaluer la notion de qualité et de niveau d'une énergie.

Il est maintenant largement reconnu que la théorie de l'exergie est extrêmement féconde et que ses implications et ses conséquences sont étudiées et développées dans divers pays. Elle constitue un outil d'expertise et d'analyse fiable dans un cadre d'économie et de rationalisation de l'utilisation de l'énergie.

Cette étude se compose de cinq chapitres :

Dans le premier chapitre nous présentons une étude bibliographique faisant apparaître l'évolution que connaissent la modélisation des propriétés thermodynamiques de l'eau d'une part et le concept d'exergie d'autre part.

Dans le deuxième chapitre nous présentons le modèle que nous avons adopté pour le calcul des propriétés thermodynamiques. Celui-ci consiste à partager le domaine des états physiques de l'eau en cinq régions et d'attribuer une équation dite de base pour chacune de ces régions. Toutes les propriétés thermodynamiques sont déduites de ces équations de base par dérivation. Des équations auxiliaires dites « *backward equations* » permettent d'éviter les techniques d'inversion causant pour les anciens modèles d'innombrables itérations, donc des temps de calcul considérables. Ces deux concepts confèrent au modèle une précision et une vitesse de calcul très élevées.

Au troisième chapitre nous présentons la théorie de l'exergie. Cette théorie met en œuvre simultanément le premier et le deuxième principe de la thermodynamique. Une terminologie spécifique y est définie dans le but d'aboutir à la définition de la fonction exergie. Au point de vue physique le concept d'exergie se base sur « le travail maximal que l'on peut extraire d'une énergie en présence d'un milieu donné ». Contrairement à l'analyse énergétique dont le rendement est basé sur la notion d'effet utile qui, malheureusement, change selon que la machine soit un moteur ou une machine frigorifique par exemple, l'analyse exergetique a le mérite de présenter une formulation de pertes et de rendement, générale et unique.

Nous présentons dans le quatrième chapitre les différents organigrammes sur la base desquels nous avons élaboré le programme permettant de calculer les propriétés thermodynamiques dans les différentes régions et pour les différents couples d'entrée. Les résultats de ces calculs se présentent sous forme d'une table thermodynamique dans laquelle figure la valeur de la fonction exergie pour chaque état. La table thermodynamique comporte essentiellement les propriétés de l'état saturé et celles de la vapeur surchauffée. Une validation de nos résultats a été effectuée par comparaison avec des valeurs dites « test » fournies par le modèle. Ces propriétés ont été traduites par la suite, sous forme de diagrammes énergétiques et exergetiques.

Au cinquième chapitre nous présentons une application de notre étude. En effet l'analyse exergetique d'une centrale thermique à vapeur permet de faire appel aux deux principaux aspects de notre étude à savoir la modélisation des propriétés thermodynamiques et

l'application du concept de l'exergie. Une centrale de base a été étudiée, en évaluant analytiquement les pertes et le rendement exergétiques de chacun de ces éléments. La visualisation graphique de ces pertes est rendue possible grâce à la représentation des transformations correspondantes sur le diagramme exergétique (ex-h : exergie-enthalpie). Une répartition des pertes a pu être dressée faisant apparaître un classement des éléments de la centrale selon l'importance de la perte générée.

CHAPITRE 1

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Chapitre 1

Etude bibliographique

L'eau et sa vapeur jouent un rôle particulièrement important dans l'industrie de production d'électricité. Leurs propriétés thermodynamiques sont utilisées non seulement lors de la conception des composants de la centrale (chaudière, turbines, pompes et condenseur) mais également pour l'évaluation des performances de ces équipements. Pour la production d'électricité à grande échelle, de petites erreurs dans l'appréciation des propriétés principales, telle que la chaleur latente de vaporisation par exemple, peuvent se traduire par une différence estimable à des centaines de milliers de dollars, dans les coûts de fonctionnement des centrales.

De telles considérations font de la connaissance des propriétés thermodynamiques de l'eau un outil indispensable pour les ingénieurs de conception et d'exploitation. Ces propriétés sont souvent présentées sous forme de tables généralement connues sous la désignation « Tables thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur ».

Il y a 70 ans, les leaders de l'industrie de la production d'électricité, en croissance rapide, ont constaté qu'il est essentiel d'avoir des tables thermodynamiques de l'eau, reconnues et acceptées à l'échelle internationale. Ces tables constituent une référence commune pour la conception, l'évaluation du fonctionnement et l'établissement des spécifications contractuelles d'achat et de vente des équipements.

Après plusieurs réunions de l' *ICPS* [1] (*International Conference on the Properties of Steam*), la communauté internationale a agréé en 1934 des « tables restreintes » (*Skeleton tables*) de volume et d'enthalpie pour un domaine de température et de pression. Ces tables étaient à la base des travaux de Keenan et Keys [2], qui ont donné naissance à des tables publiées en 1936, et qui sont largement utilisées depuis.

Les tables de Keenan ont, en outre, bénéficié de nouvelles données (data) provenant de travaux de recherches entrepris par un comité de l' « *American Society of Mechanical Engineers* » (*ASME*), dénommé « *Special Committee on the Thermal Properties of Steam* ». Les diverses recherches menées aux Etats-Unis d'Amérique, en Grande Bretagne, en Allemagne et dans l'ex Tchécoslovaquie, ont rendu ces données largement disponibles.

Les tables de Keenan ont été établies à partir d'expressions purement analytiques cependant, il existe des régions où le recours aux méthodes graphiques est nécessaire par faute de formulations précises. La corrélation graphique est employée pour des volumes inférieurs à $10 \text{ cm}^3/\text{g}$.

Dans les années 60, trois facteurs fondamentaux ont poussé à la construction de nouvelles tables. Il s'agit de la disponibilité plus importante de données expérimentales précises, de l'extension des conditions de fonctionnement des centrales en matière de températures et de pressions et enfin de l'arrivée de l'ordinateur qui a permis une meilleure flexibilité et précision dans les équations destinées à corréler ces données expérimentales. A cet effet, un comité appelé « *Intenational Formulating Committee* » (*IFC*) a été mis en place lors de la 6^{ème} conférence de l'*ICPS* en 1963, suite à quoi la « *1967 Formulation for Industrial Use* » [4], connue sous le nom *IFC-67*, et la « *1968 Formulation for Scientific and General Use* » [5] ont été éditées.

La formulation *IFC-67* consiste en un ensemble de formules semi-empiriques qui permettent de calculer les propriétés thermodynamiques dans un domaine de validité défini par les températures et pressions suivantes:

$$T_i \leq T \leq 1073 \text{ K}$$

$$P_i \leq P \leq 100 \text{ MPa}$$

L'immense variation des propriétés de l'eau dans ce large domaine rend extrêmement difficile la possibilité de couvrir celui-ci avec une seule équation fondamentale. Cette difficulté est surmontée par la subdivision du domaine en cinq régions (voir figure 1).

Cependant la technique de subdivision en subrégions séparées par des frontières est sujette à des discontinuités des propriétés au niveau de ces frontières.

Chacune des régions (1) (liquide) et (2) (vapeur) est régie par une équation de l'enthalpie libre massique ou Fonction de Gibbs (g), fonction de la pression (P) et de la température (T).

Chacune des régions (3) et (4) est régie par une équation de l'énergie libre massique ou Fonction d'Helmholtz (f), fonction du volume massique (v) et de la température (T). La cinquième région représente la courbe de saturation pour laquelle est donnée l'équation de la pression de saturation en fonction de la température $P_s(T)$.

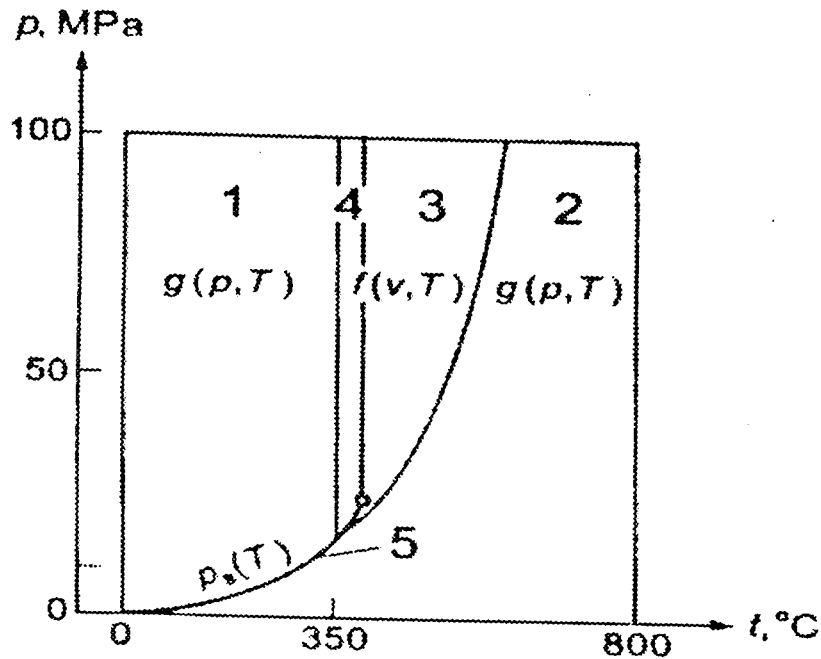


Figure 1: Les régions de l'IFC-67

Les propriétés thermodynamiques : v (volume), h (enthalpie), s (entropie) et cp (chaleur massique à pression constante) peuvent être déduites de l'équation de l'enthalpie libre massique (g) en fonction de la pression (P) et de la température (T) pour les régions (1) et (2).

Pour les régions (3) et (4), les propriétés thermodynamiques : P (pression), h (enthalpie), s (entropie) et cp (chaleur massique à pression constante) sont déduites de l'équation de l'énergie libre massique (f) en fonction du volume massique (v) et de la température (T).

Dans la région (5) la pression de saturation peut être calculée à l'aide de la température. Sur la base de ces deux valeurs (P_s et T_s), seront déduites les autres propriétés thermodynamiques.

Si l'on dispose de variables d'entrée autres que celles énoncées ci-dessus il est alors nécessaire de recourir à des méthodes itératives d'inversion.

En 1968 l'*ASME* a publié une brochure [3] contenant des descriptions d'un ensemble de « subroutines » destinées au calcul des propriétés thermodynamiques de la vapeur d'eau.

Dans plusieurs cas de calcul le couple de variables disponible est autre que (P, T) , le plus souvent on dispose plutôt du couple (P, h) ou du couple (P, s) . A cet effet des corrélations empiriques ont été développées pour calculer $T(P, h)$ et $T(P, s)$. Ces équations empiriques qui ont conduit à l'élimination des procédures d'inversions itératives ont permis un gain de temps de calcul considérable (gain de temps de calcul de 2/3 par rapport au calcul itératif).

Ce gain de temps a été estimé à un gain annuel d'un demi million dollars pour l'industrie de production d'électricité [7].

Dans ce cadre, R.B. McClintock et G.J. Silvestri [7] ont développé en 1970 des équations empiriques qui permettent de calculer $T(P, h)$ et $T(P, s)$ dans les régions de la vapeur surchauffée et du liquide comprimé et $T_s(P)$ pour la courbe de saturation.

En 1977, M. Perrin [8] développe deux programmes de calcul des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur. Le premier programme est basé sur l'*IFC-67* et comprend des inversions des formules de base soit par rapport à une seule variable, soit par rapport à deux variables. Ces inversions sont effectuées par la méthode de Newton. Le deuxième programme est quant à lui basé sur une méthode d'interpolation entre des valeurs pré-calculées résidant en machine. Dans ce deuxième cas le domaine de validité est plus restreint mais les temps de calcul sont nettement inférieurs.

En 1979, Heitor L.G. Pina [9] propose un programme de calcul des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur basé sur l'*IFC-67* dans lequel il a développé les inversions numériques suivantes :

- $P = P_s(T)$ de la courbe de saturation par la méthode de *Newton-Raphson*. Cette inversion permet d'avoir une fonction $T = T_s(P)$ pour le calcul de la température de saturation en fonction de la pression de saturation.
- $P = P(T, v)$ pour les régions (3) et (4) par la méthode de *Regula Falsi*. Ces inversions permettent de calculer $v = v(T, P)$ dans les régions (3) et (4).
- $v = v(T, P)$, $s = s(T, P)$ et $h = h(T, P)$ pour les régions (1) et (2) par la méthode de *Regula Falsi*. Ces inversions permettent d'avoir les fonctions : $T = T(P, v)$, $T = T(P, s)$ et $T = T(P, h)$.

En 1986, T. A. Reddy, P. Tantirattanwat et G. Y. Saunier [10] ont développé un « *computer package* » pour déterminer les propriétés thermodynamiques et de transport de l'eau et de sa vapeur basé sur les corrélations utilisées par Keenan. Ce package est constitué de 24 sous-routines.

Il s'avère que ces travaux essentiellement basés sur l'*IFC67* présentent un temps de calcul considérable lorsqu'ils sont utilisés dans la simulation numérique des écoulements en particulier au sein d'une turbomachine. Pour parer à cet handicap, J. B. Young [11] a formulé en 1988 une équation d'état simple de la forme du « Viriel » :

$$P = \rho RT(1 + B\rho + C\rho^2 + \dots)$$

Cette équation, couplée à cinq autres équations empiriques, est certes plus adaptée au calcul numérique mais elle ne peut être utilisée que dans la région de la vapeur surchauffée et loin de la région critique.

Depuis son approbation lors de la 7^{ème} conférence de l'*ICPS* tenue à *Tokyo* la formulation *IFC-67* internationalement admise, a constitué la base des calculs énergétiques dans l'industrie pendant les trente dernières années.

Les conférences internationales de l'*ICPS* se sont transformées en une organisation appelée actuellement *International Association for the Properties of Water and Steam « IAPWS »*.

Cette dernière regroupe actuellement onze pays membres qui sont : Argentine, Grande Bretagne, Canada, Tchéquie, Danemark, France, Allemagne, Italie, Japon, Russie et Etats-Unis d'Amérique.

De nos jours, la lenteur constatée lors des calculs avec les équations de l'*IFC-67* constitue un handicap sérieux. En outre cette formulation présente les points faibles suivants:

- Pour certaines propriétés thermodynamiques les discontinuités apparaissant au niveau des frontières entre les régions sont considérables.
- Le calcul de la vitesse du son n'est pas inclus dans la formulation.
- L'*IFC-67* est basée sur des données expérimentales relativement anciennes.

Après avoir collecté les informations sur les imperfections de l'*IFC-67*, lors d'un meeting à *Buenos Aires* en 1990, l'*IAPWS* a décidé de développer un nouvel ensemble d'équations plus rapides et plus précises.

C'est en 1995 qu'elle adopte une nouvelle formulation appelée « *IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use* » [13] qui, en abrégé, s'écrit : « *IAPWS-95* ». Cette formulation fournit effectivement une présentation précise des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur mais elle est recommandée pour les travaux de recherche où la vitesse de calcul n'est pas une exigence.

Sachant que pour les applications industrielles la vitesse de calcul est un facteur déterminant, l'*IAPWS* a décidé de développer une nouvelle formulation de type industriel plus rapide et conforme à l'*IAPWS-95* dans des tolérances étroites. Ces tolérances constituent un compromis entre les exigences de précision et les exigences de la vitesse de calcul. Il a été demandé une vitesse d'exécution de la nouvelle formulation trois fois supérieure à celle de l'*IFC-67*. A cet effet un groupe de travail appelé « *New Industrial Formulation* » composé de douze membres de sept pays : **W. Wagner** (Président, Allemagne), **A. Alexandrov** (Russie), **J. R. Cooper** (Royaume Uni), **A. Dittmann** (Allemagne), **J. Gallagher** (USA),

P. G. Hill (Canada), H. J. Kretzschmar (Allemagne), R. Mareš (République Tchèque), K. Oguchi (Japon), O. Sato (Japon), O. Šifner (République Tchèque) et J. T. R. Watson (Royaume Uni) a été mis en place.

Enfin, après examen de la formulation proposée par ce groupe, l'*Association for the Properties of Water and Steam (IAPWS)* a adopté la nouvelle formulation lors de son meeting à *Erlangen (Allemagne)* en septembre 1997 sous le nom « *IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam* » [13], en abrégé **IAPWS-IF97**. A partir de cette date la formulation **IAPWS-IF97** a été officiellement validée. La longue période d'utilisation de la formulation IFC-67 fait que celle-ci a été pratiquement intégrée dans tous les codes de conception d'équipements énergétiques utilisant l'eau et sa vapeur tels que : chaudières, turbines, échangeurs de chaleur et pompes. De ce fait, son remplacement par la formulation **IAPWS-IF97** ne peut se faire de manière simple et peu coûteuse.

A cet effet et afin de modifier les codes de calcul et d'exploitation l'**IAPWS** a recommandé une période d' « implantation », allant jusqu'au 1^{er} Janvier 1999, et durant laquelle l'**IAPWS-IF97** ne peut être utilisée pour des engagements contractuels.

En définitive la formulation **IAPWS-IF97** se distingue des formulations précédentes par les performances suivantes :

- Une très faible discontinuité à la frontière de deux régions, elle ne dépasse pas pour l'enthalpie massique par exemple, la valeur de 0.008%.
- Une très bonne conformité avec l'**IAPWS-95** (for scientific and general use), écart de 0.01 à 0.3% pour le volume spécifique, de 0.1 à 0.3% pour l'enthalpie massique, de 0.025% pour la pression de saturation et de 1% pour les capacités calorifiques et la vitesse du son.
- Une grande vitesse d'exécution : le cahier des charges initial exigeait une valeur 3 fois plus importante que celle de l'**IFC-67** dans les régions 1,2 et 4. Les tests ont montré par la suite qu'elle était encore meilleure puisqu'elle atteignait une valeur 5.1 fois plus importante.

Pour la région 3 (région du point critique), même si aucune exigence n'a initialement été imposée dans le cahier des charges, les essais ont montré que cette formulation est 2.9 fois plus rapide que l'**IFC-67**.

Il est important de souligner que le mérite revient à l'utilisation des « *Backward equations* » dans la formulation **IAPWS-IF97** qui permet d'éviter un grand nombre d'itérations en se substituant aux techniques d'inversion.

- La formulation **IAPWS-IF97** s'étend à la région des très hautes températures (région 5) qui n'était pas prise en charge dans l'**IFC-67**. Cette région intéresse les cycles avancés des turbines à gaz appelés « STIG » (Steam Injected Gas Turbine) où de la vapeur d'eau est injectée dans la chambre de combustion des turbines à gaz afin d'accroître, entre autres, le débit massique du fluide moteur.
- La formulation **IAPWS-IF97** intègre dorénavant le calcul de la vitesse du son qui est un outil fondamental pour le contrôle des écoulements internes des turbines à vapeur.

Bien que le modèle **IAPWS-IF97** ait acquis une notoriété internationale, on peut citer un certain nombre de travaux entrepris en dehors de cette association tels que les travaux de Saul et Wagner (IAPS) basés sur la fonction d'Helmholtz [12], les travaux de Schmidt [14], l'équation du MIT [15], l'équation de Pollak [16] et l'équation du NBS/NRC [17].

La connaissance des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur permet d'effectuer une analyse thermodynamique des équipements. L'analyse qui permet de localiser et quantifier les pertes thermodynamiques est basée sur le concept de l'exergie qui s'appuie sur le deuxième principe de la thermodynamique.

La thermodynamique est basée essentiellement sur le premier et le second principe qui ont été respectivement établis par *Von Mayer* et *Carnot* dans la première moitié du 19^{ème} siècle [26]. Des contributions importantes ont été données par *Gibbs* dans la deuxième moitié de ce siècle [21].

L'analyse des systèmes thermodynamiques par le second principe a été déjà initiée par *Gouy* en 1889 et *Stodola* en 1898. Une deuxième analyse beaucoup plus performante a été mise en œuvre par *Stodola* en 1905.

Le premier principe permet de faire le bilan des échanges d'énergie d'un système lors d'une transformation thermodynamique mais il ne fait aucune différence entre les diverses formes sous lesquelles l'énergie se trouve fournie au milieu extérieur. Il exprime l'équivalence entre l'énergie-travail et l'énergie-chaleur, il répond au désir profond d'ordre et d'unité. Le second principe introduit la fonction entropie du grec « évolution ». Il permet de préciser le sens dans lequel évoluent les systèmes thermodynamiques alors que le premier principe considère toutes les transformations comme étant possibles. Le second principe introduit une distinction fondamentale entre les transformations réversibles et les transformations irréversibles. Ces irréversibilités qui s'apprécient qualitativement par la fonction entropie ou entropie totale ne peuvent être quantifiées que par une comptabilité exergetique. Le terme « exergie » a été

introduit par Zoran Rant en 1956. L'exergie est définie comme la fraction maximale de l'énergie d'un système qui, en présence d'un milieu donné, peut être transformée en travail utile au cours d'une évolution aboutissant à un état de référence déterminé, la température de référence étant celle du milieu donné [18]. La fraction complémentaire de l'énergie non transformable en travail est souvent désignée par le terme « anergie ». De ce fait nous pouvons affirmer que l'énergie est composée de deux parties l'exergie et l'anergie. Nous ferons remarquer quand même, que le concept d'exergie a connu selon les pays, une terminologie différente si bien que les termes suivants ont été souvent cités dans les ouvrages spécialisés « énergie utilisable », « enthalpie utilisable », « travail maximal utilisable », « travail technique utilisable », « travail disponible », « énergie mécanisable », « availability ». A l'heure actuelle, la tendance est universellement orientée vers l'utilisation du terme « exergie ». Dans notre étude, nous nous rapprochons du formalisme, de la terminologie et de la symbolique présentés par Borel [19].

CHAPITRE 2

MODELISATION DES PROPRIETES THERMODYNAMIQUES DE L'EAU ET DE SA VAPEUR

Chapitre 2

Modélisation des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur

1. Introduction

La vaste utilisation de l'eau dans la conversion d'énergie et notamment dans la production de l'énergie électrique a conduit à une coopération internationale pour la détermination de ses propriétés thermodynamiques.

Une importante base de données expérimentales a été rendue disponible (25000 points) [6], augmentant ainsi, sensiblement la précision avec laquelle les propriétés thermodynamiques sont connues. Cette base de données a servi à l'élaboration de certains modèles et à leur validation.

Dans un premier temps des équations de l'ère « pré-ordinateur » ont vu le jour. Ces équations, d'une grande simplicité et destinées au calcul « manuel », présentent l'inconvénient d'une faible précision.

De nos jours la détermination de ces propriétés est traitée au sein d'associations internationales créées à cet effet. Celles-ci, grâce à la puissance des moyens de calcul disponibles, ont mis au point des modèles plus complexes mais plus précis, en se basant essentiellement sur des critères de précision et de rapidité de calcul.

Plusieurs modèles sont proposés par différents chercheurs et associations, chaque modèle est élaboré sur la base d'un certain nombre d'exigences prédéfinies : domaine de validité, précision, rapidité de calcul. En d'autres termes, chaque modèle est conçu pour un domaine d'utilisation déterminé (applications théoriques ou techniques).

L'objectif principal de notre travail étant l'application du concept de l'exergie aux centrales thermiques à vapeur afin d'en évaluer les pertes thermodynamiques, nous avons alors retenu un modèle destiné aux applications techniques (Formulation for Industrial Use).

Il s'agit du modèle adopté en 1997, par l'association internationale **IAPWS** « *International Association for Properties of Water and Steam* », le modèle lui-même ayant pris par la suite le nom de cette association. Il est désigné par l'appellation **IAPWS-IF97** [13]: *IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam*.

Ce modèle remplace la précédente formulation désignée par l'appellation **IFC-67 [4]** qui a été à la base des calculs pour les centrales thermiques et d'autres applications depuis les années soixante.

2. Formulation du modèle « IAPWS-IF97 »

2.1. Structure de la formulation

Le modèle « **IAPWS-IF97** » couvre le domaine des états thermodynamiques de l'eau, représenté dans la figure (II-1). Ce domaine est défini par les intervalles de températures et de pressions suivants :

$$273.15 \text{ K} \leq T \leq 1073.15 \text{ K}$$

$$P \leq 100 \text{ MPa}$$

$$1073.15 \leq T \leq 2273.15 \text{ K}$$

$$P \leq 10 \text{ MPa}$$

Sur la figure (II-1), on voit que ce domaine est divisé en cinq régions, chacune d'elles est régie par une équation dite de base ou fondamentale.

Les frontières entre ces différentes régions sont directement lisibles sur cette figure, cependant la frontière entre les régions (2) et (3) est définie par une équation dite auxiliaire que nous présentons dans le paragraphe (2.3).

Les régions (1) et (2) sont couvertes chacune par une équation de base de la fonction de Gibbs $g(P, T)$ (appelée aussi enthalpie libre de Gibbs).

La région (3) est régie par une équation de base de la fonction d'Helmholtz $f(\rho, T)$ (appelée aussi énergie libre d'Helmholtz).

La courbe de saturation qui correspond à la région (4) est décrite par une équation donnant la pression de saturation en fonction de la température : $P_s(T)$.

La région (5) est également couverte par une équation du type $g(P, T)$.

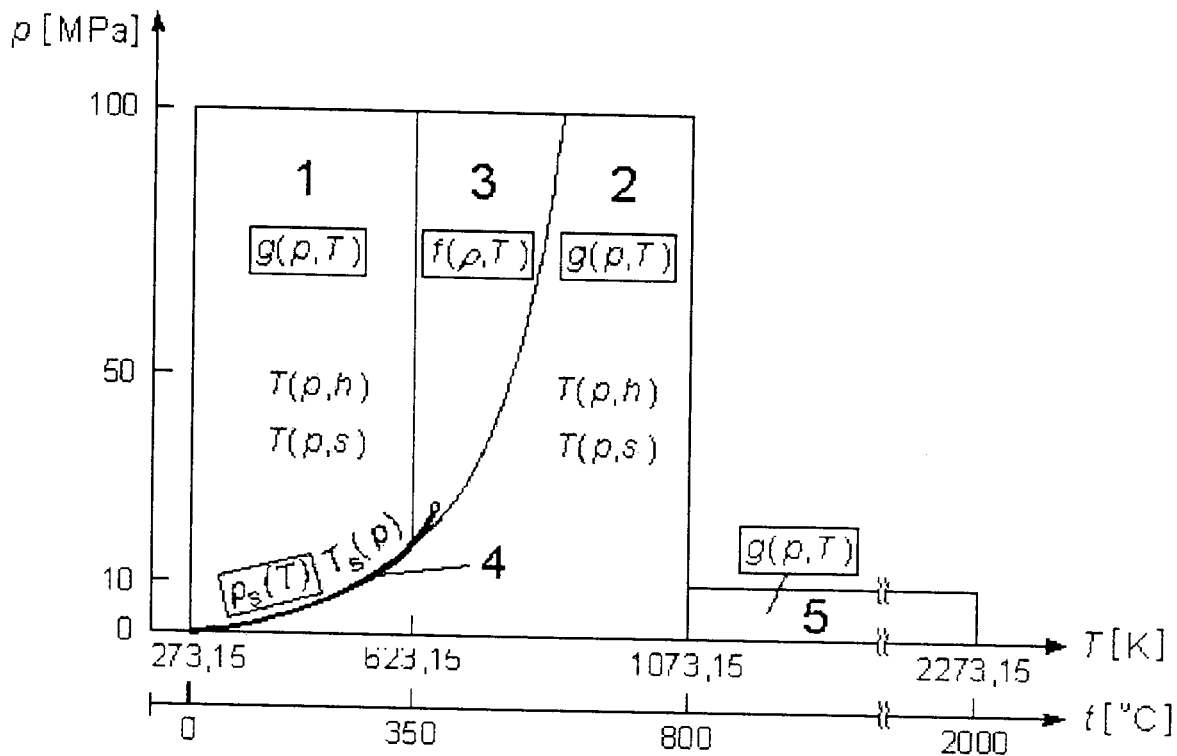


Figure II-1 : Les différentes régions de l'IAPWS-IF97

2.2. Les constantes de référence

La constante spécifique de la vapeur d'eau ordinaire est :

$$R = 0.461526 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (\text{II-1})$$

Elle résulte des valeurs recommandées de la constante universelle des gaz :

$$R_m = 8.31451 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (\text{II-2})$$

et de la masse molaire de l'eau ordinaire :

$$M = 18.015257 \text{ g mol}^{-1} \quad (\text{II-3})$$

Les valeurs des paramètres critiques sont:

$$T_c = 647.096 \text{ K} \quad (\text{II-4})$$

$$P_c = 22.064 \text{ MPa} \quad (\text{II-5})$$

$$\rho_c = 322 \text{ kg m}^{-3} \quad (\text{II-6})$$

La température du point triple est :

$$T_t = 273.16 \text{ K} \quad (\text{II-7})$$

et la pression du point triple :

$$P_t = 611.657 \text{ Pa} \quad (\text{II-8})$$

La température du point d'ébullition à la pression atmosphérique (0.101325 MPa) est :

$$T_b = 373.1243 \text{ K} \quad (\text{II-9})$$

2.3. Equation auxiliaire pour la frontière entre les régions (2) et (3)

La frontière entre les régions (2) et (3) est définie par l'équation suivante :

$$\pi = n_1 + n_2\theta + n_3\theta^2 \quad (\text{II-10})$$

où θ et π sont respectivement des températures et des pressions adimensionnelles.

Avec $\pi = P/P^*$, $\theta = T/T^*$ et $P^* = 1 \text{ MPa}$, $T^* = 1 \text{ K}$.

Elle correspond approximativement à l'isentrope $s = 5.047 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Les coefficients n_1 à n_3 de l'équation (II-10) sont donnés dans le tableau A1 de l'annexe 1.

Inversement l'équation (II-10) peut être exprimée explicitement en température :

$$\theta = n_4 + [(\pi - n_5)/n_3]^{0.5} \quad (\text{II-11})$$

où θ et π sont définis comme pour l'équation (II-10) et les coefficients n_3 à n_5 sont donnés dans le tableau A1 de l'annexe 1.

Les équations (II-10) et (II-11) couvrent le domaine allant de ($T = 623.15 \text{ K}$, $P = 16.5292 \text{ MPa}$) jusqu'à ($T = 863.15 \text{ K}$, $P = 100 \text{ MPa}$) (Figure II-1).

2.4. Equations de base

Pour les régions homogènes du fluide, il est raisonnable d'établir les équations de base comme des fonctions des variables « techniques » : pression et température, c'est le cas des régions (1), (2) et (5). L'équation de base pour chacune de ces trois régions consiste en une relation donnant la fonction enthalpie libre (g) (ou fonction de Gibbs) en fonction de la température et de la pression.

Pour la région (3) renfermant le point critique, l'équation de base est celle donnant l'énergie libre (f) (ou fonction d'Helmholtz) en fonction des variables d'état masse volumique (ρ) et température (T).

L'avantage majeur de l'utilisation des équations de base $g(P, T)$ et $f(\rho, T)$ (au lieu des équations d'état de la forme $P(v, T)$ et $v(P, T)$) est que toutes les propriétés thermodynamiques peuvent être calculées à partir des dérivées de ces équations de base. On évite ainsi les opérations d'intégration qui exigent d'autres informations.

Ainsi, si la première et la deuxième dérivée de la fonction (g) (par rapport à P et T) et de la fonction (f) (par rapport à ρ et T), sont correctement calculées alors toutes les propriétés thermodynamiques basées sur ces dérivées (ce qui est le cas pour la plupart d'entre elles), peuvent être correctement déduites à partir de ces équations fondamentales.

Enfin, comme il a été déjà signalé, la courbe de saturation qui correspond à la région (4) est décrite par une équation donnant la pression de saturation en fonction de la température de saturation: $P_s(T)$.

2.4.1. Equation de l'enthalpie libre de Gibbs pour la région (1)

L'équation de base pour cette région est une équation fondamentale pour l'enthalpie libre de Gibbs. Cette équation est exprimée en forme adimensionnelle $\gamma = g/(RT)$:

$$\frac{g(P, T)}{RT} = \gamma(\pi, \tau) = \sum_{i=1}^{34} n_i (7.1 - \pi)^{I_i} (\tau - 1.222)^{J_i} \quad (\text{II-12})$$

où $\pi = P/P^*$ et $\tau = T^*/T$ avec $P^* = 16.53 \text{ MPa}$ et $T^* = 1386 \text{ K}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-12) sont listés dans le tableau A2 de l'annexe 1.

Toutes les propriétés thermodynamiques peuvent être déduites de l'équation (II-12), en utilisant les combinaisons appropriées de la fonction (γ) et de ses dérivées. Les relations permettant de calculer ces propriétés à partir de (γ) et de ses dérivées, sont récapitulées dans le tableau II-1.

Toutes les dérivées nécessaires de la fonction (γ) sont récapitulées dans le Tableau II-2.

L'équation (II-12) ci-dessus couvre la région (1) du modèle **IAPWS-IF97**, définie par le domaine de températures et de pressions suivant :

$$273.15 \text{ K} \leq T \leq 623.15 \text{ K}$$

$$P_s(T) \leq P \leq 100 \text{ MPa}.$$

Propriété	Relation
Volume massique $v = (\partial g / \partial P)_T$	$v(\pi, \tau) \frac{P}{RT} = \pi \gamma_\pi$
Energie interne massique $u = g - T(\partial g / \partial T)_P - P(\partial g / \partial P)_T$	$\frac{u(\pi, \tau)}{RT} = \tau \gamma_\tau - \pi \gamma_\pi$
Entropie massique $s = -(\partial g / \partial T)_P$	$\frac{s(\pi, \tau)}{R} = \tau \gamma_\tau - \gamma$
Enthalpie massique $h = g - T(\partial g / \partial T)_P$	$\frac{h(\pi, \tau)}{RT} = \tau \gamma_\tau$
Chaleur massique à pression constante $c_p = (\partial h / \partial T)_P$	$\frac{c_p(\pi, \tau)}{R} = -\tau^2 \gamma_{\tau\tau}$
Chaleur massique à volume constant $c_v = (\partial u / \partial T)_v$	$\frac{c_v(\pi, \tau)}{R} = -\tau^2 \gamma_{\tau\tau} + \frac{(\gamma_\pi - \tau \gamma_{\pi\tau})^2}{\gamma_{\pi\pi}}$
Vitesse du son $w = v[-(\partial P / \partial v)_s]^{0.5}$	$\frac{w^2(\pi, \tau)}{RT} = \frac{\gamma_\pi^2}{\frac{(\gamma_\pi - \tau \gamma_{\pi\tau})^2}{\tau^2 \gamma_{\tau\tau}} - \gamma_{\pi\pi}}$
$\gamma_\pi = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \pi} \right)_\tau$, $\gamma_{\pi\pi} = \left(\frac{\partial^2 \gamma}{\partial \pi^2} \right)_\tau$, $\gamma_\tau = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \tau} \right)_\pi$, $\gamma_{\tau\tau} = \left(\frac{\partial^2 \gamma}{\partial \tau^2} \right)_\pi$, $\gamma_{\pi\tau} = \left(\frac{\partial^2 \gamma}{\partial \pi \partial \tau} \right)$	

Tableau II-1 : propriétés thermodynamiques en fonction de l'enthalpie libre adimensionnelle (γ) et de ses dérivées

$\gamma = \sum_{i=1}^{34} n_i (7.1 - \pi)^{I_i} (\tau - 1.222)^{J_i}$	$\gamma_\tau = \sum_{i=1}^{34} n_i (7.1 - \pi)^{I_i} J_i (\tau - 1.222)^{J_i - 1}$
$\gamma_\pi = \sum_{i=1}^{34} -n_i I_i (7.1 - \pi)^{I_i - 1} (\tau - 1.222)^{J_i}$	$\gamma_{\tau\tau} = \sum_{i=1}^{34} n_i (7.1 - \pi)^{I_i} J_i (J_i - 1) (\tau - 1.222)^{J_i - 2}$
$\gamma_{\pi\pi} = \sum_{i=1}^{34} n_i I_i (I_i - 1) (7.1 - \pi)^{I_i - 2} (\tau - 1.222)^{J_i}$	$\gamma_{\pi\tau} = \sum_{i=1}^{34} -n_i I_i (7.1 - \pi)^{I_i - 1} J_i (\tau - 1.222)^{J_i - 1}$
$\gamma_\pi = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \pi} \right)_\tau$, $\gamma_{\pi\pi} = \left(\frac{\partial^2 \gamma}{\partial \pi^2} \right)_\tau$, $\gamma_\tau = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \tau} \right)_\pi$, $\gamma_{\tau\tau} = \left(\frac{\partial^2 \gamma}{\partial \tau^2} \right)_\pi$, $\gamma_{\pi\tau} = \left(\frac{\partial^2 \gamma}{\partial \pi \partial \tau} \right)$	

Tableau II-2 : Enthalpie libre adimensionnelle (γ) et ses dérivées

2.4.2. Equation de l'enthalpie libre de Gibbs pour la région (2)

L'équation de base de cette région est probablement l'équation la plus importante de tout le package de l'**IAPWS-IF97** car pratiquement les processus les plus importants de l'industrie, par exemple la détente dans les turbines à vapeur, ont lieu dans cette région.

L'équation de base pour cette région est une équation fondamentale de l'enthalpie libre de Gibbs. Cette équation est exprimée en forme adimensionnelle, $\gamma = g/(RT)$, et elle est divisée en deux parties : une partie relative au gaz parfait γ^0 et une partie dite résiduelle γ^r :

$$\frac{g(P, T)}{RT} = \gamma(\pi, \tau) = \gamma^0(\pi, \tau) + \gamma^r(\pi, \tau) \quad (\text{II-13})$$

L'équation de la partie relative au gaz parfait γ^0 est :

$$\gamma^0 = \ln \pi + \sum_{i=1}^9 n_i^0 \tau^{J_i^0} \quad (\text{II-14})$$

où $\pi = P/P^*$ et $\tau = T^*/T$ avec $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $T^* = 540 \text{ K}$.

Les coefficients n_i^0 et les exposants J_i^0 de l'équation (II-14) sont donnés dans le tableau A3 de l'annexe 1.

La forme de la partie résiduelle γ^r est la suivante :

$$\gamma^r = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{I_i} (\tau - 0.5)^{J_i} \quad (\text{II-15})$$

où $\pi = P/P^*$ et $\tau = T^*/T$ avec $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $T^* = 540 \text{ K}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-15) sont donnés dans le tableau A4 de l'annexe 1.

Toutes les propriétés thermodynamiques peuvent être déduites de l'équation (II-13) en utilisant les combinaisons appropriées de $(\gamma = \gamma^0 + \gamma^r)$ et de ses dérivées. Les relations permettant de calculer les propriétés thermodynamiques à partir de γ et de ses dérivées sont récapitulées dans le tableau II-3.

Toutes les dérivées nécessaires de γ^0 et de γ^r sont respectivement récapitulées dans les tableaux II-4 et II-5.

Propriété	Relation
Volume massique $v = (\partial g / \partial P)_T$	$v(\pi, \tau) \frac{P}{RT} = (\gamma^0 + \gamma^r)$
Energie interne massique $u = g - T(\partial g / \partial T)_P - P(\partial g / \partial P)_T$	$\frac{u(\pi, \tau)}{RT} = \tau(\gamma_\tau^0 + \gamma_\tau^r) - \pi(\gamma_\pi^0 + \gamma_\pi^r)$
Entropie massique $s = -(\partial g / \partial T)_P$	$\frac{s(\pi, \tau)}{R} = \tau(\gamma_\tau^0 + \gamma_\tau^r) - (\gamma^0 + \gamma^r)$
Enthalpie massique $h = g - T(\partial g / \partial T)_P$	$\frac{h(\pi, \tau)}{RT} = \tau(\gamma_\tau^0 + \gamma_\tau^r)$
Chaleur massique à pression constante $c_P = (\partial h / \partial T)_P$	$\frac{c_P(\pi, \tau)}{R} = -\tau^2(\gamma_{\tau\tau}^0 + \gamma_{\tau\tau}^r)$
Chaleur massique à volume constant $c_v = (\partial u / \partial T)_v$	$\frac{c_v(\pi, \tau)}{R} = -\tau^2(\gamma_{\tau\tau}^0 + \gamma_{\tau\tau}^r) - \frac{(1 + \pi\gamma_\pi^r - \tau\pi\gamma_{\pi\tau}^r)^2}{1 - \pi^2\gamma_{\pi\pi}^r}$
Vitesse du son $w = v[-(\partial P / \partial v)_s]^{0.5}$	$\frac{w^2(\pi, \tau)}{RT} = \frac{1 + 2\pi\gamma_\pi^r + \pi^2\gamma_{\pi\pi}^r}{(1 - \pi^2\gamma_{\pi\pi}^r) + \frac{(1 + \pi\gamma_\pi^r - \tau\pi\gamma_{\pi\tau}^r)^2}{\tau^2(\gamma_{\tau\tau}^0 + \gamma_{\tau\tau}^r)}}$
$\gamma_\pi^r = \left(\frac{\partial \gamma^r}{\partial \pi} \right)_\tau, \gamma_{\pi\pi}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \pi^2} \right)_\tau, \gamma_\tau^r = \left(\frac{\partial \gamma^r}{\partial \tau} \right)_\pi, \gamma_{\tau\tau}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \tau^2} \right)_\pi, \gamma_{\pi\tau}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \pi \partial \tau} \right), \gamma_\tau^0 = \left(\frac{\partial \gamma^0}{\partial \tau} \right)_\pi,$ $\gamma_{\tau\tau}^0 = \left(\frac{\partial^2 \gamma^0}{\partial \tau^2} \right)_\pi$	

Tableau II-3 : propriétés thermodynamiques en fonction de (γ^0) , (γ^r) et de leurs dérivées.

L'équation (II-13) couvre la région de l'**IAPWS-IF97** définie par le domaine de températures et de pressions suivant :

$$273.15 \text{ K} \leq T \leq 623.15 \text{ K} \quad 0 < P \leq P_s(T)_{Eq.(II-18)}$$

$$623.15 < T \leq 863.15 \text{ K} \quad 0 < P \leq P(T)_{Eq.(II-10)}$$

$$863.15 \text{ K} < T \leq 1073.15 \text{ K} \quad 0 < P \leq 100 \text{ MPa}$$

$\gamma^0 = \ln \pi + \sum_{i=1}^9 n_i^0 \tau^{J_i^0}$	$\gamma_\tau^0 = \sum_{i=1}^9 n_i^0 J_i^0 \tau^{J_i^0-1}$
$\gamma_\pi^0 = \pi^{-1}$	$\gamma_{\pi\tau}^0 = \sum_{i=1}^9 n_i^0 J_i^0 (J_i^0 - 1) \tau^{J_i^0-2}$
$\gamma_{\pi\pi}^0 = -\pi^{-2}$	$\gamma_{\pi\tau}^0 = 0$
$\gamma_\pi^0 = \left(\frac{\partial \gamma^0}{\partial \pi} \right)_\tau, \gamma_{\pi\pi}^0 = \left(\frac{\partial^2 \gamma^0}{\partial \pi^2} \right)_\tau, \gamma_\tau^0 = \left(\frac{\partial \gamma^0}{\partial \tau} \right)_\pi, \gamma_{\tau\tau}^0 = \left(\frac{\partial^2 \gamma^0}{\partial \tau^2} \right)_\pi, \gamma_{\pi\tau}^0 = \left(\frac{\partial^2 \gamma^0}{\partial \pi \partial \tau} \right)$	

Tableau II-4 : expressions de γ^0 et de ses dérivées

$\gamma^r = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{I_i} (\tau - 0.5)^{J_i}$	$\gamma_\tau^r = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{I_i} J_i (\tau - 0.5)^{J_i-1}$
$\gamma_\pi^r = \sum_{i=1}^{43} n_i I_i \pi^{I_i-1} (\tau - 0.5)^{J_i}$	$\gamma_{\pi\tau}^r = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{I_i} J_i (J_i - 1) (\tau - 0.5)^{J_i-2}$
$\gamma_{\pi\pi}^r = \sum_{i=1}^{46} n_i I_i (I_i - 1) \pi^{I_i-2} (\tau - 0.5)^{J_i}$	$\gamma_{\pi\tau}^r = \sum_{i=1}^{43} n_i I_i \pi^{I_i-1} J_i (\tau - 0.5)^{J_i-1}$
$\gamma_\pi^r = \left(\frac{\partial \gamma^r}{\partial \pi} \right)_\tau, \gamma_{\pi\pi}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \pi^2} \right)_\tau, \gamma_\tau^r = \left(\frac{\partial \gamma^r}{\partial \tau} \right)_\pi, \gamma_{\tau\tau}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \tau^2} \right)_\pi, \gamma_{\pi\tau}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \pi \partial \tau} \right)$	

Tableau II-5 : expressions de γ^r et de ses dérivées

2.4.3. Equation de l'énergie libre d'Helmholtz pour la région (3)

L'équation de base pour cette région est une équation fondamentale pour l'énergie libre d'Helmholtz (f). Cette équation est exprimée en forme adimensionnelle $\phi = f/(RT)$ et s'écrit comme suit :

$$\frac{f(\rho, T)}{RT} = \phi(\delta, \tau) = n_i \ln \delta + \sum_{i=2}^{44} n_i \delta^{I_i} \tau^{J_i} \quad (\text{II-16})$$

où : $\delta = \rho/\rho^*$ et $\tau = T^*/T$ avec $\rho^* = \rho_c$ et $T^* = T_c$.

R , T_c et ρ_c sont donnés par les équations (II-1), (II-4) et (II-6).

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-16) sont donnés dans le tableau A5 de l'annexe 1. Toutes les propriétés thermodynamiques peuvent être déduites de l'équation (II-16) en utilisant les combinaisons appropriées de l'énergie libre d'Helmholtz (Φ) et de ses dérivées.

Les relations permettant de calculer les propriétés thermodynamiques à partir de (Φ) et de ses dérivées sont récapitulées dans le tableau II-6. Toutes les dérivées nécessaires de (Φ) sont récapitulées dans le tableau II-7.

L'équation (II-16) couvre la région (3) de l'**IAPWS-IF97**, définie par le domaine de températures et de pressions suivant :

$$623.15 \text{ K} \leq T \leq T(P)_{Eq.(II-11)}$$

$$P(T)_{Eq.(II-10)} \leq P \leq 100 \text{ MPa}$$

Propriété	Relation
Pression $P = \rho^2 (\partial f / \partial \rho)_T$	$\frac{P(\delta, \tau)}{\rho RT} = \delta \phi_\delta$
Energie interne massique $u = f - T(\partial f / \partial T)_\rho$	$\frac{u(\delta, \tau)}{RT} = \tau \phi_\tau$
Entropie massique $s = -(\partial f / \partial T)_\rho$	$\frac{s(\delta, \tau)}{R} = \tau \phi_\tau - \phi$
Enthalpie massique $h = f - T(\partial f / \partial T)_\rho + \rho(\partial f / \partial \rho)_T$	$\frac{h(\delta, \tau)}{RT} = \tau \phi_\tau + \delta \phi_\delta$
Chaleur massique à volume constant $c_v = (\partial u / \partial T)_\rho$	$\frac{c_v(\delta, \tau)}{R} = -\tau^2 \phi_{\tau\tau}$
Chaleur massique à pression constante $c_p = (\partial h / \partial T)_P$	$\frac{c_p(\delta, \tau)}{R} = -\tau^2 \phi_{\tau\tau} + \frac{(\delta \phi_\delta - \delta \tau \phi_{\delta\tau})^2}{2\delta \phi_\delta + \delta^2 \phi_{\delta\delta}}$
Vitesse du son $w = [(\partial P / \partial \rho)_s]^{0.5}$	$\frac{w^2(\delta, \tau)}{RT} = 2\delta \phi_\delta + \delta^2 \phi_{\delta\delta} - \frac{(\delta \phi_\delta - \delta \tau \phi_{\delta\tau})^2}{\tau^2 \phi_{\tau\tau}}$
$\phi_\delta = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \delta} \right)_\tau$, $\phi_{\delta\delta} = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \delta^2} \right)_\tau$, $\phi_\tau = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \tau} \right)_\delta$, $\phi_{\tau\tau} = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} \right)_\delta$, $\phi_{\delta\tau} = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \delta \partial \tau} \right)$	

Tableau II-6 : propriétés thermodynamiques en fonction de l'énergie libre d'Helmholtz (Φ) et de ses dérivées

$\phi = n_1 \ln \delta + \sum_{i=2}^{40} n_i \delta^{I_i} \tau^{J_i}$	$\phi_\tau = \sum_{i=2}^{40} n_i \delta^{I_i} J_i \tau^{J_i-1}$
$\phi_\delta = n_1 \delta^{-1} + \sum_{i=2}^{40} n_i I_i \delta^{I_i-1} \tau^{J_i}$	$\phi_{\tau\tau} = \sum_{i=2}^{40} n_i \delta^{I_i} J_i (J_i - 1) \tau^{J_i-2}$
$\phi_{\delta\delta} = -n_1 \delta^{-2} + \sum_{i=2}^{40} n_i I_i (I_i - 1) \delta^{I_i-2} \tau^{J_i}$	$\phi_{\delta\tau} = \sum_{i=2}^{40} n_i I_i \delta^{I_i-1} J_i \tau^{J_i-1}$
$\phi_\delta = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \delta} \right)_\tau, \phi_{\delta\delta} = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \delta^2} \right)_\tau, \phi_\tau = \left(\frac{\partial \phi}{\partial \tau} \right)_\delta, \phi_{\tau\tau} = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} \right)_\delta, \phi_{\delta\tau} = \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \delta \partial \tau} \right)$	

Tableau II-7 : expressions de la fonction (Φ) et de ses dérivées.

2.4.4. Equation de la pression de saturation pour la région (4)

Une équation implicite a été développée décrivant la courbe de saturation. Cette équation peut être résolue soit par rapport à la pression de saturation soit par rapport à la température de saturation.

L'équation décrivant la courbe de saturation est une équation biquadratique implicite :

$$\beta^2 \nu^2 + n_1 \beta^2 \nu + n_2 \beta^2 + n_3 \beta \nu^2 + n_4 \beta \nu + n_5 \beta + n_6 \nu^2 + n_7 \nu + n_8 = 0 \quad (\text{II-17})$$

$$\text{où} \quad \beta = (P_s / P^*) \quad (\text{II-17a})$$

$$\text{et} \quad \nu = \frac{T_s}{T^*} + \frac{n_9}{(T_s / T^*) - n_{10}} \quad (\text{II-17b})$$

avec $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $T^* = 1 \text{ K}$; pour les coefficients n_1 à n_{10} voir le tableau A6 de l'annexe 1.

La forme explicite de l'équation de la pression de saturation (équation de base) est obtenue à partir de la résolution de l'équation (II-17) par rapport à P_s :

$$\frac{P_s}{P^*} = \left[\frac{2C}{-B + (B^2 - 4AC)^{0.5}} \right]^4 \quad (\text{II-18})$$

où $P^* = 1 \text{ MPa}$ et

$$A = \nu^2 + n_1 \nu + n_2$$

$$B = n_3 \nu^2 + n_4 \nu + n_5$$

$$C = n_6 \nu^2 + n_7 \nu + n_8$$

avec ν , défini selon l'équation (II-17b).

Les coefficients n_i de l'équation (II-18) sont donnés dans le tableau A6 de l'annexe 1.

L'équation (II-18) est valable le long de la courbe de saturation liquide-vapeur, allant de la température du point triple T_t à la température du point critique T_c , correspondant au domaine de températures, suivant:

$$273.15 \text{ K} \leq T \leq 647.096 \text{ K}$$

2.4.5. Equation de l'enthalpie libre de Gibbs pour la région (5)

L'équation de base pour cette région à haute température est une équation fondamentale pour l'enthalpie libre de Gibbs (g) dans sa forme adimensionnelle, $\gamma = g/(RT)$ qui est divisée en une partie relative au gaz parfait (γ^0) et une partie résiduelle (γ^r) :

$$\frac{g(P, T)}{RT} = \gamma(\pi, \tau) = \gamma^0(\pi, \tau) + \gamma^r(\pi, \tau) \quad (\text{II-19})$$

où $\pi = P/P^*$, $\tau = T^*/T$ et R donné par l'équation (II-1).

L'équation de la partie relative au gaz parfait de l'enthalpie libre de Gibbs dans sa forme adimensionnelle est :

$$\gamma^0 = \ln \pi + \sum_{i=1}^6 n_i^0 \tau^{J_i^0} \quad (\text{II-20})$$

où $\pi = P/P^*$ et $\tau = T^*/T$ avec $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $T^* = 1000 \text{ K}$

Le tableau A7 de l'annexe 1 contient les coefficients n_i^0 et les exposants J_i^0 de l'équation (II-20).

La forme de la partie résiduelle γ^r de l'enthalpie libre de Gibbs adimensionnelle est comme suit :

$$\gamma^r = \sum_{i=1}^5 n_i \pi^{I_i} \tau^{J_i} \quad (\text{II-21})$$

où $\pi = P/P^*$ et $\tau = T^*/T$ avec $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $T^* = 1000 \text{ K}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-21) sont donnés dans le tableau A8 de l'annexe 1.

Toutes les propriétés thermodynamiques peuvent être déduites de l'équation (II-19), en utilisant les combinaisons appropriées de (γ^0) , (γ^r) et leurs dérivées.

Les relations permettant de calculer les propriétés thermodynamiques à partir de (γ) et de ses dérivées sont récapitulées dans le tableau II-3. Toutes les dérivées nécessaires de (γ^0) et de (γ^r) sont récapitulées dans les tableaux II-8 et II-9, respectivement.

L'équation (II-19) couvre la région (5) de l'**IAPWS-IF97**, définie par les températures et les pressions suivantes :

$$1073.15 \text{ K} \leq T \leq 2273.15 \text{ K}$$

$$0 < P \leq 10 \text{ MPa}$$

$\gamma^0 = \ln \pi + \sum_{i=1}^6 n_i^0 \tau^{J_i^0}$	$\gamma_\tau^0 = \sum_{i=1}^6 n_i^0 J_i^0 \tau^{J_i^0-1}$
$\gamma_\pi^0 = \pi^{-1}$	$\gamma_{\pi\tau}^0 = \sum_{i=1}^6 n_i^0 J_i^0 (J_i^0 - 1) \tau^{J_i^0-2}$
$\gamma_{\pi\pi}^0 = -\pi^{-2}$	$\gamma_{\pi\tau\tau}^0 = 0$
$\gamma_\pi^0 = \left(\frac{\partial \gamma^0}{\partial \pi} \right)_\tau$, $\gamma_{\pi\pi}^0 = \left(\frac{\partial^2 \gamma^0}{\partial \pi^2} \right)_\tau$, $\gamma_\tau^0 = \left(\frac{\partial \gamma^0}{\partial \tau} \right)_\pi$, $\gamma_{\tau\tau}^0 = \left(\frac{\partial^2 \gamma^0}{\partial \tau^2} \right)_\pi$, $\gamma_{\pi\tau}^0 = \left(\frac{\partial^2 \gamma^0}{\partial \pi \partial \tau} \right)$	

Tableau II-8 : expressions de (γ^0) et de ses dérivées.

$\gamma^r = \sum_{i=1}^5 n_i \pi^{I_i} \tau^{J_i}$	$\gamma_\tau^r = \sum_{i=1}^5 n_i \pi^{I_i} J_i \tau^{J_i-1}$
$\gamma_\pi^r = \sum_{i=1}^5 n_i I_i \pi^{I_i-1} \tau^{J_i}$	$\gamma_{\pi\tau}^r = \sum_{i=1}^5 n_i \pi^{I_i} J_i (J_i - 1) \tau^{J_i-2}$
$\gamma_{\pi\pi}^r = \sum_{i=1}^5 n_i I_i (I_i - 1) \pi^{I_i-2} \tau^{J_i}$	$\gamma_{\pi\tau\tau}^r = \sum_{i=1}^5 n_i I_i \pi^{I_i-1} J_i \tau^{J_i-1}$
$\gamma_\pi^r = \left(\frac{\partial \gamma^r}{\partial \pi} \right)_\tau$, $\gamma_{\pi\pi}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \pi^2} \right)_\tau$, $\gamma_\tau^r = \left(\frac{\partial \gamma^r}{\partial \tau} \right)_\pi$, $\gamma_{\tau\tau}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \tau^2} \right)_\pi$, $\gamma_{\pi\tau}^r = \left(\frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \pi \partial \tau} \right)$	

Tableau II-9 : expressions de (γ^r) et de ses dérivées.

2.5. Backward equations

Afin de répondre aux exigences de rapidité de calcul, le concept *des équations dites «backward»* a été développé et cela pour éviter les techniques d'inversion lors du calcul des propriétés, lorsque le couple d'entrée est autre que (P, T) pour les régions (1) et (2), et la grandeur d'entrée est autre que (T_s) pour la région (4).

2.5.1. Backward equations pour la région (1)

a) *Backward equation* $T(P, h)$: elle a la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{T(P, h)}{T^*} = \theta(\pi, \eta) = \sum_{i=1}^{20} n_i \pi^{I_i} (\eta + 1)^{J_i} \quad (\text{II-22})$$

où $\theta = T/T^*$, $\pi = P/P^*$ et $\eta = h/h^*$ avec $T^* = 1 \text{ K}$, $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $h^* = 2500 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-22) sont donnés dans le tableau A9 de l'annexe 1.

La *backward equation* (II-22) couvre le même domaine que l'équation de base (II-12), à savoir la région (1).

b) *Backward equation* $T(P, s)$: sa forme adimensionnelle est comme suit :

$$\frac{T(P, s)}{T^*} = \theta(\pi, \sigma) = \sum_{i=1}^{20} n_i \pi^{I_i} (\sigma + 2)^{J_i} \quad (\text{II-23})$$

où $\theta = T/T^*$, $\pi = P/P^*$ et $\sigma = s/s^*$ avec $T^* = 1 \text{ K}$, $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $s^* = 1 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-23) sont listés dans le tableau A10 de l'annexe 1.

L'équation (II-23) couvre le même domaine que l'équation de base (II-12).

2.5.2. Backward equations pour la région (2)

Les deux *backward equations* $T(P, h)$ et $T(P, s)$ de cette région doivent donner les résultats numériques très proches de ceux qui seraient obtenus avec l'équation de base (II-13). Cependant les erreurs admises doivent être inférieures à $\Delta T = \pm 25 \text{ mK}$ pour $s \leq 5.85 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $\Delta T = \pm 10 \text{ mK}$ pour $s > 5.85 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

A cause de cette sévère précision, la région (2) est couverte par trois équations $T(P, h)$ et trois équations $T(P, s)$.

La figure (II-2) ci-dessous, montre comment la région (2) est divisée en 3 subrégions : 2(a), 2(b) et 2(c).

La frontière entre les subrégions 2(a) et 2(b) est l'isobare : $P = 4 \text{ MPa}$. La frontière entre les subrégions 2(b) et 2(c) est la courbe isentropique : $s = 5.85 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Afin de pouvoir se situer dans la subrégion correspondante à un couple donné (P, h) on attribue à la courbe frontière $(s = 5.85 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1})$ une relation quadratique pression-enthalpie, qui a la forme suivante :

$$\pi = n_1 + n_2 \eta + n_3 \eta^2 \quad (\text{II-24})$$

où $\pi = P/P^*$ et $\eta = h/h^*$ avec $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $h^* = 1 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Les coefficients n_1 à n_3 de l'équation (II-24) sont donnés dans le tableau A11 de l'annexe 1.

La forme explicite en enthalpie de l'équation (II-24) est comme suit :

$$\eta = n_4 + [(\pi - n_5)/n_3]^{0.5} \quad (\text{II-25})$$

avec η et π sont comme ceux définis dans l'équation (II-24) et les coefficients n_3 à n_5 sont donnés dans le tableau A11 de l'annexe 1.

Les équations (II-24) et (II-25) sont valables pour l'intervalle de pression allant de l'état de saturation défini par $P_s = 6.5466699678 \text{ MPa}$ (correspondante à $T \approx 554.5 \text{ K}$) jusqu'à $P = 100 \text{ MPa}$ (correspondante à $T \approx 1019.3 \text{ K}$).

Les valeurs de la pression et de l'enthalpie respectivement obtenues par les équations (II-24) et (II-25) nous permettent de nous situer dans la subrégion adéquate.

Lorsque le couple de valeur d'entrée est (P, s) , le positionnement est alors directement obtenu en comparant l'entropie du point à celle de la frontière qui est constituée par la courbe isentropique $s = 5.85 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

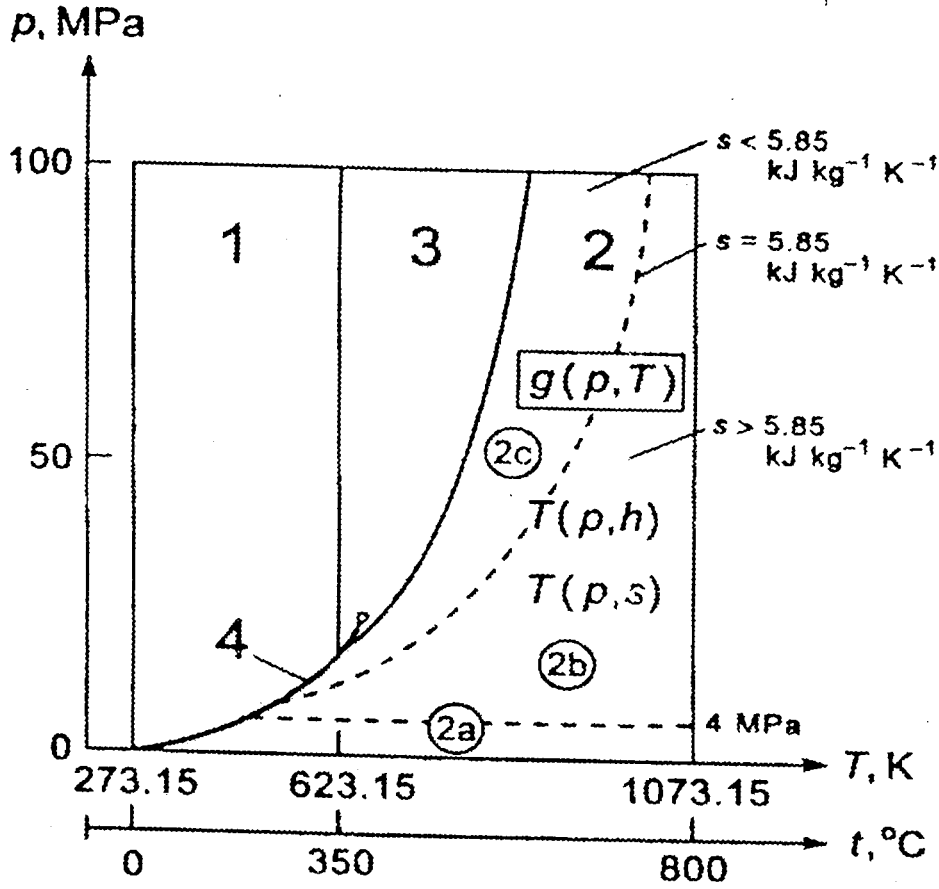


Figure II-2: division de la région (2) en trois subrégions: 2(a), 2(b) et 2(c).

a) Backward equations $T(P, h)$ pour les subrégions 2(a), 2(b) et 2(c) :

La backward equation $T(P, h)$ pour la subrégion 2(a) a la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{T_{2a}(P, h)}{T^*} = \theta_{2a}(\pi, \eta) = \sum_{i=1}^{34} n_i \pi^{I_i} (\eta - 2.1)^{J_i} \quad (\text{II-26})$$

où $\theta = T/T^*$, $\pi = P/P^*$ et $\eta = h/h^*$ avec $T^* = 1 \text{ K}$, $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $h^* = 2000 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-26) sont donnés dans le tableau A12 de l'annexe 1.

La backward equation $T(P, h)$ pour la subrégion 2(b) a la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{T_{2b}(P, h)}{T^*} = \theta_{2b}(\pi, \eta) = \sum_{i=1}^{38} n_i (\pi - 2)^{I_i} (\eta - 2.6)^{J_i} \quad (\text{II-27})$$

où $\theta = T/T^*$, $\pi = P/P^*$ et $\eta = h/h^*$ avec $T^* = 1 \text{ K}$, $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $h^* = 2000 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-27) sont donnés dans le tableau A13 de l'annexe 1.

La *backward equation* $T(P, h)$ pour la subrégion 2(c) a la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{T_{2c}(P, h)}{T^*} = \theta_{2c}(\pi, \eta) = \sum_{i=1}^{23} n_i (\pi + 25)^{I_i} (\eta - 1.8)^{J_i} \quad (\text{II-28})$$

où $\theta = T/T^*$, $\pi = P/P^*$ et $\eta = h/h^*$ avec $T^* = 1 \text{ K}$, $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $h^* = 2000 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-28) sont donnés dans le tableau A14 de l'annexe 1.

b) Les *backward equations* $T(P, s)$ pour les subrégions 2(a), 2(b) et 2(c) :

La *backward equation* $T(P, s)$ pour la subrégion 2(a) a la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{T_{2a}(P, s)}{T^*} = \theta_{2a}(\pi, \sigma) = \sum_{i=1}^{46} n_i \pi^{I_i} (\sigma - 2)^{J_i} \quad (\text{II-29})$$

où $\theta = T/T^*$, $\pi = P/P^*$ et $\sigma = s/s^*$ avec $T^* = 1 \text{ K}$, $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $s^* = 2 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-29) sont donnés dans le tableau A15 de l'annexe 1.

La *backward equation* $T(P, s)$ pour la subrégion 2(b) a la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{T_{2b}(P, s)}{T^*} = \theta_{2b}(\pi, \sigma) = \sum_{i=1}^{44} n_i \pi^{I_i} (10 - \sigma)^{J_i} \quad (\text{II-30})$$

où $\theta = T/T^*$, $\pi = P/P^*$ et $\sigma = s/s^*$ avec $T^* = 1 \text{ K}$, $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $s^* = 0.7853 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-30) sont donnés dans le tableau A16 de l'annexe 1.

La *backward equation* $T(P, s)$ pour la subrégion 2(c) a la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{T_{2c}(P, s)}{T^*} = \theta_{2c}(\pi, \sigma) = \sum_{i=1}^{30} n_i \pi^{I_i} (2 - \sigma)^{J_i} \quad (\text{II-31})$$

où $\theta = T/T^*$, $\pi = P/P^*$ et $\sigma = s/s^*$ avec $T^* = 1 \text{ K}$, $P^* = 1 \text{ MPa}$ et $s^* = 2.9251 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Les coefficients n_i et les exposants I_i et J_i de l'équation (II-31) sont donnés dans le tableau A17 de l'annexe 1.

2.5.3. Les *backward equations* pour la région (4)

Selon la formulation **IAPWS-IF97**, il existe également une *backward equation* pour la région (4) qui est la courbe de saturation, (Fig.II.1). Cette *backward equation* est l'équation de la température de saturation en fonction de la pression de saturation:

$$\frac{T_s}{T^*} = \frac{n_{10} + D - \left[(n_{10} + D)^2 - 4(n_9 + n_{10}D) \right]^{0.5}}{2} \quad (\text{II-32})$$

où $T^* = 1 \text{ K}$ et

$$D = \frac{2G}{-F - (F^2 - 4EG)^{0.5}}$$

avec

$$E = \beta^2 + n_3\beta + n_6$$

$$F = n_1\beta^2 + n_4\beta + n_7$$

$$G = n_2\beta^2 + n_5\beta + n_8$$

$$\text{et } \beta = (p_s / P^*)^{0.25}$$

avec $P^* = 1 \text{ MPa}$.

Les coefficients n_i de l'équation (II-32) sont donnés dans le tableau A6 de l'annexe 1.

3. Conclusion

Le modèle **IAPWS-IF97** est essentiellement basé sur deux concepts. D'une part, l'utilisation de l'enthalpie libre et de l'énergie libre comme équation de base, ce qui permet de déduire toutes les propriétés thermodynamiques par dérivation uniquement sans aucune intégration, d'autre part l'utilisation des *backward equations* éliminant un grand nombre d'itérations qui apparaissent dans les processus d'inversions.

Ces deux concepts conjugués offre au modèle **IAPWS-IF97** une vitesse de calcul et une précision très élevées.

CHAPITRE 3

PRINCIPE DE L'ANALYSE EXERGETIQUE

Chapitre 3

Principe de l'analyse Exergétique

1. Introduction :

L'énergie représente une quantité sans critère qualitatif particulier. L'exergie représente la qualité thermodynamique de l'énergie. Cette importante distinction se retrouve dans l'énoncé des premier et second principes de la thermodynamique.

Le premier principe de la thermodynamique exprime l'équivalence entre l'énergie-travail et l'énergie-chaleur mais il se révèle insuffisant pour caractériser les notions de qualité et de niveau de l'énergie. Il conduit à des définitions de pertes et d'efficacités qui sont inadéquates pour évaluer la qualité thermodynamique d'un processus. Le deuxième principe de la thermodynamique apporte les éclaircissements nécessaires pour comprendre les notions d'irréversibilité et de dégradation de l'énergie. Le concept d'*entropie* est couramment utilisé pour qualifier les transformations d'énergie dans les machines thermodynamiques.

Le concept d'*exergie* est utilisé depuis une quarantaine d'années par les scientifiques pour caractériser le second principe. Le terme *exergie* a été proposé par **Rant** [20] pour qualifier la notion classique et ambiguë d'*énergie utilisable*.

La théorie de l'exergie met en œuvre simultanément le premier et le deuxième principe.

Seule, la comptabilité exergétique permet de calculer avec précision les pertes thermodynamiques d'un processus et de définir proprement un rendement thermodynamique, exprimant son degré de perfection. Elle permet également d'évaluer la qualité thermodynamique d'une installation au sens de l'économie énergétique, et cela quelles que soient sa taille, sa complexité et la nature des phénomènes dont elle est le siège.

2. Approche énergétique

2.1. Bilan énergétique

Considérons un système quelconque, donnant lieu à des transferts-travail, des transferts-chaleur et des transferts de masse. Un tel système peut être représenté schématiquement par la fig. III-1.

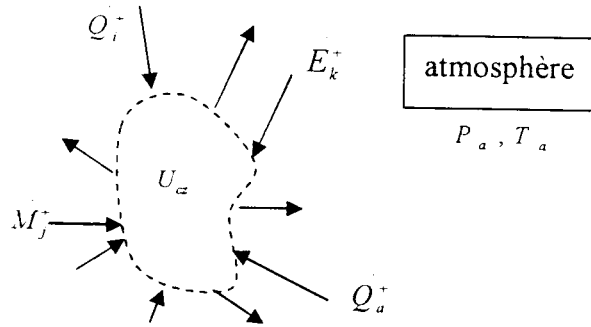


Fig. III.1 : Système thermodynamique quelconque

En vertu du premier principe de la thermodynamique, le bilan énergétique en puissance, relatif à un système quelconque, est exprimé par l'équation :

$$\frac{dU_{cz}}{dt} = \sum_k \left[\dot{E}_k^+ \right] + \sum_i \left[\dot{Q}_i^+ \right] + \sum_j \left[h_{czj} \dot{M}_j^+ \right] \quad (\text{III-1})$$

dans la quelle nous définissons :

- U_{cz} : énergie interne totale
- $\dot{E}_k^+$: puissance-travail globale reçue par le système au niveau d'une machine k
- $\dot{Q}_i^+$: puissance-chaleur reçue d'une source à température T_i
- $\dot{M}_j^+$: débit-masse reçu au droit d'une section j
- h_{czj} : enthalpie totale massique du fluide au droit d'une section j

Le système baigne dans l'atmosphère à pression P_a . Lorsque son volume v augmente de dv , une *puissance-travail* $P_a dv/dt$ est donnée par le système à l'atmosphère. De ce fait le système fournit une *puissance-travail effective* donnée par :

$$\sum_k \left[E_{ek}^- \right] = \sum_k \left[E_k^- \right] - P_a \frac{dV}{dt} \quad (\text{III-2})$$

Ce qui revient à :

$$\sum_k \left[E_k^+ \right] = \sum_k \left[E_{ek}^+ \right] - P_a \frac{dV}{dt} \quad (\text{III-3})$$

Le bilan énergétique devient donc :

$$\sum_k \left[E_{ek}^+ \right] + \sum_i \left[Q_i^+ \right] + \sum_j \left[h_{czj} M_j^+ \right] - \frac{d(U_{cz} + P_a V)}{dt} = 0 \quad (\text{III-4})$$

La grandeur : $U_{ecz} = (U_{cz} + P_a V)$ est appelée **énergie effective totale**

Le bilan énergétique (III-4) devient :

$$\sum_k \left[E_{ek}^+ \right] + \sum_i \left[Q_i^+ \right] + \sum_j \left[h_{czj} M_j^+ \right] - \frac{dU_{ecz}}{dt} = 0 \quad (\text{III-5})$$

On définit la **puissance-transformation effective** par la relation :

$$W_e^+ = \sum_j \left[h_{czj} M_j^+ \right] - \frac{dU_{ecz}}{dt} \quad (\text{III-6})$$

Il est possible de définir la **puissance-transformation effective** W_e^+ reçue au niveau de chaque réseau n.

Le **bilan énergétique** en puissance (III-5) peut alors être mis sous la forme :

$$\sum_k \left[E_{ek}^+ \right] + \sum_i \left[Q_i^+ \right] + \sum_n \left[W_{en}^+ \right] = 0 \quad (\text{III-7})$$

ou bien en énergie :

$$\sum_k \left[E_{ek}^+ \right] + \sum_i \left[Q_i^+ \right] + \sum_n \left[W_{en}^+ \right] = 0 \quad (\text{III-8})$$

dans laquelle W_{en}^+ est l'**énergie-transformation effective** reçue au niveau du réseau n :

$$W_{en}^+ = \left\{ \sum_j \left[\int h_{czj} dM_j^+ \right] - \Delta U_{ecz} \right\}_n \quad (\text{III-9})$$

L'introduction du concept d'énergie-transformation est d'un grand intérêt, car cela permet d'englober dans une théorie unique les systèmes fermés, les systèmes ouverts en régime permanent et les systèmes ouverts en régime non permanent [19].

2.2. Efficacité

Etant donné que le bilan énergétique (III-7) exprime la conservation de l'énergie, il est en principe inadéquat pour mettre en évidence la notion de **perte thermodynamique**. En effet, la manipulation d'un système quelconque consiste toujours à recevoir de l'énergie sous une ou plusieurs formes possibles et à en donner également sous une ou plusieurs formes. Il en résulte que toute définition correcte de « **rendement thermique** » doit, en toute rigueur, conduire à l'unité, c'est-à-dire à 100%, ce qui évidemment n'apporte aucune précision intéressante.

Toutefois, dans la pratique, il est opportun de définir des chiffres caractéristiques pouvant être utilisés pour exprimer une propriété intéressante du système considéré.

D'une façon générale, nous appelons **efficacité** le rapport entre l'énergie utile et l'énergie dépensée. Il n'est pas possible de donner une définition générale de ce rapport, car les notions d'utilité et de dépense varient de cas en cas.

Dans le cas des **installations motrices**, des **installations de chauffage** et des **installations combinées**, le bilan (III-7) peut, en omettant les indices pour simplifier, être mis sous la forme :

$$\sum [E_e^-] + \sum [\dot{Q}^-] + \sum [\dot{W}_e^-] = \sum [E_e^+] + \sum [\dot{Q}^+] + \sum [\dot{W}_e^+] - \dot{Q}_a^- \quad (\text{III-10})$$

où toutes les puissances **données** par le système figurent au premier membre et toutes les puissances **reçues** par le système au second membre.

Précisons que les expressions $\sum [\dot{Q}^-]$ et $\sum [\dot{Q}^+]$ concernent toutes les **puissances-chaleur** transférées entre le système et les différentes sources, à l'exclusion de celles transférées entre le système et l'atmosphère, groupées dans le terme $\dot{Q}_a^-$.

Le bilan énergétique (III-10) suggère de définir l'**efficacité** d'un système sous la forme :

$$\varepsilon = \frac{\sum [E_e^-] + \sum [\dot{Q}^-] + \sum [\dot{W}_e^-]}{\sum [E_e^+] + \sum [\dot{Q}^+] + \sum [\dot{W}_e^+]} \quad (\text{III-11})$$

Examinons l'expression (III-11) pour les trois cas principaux d'installation :

a) Installation motrice :

Dans le cas d'une installation motrice, la définition (III-11) donne, en tenant compte du bilan (III-10), l'**efficacité motrice** :

$$\varepsilon_m = \frac{N}{D} = \frac{N}{N + \dot{Q}_a} = \frac{D - \dot{Q}_a}{D} = 1 - \frac{\dot{Q}_a}{D} < 1 \quad (\text{III-12})$$

dans laquelle nous avons :

- N : numérateur de l'expression (III-11)
- D : dénominateur de la même expression

Le rapport $\frac{\dot{Q}_a}{D}$ n'est pas du tout faible, ce qui fait que l'efficacité motrice d'une installation motrice est en général très inférieure à 100 %.

b) Installation de thermopompe :

Dans le cas d'une installation de chauffage par thermocompression, la définition (III-11) donne, compte tenu du fait que $\dot{Q}_a$ change de signe, l'**efficacité de chauffage** :

$$\varepsilon_c = \frac{N}{D} = \frac{N}{N - \dot{Q}_a} = \frac{D + \dot{Q}_a}{D} = 1 + \frac{\dot{Q}_a}{D} > 1 \quad (\text{III-13})$$

Nous constatons que, dans ce cas, la définition (III-11) est certes applicable, mais elle conduit à une efficacité toujours supérieure à 100% ce qui est étonnant ! Donc il est judicieux de ne pas utiliser le terme de « **rendement** », car il serait grotesque de parler, par exemple, d'un « **rendement** » égale à 300% ou 400%.

c) Installation de frigopompe :

Dans le cas d'une installation de réfrigération par thermocompression, en régime permanent, la relation (III-10) donne le bilan énergétique :

$$0 = E_k + \dot{Q}_f - \dot{Q}_a \quad (\text{III-14})$$

dans laquelle nous avons :

- E_k : puissance-travail reçue du compresseur
- $\dot{Q}_f$: puissance-chaleur reçue de l'élément à réfrigérer

Nous constatons que, cette fois-ci, la définition (III-11) n'est pas applicable. Il n'est possible de définir l'**efficacité de réfrigération** que d'une façon arbitraire par le relation :

$$\varepsilon_f = \frac{Q_f}{E_k} >> 1 \quad (\text{III-15})$$

Cette définition conduit à une efficacité pouvant être inférieure ou supérieure à 100%.

Analyse critique :

Historiquement, certains aspects de l'**efficacité** ont été introduits par les praticiens depuis fort longtemps, mais il est vrai, de façon fragmentaire et anarchique, sans souci d'une harmonisation dans le cadre d'une théorie générale.

C'est ainsi que la grandeur ε_m donnée par la relation (III-11) est connue sous le nom de « **rendement thermique** ».

Il faut reconnaître que cette définition, bien qu'universellement utilisée et si intéressante qu'elle soit à certains égards, est **inadéquate pour caractériser le degré de perfection**, c'est-à-dire la **qualité thermodynamique** d'une installation au sens de l'énergétique thermodynamique.

En effet la définition actuelle du **rendement thermique** résulte d'une extension abusive de celle du « **rendement de Carnot** », cette dernière étant une extension abusive de notions, par ailleurs extrêmement fécondes, dont le mérite revient effectivement à **Carnot**. Mais il convient de remarquer immédiatement que ce sont les successeurs de **Carnot**, et non pas **Carnot** lui-même, qui ont baptisé le « **rendement de Carnot** » : $(1 - T_a/T)$. Cette initiative était malheureuse, malgré les bonnes intentions qui ont certainement été à son origine, et elle a considérablement retardé l'introduction des notions correctes de perte et de rendement, thermodynamiques. D'ailleurs, nous avons montré ci-dessus que l'extension de la même définition aux installations de chauffage et de réfrigération par thermocompression conduit à des chiffres qui se révèlent extravagants si l'on conserve le terme de « **rendement thermique** ».

Pour éliminer cette ambiguïté, le terme « **rendement de Carnot** » est substitué par celui de « **facteur de Carnot** » $(1 - T_a/T)$, et le terme « **rendement thermique** » par celui de « **efficacité** », ce qui revient à dire qu'il ne s'agit pas d'un rendement, mais d'un chiffre caractéristique intéressant.

3. Approche exergétique

Ayant montré dans la section précédente que le premier principe de la thermodynamique est inadéquat pour caractériser les notions de *qualité* et de *niveau* d'énergie, ainsi que celles de *perte* et de *rendement thermodynamique*, nous allons essayer de mettre en œuvre *simultanément* le premier et le deuxième principe de la thermodynamique.

C'est en 1889 déjà que **Georges Gouy** [21] a émis l'idée que la potentialité d'un système au point de vue de la production de travail pouvait être exprimée par une fonction contenant, non seulement l'énergie interne du système, mais encore la température T_a et la pression P_a de l'atmosphère extérieure au système lui-même. Depuis lors, les implications et les conséquences de cette idée ont été étudiées et développées dans différents pays par un certain nombre de chercheurs, sous le terme général de *théorie de l'exergie*.

Il est maintenant largement reconnu que la théorie de l'exergie est extrêmement féconde, car elle débouche sur une comptabilité dite exergétique qui englobe le premier et le deuxième principe de la thermodynamique. Seule cette *comptabilité exergétique* permet d'évaluer quantitativement ce que l'on appelle qualitativement la *dégradation de l'énergie*, c'est-à-dire de calculer avec précision les conséquences de divers phénomènes d'*irréversibilité thermodynamique*, donc de chiffrer correctement *les pertes thermodynamiques* d'un système. Par conséquent, seule la comptabilité exergétique permet de définir correctement un « *rendement thermodynamique* » exprimant le degré de perfection, c'est-à-dire la *qualité thermodynamique* d'un système.

En effet la *théorie de l'exergie* est une approche très générale, valable pour un système absolument quelconque, qu'il soit fermé, ouvert en régime permanent ou non permanent.

3.1. Bilan exergétique

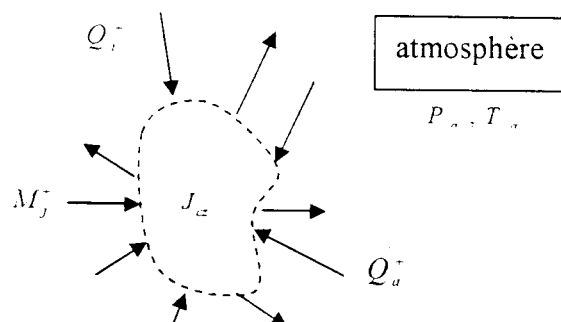


Fig.III.2 : Système thermodynamique quelconque

Considérons à nouveau, un système quelconque, un tel système peut être représenté schématiquement par la figure III-2.

En vertu des relations (III-6) et (III-7), le premier principe de la thermodynamique est exprimé par le **bilan énergétique** en puissance :

$$\sum_k \left[E_{ek}^+ \right] + \sum_i \left[\int \delta \dot{Q}_i^+ \right] + \dot{Q}_a^+ + \sum_n \left[W_{en}^+ \right] = 0 \quad (\text{III-16})$$

dans lequel :

- E_{ek}^+ : puissance-travail effective reçue par le système au niveau de la machine k
- $\dot{Q}_i^+$: puissance-chaleur reçue de la source à température T_i (dans le cas général où T_i est variable, il convient d'intégrer par rapport à l'espace)
- $\dot{Q}_a^+$: puissance-chaleur reçue de l'atmosphère, à la température T_a
- W_{en}^+ : puissance-transformation effective reçue, au niveau du réseau n

Le deuxième principe de la thermodynamique est exprimé par le **bilan d'entropie** :

$$\frac{dS}{dt} = \sum_i \left[\int \frac{\delta \dot{Q}_i^+}{T_i} \right] + \sum_j \left[s_j \dot{M}_j^+ \right] + \frac{\delta S^i}{dt} \quad (\text{III-17})$$

dans lequel :

- S : entropie du système
- s_j : entropie massique du fluide au droit de la section j
- S^i : entropie due aux opérations internes irréversibles, c'est-à-dire aux **irréversibilités** du système (création d'entropie).

En vertu du deuxième principe, nous avons toujours :

$$\delta S^i \geq 0 \quad \text{et} \quad \frac{\delta S^i}{dt} \geq 0 \quad (\text{III-18})$$

Etant donné la propriété d'extensivité de l'entropie, nous pouvons effectuer des sommations sur les réseaux (n) et remplacer :

$$\frac{dS}{dt} \quad \text{par} \quad \sum_n \left[\frac{dS}{dt} \right]_n$$

$$\sum_j \left[s_j M_j^+ \right] \quad \text{par} \quad \sum_n \left\{ \sum_j \left[s_j M_j^+ \right] \right\}_n$$

Nous pouvons traiter séparément la source à température T_a constituée par l'atmosphère et remplacer :

$$\sum_i \left[\int \frac{\delta Q_i^+}{T_i} \right] \quad \text{par} \quad \sum_i \left[\int \frac{\delta Q_i^+}{T_i} \right] + \frac{Q_a^+}{T_a} \quad (\text{III-19})$$

Le bilan entropique peut se mettre sous la forme suivante :

$$\sum_i \left[\int \frac{\delta Q_i^+}{T_i} \right] + \frac{Q_a^+}{T_a} + \sum_n \left\{ \sum_j \left[s_j M_j^+ \right] - \frac{dS}{dt} \right\}_n + \frac{\delta S'}{dt} = 0 \quad (\text{III-20})$$

En multipliant tous les termes de ce bilan par la température T_a , et en éliminant la puissance-chaleur Q_a^+ entre les relations (III-16) et (III-20) nous obtenons le **bilan exergétique** :

$$\sum_k \left[E_{ek}^+ \right] + \sum_i \left[\int \left(1 - \frac{T_a}{T_i} \right) \delta Q_i^+ \right] + \sum_n \left\{ \sum_j \left[(h_{czj} - T_a s_j) M_j^+ \right] - \frac{d}{dt} (U_{ecz} - T_a S) \right\}_n - T_a \frac{\delta S'}{dt} = 0 \quad (\text{III-21})$$

Terminologie et symbolique [19]

Le bilan exergétique (III-21) fait apparaître un certain nombre de grandeurs nouvelles dont la définition et le symbole sont comme suit :

- *Coénergie totale* :

$$J_{cz} = U_{ecz} - T_a S = U_{cz} + P_a V - T_a S \quad (\text{III-22})$$

- *Coenthalpie totale massique* :

$$k_{cz} = h_{cz} - T_a s \quad (\text{III-23})$$

- *Facteur de Carnot* :

$$\Theta = 1 - \frac{T_a}{T} \quad (\text{III-24})$$

- *Energie-travail effective reçue* :

$$E_e^+ = E^+ + P_a \Delta V \quad (\text{III-25})$$

- *Puissance-travail effective reçue* :

$$E_e^+ = E^+ + P_a \frac{dV}{dt} \quad (\text{III-26})$$

- *Cotraitement-chauffeur* reçu :

$$E_q^+ = \int \Theta \delta Q^+ \quad (\text{III-27})$$

- *Copuissance-chauffeur* reçue :

$$E_q^+ = \int \Theta \delta \dot{Q}^+ \quad (\text{III-28})$$

- *Cotraitement-transformation* reçu :

$$E_w^+ = \sum_j \left[\int k_{czj} dM_j^+ \right] - \Delta J_{cz} \quad (\text{III-29})$$

- *Copuissance-transformation* reçue :

$$\dot{E}_w^+ = \sum_j \left[k_{czj} \dot{M}_j^+ \right] - \frac{dJ_{cz}}{dt} \quad (\text{III-30})$$

- *Perte exergétique en énergie* :

$$L = T_a S^i \geq 0 \quad (\text{III-31})$$

- *Perte exergétique en puissance* :

$$\dot{L} = T_a \frac{\delta S^i}{dt} \geq 0 \quad (\text{III-32})$$

Remarque :

La grandeur $k_{cz} = h_{cz} - T_a s$ présente un grand intérêt pratique, en effet, la différence entre la coenthalpie d'un fluide à son état initial, et sa coenthalpie à l'état mort (celui du milieu extérieur) représente le travail net qui pourrait être obtenu lors d'une transformation réversible de ce fluide, en régime permanent, entre ces deux états.

Définition de l'état mort :

Chaque calcul d'exergie nécessite la définition d'un état dit de référence appelé aussi « *état mort* » qui est atteint lorsque le système est en équilibre thermodynamique avec le milieu extérieur. L'équilibre thermodynamique consiste en l'équilibre mécanique, l'équilibre thermique et l'équilibre chimique. Cet état de référence est symbolisé par sa température T_a .

Nous définissons l'exergie d'*une masse fluide* à un état thermodynamique donné, comme la différence entre sa coenthalpie et sa coenthalpie à l'état mort :

$$ex = k_{cz} - k_{cza} = (h_{cz} - h_{cza}) - T_a (s - s_a) \quad (\text{III-33})$$

Cette grandeur nous sera d'une grande utilité lors de la construction des digrammes exergétiques et de l'analyse des cycles des centrales thermiques.

Expression générale du bilan exergétique :

Etant donné ces définitions, le *bilan exergétique* en puissance peut être mis sous la forme :

$$\sum_k \left[\dot{E}_{ek}^+ \right] + \sum_i \left[\dot{E}_{qi}^+ \right] + \sum_n \left[\dot{E}_{wn}^- \right] = L \geq 0 \quad (\text{III-34})$$

L'équation (III-34) constitue une forme très condensée des premier et deuxième principes réunis. En fait, c'est l'expression la plus générale de la théorie de l'exergie.

Enfin, sous forme finie, le *bilan exergétique* relatif à un temps Δt , est :

$$\sum_k \left[E_{ek}^+ \right] + \sum_i \left[E_{qi}^+ \right] + \sum_n \left[E_{wn}^- \right] = L \geq 0 \quad (\text{III-35})$$

3.2 Perte exergétique

La perte exergétique L est la diminution de la possibilité d'obtention de travail, due aux irréversibilités internes du système.

Elle exprime quantitativement ce qui est exprimé qualitativement par la notion de dégradation de l'énergie.

Selon (III-31), la perte exergétique L est égale au produit de l'*entropie* S^i due aux irréversibilités internes par la *température* T_a de l'*atmosphère*.

Finalement, la perte exergétique L est définie par :

$$L = T_a S^i \geq 0 \quad (\text{III-36})$$

En puissance, elle est définie par :

$$L = T_a \frac{\delta S^i}{dt} \geq 0 \quad (\text{III-37})$$

Appliquons cette définition aux deux cas d'irréversibilité les plus couramment rencontrés à savoir : la dissipation (causée par le frottement) et la dévalorisation (causée par la chute de température accompagnant les transferts de chaleur).

a) Dissipation :

L'augmentation d'entropie due à une dissipation est donnée par :

$$\delta S' = \delta S^r = \frac{\delta R}{T} \quad (\text{III-38})$$

avec

- δR : dissipation due à un frottement visqueux
- T : température à laquelle se produit le frottement.

La **perte exergétique** correspondante est donc :

$$\delta L_r = \frac{T_a}{T} \delta R \quad (\text{III-39})$$

Si la température T est constante, nous obtenons :

$$L_r = \frac{T_a}{T} R \quad (\text{III-40})$$

Cette relation montre qu'**une dissipation déterminée conduit à une perte exergétique d'autant plus faible qu'elle se produit à haute température.**

b) Transfert de chaleur avec chute de température :

L'augmentation d'entropie due à un transfert de chaleur avec chute de température est donnée par la relation :

$$\delta S' = \delta S^t = \left(\frac{1}{T_\beta} - \frac{1}{T_\alpha} \right) \delta Q_\beta^\alpha \quad (\text{III-41})$$

dans laquelle nous avons :

- Q_β^α : énergie-chaleur transférée du corps α au corps β
- T_α : température du corps chaud
- T_β : température du corps froid

La **perte exergétique** correspondante est donc :

$$L_t = \int \left(\frac{T_a}{T_\beta} - \frac{T_a}{T_\alpha} \right) \delta Q_\beta^\alpha \quad (\text{III-42})$$

Cette relation peut être écrite sous la forme :

$$L_t = \int (\Theta_\alpha - \Theta_\beta) \delta Q_\beta^\alpha = \int \Theta_\alpha \delta Q_\beta^\alpha - \int \Theta_\beta \delta Q_\beta^\alpha = E_{q\alpha}^+ - E_{q\beta}^- \quad (\text{III-43})$$

dans laquelle nous avons :

- $E_{q\alpha}^+$: cotravail-chaleur reçu du corps chaud

- $E_{q\theta}^-$: cotravail-chaleur donné au corps froid

La relation (III-43) exprime en fait le bilan exergétique relatif au système intermédiaire entre les deux corps (paroi de séparation).

Elle indique que *la perte exergétique due à un transfert de chaleur avec chute de température n'est que la différence entre le cotravail-chaleur reçu du corps chaud et le cotravail-chaleur donné au corps froid.*

Elle montre aussi qu'*un transfert de chaleur déterminé conduit à une perte exergétique d'autant plus faible que les températures des deux corps chaud et froid sont élevées et voisines l'une de l'autre, et nulle lorsque les deux températures sont égales (cas des transferts-chaleur dans le cycle de Carnot).*

En définitive, ces deux cas montrent que la dégradation de l'énergie est due essentiellement à deux phénomènes :

- La dissipation, due au frottement conduisant au phénomène de diminution de la qualité de l'énergie.
- La dévalorisation, due aux chutes de température lors des transferts-chaleur, conduisant au phénomène de diminution de niveau de l'énergie.

Il convient de préciser qu'il existe bien d'autres phénomènes irréversibles tels que : la diffusion, les réactions chimiques, l'absorption d'un rayonnement, la conduction électrique, etc...

3.3 Rendement exergétique

Contrairement au bilan énergétique (III-7) exprimant la conservation de l'énergie, le bilan exergétique (III-34) met bien en évidence la notion de perte thermodynamique. Il permet donc de définir la notion de rendement d'une façon claire et logique.

Le bilan (III-34), en omettant les indices, peut être mis sous la forme :

$$\sum [E_e^-] + \sum [E_q^-] + \sum [E_w^-] = \sum [E_e^+] + \sum [E_q^-] + \sum [E_w^-] - L \quad (\text{III-44})$$

Toutes les copuissances **données** par le système figurent au premier membre et toutes les copuissances **reçues** par le système figurent au second membre.

Nous en déduisons la définition générale du **rendement exergétique** d'un système quelconque :

$$\eta = \frac{\sum [E_e^-] + \sum [E_q^-] + \sum [E_w^-]}{\sum [E_e^+] + \sum [E_q^+] + \sum [E_w^+]} \quad (\text{III-45})$$

Le bilan exergétique (III-44) montre que la différence entre le dénominateur D et le numérateur N est égale aux pertes exergétiques L .
d'où

$$\eta = \frac{N}{D} = \frac{D-L}{D} = 1 - \frac{L}{D} = 1 - \Psi \quad (\text{III-46})$$

où Ψ représente les pertes exergétiques en valeur relative.

Comme, en vertu du deuxième principe de la thermodynamique, nous avons toujours $L \geq 0$, il est clair que **le rendement exergétique d'un système quelconque est toujours compris entre 0 et 1** :

$$0 \leq \eta \leq 1 \quad (\text{III-47})$$

Il est égal à 0 dans le cas où le système ne fournit aucune prestation exergétique. Il serait égal à 1 dans le cas où le système serait totalement réversible (cas du cycle de Carnot).

Finalement la définition du rendement exergétique est **adéquate pour caractériser le degré de perfection, c'est-à-dire la qualité thermodynamique d'une installation au sens de l'énergétique thermodynamique.**

4. Conclusion

La théorie de l'exergie constitue un outil de travail extrêmement pratique dès que l'on veut mettre en évidence la qualité thermodynamique d'un système, quelles que soient sa taille, sa complexité et la nature des phénomènes dont il est le siège. Elle permet en effet de poser un véritable diagnostic concernant la santé thermodynamique du système, en décelant toutes les imperfections correspondant à l'enchaînement :

Irréversibilité $\rightarrow$ dégradation de l'énergie $\rightarrow$ perte.

En révélant les défauts thermodynamiques d'un système, la théorie de l'exergie permet de démystifier certaines démarches techniques qui paraissent rentables au point de vue financier,

mais qui sont en réalité défavorables au point de vue de l'économie de l'énergie. Elle permet donc de lutter contre le gaspillage des énergies primaires en incitant les praticiens à réaliser des opérations aussi peu irréversibles que possible. Elle permet ainsi d'évoluer vers une optimisation meilleure des systèmes et une utilisation plus rationnelle de l'énergie.

CHAPITRE 4

GENERATION DES TABLES ET DIAGRAMMES THERMODYNAMIQUES

Chapitre 4

Génération des tables et diagrammes thermodynamiques

1. Introduction

Après avoir décrit le modèle retenu pour le calcul des propriétés de l'eau et après avoir exposé la théorie de l'exergie dans les chapitres précédents, nous passons maintenant à l'exploitation de ces deux concepts, c'est à dire à la génération des tables thermodynamiques et des diagrammes « énergétiques » et « exergetiques ».

Le calcul des propriétés thermodynamiques de l'eau et le tracé des diagrammes se fera grâce à des programmes informatiques que nous avons élaborés.

Ces programmes nécessitent en général deux grandeurs d'entrée, spécifiques à chacune des régions que nous avons présentées sur la figure (II.1). Ainsi pour le calcul dans les régions (1), (2) et (5) il faut introduire le couple de valeurs : pression-température (P, T) . Le calcul dans la région (3), nécessite l'introduction du couple : masse volumique-température (ρ, T) , toutefois si le couple d'entrée est autre que (ρ, T) , le passage par une inversion est inévitable.

Le calcul dans la région (4), correspondant à la courbe de saturation (liquide-vapeur), nécessite l'introduction de la température (T) uniquement.

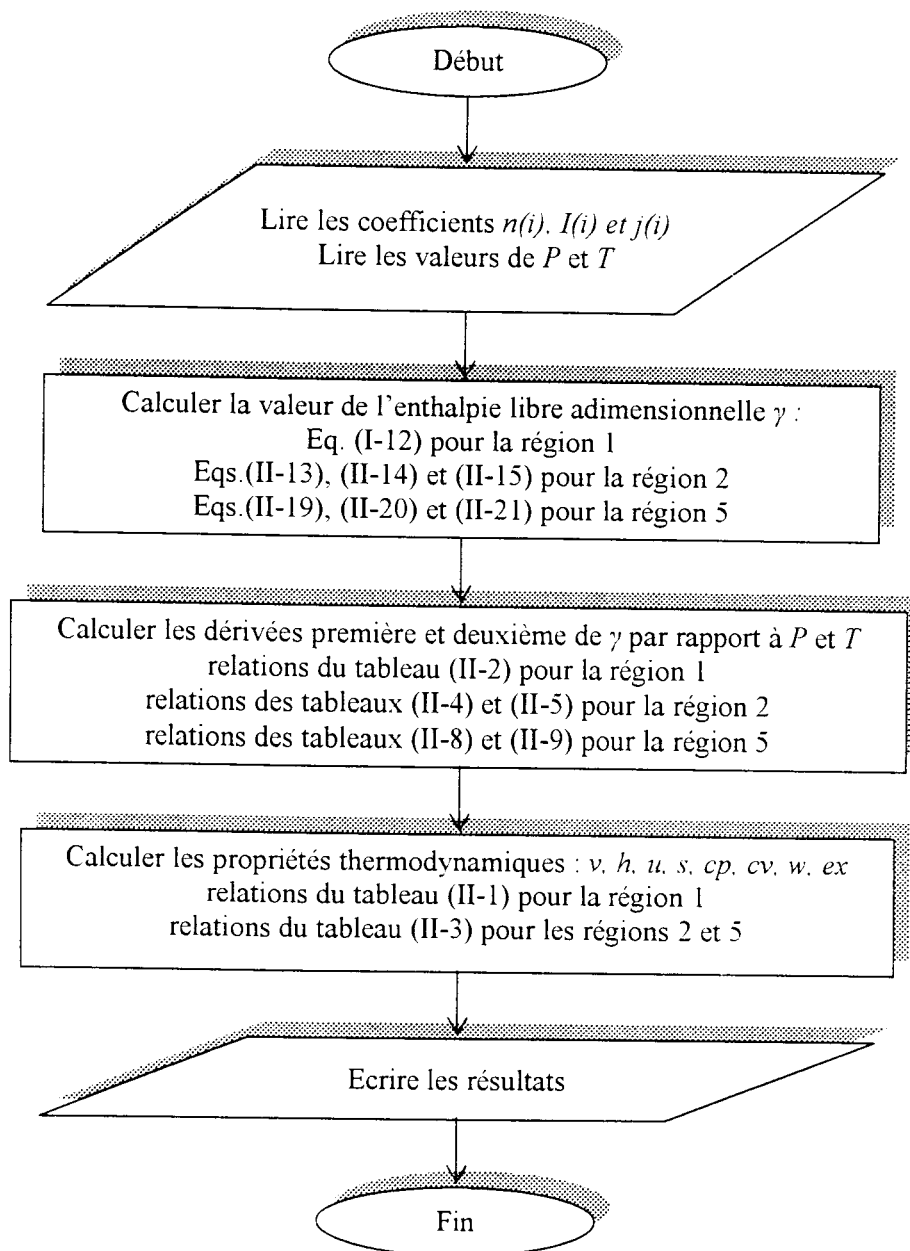
Pour les couples d'entrée (P, s) et (P, h) , l'utilisation des « *backward equations* » exposées au chapitre (2), permet de calculer directement, les propriétés thermodynamiques sans passer par les méthodes classiques d'inversion ce qui permet d'éviter un grand nombre d'itérations et de gagner ainsi un temps de calcul considérable.

Dans la région de changement de phase liquide-vapeur (cloche), les propriétés sont calculées par la règle des mélanges (calcul pondéré par la valeur du titre).

2. Organigrammes de calcul des propriétés thermodynamiques

2.1. Organigramme de calcul des propriétés thermodynamiques de l'eau pour les régions (1), (2) et (5)

Pour calculer les propriétés thermodynamiques de l'eau dans les régions (1), (2) et (5), il suffit d'injecter le couple (P, T) dans l'équation de base correspondante pour chaque région c'est-à-dire dans les équations (II-12), (II-13) et (II-19) respectivement. Ce qui fait que l'organigramme de calcul des propriétés thermodynamiques dans ces régions aura la structure suivante :

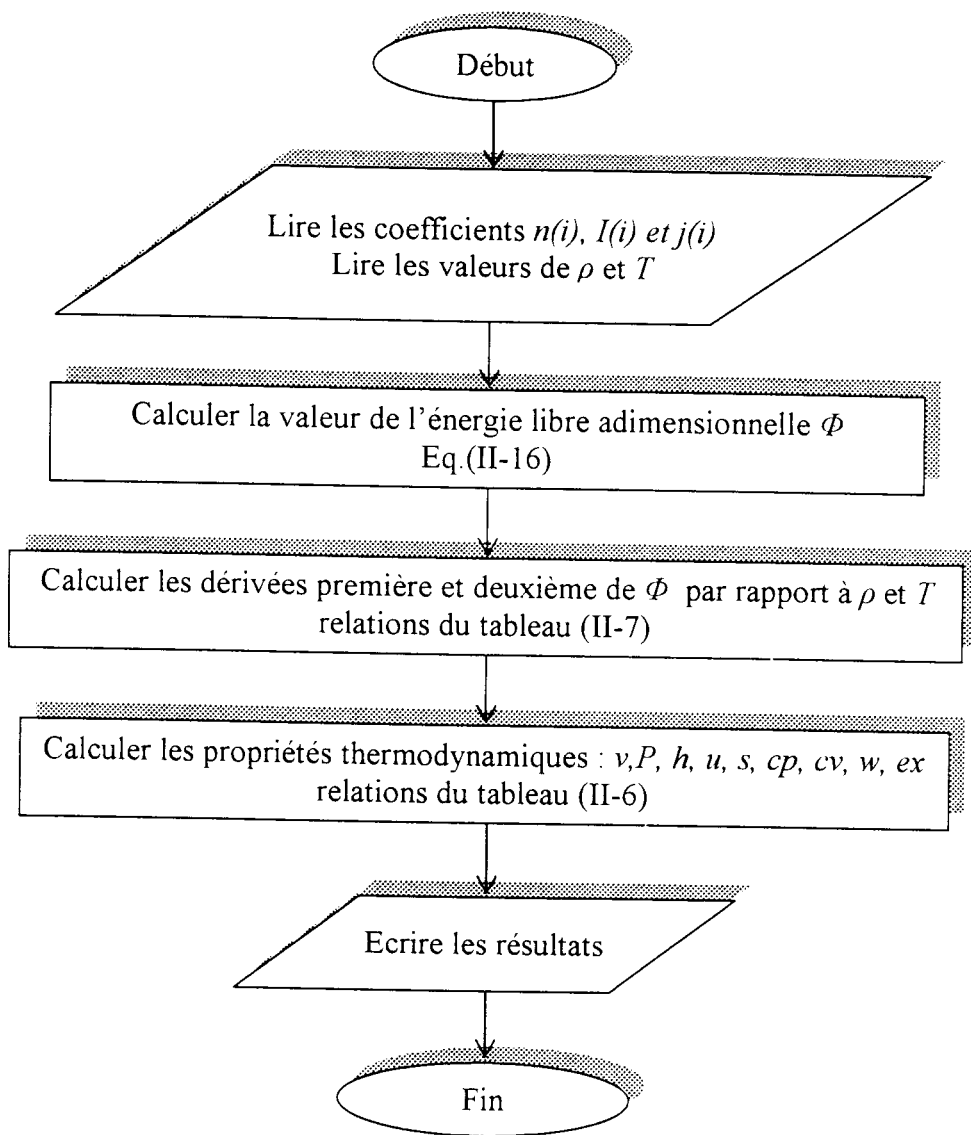


Avec:

$$\begin{aligned}
 &273.15 \text{ K} \leq T \leq 623.15 \text{ K} \text{ et } P_s(T) \leq P \leq 100 \text{ MPa} && \text{pour la région 1} \\
 &273.15 \text{ K} \leq T \leq 623.15 \text{ K} \text{ et } 0 < P \leq P_s(T)_{Eq(II-28)} \\
 &623.15 \text{ K} < T \leq 863.15 \text{ K} \text{ et } 0 < P \leq P(T)_{Eq(II-10)} \\
 &863.15 \text{ K} < T \leq 1073.15 \text{ K} \text{ et } 0 < P \leq 100 \text{ MPa} \\
 &1073.15 \text{ K} \leq T \leq 2273.15 \text{ K} \text{ et } 0 < P \leq 10 \text{ MPa} && \text{pour la région 5}
 \end{aligned}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \text{pour la région 2}$$

2.2. Organigramme de calcul des propriétés thermodynamiques pour la région (3)

Dans cette région, appelée « *région critique* », le couple d'entrée est (ρ, T) . En injectant ce couple dans l'équation de base de la région (3) (Eq.(II-16)), nous pourrions calculer les propriétés thermodynamiques selon l'organigramme suivant:

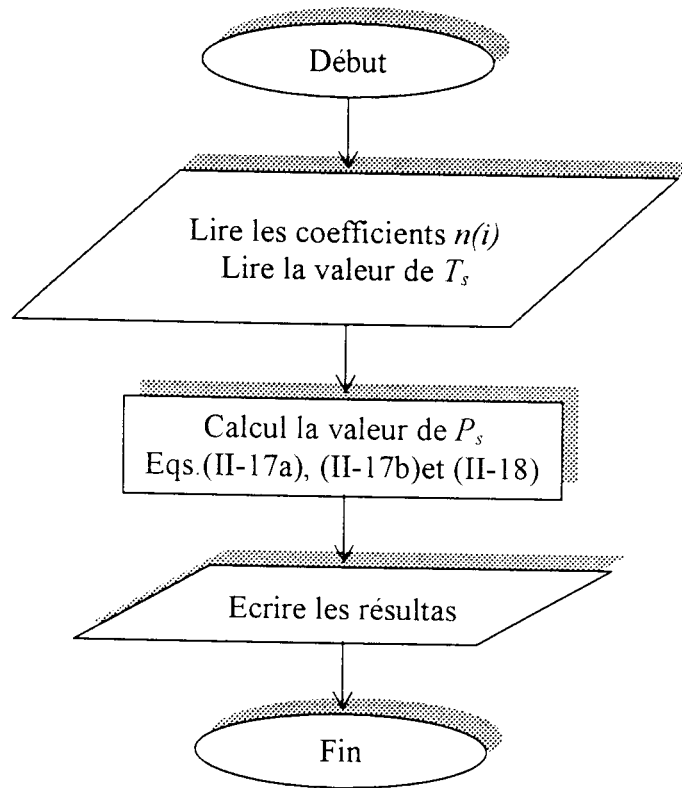


avec :

$$623.15 \text{ K} \leq T \leq T(P)_{Eq.(II-11)} \quad \text{et} \quad P(T)_{Eq.(II-10)} \leq P \leq 100 \text{ MPa}$$

2.3. Organigramme de calcul de la pression de saturation pour la région (4)

L'organigramme qui permet de calculer la pression de saturation en fonction de la température de saturation est comme suit :



Avec : $273.15\text{ K} \leq T \leq 647.096\text{ K}$

3. Organigramme de détermination des propriétés thermodynamiques de l'état de saturation (liquide-vapeur) :

En fait, l'équation de base (Eq.(II-18)) et la « *backward equation* » (Eq.(II-32)) de la région (4) permettent de calculer la pression de saturation (P_s) en fonction de la température de saturation (T_s) et inversement. Pour calculer les autres propriétés thermodynamiques de l'état saturé, nous devons injecter ces valeurs (pression et température de saturation) dans l'équation de base de la région appropriée, région (1) pour le liquide saturé, région (2) pour la vapeur saturée et la région (3) pour la zone critique, puisque la courbe de saturation appartient à ces trois régions. Pour des pressions allant de 0 à 16.52 MPa, l'injection des valeurs de la température et de la pression de saturation dans les équations de base des régions (1) et (2) (Eq.(II-12) et Eq.(II-13)) nous permettra de déterminer les propriétés thermodynamiques respectivement de l'état liquide et de l'état vapeur, saturés.

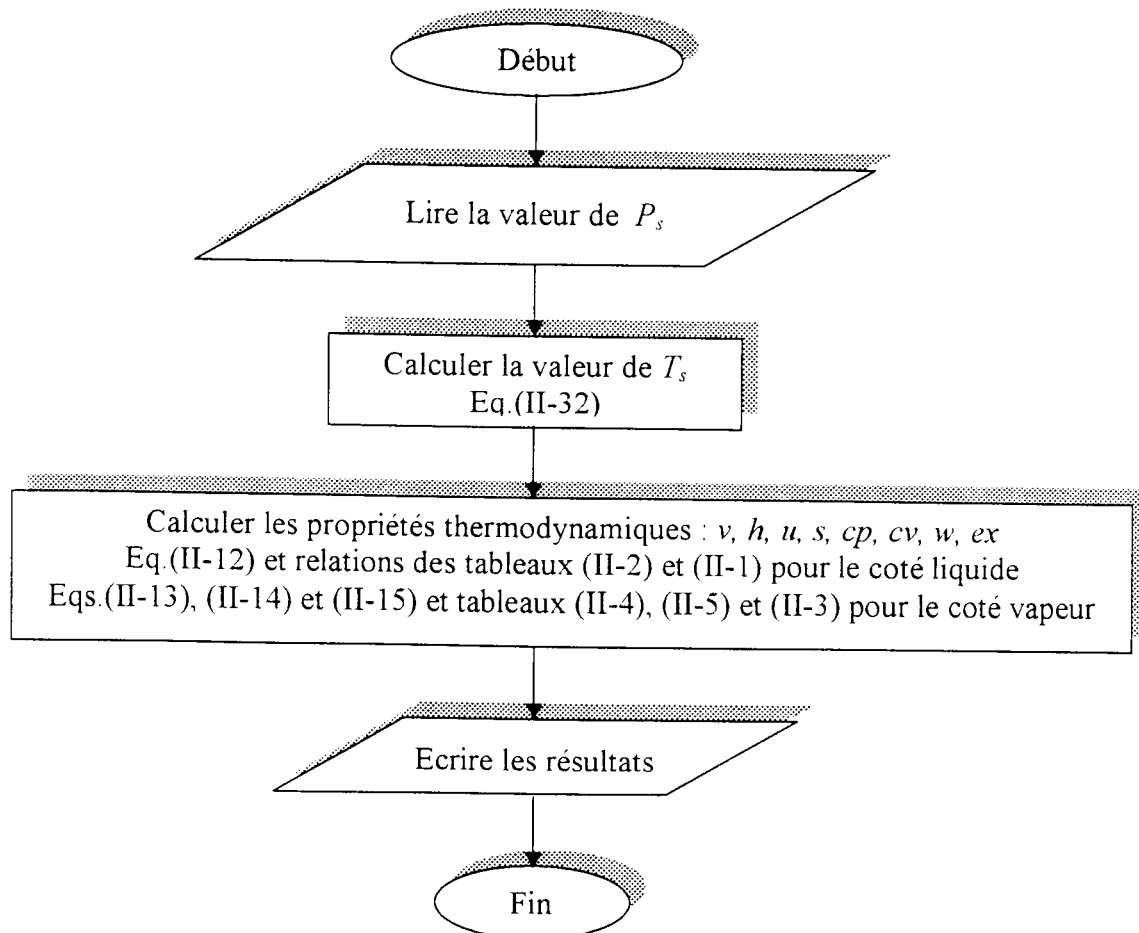
Pour calculer les propriétés du tronçon qui est dans la région (3), (zone du point critique) pour lequel la pression va de 16.52 à 22.064 MPa, nous devons faire l'intersection entre les équations de base des régions (3) et (4) (Eq.(II-16) et Eq.(II-18)).

En pratique, l'organigramme de calcul des propriétés thermodynamiques de la courbe de saturation sera finalement, composé de trois sous organigrammes :

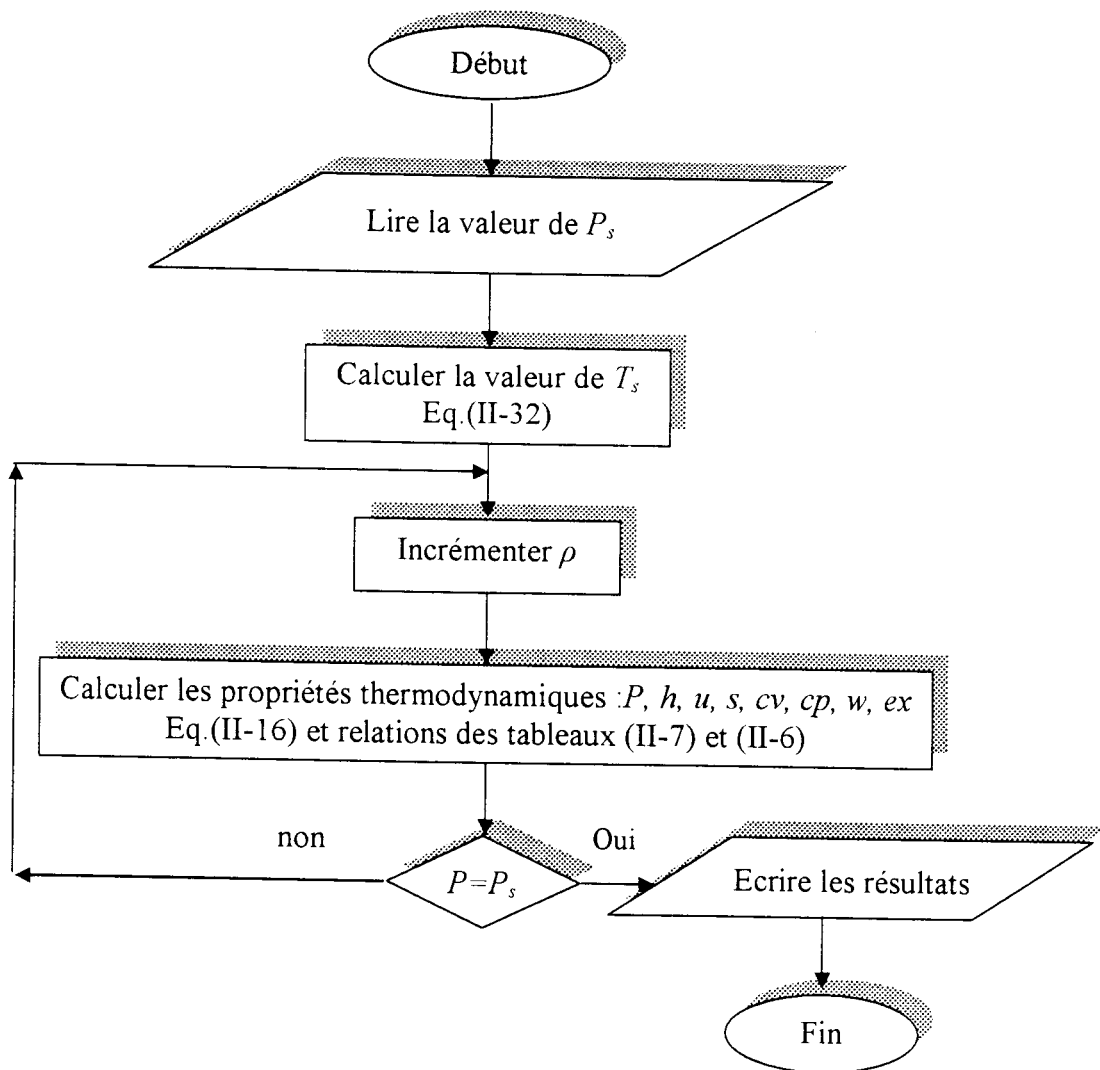
- pour $0 < P \leq 16.52 \text{ MPa}$: on injecte les valeurs de (P_s) et (T_s) (calculée déjà avec la *backward equation* de la région (4) (Eq.(II-32))) dans les deux organigrammes de calcul des propriétés thermodynamiques des régions (1) et (2). Les deux organigrammes ont une structure identique.
- pour $16.52 < P \leq 22.064 \text{ MPa}$: on injecte les valeurs de (T_s) et (P_s) dans l'organigramme de calcul des propriétés thermodynamiques de la région (3) puis on contrôle la valeur de la pression (P) obtenue par la valeur (P_s) donnée par l'équation (II-18).

Les organigrammes ont les structures suivantes :

- Pour $0 < P \leq 16.52 \text{ MPa}$:



➤ pour $16.52 < P \leq 22.064 \text{ MPa}$: l'organigramme a la structure suivante :



4. Organigramme de détermination des propriétés thermodynamiques le long d'une isobare

4.1. Organigramme des isobares pour les régions (1), (2) et (5)

Puisque le couple d'entrée pour ces trois régions est (P, T) , les courbes isobares s'obtiennent en fixant la valeur de la pression et en incrémentant la température dans les limites suivantes:

Pour la région (1) :

$$0 < P \leq 16.52 \text{ MPa}$$

$$273.15 \text{ K} \leq T \leq T_s(P)_{\text{Eq.(II-32)}}$$

$$16.52 \text{ MPa} < P \leq 100 \text{ MPa}$$

$$273.15 \text{ K} \leq T \leq 623.15 \text{ K}$$

Pour la région (2) :

$$0 < P \leq 16.52 \text{ MPa}$$

$$T_s(P)_{Eq(II-32)} \leq T \leq 1073.15 \text{ K}$$

$$16.52 < P \leq 100 \text{ MPa}$$

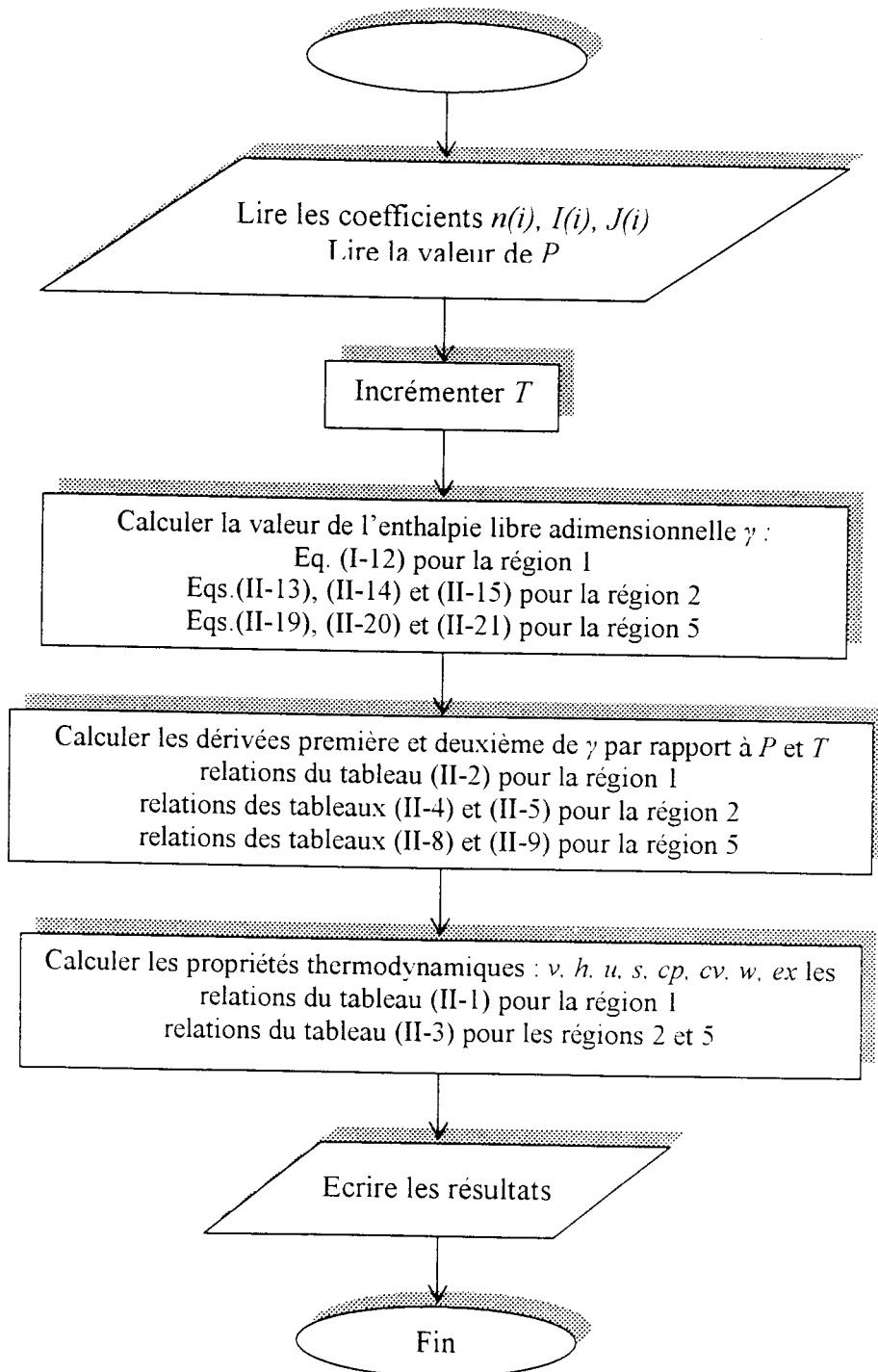
$$T(P)_{Eq(II-11)} \leq T \leq 1073.15 \text{ K}$$

Pour la région (5) :

$$0 < P \leq 10 \text{ MPa}$$

$$1073.15 \text{ K} \leq T \leq 2273.15 \text{ K}$$

La structure des organigrammes correspondant est la suivante :



4.2. Organigramme des isobares pour la région (3)

Puisque le couple d'entrée pour cette région est (ρ, T) , on doit procéder à une inversion qui se fera dans une subroutine qui utilise la méthode de *Newton*.

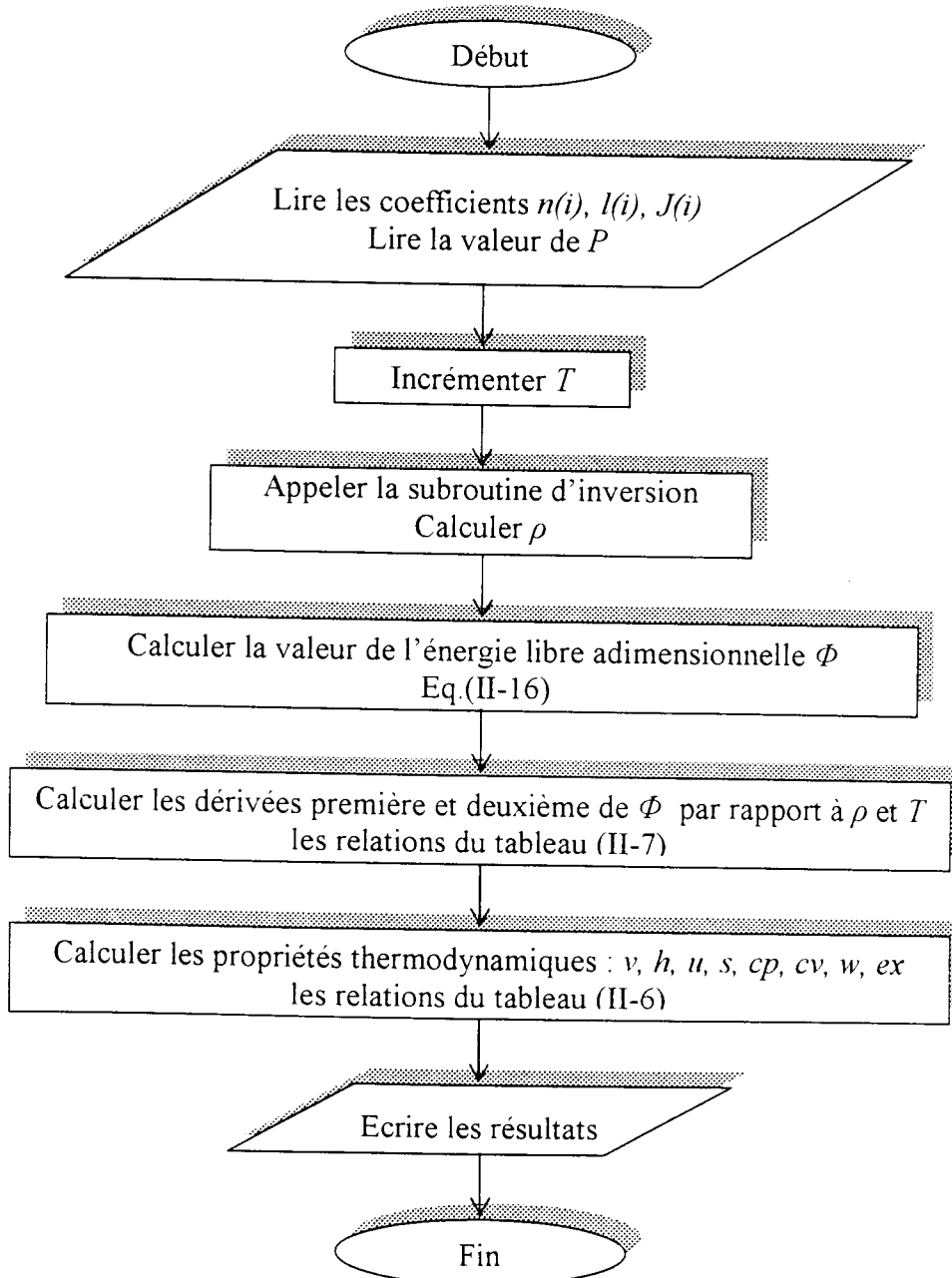
On se fixe donc la pression (P) et on incrémente la température dans les limites suivantes :

$$16.52 \text{ MPa} \leq P \leq 100 \text{ MPa}$$

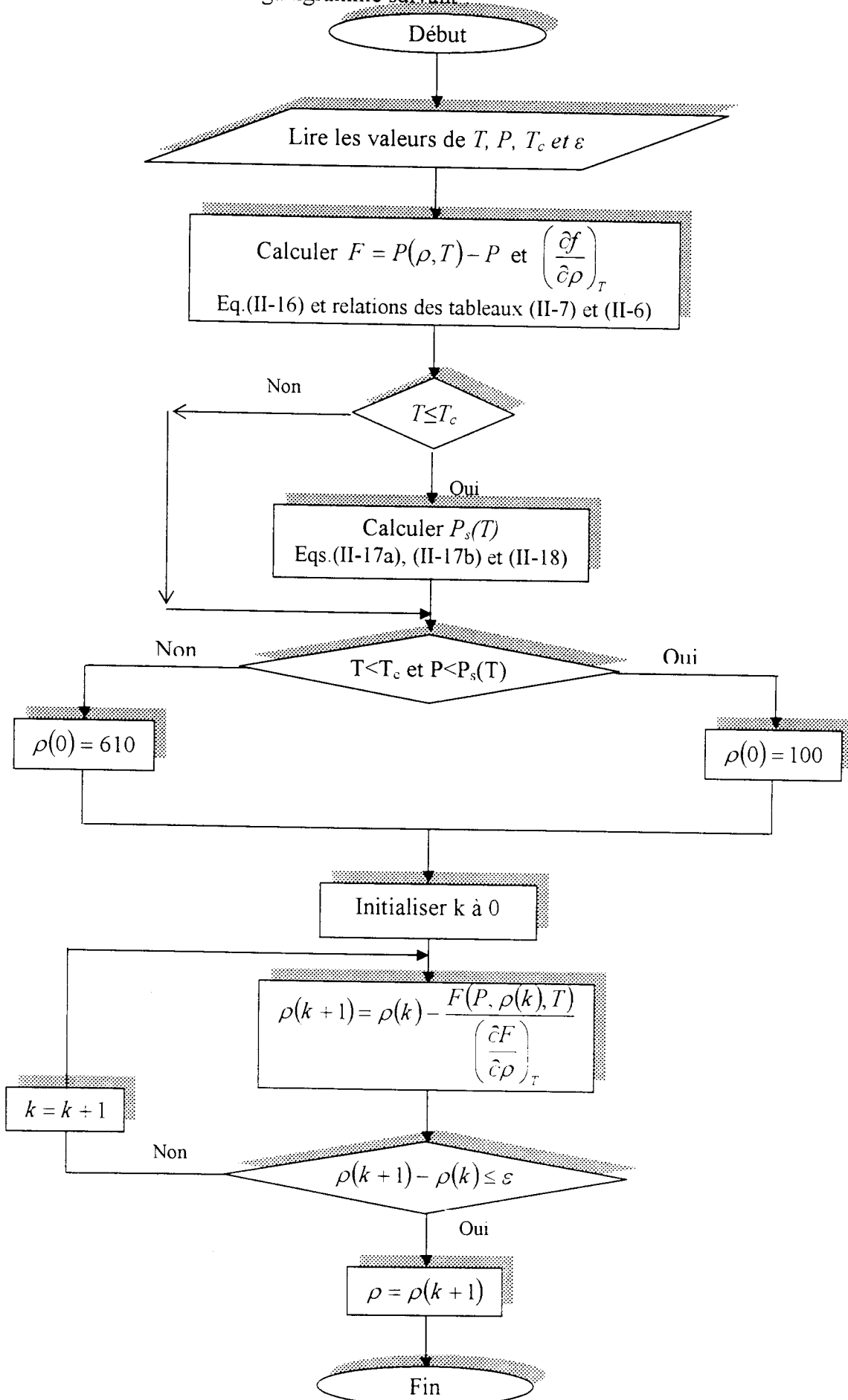
$$623.15 \text{ K} \leq T \leq T(P)_{Eq.(II-11)}$$

En passant par une inversion avec l'algorithme de Newton pour obtenir la valeur de la masse volumique correspondante (ρ), nous pouvons finalement injecter le couple (ρ, T) dans l'équation de base de la région (3) (Eq.(II-16)) et calculer ainsi, les autres propriétés thermodynamiques.

L'organigramme de détermination des isobares dans cette région, aura la structure suivante :



La subroutine d'inversion aura l'organigramme suivant :



5. Organigrammes de détermination des propriétés thermodynamiques le long d'une isotherme

5.1. Organigramme des courbes isothermes pour les régions (1), (2) et (5) :

On obtient ces courbes en fixant la valeur de la température et en incrémentant la pression dans les limites suivantes :

Pour la région (1) :

$$273.15 \text{ K} \leq T \leq 623.15 \text{ K}$$

$$P_s(T) \leq P \leq 100 \text{ MPa}$$

Pour la région (2) :

$$273.15 \text{ K} \leq T \leq 623.15 \text{ K}$$

$$0 < P \leq P_s(T)_{Eq.(II-18)}$$

$$623.15 \text{ K} \leq T \leq 863.15 \text{ K}$$

$$0 < P \leq P(T)_{Eq.(II-10)}$$

$$863.15 \text{ K} \leq T \leq 1073.15 \text{ K}$$

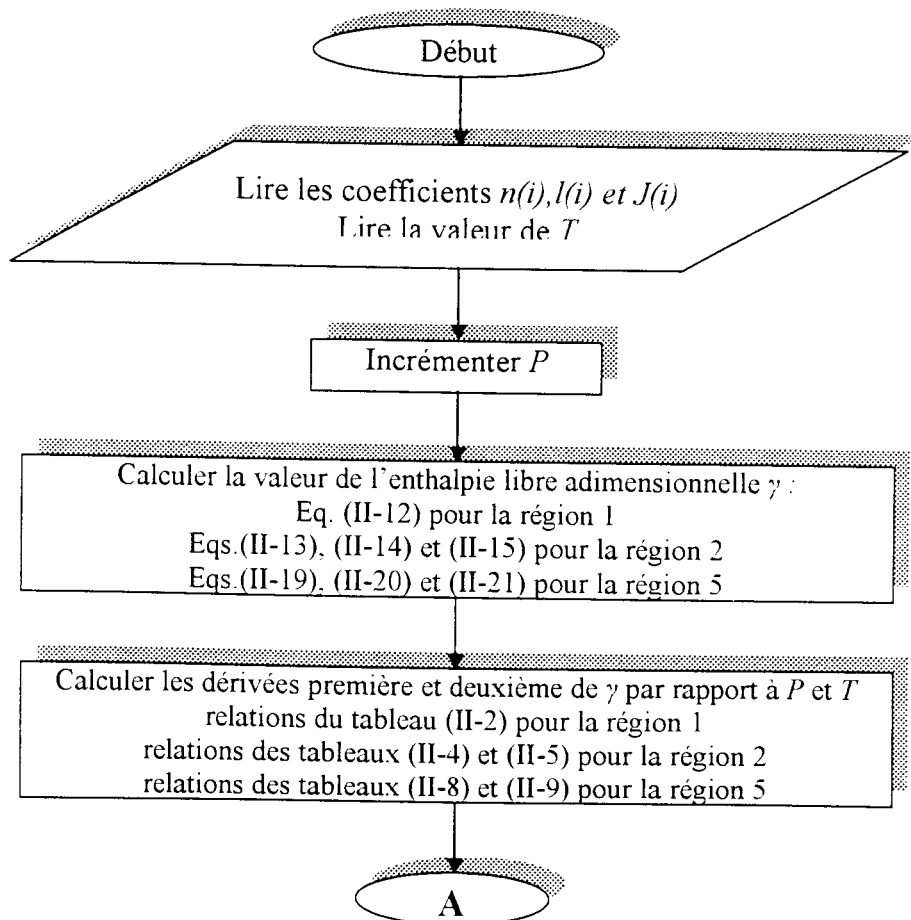
$$0 < P \leq 100 \text{ MPa}$$

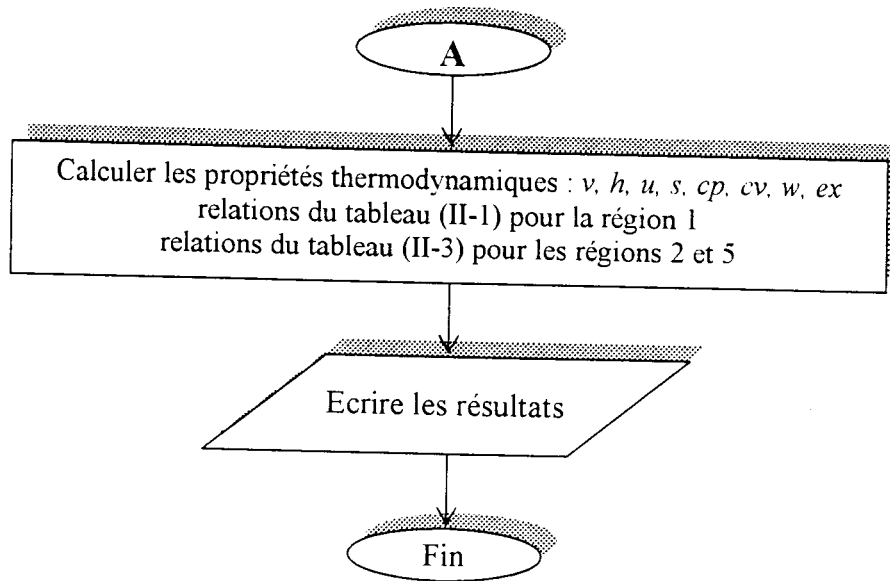
Pour la région (5) :

$$1073.15 \text{ K} \leq T \leq 2273.15 \text{ K}$$

$$0 < P \leq 10 \text{ MPa}$$

et l'organigramme de calcul aura la structure suivante :





5.2. Organigramme des courbes isothermes pour la région (3) :

Pour cette région, nous avons effectué une inversion, en se fixant la température et en incrémentant la pression dans la plage suivante :

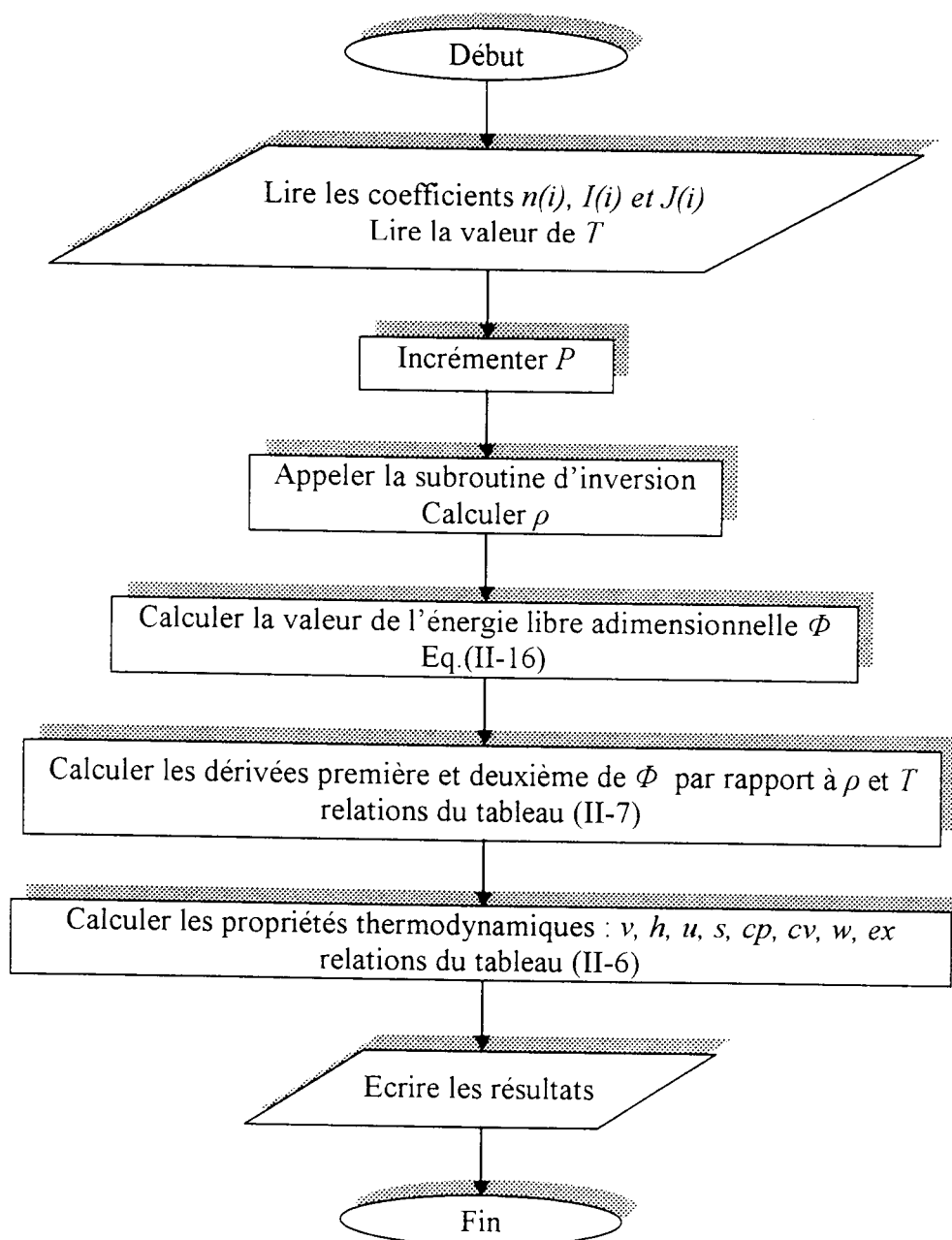
$$623.15 \text{ K} \leq T \leq 863.15 \text{ K}$$

$$P(T)_{Eq.(II-10)} \leq P \leq 100 \text{ MPa}$$

L'inversion nous permettra de calculer la masse volumique (ρ) correspondant au couple (P, T) , pour enfin injecter le couple (ρ, T) dans l'équation de base de ladite région (Eq.(II-16)) afin de calculer les autres propriétés.

La procédure d'inversion est similaire à celle du paragraphe 5.2.

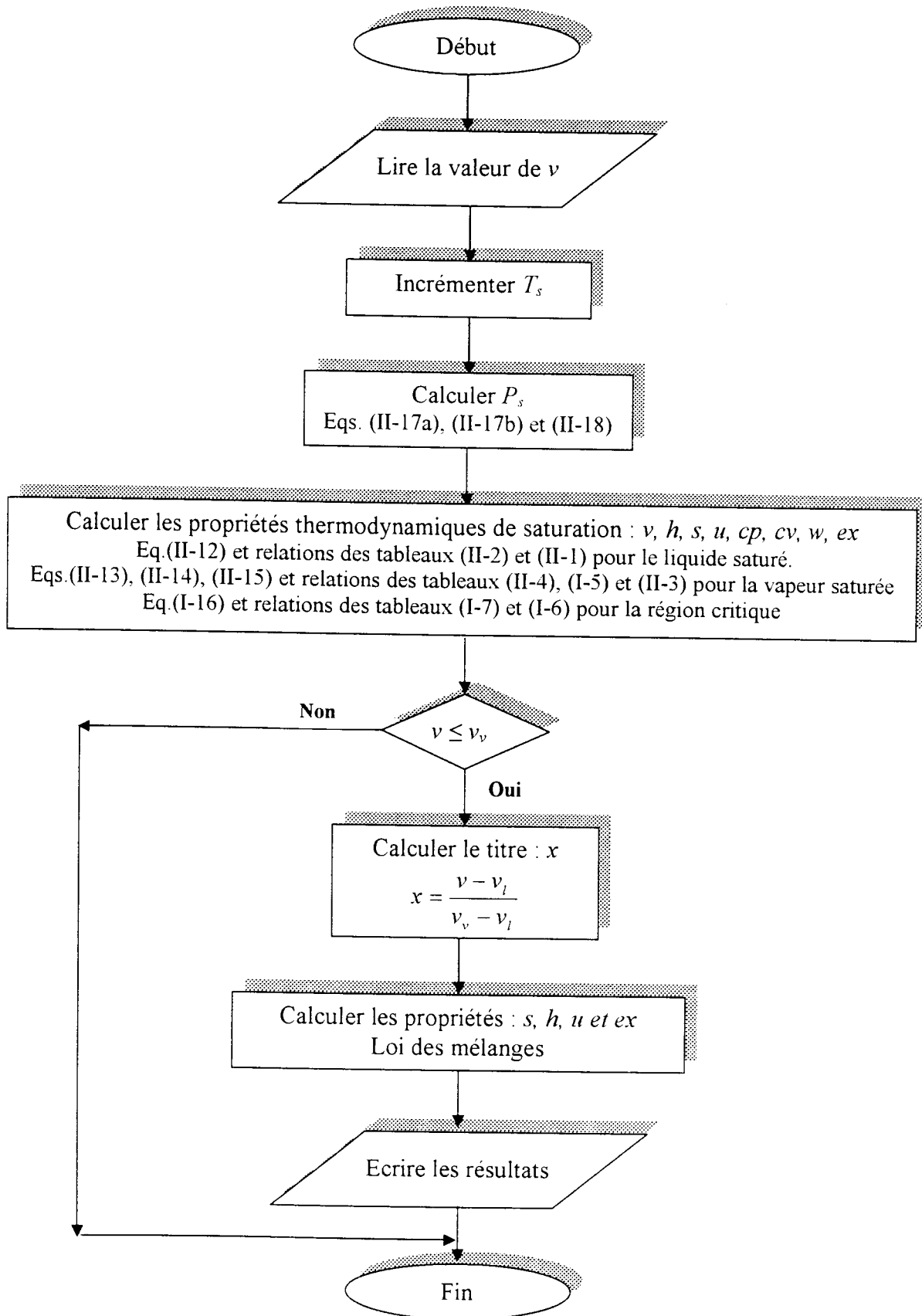
L'organigramme de calcul a la structure suivante :



6. Organigrammes de détermination des propriétés thermodynamiques le long d'une isochore

6.1. Organigramme des isochores dans le domaine de changement de phase (liquide-vapeur) :

On utilisera la règle des mélanges pour calculer les propriétés thermodynamiques le long des courbes isochores dans cette région et ceci à l'aide de l'organigramme suivant :



6.2. Organigrammes des isochores dans les régions (2) et (5)

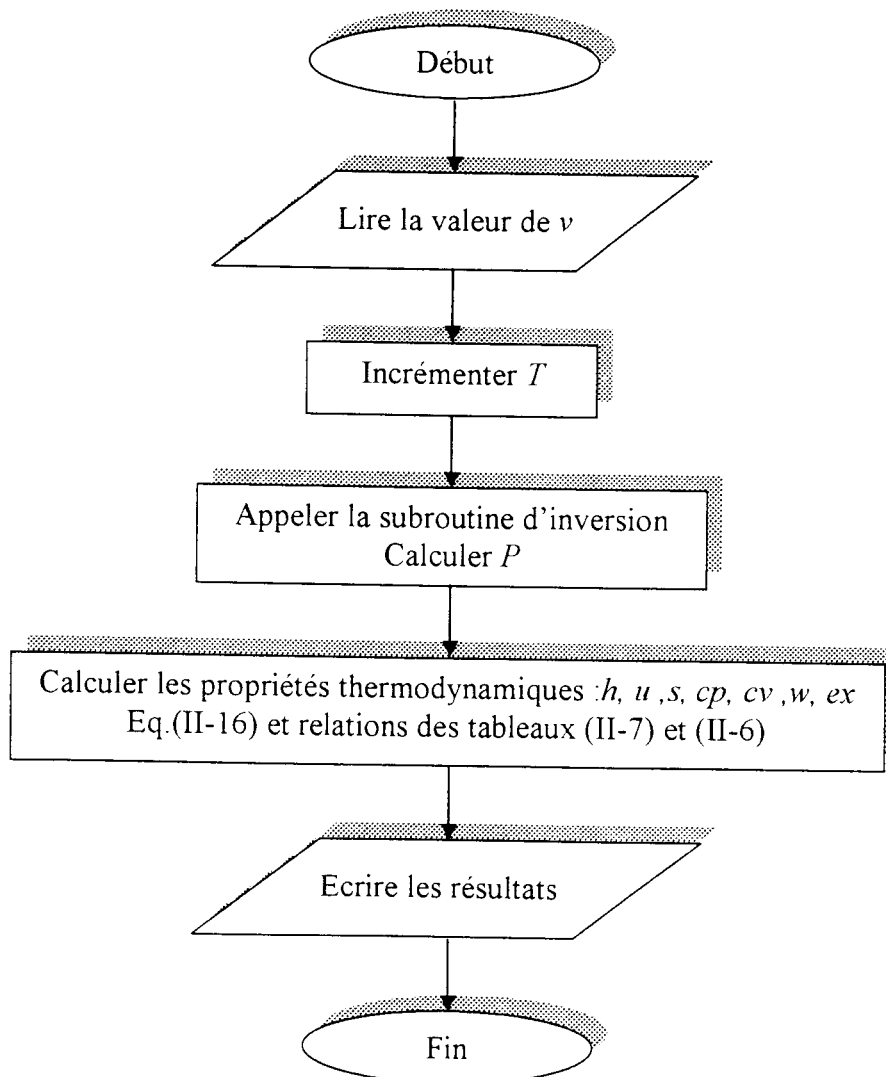
Nous pouvons calculer les propriétés thermodynamiques le long des courbes isochores dans ces deux régions, à l'aide de leurs équations de base (Eq (II-13) et Eq (II-19)) en introduisant le couple de valeurs (v, T) , mais en procédant à une inversion pour calculer la valeur de la pression (P) correspondante.

En se fixant la valeur du volume (v) et en incrémentant la température (T) dans les limites suivantes :

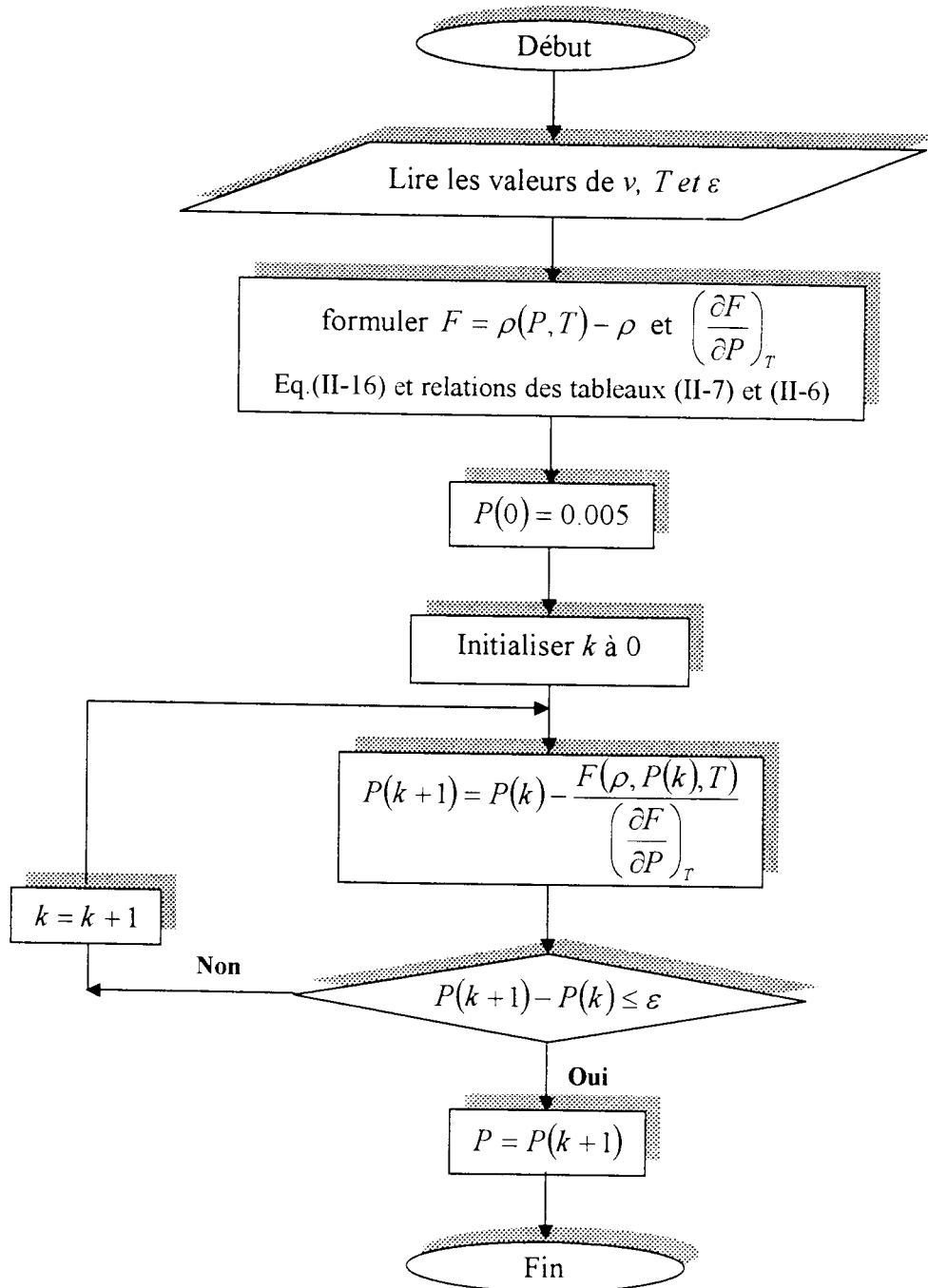
$273.15\text{ K} \leq T \leq 1073.15\text{ K}$ pour la région (2)

$1073.15\text{ K} \leq T \leq 2273.15\text{ K}$ pour la région (5),

nous accéderons aux propriétés thermodynamiques selon l'organigramme suivant :



La structure de la subroutine d'inversion est la suivante :



6.3. Organigramme des courbes isochores dans la région (3)

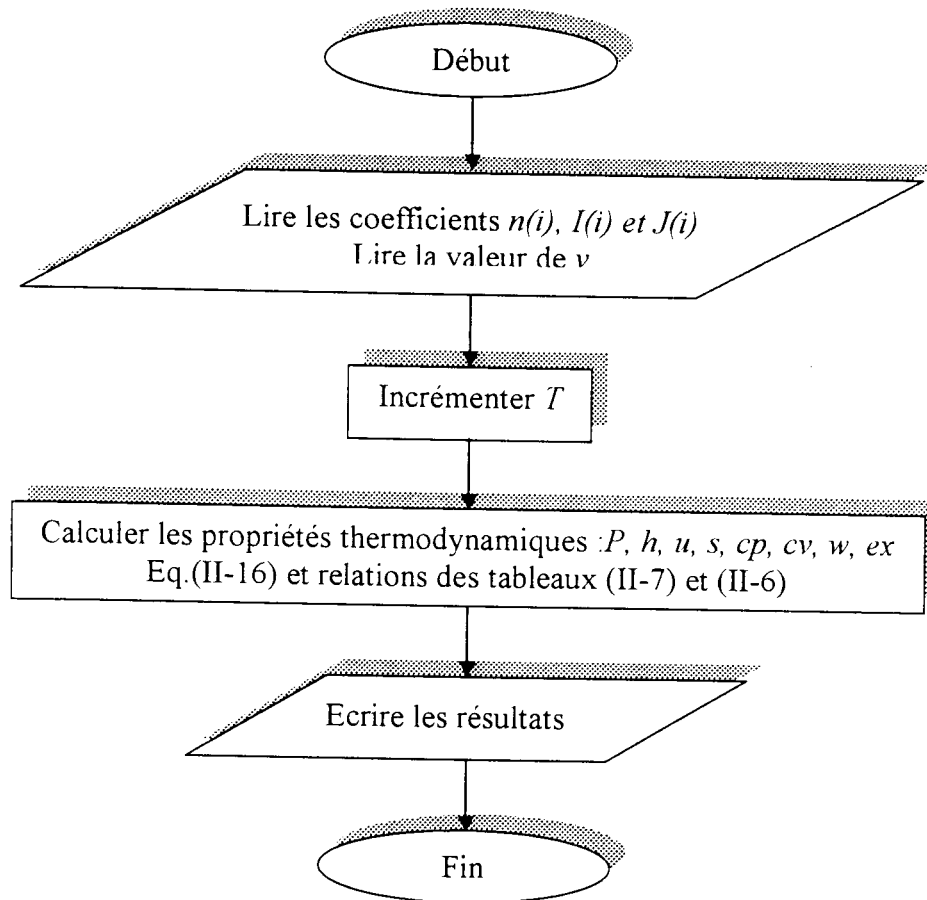
Puisque le couple d'entrée pour l'équation de base de cette région est (ρ, T) , donc on n'a pas besoin de passer par une inversion, il suffit alors de fixer la valeur de la masse volumique (ρ) (donc le volume massique v) et d'incrémenter la température (T) dans l'intervalle suivant :

$$623.15 \text{ K} \leq T \leq 1073.15 \text{ K}$$

en vérifiant à chaque fois que la pression obtenue est toujours comprise dans l'intervalle

suivant : $P(T)_{Eq.(II-10)} \leq P \leq 100 \text{ MPa}$

L'organigramme de calcul présente la forme suivante :



7. Organigrammes de détermination des propriétés thermodynamiques le long des courbes isentropiques et isenthalpiques

7.1. Organigramme des courbes isentropiques et isenthalpiques pour la région (1)

Dans cette région on dispose des équations qui nous permettent de calculer la température en fonction du couple de valeurs : pression-enthalpie (P, h) et en fonction du couple pression – entropie (P, s), il s'agit des « *Backward equations* » relatives à la région (1).

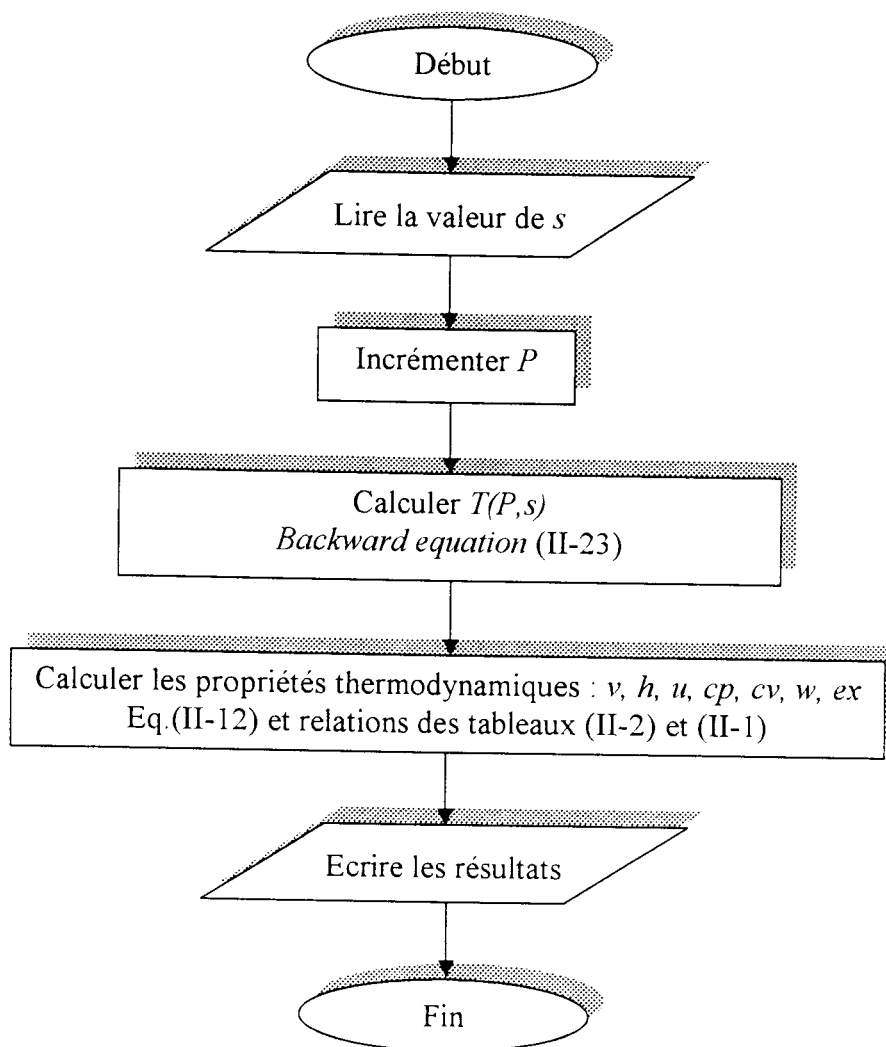
Pour calculer les propriétés le long d'une isentropique, par exemple, il suffit de se fixer la valeur de l'entropie (s), d'incrémenter la pression (P), de calculer la température $T(P, s)$ à

l'aide de la « *backward equation* » et enfin injecter le couple (P, T) dans l'équation de base de la région (1) (Eq. II-12) pour calculer les autres propriétés thermodynamiques.

On procédera de la même manière le long d'une courbe isenthalpique, en se fixant initialement une valeur de l'enthalpie (h). Cependant, on doit prendre les mesures adéquates dans le programme afin de vérifier que le point correspondant au couple d'entrée (P, s) (ou (P, h)) fait bien partie de la région (1) définie par le domaine suivant :

$$273.15\text{ K} \leq T \leq 623.15\text{ K} \quad P_s(T) \leq P \leq 100\text{ MPa}$$

De ce fait, l'organigramme de calcul pour les courbes isentropiques aura la forme suivante :



L'organigramme de calcul pour les courbes isenthalpiques a une forme identique à celui des courbes isentropiques.

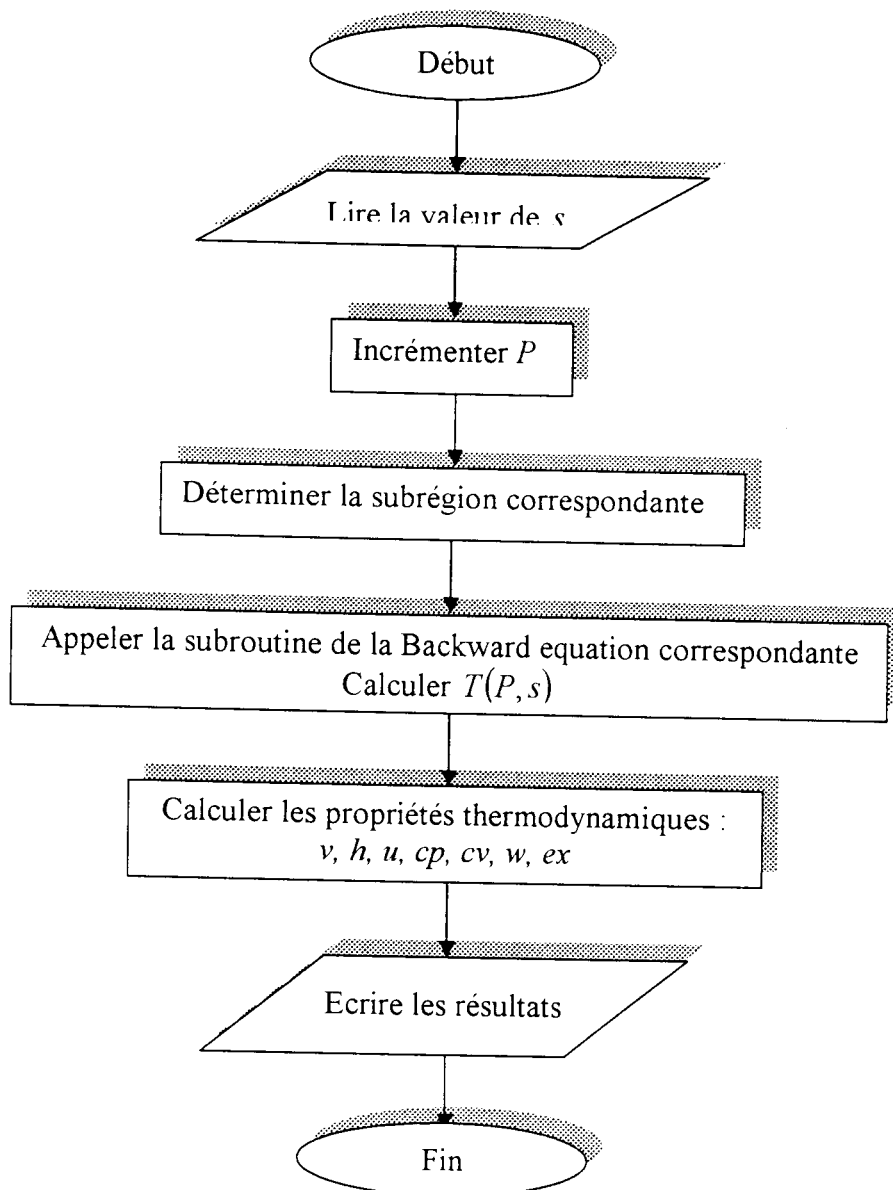
7.2. Organigrammes des courbes isentropiques et isenthalpiques pour la région (2)

Cette région est divisée en trois subrégions 2(a), 2(b) et 2(c) (Voir la fig.II-2). Pour chacune des subrégions on dispose d'une « *backward equation* » $T(P, s)$ et d'une « *backward equation* » $T(P, h)$.

Pour calculer les propriétés thermodynamiques le long d'une courbe isentropique, par exemple, il suffit de fixer la valeur de l'entropie (s), puis d'incrémenter la pression. Le couple pression-entropie, nous permet à chaque fois de nous situer par rapport aux trois subrégions pour choisir la « *backward equation* » $T(P, s)$ correspondante afin de calculer la température (T). Le couple (P, T) connu, son injection dans l'équation de base (II-13), permettra de calculer toutes les autres propriétés thermodynamiques.

On procédera de la même manière le long d'une « isenthalpe », en utilisant, les équations (II-24) et (II-25) ainsi que des « *backward equations* » de type $T(P, h)$.

L'organigramme de détermination des isentropes aura la structure suivante :



Un organigramme de la même structure servira à la détermination des courbes « isenthalpes ».

7.3. Organigramme des courbes isentropiques et isenthalpiques pour la région (3)

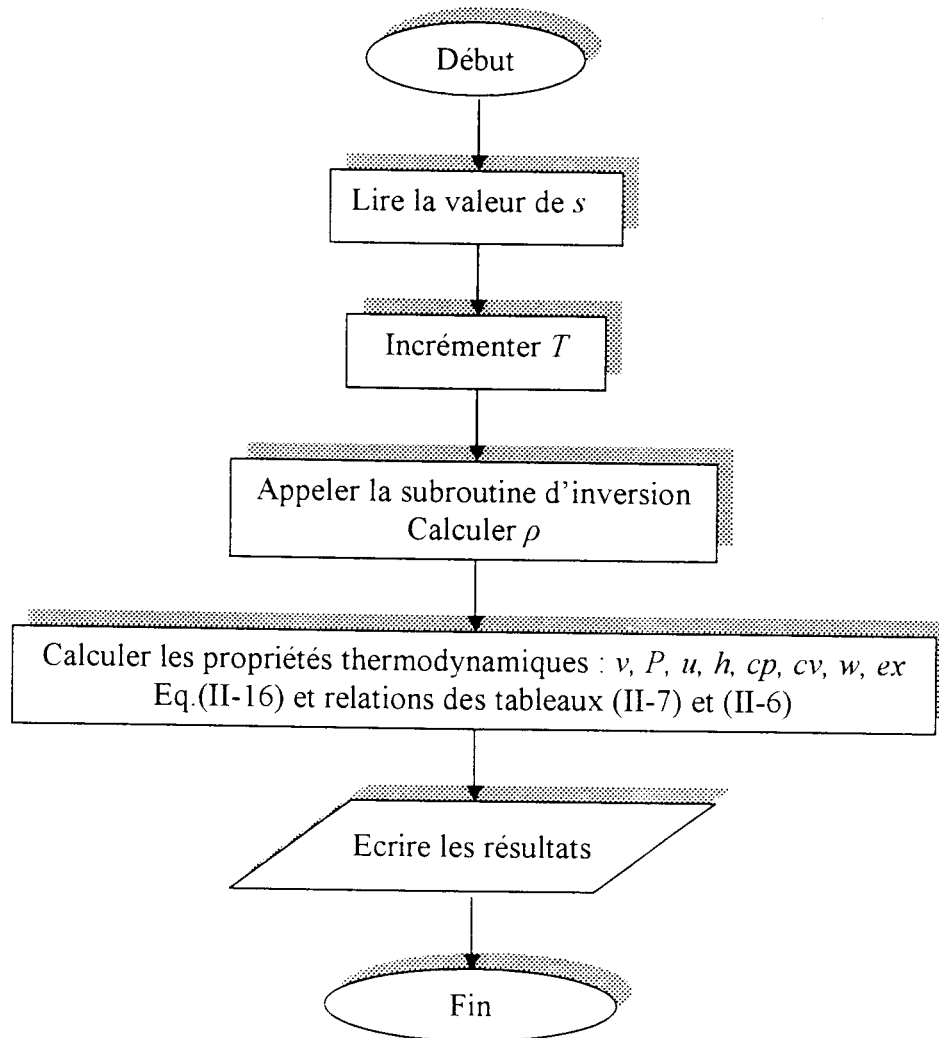
On ne dispose pas dans cette région de « *backward equations* », contrairement aux régions (1) et (2), ce qui fait que le calcul des propriétés thermodynamiques le long des « isentropes » ou le long des « isenthalpes » exige un passage par une inversion à l'aide de l'algorithme de *Newton*.

Pour une courbe « isentrope », par exemple, le couple d'entrée sera (T, s) , l'inversion va nous permettre de calculer la valeur de la masse volumique correspondante (ρ) . Le couple de

valeurs (ρ, T) étant déterminé, son injection dans l'équation de base de cette région (Eq.(II-15)) permettra de calculer les autres propriétés thermodynamiques.

On procédera de la même manière, pour déterminer les courbes « isenthalpes », avec cependant, un couple d'entrée (T, h) .

La structure de l'organigramme de détermination des courbes isentropiques dans cette région est la suivante :



Un organigramme de même structure servira à déterminer les courbes « isenthalpes ».

7.4. Organigramme des courbes isentropiques et isenthalpiques dans la région de changement de phase liquide-vapeur

Le calcul dans cette région se fait à l'aide de la règle des mélanges liquide-vapeur.

L'organigramme de calcul est similaire à celui du paragraphe 7.1.

7.5. Organigramme des courbes isentropiques et isenthalpiques dans la région (5)

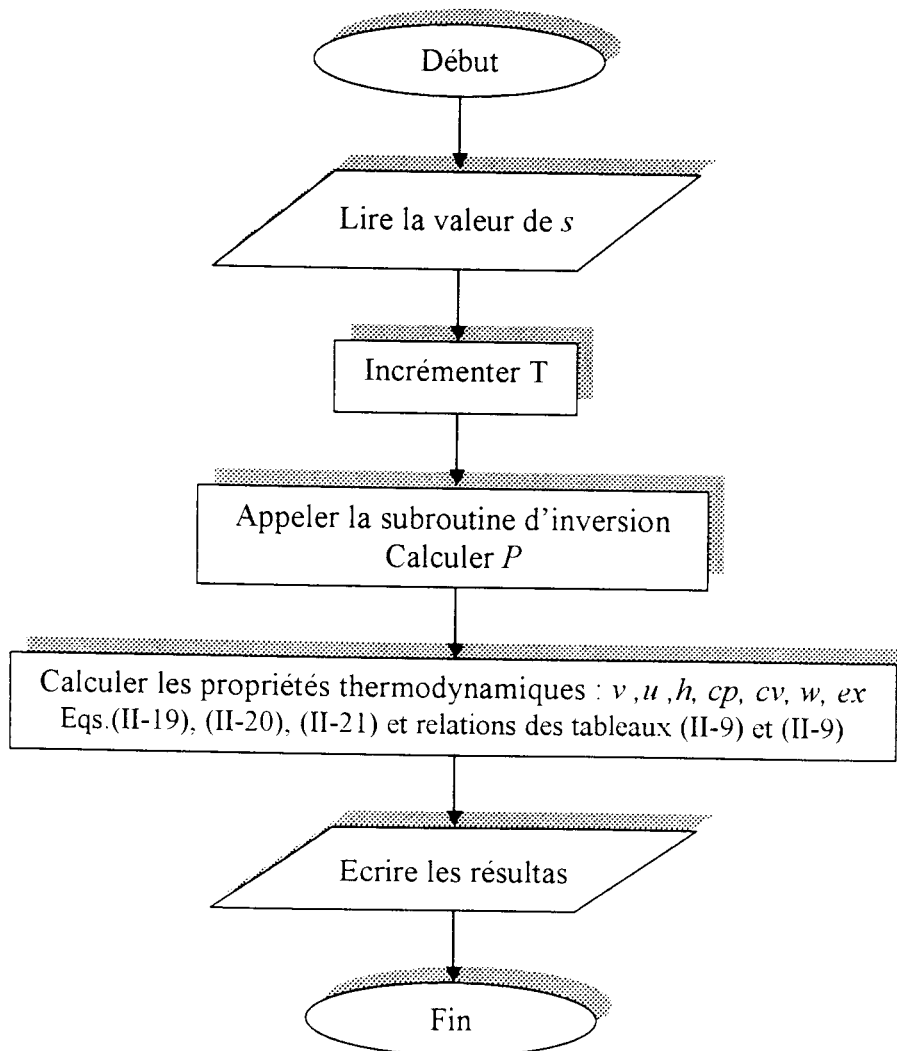
Le modèle ne propose pas des « *backward equations* » pour cette région. En utilisant comme couple d'entrée le couple (T, s) (ou (T, h)), l'inversion nous permettra de calculer la pression correspondante (P) , pour enfin injecter le couple (T, P) dans l'équation de base de la région (5) (Eq.(II-19)) et calculer les autres propriétés thermodynamiques.

Rappelons que cette région est définie dans les limites suivantes :

$$1073.15 \text{ K} \leq T \leq 2273.15 \text{ K}$$

$$0 < P \leq 10 \text{ MPa}$$

L'algorithme de calcul des propriétés thermodynamiques le long des isentropiques a la structure suivante:



8. Tables et diagrammes thermodynamiques

Les tables et les diagrammes thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur sont obtenus à partir d'un programme construit sur la base des organigrammes présentés précédemment. Nous présentons en Annexe 2, l'ensemble des tables thermodynamiques obtenues, quant aux différents diagrammes, ils sont présentés dans les pages suivantes.

8.1. Tables thermodynamiques

Trois types de tables sont présentés, selon l'état physique de l'eau, il s'agit de tables pour :

- la vapeur saturée,
- la vapeur surchauffée,
- le liquide comprimé.

8.1.1 Tables de la vapeur saturée (Annexe 2, Tableau A2-1 et tableau A2-2)

Ces tables donnent toutes les propriétés thermodynamiques relatives au palier de changement de phase liquide-vapeur. On peut lire les grandeurs concernant le liquide saturé et celles de la vapeur saturée sèche. Parmi ces grandeurs on trouve celles, classiques, telles que le volume massique, l'enthalpie massique et l'entropie massique, auxquelles nous avons adjoint les valeurs des exergies correspondantes. On distingue la table utilisant la température de saturation comme entrée (Tableau A2-1) et celle utilisant la pression (Tableau A2-2).

8.1.2. Table de la vapeur surchauffée (Annexe 2, Tableau A2-3)

Pour une pression donnée, ces tables donnent le volume, l'enthalpie, l'entropie et l'exergie, massiques de la vapeur d'eau surchauffée, correspondant à des valeurs variables de la température.

8.1.3. Table du liquide comprimé (Annexe 2, Tableau A2-4)

Ces tables donnent les propriétés thermodynamiques de l'eau liquide, pour différentes pressions et différentes températures.

8.2. Validation des résultats

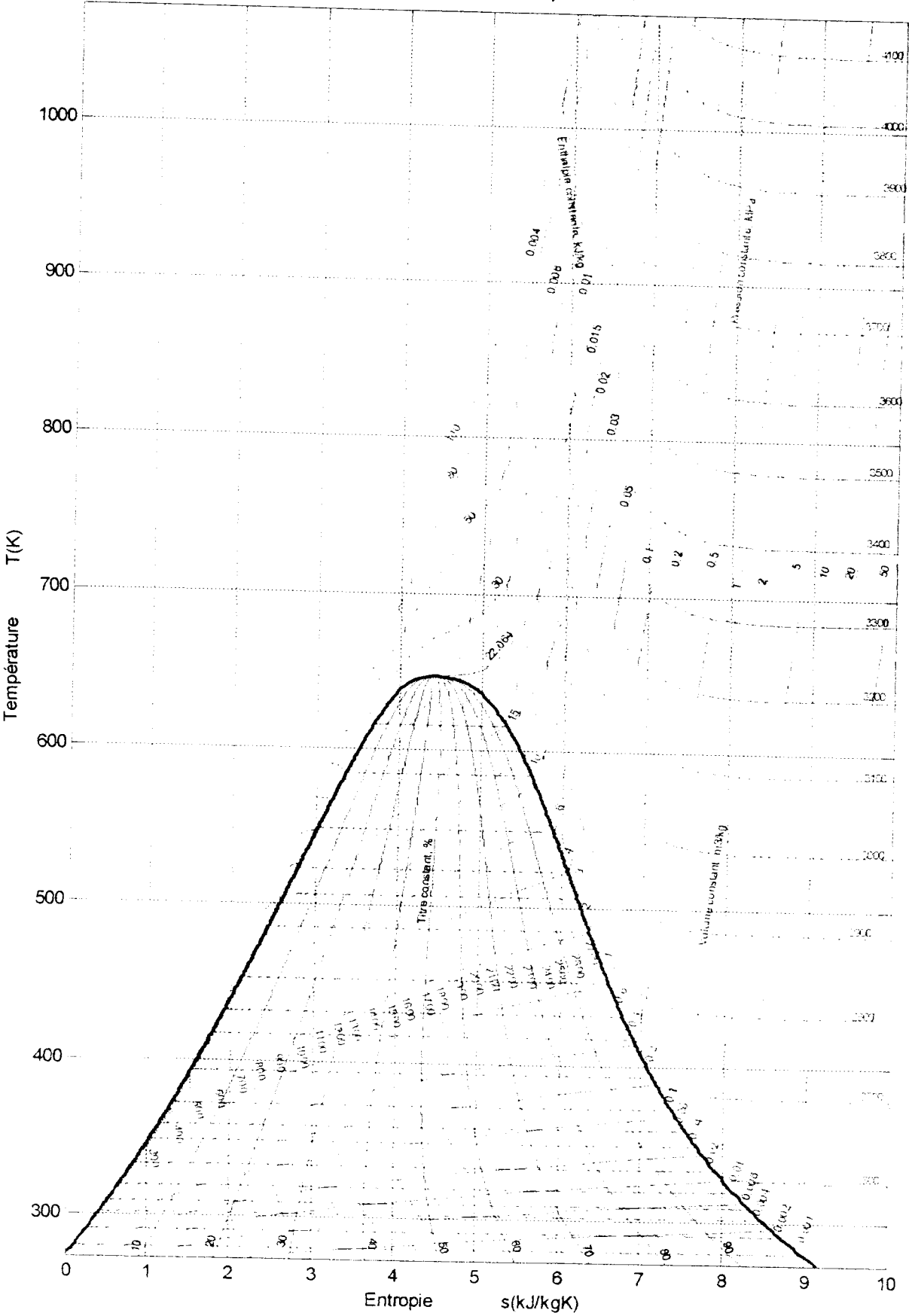
Le modèle *IAPWS - IF 97* [13] est fourni avec des valeurs « Test » qui permettent de contrôler les résultats obtenus par les équations de base et par les « backward equations », pour chacune des régions du modèle. A cet effet, une comparaison entre ces valeurs « Test » et les valeurs calculées à partir de notre programme est présentée en Annexe 3. Il en ressort que le plus grand écart relatif constaté est de l'ordre de « 0.00005 % », ce qui signifie que

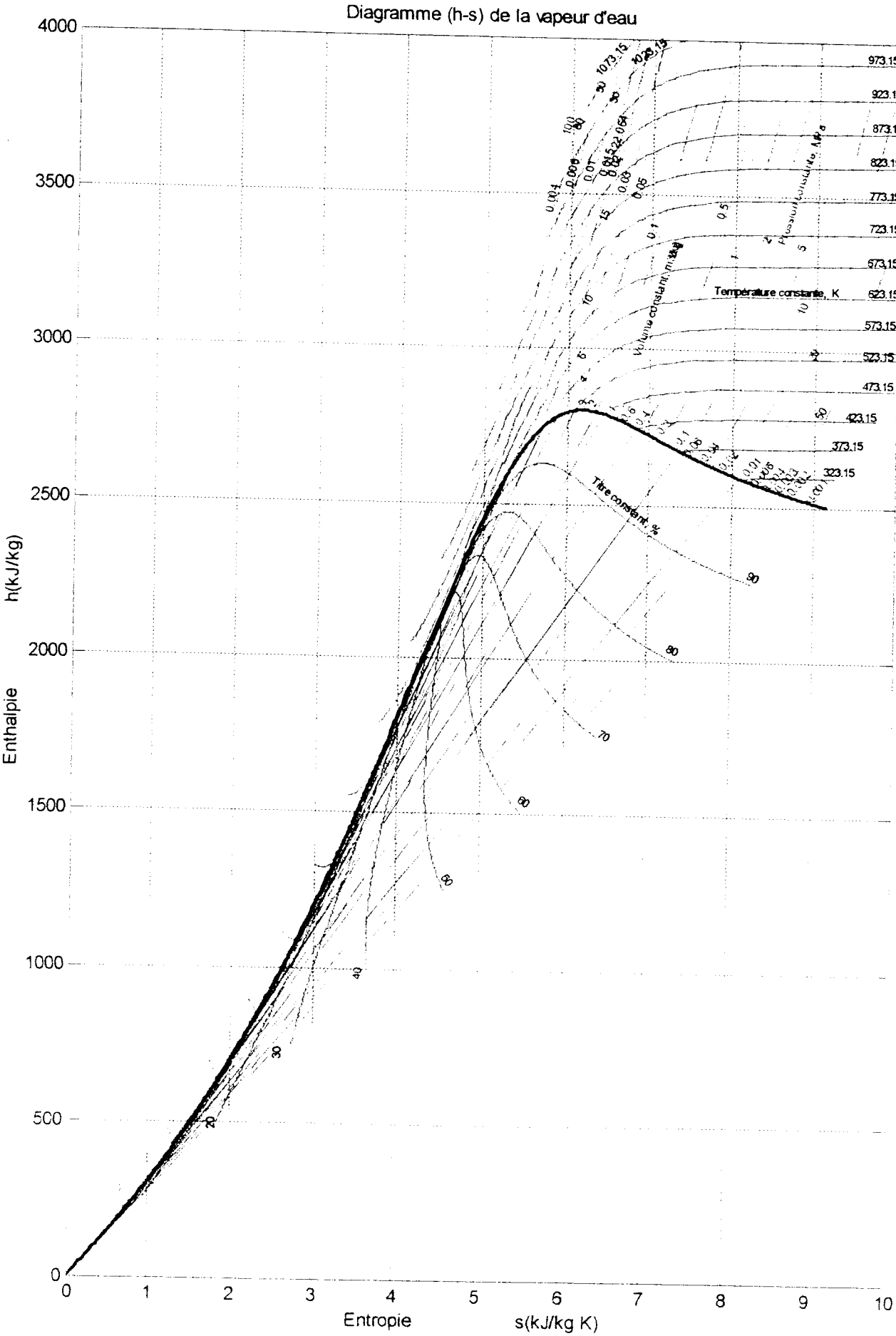
l'exploitation du modèle ainsi que son traitement informatique ont été menés d'une façon satisfaisante. Cette exactitude nous permet de transformer en toute assurance, les tables thermodynamiques obtenues, sous forme de diagrammes « énergétiques » et « exergetiques ».

8.3. Diagrammes thermodynamiques

Nous présentons dans cette section les différents diagrammes thermodynamiques de la vapeur d'eau. En plus des diagrammes énergétiques classiques : température-entropie (T,s) ou enthalpie-entropie (h,s) , nous présentons les diagrammes *exergetiques* : exergie-entropie (ex,s) et exergie-enthalpie (ex,h) dont l'exploitation sera présentée dans le prochain chapitre. Ces digrammes ont été construits à l'aide du logiciel **MATLAB 6**.

Diagramme (T-s) de la vapeur d'eau





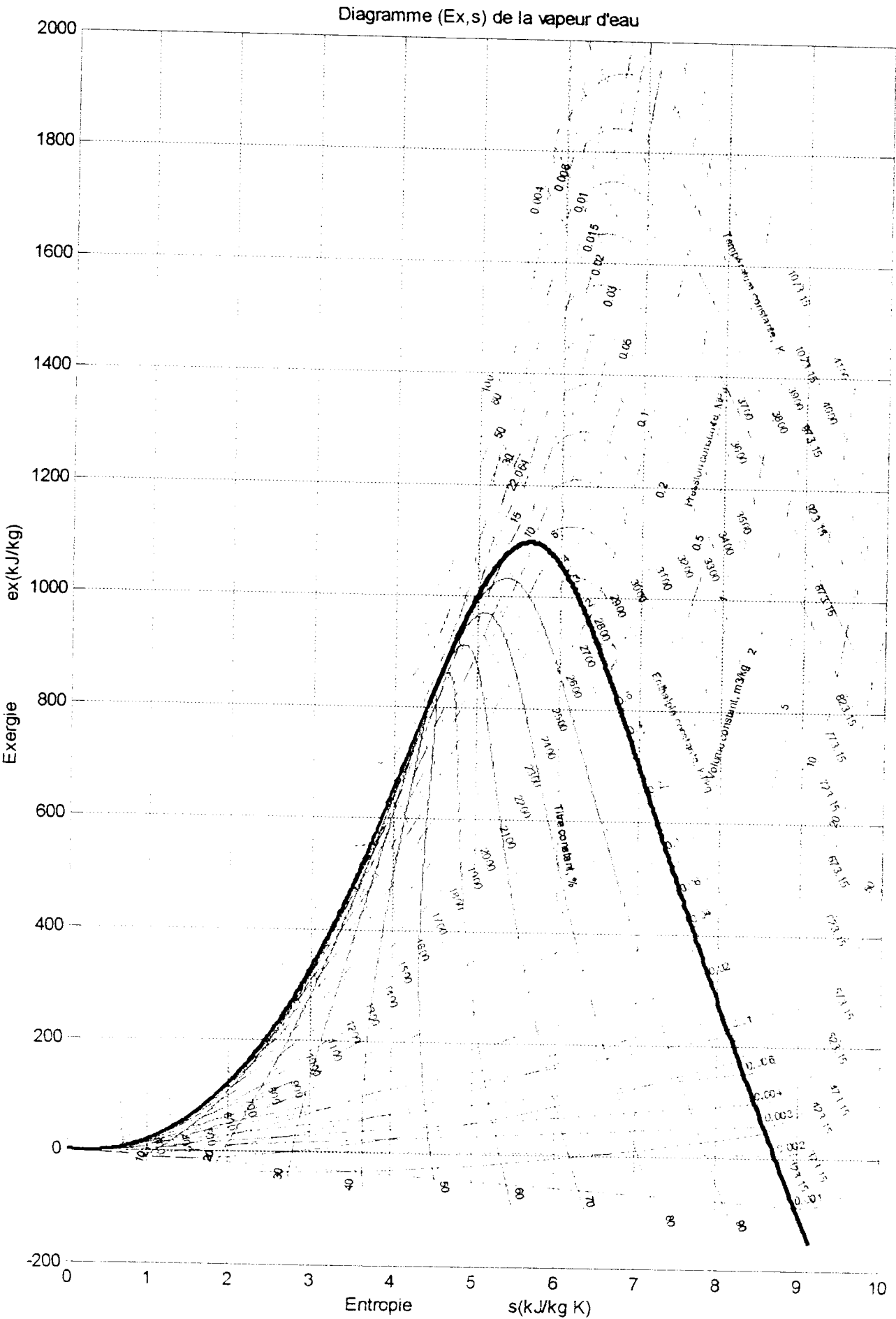
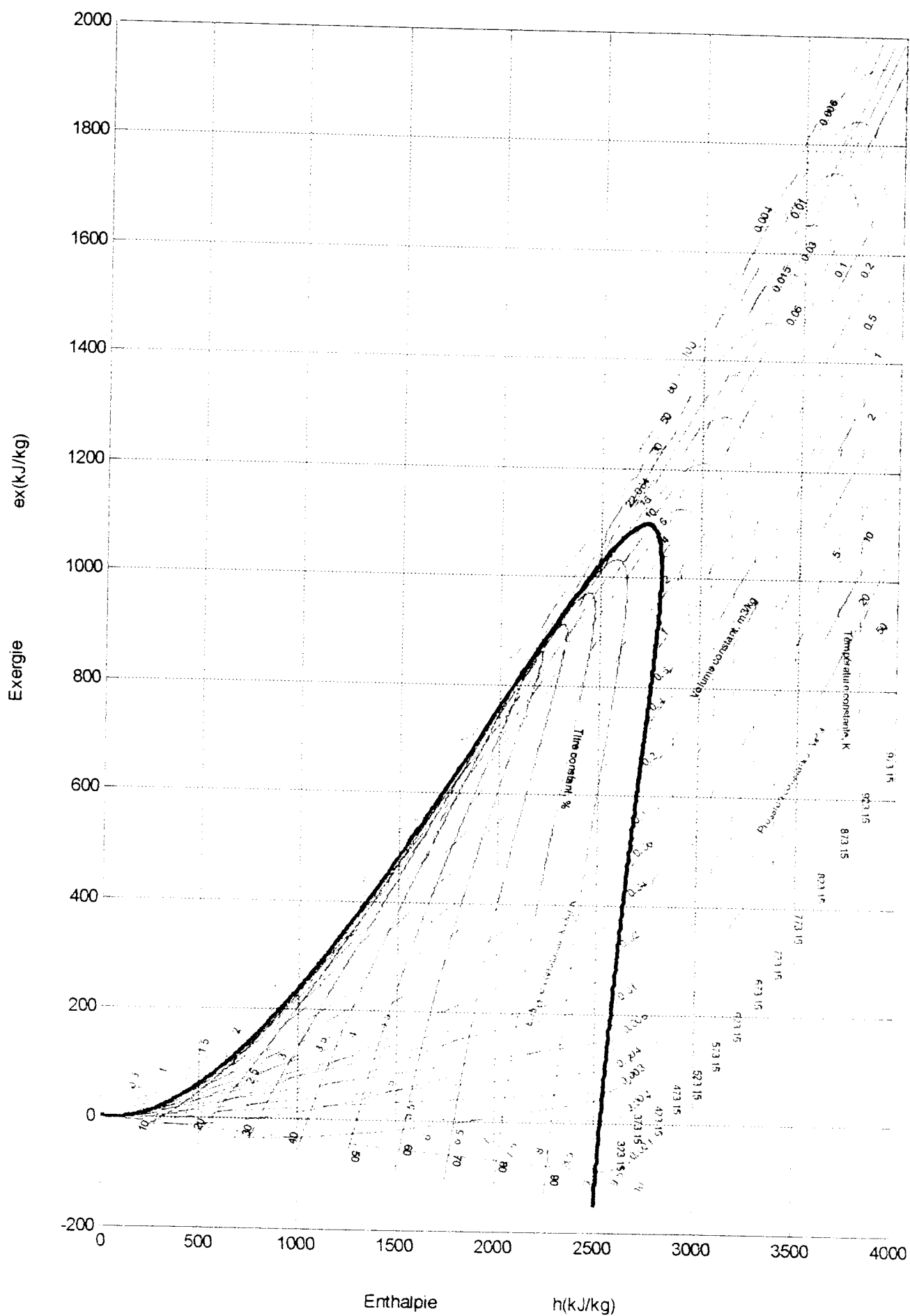


Diagramme (Ex-h) de la vapeur d'eau



CHAPITRE 5

APPLICATION:
ANALYSE EXERGETIQUE D'UNE CENTRALE
THERMIQUE

Chapitre 5

Application : analyse exergétique d'une centrale thermique

Dans ce chapitre, nous allons appliquer le concept d'analyse exergétique développé précédemment, sur les éléments d'une centrale thermique élémentaire, à vapeur d'eau. Cette centrale est représentée dans le schéma ci-dessous.

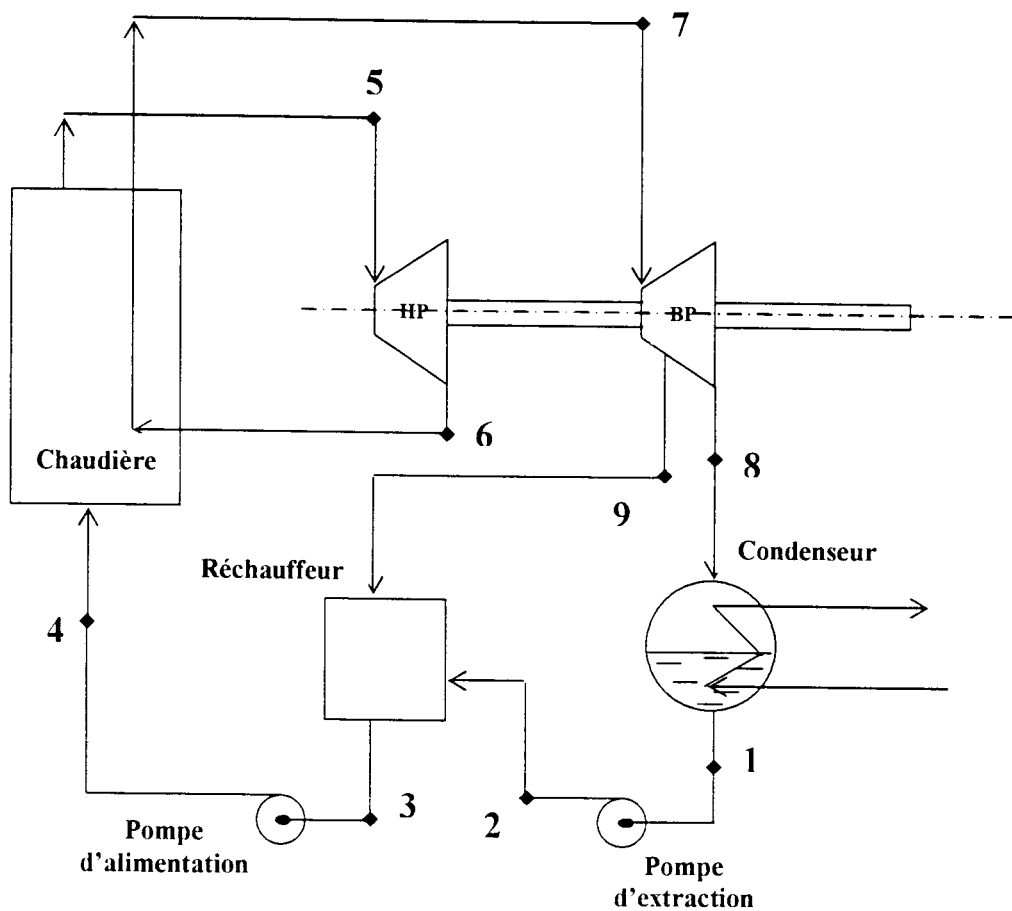


Fig. V-1 : Schéma d'une centrale thermique élémentaire

Les transformations thermodynamiques subies par le fluide le long du cycle de l'installation sont :

- 1-2 : compression de l'eau liquide dans la pompe d'extraction,

- mélange de liquide comprimé à l'état (2) avec de la vapeur soutirée à l'état (9), pour donner un mélange de liquide, considéré saturé, à l'état (3),
- 3-4 : compression dans la pompe d'alimentation,
- 4-5 : apport de chaleur dans la chaudière (échauffement du liquide, vaporisation et surchauffe de la vapeur),
- 5-6 : détente de la vapeur dans la turbine haute pression (HP),
- 6-7 : resurchauffe de la vapeur dans la chaudière,
- 7-8 : détente de la vapeur dans la turbine basse pression (BP) avec un soutirage de vapeur aux conditions du point (9),
- 8-1 : condensation de la vapeur grâce à une source froide extérieure.

1. Hypothèses

- les pompes, les turbines ainsi que le réchauffeur à mélange sont supposés thermiquement isolés du milieu extérieur,
- on néglige les variations des énergies potentielle et cinétique,
- on néglige les chutes de pression dans les canalisations, la chaudière et le condenseur,
- le régime est considéré permanent.

2. Données principales du cycle

- Palier haute pression : $P_4 = P_5 = 15 \text{ MPa}$
- Palier basse pression (ou de condensation) : $P_1 = P_8 = 0.01 \text{ MPa}$
- Palier de resurchauffe : $P_6 = P_7 = 4 \text{ MPa}$
- Pression de soutirage : $P_9 = 0.5 \text{ MPa}$
- Température de vapeur surchauffée, sortie chaudière : $T_5 = T_7 = 873.15 \text{ K}$
- Rendement isentropique des pompes : $(\eta_s)_c = 0.80$
- Rendement isentropique de la turbine HP : $(\eta_s)_{DHP} = 0.85$
- Rendement isentropique de la turbine BP : $(\eta_s)_{DBP} = 0.9$
- Température des gaz de combustion : $T_c = 1600 \text{ K}$
- Température du milieu ambiant : $T_a = 290.15 \text{ K}$

- Débit massique dans l'installation : $\dot{m} = 6 \text{ kg/s}$

3. Détermination des paramètres thermodynamiques des sommets du cycle

En utilisant le programme informatique de calcul des propriétés thermodynamiques, que nous avons construit sur la base du modèle **IAPWS-IF97** [13] et présenté dans le chapitre (II), nous calculons toutes les propriétés thermodynamiques des différents sommets du cycle.

Les résultats de ce calcul sont récapitulés dans le tableau (V-1).

Point	T	P	v	s	h	ex	x
	K	MPa	m^3 / kg	kJ / kgK	kJ / kg	kJ / kg	
1	318.96	0.01	0.001010	0.649218	191.812308	5.517556	0
2	319.00	0.50	0.001010	0.649575	192.421272	6.022837	-
2s	318.97	0.50	0.001010	0.649218	192.289947	6.010965	-
3	424.99	0.50	0.001093	1.860599	640.185315	102.408340	0
4	427.24	15.00	0.001085	1.867255	658.811319	119.103156	-
4s	426.58	15.00	0.001085	1.860598	655.969546	118.192804	-
5	873.15	15.00	0.024921	6.679733	3583.30753	1647.25900	-
6	674.83	4.00	0.073659	6.777082	3218.34315	1254.04900	-
6s	647.87	4.00	0.069970	6.679733	3153.97802	1217.92800	-
7	873.15	4.00	0.098857	7.370440	3674.84783	1538.39100	-
8	318.96	0.01	13.969192	7.790326	2469.51924	211.232108	.952
8s	318.96	0.01	13.147885	7.370440	2335.59374	199.136423	.896
9	580.46	0.50	0.529584	7.487630	3079.69800	909.238000	-
9s	548.45	0.50	0.498913	7.370440	3013.56614	877.109600	-

Tableau V-1 : Propriétés thermodynamiques des sommets du cycle.

L'indice (s) indique que le point considéré est issu d'une transformation isentropique.

L'application de l'équation du bilan énergétique (Equation III-7) au réchauffeur, donne la valeur du débit soutiré :

$$\dot{m}_s = 0.93 \text{ kg/s}$$

4. Tracé du cycle sur les diagrammes entropiques et exergetiques de la vapeur d'eau

Nous traçons le cycle correspondant sur les différents diagrammes de la vapeur d'eau afin de pouvoir visualiser les différentes transformations, et d'analyser chacune d'elles.

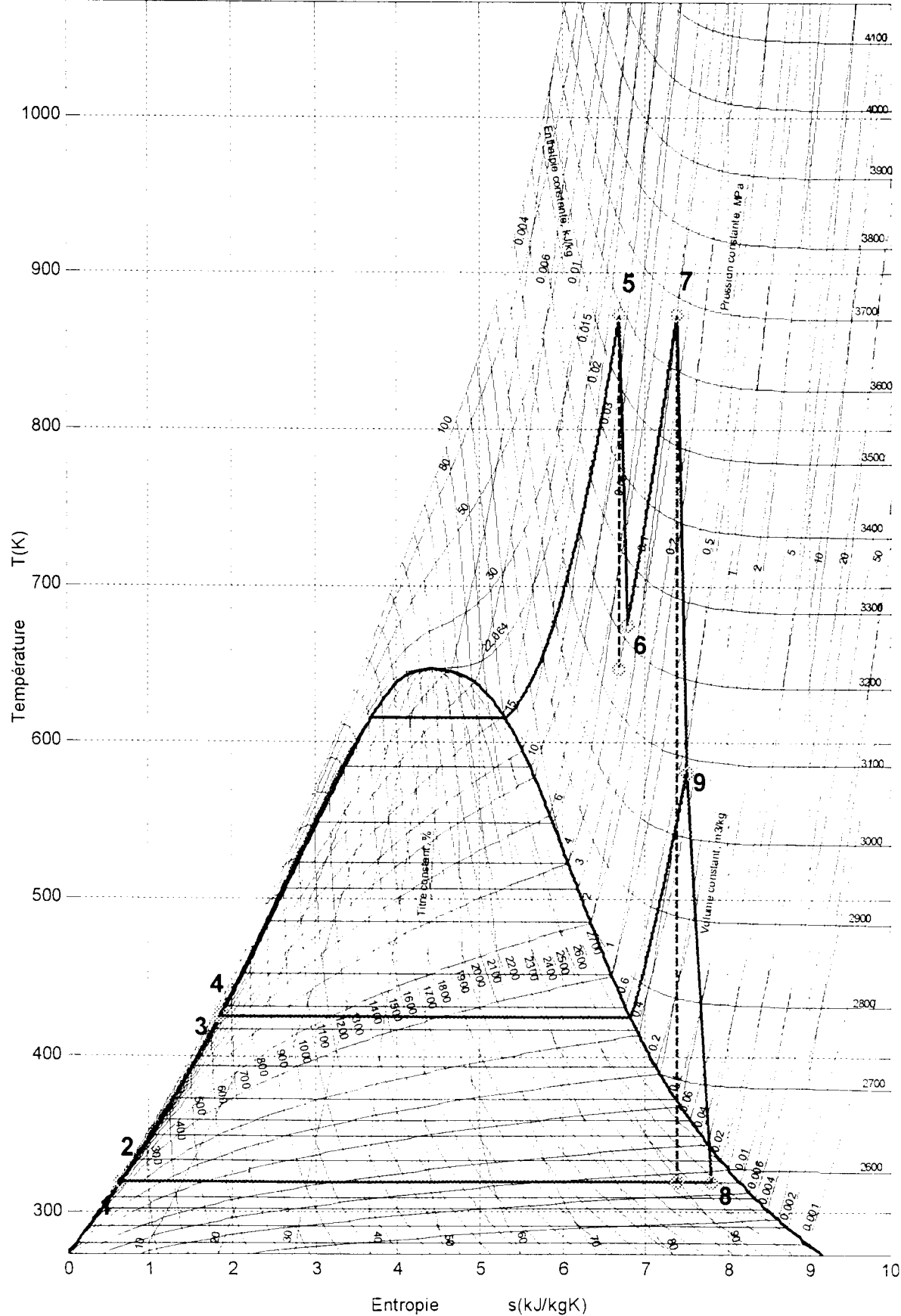
A cet effet les figures (V-2) à (V-5) représentent le cycle de l'installation dans les différents diagrammes énergétiques et exergetiques.

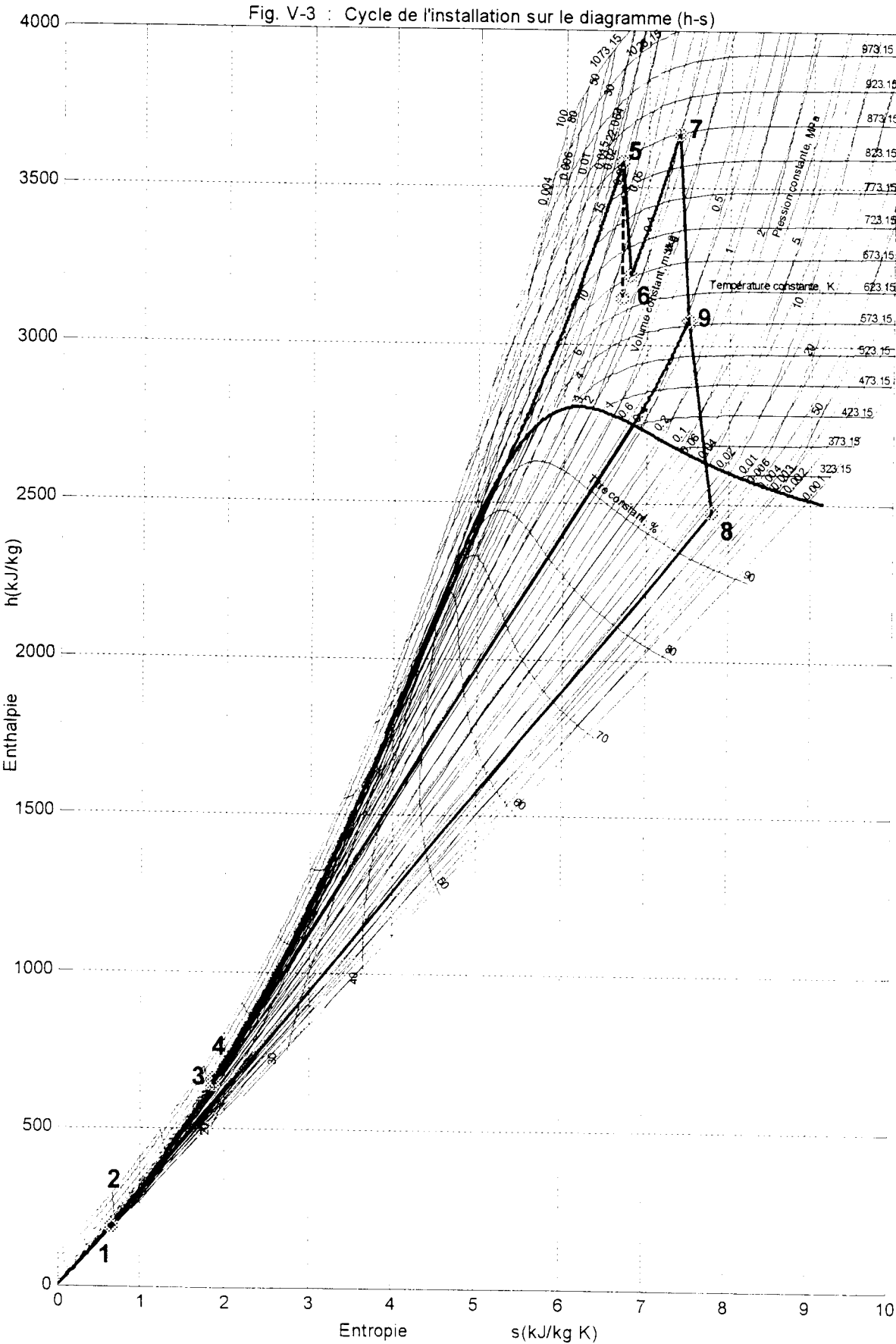
L'analyse exergetique et l'optimisation de la centrale, peuvent être menées au moyen des équations établies et exposées au chapitre (3) mais aussi au moyen des diagrammes exergetiques que nous avons mis au point.

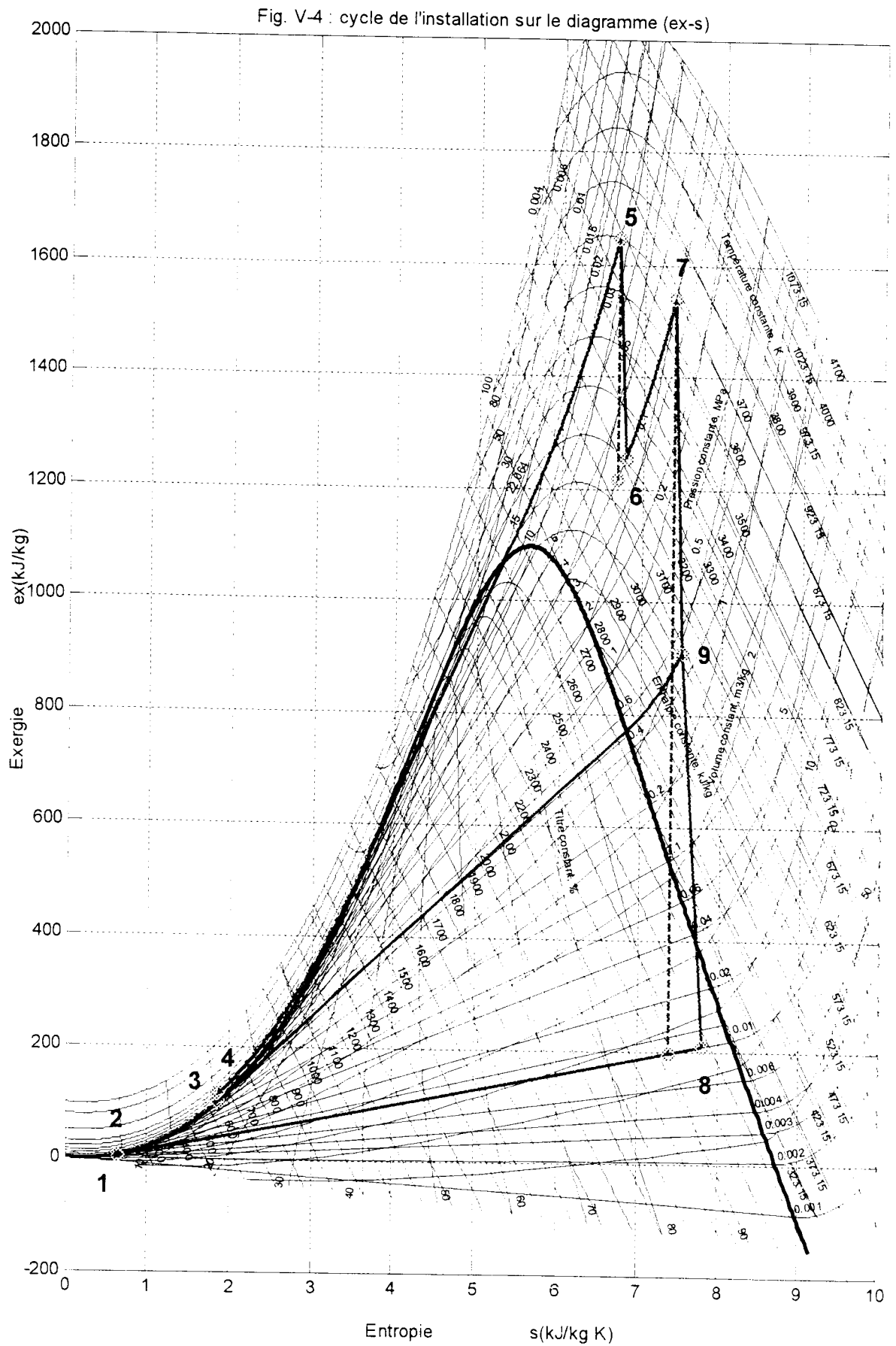
L'utilisation de ces diagrammes permet d'une part, d'éviter l'utilisation de calculs complexes et fastidieux et d'autre part, de visualiser les transformations et de lire directement les pertes exergetiques générées, d'une façon aisée et suffisamment précise.

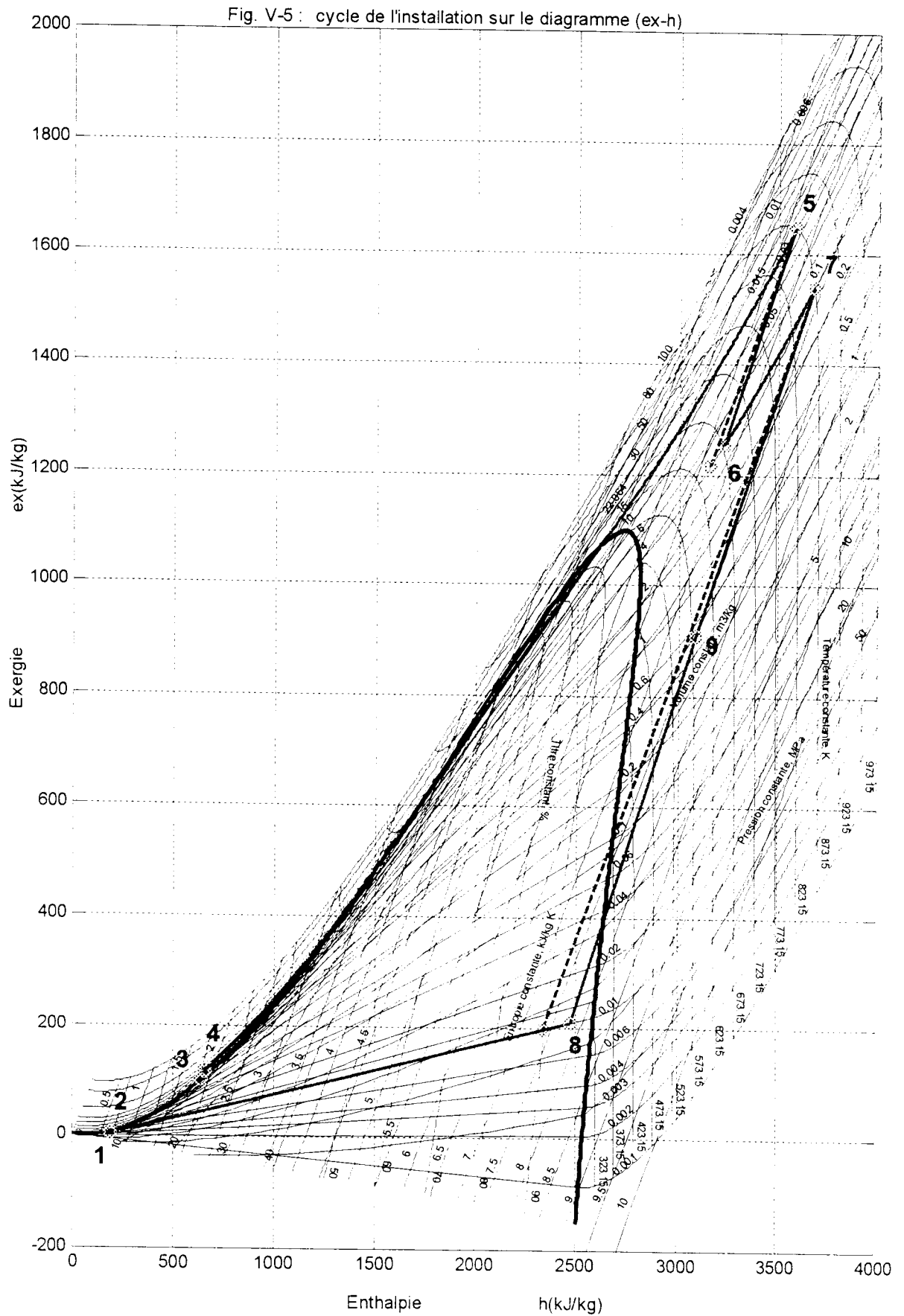
On note que ces diagrammes sont établis pour une valeur conventionnelle de l'état mort symbolisé par la température du milieu extérieur ($T_a = 290.15 \text{ K}$) où l'exergie est nulle.

Fig. V-2: Cycle de l'installation sur le diagramme (T-s)









5. Analyse exergétique des éléments de l'installation

Nous allons analyser chaque transformation thermodynamique subie par le fluide « moteur » dans chacun des éléments de la centrale. Cette analyse consiste dans un premier temps à évaluer la perte thermodynamique appelée aussi perte exergétique puis de préciser la nature de l'irréversibilité qui la produit.

Deux types d'irréversibilité seront rencontrés, il s'agit de l'irréversibilité dite mécanique rencontrée lors des transferts de travail ou de masse, causée par le frottement et conduisant à la dissipation de l'énergie et de l'irréversibilité dite thermique rencontrée lors des transferts de chaleur causée par la chute de température accompagnant ces transferts et conduisant à la diminution de niveau de l'énergie. Nous rappelons que ces deux phénomènes que l'on désigne respectivement par dissipation et dévalorisation de l'énergie conduisent au concept de dégradation de l'énergie.

5.1 Analyse de la pompe d'extraction

L'analyse graphique de l'évolution thermodynamique au sein de la pompe, se fera sur le diagramme exergie-enthalpie ($ex-h$), elle est représentée dans la figure (V-6).

La ligne (1-2), correspond à la phase de compression adiabatique irréversible de l'eau liquide dans la pompe. Cette transformation est supposée représenter la transformation réelle du fluide.

Si la compression était adiabatique et réversible, donc isentropique ($s = cte$) elle serait représentée par la ligne (1-2s'). Cette transformation représente la transformation idéale.

La pompe étant une machine réceptrice, en opposition aux machines motrices, il s'agit de déterminer la différence entre l'exergie fournie par la pompe et l'exergie reçue par le fluide.

5.1.1 Puissance-travail fournie par la pompe

Le débit massique traversant cette pompe est égal au débit total (m) diminué du débit de soutirage allant au réchauffeur (m_s).

Sachant que la coenthalpie (k) est définie comme $(h - T_a s)$ et que l'exergie (ex) est définie comme $(k - k_a)$, il s'en suit que, dans une transformation isentropique l'écart exergétique est égal à l'écart enthalpique.

Compte tenu de ces observations, la puissance-travail fournie par la pompe vaut :

$$\dot{E}_{p1} = \left(\dot{m} - \dot{m}_s \right) (h_2 - h_1) = \left(\dot{m} - \dot{m}_s \right) (ex_{2s'} - ex_1) = 0.0031 \text{ MW}$$

Cette grandeur rapportée à l'unité de masse du fluide peut être lue directement sur la figure (V-6), elle est représentée par la distance « $h_2 - h_1$ », lisible sur l'axe des abscisses ou bien par la distance « $ex_{2s'} - ex_1$ », lisible sur l'axe des ordonnées.

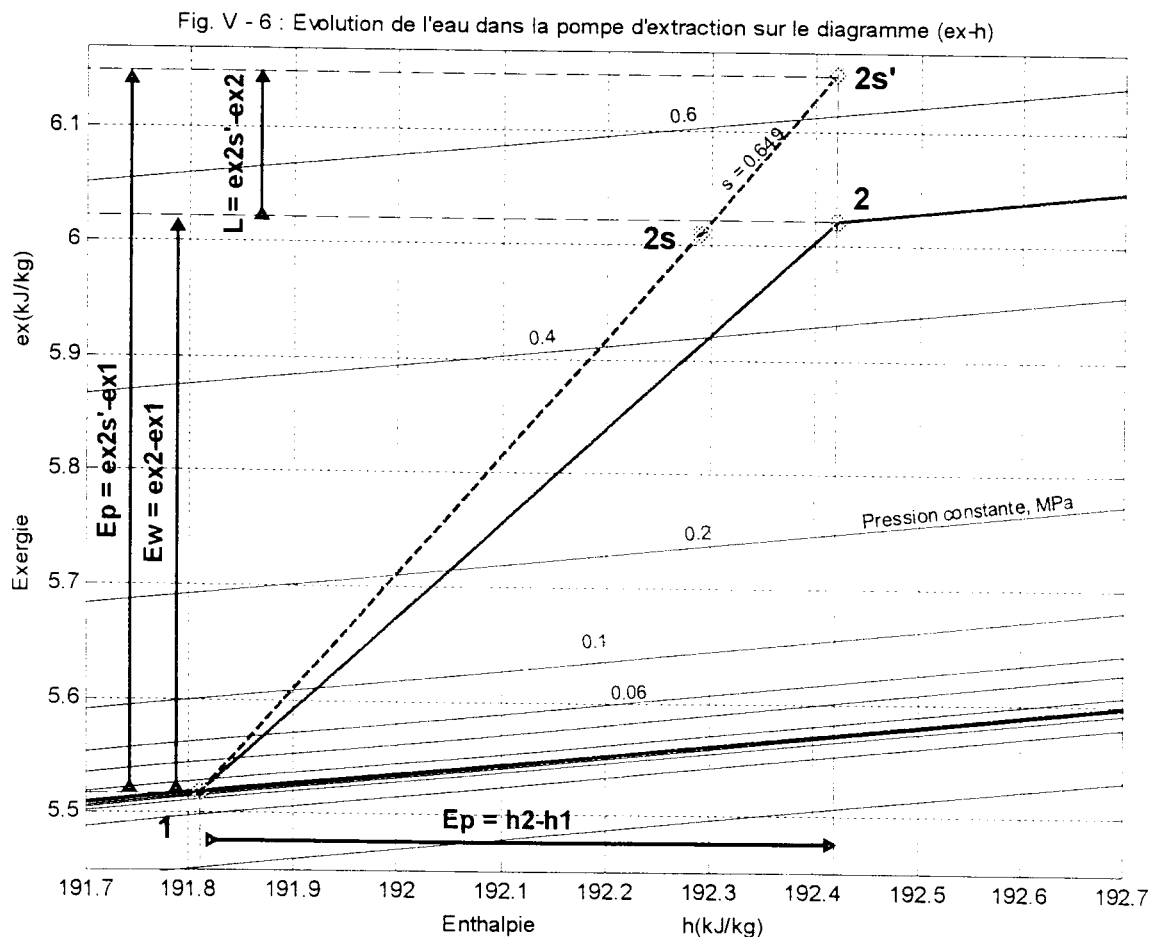
Le travail étant considéré comme une exergie pure, on peut dire que cette grandeur représente, en fait, l'exergie fournie par la pompe.

5.1.2 Copuissance-transformation reçue par le fluide

Lors de la compression, l'eau reçoit une copuissance-transformation qui vaut, selon l'équation (III-30) :

$$\bar{E}_{wpl} = \left(m - m_s \right) (ex_2 - ex_1) = \left(m - m_s \right) (k_2 - k_1) = 0.0026 \text{ MW}$$

Cette grandeur rapportée à l'unité de masse de fluide peut être lue directement sur la figure (V-6), elle est représentée par la distance « $ex_2 - ex_1$ », lisible sur l'axe des ordonnées. Cette grandeur représente l'exergie reçue par le fluide de la part de la pompe.



5.1.3 Perte exergétique

En appliquant l'équation de bilan exergétique (Equation III-34) à la pompe, nous obtenons :

$$L_{p1} = \dot{E}_{p1}^+ - \dot{E}_{wp1}^- = 0.0005 \text{ MW}$$

Rapportée à l'unité de masse de fluide, la perte exergétique dans la pompe d'extraction est représentée sur la figure (V-6) par la distance « $ex_{2s'} - ex_2$ », lisible sur l'axe des ordonnées.

Cette grandeur représente quantitativement la valeur de la perte thermodynamique de nature dissipative, correspondant à la destruction d'exergie causée par le frottement visqueux au sein de la pompe.

5.1.4 Rendement exergétique

Le rendement exergétique de la pompe d'extraction sera donc selon les équations (III-45) et (III-46):

$$\eta_{p1} = \frac{\dot{E}_{wp1}^-}{\dot{E}_{p1}^+} = \frac{ex_2 - ex_1}{ex_{2s'} - ex_1} = \frac{\dot{E}_{p1} - L_{p1}}{\dot{E}_{p1}^+} = 1 - \frac{L_{p1}}{\dot{E}_{p1}^+} = 0.84$$

Nous savons par ailleurs, que les performances thermodynamiques des machines de compression et de détente sont traditionnellement caractérisées par les rendements dits isentropiques.

Dans le cas des pompes et des compresseurs on utilise le rendement isentropique de compression noté (η_{sc}). Dans le cas présent, celui-ci est égal à :

$$\eta_{sc} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} = \frac{ex_{2s} - ex_1}{ex_{2s'} - ex_1} = \frac{h_{2s} - h_1}{\dot{E}_{p1}^-} = 0.80$$

Nous constatons d'abord que les deux rendements sont différents, ceci étant dû à leur définition même, à savoir que le rendement exergétique est défini comme le rapport de l'exergie communiquée au fluide à l'exergie qu'il aurait pu acquérir si le fonctionnement était réversible, cependant le rendement isentropique représente le rapport du travail de la machine réversible au travail de la machine réelle, les deux travaux étant développés entre les mêmes paliers de pression.

On remarque alors que, ayant le même dénominateur, les deux rendements se distinguent par leurs numérateurs. On peut constater facilement sur la figure (V-6) que leur différence est proportionnelle à la distance « $ex_2 - ex_{2s}$ » et que dans le cas de cette pompe, cette différence est relativement faible.

Par ailleurs, si la compression était réversible (isentropique), elle serait représentée par la ligne (1-2s'). Les rendements, isentropique et exergetique, seraient alors égaux à l'unité. En définitive, plus la ligne (1-2) symbolisant la compression réelle se rapproche de l'isentrope (1-2s'), plus les rendements exergetique et isentropique s'améliorent et tendent vers la valeur unité.

5.2 Analyse de la pompe d'alimentation

L'évolution thermodynamique réelle de l'eau dans la pompe d'alimentation est représentée, dans le diagramme exergie-enthalpie ($ex - h$), par la ligne (3-4) de la figure (V-7).

Si la compression était réversible (sans frottement), elle serait isentropique ($s = cte$) et elle serait représentée par la ligne (3-4s').

5.2.1 Puissance-travail fournie par la pompe

La pompe reçoit une puissance-travail égale à :

$$\dot{E}_{p2} = \dot{m}(h_4 - h_3) = \dot{m}(ex_{4s'} - ex_3) = 0.1118 \text{ MW}$$

Cette grandeur rapportée à l'unité de masse du fluide peut être lue directement sur la figure (V-7), elle est représentée par la distance « $h_4 - h_3$ », lisible sur l'axe des abscisses ou par la distance « $ex_{4s'} - ex_3$ », lisible sur l'axe des ordonnées.

5.2.2 Copuissance-transformation reçue par le fluide

Lors de cette transformation, le fluide reçoit une copuissance-transformation qui peut être calculée selon l'équation (III-30) :

$$\dot{E}_{wp2} = \dot{m}(ex_4 - ex_3) = \dot{m}(k_4 - k_3) = 0.1002 \text{ MW}$$

Cette grandeur rapportée à l'unité de masse de fluide peut être lue directement sur la figure (V-7), elle est représentée par la distance « $ex_4 - ex_3$ », lisible sur l'axe des ordonnées.

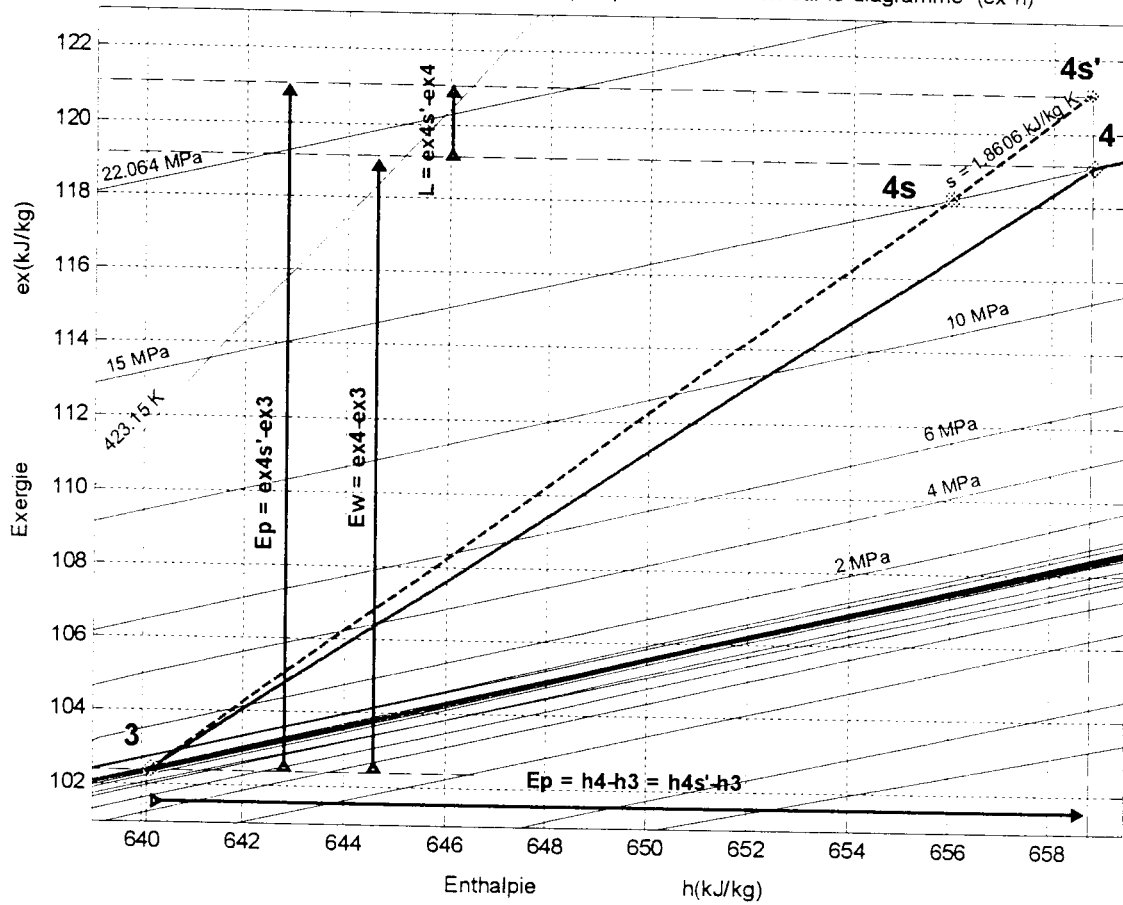
5.2.3 Perte exergetique

En appliquant l'équation de bilan exergetique (Eq.III-34) sur le système considéré (pompe d'alimentation) nous obtenons :

$$\dot{L}_{p2} = \dot{E}_{p2} - \dot{E}_{wp2} = 0.0116 \text{ MW}$$

La perte, égale à la différence entre l'exergie fournie par la pompe et l'exergie reçue par l'eau, est de type dissipative. Elle est causée par le frottement visqueux dans les canaux internes de la pompe.

Fig.V -7 : Evolution de l'eau dans la pompe d'alimentation sur le diagramme (ex-h)



Rapportée à l'unité de masse du fluide, cette perte exergétique est représentée sur la figure (V-7) par la distance « $ex_{4s'} - ex_4$ », lisible sur l'axe des ordonnées.

5.2.4 Rendement exergétique

Le rendement exergétique de la pompe d'alimentation sera donc selon les équations (III-45) et (III-46) :

$$\eta_{p2} = \frac{ex_4 - ex_3}{ex_{4s'} - ex_3} = \frac{E_{p2} - L_{p2}}{E_{p2}} = 1 - \frac{L_{p2}}{E_{p2}} = 0.90$$

Nous constatons cette fois encore que le rendement exergétique diffère du rendement isentropique défini par le rapport :

$$\eta_{sc} = \frac{h_{4s} - h_3}{h_4 - h_3} = \frac{ex_{4s} - ex_3}{ex_{4s'} - ex_3} = \frac{h_{4s} - h_3}{E_{p2}} = 0.80$$

On peut constater facilement sur la figure (V-7) que leur différence, proportionnelle à $(ex_4 - ex_{4s'})$, est plus importante que dans le cas de la pompe d'extraction (figure V-6).

Ceci est dû à la forme des isobares qui présentent des pentes importantes dans le domaine des grandes enthalpies et des pentes plutôt faibles dans le domaine des basses enthalpies dans le diagramme ($ex - h$). En effet nous avons constaté qu'aux basses valeurs de l'enthalpie (où travaille la pompe d'extraction) la pente des isobares est beaucoup plus faible par rapport à celle observée dans le domaine des grandes valeurs de l'enthalpie où travaille la pompe d'alimentation.

De même que pour la pompe d'extraction, plus la ligne (3-4) symbolisant la compression réelle se rapproche de l'isentrope (3-4s'), plus les rendements exergetique et isentropique s'améliorent et tendent vers l'unité.

5.3 Analyse de l'apport de chaleur dans la chaudière

Dans l'analyse exergetique des opérations thermodynamiques qui se déroulent dans la chaudière, nous excluons de notre étude l'irréversibilité liée à la réaction chimique de combustion. Nous considérons que ce phénomène fort complexe sort de la portée de cette étude. Aussi, nous nous placerons juste après cette réaction, en assimilant la chaudière à une source chaude portée à une température (T_c) qui est la température des gaz de combustion.

L'apport de chaleur dans la chaudière est constitué de l'apport principal (4-5) et de l'apport correspondant à la resurchauffe de la vapeur (6-7).

L'apport de chaleur principal (4-5) peut être décomposé en trois opérations. Le liquide comprimé, aux conditions du point (4), reçoit d'abord une quantité de chaleur dite sensible, lui permettant d'atteindre la température de saturation correspondant à la pression (P_4). Une fois les conditions de saturation atteintes, l'eau subit une vaporisation à pression et température constantes sous un apport de chaleur dit latent. Après le changement de phase, la vapeur obtenue subit une surchauffe jusqu'aux conditions du point (5).

5.3.1. Puissance-chaleur reçue par le fluide

Lors de son passage dans la chaudière, l'eau absorbe la puissance-chaleur suivante:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{4-5} + \dot{Q}_{6-7} = 20.2860 \text{ MW}$$

avec :

$$\dot{Q}_{4-5} = \dot{m}(h_5 - h_4) = 17.5470 \text{ MW}$$

$$\dot{Q}_{6-7} = \dot{m}(h_7 - h_6) = 2.7390 \text{ MW}$$

5.3.2 Copuissance-chaleur fournie par la chaudière

En supposant que la température dans la chaudière T_c est constante, la copuissance-chaleur cédée par la chaudière est selon l'équation (III-28) :

$$E_{qch}^- = E_{qch4-5}^+ + E_{qch6-7}^- = 16.6076 \text{ MW}$$

avec :

$$E_{qch4-5}^+ = \dot{m} \left(1 - \frac{T_a}{T_c} \right) \dot{Q}_{4-5}^+ = 14.3653 \text{ MW}$$

$$E_{qch6-7}^- = \dot{m} \left(1 - \frac{T_a}{T_c} \right) \dot{Q}_{6-7}^- = 2.2423 \text{ MW}$$

5.3.3 Copuissance-chaleur reçue par le circuit d'eau

La copuissance-chaleur reçue par le circuit d'eau est, selon l'équation (III-27) :

$$E_{qeau} = E_{qeau4-5} + E_{qeau6-7} = \dot{m} \left(\int_4^5 \left(1 - \frac{T_a}{T} \right) \delta \dot{Q}_{4-5}^+ + \int_6^7 \left(1 - \frac{T_a}{T} \right) \delta \dot{Q}_{6-7}^- \right)$$

Or, l'apport de chaleur se fait suivant l'enchaînement suivant : échauffement du liquide, vaporisation, surchauffe et resurchauffe de la vapeur. De ce fait, la copuissance-chaleur reçue par le circuit d'eau peut être subdivisée comme suit :

Lors de l'échauffement du liquide le circuit reçoit la copuissance-chaleur suivante :

$$E_{qeau1} = \dot{m} \left(1 - \frac{T_a}{\bar{T}_1} \right) \dot{Q}_1^+ = \dot{m} \left(1 - \frac{T_a}{\bar{T}_1} \right) (h'(P_4) - h_4) = 2.5309 \text{ MW}$$

avec : $\bar{T}_1 = \frac{T_4 + T_s(P_4)}{2}$ est la température moyenne durant l'échauffement du liquide.

Lors de la vaporisation, le circuit reçoit une copuissance-chaleur de :

$$E_{qeau2} = \dot{m} \left(1 - \frac{T_a}{T_s(P_4)} \right) \dot{Q}_2^- = \dot{m} \left(1 - \frac{T_a}{T_s(P_4)} \right) (h^+(P_4) - h'(P_4)) = 3.1730 \text{ MW}$$

Lors de la surchauffe de la vapeur, le circuit reçoit une copuissance-chaleur qui vaut :

$$E_{qeau3} = \dot{m} \left(1 - \frac{T_a}{\bar{T}_2} \right) \dot{Q}_3^+ = \dot{m} \left(1 - \frac{T_a}{\bar{T}_2} \right) (h_5 - h^+(P_4)) = 3.5599 \text{ MW}$$

avec : $\bar{T}_2 = \frac{T_s(P_4) + T_5}{2}$ est la température moyenne durant la surchauffe.

Ce qui donne :

$$E_{qeau4-5} = E_{qeau1} + E_{qeau2} + E_{qeau3} = 9.2638 \text{ MW}$$

Lors de la resurchauffe, le circuit reçoit la copuissance-chaleur :

$$E_{qeau6-7} = m \left(1 - \frac{T_a}{T_3} \right) Q_{6-7}^+ = 1.7122 \text{ MW}$$

Finalement, la copuissance-chaleur globale reçue par le circuit d'eau vaut :

$$E_{qeau} = E_{qeau4-5} + E_{qeau6-7} = 10.9760 \text{ MW}$$

5.3.4 Copuissance-transformation reçue par le circuit d'eau

Le circuit d'eau reçoit une copuissance-transformation qui vaut selon l'équation (III-30) :

$$E_{wch} = E_{wch4-5} + E_{wch6-7} = 10.8750 \text{ MW}$$

avec :

$$E_{wch4-5} = m(k_5 - k_4) = m(ex_5 - ex_4) = 9.1689 \text{ MW}$$

$$E_{wch6-7} = m(k_7 - k_6) = m(ex_7 - ex_6) = 1.7061 \text{ MW}$$

5.3.5 Perte exergetique

La perte exergetique peut être calculée en appliquant l'équation de bilan exergetique (Eq.III-34) sur la chaudière :

$$L_{ch} = L_{ch4-5} + L_{ch6-7} = 5.7326 \text{ MW}$$

avec :

$$L_{ch4-5} = E_{qch4-5} - E_{wch4-5} = 5.1964 \text{ MW}$$

$$L_{ch6-7} = E_{qch6-7} - E_{wch6-7} = 0.5362 \text{ MW}$$

Cette perte globale est repartie comme suit :

$$L_{ch} = L_t + L_r$$

avec

- $L_t = E_{qch} - E_{qeau} = 5.6316 \text{ MW}$: est la perte exergetique due au transfert de chaleur avec chute de température, elle représente 98.24% de la perte globale de la chaudière.
- $L_r = E_{eau} - E_{wch} = 0.1010 \text{ MW}$: est la perte exergetique due à la dissipation par frottement du fluide à l'intérieur des tubes de la chaudière, elle représente 1.76% de la perte globale.

L'irréversibilité chimique mise à part, on peut constater aisément que la perte exergétique dans la chaudière est due essentiellement au transfert de chaleur avec chute de température. Il s'agit donc d'un phénomène de dévalorisation d'énergie.

5.3.6 Rendement exergétique

Dans la chaudière, on distingue le rendement exergétique lors de l'apport de chaleur principal (4-5) qui vaut :

$$\eta_{ch4-5} = \frac{\dot{E}_{wch4-5}}{\dot{E}_{qch4-5}} = 1 - \frac{\dot{L}_{ch4-5}}{\dot{E}_{qch4-5}} = 0.64$$

et celui de la resurchauffe :

$$\eta_{ch6-7} = \frac{\dot{E}_{wch6-7}}{\dot{E}_{qch6-7}} = 1 - \frac{\dot{L}_{ch6-7}}{\dot{E}_{qch6-7}} = 0.76$$

On constate que le rendement exergétique de la chaudière est nettement meilleur lors de la resurchauffe. Ce-ci est dû au fait que le transfert de chaleur lors de la resurchauffe se fait avec un écart de température $\Delta T = T_c - T$ plus faible que celui de la surchauffe, ce qui réduit la perte exergétique due à ce transfert.

En effet, si on néglige les pertes exergétiques dues à la dissipation (1.76%), le rendement exergétique peut être mis sous la forme :

$$\eta_{ch} = 1 - \frac{T_a(T_c - T)}{T(T_c - T_a)} = 1 - \left(\frac{\Delta T}{T_c - \Delta T} \frac{T_a}{T_c - T_a} \right)$$

avec : $\Delta T = T_c - T$.

On constate que plus ΔT est faible plus le rendement exergétique est meilleur, mais plus son coût sera important, puisque cela impose une surface d'échange plus grande pour réaliser le transfert de chaleur. En extrapolant cette analyse, on peut affirmer que l'optimum thermodynamique n'est pas toujours compatible avec l'optimum économique.

5.4 Analyse de la détente dans la turbine haute pression (HP)

La détente réelle dans la turbine HP est représentée par la transformation (5-6) du diagramme exergie-enthalpie ($ex-h$) de la figure (V-8).

Si cette transformation était réversible, elle serait représentée par l'évolution isentropique (5-6s').

5.4.1 Puissance-travail fournie par la turbine

En vertu du bilan énergétique, la turbine HP fournit une puissance-travail qui vaut :

$$\dot{E}_{THP} = \dot{m}(h_5 - h_6) = 2.1898 \text{ MW}$$

Cette grandeur rapportée à l'unité de masse, peut être directement lue sur la figure (V-8), elle est donnée graphiquement par la distance « $h_5 - h_6$ », lisible sur l'axe des abscisses. Le travail étant une exergie pure, cette grandeur représente alors l'exergie disponible sur l'arbre de la turbine.

5.4.2 Copuissance-transformation reçue par la turbine HP

Lors de la détente, la turbine HP reçoit, du fluide moteur, une copuissance-transformation qui vaut :

$$\dot{E}_{wTHP} = \dot{m}(k_5 - k_6) = \dot{m}(ex_5 - ex_6) = 2.3593 \text{ MW}$$

Rapportée à l'unité de masse de fluide, cette valeur peut être lue sur la figure (V-8), elle est représentée par la distance « $ex_5 - ex_6$ », ou bien par la distance « $h_5 - h_{6s'}$ ». Cette grandeur représente aussi, l'exergie reçue par la turbine du fluide moteur.

5.4.3 Perte exergétique

En appliquant l'équation du bilan exergétique sur la turbine HP, on en déduit la perte exergétique :

$$\dot{L}_{THP} = \dot{E}_{wTHP} - \dot{E}_{THP} = 0.1695 \text{ MW}$$

Cette perte, rapportée à l'unité de masse de fluide, est représentée par la distance « $h_6 - h_{6s'}$ », lisible sur l'axe des abscisses de la figure (V-8). Elle représente la différence entre l'exergie fournie par le fluide moteur à la turbine et l'exergie fournie sous forme de travail par la turbine au milieu extérieur.

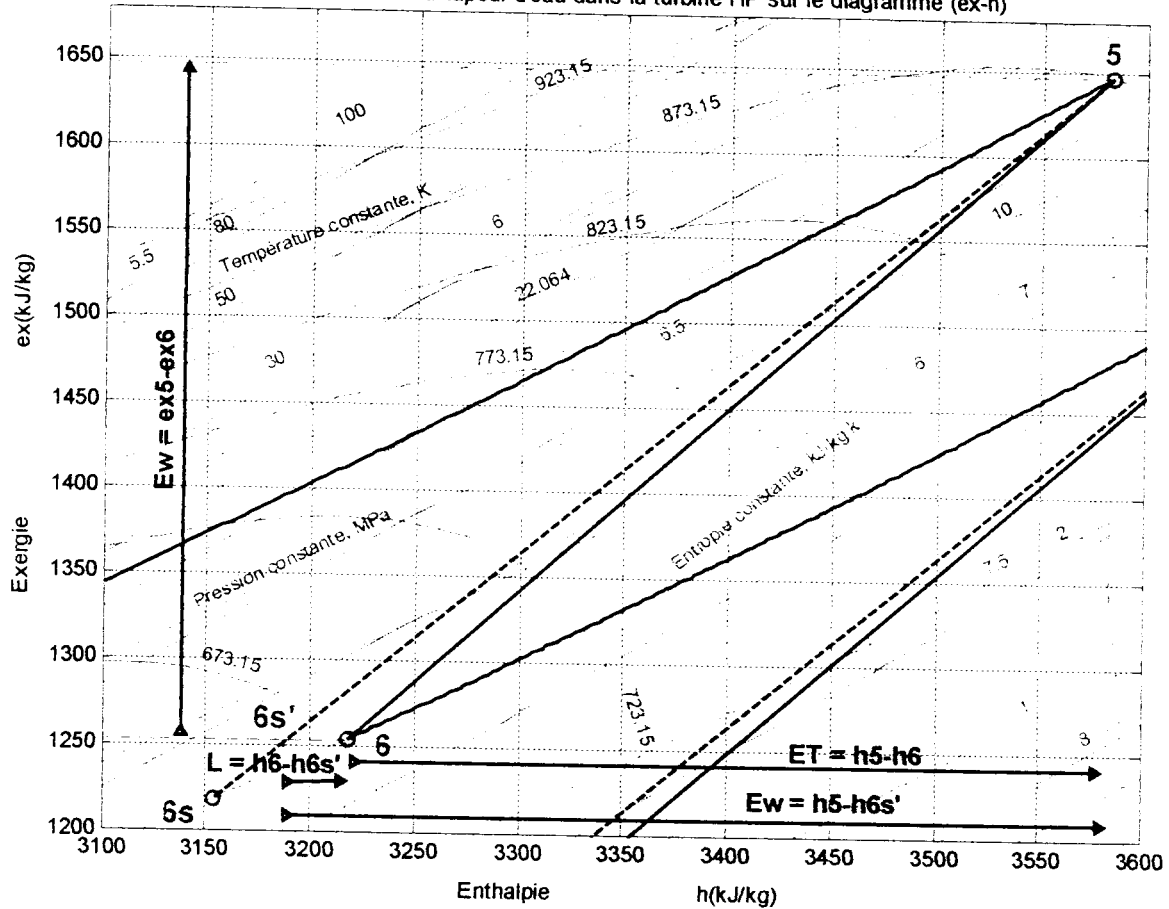
Au point de vue physique, il s'agit d'une dissipation d'énergie causée par le frottement visqueux du fluide dans les canaux internes de la turbine.

5.4.4 Rendement exergétique

Les équations (III-45) et (III-46) permettent de calculer le rendement exergétique de la turbine :

$$\eta_{THP} = \frac{\dot{E}_T}{\dot{E}_{wTHP}} = 1 - \frac{\dot{L}_{THP}}{\dot{E}_{wTHP}} = \frac{h_5 - h_6}{h_5 - h_{6s'}} = 0.93$$

Fig. V - 8 : Evolution de la vapeur d'eau dans la turbine HP sur le diagramme (ex-h)



Nous constatons que, pour la turbine HP, le rendement exergétique diffère du rendement isentropique de détente, défini par le rapport :

$$\eta_{sDHP} = \frac{h_5 - h_6}{h_5 - h_{6s}} = 0.85.$$

Les deux rendements ont le même numérateur, ils sont différents par le dénominateur. Cette différence est proportionnelle à l'écart « $h_{6s} - h_6$ » visible sur la figure (V-8).

Si la détente était réversible, elle serait représentée par l'évolution isentropique (5-6s'). Les rendements isentropique et exergétique seraient égaux à l'unité (perte exergétique nulle). Plus la ligne (5-6) symbolisant la détente réelle, se rapproche de l'isentrope (5-6s'), plus les rendements exergétique et isentropique s'améliorent et tendent vers l'unité.

5.5 Analyse de la détente dans la turbine basse pression (BP)

La détente dans la turbine (BP) est représentée par la transformation (7-8). Un certain débit masse de vapeur est soutirée de la turbine, aux conditions du point (9).

Dans notre analyse, nous distinguons la détente du débit soutiré (m_s) qui a lieu entre l'état (7) et l'état (9) et la détente du débit qui se dirige vers le condenseur, complémentaire du débit soutiré que l'on désigne par débit « principal ». Ce dernier égal à $(m - m_s)$ subit la détente de l'état (7) à l'état (8).

La détente du débit soutiré (m_s) est représentée dans le diagramme exergie-enthalpie ($ex - h$), sur la figure (V-9). La détente du débit principal ($m - m_s$) est traitée dans la figure (V-10). Si les deux détentes étaient réversibles elles seraient représentées respectivement par les lignes (7-9s') et (7-8s').

5.5.1 Puissance-travail fournie par la turbine BP

En vertu du bilan énergétique, la puissance-travail fournie par la turbine BP vaut :

$$\dot{E}_{TBP} = \dot{E}_{TBP7-9} + \dot{E}_{TBP7-8} = 6.6645 \text{ MW}$$

avec :

$$\dot{E}_{TBP7-9} = m_s (h_7 - h_9) = 0.5535 \text{ MW} : \text{puissance-travail fournie par le débit soutiré,}$$

$$\dot{E}_{TBP7-8} = (m - m_s) (h_7 - h_8) = 6.1110 \text{ MW} : \text{puissance-travail fournie par le débit principal.}$$

Ces deux grandeurs, rapportées à l'unité de masse de fluide peuvent être respectivement, lues directement sur les figures (V-9) et (V-10). Elles sont représentées par les distances « $h_7 - h_9$ » et « $h_7 - h_8$ », lisibles sur l'axe des abscisses de chacun des deux diagrammes. Ces grandeurs constituent l'exergie fournie par la turbine au milieu extérieur à travers son arbre.

5.5.2 Copuissance-transformation consommée par la turbine BP

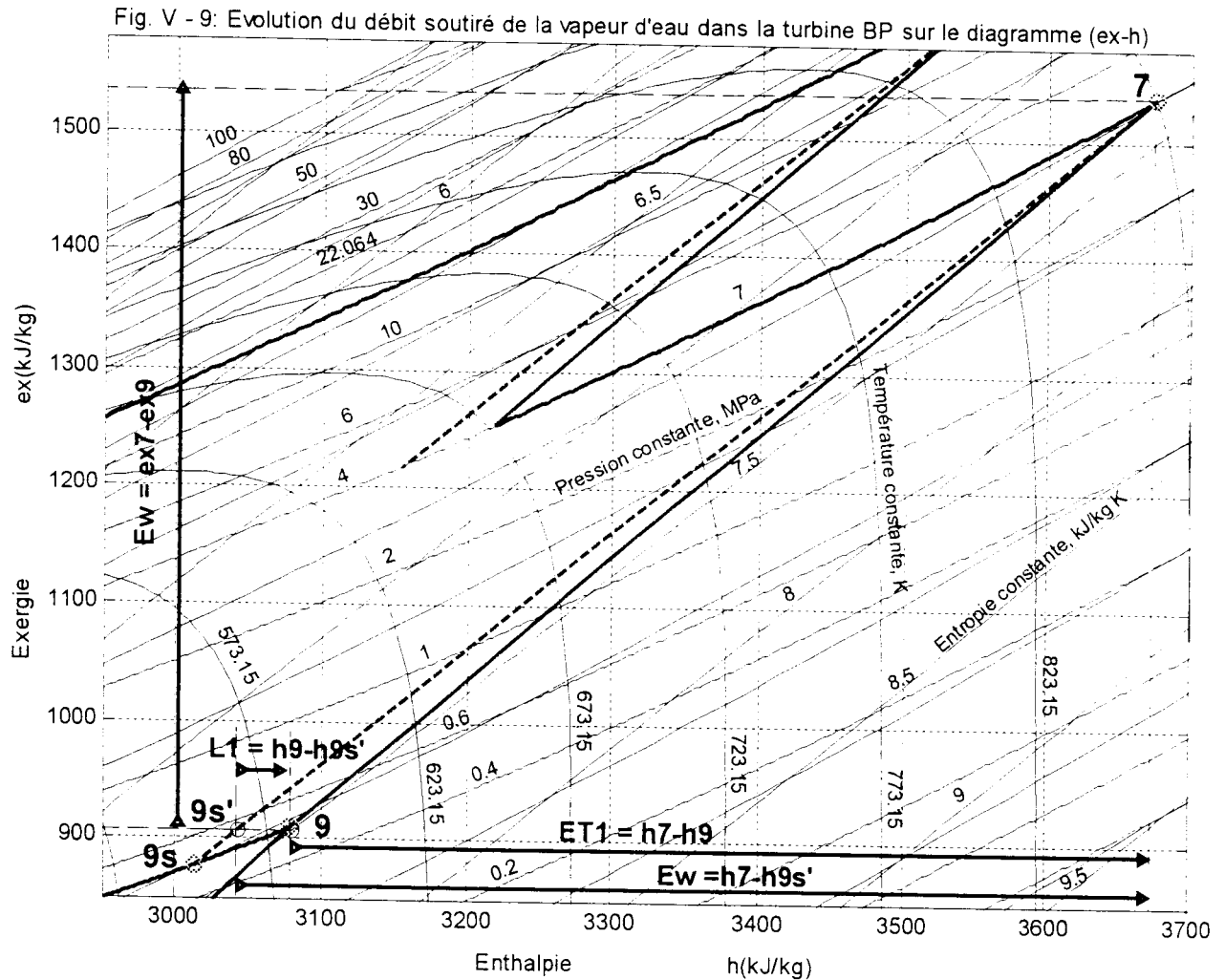
Lors de la détente, la turbine BP reçoit du fluide moteur, une copuissance-transformation qui vaut :

$$\dot{E}_{wTBP} = \dot{E}_{wTBP7-9} + \dot{E}_{wTBP7-8} = 7.3138 \text{ MW}$$

avec :

$$\dot{E}_{wTBP7-9} = m_s (k_7 - k_9) = m_s (ex_7 - ex_9) = 0.5851 \text{ MW} : \text{exergie reçue du débit soutiré,}$$

$$\dot{E}_{wTBP7-8} = (m - m_s) (k_7 - k_8) = (m - m_s) (ex_7 - ex_8) = 6.7287 \text{ MW} : \text{exergie reçue du débit principal.}$$



Rapportée à l'unité de masse de fluide, ces valeurs peuvent être lues sur les figures (V-9) et (V-10), elles sont représentées par les distances « $ex_7 - ex_9$ » et « $ex_7 - ex_8$ ». Ces grandeurs constituent l'exergie apportée par le fluide à la turbine.

5.5.3 Perte exergétique

En appliquant l'équation du bilan exergétique sur la turbine BP, on déduit la perte exergétique. Celle-ci représente la différence entre l'exergie reçue par la turbine de la part du fluide moteur et l'exergie fournie par la turbine au milieu extérieur par le biais de son arbre.

$$L_{TBP} = L_{TBP7-8} + L_{TBP7-9} = 0.6493 \text{ MW}$$

avec :

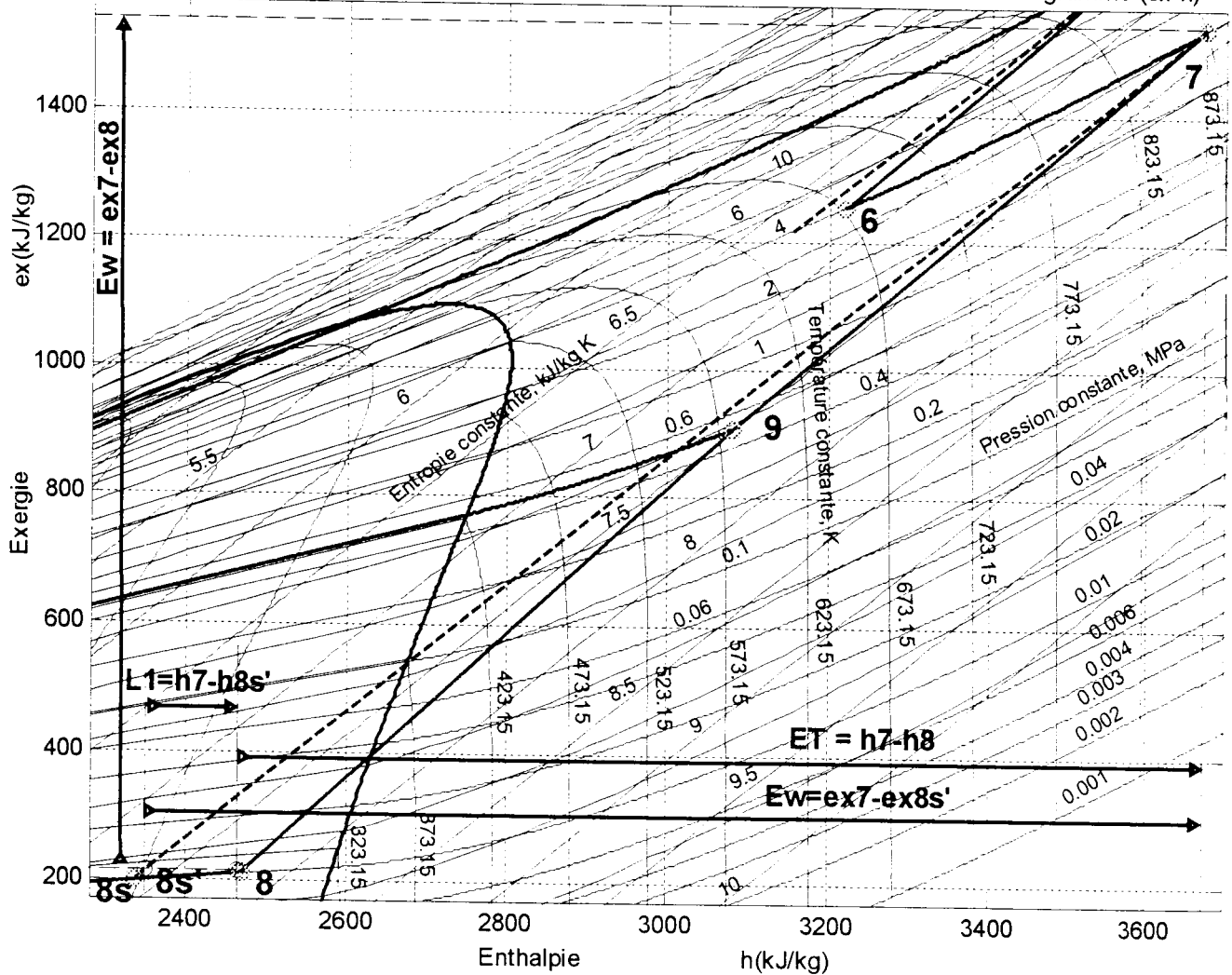
$$L_{TBP7-9} = E_{wTBP7-9} - E_{TBP7-9} = 0.0316 \text{ MW} : \text{perte relative au débit soutiré,}$$

$$L_{TBP7-8} = E_{wBP7-8} - E_{TBP7-8} = 0.6177 \text{ MW} : \text{perte relative au débit principal.}$$

Ces deux pertes, rapportées à l'unité de masse de fluide, sont représentées par les distances « $h_9 - h_{9s'}$ » et « $h_8 - h_{8s'}$ » et sur les figures (V-9) et (V-10) respectivement.

Au point de vue physique, il s'agit d'une dissipation d'énergie causée par le frottement visqueux du fluide dans les canaux internes de la turbine.

Fig. V-10 : Evolution du débit principal de la vapeur d'eau dans la turbine BP sur le diagramme (ex-h)



5.5.4 Rendement exergetique

Les équations (III-45) et (III-46) permettent de calculer le rendement exergetique de la turbine BP. Il s'agit du rapport de l'exergie disponible sur l'arbre de la turbine c'est-à-dire le travail et de l'exergie reçue de la part du fluide.

$$\eta_{TBP} = \frac{E_{TBP}}{E_{wTBP}} = 1 - \frac{L_{TBP}}{E_{wTBP}} = 0.91$$

5.6 Analyse du condenseur

La transformation représentée par la ligne (8-1) du diagramme ($ex-h$), sur la figure (V-11) correspond à la phase de condensation de la vapeur d'eau à température et pression, constantes.

5.6.1 Puissance-chaleur évacuée au condenseur

La puissance-chaleur évacuée vers le milieu extérieur vaut :

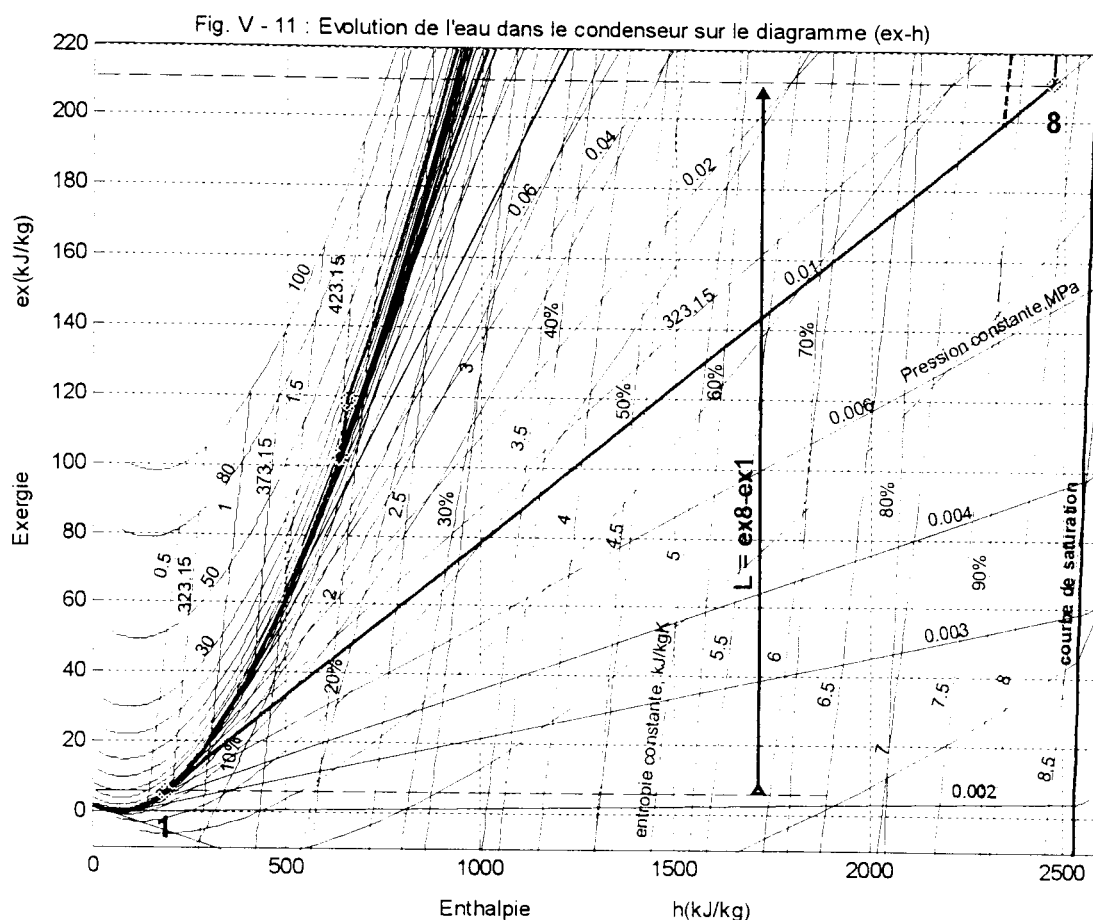
$$\dot{Q}_a = \left(\dot{m} - \dot{m}_s \right) (h_8 - h_1) = 11.5480 \text{ MW}$$

5.6.2 Perte exergetique

Le condenseur est refroidi par le milieu extérieur, la perte exergetique correspond à la copuissance-chaleur de la puissance-chaleur évacuée $\dot{Q}_a$, et qui vaut selon l'équation (III-27) :

$$L_{cd} = \left(1 - \frac{T_a}{T_8} \right) \dot{Q}_a = \left(\dot{m} - \dot{m}_s \right) (ex_8 - ex_1) = 1.0430 \text{ MW}$$

Cette quantité, rapportée à l'unité de masse de fluide, peut être directement lue sur la figure(V-11), elle est représentée par la distance « $ex_8 - ex_1$ ».



5.6.3 Rendement exergetique

L'exergie fournie par le condenseur est entièrement perdue vers le milieu extérieur, ce qui conduit à considérer que son rendement exergetique est nul.

On peut dire finalement que le milieu extérieur est « destructeur d'exergie ».

Il faut tenter chaque fois que faire se peut, de récupérer la puissance-chaleur (ou son exergie) à la sortie du condenseur avant de la perdre dans le milieu extérieur. Ceci pourrait être fait en raccordant par exemple, un réseau de chauffage au condenseur de l'installation.

5.7 Analyse du réchauffeur

Nous considérons le réchauffeur à mélange comme le lieu de deux écoulements juxtaposés mais séparés de débit massique principal $(\dot{m} - \dot{m}_s)$ provenant du condenseur et de débit

massique soutiré $(\dot{m}_s)$. Il est possible de traiter le système comme s'il y avait deux réseaux d'écoulements séparés. Cela n'est concevable que parce que le mélange de deux écoulements constitués d'une même substance fluide ne donne lieu à aucune augmentation d'entropie.

5.7.1 Copuissance-transformation reçue

La copuissance-transformation reçue du débit soutirée vaut :

$$\dot{E}_{wrch}^+ = \dot{m}_s (k_9 - k_3) = 0.7504 \text{ MW}$$

5.7.2 Copuissance-transformation fournie

La copuissance-transformation fournie au débit principal vaut :

$$\dot{E}_{wrch}^- = (\dot{m} - \dot{m}_s) (k_3 - k_2) = 0.4887 \text{ MW}$$

5.7.3 Perte exergetique

La perte exergetique dans le réchauffeur, selon l'équation de bilan exergetique, est :

$$\dot{L}_{rch} = \dot{E}_{wrch}^+ - \dot{E}_{wrch}^- = 0.2617 \text{ MW}$$

Sur le plan physique, cette perte englobe la perte due à la dissipation dans le fluide et la perte due au transfert-chaleur au sein du fluide.

5.7.4 Rendement exergetique

Le rendement exergetique du réchauffeur à mélange est alors :

$$\eta_{rch} = \frac{\dot{E}_{wrch}^-}{\dot{E}_{wrch}^+} = 1 - \frac{\dot{L}_{rch}}{\dot{E}_{wrch}^+} = 0.65$$

5.8 Analyse globale de l'installation

Le cycle thermodynamique de l'installation, sur le diagramme exergie-enthalpie (ex, h), est représenté sur la figure (V-1).

L'analyse globale de l'installation consiste à déterminer la prestation exergétique de l'installation, par rapport à l'exergie totale consommée.

L'exergie totale consommée est représentée par la copuissance-chaleur reçue au niveau de la chaudière et la copuissance-travail reçue au niveau des pompes, quant à la prestation exergétique, elle est représentée par le travail disponible sur l'arbre des turbines.

5.8.1 Copuissance reçue par l'installation

L'installation reçoit une copuissance totale égale à :

$$\dot{E}_{inst} = \dot{E}_P + \dot{E}_{ch} = 16.7225 \text{ MW}$$

avec :

$$\dot{E}_P = \dot{E}_{P1} + \dot{E}_{P2} = 0.1149 \text{ MW} : \text{Copuisseance-travail reçue au niveau des pompes.}$$

$$\dot{E}_{ch} = \dot{E}_{qch4-5} + \dot{E}_{qch6-7} = 16.6076 \text{ MW} : \text{Copuisseance-chaleur reçue au niveau de la chaudière.}$$

5.8.2 Copuissance fournie par l'installation

L'installation fournit une copuissance-travail qui vaut :

$$\dot{E}_{inst} = \dot{E}_{THP} + \dot{E}_{TBP} = 8.8543 \text{ MW}$$

avec :

$$\dot{E}_{THP} = 2.1898 \text{ MW} : \text{Copuisseance-travail fournie au niveau de la turbine HP}$$

$$\dot{E}_{TBP} = 6.6645 \text{ MW} : \text{Copuisseance-travail fournie au niveau de la turbine BP}$$

5.8.3 Perte exergétique de l'installation

La perte exergétique de l'installation peut être calculée en appliquant l'équation du bilan exergétique (III-34) sur l'ensemble de l'installation :

$$\dot{L}_{inst} = \dot{E}_{inst} - \dot{E}_{inst} = 7.8682 \text{ MW}$$

Cette perte représente la différence entre l'exergie reçue globalement par l'installation et l'exergie disponible au niveau de l'arbre des turbines (à savoir les puissances-travail disponibles).

Indirectement cette perte peut aussi être retrouvée en sommant les pertes des différents éléments composant l'installation :

$$L_{inst} = L_P + L_{ch} + L_T + L_{cd} + L_{rch} = 7.8682 \text{ MW}$$

5.8.4 Rendement exergétique de l'installation

On peut calculer le rendement de l'installation à l'aide des équations (III-45) et (III-46) :

$$\eta_{inst} = \frac{\dot{E}_{inst}}{\dot{E}_{ch} + \dot{E}_P} = \frac{\dot{E}_T}{\dot{E}_{ch} + \dot{E}_P} = 1 - \frac{\dot{L}_{inst}}{\dot{E}_{ch} + \dot{E}_P} = 0.53$$

5.8.5 Efficacité motrice de l'installation

L'analyse énergétique, traditionnellement mise en œuvre pour caractériser les performances de ce type d'installation, consiste en le calcul de l'efficacité motrice.

Le calcul de cette efficacité motrice se fera à l'aide de l'équation (III-11).

$$\varepsilon_{inst} = \frac{\dot{E}_T}{\dot{Q}_{ch} + \dot{E}_P} = 0.43$$

5.9 Discussion

Le tableau (V-2) donne la performance de l'installation calculée sur la base de l'analyse effectuée. Les valeurs des pertes en pourcentages sont calculées par rapport à la puissance exergétique consommée.

- On remarque que l'efficacité et le rendement exergétique calculés ci-dessus, sont différents.
- On constate que, malgré le fait que les pertes liées à la combustion (réaction chimique) dans la chaudière n'interviennent pas à l'intérieur du système étudié, les pertes exergétiques les plus importantes demeurent toujours celles constatées au niveau de la chaudière. Ces pertes qui sont causées par une irréversibilité de type thermique doivent leur importance au grand écart de températures existant entre les gaz de combustion (T_c) et le fluide moteur. Autrement dit le transfert de chaleur au sein de la chaudière est accompagné par une énorme chute de température, on dit alors qu'il y a une diminution de niveau d'énergie générant ainsi une forte dévalorisation, donc une forme de dégradation de l'énergie.

Grandeur	Symbole	Valeur (MW)	%
Copissance-chaleur fournie par la chaudière	E_{qch}^+	16.6076	99.31
Puissance-travail fournie par les pompes	E_P^+	0.1149	0.69
Puissance exergétique comnsommée	Σ	16.7225	100
Pertes exergétiques en MW:			
Pompes	L_P	0.0121	0.07
Chaudière	L_{ch}	5.7326	34.28
Turbines	L_T	0.8188	4.90
Condenseur	L_{cd}	1.043	6.24
Réchauffeur	L_{rch}	0.2457	1.47
Perte exergétique totale :	L_{inst}	7.8522	47
Puissance exergétique fournie :	E_T^-	8.8543	53
Rendement exergétique : $\frac{E_T^-}{\Sigma} \cdot 100$	η	53	

Tableau V -2 : Performances exergétiques de l'installation

- L'analyse énergétique essentiellement basée sur les pertes thermiques des installations vers le milieu extérieur, révèle une perte très importante au niveau du condenseur. L'analyse exergétique par contre, considère qu'aussi grande puisse être cette perte, elle ne présente pas un très grand intérêt exergétique du fait de son bas niveau thermique. En d'autre termes l'exergie que l'on peut extraire de la perte thermique au niveau du condenseur ou bien l'énergie « mécanisable » que l'on peut espérer en extraire étant très faible, le condenseur ne constitue pas le « gouffre » au sens exergétique. On voit une fois encore le rôle que joue la température ou bien le niveau thermique d'une énergie et comprendre ainsi, l'intérêt que présente l'énergie à haute

température produite par les hydrocarbures par rapport à certaines énergies renouvelables telles que les énergies solaire et géothermique, qui sont disponibles en grande quantité mais à un bas niveau thermique.

- La liste des pertes exergétiques telle que celle donnée par le tableau (V-2) constitue une information extrêmement précieuse pour les concepteurs et les exploitants de ce type d'installation. En effet, il s'agit d'un véritable diagnostic permettant de localiser les éléments où se produisent les pertes exergétiques les plus criardes et dans lesquels il faut investir si l'on veut améliorer les performances des installations motrices à vapeur.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Les centrales thermiques à vapeur utilisent l'eau comme fluide moteur. La production d'électricité par ces centrales est de plus en plus croissante et la connaissance des propriétés thermodynamiques de l'eau et de sa vapeur, avec une plus grande précision, est alors de plus en plus exigée. Ce besoin a conduit à une coopération internationale dans le but de formuler un modèle précis et « rapide », à usage industriel. Ces efforts ont conduit dès 1997 à la formulation IAPWS-IF97 (International Association for Properties of Water and Steam – Industriel Formulation 97) .

La formulation IAPWS-IF97 couvre un large domaine de pressions et de températures ; elle divise le domaine des états physiques de l'eau en cinq régions. Elle est basée sur deux concepts fondamentaux.

Le premier consiste à attribuer à chaque région une équation de base ou fondamentale qui est l'expression de l'enthalpie libre ou de l'énergie libre dans cette région. Pour un couple de variables thermodynamiques données (T,P) ou (T,v) , toutes les autres propriétés thermodynamiques sont obtenues en dérivant l'équation de base. L'avantage majeur de cette méthode par rapport aux méthodes basées sur les équations d'état thermodynamiques est de pouvoir calculer toutes les propriétés thermodynamiques uniquement par dérivation sans aucune intégration.

Le deuxième concept est l'établissement et l'utilisation d'équations auxiliaires dites « *backward equations* » dans chaque région. Les couples d'entrée (P,h) ou (P,s) sont souvent utilisés dans les applications industrielles. Afin d'éviter le recours aux techniques d'inversion qui impliquent un grand nombre d'itérations donc un temps de calcul long, on fait appel à ces « *backward equations* ». Ces équations permettent de calculer directement $T(P,h)$ ou $T(P,s)$ pour retrouver finalement le couple d'entrée (T,P) requis pour les équations de base.

Il convient de remarquer que la région (3) (région critique) ne dispose pas de « *backward equations* », ce qui nous a contraints à recourir aux inversions numériques pour des couples d'entrée autre que (T,v) .

Pour le calcul des propriétés thermodynamiques à l'intérieur du domaine de changement de phase liquide-vapeur nous avons utilisé la règle des mélanges.

Il est important de souligner que nous avons adjoint au modèle IAPWS-IF 97, un module d'évaluation de la fonction exergie, ce calcul n'étant pas initialement prévu par le modèle.

Nous avons exploité simultanément le modèle de calcul des propriétés thermodynamiques et le concept de l'exergie pour construire des tables thermodynamiques et des diagrammes énergétiques et exergetiques. Les diagrammes exergetiques de l'eau, constituant un aspect original de ce travail, s'avèrent d'une grande utilité lors de l'analyse des performances des installations.

La théorie de l'exergie met en œuvre simultanément le premier et le second principe de la thermodynamique. Elle permet d'évaluer quantitativement la dégradation de l'énergie. Nous l'avons utilisée dans notre étude pour révéler deux causes de dégradation de l'énergie. Il s'agit d'une part de la dissipation liée au frottement visqueux, désignée sous l'appellation d'irréversibilité mécanique et d'autre part de la dévalorisation causée par la chute de température accompagnant les transferts de chaleur appelée irréversibilité thermique. D'autres types d'irréversibilités telles que celle régnant dans la réaction de combustion ou celle apparaissant dans les phénomènes de diffusion, n'ont pu être abordées car elles sortent du cadre de cette étude.

En faisant l'analyse exergetique d'une centrale thermique de base, nous sommes arrivés aux constatations suivantes :

- Le rendement exergetique de la chaudière est meilleur lors de la resurchauffe par rapport à celui de la surchauffe. Ceci est dû à l'écart de température ΔT sous lequel s'effectue le transfert de chaleur, celui-ci étant plus réduit lors de la resurchauffe .
- Dans les turbines, la perte exergetique due au frottement est d'autant plus faible qu'elle se produit à haute température.
- Le condenseur est destructeur d'exergie, puisqu'il l'évacue entièrement vers le milieu extérieur.
- Les pertes exergetiques dans le condenseur ne représentent qu'un faible pourcentage.
- Malgré le fait que les pertes exergetiques liées à la combustion dans la chaudière n'interviennent pas dans le système considéré, les pertes les plus importantes demeurent toujours celles de la chaudière. Ces pertes sont dues au transfert de chaleur avec une grande chute de température.

A partir de ces résultats on peut conclure que la démarche exergétique révèle l'injustice commise par l'analyse énergétique au détriment du turbogroupe et en faveur de la chaudière. En effet l'analyse énergétique affecte en général la plus grande perte au condenseur (perte thermique à la source froide), alors qu'en réalité cette perte thermique possède une exergie relativement faible à cause de son bas niveau de température. En fait il s'agit d'une perte thermique sans grand « potentiel travail ». Elle attribue aussi une efficacité très élevée à la chaudière, alors que cette dernière présente la plus grande perte exergétique qui ne serait que plus grave si l'on avait tenu compte de l'irréversibilité de la réaction chimique de combustion. Ceci montre encore une fois, que seule la comptabilité exergétique permet d'apprécier la qualité thermodynamique des installations et d'orienter ainsi les efforts d'amélioration dans des directions plus efficaces.

Enfin, il faut mentionner que les diagrammes exergétiques ont le mérite de réunir les enseignements du premier et du second principe, avec la dimension importante de la visualisation directe des pertes exergétiques pour plusieurs transformations.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

- [1] **J. Kestin** – *Sixth International Conference on the Properties of Steam. A Report*, Journal of Engineering for Power, 87, Series A, January 1965, 87-92.
- [2] **J. H. Keenan and F. G. Keyes** – *Thermodynamic properties of steam including data for the liquid and solid phases*. New York, John Wiley & Sons, Inc. London : Chapman & Hall, , Limited. 1954.
- [3] **R. B. McClintock and G. J. Silvestri** - *Formulation and iterative procedures for the calculation of properties of steam*, ASME publication (H-17), ASME, United Engineering Center, New York.
- [4] *1967 IFC Formulation for Industrial Use of the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance*, ASME, New York, 1967.
- [5] *1968 IFC Formulation for Scientific and General Use of Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance*, ASME, New York, 1968.
- [6] **J. L.M. Fernandes** – *A computer program for the evaluation of thermodynamic properties of water using the NBS/NRC formulation*. Revue Générale de Thermique, France, n°392-393, août-septembre 1994, 502-507.
- [7] **R. B. McClintock and G. J. Silvestri** – *Some Improved Steam Property Calculation Procedures*. Journal of Engineering for Power, Transactions of the ASME, April 1970, 123-134.
- [8] **M. Perrin** – *Water and steam thermodynamic properties numerical calculation programs*. Revue Générale de Thermique, France, n° 182, Février 1977, 151-152.
- [9] **H. L. G. PINA** – *A computer program for the calculation of the thermodynamic properties of water*. Revue Générale de Thermique, France, n° 215, novembre 1979, 689-693.

- [10] **T. A. Reddy, P. Tantirattanwat and G. Y. Saunier** – *HTWOO: a computer package to determine thermodynamic and transportation properties of steam and water*. Revue Générale de Thermique, France, n°289, janvier 1986, 27-30.
- [11] **J. B. Young** – *An equation of state for steam for turbomachinery and other flow calculations*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Transactions of ASME, Vol. 110, January 1988, 1-7.
- [12] **A. Saul and W. Wagner** – *A fundamental equation for water covering the range from the melting line to 1273 K at pressure up to 25000 MPa*. J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 18, No. 4, 1989, 1537-1564.
- [13] **W. Wagner, J. R. Cooper, A. Dittmann, J. Kijima, H.-J. Kretzschmar, A. Kruse, R. Mareš, K. Oguchi, H. Sato, I. Stöcker, O. Šifner, Y. Takaishi, I. Tanishita, J. Trübenbach, Th. Willkommen** – *The IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Transactions of ASME, Vol. 122, January 2000, 150-183.
- [14] **E. Schmidt** – *Properties of water and steam in SI units*. Springer-Verlag, Berlin, 1969.
- [15] **J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill and J. G. Moore** – *Steam Tables*, Wiley Interscience, New York, 1978.
- [16] **R. Pollak** – *The thermodynamic properties of water and steam up to 1200 K and 3000 bars*, Translation No. PC/T14, IUPAC Thermodynamic Tables Project Centre, Imperial College, London; Translated from Pollak, R., Dr. Ing. Dissertation, University of Ruhr, Bochum, West Germany, 1974.
- [17] **L. Haar, J. S. Gallagher and G. S. Kell** – *NBS/NRC Steam Tables*, Hemisphere, 1984.
- [18] **R. Kling** – *Thermodynamique générale et applications*, Deuxième édition, Editions Technip, France, 1980

- [19] **L. Borel** – *Thermodynamique et Energétique*, Presses polytechniques Rommandes, Suisse, 1986.
- [20] **G. Rigot** – *L'exergie en réfrigération*, Revue pratique du froid et conditionnement d'air 19.12.86 et 18.01.87, France.
- [21] **R. L. Cornelissen** - *Thermodynamics and sustainable development: The use of exergy analysis and the reduction of irreversibility*, Enschede, The Netherlands, 1997.
- [22] **Jincan Chen, Xueling Chen, Chih Wu** – *Optimization of the rate of exergy output of a multi-stage endoreversible combined refrigeration system*, Exergy, an International Journal, Elsevier, 100-106, Volume 1, Issue 2, 2001.
- [23] **J. Szargut** – *Component efficiencies of a vapour-compression heat pump*, Exergy, an International Journal, Elsevier, 99-104, Volume 2, Issue 2, 2002.
- [24] **H. Y. Kwak, D. J. Kim, J. Jeon** – *Exergetic and thermoeconomic analyses of power plants*, Energy, volume 28, issue 4, pp 343-360- March 2003, Pergamon.
- [25] **H. I. Acar** – *Second law analysis of the reheat-regeneration Rankine cycle*, Energy convers. Mgmt Vol. 38. No. 7. pp. 647-657, 1997.
- [26] **A. Witz** – *Thermodynamique à l'usage des ingénieurs*, G. Maasson, France, 1892.

ANNEXES

Annexe 1

Coefficients et exposants des équations

Tableau A-1: Coefficients des équations (II-10) et (II-11)

i	n_i
1	0.34805185628969^E+03
2	-0.11671859879975^E+01
3	0.10192970039326^E-02
4	0.57254459862746^E+03
5	0.13918839778870^E+02

Tableau A-2 Coefficients et exposants de l'équation (II-12)

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n_i
1	0	-2	0.14632971213167^E+00	18	2	3	-0.44141845330846^E-05
2	0	-1	-0.84548187169114^E+00	19	2	17	-0.72694996297594^E-15
3	0	0	-0.37563603672040^E+01	20	3	-4	-0.31679644845054^E-04
4	0	1	0.33855169168385^E+01	21	3	0	-0.28270797985312^E-05
5	0	2	-0.95791963387872^E+00	22	3	6	-0.85205128120103^E-09
6	0	3	0.15772038513228^E+00	23	4	-5	-0.22425281908000^E-05
7	0	4	-0.16616417199501^E-01	24	4	-2	-0.65171222895601^E-06
8	0	5	0.81214629983568^E-03	25	4	10	-0.14341729937924^E-12
9	1	-9	0.28319080123804^E-03	26	5	-8	-0.40516996860117^E-06
10	1	-7	-0.60706301565874^E-03	27	8	-11	-0.12734301741641^E-08
11	1	-1	-0.18990068218419^E-01	28	8	-6	-0.17424871230634^E-09
12	1	0	-0.32529748770505^E-01	29	21	-29	-0.68762131295531^E-18
13	1	1	-0.21841717175414^E-01	30	23	-31	0.14478307828521^E-19
14	1	3	-0.52838357969930^E-04	31	29	-38	0.26335781662795^E-22
15	2	-3	-0.47184321073267^E-03	32	30	-39	-0.11947622640071^E-22
16	2	0	-0.30001780793026^E-03	33	31	-40	0.18228094581404^E-23
17	2	1	0.47661393906987^E-04	34	32	-41	-0.93537087292458^E-25

Tableau A-3: Coefficients et exposants de l'équation (II-14)

i	J_i^0	n_i	i	J_i^0	n_i
1	0	-0.96927686500217^E+01	6	-2	0.14240819171444^E+01
2	1	0.10086655968018^E+02	7	-1	-0.43839511319450^E+01
3	-5	-0.56087911283020^E-02	8	2	-0.28408632460772^E+00
4	-4	0.71452738081455^E-01	9	3	0.21268463753307^E-01
5	-3	-0.40710498223928^E+00			

Tableau A-4: Coefficients et exposants de l'équation (II-15)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	1	0	-0.17731742473213 ^{E-02}	23	7	0	-0.59059564324270 ^{E-17}
2	1	1	-0.17834862292358 ^{E-01}	24	7	11	-0.12621808899101 ^{E-05}
3	1	2	-0.45996013696365 ^{E-01}	25	7	25	-0.38946842435739 ^{E-01}
4	1	3	-0.57581259083432 ^{E-01}	26	8	8	0.11256211360459 ^{E-10}
5	1	6	-0.50325278727930 ^{E-01}	27	8	36	-0.82311340897998 ^{E+01}
6	2	1	-0.33032641670203 ^{E-04}	28	9	13	0.19809712802088 ^{E-07}
7	2	2	-0.18948987516315 ^{E-03}	29	10	4	0.10406965210174 ^{E-18}
8	2	4	-0.39392777243355 ^{E-02}	30	10	10	-0.10234747095929 ^{E-12}
9	2	7	-0.43797295650573 ^{E-01}	31	10	14	-0.10018179379511 ^{E-08}
10	2	36	-0.26674547914087 ^{E-04}	32	16	29	-0.80882908646985 ^{E-10}
11	3	0	0.20481737692309 ^{E-07}	33	16	50	0.10693031879409 ^{E+00}
12	3	1	0.43870667284435 ^{E-06}	34	18	57	-0.33662250574171 ^{E+00}
13	3	3	-0.32277677238570 ^{E-04}	35	20	20	0.89185845355421 ^{E-24}
14	3	6	-0.15033924542148 ^{E-02}	36	20	35	0.30629316876232 ^{E-12}
15	3	35	-0.40668253562649 ^{E-01}	37	20	48	-0.42002467698208 ^{E-05}
16	4	1	-0.78847309559367 ^{E-09}	38	21	21	-0.59056029685639 ^{E-25}
17	4	2	0.12790717852285 ^{E-07}	39	22	53	0.37826947613457 ^{E-05}
18	4	3	0.48225372718507 ^{E-06}	40	23	39	-0.12768608934681 ^{E-14}
19	5	7	0.22922076337661 ^{E-05}	41	24	26	0.73087610595061 ^{E-28}
20	6	3	-0.16714766451061 ^{E-10}	42	24	40	0.55414715350778 ^{E-16}
21	6	16	-0.21171472321355 ^{E-02}	43	24	58	-0.94369707241210 ^{E-06}
22	6	35	-0.23895741934104 ^{E+02}				

Tableau A-5: Coefficients et exposants de l'équation (II-16)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	0	0	0.10658070028513 ^{E+01}	21	3	4	-0.20189915023570 ^{E+01}
2	0	0	-0.15732845290239 ^{E+02}	22	3	16	-0.82147637173963 ^{E-02}
3	0	1	0.20944396974307 ^{E+02}	23	3	26	-0.47596035734923 ^{E+00}
4	0	2	-0.76867707878716 ^{E+01}	24	4	0	0.43984074473500 ^{E-01}
5	0	7	0.26185947787954 ^{E+01}	25	4	2	-0.44476435428739 ^{E+00}
6	0	10	-0.28080781148620 ^{E+01}	26	4	4	0.90572070719733 ^{E+00}
7	0	12	0.12053369696517 ^{E+01}	27	4	26	0.70522450087967 ^{E+00}
8	0	23	-0.84566812812502 ^{E-02}	28	5	1	0.10770512626332 ^{E+00}
9	1	2	-0.12654315477714 ^{E+01}	29	5	3	-0.32913623258954 ^{E+00}
10	1	6	-0.11524407806681 ^{E+01}	30	5	26	-0.50871062041158 ^{E+00}
11	1	15	0.88521043984318 ^{E+00}	31	6	0	-0.22175400873096 ^{E-01}
12	1	17	-0.64207765181607 ^{E+00}	32	6	2	0.94260751665092 ^{E-01}
13	2	0	0.38493460186671 ^{E+00}	33	6	26	0.16436278447961 ^{E+00}
14	2	2	-0.85214708824206 ^{E+00}	34	7	2	-0.13503372241348 ^{E-01}
15	2	6	0.48972281541877 ^{E+01}	35	8	26	-0.14834345352472 ^{E-01}
16	2	7	-0.30502617256965 ^{E+01}	36	9	2	0.57922953628084 ^{E-03}
17	2	22	0.39420536879154 ^{E-01}	37	9	26	0.32308904703711 ^{E-02}
18	2	26	0.12558408424308 ^{E+00}	38	10	0	0.80964802996215 ^{E-04}
19	3	0	-0.27999329698710 ^{E+00}	39	10	1	-0.16557679795037 ^{E-03}
20	3	2	0.13899799569460 ^{E+01}	40	11	26	-0.44923899061815 ^{E-04}

Tableau A-6: Coefficients de l'équation (II-17)

i	n_i	i	n_i
1	0.11670521452767 ^{E+04}	6	0.14915108613530 ^{E+02}
2	-0.72421316703206 ^{E+06}	7	-0.48232657361591 ^{E+04}
3	-0.17073846940092 ^{E+02}	8	0.40511340542057 ^{E+06}
4	0.12020824702470 ^{E+05}	9	-0.23855557567849 ^{E+01}
5	-0.32325550322333 ^{E+07}	10	0.65017534844798 ^{E+03}

Tableau A-7: Coefficients et exposants de l'équation (II-20)

i	J_i^0	n_i^0	i	J_i^0	n_i^0
1	0	-0.13179983674201 ^{E+02}	4	-2	0.36901534980333 ^{E+00}
2	1	0.68540841634434 ^{E+01}	5	-1	-0.31161318213925 ^{E+01}
3	-3	-0.24805148933466 ^{E-01}	6	2	-0.32961626538917 ^{E+00}

Tableau A-8: Coefficients et exposants de l'équation (II-21)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	1	0	-0.12563183589592 ^{E-03}	4	2	9	-0.39724828359569 ^{E-05}
2	1	1	0.21774678714571 ^{E-02}	5	3	3	0.12919228289784 ^{E-06}
3	1	3	-0.45942820899910 ^{E-02}				

Tableau A-9: Coefficients et exposants de l'équation (II-22)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	0	0	-0.23872489924521 ^{E+03}	11	1	4	-0.65964749423638 ^{E+01}
2	0	1	0.40421188637945 ^{E+03}	12	1	10	0.93965400878363 ^{E-02}
3	0	2	0.11349746881718 ^{E+03}	13	1	32	0.11573647505340 ^{E-06}
4	0	6	-0.58457616048039 ^{E+01}	14	2	10	-0.25858641282073 ^{E-04}
5	0	22	-0.15285482413140 ^{E-03}	15	2	32	-0.40644363084799 ^{E-08}
6	0	32	-0.10866707695377 ^{E-05}	16	3	10	0.66456186191635 ^{E-07}
7	1	0	-0.13391744872602 ^{E+02}	17	3	32	0.80670734103027 ^{E-10}
8	1	1	0.43211039183559 ^{E+02}	18	4	32	-0.93477771213947 ^{E-12}
9	1	2	-0.54010067170506 ^{E+02}	19	5	32	0.58265442020601 ^{E-14}
10	1	3	0.30535892203916 ^{E+02}	20	6	32	-0.15020185953503 ^{E-16}

Tableau A-10: Coefficients et exposants de l'équation (II-23)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	0	0	0.17478268058307 ^{E+03}	11	1	12	0.35672110607366 ^{E-09}
2	0	1	0.34806930892873 ^{E+02}	12	1	31	0.17332496994895 ^{E-23}
3	0	2	0.65292584978455 ^{E+01}	13	2	0	0.56608900654837 ^{E-03}
4	0	3	0.33039981775489 ^{E+00}	14	2	1	-0.32635483139717 ^{E-03}
5	0	11	-0.19281382923196 ^{E-06}	15	2	2	0.44778286690632 ^{E-04}
6	0	31	-0.24909197244573 ^{E-22}	16	2	9	-0.51322156908507 ^{E-09}
7	1	0	-0.26107636489332 ^{E+00}	17	2	31	-0.42522657042207 ^{E-25}
8	1	1	0.22592965981586 ^{E+00}	18	3	10	0.26400441360689 ^{E-12}
9	1	2	-0.64256463395226 ^{E-01}	19	3	32	0.78124600459723 ^{E-28}
10	1	3	0.78876289270526 ^{E-02}	20	4	32	-0.30732199903668 ^{E-30}

Tableau A-11: Coefficients des équations (II-24) et (II-25)

i	n_i	i	n_i
1	0.90584278514723 ^{E+03}	4	0.26526571908428 ^{E+04}
2	-0.67955786399241 ^{E+00}	5	0.45257578905948 ^{E+01}
3	0.12809002730136 ^{E-03}		

Tableau A-12: Coefficients et exposants de l'équation (II-26)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	0	0	0.10898952318288 ^{E+04}	18	2	7	0.11670873077107 ^{E+02}
2	0	1	0.84951654495535 ^{E+03}	19	2	36	0.12812798404046 ^{E+09}
3	0	2	-0.10781748091826 ^{E+03}	20	2	38	-0.98554909623276 ^{E+09}
4	0	3	0.33153654801263 ^{E+02}	21	2	40	0.28224546973002 ^{E+10}
5	0	7	-0.74232016790248 ^{E+01}	22	2	42	-0.35948971410703 ^{E+10}
6	0	20	0.11765048724356 ^{E+02}	23	2	44	0.17227349913197 ^{E+10}
7	1	0	0.18445749355790 ^{E+01}	24	3	24	-0.13551334240775 ^{E+05}
8	1	1	-0.41792700549624 ^{E+01}	25	3	44	0.12848734664650 ^{E+08}
9	1	2	0.62478196935812 ^{E+01}	26	4	12	0.13865724283226 ^{E+01}
10	1	3	-0.17344563108114 ^{E+02}	27	4	32	0.23598832556514 ^{E+06}
11	1	7	-0.20058176862096 ^{E+03}	28	4	44	-0.13105236545054 ^{E+08}
12	1	9	0.27196065473796 ^{E+03}	29	5	32	0.73999835474766 ^{E+04}
13	1	11	-0.45511318285818 ^{E+03}	30	5	36	-0.55196697030060 ^{E+06}
14	1	18	0.30919688604755 ^{E+04}	31	5	42	0.37154085996233 ^{E+07}
15	1	44	0.25226640357872 ^{E+06}	32	6	34	0.19127729239660 ^{E+05}
16	2	0	-0.61707422868339 ^{E-02}	33	6	44	-0.41535164835634 ^{E+06}
17	2	2	-0.31078046629583 ^{E+00}	34	7	28	-0.62459855192507 ^{E+02}

Tableau A-13: Coefficients et exposants de l'équation (II-27)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	0	0	0.14895041079516 ^{E+04}	20	2	40	0.71280351959551 ^{E-04}
2	0	1	0.74307798314034 ^{E+03}	21	3	1	0.11032831789999 ^{E-03}
3	0	2	-0.97708318797837 ^{E+02}	22	3	2	0.18955248387902 ^{E-03}
4	0	12	0.24742464705674 ^{E+01}	23	3	12	0.30891541160537 ^{E-02}
5	0	18	-0.63281320016026 ^{E+00}	24	3	24	0.13555504554949 ^{E-02}
6	0	24	0.11385952129658 ^{E+01}	25	4	2	0.28640237477456 ^{E-06}
7	0	28	-0.47811863648625 ^{E+00}	26	4	12	-0.10779857357512 ^{E-04}
8	0	40	0.85208123431544 ^{E-02}	27	4	18	-0.76462712454814 ^{E-04}
9	1	0	0.93747147377932 ^{E+00}	28	4	24	0.14052392818316 ^{E-04}
10	1	2	0.33593118604916 ^{E+01}	29	4	28	-0.31083814331434 ^{E-04}
11	1	6	0.33809355601454 ^{E+01}	30	4	40	-0.10302738212103 ^{E-05}
12	1	12	0.16844539671904 ^{E+00}	31	5	18	0.28217281635040 ^{E-06}
13	1	18	0.73875745236695 ^{E+00}	32	5	24	0.12704902271945 ^{E-05}
14	1	24	-0.47128737436186 ^{E+00}	33	5	40	0.73803353468292 ^{E-07}
15	1	28	0.15020273139707 ^{E+00}	34	6	28	-0.11030139238909 ^{E-07}
16	1	40	-0.21764114219750 ^{E-02}	35	7	2	-0.81456365207833 ^{E-13}
17	2	2	-0.21810755324761 ^{E-01}	36	7	28	-0.25180545682962 ^{E-10}
18	2	8	-0.10829784403677 ^{E+00}	37	9	1	-0.17565233969407 ^{E-17}
19	2	18	-0.46333324635812 ^{E-01}	38	9	40	0.86934156344163 ^{E-14}

Tableau A-14: Coefficients et exposants de l'équation (II-28)

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n_i
1	-7	0	-0.32368398555242 ^{E+13}	13	1	4	0.37966001272486 ^{E+01}
2	-7	4	0.73263350902181 ^{E+13}	14	1	8	-0.10842984880077 ^{E+02}
3	-6	0	0.35825089945447 ^{E+12}	15	2	4	-0.45364172676660 ^{E-01}
4	-6	2	-0.58340131851590 ^{E+12}	16	6	0	0.14559115658698 ^{E-12}
5	-5	0	-0.10783068217470 ^{E+11}	17	6	1	0.11261597407230 ^{E-11}
6	-5	2	0.20825544563171 ^{E+11}	18	6	4	-0.17804982240686 ^{E-10}
7	-2	0	0.61074783564516 ^{E+06}	19	6	10	0.12324579690832 ^{E-06}
8	-2	1	0.85977722535580 ^{E+06}	20	6	12	-0.11606921130984 ^{E-05}
9	-1	0	-0.25745723604170 ^{E+05}	21	6	16	0.27846367088554 ^{E-04}
10	-1	2	0.31081088422714 ^{E+05}	22	6	20	-0.59270038474176 ^{E-03}
11	0	0	0.12082315865936 ^{E+04}	23	6	22	0.12918582991878 ^{E-02}
12	0	1	0.48219755109255 ^{E+03}				

Tableau A-15: Coefficients et exposants de l'équation (II-29)

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n_i
1	-1.5	-24	-0.39235983861984 ^{E+06}	24	-0.25	-11	-0.59780638872718 ^{E+04}
2	-1.5	-23	0.51526573827270 ^{E+06}	25	-0.25	-6	-0.70401463926862 ^{E+03}
3	-1.5	-19	0.40482443161048 ^{E+05}	26	0.25	1	0.33836784107553 ^{E+03}
4	-1.5	-13	-0.32193790923902 ^{E+03}	27	0.25	4	0.20862786635187 ^{E+02}
5	-1.5	-11	0.96961424218694 ^{E+02}	28	0.25	8	0.33834172656196 ^{E-01}
6	-1.5	-10	-0.22867846371773 ^{E+02}	29	0.25	11	-0.43124428414893 ^{E-04}
7	1.25	-19	-0.44942914124357 ^{E+06}	30	0.5	0	0.16653791356412 ^{E+03}
8	-1.25	-15	-0.50118336020166 ^{E+04}	31	0.5	1	-0.13986292055898 ^{E+03}
9	-1.25	-6	0.35684463560015 ^{E+00}	32	0.5	5	-0.78849547999872 ^{E+00}
10	-1	-26	0.44235335848190 ^{E+05}	33	0.5	6	0.72132411753872 ^{E-01}
11	-1	-21	-0.13673388811708 ^{E+05}	34	0.5	10	-0.59754839398283 ^{E-02}
12	-1	-17	0.42163260207864 ^{E+06}	35	0.5	14	-0.12141358953904 ^{E-04}
13	-1	-16	0.22516925837475 ^{E+05}	36	0.5	16	0.23227096733871 ^{E-06}
14	-1	-9	0.47442144865646 ^{E+03}	37	0.75	0	-0.10538463566194 ^{E+02}
15	-1	-8	-0.14931130797647 ^{E+03}	38	0.75	4	0.20718925496502 ^{E+01}
16	-0.75	-15	-0.19781126320452 ^{E+06}	39	0.75	9	-0.72193155260427 ^{E-01}
17	-0.75	-14	-0.23554399470760 ^{E+05}	40	0.75	17	0.20749887081120 ^{E-06}
18	-0.5	-26	-0.19070616302076 ^{E+05}	41	1	7	-0.18340657911379 ^{E-01}
19	-0.5	-13	0.55375669883164 ^{E+05}	42	1	18	0.29036272348696 ^{E-06}
20	-0.5	-9	0.38293691437363 ^{E+04}	43	1.25	3	0.21037527893619 ^{E+00}
21	-0.5	-7	-0.60391860580567 ^{E+03}	44	1.25	15	0.25681239729999 ^{E-03}
22	-0.25	-27	0.19363102620331 ^{E+04}	45	1.5	5	-0.12799002933781 ^{E-01}
23	-0.25	-25	0.42660643698610 ^{E+04}	46	1.5	18	-0.82198102652018 ^{E-05}

Tableau A-16: Coefficients et exposants de l'équation (II-30)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	-6	0	0.31687665083497 ^{E+06}	23	0	2	0.41727347159610 ^{E+02}
2	-6	11	0.20864175881858 ^{E+02}	24	0	4	0.21932549434532 ^{E+01}
3	-5	0	-0.39859399803599 ^{E+06}	25	0	5	-0.10320050009077 ^{E+01}
4	-5	11	-0.21816058518877 ^{E+02}	26	0	6	0.35882943516703 ^{E+00}
5	-4	0	0.22369785194242 ^{E+06}	27	0	9	0.52511453726066 ^{E-02}
6	-4	1	-0.27841703445817 ^{E+04}	28	1	0	0.12838916450705 ^{E+02}
7	-4	11	0.99207436071480 ^{E+01}	29	1	1	-0.28642437219381 ^{E+01}
8	-3	0	-0.75197512299157 ^{E+05}	30	1	2	0.56912683664855 ^{E+00}
9	-3	1	0.29708605951158 ^{E+04}	31	1	3	-0.99962954584931 ^{E-01}
10	-3	11	-0.34406878548526 ^{E+01}	32	1	7	-0.32632037778459 ^{E-02}
11	-3	12	0.38815564249115 ^{E+00}	33	1	8	0.23320922576723 ^{E-03}
12	-2	0	0.17511295085750 ^{E+05}	34	2	0	-0.15334809857450 ^{E+00}
13	-2	1	-0.14237112854449 ^{E+04}	35	2	1	0.29072288239902 ^{E-01}
14	-2	6	0.10943803364167 ^{E+01}	36	2	5	0.37534702741167 ^{E-03}
15	-2	10	0.89971619308495 ^{E+00}	37	3	0	0.17296691702411 ^{E-02}
16	-1	0	-0.33759740098958 ^{E+04}	38	3	1	-0.38556050844504 ^{E-03}
17	-1	1	0.47162885818355 ^{E+03}	39	3	3	-0.35017712292608 ^{E-04}
18	-1	5	-0.19188241993679 ^{E+01}	40	4	0	-0.14566393631492 ^{E-04}
19	-1	8	0.41078580492196 ^{E+00}	41	4	1	0.56420857267269 ^{E-05}
20	-1	9	-0.33465378172097 ^{E+00}	42	5	0	0.41286150074605 ^{E-07}
21	0	0	0.13870034777505 ^{E+04}	43	5	1	-0.20684671118824 ^{E-07}
22	0	1	-0.40663326195838 ^{E+03}	44	5	2	0.16409393674725 ^{E-08}

Tableau A-17: Coefficients et exposants de l'équation (II-31)

i	l_i	J_i	n_i	i	l_i	J_i	n_i
1	-2	0	0.90968501005365 ^{E+03}	16	3	1	-0.14597008284753 ^{E-01}
2	-2	1	0.24045667088420 ^{E+04}	17	3	5	0.56631175631027 ^{E-02}
3	-1	0	-0.59162326387130 ^{E+03}	18	4	0	-0.76155864584577 ^{E-04}
4	0	0	0.54145404128074 ^{E+03}	19	4	1	0.22440342919332 ^{E-03}
5	0	1	-0.27098308411192 ^{E+03}	20	4	4	-0.12561095013413 ^{E-04}
6	0	2	0.97976525097926 ^{E+03}	21	5	0	0.63323132660934 ^{E-06}
7	0	3	-0.46966772959435 ^{E+03}	22	5	1	-0.20541989675375 ^{E-05}
8	1	0	0.14399274604723 ^{E+02}	23	5	2	0.36405370390082 ^{E-07}
9	1	1	-0.19104204230429 ^{E+02}	24	6	0	-0.29759897789215 ^{E-08}
10	1	3	0.53299167111971 ^{E+01}	25	6	1	0.10136618529763 ^{E-07}
11	1	4	-0.21252975375934 ^{E+02}	26	7	0	0.59925719692351 ^{E-11}
12	2	0	-0.31147334413760 ^{E+00}	27	7	1	-0.20677870105164 ^{E-10}
13	2	1	0.60334840894623 ^{E+00}	28	7	3	-0.20874278181886 ^{E-10}
14	2	2	-0.42764839702509 ^{E-01}	29	7	4	0.10162166825089 ^{E-09}
15	3	0	0.58185597255259 ^{E-02}	30	7	5	-0.16429828281347 ^{E-09}

Annexe 2

Tables thermodynamiques

Tableau A2-1: Table thermodynamique de la vapeur saturée –Entrée par la température

Temp.	Pres.	Volume massique		Enthalpie		Entropie		Exergie	
		v _{liq}	v _{vap}	h _{liq}	h _{vap}	s _{liq}	s _{vap}	ex _{liq}	ex _{vap}
K	MPa	m ³ /kg		kJ/kg		kJ/(kg K)		kJ/kg	
273.15	.000611	.001000	206.139811	-.042	2500.893	.000	9.156	2.08	-153.58
278.15	.000873	.001000	147.016929	21.019	2510.072	.076	9.025	.97	-106.42
283.15	.001228	.001000	106.308742	42.021	2519.230	.151	8.900	.26	-60.98
288.15	.001706	.001001	77.880770	62.984	2528.364	.224	8.780	-.07	-17.19
293.15	.002339	.001002	57.761506	83.920	2537.469	.297	8.666	-.03	25.07
298.15	.003170	.001003	43.341410	104.838	2546.544	.367	8.557	.35	65.87
303.15	.004247	.001004	32.881600	125.745	2555.584	.437	8.452	1.09	105.28
308.15	.005629	.001006	25.207829	146.645	2564.585	.505	8.352	2.15	143.38
313.15	.007384	.001008	19.517050	167.541	2573.543	.572	8.256	3.53	180.24
318.15	.009594	.001010	15.253441	188.437	2582.453	.639	8.163	5.22	215.91
323.15	.012351	.001012	12.027868	209.336	2591.310	.704	8.075	7.21	250.45
328.15	.015761	.001015	9.564924	230.241	2600.110	.768	7.990	9.49	283.92
333.15	.019946	.001017	7.667659	251.154	2608.845	.831	7.908	12.05	316.36
338.15	.025041	.001020	6.193830	272.079	2617.511	.894	7.830	14.89	347.83
343.15	.031201	.001023	5.039734	293.018	2626.099	.955	7.754	18.00	378.36
348.15	.038595	.001026	4.129082	313.974	2634.603	1.016	7.681	21.37	407.99
353.15	.047415	.001029	3.405266	334.949	2643.014	1.075	7.611	25.00	436.75
358.15	.057867	.001032	2.825934	355.946	2651.326	1.134	7.543	28.88	464.70
363.15	.070182	.001036	2.359150	376.968	2659.529	1.193	7.478	32.99	491.84
368.15	.084609	.001040	1.980649	398.019	2667.614	1.250	7.415	37.35	518.22
373.15	.101418	.001043	1.671861	419.099	2675.572	1.307	7.354	41.94	543.86
378.15	.120902	.001047	1.418475	440.213	2683.393	1.363	7.295	46.77	568.79
383.15	.143376	.001052	1.209390	461.363	2691.068	1.419	7.238	51.81	593.02
388.15	.169177	.001056	1.035936	482.553	2698.585	1.474	7.183	57.08	616.59
393.15	.198665	.001060	.891304	503.785	2705.934	1.528	7.129	62.56	639.50
398.15	.232224	.001065	.770113	525.062	2713.106	1.582	7.077	68.26	661.79
403.15	.270260	.001070	.668085	546.388	2720.088	1.635	7.026	74.18	683.45
408.15	.313201	.001075	.581802	567.766	2726.871	1.687	6.977	80.30	704.52
413.15	.361501	.001080	.508519	589.200	2733.444	1.739	6.929	86.62	724.99
418.15	.415635	.001085	.446019	610.694	2739.797	1.791	6.883	93.15	744.89
423.15	.476101	.001091	.392502	632.252	2745.919	1.842	6.837	99.89	764.23
428.15	.543421	.001096	.346503	653.877	2751.801	1.893	6.793	106.82	783.01
433.15	.618139	.001102	.306818	675.575	2757.431	1.943	6.749	113.95	801.25
438.15	.700820	.001108	.272462	697.349	2762.799	1.993	6.707	121.29	818.96
443.15	.792053	.001114	.242616	719.206	2767.894	2.042	6.665	128.82	836.13
448.15	.892447	.001121	.216604	741.151	2772.705	2.091	6.624	136.55	852.79
453.15	1.002634	.001127	.193862	763.188	2777.219	2.140	6.584	144.48	868.93
458.15	1.123267	.001134	.173918	785.324	2781.426	2.188	6.545	152.60	884.55
463.15	1.255018	.001141	.156377	807.566	2785.311	2.236	6.506	160.93	899.67
468.15	1.398581	.001149	.140905	829.920	2788.861	2.283	6.468	169.46	914.28
473.15	1.554672	.001157	.127222	852.393	2792.062	2.331	6.430	178.19	928.39
478.15	1.724023	.001164	.115089	874.993	2794.897	2.378	6.393	187.12	941.99
483.15	1.907390	.001173	.104302	897.729	2797.352	2.425	6.357	196.26	955.08
488.15	2.105547	.001181	.094689	920.609	2799.410	2.471	6.320	205.61	967.67
493.15	2.319288	.001190	.086101	943.642	2801.051	2.518	6.284	215.17	979.75
498.15	2.549425	.001199	.078411	966.838	2802.258	2.564	6.249	224.95	991.32

503.15	2.796792	.001209	.071510	990.210	2803.009	2.610	6.213	234.95	1002.37
508.15	3.062243	.001219	.065304	1013.767	2803.284	2.656	6.178	245.17	1012.89
513.15	3.346652	.001229	.059710	1037.523	2803.060	2.702	6.143	255.63	1022.88
518.15	3.650911	.001240	.054658	1061.491	2802.311	2.748	6.107	266.32	1032.33
523.15	3.975939	.001252	.050087	1085.687	2801.012	2.793	6.072	277.26	1041.23
528.15	4.322671	.001264	.045941	1110.126	2799.133	2.839	6.037	288.45	1049.57
533.15	4.692070	.001276	.042175	1134.827	2796.644	2.885	6.002	299.90	1057.33
538.15	5.085123	.001289	.038748	1159.808	2793.509	2.930	5.966	311.63	1064.50
543.15	5.502839	.001303	.035622	1185.093	2789.690	2.976	5.930	323.63	1071.06
548.15	5.946260	.001318	.032767	1210.705	2785.145	3.022	5.894	335.93	1076.98
553.15	6.416459	.001333	.030154	1236.671	2779.825	3.068	5.858	348.55	1082.25
558.15	6.914538	.001349	.027758	1263.023	2773.675	3.114	5.821	361.49	1086.84
563.15	7.441642	.001366	.025557	1289.796	2766.633	3.161	5.783	374.77	1090.70
568.15	7.998954	.001385	.023531	1317.030	2758.627	3.208	5.745	388.43	1093.81
573.15	8.587708	.001404	.021663	1344.772	2749.574	3.255	5.706	402.48	1096.12
578.15	9.209188	.001425	.019937	1373.075	2739.378	3.302	5.666	416.97	1097.58
583.15	9.864745	.001448	.018339	1402.004	2727.924	3.351	5.624	431.91	1098.11
588.15	10.555800	.001472	.016856	1431.632	2715.077	3.399	5.582	447.36	1097.65
593.15	11.283860	.001499	.015476	1462.051	2700.668	3.449	5.537	463.37	1096.09
598.15	12.050520	.001528	.014189	1493.372	2684.483	3.500	5.491	480.00	1093.32
603.15	12.857520	.001561	.012984	1525.738	2666.249	3.552	5.442	497.33	1089.19
608.15	13.706730	.001597	.011852	1559.341	2645.602	3.605	5.391	515.48	1083.48
613.15	14.600180	.001638	.010784	1594.447	2622.067	3.660	5.336	534.59	1075.93
618.15	15.540150	.001685	.009770	1631.437	2595.008	3.717	5.276	554.88	1066.17
623.15	16.529160	.001740	.008801	1670.859	2563.592	3.778	5.211	576.67	1053.73
628.15	17.570127	.001808	.007866	1713.709	2526.449	3.844	5.138	600.50	1037.83
633.15	18.666409	.001895	.006945	1761.491	2480.986	3.916	5.053	627.24	1017.01
638.15	19.822168	.002016	.006004	1817.589	2422.002	4.001	4.948	658.76	988.36
643.15	21.043374	.002222	.004946	1892.642	2333.498	4.114	4.800	701.00	942.97
647.096	22.064000	.003106	.003106	2087.547	2087.547	4.412	4.412	809.47	809.47

Tableau A2-2 : Table thermodynamique de la vapeur saturée – Entrée par la pression

Pres. MPa	Temp. K	Volume massique		Enthalpie		Entropie		Exergie	
		v_{liq}	v_{vap}	h_{liq}	h_{vap}	s_{liq}	s_{vap}	ex_{liq}	ex_{vap}
		m ³ /kg		kJ/kg		kJ/(kg K)		kJ/kg	
.000611	273.15	.001000	206.207724	-.063	2500.884	.000	9.156	2.08	-153.62
.001000	280.12	.001000	129.183471	29.300	2513.683	.106	8.975	.64	-88.32
.002000	290.64	.001001	66.989571	73.434	2532.911	.261	8.723	-.10	4.09
.010000	318.96	.001010	14.670580	191.814	2583.888	.649	8.149	5.52	221.56
.100000	372.76	.001043	1.694023	417.437	2674.950	1.303	7.359	41.57	541.87
.250000	400.56	.001067	.718698	535.352	2716.501	1.607	7.052	71.09	672.32
.500000	424.99	.001093	.374804	640.184	2748.107	1.861	6.821	102.41	771.19
.750000	440.90	.001111	.255502	709.382	2765.640	2.020	6.684	125.41	828.49
1.000000	453.04	.001127	.194349	762.684	2777.121	2.138	6.585	144.29	868.56
1.250000	462.97	.001141	.156979	806.750	2785.174	2.234	6.507	160.62	899.13
1.500000	471.44	.001154	.131702	844.716	2791.010	2.315	6.443	175.19	923.63
1.750000	478.88	.001166	.113428	878.318	2795.282	2.385	6.388	188.45	943.94
2.000000	485.54	.001177	.099581	908.624	2798.386	2.447	6.339	200.69	961.15
2.250000	491.57	.001187	.088712	936.346	2800.579	2.503	6.296	212.13	975.99
2.500000	497.11	.001197	.079947	961.981	2802.041	2.554	6.256	222.89	988.95
2.750000	502.23	.001207	.072724	985.900	2802.906	2.602	6.220	233.10	1000.38
3.000000	507.01	.001217	.066664	1008.369	2803.263	2.646	6.186	242.82	1010.53
3.250000	511.49	.001226	.061505	1029.608	2803.192	2.687	6.154	252.13	1019.62
3.500000	515.71	.001235	.057058	1049.777	2802.745	2.725	6.125	261.08	1027.79
3.750000	519.71	.001244	.053184	1069.010	2801.966	2.762	6.096	269.71	1035.17
4.000000	523.51	.001253	.049777	1087.428	2800.899	2.797	6.070	278.05	1041.85
4.250000	527.13	.001261	.046756	1105.110	2799.565	2.830	6.044	286.14	1047.91
4.500000	530.59	.001270	.044059	1122.141	2797.995	2.861	6.020	294.00	1053.43
4.750000	533.91	.001278	.041636	1138.590	2796.214	2.892	5.996	301.66	1058.45
5.000000	537.09	.001286	.039446	1154.503	2794.228	2.921	5.974	309.12	1063.03
5.250000	540.16	.001295	.037457	1169.935	2792.059	2.949	5.952	316.42	1067.21
5.500000	543.12	.001303	.035642	1184.925	2789.717	2.976	5.931	323.55	1071.02
5.750000	545.97	.001311	.033979	1199.511	2787.214	3.002	5.910	330.54	1074.48
6.000000	548.74	.001319	.032449	1213.729	2784.560	3.027	5.890	337.39	1077.63
6.250000	551.41	.001327	.031036	1227.608	2781.764	3.052	5.871	344.13	1080.50
6.500000	554.01	.001336	.029728	1241.170	2778.830	3.076	5.852	350.74	1083.09
6.750000	556.53	.001344	.028512	1254.441	2775.764	3.099	5.833	357.26	1085.43
7.000000	558.98	.001352	.027380	1267.437	2772.569	3.122	5.815	363.67	1087.53
7.250000	561.36	.001360	.026322	1280.182	2769.252	3.144	5.797	369.99	1089.41
7.500000	563.69	.001368	.025331	1292.698	2765.822	3.166	5.779	376.22	1091.08
7.750000	565.95	.001376	.024402	1304.993	2762.275	3.187	5.762	382.38	1092.54
8.000000	568.16	.001385	.023528	1317.079	2758.610	3.208	5.745	388.46	1093.82
8.250000	570.32	.001393	.022704	1328.976	2754.837	3.228	5.728	394.47	1094.91
8.500000	572.42	.001401	.021926	1340.699	2750.959	3.248	5.712	400.41	1095.84
8.750000	574.48	.001410	.021190	1352.254	2746.975	3.267	5.695	406.30	1096.60
9.000000	576.50	.001418	.020493	1363.652	2742.883	3.287	5.679	412.13	1097.19
9.250000	578.47	.001427	.019831	1374.901	2738.684	3.305	5.663	417.90	1097.64
9.500000	580.40	.001435	.019203	1386.017	2734.386	3.324	5.647	423.63	1097.93
9.750000	582.29	.001444	.018604	1397.004	2729.982	3.342	5.631	429.32	1098.09
10.000000	584.15	.001453	.018034	1407.865	2725.469	3.360	5.616	434.95	1098.10
10.250000	585.97	.001461	.017489	1418.623	2720.863	3.378	5.600	440.56	1097.98
10.500000	587.76	.001470	.016969	1429.270	2716.145	3.396	5.585	446.12	1097.72
10.750000	589.51	.001479	.016471	1439.817	2711.320	3.413	5.570	451.65	1097.33
11.000000	591.23	.001489	.015994	1450.276	2706.392	3.430	5.555	457.15	1096.82
11.250000	592.92	.001498	.015536	1460.651	2701.357	3.447	5.539	462.63	1096.19
11.500000	594.59	.001507	.015097	1470.949	2696.213	3.464	5.524	468.08	1095.43
11.750000	596.22	.001517	.014675	1481.173	2690.958	3.480	5.509	473.50	1094.55
12.000000	597.83	.001526	.014269	1491.325	2685.580	3.496	5.494	478.90	1093.54

12.250000	599.41	.001536	.013878	1501.423	2680.095	3.513	5.479	484.29	1092.42
12.500000	600.97	.001546	.013501	1511.461	2674.482	3.529	5.464	489.66	1091.17
12.750000	602.50	.001556	.013137	1521.452	2668.749	3.545	5.449	495.03	1089.81
13.000000	604.01	.001566	.012785	1531.404	2662.894	3.561	5.434	500.38	1088.33
13.250000	605.49	.001577	.012445	1541.317	2656.907	3.576	5.419	505.72	1086.73
13.500000	606.96	.001588	.012116	1551.191	2650.775	3.592	5.404	511.06	1085.00
13.750000	608.40	.001599	.011798	1561.044	2644.506	3.608	5.388	516.40	1083.15
14.000000	609.82	.001610	.011489	1570.876	2638.089	3.623	5.373	521.74	1081.18
14.250000	611.22	.001621	.011189	1580.696	2631.523	3.638	5.358	527.08	1079.08
14.500000	612.60	.001633	.010898	1590.515	2624.808	3.654	5.342	532.44	1076.86
14.750000	613.96	.001645	.010615	1600.328	2617.919	3.669	5.327	537.80	1074.50
15.000000	615.31	.001657	.010340	1610.153	2610.866	3.684	5.311	543.19	1072.01
15.250000	616.63	.001670	.010072	1619.994	2603.639	3.700	5.295	548.59	1069.39
15.500000	617.94	.001682	.009811	1629.854	2596.223	3.715	5.279	554.01	1066.63
15.750000	619.23	.001696	.009556	1639.738	2588.604	3.730	5.263	559.46	1063.72
16.000000	620.51	.001710	.009308	1649.676	2580.811	3.746	5.246	564.94	1060.68
16.250000	621.76	.001724	.009065	1659.647	2572.788	3.761	5.230	570.45	1057.48
16.500000	623.01	.001738	.008828	1669.682	2564.564	3.776	5.213	576.01	1054.13
16.750000	624.23	.001754	.008597	1679.826	2556.131	3.792	5.196	581.64	1050.63
17.000000	625.44	.001769	.008369	1690.031	2547.404	3.808	5.178	587.31	1046.94
17.250000	626.64	.001786	.008146	1700.346	2538.419	3.823	5.161	593.05	1043.08
17.500000	627.82	.001803	.007927	1710.761	2529.111	3.839	5.143	598.86	1039.01
17.750000	628.99	.001821	.007711	1721.311	2519.486	3.855	5.124	604.75	1034.73
18.000000	630.14	.001839	.007499	1732.026	2509.534	3.872	5.106	610.73	1030.24
18.250000	631.28	.001859	.007289	1742.898	2499.170	3.888	5.086	616.82	1025.49
18.500000	632.41	.001880	.007082	1753.992	2488.419	3.905	5.066	623.03	1020.50
18.750000	633.52	.001902	.006877	1765.307	2477.181	3.922	5.046	629.38	1015.22
19.000000	634.62	.001925	.006673	1776.894	2465.414	3.940	5.025	635.88	1009.61
19.250000	635.71	.001951	.006470	1788.793	2453.041	3.958	5.003	642.57	1003.64
19.500000	636.78	.001977	.006267	1801.079	2440.002	3.976	4.980	649.47	997.27
19.750000	637.85	.002007	.006063	1813.825	2426.183	3.995	4.955	656.64	990.44
20.000000	638.90	.002039	.005858	1827.103	2411.391	4.015	4.930	664.11	983.05
20.250000	639.93	.002074	.005650	1841.061	2395.465	4.036	4.903	671.97	975.01
20.500000	640.96	.002114	.005438	1855.912	2378.190	4.059	4.874	680.33	966.19
20.750000	641.98	.002159	.005218	1871.868	2359.058	4.083	4.842	689.31	956.31
21.000000	642.98	.002212	.004987	1889.381	2337.512	4.109	4.806	699.16	945.07
21.250000	643.97	.002277	.004740	1909.250	2312.647	4.139	4.766	710.33	931.97
21.500000	644.95	.002360	.004463	1932.799	2282.165	4.175	4.717	723.53	915.73
21.750000	645.91	.002483	.004126	1963.917	2241.217	4.222	4.651	740.93	893.67
22.000000	646.86	.002753	.003581	2022.423	2164.903	4.312	4.532	773.47	852.04
22.064000	647.096	.003106	.003106	2087.547	2087.547	4.412	4.412	809.47	809.47

Tableau A2-3: Table thermodynamique de la vapeur surchauffée

T	P = 0,01 MPa (318.958)				P = 0,05 MPa (354.467)			
	v	h	S	ex	v	h	S	ex
Sat.	14.671	2583.89	8.1489	221.56	3.240	2645.21	7.5930	444.19
323.15	14.867	2591.99	8.1741	222.34				
373.15	17.197	2687.43	8.4488	238.10	3.419	2682.40	7.6952	451.71
423.15	19.514	2783.02	8.6892	263.94	3.890	2780.20	7.9412	478.14
473.15	21.826	2879.59	8.9048	297.93	4.356	2877.77	8.1591	512.47
523.15	24.136	2977.45	9.1014	338.75	4.821	2976.16	8.3568	553.51
573.15	26.446	3076.73	9.2827	385.45	5.284	3075.76	8.5386	600.36
623.15	28.755	3177.54	9.4513	437.33	5.747	3176.78	8.7076	652.35
673.15	31.064	3279.94	9.6093	493.87	6.209	3279.32	8.8658	708.97
723.15	33.372	3383.96	9.7584	554.65	6.672	3383.45	9.0150	769.81
773.15	35.680	3489.67	9.8997	619.35	7.134	3489.24	9.1565	834.57
823.15	37.988	3597.10	10.0343	687.72	7.596	3596.74	9.2912	902.97
873.15	40.296	3706.27	10.1631	759.53	8.058	3705.96	9.4200	974.82
923.15	42.604	3817.20	10.2866	834.62	8.520	3816.94	9.5436	1049.94
973.15	44.912	3929.91	10.4055	912.83	8.981	3929.67	9.6625	1128.17
1023.15	47.220	4044.38	10.5202	994.02	9.443	4044.18	9.7772	1209.39
1073.15	49.528	4160.62	10.6311	1078.08	9.905	4160.46	9.8882	1293.47
1173.15	54.142	8559.02	19.0181	3042.98	10.827	8558.69	18.2751	3258.25
1273.15	58.757	13201.82	27.3625	5264.67	11.750	13201.37	26.6194	5479.83
1373.15	63.372	18095.49	35.7144	7735.04	12.672	18094.95	34.9713	7950.12
1473.15	67.987	23246.16	44.1075	10450.44	13.595	23245.54	43.3644	10665.45
1573.15	72.602	28659.51	52.5646	13409.96	14.518	28658.83	51.8215	13624.91
1673.15	77.217	34340.80	61.1011	16614.40	15.441	34340.07	60.3579	16829.30
1773.15	81.833	40294.83	69.7272	20065.57	16.364	40294.06	68.9840	20280.43
1873.15	86.448	46526.00	78.4496	23765.92	17.287	46525.20	77.7064	23980.75
1973.15	91.064	53038.33	87.2727	27718.24	18.211	53037.50	86.5295	27933.04
2073.15	95.679	59835.51	96.1988	31925.51	19.134	59834.66	95.4556	32140.29
2173.15 1	00.295	66920.98	105.2291	36390.82	20.057	66920.12	104.4860	36605.59
2273.15 1	04.910	74297.95	114.3641	41117.30	20.981	74297.09	113.6209	41332.05
T	P = 0,1 MPa (372.756)				P = 0,2 MPa (393.362)			
	v	h	s	ex	v	h	s	ex
Sat.	1.694	2674.95	7.3588	541.87	.886	2706.24	7.1269	640.46
373.15	1.696	2675.77	7.3610	542.05				
423.15	1.937	2776.59	7.6147	569.27	.960	2769.09	7.2809	658.61
473.15	2.172	2875.48	7.8356	604.06	1.081	2870.78	7.5081	694.38
523.15	2.406	2974.54	8.0346	645.38	1.199	2971.26	7.7100	736.28
573.15	2.639	3074.54	8.2171	692.42	1.316	3072.08	7.8940	783.70
623.15	2.871	3175.82	8.3865	744.54	1.433	3173.89	8.0643	836.10
673.15	3.103	3278.54	8.5451	801.26	1.549	3276.98	8.2235	893.02
723.15	3.334	3382.81	8.6945	862.19	1.665	3381.53	8.3733	954.11
773.15	3.566	3488.71	8.8361	927.00	1.781	3487.64	8.5151	1019.05
823.15	3.797	3596.28	8.9709	995.46	1.897	3595.37	8.6501	1087.61
873.15	4.028	3705.57	9.0998	1067.35	2.013	3704.79	8.7792	1159.59
923.15	4.259	3816.60	9.2234	1142.51	2.129	3815.93	8.9029	1234.82
973.15	4.490	3929.38	9.3424	1220.77	2.244	3928.80	9.0220	1313.14
1023.15	4.721	4043.92	9.4571	1302.01	2.360	4043.41	9.1368	1394.43
1073.15	4.952	4160.23	9.5681	1386.12	2.476	4159.78	9.2479	1478.58
1173.15	5.413	8558.29	17.9549	3350.74	2.706	8557.47	17.6345	3442.91
1273.15	5.874	13200.82	26.2991	5572.20	2.936	13199.72	25.9785	5664.12
1373.15	6.335	18094.28	34.6509	8042.39	3.166	18092.94	34.3302	8134.10
1473.15	6.796	23244.78	43.0440	10757.63	3.397	23243.24	42.7233	10849.16
1573.15	7.258	28657.99	51.5011	13717.02	3.627	28656.29	51.1803	13808.41
1673.15	7.719	34339.16	60.0375	16921.34	3.858	34337.34	59.7167	17012.61
1773.15	8.181	40293.10	68.6636	20372.43	4.089	40291.18	68.3428	20463.59

1873.15	8.642	46524.20	77.3861	24072.70	4.320	46522.19	77.0652	24163.79
1973.15	9.104	53036.47	86.2091	28024.97	4.551	53034.40	85.8883	28115.99
2073.15	9.566	59833.61	95.1352	32232.19	4.782	59831.50	94.8144	32323.17
2173.15	10.028	66919.04	104.1656	36697.46	5.013	66916.90	103.8448	36788.40
2273.15	10.490	74296.00	113.3006	41423.92	5.244	74293.83	112.9798	41514.83
P = 0,3 MPa (406.675)								
T	v	h	s	ex	P = 0,4 MPa (416.763)			
Sat.	.606	2724.89	6.9916	698.36	.462	2738.06	6.8954	739.43
423.15	.634	2761.18	7.0791	709.27	.471	2752.78	6.9305	743.98
473.15	.716	2865.95	7.3132	746.11	.534	2860.99	7.1724	782.01
523.15	.796	2967.93	7.5181	788.63	.595	2964.56	7.3805	825.19
573.15	.875	3069.61	7.7037	836.45	.655	3067.11	7.5677	873.42
623.15	.954	3171.96	7.8749	889.13	.714	3170.01	7.7398	926.38
673.15	1.032	3275.42	8.0346	946.26	.773	3273.86	7.9001	983.72
723.15	1.109	3380.25	8.1848	1007.50	.831	3378.96	8.0507	1045.12
773.15	1.187	3486.56	8.3269	1072.57	.889	3485.49	8.1931	1110.32
823.15	1.264	3594.46	8.4622	1141.24	.948	3593.55	8.3286	1179.10
873.15	1.341	3704.02	8.5914	1213.31	1.006	3703.24	8.4579	1251.25
923.15	1.419	3815.26	8.7152	1288.61	1.064	3814.59	8.5819	1326.62
973.15	1.496	3928.21	8.8344	1366.99	1.122	3927.63	8.7012	1405.07
1023.15	1.573	4042.90	8.9493	1448.33	1.179	4042.38	8.8161	1486.46
1073.15	1.650	4159.32	9.0604	1532.53	1.237	4158.87	8.9273	1570.69
1173.15	1.803	8556.66	17.4468	3496.55	1.352	8555.84	17.3134	3534.43
1273.15	1.957	13198.61	25.7907	5717.52	1.467	13197.50	25.6572	5755.14
1373.15	2.110	18091.60	34.1423	8187.28	1.582	18090.25	34.0087	8224.69
1473.15	2.264	23241.70	42.5353	10902.17	1.697	23240.17	42.4016	10939.41
1573.15	2.417	28654.60	50.9923	13861.27	1.812	28652.91	50.8586	13898.36
1673.15	2.571	34335.52	59.5287	17065.35	1.928	34333.70	59.3950	17102.32
1773.15	2.725	40289.26	68.1547	20516.24	2.043	40287.34	68.0210	20553.11
1873.15	2.879	46520.19	76.8772	24216.36	2.159	46518.19	76.7435	24253.15
1973.15	3.033	53032.34	85.7002	28168.49	2.274	53030.27	85.5666	28205.21
2073.15	3.187	59829.38	94.6264	32375.62	2.390	59827.27	94.4927	32412.29
2173.15	3.341	66914.75	103.6568	36840.81	2.506	66912.61	103.5231	36877.45
2273.15	3.496	74291.66	112.7917	41567.21	2.621	74289.49	112.6581	41603.83
P = 0,5 MPa (424.986)								
T	v	h	s	ex	P = 0,6 MPa (431.982)			
Sat.	.375	2748.11	6.8206	771.19	.316	2756.14	6.7592	797.04
473.15	.425	2855.90	7.0611	809.20	.352	2850.66	6.9684	830.87
523.15	.474	2961.13	7.2726	853.07	.394	2957.65	7.1834	875.47
573.15	.523	3064.60	7.4614	901.73	.434	3062.06	7.3740	924.57
623.15	.570	3168.06	7.6345	954.98	.474	3166.10	7.5480	978.11
673.15	.617	3272.29	7.7954	1012.53	.514	3270.72	7.7095	1035.88
723.15	.664	3377.67	7.9464	1074.10	.553	3376.38	7.8609	1097.61
773.15	.711	3484.41	8.0891	1139.43	.592	3483.33	8.0039	1163.07
823.15	.758	3592.64	8.2247	1208.31	.631	3591.73	8.1398	1232.05
873.15	.804	3702.46	8.3543	1280.55	.670	3701.68	8.2694	1304.38
923.15	.851	3813.91	8.4784	1355.99	.709	3813.24	8.3937	1379.90
973.15	.897	3927.05	8.5977	1434.50	.747	3926.46	8.5131	1458.46
1023.15	.943	4041.87	8.7128	1515.94	.786	4041.36	8.6282	1539.96
1073.15	.990	4158.40	8.8240	1600.21	.825	4157.97	8.7395	1624.28
1173.15	1.081	8555.03	17.2099	3563.66	.901	8554.21	17.1252	3587.42
1273.15	1.173	13196.40	25.5535	5784.12	.977	13195.29	25.4687	5807.63
1373.15	1.265	18088.91	33.9050	8253.46	1.054	18087.56	33.8200	8276.76
1473.15	1.357	23238.63	42.2978	10968.00	1.130	23237.09	42.2128	10991.13
1573.15	1.449	28651.22	50.7547	13926.81	1.207	28649.52	50.6697	13949.79
1673.15	1.542	34331.88	59.2911	17130.65	1.284	34330.06	59.2060	17153.51
1773.15	1.634	40285.41	67.9171	20581.34	1.361	40283.49	67.8320	20604.10
1873.15	1.726	46516.19	76.6396	24281.29	1.438	46514.19	76.5545	24303.97

1973.15	1.819	53028.21	85.4626	28233.30	1.515	53026.14	85.3776	28255.92
2073.15	1.911	59825.16	94.3888	32440.33	1.592	59823.04	94.3037	32462.89
2173.15	2.004	66910.46	103.4192	36905.45	1.670	66908.31	103.3342	36927.98
2273.15	2.097	74287.32	112.5542	41631.80	1.747	74285.15	112.4692	41654.30
P = 0,8 MPa (443.564)								
T	v	h	s	ex	v	h	s	ex
Sat.	.240	2768.30	6.6615	837.53	.194	2777.12	6.5850	868.56
473.15	.261	2839.77	6.8176	863.71	.206	2828.27	6.6955	887.65
523.15	.293	2950.54	7.0403	909.88	.233	2943.22	6.9266	935.54
573.15	.324	3056.92	7.2345	959.90	.258	3051.70	7.1247	986.54
623.15	.354	3162.15	7.4106	1014.05	.282	3158.16	7.3028	1041.33
673.15	.384	3267.56	7.5733	1072.25	.307	3264.39	7.4668	1099.98
723.15	.414	3373.79	7.7255	1134.32	.330	3371.19	7.6198	1162.38
773.15	.443	3481.17	7.8691	1200.04	.354	3479.00	7.7640	1228.37
823.15	.473	3589.90	8.0053	1269.24	.378	3588.07	7.9007	1297.78
873.15	.502	3700.12	8.1353	1341.74	.401	3698.56	8.0309	1370.45
923.15	.531	3811.90	8.2598	1417.40	.424	3810.55	8.1557	1446.26
973.15	.560	3925.29	8.3794	1496.09	.448	3924.12	8.2755	1525.07
1023.15	.589	4040.33	8.4947	1577.68	.471	4039.31	8.3909	1606.77
1073.15	.618	4157.06	8.6060	1662.10	.494	4156.14	8.5024	1691.25
1173.15	.675	8552.58	16.9913	3624.64	.540	8550.95	16.8872	3653.21
1273.15	.732	13193.07	25.3345	5844.35	.585	13190.86	25.2301	5872.42
1373.15	.790	18084.88	33.6856	8313.06	.631	18082.18	33.5811	8340.72
1473.15	.847	23234.02	42.0783	11027.08	.677	23230.94	41.9736	11054.38
1573.15	.905	28646.13	50.5351	13985.45	.723	28642.74	50.4303	14012.46
1673.15	.962	34326.42	59.0714	17188.93	.769	34322.78	58.9666	17215.70
1773.15	1.020	40279.65	67.6974	20639.32	.816	40275.80	67.5926	20665.89
1873.15	1.078	46510.18	76.4199	24339.03	.862	46506.17	76.3150	24365.44
1973.15	1.136	53022.01	85.2430	28290.84	.908	53017.88	85.1381	28317.13
2073.15	1.194	59818.82	94.1691	32497.72	.955	59814.59	94.0643	32523.90
2173.15	1.252	66904.01	103.1996	36962.73	1.001	66899.72	103.0948	36988.84
2273.15	1.310	74280.81	112.3346	41689.00	1.048	74276.47	112.2299	41715.05
P = 1,2 MPa (461.115)								
T	v	h	s	ex	v	h	s	ex
Sat.	.163	2783.77	6.5217	893.58	.141	2788.89	6.4675	914.42
473.15	.169	2816.06	6.5908	905.81	.143	2802.98	6.4975	919.82
523.15	.192	2935.69	6.8314	955.63	.164	2927.93	6.7488	971.83
573.15	.214	3046.40	7.0336	1007.67	.182	3041.00	6.9553	1024.98
623.15	.235	3154.14	7.2138	1063.12	.200	3150.07	7.1378	1081.11
673.15	.255	3261.19	7.3791	1122.22	.218	3257.98	7.3044	1140.68
723.15	.275	3368.58	7.5330	1184.96	.235	3365.96	7.4591	1203.77
773.15	.295	3476.83	7.6777	1251.22	.252	3474.66	7.6045	1270.30
823.15	.314	3586.24	7.8148	1320.84	.269	3584.40	7.7420	1340.14
873.15	.334	3696.99	7.9454	1393.70	.286	3695.42	7.8729	1413.17
923.15	.353	3809.20	8.0704	1469.65	.303	3807.85	7.9981	1489.27
973.15	.373	3922.95	8.1904	1548.58	.320	3921.77	8.1183	1568.32
1023.15	.392	4038.28	8.3059	1630.38	.336	4037.25	8.2340	1650.23
1073.15	.412	4155.25	8.4175	1714.97	.353	4154.34	8.3457	1734.90
1173.15	.450	8549.32	16.8019	3676.32	.385	8547.68	16.7297	3695.65
1273.15	.488	13188.64	25.1445	5895.03	.418	13186.42	25.0720	5913.86
1373.15	.526	18079.49	33.4953	8362.91	.450	18076.80	33.4226	8381.32
1473.15	.564	23227.87	41.8877	11076.22	.483	23224.79	41.8148	11094.28
1573.15	.602	28639.35	50.3444	14034.00	.516	28635.96	50.2714	14051.78
1673.15	.641	34319.13	58.8806	17237.00	.549	34315.49	58.8076	17254.53
1773.15	.679	40271.95	67.5066	20686.99	.582	40268.10	67.4336	20704.32
1873.15	.718	46502.16	76.2290	24386.38	.615	46498.15	76.1560	24403.55
1973.15	.756	53013.74	85.0521	28337.94	.648	53009.60	84.9791	28354.98
2073.15	.795	59810.36	93.9783	32544.62	.681	59806.13	93.9054	32561.56

2173.15	.834	66895.42	103.0088	37009.48	.715	66891.12	102.9359	37026.34
2273.15	.873	74272.13	112.1439	41735.64	.748	74267.78	112.0710	41752.46
P = 1,6 MPa (474.528)					P = 1,8 MPa (480.270)			
T	v	h	s	ex	v	h	s	ex
Sat.	.124	2792.88	6.4200	932.19	.110	2795.99	6.3776	947.60
523.15	.142	2919.94	6.6754	985.16	.125	2911.71	6.6087	996.26
573.15	.159	3035.51	6.8865	1039.48	.140	3029.93	6.8247	1051.82
623.15	.175	3145.97	7.0713	1096.32	.155	3141.83	7.0119	1109.39
673.15	.190	3254.75	7.2392	1156.37	.168	3251.50	7.1812	1169.94
723.15	.205	3363.34	7.3948	1219.82	.182	3360.70	7.3377	1233.74
773.15	.220	3472.47	7.5407	1286.61	.196	3470.29	7.4842	1300.81
823.15	.235	3582.57	7.6787	1356.67	.209	3580.72	7.6226	1371.09
873.15	.250	3693.85	7.8099	1429.88	.222	3692.28	7.7542	1444.48
923.15	.265	3806.50	7.9354	1506.13	.235	3805.14	7.8799	1520.87
973.15	.279	3920.60	8.0557	1585.30	.248	3919.42	8.0004	1600.17
1023.15	.294	4036.22	8.1716	1667.31	.261	4035.19	8.1164	1682.28
1073.15	.309	4153.43	8.2834	1752.07	.274	4152.52	8.2284	1767.13
1173.15	.337	8546.05	16.6669	3712.22	.299	8544.41	16.6114	3726.68
1273.15	.365	13184.20	25.0089	5929.93	.324	13181.98	24.9532	5943.90
1373.15	.394	18074.10	33.3593	8396.97	.350	18071.41	33.3034	8410.51
1473.15	.422	23221.71	41.7515	11109.58	.375	23218.62	41.6954	11122.78
1573.15	.451	28632.57	50.2080	14066.79	.401	28629.17	50.1519	14079.69
1673.15	.480	34311.84	58.7442	17269.30	.426	34308.19	58.6880	17281.96
1773.15	.509	40264.25	67.3701	20718.89	.452	40260.40	67.3139	20731.35
1873.15	.538	46494.14	76.0925	24417.96	.478	46490.12	76.0363	24430.26
1973.15	.567	53005.46	84.9157	28369.26	.503	53001.33	84.8595	28381.43
2073.15	.596	59801.89	93.8419	32575.74	.529	59797.66	93.7857	32587.81
2173.15	.625	66886.82	102.8725	37040.45	.555	66882.51	102.8163	37052.44
2273.15	.654	74263.43	112.0076	41766.51	.581	74259.09	111.9515	41778.45
P = 2 MPa (485.535)					P = 2,5 MPa (497.106)			
T	v	h	s	ex	v	h	s	ex
Sat.	.100	2798.39	6.3392	961.15	.080	2802.04	6.2560	988.95
523.15	.111	2903.23	6.5474	1005.57	.087	2880.86	6.4106	1022.89
573.15	.126	3024.25	6.7685	1062.44	.099	3009.63	6.6460	1083.38
623.15	.139	3137.64	6.9582	1120.78	.110	3126.99	6.8424	1143.76
673.15	.151	3248.23	7.1290	1181.84	.120	3239.96	7.0168	1206.12
723.15	.164	3358.05	7.2863	1246.00	.130	3351.39	7.1765	1271.22
773.15	.176	3468.09	7.4335	1313.35	.140	3462.59	7.3251	1339.27
823.15	.188	3578.88	7.5723	1383.85	.150	3574.24	7.4651	1410.33
873.15	.200	3690.71	7.7042	1457.41	.159	3686.76	7.5978	1484.35
923.15	.211	3803.79	7.8301	1533.95	.169	3800.39	7.7243	1561.26
973.15	.223	3918.24	7.9509	1613.38	.178	3915.30	7.8455	1640.99
1023.15	.235	4034.16	8.0670	1695.59	.188	4031.58	7.9620	1723.47
1073.15	.247	4151.59	8.1791	1780.51	.197	4149.32	8.0744	1808.61
1173.15	.269	8542.78	16.5617	3739.48	.215	8538.68	16.4559	3766.08
1273.15	.292	13179.75	24.9031	5956.19	.233	13174.19	24.7966	5981.54
1373.15	.314	18068.71	33.2531	8422.39	.251	18061.96	33.1461	8446.69
1473.15	.337	23215.54	41.6451	11134.30	.269	23207.83	41.5378	11157.73
1573.15	.360	28625.78	50.1014	14090.92	.288	28617.28	49.9940	14113.61
1673.15	.383	34304.54	58.6375	17292.95	.306	34295.41	58.5299	17315.04
1773.15	.406	40256.55	67.2634	20742.15	.325	40246.91	67.1558	20763.74
1873.15	.430	46486.11	75.9858	24440.89	.343	46476.07	75.8782	24462.08
1973.15	.453	52997.19	84.8090	28391.94	.362	52986.83	84.7014	28412.80
2073.15	.476	59793.42	93.7353	32598.21	.381	59782.83	93.6277	32618.83
2173.15	.500	66878.21	102.7659	37062.77	.399	66867.45	102.6584	37083.20
2273.15	.523	74254.74	111.9011	41788.73	.418	74243.86	111.7936	41809.02
P = 3 MPa (507.008)					P = 3,5 MPa (515.712)			
T	v	h	s	ex	v	h	s	ex

Sat.	.067	2803.26	6.1858	1010.53	.057	2802.74	6.1245	1027.79
523.15	.071	2856.55	6.2893	1033.79	.059	2829.73	6.1765	1039.70
573.15	.081	2994.35	6.5412	1098.49	.068	2978.38	6.4484	1109.46
623.15	.091	3116.06	6.7449	1161.10	.077	3104.84	6.6601	1174.50
673.15	.099	3231.57	6.9233	1224.86	.085	3223.04	6.8426	1239.75
723.15	.108	3344.66	7.0853	1290.93	.092	3337.86	7.0071	1306.82
773.15	.116	3457.04	7.2356	1359.71	.099	3451.46	7.1590	1376.35
823.15	.124	3569.59	7.3767	1431.33	.106	3564.92	7.3012	1448.55
873.15	.132	3682.81	7.5102	1505.81	.113	3678.83	7.4356	1523.48
923.15	.140	3796.99	7.6373	1583.10	.120	3793.58	7.5633	1601.15
973.15	.148	3912.34	7.7590	1663.14	.127	3909.38	7.6855	1681.51
1023.15	.156	4028.99	7.8759	1745.88	.134	4026.40	7.8027	1764.51
1073.15	.164	4147.03	7.9885	1831.24	.141	4144.75	7.9157	1850.09
1173.15	.179	8534.58	16.3689	3787.21	.153	8530.47	16.2949	3804.57
1273.15	.194	13168.63	24.7089	6001.42	.166	13163.05	24.6342	6017.51
1373.15	.209	18055.21	33.0580	8465.52	.179	18048.45	32.9828	8480.56
1473.15	.224	23200.11	41.4493	11175.67	.192	23192.38	41.3738	11189.85
1573.15	.239	28608.78	49.9053	14130.83	.205	28600.27	49.8297	14144.27
1673.15	.255	34286.28	58.4412	17331.65	.218	34277.14	58.3654	17344.49
1773.15	.270	40237.26	67.0670	20779.86	.231	40227.61	66.9912	20792.20
1873.15	.285	46466.02	75.7894	24477.80	.244	46455.96	75.7136	24489.74
1973.15	.301	52976.47	84.6126	28428.20	.258	52966.10	84.5368	28439.81
2073.15	.317	59772.23	93.5390	32633.97	.271	59761.62	93.4632	32645.34
2173.15	.332	66856.67	102.5697	37098.16	.285	66845.90	102.4940	37109.34
2273.15	.348	74232.98	111.7050	41823.85	.298	74222.09	111.6294	41834.89
P = 4 MPa (523.508)								
T	v	h	s	ex	P = 4,5 MPa (530.589)			
Sat.	.050	2800.90	6.0697	1041.85	.044	2798.00	6.0198	1053.43
573.15	.059	2961.65	6.3638	1117.26	.051	2944.10	6.2852	1122.52
623.15	.066	3093.32	6.5843	1184.97	.058	3081.47	6.5153	1193.14
673.15	.073	3214.37	6.7712	1251.79	.065	3205.56	6.7069	1261.63
723.15	.080	3330.99	6.9383	1319.91	.071	3324.05	6.8767	1330.85
773.15	.086	3445.84	7.0919	1390.20	.077	3440.18	7.0320	1401.92
823.15	.093	3560.22	7.2353	1462.99	.082	3555.50	7.1765	1475.30
873.15	.099	3674.85	7.3704	1538.39	.088	3670.85	7.3126	1551.18
923.15	.105	3790.15	7.4989	1616.44	.093	3786.72	7.4416	1629.61
973.15	.111	3906.41	7.6215	1697.11	.098	3903.44	7.5647	1710.60
1023.15	.117	4023.80	7.7391	1780.37	.104	4021.20	7.6827	1794.13
1073.15	.123	4142.46	7.8523	1866.18	.109	4140.17	7.7963	1880.16
1173.15	.134	8526.35	16.2305	3819.16	.119	8522.23	16.1733	3831.63
1273.15	.145	13157.47	24.5690	6030.85	.128	13151.88	24.5111	6042.06
1373.15	.156	18041.68	32.9171	8492.85	.138	18034.91	32.8587	8503.02
1473.15	.167	23184.65	41.3079	11201.25	.148	23176.92	41.2492	11210.54
1573.15	.179	28591.76	49.7635	14154.95	.159	28583.24	49.7046	14163.51
1673.15	.190	34267.99	58.2992	17354.56	.169	34258.83	58.2402	17362.52
1773.15	.202	40217.96	66.9249	20801.77	.179	40208.29	66.8659	20809.23
1873.15	.213	46445.90	75.6473	24498.91	.189	46435.84	75.5883	24505.97
1973.15	.225	52955.72	84.4706	28448.66	.200	52945.35	84.4116	28455.40
2073.15	.237	59751.01	93.3970	32653.94	.210	59740.40	93.3381	32660.43
2173.15	.249	66835.12	102.4279	37117.75	.221	66824.33	102.3690	37124.05
2273.15	.261	74211.20	111.5633	41843.18	.232	74200.30	111.5045	41849.35
P = 5 MPa (537.093)								
T	v	h	s	ex	P = 6 MPa (548.736)			
Sat.	.039	2794.23	5.9737	1063.03	.032	2784.56	5.8901	1077.63
573.15	.045	2925.64	6.2109	1125.62	.036	2885.49	6.0702	1126.30
623.15	.052	3069.29	6.4515	1199.46	.042	3043.86	6.3356	1207.67
673.15	.058	3196.59	6.6481	1269.71	.047	3178.18	6.5431	1281.79
723.15	.063	3317.03	6.8208	1340.07	.052	3302.76	6.7216	1354.56

773.15	.069	3434.48	6.9778	1411.94	.057	3422.95	6.8824	1428.11
823.15	.074	3550.75	7.1235	1485.93	.061	3541.19	7.0306	1503.35
873.15	.079	3666.83	7.2604	1562.29	.065	3658.76	7.1692	1580.68
923.15	.084	3783.28	7.3901	1641.11	.069	3776.36	7.3002	1660.29
973.15	.089	3900.45	7.5137	1722.42	.074	3894.47	7.4248	1742.24
1023.15	.093	4018.59	7.6321	1806.21	.078	4013.37	7.5439	1826.58
1073.15	.098	4137.87	7.7459	1892.47	.082	4133.27	7.6583	1913.28
1173.15	.107	8518.11	16.1218	3842.44	.089	8509.85	16.0320	3860.24
1273.15	.115	13146.29	24.4589	6051.62	.096	13135.09	24.3676	6066.90
1373.15	.124	18028.13	32.8061	8511.52	.103	18014.55	32.7139	8524.70
1473.15	.133	23169.17	41.1962	11218.17	.111	23153.67	41.1034	11229.60
1573.15	.142	28574.71	49.6515	14170.41	.118	28557.65	49.5583	14180.38
1673.15	.152	34249.68	58.1869	17368.81	.126	34231.35	58.0936	17377.58
1773.15	.161	40198.63	66.8126	20815.03	.134	40179.28	66.7191	20822.81
1873.15	.170	46425.77	75.5350	24511.36	.141	46405.62	75.4415	24518.34
1973.15	.180	52934.96	84.3583	28460.48	.149	52914.19	84.2649	28466.81
2073.15	.189	59729.78	93.2849	32665.25	.157	59708.53	93.1915	32671.09
2173.15	.199	66813.54	102.3158	37128.69	.165	66791.96	102.2226	37134.15
2273.15	.208	74189.40	111.4514	41853.85	.173	74167.59	111.3583	41859.05
P = 7 MPa (558.980)					P = 8 MPa (568.159)			
T	v	h	s	ex	v	h	s	ex
Sat.	.027	2772.57	5.8146	1087.53	.024	2758.61	5.7448	1093.82
573.15	.029	2839.83	5.9335	1120.30	.024	2786.38	5.7935	1107.47
623.15	.035	3016.85	6.2303	1211.20	.030	2988.06	6.1319	1210.95
673.15	.040	3159.10	6.4501	1289.69	.034	3139.31	6.3657	1294.39
723.15	.044	3288.17	6.6351	1365.07	.038	3273.23	6.5577	1372.60
773.15	.048	3411.25	6.7997	1440.39	.042	3399.37	6.7264	1449.79
823.15	.052	3531.53	6.9505	1516.93	.045	3521.77	6.8798	1527.67
873.15	.056	3650.62	7.0909	1595.26	.048	3642.42	7.0221	1607.04
923.15	.059	3769.41	7.2232	1675.67	.052	3762.42	7.1557	1688.26
973.15	.063	3888.46	7.3488	1758.28	.055	3882.42	7.2823	1771.53
1023.15	.066	4008.12	7.4687	1843.15	.058	4002.86	7.4030	1856.95
1073.15	.070	4128.65	7.5837	1930.31	.061	4124.02	7.5186	1944.57
1173.15	.076	8501.56	15.9552	3874.25	.066	8493.27	15.8878	3885.49
1273.15	.082	13123.88	24.2893	6078.41	.071	13112.64	24.2205	6087.13
1373.15	.088	18000.96	32.6346	8534.11	.077	17987.36	32.5649	8540.74
1473.15	.094	23138.16	41.0235	11237.25	.082	23122.63	40.9532	11242.13
1573.15	.101	28540.57	49.4781	14186.57	.088	28523.48	49.4074	14190.00
1673.15	.107	34213.01	58.0132	17382.57	.094	34194.66	57.9423	17384.79
1773.15	.114	40159.93	66.6386	20826.81	.100	40140.57	66.5677	20828.04
1873.15	.121	46385.46	75.3610	24521.53	.105	46365.30	75.2901	24521.96
1973.15	.128	52893.41	84.1845	28469.37	.111	52872.62	84.1135	28469.16
2073.15	.135	59687.28	93.1112	32673.15	.117	59666.03	93.0404	32672.45
2173.15	.141	66770.37	102.1424	37135.84	.124	66748.78	102.0716	37134.77
2273.15	.148	74145.78	111.2782	41860.48	.130	74123.97	111.2076	41859.15
P = 9 MPa (576.497)					P = 10 MPa (584.149)			
T	v	h	s	ex	v	h	s	ex
Sat.	.020	2742.88	5.6790	1097.19	.018	2725.47	5.6159	1098.10
623.15	.026	2957.22	6.0378	1207.43	.022	2923.96	5.9458	1200.86
673.15	.030	3118.75	6.2875	1296.51	.026	3097.38	6.2139	1296.48
723.15	.034	3257.94	6.4871	1377.80	.030	3242.28	6.4217	1381.09
773.15	.037	3387.31	6.6601	1456.96	.033	3375.06	6.5993	1462.34
823.15	.040	3511.91	6.8163	1536.24	.036	3501.94	6.7584	1543.08
873.15	.043	3634.16	6.9605	1616.66	.038	3625.84	6.9045	1624.58
923.15	.046	3755.39	7.0955	1698.71	.041	3748.32	7.0409	1707.47
973.15	.049	3876.36	7.2231	1782.66	.044	3870.27	7.1696	1792.10
1023.15	.051	3997.58	7.3446	1868.63	.046	3992.28	7.2918	1878.63
1073.15	.054	4119.38	7.4608	1956.71	.049	4114.73	7.4087	1967.18

1173.15	.059	8484.96	15.8277	3894.62	.053	8476.63	15.7734	3902.07
1273.15	.063	13101.39	24.1590	6093.74	.057	13090.14	24.1032	6098.68
1373.15	.068	17973.74	32.5024	8545.25	.061	17960.11	32.4456	8548.09
1473.15	.073	23107.09	40.8901	11244.90	.065	23091.54	40.8328	11245.99
1573.15	.078	28506.38	49.3440	14191.31	.070	28489.28	49.2863	14190.96
1673.15	.083	34176.30	57.8786	17384.89	.074	34157.95	57.8207	17383.34
1773.15	.088	40121.21	66.5039	20827.16	.079	40101.85	66.4460	20824.63
1873.15	.093	46345.14	75.2264	24520.29	.084	46324.98	75.1684	24516.96
1973.15	.099	52851.84	84.0499	28466.85	.089	52831.07	83.9919	28462.88
2073.15	.104	59644.78	92.9768	32669.64	.094	59623.54	92.9189	32665.19
2173.15	.110	66727.20	102.0082	37131.60	.098	66705.63	101.9505	37126.77
2273.15	.115	74102.17	111.1443	41855.71	.103	74080.38	111.0867	41850.64
P = 12,5 MPa (600.966)								
T	v	h	s	ex	P = 15 MPa (615.308)			
Sat.	.014	2674.48	5.4640	1091.17	.010	2610.87	5.3108	1072.01
623.15	.016	2826.47	5.7128	1170.99	.011	2693.00	5.4435	1115.65
673.15	.020	3039.90	6.0431	1288.57	.016	2975.55	5.8817	1271.06
723.15	.023	3201.39	6.2748	1382.85	.018	3157.84	6.1433	1377.45
773.15	.026	3343.57	6.4650	1469.84	.021	3310.79	6.3479	1471.02
823.15	.028	3476.55	6.6317	1554.45	.023	3450.47	6.5230	1559.89
873.15	.030	3604.77	6.7829	1638.79	.025	3583.31	6.6797	1647.26
923.15	.032	3730.48	6.9229	1723.87	.027	3712.41	6.8235	1734.64
973.15	.035	3854.95	7.0542	1810.24	.029	3839.48	6.9576	1822.82
1023.15	.037	3978.97	7.1785	1898.20	.030	3965.56	7.0839	1912.24
1073.15	.039	4103.06	7.2969	1987.93	.032	4091.33	7.2039	2003.18
P = 17,5 MPa (627.821)								
T	v	h	s	ex	P = 20 MPa (638.896)			
Sat.	.002	1710.75	3.8393	598.85	.006	2411.39	4.9299	983.05
673.15	.012	2902.28	5.7209	1244.45	.010	2816.84	5.5525	1207.86
723.15	.015	3111.34	6.0210	1366.41	.013	3061.53	5.9041	1350.55
773.15	.017	3276.68	6.2423	1467.55	.015	3241.19	6.1445	1460.42
823.15	.019	3423.70	6.4266	1561.09	.017	3396.24	6.3390	1559.06
873.15	.021	3561.46	6.5891	1651.69	.018	3539.23	6.5077	1653.10
923.15	.023	3694.11	6.7369	1741.47	.020	3675.59	6.6596	1745.40
973.15	.024	3823.88	6.8738	1831.52	.021	3808.15	6.7994	1837.38
1023.15	.026	3952.08	7.0023	1922.44	.023	3938.52	6.9301	1929.84
1073.15	.027	4079.55	7.1239	2014.62	.024	4067.73	7.0534	2023.27
P = 25 MPa								
T	v	h	s	ex	P = 30 MPa			
673.15	.006	2578.59	5.1399	1089.34	.003	2152.37	4.4750	856.01
723.15	.009	2950.38	5.6755	1305.71	.007	2820.91	5.4419	1244.01
773.15	.011	3165.92	5.9642	1437.48	.009	3084.79	5.7956	1405.27
823.15	.013	3339.28	6.1816	1547.76	.010	3279.79	6.0403	1529.28
873.15	.014	3493.69	6.3638	1649.30	.011	3446.87	6.2374	1639.16
923.15	.015	3637.97	6.5246	1746.95	.013	3599.68	6.4077	1742.57
973.15	.017	3776.37	6.6706	1842.98	.014	3744.24	6.5602	1842.88
1023.15	.018	3911.23	6.8057	1938.63	.015	3883.78	6.7000	1941.84
1073.15	.019	4044.00	6.9324	2034.64	.016	4020.23	6.8303	2040.51
P = 35 MPa								
T	v	h	s	ex	P = 40 MPa			
673.15	.002	1988.43	4.2140	767.80	.002	1931.13	4.1141	739.50
723.15	.005	2670.97	5.1945	1165.87	.004	2511.77	4.9447	1079.14
773.15	.007	2998.02	5.6331	1365.64	.006	2906.69	5.4746	1320.31
823.15	.008	3218.08	5.9093	1505.57	.007	3154.65	5.7859	1477.95
873.15	.010	3399.02	6.1229	1624.54	.008	3350.43	6.0170	1606.68
923.15	.011	3560.87	6.3032	1734.08	.009	3521.76	6.2079	1722.62
973.15	.012	3711.88	6.4625	1838.85	.010	3679.42	6.3743	1832.01
1023.15	.012	3856.26	6.6072	1941.25	.011	3828.75	6.5239	1937.91

1073.15	.013	3996.48	6.7411	2042.64	.012	3972.81	6.6614	2042.08
P = 50 MPa					P = 60 MPa			
T	v	h	s	ex	v	h	s	ex
673.15	.002	1874.31	4.0028	714.97	.002	1843.15	3.9316	704.47
723.15	.002	2284.44	4.5892	954.95	.002	2179.83	4.4134	901.37
773.15	.004	2722.52	5.1759	1222.80	.003	2570.40	4.9356	1140.41
823.15	.005	3025.70	5.5566	1415.52	.004	2902.06	5.3519	1351.30
873.15	.006	3252.61	5.8245	1564.70	.005	3156.95	5.6528	1518.86
923.15	.007	3443.48	6.0372	1693.85	.006	3366.76	5.8867	1660.83
973.15	.008	3614.76	6.2180	1812.68	.006	3551.39	6.0815	1788.92
1023.15	.008	3774.13	6.3777	1925.70	.007	3720.64	6.2512	1908.94
1073.15	.009	3925.96	6.5226	2035.49	.007	3880.15	6.4034	2024.28

Tableau A2-4: Table thermodynamique du liquide comprimé

T	P = 5 MPa (537.093)				P = 10 MPa (584.149)			
	v	h	s	ex	v	h	s	ex
Sat.	.0012864	1154.50	2.9207	309.12	.0014526	1407.86	3.3603	434.95
273.15	.0009977	5.03	.0001	7.07	.0009952	10.07	.0003	12.05
293.15	.0009996	88.61	.2955	4.96	.0009973	93.29	.2944	9.95
313.15	.0010057	171.96	.5705	8.51	.0010035	176.37	.5685	13.49
333.15	.0010149	255.33	.8286	17.00	.0010127	259.53	.8259	21.95
353.15	.0010267	338.89	1.0721	29.89	.0010244	342.87	1.0689	34.81
373.15	.0010410	422.78	1.3032	46.73	.0010385	426.55	1.2994	51.61
393.15	.0010577	507.17	1.5235	67.20	.0010549	510.70	1.5190	72.03
413.15	.0010769	592.22	1.7345	91.03	.0010738	595.49	1.7294	95.78
433.15	.0010988	678.14	1.9376	118.03	.0010954	681.11	1.9318	122.69
453.15	.0011240	765.22	2.1341	148.09	.0011200	767.81	2.1274	152.61
473.15	.0011530	853.80	2.3254	181.17	.0011482	855.92	2.3177	185.52
493.15	.0011868	944.38	2.5129	217.35	.0011808	945.87	2.5039	221.45
513.15	.0012268	1037.68	2.6983	256.85	.0012192	1038.30	2.6876	260.58
533.15	.0012755	1134.77	2.8839	300.09	.0012653	1134.13	2.8708	303.25
					.0013226	1234.82	3.0561	350.16
					.0013980	1343.10	3.2484	402.66
T	P = 15 MPa (615.308)				P = 20 MPa (638.896)			
	v	h	s	ex	v	h	s	Ex
Sat.	.0016570	1610.15	3.6844	543.19	.0020386	1827.10	4.0154	664.11
273.15	.0009928	15.07	.0004	17.02	.0009904	20.03	.0005	21.97
293.15	.0009951	97.94	.2932	14.93	.0009929	102.57	.2921	19.90
313.15	.0010014	180.78	.5666	18.45	.0009992	185.17	.5646	23.41
333.15	.0010105	263.71	.8233	26.90	.0010084	267.89	.8207	31.84
353.15	.0010221	346.85	1.0657	39.72	.0010199	350.83	1.0625	44.63
373.15	.0010361	430.32	1.2956	56.49	.0010337	434.10	1.2918	61.35
393.15	.0010523	514.25	1.5147	76.84	.0010496	517.81	1.5104	81.66
413.15	.0010708	598.79	1.7244	100.53	.0010679	602.11	1.7195	105.27
433.15	.0010920	684.12	1.9261	127.34	.0010886	687.15	1.9205	131.99
453.15	.0011160	770.46	2.1209	157.14	.0011122	773.16	2.1146	161.68
473.15	.0011435	858.12	2.3102	189.88	.0011390	860.39	2.3030	194.26
493.15	.0011751	947.49	2.4952	225.58	.0011697	949.22	2.4868	229.74
513.15	.0012121	1039.13	2.6774	264.37	.0012053	1040.14	2.6675	268.23
533.15	.0012560	1133.83	2.8584	306.55	.0012472	1133.83	2.8466	309.95
553.15	.0013096	1232.79	3.0406	352.65	.0012978	1231.29	3.0261	355.35
573.15	.0013783	1338.06	3.2275	403.69	.0013611	1334.14	3.2087	405.22
593.15	.0014733	1453.85	3.4260	461.88	.0014449	1445.30	3.3993	461.08
613.15	.0016311	1592.27	3.6553	533.75	.0015693	1571.52	3.6085	526.60
					.0018247	1740.13	3.8787	616.80
T	P = 30 MPa				P = 50 MPa			
	v	h	s	ex	v	h	s	ex
273.15	.0009857	29.86	.0003	31.86	.0009767	49.13	-.0010	51.50
293.15	.0009887	111.78	.2897	29.80	.0009805	129.96	.2845	49.47
313.15	.0009951	193.91	.5607	33.29	.0009872	211.27	.5528	52.93
333.15	.0010042	276.24	.8156	41.68	.0009962	292.86	.8054	61.24
353.15	.0010155	358.80	1.0562	54.41	.0010072	374.71	1.0440	73.87
373.15	.0010290	441.67	1.2845	71.05	.0010201	456.87	1.2703	90.37
393.15	.0010446	524.97	1.5019	91.26	.0010349	539.41	1.4858	110.39
413.15	.0010623	608.80	1.7099	114.75	.0010517	622.40	1.6917	133.64
433.15	.0010823	693.31	1.9097	141.30	.0010704	705.95	1.8891	159.89
453.15	.0011049	778.68	2.1023	170.77	.0010914	790.20	2.0793	188.97
473.15	.0011304	865.14	2.2890	203.06	.0011149	875.31	2.2631	220.76
493.15	.0011595	952.99	2.4709	238.14	.0011412	961.50	2.4415	255.18
513.15	.0011927	1042.62	2.6490	276.08	.0011708	1049.05	2.6155	292.24

533.15	.0012314	1134.57	2.8248	317.03	.0012045	1138.29	2.7861	331.98
553.15	.0012770	1229.56	2.9997	361.28	.0012431	1229.67	2.9543	374.55
573.15	.0013322	1328.66	3.1756	409.33	.0012879	1323.74	3.1214	420.15
593.15	.0014014	1433.51	3.3554	462.01	.0013409	1421.22	3.2885	469.13
613.15	.0014932	1547.07	3.5437	520.95	.0014049	1523.05	3.4574	521.97
633.15	.0016277	1675.56	3.7498	589.64	.0014848	1630.63	3.6300	579.47
653.15	.0018730	1838.26	4.0026	678.99	.0015885	1746.51	3.8101	643.07

Annexe 3

Tableaux de validation des résultats

I- Validation des résultats dans la région 1 :

Tableau A3-1: Validation des résultats de l'équation de base dans la région 1

Grandeur	Valeur	T = 300 K P = 3 MPa	T = 300 K P = 80 MPa	T = 500 K P = 3 MPa
v, m ³ /kg	Test	0.00100215168	0.000971180894	0.00120241800
	Calculée	0.00100215165	0.000971180867	0.00120241797
	Ecart	0.000003%	0.000003%	0.000003%
h, kJ/kg	Test	115.331273	184.142828	975.542239
	Calculée	115.331276	184.142829	975.542255
	Ecart	0.000003%	0.000005%	0.000002%
u, kJ/kg	Test	112.324818	106.448356	971.934985
	Calculée	112.324821	106.448360	971.935001
	Ecart	0.000003%	0.000004%	0.000002%
s, kJ/kgK	Test	0.392294792	0.368563852	2.58041912
	Calculée	0.392294800	0.368563861	2.58041916
	Ecart	0.000002%	0.000002%	0.000002%
Cp, kJ/kgK	Test	4.17301218	4.01008987	4.65580682
	Calculée	4.17301224	4.01008993	4.65580688
	Ecart	0.000001%	0.000001%	0.000001%
w, m/s	Test	1507.73921	1634.69054	1240.71337
	Calculée	1507.73922	1634.69055	1240.71338
	Ecart	0.0000007%	0.0000006%	0.0000008%

Tableau A3-2 : Validation des résultats de la "backward equation" T(P,h) de la région 1

Grandeur	Valeur	P = 3 MPa h = 500 kJ/kg	P = 80 MPa h = 500 kJ/kg	P = 80 MPa h = 1500 kJ/kg
T [K]	Test	391.798509	378.108626	611.041229
	Calculée	391.798509	378.108625	611.041229
	Ecart	0%	0.0000003%	0%

Tableau A3-3 : Validation des résultats de la "backward equation" T(P,s) de la région 1

Grandeur	Valeur	P = 3 MPa s = 0.5 kJ/kg K	P = 80 MPa s = 0.5 kJ/kg K	P = 80 MPa s = 3 kJ/kg K
T [K]	Test	307.842258	309.979785	565.899909
	Calculée	307.842258	309.979785	565.899909
	Ecart	0%	0%	0%

II- Validation des résultats dans la région 2 :

Tableau A3-4: Validation des résultats de l'équation de base dans la région 2

Grandeur	Valeur	T = 300 K P = 0.0035 MPa	T = 700 K P = 0.0035 MPa	T = 700 K P = 30 MPa
v [m ³ /kg]	Test	39.4913866	92.3015898	0.00542946619
	Calculée	39.4913872	92.3015911	0.00542946531
	Ecart	0.000002%	0.000001%	0.00002%
h [kJ/kg]	Test	2549.91145	3335.68375	2631.49474
	Calculée	2549.91144	3335.68380	2631.49464
	Ecart	0.0000004%	0.000001%	0.000004%
u [kJ/kg]	Test	2411.69160	3012.62819	2468.61076
	Calculée	2411.69159	3012.62822	2468.61068
	Ecart	0.0000004%	0.000001%	0.000003%
s [kJ/(kg K)]	Test	8.52238967	10.1749996	5.17540298
	Calculée	8.52238987	10.1749996	5.17540277
	Ecart	0.000002%	0%	0.000004%
Cp [kJ/(kg K)]	Test	1.91300162	2.08141274	10.3505092
	Calculée	1.91300162	2.08141249	10.3505140
	Ecart	0%	0.00001%	0.00005%
w [m/s]	Test	427.920172	644.289068	480.386523
	Calculée	427.920175	644.289085	480.386397
	Ecart	0.0000007%	0.000003%	0.00003%

Tableau A3-5 : Validation des résultats de la "backward equation" T(P,h) de la région 2

Subrégion 2a				
Grandeur	Valeur	P = 0.001 MPa h = 3000 kJ/kg	P = 3 MPa h = 3000 kJ/kg	P = 3 MPa h = 4000 kJ/kg
T [K]	Test	534.433241	575.373370	1010.77577
	Calculée	534.433338	575.373446	1010.775847
	Ecart	0.00002%	0.00001%	0.000008%
Subrégion 2b				
Grandeur	Valeur	P = 5 MPa h = 3500 kJ/kg	P = 5 MPa h = 4000 kJ/kg	P = 25 Mpa h = 3500 kJ/kg
T [K]	Test	801.299102	1015.31583	875.279054
	Calculée	801.299184	1015.31591	875.279118
	Ecart	0.00001%	0.000008%	0.000007%

Subrégion 2c				
Grandeur	Valeur	P = 40 MPa h = 2700 kJ/kg	P = 60 MPa h = 2700 kJ/kg	P = 60 MPa s = 3200 kJ/kg
T [K]	Test	743.056411	791.137067	882.756860
	Calculée	743.056423	791.137080	882.756881
	Ecart	0.000002%	0.000002%	0.000002%

Tableau A3-6 : Validation des résultats de la "backward equation" T(P, s) de la région 2

Subrégion 2a				
Grandeur	Valeur	P = 0.1 MPa s = 7.5 kJ/(kg K)	P = 0.1 MPa s = 8 kJ/(kg K)	P = 2.5 MPa s = 8 kJ/(kg K)
T [K]	Test	399.517097	514.127081	1039.84917
	Calculée	399.517097	514.127081	1039.84917
	Ecart	0%	0%	0%
Subrégion 2b				
Grandeur	Valeur	P = 8 MPa s = 6 kJ/(kg K)	P = 8 MPa s = 7.5 kJ/(kg K)	P = 90 MPa s = 6 kJ/(kg K)
T [K]	Test	600.484040	1064.95556	1038.01126
	Calculée	600.484020	1064.95549	1038.01122
	Ecart	0.000003%	0.000006%	0.000004%
Subrégion 2c				
Grandeur	Valeur	P = 20 MPa s = 5.75 kJ/(kg K)	P = 80 MPa s = 5.25 kJ/(kg K)	P = 80 MPa s = 5.75 kJ/(kg K)
T [K]	Test	697.992849	854.011484	949.017998
	Calculée	697.992824	854.011459	949.017958
	Ecart	0.000004%	0.000003%	0.000004%

III- Validation des résultats dans la région 3

Tableau A3-7: Validation des résultats de l'équation de base dans la région 3

Grandeur	Valeur	T = 650 K $\rho = 500 \text{ kg/m}^3$	T = 650 K $\rho = 200 \text{ kg/m}^3$	T = 750 K $\rho = 500 \text{ kg/m}^3$
P [MPa]	Test	25.5837018	22.2930643	78.3095639
	Calculée	25.5836984	22.2930633	78.3095607
	Ecart	0.00001%	0.000004%	0.000004%
h [kJ/kg]	Test	1863.43019	2375.12401	2258.68845
	Calculée	1863.43020	2375.12403	2258.68847
	Ecart	0.0000005%	0.0000008%	0.0000009%

u [kJ/kg]	Test	1812.26279	2263.6588	2102.06932
	Calculée	1812.26281	2263.6587	2102.06935
	Ecart	0.000002%	0.000004%	0.000001%
s [kJ/(kg K)]	Test	4.05427273	4.85438792	4.46971906
	Calculée	4.05427275	4.85438793	4.46971908
	Ecart	0.0000005%	0.000002%	0.0000004%
Cp [kJ/(kgK)]	Test	13.8935717	44.6579342	6.34165359
	Calculée	13.8935744	44.6579605	6.34165390
	Ecart	0.00002%	0.00006%	0.000005%
w [m/s]	Test	502.005554	383.444594	760.696041
	Calculée	502.005523	383.444580	760.696033
	Ecart	0.000006%	0.000004%	0.000001%

IV- Validation des résultats dans la région 4 :

Tableau A3-8: Validation des résultats de l'équation de base dans la région 4

Grandeur	Valeur	T = 300 K	T = 500 K	T = 600 K
P[MPa]	Test	0.00353658941	2.63889776	12.3443146
	Calculée	0.00353658941	2.63889776	12.3443146
	Ecart	0%	0%	0%

Tableau A3-9 : Validation des résultats de la "backward equation" Ts(P) de la région 4

Grandeur	Valeur	P = 0.1MPa	P = 1 MPa	P = 10 MPa
T [K]	Test	372.755919	453.035632	584.149488
	Calculée	372.755919	453.035632	584.149488
	Ecart	0%	0%	0%