



Neste número:
Termodinâmica, entropia
e desagregação da
matéria condensada

Campos clássicos e
transformações calóricas

Um futuro mais
limpo:
pirólise de
resíduos sólidos

CALIBRE

*Promovendo ciência
de qualidade*

ULSHP — Projet sur la matière condensée
Travail de doctorat — Paris, 2014

Sur l'Entropie Contrôlée des Systèmes:

Transformations de la Matière Condensée

(On the Controlled Entropy of the Systems:

Condensed Matter Transformations)

Nilo Silvio Costa Serpa

Reçu en 10/02/2018; Accepté en 25/05/2018.

*Le but de l'éducation intellectuelle n'est pas de savoir répéter ou conserver
des vérités toutes faites... C'est d'apprendre à conquérir par soi-même le vrai,
au risque d'y mettre le temps et de passer par tous les détours
que suppose une activité réelle.*

Jean Piaget



Nilo S. C. Serpa
GAUGE-F, Brasília-DF, Brasil
Faculdade ICESP, Brasília-DF, Brasil
Tel.: (55)61-98329-5306
E-mail: nilo.serpa@icesp.edu.br



Sur l'Entropie Contrôlée des Systèmes
Transformations de la Matière Condensée

Nilo Sylvio Costa Serpa

Basé sur la Thèse soumise à L'Université Libre des Sciences de L'Homme
de Paris, pour l'enregistrement à la Sorbonne,
de répondre aux exigences académiques formels
pour le degré de

Philosophy Doctor, Ph.D.

Académie de Paris

France

Serpa, Nilo Sylvio Costa

Sur l'Entropie Contrôlée des Systèmes.

Nilo Sylvio Costa Serpa.

Paris, 2014.

iv, 138f.

L'Université Libre des Sciences de L'Homme de Paris.

1. entropie. 2. environnement. 3. thermodynamique.
4. pyrolyse. 5. énergie solaire. 6. plasma. 7. déchets médicaux.
8. champ calorique. 9. désagrégation de matière.
10. réacteur pyrolytique. 11. transfert de chaleur.
12. gradient de températures.



Résumé

Cette thèse traite de la mise en œuvre d'un nouveau mode de gestion des déchets urbains en termes de la destination non-agressif et productif des débris, à de faibles coûts énergétiques et à forte réutilisation des sous-produits. Il repose sur les fondements scientifiques établies par la thermodynamique, la théorie classique du champ et par les disciplines empiriques qui traitent de propriétés des éléments chimiques et des technologies de capture calorifique à partir de sources éloignées. Visant à la transformation de toute forme de matière condensée, ce travail est principalement intéressés par les déchets dits infectieux, parce qu'ils ont d'une plus grande virulence, l'infectiosité et concentration, et les déchets de type «peau-ciseaux-perçage», qui sont des objets et instruments contenant des coins, des arêtes ou des protubérances rigides et aigües capables de coupe ou de forage. Néanmoins, le modèle s'applique également à tous les types de déchets, à l'exception des déchets radioactifs pour des raisons évidentes de sécurité. Cet essai propose un système industriel de recyclage des déchets basé sur la pyrolyse induite par plasma et guidé par la théorie proposée des champs caloriques sous entropie contrôlée.

Mots-clés: déchets nosocomiales, thermodynamique, champ calorique, plasma, pyrolyse, énergie solaire, durabilité

Abstract

This thesis discusses the implementation of a new way of urban waste management in terms of its non-aggressive and productive destination, at low energy costs and with high reuse of byproducts. It is based on scientific foundations established by thermodynamics, classical field theory and empirical disciplines that deal with properties of chemical elements and with technologies of calorific capture from remote sources. Aiming at the transformation of any form of condensed matter, it is primarily interested in the so-called infectious waste, because they have greater virulence, infectivity and concentration, and wastes of type «skin-scissoring-piercing», which are objects and instruments containing corners, edges or rigid and acute protuberances capable of cutting or drilling. Nevertheless, the model also applies to all types of waste, with the exception of radioactive waste for obvious safety reasons. Present work proposes an industrial system to recycling waste based on pyrolysis induced by plasma and guided by the proposed theory of caloric fields under controlled entropy.

Key words: nosocomial waste, thermodynamics, caloric field, plasma, pyrolysis, solar energy, sustainability



CONTENU

Résumé	i
Abstract	ii
Liste des figures	v
Simbologie	vi
Prologue	viii
Introduction	1
CHAPITRE II	6
L'état de l'art au Brésil et le Tiers-Monde	6
La pertinence de l'utilisation de l'énergie solaire au Brésil	9
Les risques de l'incinération traditionnelle des déchets médicaux	9
La désagrégation de matière par pyrolyse	11
L'aperçu astrophysique: le intérieur stellair	13
Le patrimoine des étoiles	14
Le modèle de flux polytropique	15
Moyens d'optimiser un processus polytropique	19
Prémisse théorique pour la conception d'un réacteur pyrolytique	23
Bréviaire optique sur la fenêtre de quartz	25
La contribution du modèle polytropique pour la plante	28
Quelques observations sur la cristallisation	29
CHAPITRE III	34
La chaleur et l'entropie	34
Chaleur et evolution humaine	34
Pour comprendre l'entropie	37
La flèche du temps et l'entropie du point de vue thermodynamique moderne	40
Mémoires philosophiques sur l'entropie, la physique et la théorie de l'information	45
Deux approches complémentaires	46
De l'information à la matière	46
L'entropie selon la thermodynamique	47
L'entropie d'après la thermodynamique relativiste	48
L'entropie d'après la mécanique quantique	49

L'entropie et son application dans l'économie	50
CHAPITRE III	54
L e projet de l'usine	54
La théorie des gradients de température	56
La centrale solaire	57
Le rendement de l'usine	62
Une brève étude des relations différentielles entre la chaleur, l'entropie, le volume, la pression et la température	65
L 'entropie dans le réacteur vu par le formalisme de Lagrange	68
La théorie des champs caloriques	68
Sur l'introduction du terme d'entropie dans l'équation de champ calorique et sur l'application du calcul des variations	74
Le champ calorique et l'indice polytropique	87
Optimisation du contrôle de l'entropie dans la génération de chaleur	89
Modélisation de la conductivité thermique	90
L'usine dans le processus et les résultats attendus	91
La chambre de recyclage	94
Les interventions humaines dans les processus entropiques	95
L'approche entre les idées de la réduction de l'entropie et de la production plus nette	97
R ésumé des principales contributions théoriques	100
CHAPITRE IV	108
D ifficultés techniques, obstacles et avantages	108
La question de le gaz effluent	108
Sur les pertes de la concentration solaire	109
Sur le déploiement, les coûts et les gains sociaux	109
Quelques questions logistiques	110
L'absence de politiques de santé et la nécessité d'une production plus nette	111
C onclusion	113
R éférences	115
I ndex	122

Liste des figures

1	La carte mondiale de la zone de coup de chaleur. L'étoile indique la position géographique de Brasilia.	10
2	Schéma de exploitation industrielle pour l'usine proposée dans ce projet. . .	13
3	Modèle polytropique sphérique pour $n = 3$	18
4	Modèle polytropique cylindrique pour $n = 1$	19
5	Solution pour l'équation de Lane-Emden cylindrique.	20
6	Solutions pour l'équations de Lane-Emden cylindrique et sphérique ($n = 1$). . .	21
7	Solution pour l'équation combiné Lane-Emden/Langmuir ($n = 2$).	22
8	La courbe d'énergie libre totale.	31
9	Le four solaire d'Odeillo.	58
10	Le schéma complet du réacteur thermodynamique proposé. Le lecteur doit noter le cycle d'énergie avec une station thermoélectrique a nourrir continuellement l'usine et comme elle est alimenté par énergie solaire.	102
11	Le schéma complet du réacteur thermodynamique proposé avec le conduit de nanofluide.	103
12	Les nanotubes de carbone.	104
13	Le schéma du réseau de réflecteurs.	105
14	Représentation schématique de la chambre de pyrolyse du réacteur solaire.	106

Symbologie

Pour aider le lecteur, je fais ici un résumé des notations clés, qui peuvent donner lieu à confusion, utilisées tout au long de cette thèse. Pas que cela remplace indications locales, mais qui fonctionne comme un guide de référence rapide en cas de doute ou de simple omission involontaire.

- La lettre " k " (en italique) représentent toujours la constante de Boltzmann.
- La lettre " n " (en italique) représentent toujours l'indice polytropique.
- La lettre grecque ξ représentent toujours le champ calorique.
- Le symbole ∂_q (ou ∂^q) représente la dérivée partielle par rapport à la coordonnée généralisée q .
- La lettre S (en italique) représentent toujours l'entropie.
- Lettres surmontées d'un point représentent les dérivées par rapport au temps.
- Lettres surmontées d'un "dag" (\ddagger) représentent toujours les conjuguées de les variables.



Une civilisation ne peut investir en des méthodes alternatives d'obtention de l'énergie que quand convaincu que les coûts sont simplement une question de convention, ou quand convaincu qu'il n'y a rien d'autre à faire.

Nilo Sylvio Costa Serpa



rologue

Ce travail a enduré toutes sortes de résistances culturelles imaginables dans un pays du Tiers-Monde (certains auteurs n'aiment pas ce terme, mais je ne vois pas de meilleure expression pour refléter la réalité sociale locale), à commencer par l'environnement académique des entités publiques qui semble insister sur une vision absolument pas à jour de l'éducation. Le Brésil n'a pas encore compris que le monde a changé et va payer un lourd tribut pour cela. Le manque de respect pour l'initiative indépendante associée au mépris de la créativité et de l'originalité de la recherche m'a conduit à chercher du soutien à l'extérieur du pays, ce qui est très commun ici.

La situation de la recherche au Brésil est précaire. Plusieurs facteurs contribuent à cet état de choses. Tout d'abord, il n'y a pas une utilisation efficace des ressources; dehors de cela, le système actuel de qualification dénigrent tout effort des quelques enseignants et chercheurs bien intentionnés qui ont pas renoncé. En deuxième, les institutions privées ne se préoccupent pas de la recherche (à l'exception rare de la Faculté ICESP, dont le statut actuel, face aux règles ministérielles de l'éducation, n'exige pas l'exercice de la recherche, bien qu'il le fasse avec qualité et avec ses propres ressources). Les institutions publiques, à son tour, devinrent antres de vices; en eux, le chercheur fait concurrence pour un poste institutionnel au début de sa carrière; sa position devient perpétuelle et il n'a pas besoin de travailler, que ce soit pour la reconnaissance professionnelle, que ce soit par des augmentations de salaire. Or, quelle pourrait être la motivation pour créer et produire des recherches pertinentes dans telles conditions? Comment alors combattre l'apathie nationale pour résoudre ce problème? Je ne vois pas de solution à court terme, pas même à moyen terme.

Rien ne se compare à le crash académique publique brésilien. J'ai été témoin de beaucoup de collègues brillants abandonnent leurs propositions devant un autoritarisme inutile et pleine de vanité. Un vieux professeur et mentor a dit que, sauf de rares exceptions, les établissements publics d'enseignement et de recherche au Brésil reçoivent très mal leurs candidats brésiliens; aujourd'hui, je suis pleinement conscient de ce fait. Nonsenses paradoxales comme «ce domaine est déjà très bien connu, il est donc préférable ne pas courir le risque de faire des erreurs» ou «ce domaine n'est pas bien connu, il est donc préférable ne pas traiter de le sujet» sont très communs ici. Il n'est pas rare de voir

un travail sérieux appelé «non scientifique» parce que il est mis en place sur une tout nouveau et inconnu région. Si ce point de vue ont été pris au sérieux, il serait impossible de faire progresser la connaissance précisément parce que ce dernier est accélérée par des réflexions et des conjectures basées sur observations réelles ou hypothétiques. Il semble que la communauté universitaire a oublié qu'il n'y a pas la compréhension de ce qui est observé sans théorie.

Il est vrai qu'il existe un scénario global qui ne favorise pas le plein développement de l'intellect scientifique, en particulier dans les pays à économie dépendante. Du modèle néolibéral, un profil national individualiste a été créé et exacerbé par le consumérisme matérialiste qui semble n'avoir aucune limite. Une curiosité sombre semble avoir supplanté le bon sens grâce à la littérature puérile de démons, de sorciers et de dragons, concomitant avec des exemples médiatiques d'extrême violence. Il y en a très peu qui veulent encore lire de bons livres et écouter de la bonne musique.

L'effondrement de la culture de la seconde moitié du XXe siècle a commencé précisément avec les délires postmodernes sans base conceptuelle solide; environ soixante ans se sont écoulés depuis la conception intellectuelle supérieure «qu'il n'y a pas de science sans philosophie» a commencé à subir une éclipse, donnant lieu à une obscurité seulement comparable à celle du moyen âge. Il y a en effet une véritable phobie du mot «philosophie», comme si la tâche de la philosophie n'était pas sérieuse. Cette phobie, selon mon point de vue, est une caractéristique typique de ce qui Nambu ainsi appelé «physique postmoderne», pour donner pas plus d'un exemple, provoquant la transformation de la gravité quantique dans un pur exercice de mathématiques. En opposition à cette fâcheuse tendance, de nombreux physiciens qui sont en position centrale dans le domaine de la gravité quantique, comme Carlo Rovelli et John Baez, ont été engagés avec des philosophes dans une grande coopération, de sorte que je ne peut pas du tout d'accord avec l'idée que la rigueur scientifique pourraient être lésés par la philosophie. En outre, les ouvrages de grands noms comme Reichenbach, Weizsäcker, Popper et Bunge ont donné un élan impressionnant à la compréhension et l'interprétation de la physique moderne avec un approfondissement et une qualité littéraire très difficile de voir à nouveau. Comme démontré par Popper et Bunge, science et philosophie interagissent pour atteindre encore plus de rigueur. Qu'est-ce que ceux auteurs postmodernes penseraient si ils ont pris la peine de lire un auteur d'une envergure intellectuel comme la de Bunge

en parlant de «philosophie de la technologie»? Nous avons vraiment besoin d'une nouvelle renaissance; si nous avons dû attendre de longues années pour dire quelque chose basée uniquement sur des données recueillies nous serions stériles d'idées et de capacité à conduire et à créer nos propres destins. Husserl, qui a été largement mal compris, a montré d'une manière profonde la nature de la réflexion philosophique au sein de l'activité rationaliste de la science, montrant que quelqu'un qui veut devenir philosophe devra « ... se replier sur soi-même et, au-dedans de soi, tenter de renverser toutes les sciences admises jusqu'ici et tenter de les reconstruire» (Edmund Husserl, *Méditations Cartésiennes*, Introduction, Vrin, 1947).

En outre, cette nouvelle renaissance aussi besoin de beaucoup d'humilité, puisque les hommes semblent avoir perdu la notion des limites de leur petitesse. Il est rassurant de se rappeler Gabriel Marcel quand il nous dit que

Je crois que la raison est une illusion, vitale si vous voulez, qui n'a d'autre but que de nous dissimuler notre impuissance et notre fragilité. Toute la sagesse à laquelle nous pouvons prétendre c'est de comprendre que tout est illusion (Gabriel Marcel, *La grâce dans le seuil invisible*, p. 167, Grasset, 1914).

Sauvé un sens poétique et ample de l'illusion, ce passage résume toute la peine, toute l'inefficacité intellectuel de nos efforts quand il vient à établir des représentations complètes. En refusant de reconnaître ce fait est que la plupart des scientifiques rejette la philosophie et son pouvoir pour mettre l'homme à sa place dans l'univers.

Il est également obligation de la science d'ouvrir les fenêtres conceptuelles et théoriques afin que nous puissions arriver le plus rapidement possible à l'état de l'art où il sera possible de confronter, de réfuter et affiner nos modèles initiaux. Le manque de clairvoyance et de l'esprit pionnier a conduit à une décennie vide d'idées, riche en dévastation matérielle et culturelle, malgré toute la technologie actuellement disponible. Alors que le monde prend pour garder le moteur capitaliste, nous sombrons dans les ruines que nous laissons à notre passage éphémère.

Aujourd'hui, les nouveautés sont les résultats de collages à partir des technologies existantes avec très peu de contributions véritablement innovantes. En effet, il existe très peu de documents dans tous les domaines de connaissances qui sont désormais

considérées comme des contributions incontestables. Divers auteurs préfèrent copier ce qui a été dit au sujet d'autres auteurs au lieu de chercher les sources de première main et tirer leurs propres conclusions. Séries historiques insignifiantes ont soutenu des conclusions générales sans fondement parce que quelque chose doit être publié; ils appellent cela «science». Plusieurs articles ont été publiés sur la base de données insuffisantes pour donner un aspect plus réaliste à la question quand il serait plus productif et cohérent de reconnaître l'absence de données suffisantes, de travailler sur un plan théorique de l'organisation de modèles conceptuels qui peuvent être testés à fond au cours des années. Réprimer initiatives de ce genre n'est pas une perte pour les auteurs, mais pour une communauté de jeunes toute attente de nouveaux stimuli de recherche et de création.

Cette thèse ne vise qu'à ouvrir les fenêtres rationnelles dans la présentation d'un projet novateur, tout à fait réalisable et utile à la société. Elle sauve l'importance de la réflexion philosophique antérieure à la technique et montre la richesse des idées qui sous-tend les dispositifs les plus fabuleux que l'humanité puisse concevoir. Compte tenu de la triste réalité décrite ci-dessus, je tiens à exprimer ici ma gratitude à **L'Université Libre des Sciences de L'Homme de Paris** par la façon dont j'ai été reçu et en particulier à mon mentor et ami, Professeur Ariosvaldo Silva, dont le support a rendu ma tâche possible. Ma gratitude s'adresse également à M. José Abdalla Helayél-Neto, un physicien qui a toujours soutenu mes initiatives originales et qui m'a appris tout ce que je sais à propos de la théorie des champs. Enfin, je tiens à remercier la famille et les amis qui ont toujours reconnu mon travail en tant que chercheur et physicien théorique.

Milo Sylvio Costa Serpa, Janvier 2014.



Introduction

L'un des sujets les plus discutés aux tables des écologistes est la gestion des déchets solides (GDS). La GDS est constitué d'un ensemble de procédures, planifié et mis en place en tenant compte des principes scientifiques, techniques, règlements et normes juridiques afin de minimiser la production de déchets et les risques liés à sa disposition, avec protection efficace des travailleurs et préservation de la santé publique, des ressources naturelles et de l'environnement en général, à faible coût. Ainsi, il est clair que, dans les grandes villes, il est urgent le déploiement de la GDS avec toutes les exigences de sécurité de la collecte et du traitement des déchets dès l'éradication jusqu'à le transport de la matière et sa finalisation. La mise en ouvre d'un système de gestion des déchets exige des professionnels qualifiés, étant extrêmement important pour la préservation de la santé publique et la qualité de vie. Une mauvaise gestion des déchets solides et son élimination inadéquate peuvent augmenter nettement les inégalités sociales, menaçant la santé publique et l'environnement. Il convient de noter ici l'urgence d'interdire les sites d'enfouissement, très communs en Amérique Latine et d'autres régions du Tiers-Monde. Sans insister pour l'instant sur ce point, ce travail vise également à discuter la gestion global de l'environnement par rapport à l'élimination des déchets solides médicaux du traitement des humains et des animaux, en particulier dans les grandes villes, où les déchets devient un problème de plus en plus critique. J'ai choisi de traiter le problème des déchets médicaux comme un sous-ensemble important de matière condensée qui affecte négativement nos vies. De toute évidence, la physique discutée ici s'applique à tous les contextes de transformation de la matière condensée, ce qui fait de la théorie présentée une démonstration claire de l'applicabilité de certains principes avancés, initialement étudiés dans un domaine éloigné de la vie quotidienne. Cet essai incorpore tout le contenu original de la thèse de 2014, cependant, se référant aux articles qui ont été publiés après sa défense.

Je raisonne en partant de l'accent sur la question de la gestion durable de l'environnement en ce qui concerne les interactions de l'homme avec les déchets urbains, en particulier en ce qui concerne les déchets médicaux et hospitaliers. Bien que les hôpitaux peuvent être considérés comme les principales sources de déchets de cette nature, nous devons prendre en compte d'autres sources comme les cliniques dentaires et

vétérinaires, cliniques médicaux et services de santé à domicile, les morgues, les maisons de retraite, les banques de sang, les laboratoires cliniques et de la recherche et les établissements d'enseignement dans le domaine de la santé [35]. Ces résidus sont la source de problèmes économiques et esthétiques. Les dépotoirs, condamnés dans le Premier-Monde et réalité dans les pays en développement, sont un élevé risque pour la santé, car ils accumulent toutes sortes de déchets sans distinction; leurs charognards causent la permanence d'une contamination croisée. Le choix de ce thème a été basée sur des observations quotidiennes concernant l'élimination des déchets solides médicaux et hospitaliers, puisque la pratique de l'élimination des matériaux contaminés ont été la cible de nombreuses réflexions, et que le processus d'inclusion sociale des ramasseurs de déchets passes pour l'accès à la biosécurité. Dans ce travail, je vais me concentrer spécifiquement sur les déchets solides liés à la santé humaine et animale, en laissant de côté les déchets commerciaux (agrafes, papier, tasses, etc). Je vais adopter la définition des déchets solides proposée par le Ministère de la Santé au Brésil, selon laquelle ces «sont des matériaux hétérogènes (minéraux et organiques) résultant de la activité humaine et de la nature, qui peut être partiellement utilisés, générant, entre autres, protection de la santé publique et des ressources naturelles» [57]. Enfin, j'insiste sur le fait que plusieurs références scientifiques viennent de auteurs français du XXe siècle en raison de la grande contribution qu'ils ont apportée au développement de la pensée moderne.

Mon travail ne se limite pas à discuter les problèmes mentionnés ci-dessus; s'occupe aussi de la base physique et théorique pour la construction d'un réacteur thermodynamique de traitement des déchets solides d'origine nosocomiale, présentant les grandes lignes d'une usine de recyclage industriel et la théorie des champs caloriques qui soutendent le projet. L'usine est conçue pour fonctionner de l'énergie thermique solaire, dans l'esprit de la production plus nette. Le projet a pour principe de base le contrôle de l'entropie du système comme un moyen de rationaliser le processus d'obtention de matériaux recyclés sans dommages à l'environnement.

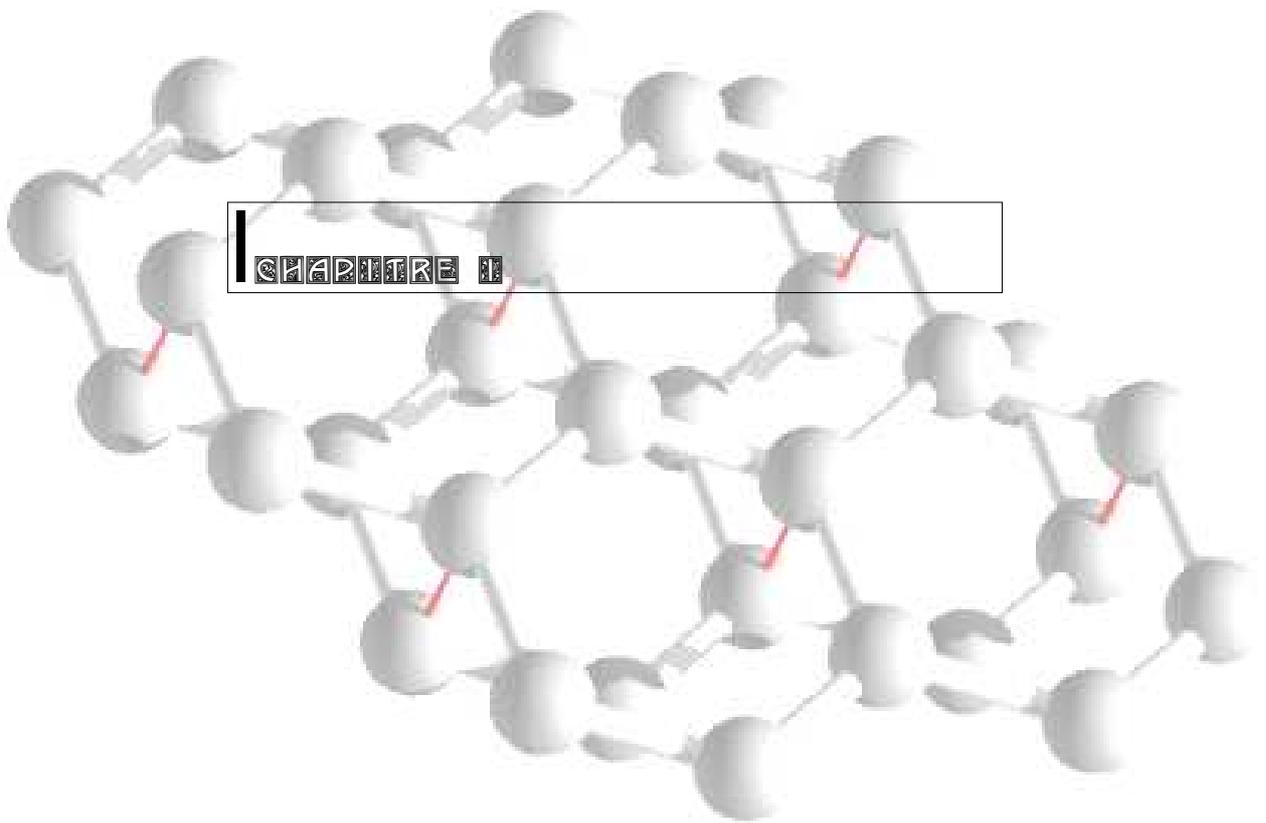
Cet essai est organisé en quatre thèmes principaux comme suit:

1. Le premier chapitre présente les bases conceptuelles et théoriques du projet, montrant ses origines en considérations astrophysiques (modèle polytropique) tout en expliquant les motivations climatiques et sociales qui ont favorisé sa conception;

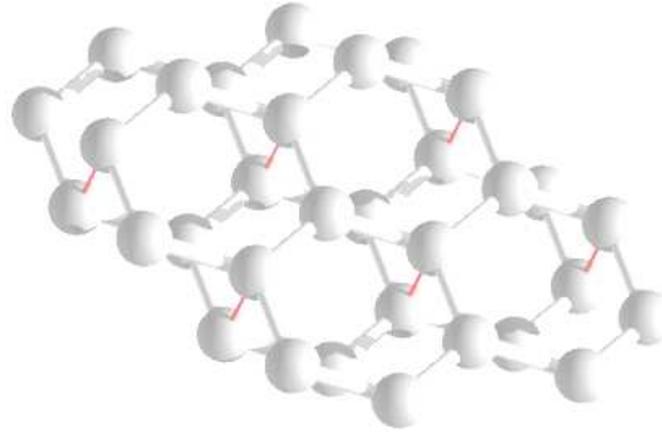
2. Le deuxième chapitre donne une première approximation formelle de la théorie qui sous-tend le projet, avec une discussion de la chaleur et de l'entropie à travers des réflexions philosophiques sur la nature de l'énergie thermique et de leur importance pour l'évolution de l'humanité;
3. Le troisième chapitre présente un plan schématique du réacteur de traitement des déchets d'activités de santé, avec l'approfondissement plus précis du formalisme du modèle par l'explication de la théorie des champs caloriques et l'analyse de l'efficacité de l'usine de recyclage proposé;
4. Le quatrième et dernier chapitre traite des obstacles à surmonter pour la réalisation du projet, y compris les aspects tant politiques qu'économiques.







CHAPTER 11



L'état de l'art au Brésil et le Tiers-Monde

De Rome à l'heure actuelle, l'humanité ne semble pas avoir beaucoup évolué en termes d'hygiène et de l'assainissement. Il ya un laisser-aller général dans la façon dont nous traitons les déchets en particulier dans les pays émergents. Dans ces pays, il est courant de négliger l'utilisation des éléments de protection de la santé recommandées pour les personnes qui s'occupent de déchets de toutes sortes.

Les déchets médicaux et hospitaliers sont encore mal étudiés au Brésil, ce qui a contribué à le temps consacré à ce sujet et à la question de l'aggravation des décharges de santé. Selon Cordeiro et al., en Juazeiro-CE, des aiguilles contaminées sont souvent à l'origine des accidents [29]; les cueilleurs se déplacent en piétinant tout avec pieds nus, notamment sur des seringues et des aiguilles. Santos note que dans Bragança-PA une grande mine à ciel ouvert sert en tant que destination pour les déchets ménagers et les déchets médicaux et hospitaliers [76]. Martin et Mazzini soulignent la situation critique des enfants ramasseurs de Presidente Prudente - SP; la ouverture des sacs de déchets hospitaliers pour les enfants à la recherche de tubes en caoutchouc de sérum pour la fabrication des élingues dangereusement expose les enfants à des matières, sacs de transfusion avec des volumes résiduels post-transfusionnelles et instruments contaminées [54].

Les dangers de l'exposition à des déchets médicaux sont connus depuis longtemps. Plusieurs auteurs étrangers signalent des situations graves dans les pays émergents et les pays du Tiers-Monde. En examinant l'état des pratiques en Dar-Es-Salaam, Tanzanie, Mato et Kaseva ont à connaître l'impact sur la santé générale de l'exposition directe et indirecte de déchets dangereux, qui comprend, entre autres, des effets cancérigènes et des dommages du système reproducteur [55]. À la Grèce, Tsakona et ses collègues ont rapporté la négligence dans la gestion des déchets en ce qui concerne les procédures de collecte et transport inappropriés pour déchets infectieux [84]. Aussi de El-Beheira Gouvernorat, en Egypte, Abd El-Salam rapporte que les déchets médicaux liquides sont souvent évacuée dans le réseau d'égouts municipal sans traitement [2]. Et oui, d'autres exemples pourraient être donnés indéfiniment en Afrique et en Asie ([1], [3], [34]).

Au Brésil, où il existe un système anachronique et irresponsable de décharges, l'indifférence des autorités gouvernementales est inégalée. Comme l'a souligné Moreira et Günther, malgré les résolutions du gouvernement fédéral (ANVISA¹-2004 et CONAMA²)-2005, en déterminant la nécessité d'une gestion des déchets générés par toutes les unités de santé [59], les déchets médicaux sont déversés sur les sites d'enfouissement sans traitement. Suivant ces auteurs, la loi brésilienne est obligatoire quand il revendique la mise en oeuvre d'un plan de gestion des déchets médicaux (PGDM) pour être appliquée dans tous les établissements médicaux, mais ils reconnaissent que ce plan est loin de la pratique réelle [59]. Étant donné les circonstances, je suis donc amené à penser que les projets sur la question des déchets médicaux de l'hôpital, comme la proposition à l'examen, deviennent doublement essentielles pour juger de la vitesse requise dans les actions de santé publique et de l'inclusion sociale. Il n'est pas difficile de comprendre ici l'importance de l'éducation dans le processus d'adaptation de la société à de nouveaux comportements et technologies.

Pour obtenir la dimension exacte de l'importance de l'éducation, nous avons besoin de faire une analyse plus détaillée de contexte. Conformément à la Loi 12305, qui a créé la politique nationale des déchets solides (PND), toutes les décharges publiques en dépotoirs dans le pays doivent être remplacées par la mise en ensevelissement de déchets jusqu'à Août 2014. Malgré le mandat d'action conformément à la loi, le Brésil ne dispose pas d'un bon bilan de crédibilité à des délais dans la mise en oeuvre des politiques publiques, mais la croyance en l'importance du projet discuté ici conduit à une attente positive sur l'élaboration de nouvelles politiques pour les entreprises de l'économie qui gravitent autour du traitement des déchets urbains, ainsi que l'appel rationnelle des mesures sanitaires d'urgence. En ce sens, les programmes éducatifs sont absolument essentiels à la fois pour l'illumination de nos dirigeants, pour la formation professionnelle des éboueurs et pour l'information de le public en général.

Pour un hôpital humain ou vétérinaire jouer son rôle avec efficacité et responsabilité sociale, apportant des avantages à la communauté, il est essentiel d'établir l'équilibre à la chaîne d'approvisionnement, ce que j'appelle ici la «chaîne symétrique», c'est-à-dire la chaîne logistique concernant les déchets hospitaliers. Les opérations qui se déroulent

¹ Acronyme brésilien de «Agence Nationale de Surveillance Sanitaire».

² Acronyme brésilien de «Conseil National de L'Environnement».

le long de ce chaîne doivent être conçus de manière à se produire dans une articulation synchrone. Par exemple, l'arrivée de nouveaux stocks de médicaments et des conteneurs doit être associée à la précédente allocation de conteneurs vides et conteneurs déjà utilisés, de sorte que l'espace physique disponible reste propre et organisé, évitant ainsi la contamination et en même temps assurant les retours de flux financier. En effet, s'il n'en était pas ainsi il ne serait pas possible de discuter de solutions pour la gestion des déchets solides. Sur ce dernier point, il est toujours utile de rappeler que le débat mondial sur la santé de la planète a fait de la récupération des composants des déchets un moyen de promouvoir la conservation des ressources. Être aligné à ce précepte signifie être aligné avec une prise de conscience à l'échelle mondiale.

En ce qui concerne l'élimination des animaux morts pendant traitement ou intervention chirurgicale, deux aspects sont nécessaires dans le contexte des opérations logistiques: a) Statistiques de base de morts et b) processus de bannissement cadavérique. Les statistiques constituent la base quantitative pour les opérations logistiques nécessaires en termes de fréquence des incidents et des types d'incidents; l'idée est de fournir une évaluation projective de la propension locale pour les accidents avec déchets cadavériques sur la base des estimations obtenues de l'intersection entre le registre des blessures et maladies causées par des agents pathogènes compatibles avec ce type de déchet, et la prédominance des initiatives conjointes dans la collecte des déchets urbains. Cet examen comprend également des renseignements obtenus pour les enquêtes (les cliniques vétérinaires, les associations et les coopératives de éboueurs et d'autres). Les processus de bannissement assurent la sécurité et la salubrité dans la disposition des cadavres. Nous savons que les procédures d'incinération conventionnelles conduisent à des niveaux élevés d'émissions de CO₂, en désaccord à la pratique moderne préconisée dans le monde entier. Recommandations fondées sur les développements technologiques ont été mis en évidence à l'examen de l'infrastructure des hôpitaux vétérinaires. Une nouvelle génération d'incinérateurs pour la destruction des déchets médicaux, vétérinaires et humaines, avec moins d'impact des résidus polluants, a émergé sous la forme d'équipements capables de traiter de 12 kg à 3 tonnes par heure, fabriqués dans les règles de la CONAMA, ANVISA et ABNT³. Toutefois, ces solutions locales partielles, bien que moins polluant, dépendent encore de systèmes d'échappement (cheminées) qui renvoient des déchets

³ Acronyme brésilien de «Association Brésilienne de Normes Techniques».

toxiques à l'environnement. Le système industriel que je propose offre non seulement l'élimination sûre des déchets médicaux les plus divers, mais la création de la perspective d'un profil professionnel spécialisé sur la manipulation, l'emballage et le transport des déchets des établissements de santé pour les sites de recyclage.

La pertinence de l'utilisation de l'énergie solaire au Brésil

Il est vrai que le Brésil présente des conditions idéales pour la réalisation de projets durables à obtenir de l'énergie à partir de sources renouvelables, y compris les projets de traitement des déchets sur la base de l'énergie solaire. Bien que les déchets médicaux ne correspondent qu'à un faible pourcentage de la totalité des déchets produits, son caractère de matériau hautement contaminée menace la santé publique, étant donné que les hôpitaux, les cliniques, les cliniques vétérinaires et les cliniques dentaires, la plupart du temps, n'ont pas été bien conçue pour comporter des solutions technologiques locales correspondants à les politiques de santé collective. Les dépotoirs et les lits des rivières demeurent les destinations de déchets médicaux dangereux, mettant en danger la santé des habitants riverains et des milliers d'êtres humains qui vivent aux dépens des déchets urbains. La carte du monde de la zone de coup de chaleur confirme la pertinence de ces projets pour les tropiques (Figure 1), en particulier pour les tables topographiques comme le plateau central brésilien. Mon opinion est que l'utilisation de l'énergie solaire dans les projets d'assainissement tend à devenir monnaie courante dans les pays tropicaux. En Inde, par exemple, il existe déjà des initiatives pour construire des crématoires solaires [45], une fois que la crémation de cadavres humains est un trait culturel de ce pays, et que la combustion des corps se fait par la consommation de bois, provoquant des émissions de polluants et de dévastation.

Les risques de l'incinération traditionnelle des déchets médicaux

L'incinération est un processus de réduction du volume des déchets et de sa dangerosité. Ce processus génère des produits toxiques dans des proportions qui viens d'affecter l'environnement et en particulier l'être humain. Certains de ces produits sont monoxyde

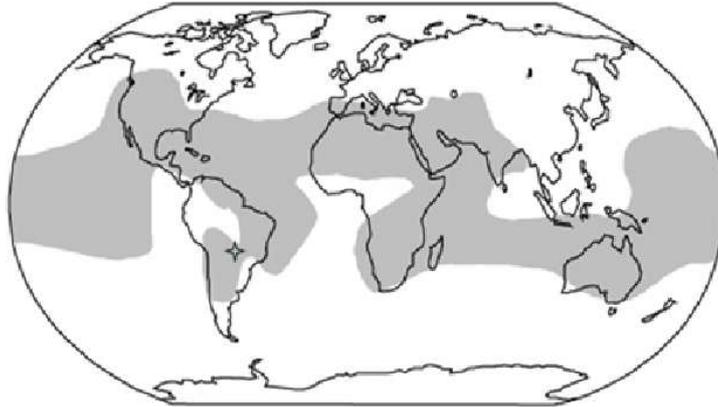
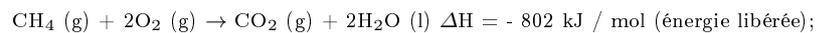


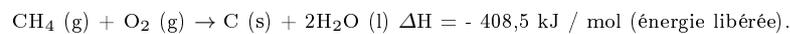
Fig. 1: La carte mondiale de la zone de coup de chaleur. L'étoile indique la position géographique de Brasilia.

de carbone CO, dioxyde de carbone (CO₂), dioxyde de soufre (SO₂), dioxyde d'azote (NO₂) et méthane (CH₄), libérés lors de la combustion de matériaux organiques et/ou inorganiques. Ensuite, nous avons quelques équations qui illustrent ces réactions.

La combustion complète du méthane:



La combustion incomplète du méthane:



L'incinération et l'élimination des déchets par mise en décharge sont les procédures les plus importantes disponibles pour traiter et transporter les déchets médicaux [72]. Le principal problème de l'incinération classique est la cheminée que lance des nombreuses substances a l'environnement avec potentiel toxique constituées de molécules qui s'accumulent dans la chaîne alimentaire comme les dioxines, les furannes et les polychlorobiphényles coplanaires [43]. L'exposition à ces substances peut provoquer de

graves dommages à la santé publique. Plusieurs tentatives ont été faites pour réaliser le traitement de déchets médicaux au niveau local. Malgré tout, la seule forme efficace pour optimiser le procédé pour réduire la formation de ces substances est de garantir des températures bien au-dessus de l'éradication (800°C) et contre la formation de gaz effluent à des températures de $200\text{-}400^{\circ}\text{C}$. Un autre problème est l'incinération des métaux et des matières avec la proportion de métal élevé, tels que le mercure et le cadmium [43]. Seulement par la désagrégation atomique pouvons-nous contrôler l'état ultime de ces matériaux et leurs recombinaisons.

La désagrégation de matière par pyrolyse

Louis de Broglie a considérée l'énergie de masse propre d'une particule comme une chaleur cachée, dérivée d'une énergie interne d'agitation qui ne s'accompagne d'aucune quantité de mouvement d'ensemble [22]. Cette énergie est équivalente à la chaleur conservée par la particule dans un état d'équilibre interne. Ainsi, nous pouvons supposer qu'un matériau soumis à une source de chaleur externe a ses particules reliées entre elles par un champ calorique résonné comprenant la chaleur des émissions de tous les composants du matériau, désormais n'est plus considéré en équilibre. Comme il ya toujours l'échange de chaleur dans des situations réelles, il y aura toujours le champ calorique. Ce placement est important pour comprendre le caractère naturel de considérer la chaleur comme un moyen logique d'obtenir de l'énergie.

Quand un gaz est chauffé à des températures élevées, il ya des changements importants dans ses propriétés. À environ 2000°C , les molécules de gaz commencent à se dissocier dans l'échelle atomique. À 3000°C , les atomes sont ionisés par la perte d'électrons. Ce gaz ionisé est appelé plasma, nom donné par Langmuir(1928). Le plasma est une forme particulière de matière gazeuse qui conduit l'électricité connu sous le nom de «quatrième état de la matière» (solide, liquide, gaz et plasma). Dans l'état de plasma, le gaz atteint des températures extrêmement élevées qui peuvent aller jusqu'à 50000°C en fonction des conditions de production. Bien que le processus de fusion nucléaire qui se produit à l'intérieur des étoiles n'est pas reproduit ici, le principe de base du modèle est le même, à savoir la production de différents matériaux selon un gradient de température

à travers lequel s'écoule le plasma. Ce plasma peut provoquer, dans certaines conditions, un phénomène chimique appelé pyrolyse.

Pyrolyse a été pour attirer l'attention depuis de plusieurs années en raison de son potentiel à produire des biocarburants à partir de déchets organiques [47]. La pyrolyse peut être définie comme la dégradation thermique d'un matériau quelconque en absence totale ou partielle d'un agent oxydant, ou même dans un environnement ayant une concentration capable d'éviter la gazéification intensive de la matière organique à l'oxygène [39]. La pyrolyse se déroule généralement à une température allant de 400°C jusqu'au début du régime de gazéification intensive. Les gaz, les liquides et les solides sont générés dans des proportions différentes, en fonction des paramètres pris en compte, par exemple, la température finale du procédé, la pression de fonctionnement du réacteur de pyrolyse, le temps de séjour des phases solide, liquide et gazeuse à l'intérieur du réacteur, le temps de chauffage des particules, l'environnement gazeux et les propriétés initiales de la masse à se décomposer [39]. En fin de compte, pyrolyse est la décomposition chimique de la substance par la chaleur, pour nos fins, en l'absence d'oxygène. L'utilisation du procédé en tant que source d'énergie a été développée par les allemands la fin de la Seconde Guerre mondiale, qui, sur la base des études de Winkler, a réussi à obtenir des gaz combustibles tels que le méthane et l'isobutane à partir de déchets. Après 1973, avec la crise de l'énergie, la pyrolyse est devenue largement étudiée, car il permet la récupération d'énergie par désintégration thermique des déchets dans une atmosphère contrôlée. Les processus pyrolytiques sont endothermiques, à la différence des processus de gazéification ou de l'incinération. Il est donc nécessaire de fournir de la chaleur au système depuis une source externe, de sorte que la réaction de pyrolyse se déroule, bien au sens de le champ calorique décrit ci-dessus.

De manière surprenante, il existe au Brésil des initiatives intéressantes en faveur de la pyrolyse pour la récupération des matériaux et la désagrégation des déchets urbains. A Santa Catarina, Etat du sud du pays, sans aucun soutien du gouvernement, deux entrepreneurs produisent, à partir de 8 kg de pneus, 0.8 kg d'acier, 1.9 kg d'huile, 2 kg de charbon noir et 2.1 kg de gaz. Bien que ce ne soit pas la pyrolyse solaire et qu'il n'y ait pas de contrôle informatisé, ni une théorie de champ élaborée derrière le phénomène thermodynamique, l'usine fonctionne avec une grande efficacité et montre que nous avons de bonnes conditions de développement technologique si nous devons avoir de bonnes

politiques. En outre, une étude récente d'Apolinário Júnior *et al.* présente une proposition d'utilisation énergétique des déchets urbains solides [4]; ceci signale la formation d'une école nationale dédiée à la recherche de méthodes pyrolytiques applicables à grande échelle dans le contexte des sources renouvelables et durables.

Vers la compréhension de l'utilisation des ressources énergétiques renouvelables, la Figure 2 montre un schéma général précédent du système de l'industrie thermodynamique analysé ici.

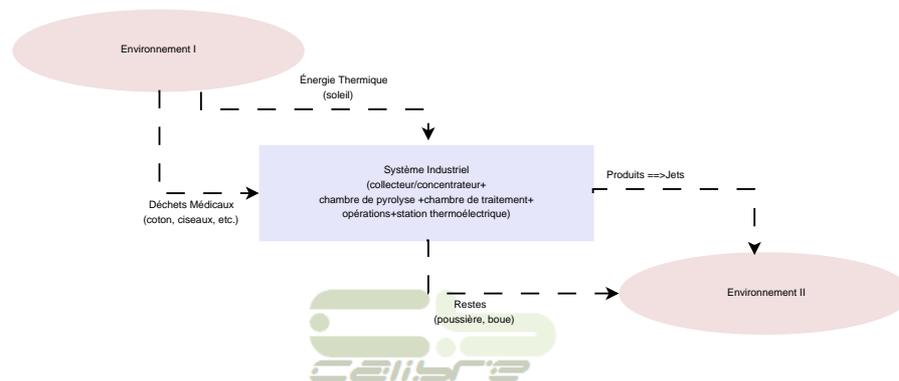


Fig. 2: Schéma de exploitation industrielle pour l'usine proposée dans ce projet.

L'aperçu astrophysique: le intérieur stellaire

Certains croient que la physique, dans les limites pratiques établies, est une science achevée (je trouve beaucoup de ceux qui s'y opposent à l'analyse critique, en particulier parmi les fonctionnaires du gouvernement). Croyances similaires contribuent grandement à la stérilité presque complète de la science pure d'aujourd'hui, en particulier dans les pays du Tiers-Monde, où il est presque impossible de faire une approche audacieuse. Il ya encore beaucoup à être créé. Les faits que nous avons construit une grande connaissance et que nous avons établi les lois générales régissant les dispositifs que nous avons construites ne suppriment pas la possibilité de trouver de nouvelles applications, y compris les exceptions possibles qui violent ces lois établies.

Cela dit, il ya ceux qui ne peuvent pas voir la pertinence de cette approche pour ce qui va suivre. Ceci est principalement dû à la pauvreté d'interdisciplinarité qui règne dans le milieu universitaire contemporaine. En effet, il est beaucoup plus rationnelle d'examiner les bases naturelles pour l'introduction de nouvelles idées que travailler sans perspectives phénoménales connus. De cette façon, je vais faire un grand effort pour clarifier mes idées, avec la certitude que le lecteur fera également son travail intellectuel complémentaire plutôt que de se contenter d'une attitude simpliste et superficielle absolument contre-productif.

Les étoiles sont les corps gazeux extrêmement turbulents et chauds. Exception faite pour le domaine émergent de l'astérosismologie, nous permettant d'effectuer une étude d'observation plus directe des intérieurs stellaires, la face interne des étoiles est effectivement invisible pour les observateurs extérieurs, de sorte que toutes les informations que nous recevons proviennent de leurs atmosphères. Tout ce que nous avons vraiment c'est un ensemble cohérent d'hypothèses et de présupposés fondés en grande partie sur des propositions très simplistes.

L'étude des intérieurs stellaires a pour but de déterminer la variation interne des principales propriétés physiques des étoiles. Pour simplifier cette tâche difficile, nous introduisons des représentations approximatives pour quantifier la physique au sein de ces merveilleux objets. L'existence préalable d'un gradient de température dans l'étoile, à générer un résultat non nul orienté des régions centrales les plus chaudes jusqu'à des régions périphériques les plus froides, est la base analogique de mon concept de traitement plus nette des déchets médicaux.

Le patrimoine des étoiles

Nous savons que tout ce qui est produit à l'origine dans les étoiles, de sorte que nous sommes fondamentalement fait de poussière d'étoiles. En raison du gradient de température, comme décrit ci-dessus, il ya un flux de transformations de matières nucléaires à partir du four au centre de l'étoile à ses couches supérieures. L'hydrogène, le deutérium, l'hélium, le carbone, l'oxygène, le néon, le magnésium, le silicium, le fer, tous les éléments synthétisés dans les réactions physiques et chimiques qui ont lieu dans des fours

stellaires constituée la masse à partir de laquelle les planètes ont été faites et tout ce qu'ils pouvaient abriter en termes de la matière organique.

Compte tenu de ce fait, il devient plus facile de comprendre le concept majeur de la proposition présentée ici, car il n'y a pas de mystère pour désagréger la matière dans ses composantes élémentaires si nous continuons le processus sous contrôle avec des températures correctes. Il est évident que ce n'est pas le cas de la reproduction des réactions nucléaires à l'intérieur des étoiles, ni ses conditions extrêmes de température, mais la replication du principe du gradient de température, se rapportant à chaque couche en degrés celcius le recyclage des éléments compatibles avec les distinctes températures.

Le modèle de flux polytropique

Le système est dit être polytropique si la pression P ne dépend pas de la température, mais de la densité. Ce modèle est très utile pour l'étude de l'évolution stellaire. Une excellente étude analytique des modèles polytropiques a été réalisée par Zel'dovich et Novikov [89], réimprimé par Dover Books en 2011. Pour comprendre le degré de simplification de la théorie mise au point, nous devrions partir du principe de l'équilibre hydrostatique, selon lequel la force de gravité et la pression dans le *layershell* de rayon r obéit à la condition stationnaire

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r), \quad (1)$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}, \quad (2)$$

à partir de laquelle on déduit, pour une étoile sphérique,

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{dP}{dr} \frac{r^2}{\rho} \right) = -4\pi G r^2 \rho. \quad (3)$$

En la présente explication, P est la pression, ρ la densité au rayon r , M est la masse globale au rayon r , et G est la constante gravitationnelle d'habitude. De la deuxième équation du système ci-dessus

$$\frac{r^2}{G\rho(r)} \frac{dP}{dr} = -M(r); \quad (4)$$

$$-\frac{dM(r)}{dr} = \frac{r^2}{G\rho} \frac{d^2P}{dr^2} + \frac{2r}{G\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{r^2}{G\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \frac{dP}{dr}; \quad (5)$$

$$\frac{r^2}{G\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \frac{dP}{dr} - \frac{r^2}{G\rho} \frac{d^2P}{dr^2} - \frac{2r}{G\rho} \frac{dP}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r); \quad (6)$$

$$\frac{r^2}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \frac{dP}{dr} - \frac{r^2}{\rho} \frac{d^2P}{dr^2} - \frac{2r}{\rho} \frac{dP}{dr} = 4\pi Gr^2 \rho. \quad (7)$$

Mais,

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{dP}{dr} \frac{r^2}{\rho} \right) = \frac{d^2P}{dr^2} \frac{r^2}{\rho} + \frac{2r}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{dP}{dr} \frac{r^2}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr}; \quad (8)$$

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{dP}{dr} \frac{r^2}{\rho} \right) = -4\pi Gr^2 \rho. \quad (9)$$

Après, puisque l'équation d'état qui décrit l'étoile polytropicque est de la forme $P = K\rho^{1+1/n}$, avec n (l'indice polytropicque) et K étant des constantes tout au long de l'étoile,

$$\frac{dP}{dr} = \frac{n+1}{n} K\rho^{1/n} \frac{d\rho}{dr}; \quad (10)$$

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{n+1}{n} K\rho^{1/n} \frac{d\rho}{dr} \frac{r^2}{\rho} \right) = -4\pi Gr^2 \rho; \quad (11)$$

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \rho^{-1/n} \frac{d\rho}{dr} \right) = -\frac{n}{n+1} \frac{4\pi Gr^2 \rho}{K}. \quad (12)$$

Pour établir les conditions aux limites du problème, il est intéressant d'adopter les remplacements suivants:

$$r = ax, \rho = by^n. \quad (13)$$

Pour le centre de l'étoile $r \rightarrow 0, x \rightarrow 0$. Dans ces circonstances, il est commode que $y \rightarrow 1$, à partir de laquelle, $\rho = \rho_c y^n \rightarrow \rho = \rho_c$ (au centre). De même, pour la surface nous avons,

$$r \rightarrow R, x \rightarrow x(R) = R/a, \quad (14)$$

avec $\rho \rightarrow 0$ ($y \rightarrow 0$). Ces nouvelles variables doivent être substitués dans l'équation

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \rho^{\frac{1}{n}-1} \frac{d\rho}{dr} \right) = -\frac{n}{n+1} \frac{4\pi Gr^2 \rho}{K}, \quad (15)$$

de sorte que, pour $dr = adx$,

$$\frac{1}{a} = \frac{dx}{dr}, \frac{1}{adx} = \frac{1}{dr}$$

et

$$\frac{d\rho}{dr} = \frac{d\rho}{dy} \frac{dy}{dr} = n\rho_c y^{n-1} \frac{dy}{dr} = n\rho_c y^{n-1} \frac{dy}{adx},$$

nous avons

$$\frac{d}{adx} \left(a^2 x^2 \rho_c^{\frac{1}{n}-1} n \rho_c y^{n-1} \frac{1}{a} \frac{dy}{dx} \right) = -\frac{n}{n+1} \frac{4\pi G r^2 \rho}{K}; \quad (16)$$

$$\frac{d}{adx} \left(a^2 x^2 (\rho_c y^n)^{\frac{1}{n}-1} n \rho_c y^{n-1} \frac{1}{a} \frac{dy}{dx} \right) = -\frac{4\pi G}{K} \frac{1}{n+1} n a^2 x^2 \rho_c y^n; \quad (17)$$

$$\frac{d}{a^2 dx} \left(x^2 \rho_c^{\frac{1-n}{n}} \underbrace{y^{1-n} y^{n-1}}_1 \frac{dy}{dx} \right) = -\frac{4\pi G}{K} \frac{1}{n+1} x^2 y^n; \quad (18)$$

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dy}{dx} \right) = -\frac{4\pi G}{K} \rho_c^{\frac{n-1}{n}} \frac{y^n}{n+1} a^2. \quad (19)$$

Pour plus de commodité formelle, il est nécessaire que

$$a^2 = \frac{(n+1)K}{4\pi G \rho_c^{\frac{n-1}{n}}}, \quad (20)$$

ce qui conduit à $\frac{4\pi G}{K} \rho_c^{\frac{n-1}{n}} \frac{a^2}{n+1} = 1$. Par conséquent,

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dy}{dx} \right) = -\frac{4\pi G}{K} \rho_c^{\frac{n-1}{n}} \frac{y^n}{n+1} a^2 \quad (21)$$

réduit à

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dy}{dx} \right) = -y^n; \quad (22)$$

$$\frac{1}{x^2} 2x \frac{dy}{dx} + \frac{1}{x^2} x^2 \frac{d^2 y}{dx^2} + y^n = 0; \quad (23)$$

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{dy}{dx} + y^n = 0. \quad (24)$$

La solution de cette dernière équation, appelée équation de Lane-Emden, détermine la structure interne des étoiles polytropiques. Une remarque importante à propos de cette équation est que la déduction est indépendante de toute considération sur le transport d'énergie en question, en supposant que ce transport est implicitement déterminée par l'équation polytropique lui-même. Polytropes avec $n > 5$ ont un rayon infini. Pour chaque

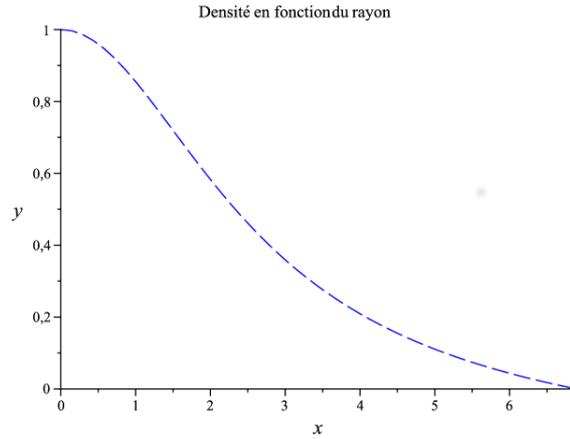


Fig. 3: Modèle polytropique sphérique pour $n = 3$.

valeur de n n'y a qu'une seule solution à l'équation de Lane-Emden. Chandrasekhar considéré le problème mathématique de détermination de la structure d'une configuration d'équilibre dans laquelle la pression et la densité de la sphère polytropique sont liés. Il a déterminé une solution en série de puissance admis par l'équation de Lane-Emden quand il modélise la distribution de densité [25]; Il résolve l'équation de façon explicite pour les trois valeurs de n : 0, 1 et 5. Schwarzschild a utilisé l'indice polytropique pour écrire la condition de stabilité de l'équilibre radiatif dans une étoile [79]. Il ya aussi des recherches intéressantes sur l'application de la statistique de Kaniadakis dans l'étude des modèles polytropiques; Bento *et al* ont imposé le lien de la masse et d'énergie finies pour en déduire la relation entre le dite paramètre d'entropie (k) avec l'indice polytropique de l'étoile (n), montrant que l'entropie de Kaniadakis devient un concept efficace pour déterminer les fonctions de distribution physiquement significatives; a la fin, ils ont constaté que, la comparaison de l'indice polytropique avec le paramètre de Kaniadakis, dans une analyse graphique, donne une bonne approche théorique à une certaine classe d'étoiles polytropiques [15]. Cependant, le modèle de flux polytropique n'est pas limitée à l'étude de l'intérieur des étoiles. Barenblatt obtient numériquement la distribution de température à travers d'un récipient cylindrique dans lequel les parois sont périodique-

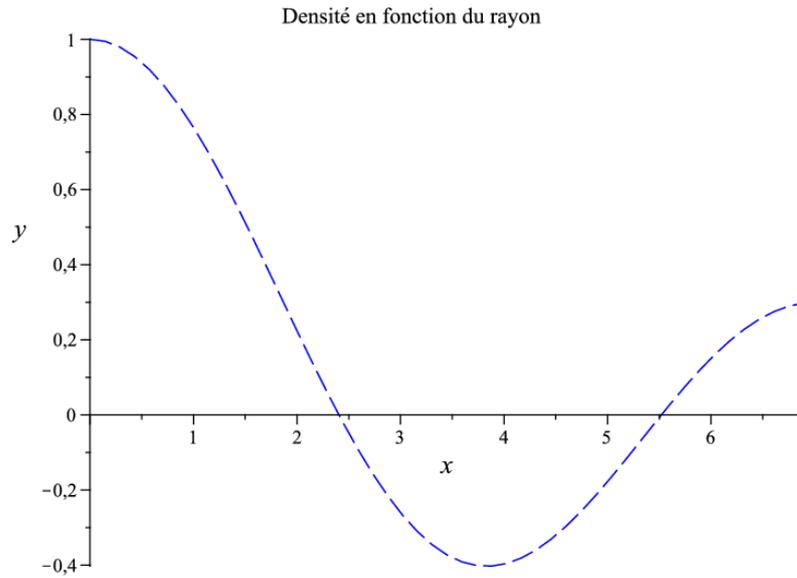


Fig. 4: Modèle polytropique cylindrique pour $n = 1$.

ment thermiquement conductrices [11]; Gelfand étudié l'auto-allumage d'un mélange de gaz chimiquement actif, dans le cylindre et dans un récipient sphérique [36].

Moyens d'optimiser un processus polytropique

Le contrôle de la production d'entropie commence par l'optimisation de la concentration et de la diffusion de chaleur dans la chambre de pyrolyse. En parallèle, il est essentiel de gérer le flux de matières à recycler. On peut supposer que la diminution de la densité conduit à une augmentation de la variation d'entropie à la chambre de recyclage, de sorte qu'il serait intéressant de contrôler le processus afin de maintenir la densité stable tout au long de l'espace de diffusion. Comme on le sait, il est impossible de convertir toute l'énergie thermique en travail, parce qu'il y aura toujours une partie de la chaleur liée au système, ce qui contribue également à l'augmentation globale de la variation

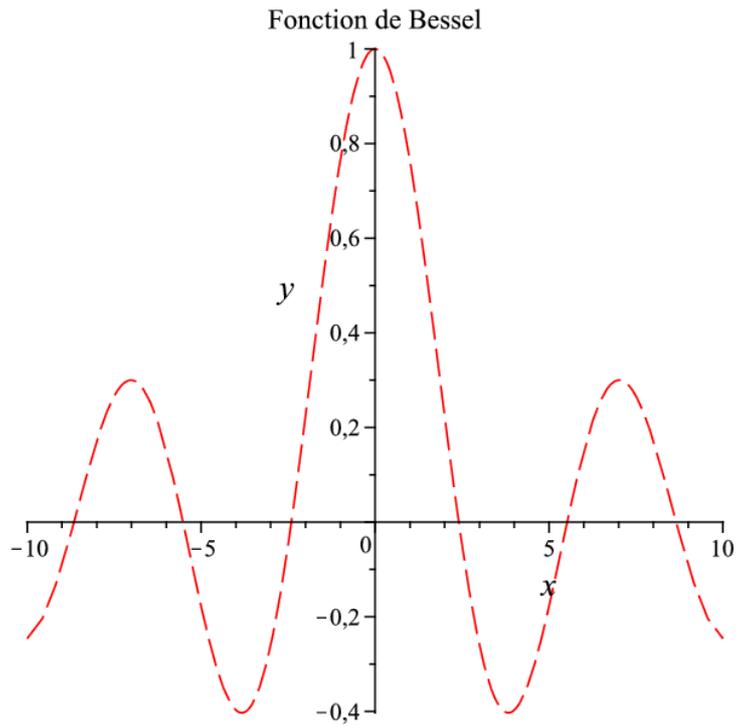


Fig. 5: Solution pour l'équation de Lane-Emden cylindrique.

d'entropie. Pour rendre minimum le taux de l'augmentation de l'entropie d'un système thermodynamique de recyclage, il est nécessaire de contrôler la circulation des déchets afin de maintenir un équilibre entre l'entrée des matériaux de pyrolyse et la sortie des produits recyclés.

Revenant à la question de la concentration et de la diffusion de chaleur, il est intéressant de savoir comment nous pourrions améliorer les performances du système du point de vue de la physique-mathématique au récepteur solaire cylindrique de la chambre de pyrolyse. Or, afin d'améliorer un processus polytropique, comme nous l'avons vu pour le comportement de la densité sans dimension en fonction de la coordonnée sans dimension de l'espace, nous devons garder la densité sans dimension élevée au-dessus de la plus

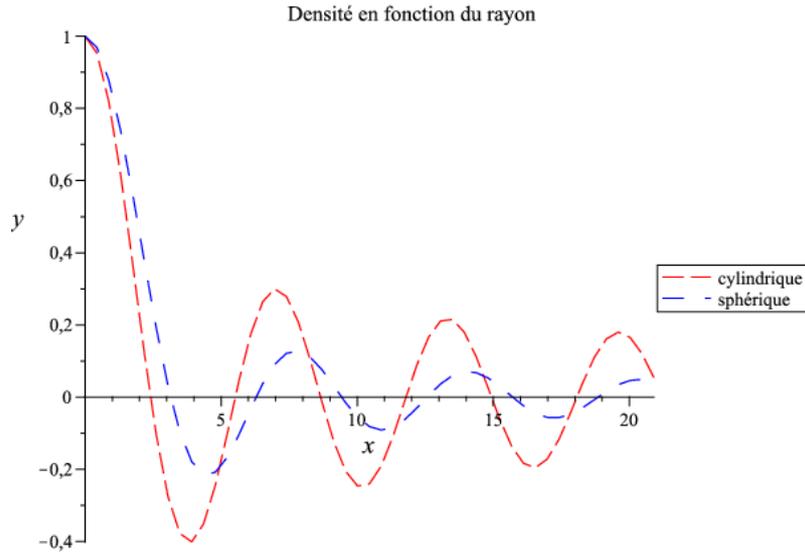


Fig. 6: Solutions pour l'équations de Lane-Emden cylindrique et sphérique ($n = 1$).

grande distance (rayon) possible. Par souci de simplicité, je conçois une équation polytropic «étrange» pour la fonction $y(x)$. En demandant comment est le comportement de la fonction $y(x)$, par conjecture, et ce que cela signifie dans des conditions «étranges», nous devons garder à l'esprit ce que cela signifie avant d'envisager cette «étrange» équation. Nous allons donc prendre la forme

$$3y(x) \frac{d^2}{dx^2} y(x) + \left(\frac{d}{dx} y(x) \right)^2 + 4y(x) \frac{d}{dx} y(x) + y(x)^2 - 1 = 0. \quad (25)$$

Cette équation n'est pas, en principe, une représentation d'une évolution polytropic. Cependant, prenons un système formé par l'équation de Lane-Emden avec $n = 2$ et pour cette dernière équation

$$y(x)^2 = -\frac{1}{x^2} \left(2x \frac{d}{dx} y(x) + x^2 \frac{d^2}{dx^2} y(x) \right)$$

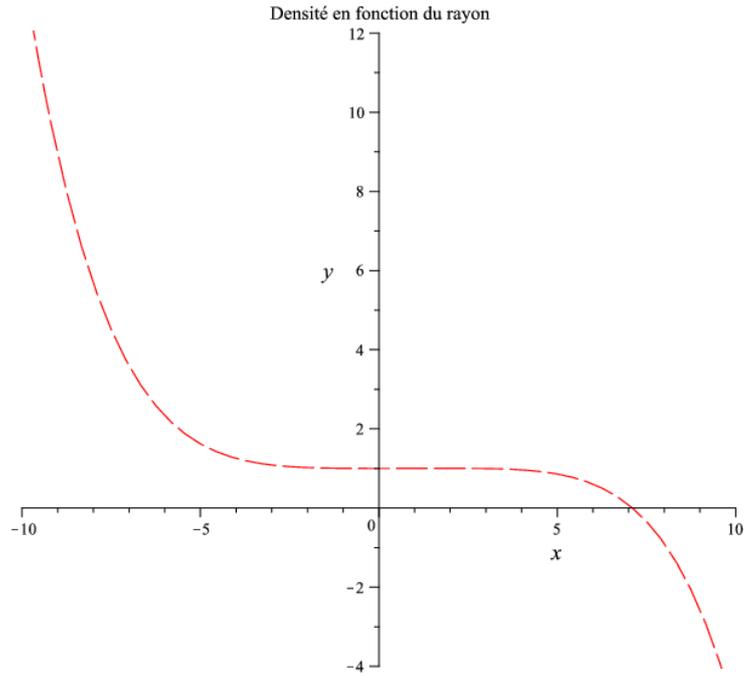


Fig. 7: Solution pour l'équation combiné Lane-Emden/Langmuir ($n = 2$).

$$y(x)^2 = -3y(x) \frac{d^2}{dx^2} y(x) - \left(\frac{d}{dx} y(x) \right)^2 - 4y(x) \frac{d}{dx} y(x) + 1. \quad (26)$$

En supposant que les variables gardent le même sens, et que la densité sans dimension se réfère ici à une «densité calorique» qui diminue avec l'augmentation de la distance du point focal, nous pouvons écrire, dans le vide

$$\begin{aligned} -\frac{1}{x^2} \left(2x \frac{d}{dx} y(x) + x^2 \frac{d^2}{dx^2} y(x) \right) + 3y(x) \frac{d^2}{dx^2} y(x) + \left(\frac{d}{dx} y(x) \right)^2 \\ + 4y(x) \frac{d}{dx} y(x) - 1 = 0. \end{aligned} \quad (27)$$

Maintenant, en conservant les mêmes conditions initiales précédentes, la solution de cette équation en série de puissances est

$$y(x) = 10 + \frac{1}{54}x^2 - \frac{5}{567}x^3 + \frac{2153}{694008}x^4 - \frac{1126}{1301265}x^5 + O(x^6). \quad (28)$$

La Figure 7 montre la courbe de cette solution, c'est-à-dire, la densité relativement stable dans un rayon plus long. L'équation «étrange» est dit «l'équation de Langmuir». En 1923, la recherche de Langmuir dans la théorie de le flux à vide d'un courant à partir d'une cathode chaude à une anode chargée positivement conduit à la l'équation (25). Comme décrit Langmuir, l'anode et la cathode sont des cylindres coaxiaux; la cathode est incorporée dans l'anode. Perçoit-on qu'il s'agit ici de deux choses à la fois: 1) par analogie, ce que je propose est d'appliquer la même équation pour décrire le flux de chaleur à partir d'une région la plus chaude jusqu'à une région plus froide le long d'un rayon de diffusion cylindrique, 2) a la fois sous un régime polytropique. Selon cette interprétation, il est raisonnable de s'attendre la meilleure diffusion possible de la chaleur d'entrée, en introduisant un processus moins entropique non spontanée (voir la section 2.3). Cette analogie fonctionne bien pour l'indice polytropique égal à 2 parce que l'équation de Langmuir se présente quadratique en $y(x)$. En voyant la chambre de recyclage comme ayant une symétrie cylindrique, pour atteindre bonnes performances nous devons nous assurer d'une connexion parfaite entre le cylindre interne, récepteur de rayonnement solaire concentré, et le cylindre externe (voir Figure 13), et de garantir l'excellente qualité des deux. Mais, une fois que la chambre est un tambour creux, nous devons comprendre que ces cylindres se réfèrent uniquement à l'un des parois circulaires de la chambre, à savoir, la paroi en face de la réception de la lumière du soleil concentrée.

Prémisse théorique pour la conception d'un réacteur pyrolytique

L'équation (24) est bien adapté à des symétries sphériques. Au départ, lorsque l'on étudie une chambre de pyrolyse, comme on l'a fait ci-dessus, on est tenté de considérer une symétrie cylindrique pour le modèle de la chambre, quelque chose comme un tambour cylindrique de longueur infinie à l'écoulement de matériaux. Dans de telles circonstances,

l'équation de Lane-Emden prend la forme

$$\frac{d^2}{dx^2}y(x) + \frac{1}{x} \frac{d}{dx}y(x) + y(x) = 0, \quad (29)$$

avec $n = 1$ — exactement comme considéré par Jeans en 1914 dans son étude sur des cylindres rotatifs gazeux [44] — sous les conditions aux limites $y(0) = 1$ et $y'(0) = 0$ (voir la Figure 6). Cette équation est un cas particulier de l'équation de Bessel

$$x^2 \frac{d^2}{dx^2}y(x) + x \frac{d}{dx}y(x) + (x^2 - \alpha^2) y(x) = 0 \quad (30)$$

lorsque $\alpha = 0$. Par conséquent, la solution est de la forme $y(x) = BesselJ(0, x)$. Or, fonctions de Bessel sont également connues en tant que fonctions cylindriques (les harmoniques cylindriques), car ils apparaissent dans la solution de l'équation de Laplace en coordonnées cylindriques. Certaines illustrations permettent une évaluation comparative entre les solutions des équations discutés ici. La Figure 3 se réfère à un polytrophe de symétrie sphérique avec $n = 3$. La Figure 4 montre le modèle polytropique cylindrique ($n = 1$). Les Figures 5 et 6 montrent respectivement la fonction de Bessel et la comparaison entre les solutions sphérique et cylindrique de l'équation de Lane-Emden.

Comme je l'ai laissé entendre ci-dessus, le lecteur peut imaginer que, au moins théoriquement, on pourrait utiliser un modèle régi par une fonction de Bessel pour rendre compte du phénomène physique à l'intérieur de la chambre de pyrolyse. Cependant, ce ne serait pas une conjecture appropriée, compte tenu de la proposition d'établir un modèle de contrôle de l'entropie produite. Ceci est parce que, entre autres raisons, je choisis de construire une représentation complètement différent pour établir une théorie du guidage de l'évolution physique de la pyrolyse du matériau dans la chambre de recyclage. Comme ça, peut-on imaginer que la chambre de pyrolyse est un dispositif cylindrique de chargement et de transfert des matériaux qui passent dans un récipient de recyclage que l'on veut couper transversalement par des lignes isothermes qui définissent le gradient de température.

Conçue comme un récipient cylindrique, la chambre de pyrolyse doit avoir une fenêtre, d'épaisseur compatible avec l'épaisseur de la paroi de graphite, sur laquelle le faisceau de lumière du soleil est focalisé. Dans le projet discuté ici, telle fenêtre a été

créé en fonction de la section transversale du cylindre (Figure 13), étant, à son tour, un disque intégré à un plus grand disque.

Le cylindre discoïdale récepteur de faisceau solaire focale peut être constitué par une fenêtre en quartz intégré dans le cylindre discoïdale de graphite (Figure 13). La motivation pour l'incorporation d'une fenêtre en quartz, traité comme une couche de verre semi-transparent, est qu'elle a des propriétés optiques (dont l'exploitation est souhaitable pour des raisons d'efficacité) qui dépendent du spectre et de l'orientation, deux facteurs qui influencent sa distribution de température mesurée par thermographie infrarouge. Une partie de la chaleur est rayonnée directement à la vide interne; l'autre partie est rayonnée à travers la paroi de graphite. Dans ce dernier cas, on peut dire que l'équation (27) définit, en première approximation, les limites de l'irradiation à l'intersection entre la section droite du cylindre (pris à l'extrémité qui est la cible du rayonnement concentré) et une sphère figurative inscrite — dont le diamètre est égal à la largeur du cylindre — dans la région très proche du diamètre de la sphère (il est considéré que la symétrie sphérique survit en ce que l'irradiation de la chaleur est radial dans un très court cylindre, de manière à approcher la découpe circulaire diamétrale d'une sphère). A partir du processus déjà engagée conformément à cette équation sur le segment focal cylindrique de la chambre de pyrolyse, un champ calorique efficace est établi à l'intérieur de la chambre. Ainsi, nous avons une description plus complète du système du point de vue de l'énergie thermique. La physique des champs caloriques dans les systèmes thermodynamiques d'ingénierie sous entropie contrôlée est examinée au Chapitre III.

Bréviaire optique sur la fenêtre de quartz

Comme nous l'avons vu ci-dessus, le but est de chauffer la chambre de la façon plus efficace possible, en tirant parti des propriétés radiatives thermiques du quartz. Cela nécessite l'établissement des bases formelles de l'échange radiatif entre les surfaces de la chambre du réacteur et sa fenêtre en quartz. Il existe peu de travaux qui sont dédiés à décrire l'application d'une fenêtre en quartz. Selon Siegel et Howell, dans son ouvrage classique sur le transfert de chaleur par radiation thermique [80], la réflectance spectrale directionnelle R'_λ , l'absorbance A'_λ et la transmittance U'_λ , pour une certaine longueur d'onde λ , d'une dalle semi-transparente de verre de quartz sont liées à ses propriétés

radiatives int ensifs travers

$$R'_\lambda = \rho'_\lambda \left[1 + \frac{(1 - \rho'_\lambda)^2 \tau'^2_\lambda}{1 - \rho'^2_\lambda \tau'^2_\lambda} \right] \quad (31)$$

$$A'_\lambda = \frac{(1 - \rho'_\lambda)(1 - \tau'_\lambda)}{1 - \rho'_\lambda \tau'_\lambda}, \quad (32)$$

$$U'_\lambda = \frac{(1 - \rho'_\lambda)^2 \tau'_\lambda}{1 - \rho'^2_\lambda \tau'^2_\lambda}, \quad (33)$$

où ρ'_λ est la réflectivité de la surface, et τ'_λ est la transmittance interne donnée par

$$\tau'_\lambda \equiv \exp(-a_\lambda s'_\lambda), \quad (34)$$

étant a_λ le coefficient d'absorption et s'_λ la longueur du chemin optique telles que

$$a_\lambda = \frac{4\pi\kappa_\lambda}{\lambda}, \quad (35)$$

$$s'_\lambda = \frac{l_{glass}}{\cos \alpha}, \quad (36)$$

avec l'angle de réfraction α calculé de la loi de Snell, l_{glass} étant l'épaisseur du verre de quartz, et κ_λ étant le coefficient d'extinction. Les relations de Fresnel pour un moyen absorbant fournissent les composantes perpendiculaire et parallèle de la réflectivité de la surface,

$$\rho'_{\perp,\lambda} = \frac{(\cos \theta - \Xi'_\lambda)^2 + \zeta'^2_\lambda}{(\cos \theta + \Xi'_\lambda)^2 + \zeta'^2_\lambda}, \quad (37)$$

$$\rho'_{\parallel,\lambda} = \frac{(\Xi'_\lambda - \sin \theta \tan \theta)^2 + \zeta'^2_\lambda}{(\Xi'_\lambda + \sin \theta \tan \theta)^2 + \zeta'^2_\lambda} \rho'_{\perp,\lambda}, \quad (38)$$

dans lesquelles les quantités

$$\Xi'^2_\lambda = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(n_\lambda^2 - \kappa_\lambda^2 - \sin^2 \theta)^2 + 4n_\lambda^2 \kappa_\lambda^2} + (n_\lambda^2 - \kappa_\lambda^2 - \sin^2 \theta) \right] \quad (39)$$

et

$$\zeta'_\lambda = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(n_\lambda^2 - \kappa_\lambda^2 - \sin^2 \theta\right)^2 + 4n_\lambda^2 \kappa_\lambda^2} - \left(n_\lambda^2 - \kappa_\lambda^2 - \sin^2 \theta\right) \right] \quad (40)$$

proviennent de la forme généralisée de la loi de Snell , où n_λ et κ_λ représentent la partie réelle (indice de réfraction) et la partie imaginaire (coefficient d'extinction) de l'indice de réfraction complexe du verre de quartz, respectivement. En raison de la loi de Kirchhoff , l'émittance spectrale directionnelle du verre de quartz a été déterminée par

$$E'_\lambda = A'_\lambda. \quad (41)$$

En résumé, le calcul a pour but de garantir que l'absorption et la réflexion de la lumière entrante sont minimales, compte tenu du spectre solaire allant de 200 nm à 4000 nm. Considérant que la performance optique de la fenêtre repose en partie sur son efficacité optique, définie comme la fraction de la radiance spectrale incident I_λ qui est transmis à travers la fenêtre dans la cavité de la chambre de pyrolyse, on peut dire que la transmittance totale pour tous les longueurs d'onde pour une fenêtre de 10 mm d'épaisseur est

$$U' = \frac{\int I_\lambda U'_\lambda d\lambda}{\int I_\lambda d\lambda}. \quad (42)$$

Dans le prototype de la chambre, pour la fenêtre de quartz a été choisi le matériau connu sous le nom de *GE 214*, constitué par la grille naturel de dioxyde de silicium cristallin (SiO_2), avec une transmittance moyenne de 92,8%, bien que la forme et les dimensions exactes de la fenêtre sont encore à l'étude.

Selon Mande et Miller [53], un obstacle majeur rencontré au début de la recherche sur l'élaboration de fenêtres en verre de quartz a été le chauffage excessif de la fenêtre. Notamment à des températures élevées, il ya un danger de recristallisation du quartz, en raison de laquelle l'écaillage et la fissuration de la fenêtre peuvent être possibles, ce qui conduirait à la dégradation du verre au fil du temps. Par conséquent, la fenêtre de la chambre de pyrolyse doit être muni d'un dispositif de refroidissement fiable qui permettra d'éviter sa surchauffe. Finalement, il est souhaitable que la cavité est rotatif, étant donné que la rotation empêche la poursuite de points chauds dus à la non-uniformité du flux solaire incident. De là, la bonne conductivité thermique du graphite est en charge de la fonction de confinement du champ calorique qui est établi dans la cavité.

La contribution du modèle polytropique pour la plante

Comme nous l'avons vu, le profil de la densité et de la pression en fonction de la distance du centre est donnée par l'équation de Lane-Emden. Le flux polytropique comme déjà décrit montre en outre une relation fonctionnelle particulière entre la pression \mathcal{P} et le volume V de gaz au cours d'un processus ⁴, de telle sorte que nous pouvons écrire

$$\mathcal{P} = \frac{C^{te}}{V^n} = \frac{\mathcal{P}_1 V_1^n}{V^n} = \frac{\mathcal{P}_2 V_2^n}{V^n}. \quad (43)$$

Pour ce type de flux, nous pouvons déduire de cette expression

$$\int_1^2 \mathcal{P} dV = C^{te} \int_1^2 \frac{dV}{V^n} = C^{te} \left. \frac{V^{-n+1}}{-n+1} \right|_1^2 = \frac{C^{te}}{1-n} (V_2^{1-n} - V_1^{1-n}) = \quad (44)$$

$$\frac{\mathcal{P}_2 V_2^n V_2^{1-n} - \mathcal{P}_1 V_1^n V_1^{1-n}}{1-n} = \frac{\mathcal{P}_2 V_2 - \mathcal{P}_1 V_1}{1-n}. \quad (45)$$

Au sein de la chambre de pyrolyse qui sera décrit plus tard, est formé une atmosphère de gaz provenant de la désagrégation des matériaux. Dans une telle atmosphère maintenue sous contrôle – sur la base de l'équilibre de l'échange de chaleur avec l'environnement – et soi-disant au cours d'un cycle thermodynamique idéal, la construction (45) est valable en ce qui concerne les aspects de la dynamique d'écoulement du gaz. Mais il faut dire, toutefois, qu'il peut y avoir des cas où un processus polytropique se produit dans un gaz non-idéal.

Basé sur la connaissance des pressions et des volumes de matériau au début et à la fin du processus dans la cavité de pyrolyse est possible de calculer l'indice polytropique n pour l'évolution thermodynamique qui relie directement le point de plus grande pression au point de plus basse pression

$$\mathcal{P}_1 V_1^n = \mathcal{P}_2 V_2^n, \quad (46)$$

$$\ln \mathcal{P}_1 + n \ln V_1 = \ln \mathcal{P}_2 + n \ln V_2, \quad (47)$$

⁴ En effet, Radcenco [71] a prouvé que les lois fondamentales des systèmes naturels avec interactions dissipatives et conservatives pouvaient être décrites sur la base d'une seule équation, soit $XY^n = Const$ ou $Y = Const \times X^n$, appelée équation du polytrope généralisé conservatif, où $n \in (0, \infty)$ est un exposant polytropique généralisé caractérisant l'intensité de l'interaction, Y est la force généralisée et X est un déplacement généralisé.

$$n \ln V_1 - n \ln V_2 = \ln \mathcal{P}_2 - \ln \mathcal{P}_1, \quad (48)$$

$$n (\ln V_2 - \ln V_1) = \ln \mathcal{P}_1 - \ln \mathcal{P}_2, \quad (49)$$

$$n = \frac{\ln \mathcal{P}_1 - \ln \mathcal{P}_2}{\ln V_2 - \ln V_1} = \frac{\ln (\mathcal{P}_1/\mathcal{P}_2)}{\ln (V_2/V_1)}. \quad (50)$$

Le rendement thermique d'un réacteur de pyrolyse en termes de puissance produite pour le rendre auto-viable peut maintenant être obtenu à partir de l'association entre l'indice polytropique et le volume de matériau, de telle sorte que

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{(V_1/V_2)^{n-1}}. \quad (51)$$

Quelques observations sur la cristallisation

Parmi tant de déchets solides traitables dans notre dispositif de pyrolyse solaire, il y a certainement des matériaux qui peuvent être cristallisés. Il sera intéressant de passer en revue la théorie essentielle du phénomène afin que nous puissions déterminer les variables de contrôle nécessaires si nous souhaitons dériver à l'avenir certains cristaux du recyclage pyrolytique.

Cristalliser, artificiellement ou non, c'est suivre un processus de solidification ordonnée, de sorte que l'énergie d'interaction entre les quanta des champs existants soit minimale, et que l'interaction se produise toujours de façon régulière. Strictement parlant, il existe une association claire entre l'énergie d'interaction minimale et la minimisation du taux de changement d'entropie par la sélection du chemin de solidification ordonné représenté dans l'espace des phases. Comme le remarquait bien Nishinaga, «il y a un art et une science de la croissance du cristal» [62], étant fondamentale pour la maîtrise des deux la connaissance de la thermodynamique. Les approches pédagogiquement plus productives commencent à partir de la soi-disant nucléation entre les corpuscules de vapeur d'eau, formant des gouttes de pluie. C'est à travers cette approche que nous élucidons le mécanisme de formation et de croissance des cristaux de neige, un paradigme pour la généralisation de la théorie cinétique de la cristallisation.

Une fois compris le déroulement de la nucléation de la vapeur d'eau, il est facile d'étendre le processus à n'importe quel matériau, qu'il soit polymère, métallique ou céramique. De plus, la température a une grande influence sur la forme de la surface des

cristaux (qu'ils soient lisses ou ondulés), ce qui démontre l'utilité de la thermodynamique pour la compréhension de l'état cristallin de surface. Dans le présent essai scientifique, nous ne tiendrons compte que de la nucléation homogène, c'est-à-dire, qui se produit dans des matériaux de grande pureté.

Du point de vue de la thermodynamique, pour toutes les matières cristallisables, l'énergie libre de la phase cristalline, \mathfrak{E}_c , sera inférieure à celle de la phase liquide, \mathfrak{E}_l , pour des températures inférieures au point de fusion. A la température de fusion, la différence d'énergie libre, $\mathfrak{E}_c - \mathfrak{E}_l$, est égale à zéro. Nous l'appelons «différence de potentiel thermique libre»; il augmente avec la température décroissante. Une telle corrélation n'indique pas en soi une cristallinité virtuelle du matériau; il existe une barrière thermodynamique à surmonter du fait de l'apparition d'une surface de jonction entre la phase liquide et la phase cristalline, dont l'énergie libre doit être incluse dans le calcul total.

Ainsi, pour la formation d'un embryon de cristallisation sphérique de rayon r et de composition chimique constante, la barrière thermodynamique sera connue au moyen de l'expression de l'énergie libre totale Figure (8),

$$\mathfrak{U}_{(r)} = \frac{4}{3}\pi r^3 (\mathfrak{E}_c - \mathfrak{E}_l) + \frac{4}{3}\pi r^2 \sigma, \quad (52)$$

où $\mathfrak{E}_c - \mathfrak{E}_l$ est la différence de potentiel thermique libre entre les deux phases, et σ est l'énergie libre spécifique de la surface de jonction. Le second terme est toujours positif et augmente avec r^2 , tandis que le premier terme est toujours négatif, décroissant avec r^3 . La combinaison des deux fournit la courbe de la Figure (8), s'élevant jusqu'au point d'inflexion ($d\mathfrak{U}_{(r)}/dr = 0$) où la barrière thermodynamique susmentionnée est enregistrée. Jusqu'à ce point prédomine la propension de l'énergie libre spécifique, où elle perd alors sa prédominance pour laisser la place à la prédominance de la différence de potentiel thermique libre.

En résumé, ce raisonnement a été développé pour garder à l'esprit la possibilité d'inclure parmi les potentialités du dispositif de pyrolyse celui qui est lié à la récupération des structures cristallines.

Énergie libre totale en fonction du rayon

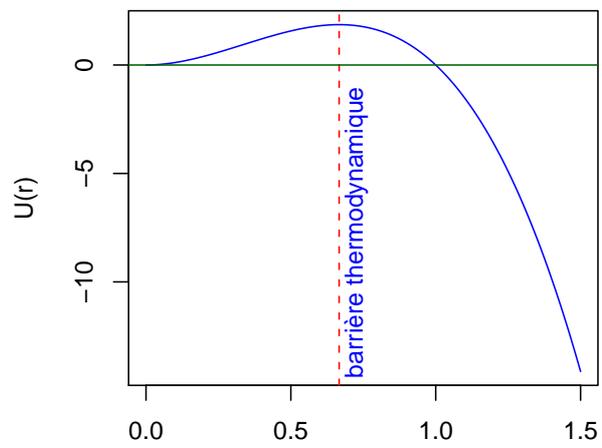
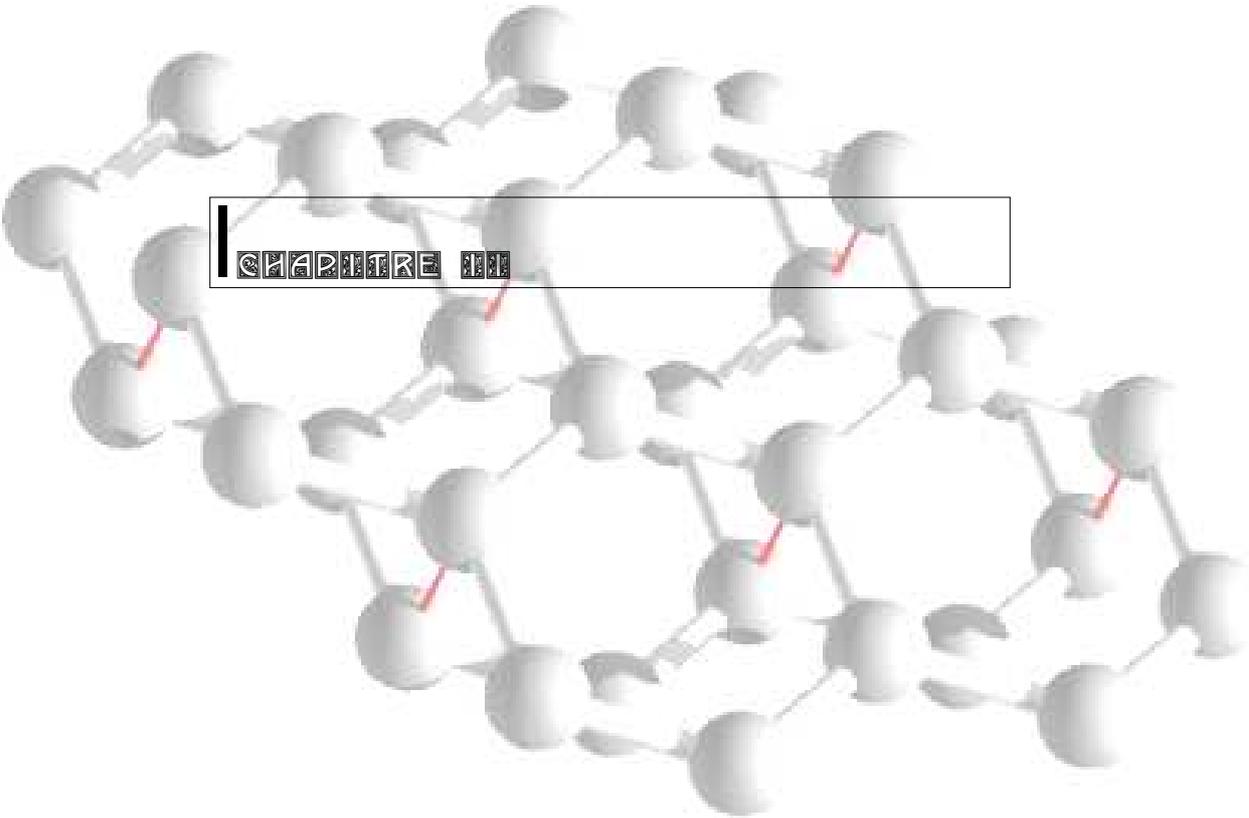


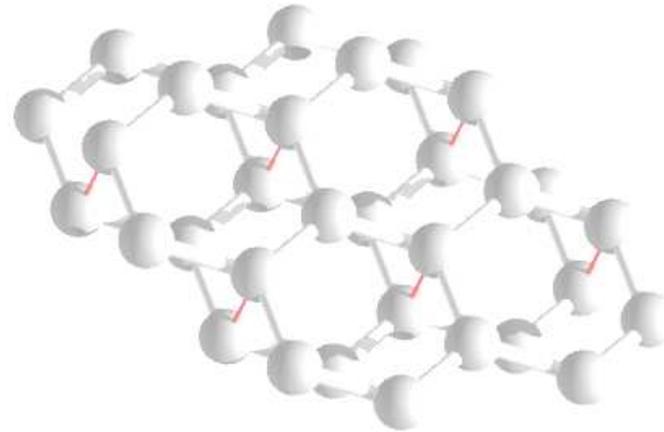
Fig. 8: La courbe d'énergie libre totale.







CHAPTER III



La chaleur et l'entropie

Chaleur et evolution humaine

Le concept d'énergie, quelle que soit sa représentation, n'a pas été un exemple de clarté en physique, en dépit de sa popularité, même dans les médias les plus laïques. Dans son beau chapitre «trialogue entre un adulte et deux enfants», écrit Laborit :

- *Bien sûr, mais qu'est-ce que c'est que l'énergie?*
- *Alors ça, personne ne vous le dira. Tout ce qu'on sait, c'est qu'elle fournit du travail que l'on mesure*[48].

Après tout, quel concept pourrait être plus sombre que l'énergie potentielle? En ce qui concerne les phénomènes thermiques, comme l'a reconnu Bachelard, la théorie cinétique de la chaleur, suffisant pour un véritable esprit positiviste, semble manquer de profondeur [7]. Il illustre la déception sur la vacuité du concept citant les lettres de l'auteur d'un essai sur la cause de l'électricité, adressées à G. Watson, en ce sens que à-dire que le feu est causée par la friction c'est comme dire que l'eau est causée par la pompe. Cependant, même si cela n'a pas encore été remarqué, c'est dans le concept de l'entropie que l'énergie, et plus spécifiquement la chaleur, trouve sa plus grande réalisation en ce qu'il est associé à des aspects de l'évolution des systèmes. Même dans les publications les plus fondamentales sur la thermodynamique est reconnu que seulement envisager l'énergie ne suffit pas en tant que critère pour décrire l'équilibre [27]. La chaleur seule, même associée à le travail produite comme énergie dissipée, ne tient pas compte de l'avenir lointain, mais pour un intervalle éphémère, purement descriptif d'une situation localisée. Valéry a clairement montré cette conception ingénieuse et immédiate de l'énergie calorique, comme nous verrons plus en dessous[87].

Ainsi, la chaleur comme moteur évolutif traduit pour la mise en ouvre physique continué, et la température comme macromesure de les incertitudes de l'état des éléments constituants des systèmes, combinent pour fournir un synonyme pratique, une réponse réaliste à l'appel rationnelle de la pensée scientifique.

La chaleur entraîne également l'évolution de l'humanité. Depuis la migration des premiers hommes de l'Afrique vers les latitudes nordiques, les habitants deviennent nomades par le froid intense toujours cherché à revenir aux tropiques où les grandes civilisations ont fleuri; toujours à la recherche de la chaleur comme la base de la prospérité, étant le colonialisme la dure réponse trouvée pour la construction du nord au détriment de les tropiques. La barbarie est répétée aujourd'hui par la domination des grands groupes de l'exploitation transnationale. Avec les ressources extraites de régions fertiles et chaudes du globe, le Premier-Monde lutte à préserver leur mode de vie cherchant des façons possibles d'obtenir une chaleur artificielle; et, certainement, il ne compte pas sur la générosité du soleil sous un ciel si gris. Le soleil jette sa lumière d'espoir sur les tropiques pour bénir la terre avec des fleurs et des fruits plus exotiques.

Sur l'influence du feu, et donc de la chaleur, dans le progrès de la civilisation humaine serait possible d'écrire innombrables pages sans épuiser le sujet. Comme il l'a fait de façon magistrale Bachelard, on peut encore parler d'une psychanalyse du feu, ce «processus fortement irréversible» comme dit Rovelli[75], sur le bord des flammes, autour desquelles dansèrent les esprits de la chasse et de la guerre. Et que dire du symbolisme de las chandelles qui ont été allumées et ont donné douillette pour les bureaux des anciens savants? Si nous imputons au feu primitive, selon la métaphysique de Bachelard, toute la force de l'imagerie qui combine le bien-être, la chaleur, l'éclairage et la tension intellectuelle⁵, il établit lui-même rapidement comme une expression technologique du tropisme humaine vers l'énergie. Voilà comment le feu restera toujours fascinant, même si il adopter de nouvelles nuances technologiques.

Selon mon point de vue, est-il réellement possible de parler d'une véritable psychanalyse de l'entropie des actions humaines, traitant de la dialectique de la dégradation et des pertes matérielles et émotionnelles que nous souffrons au long de la vie. Cette étude dialectique fournit non seulement une compréhension plus profonde de la condition humaine, mais aussi une taille réconfortante de les perspectives que nous avons tracé pour l'avenir. Nous aurons l'occasion de voir, dans les paragraphes qui suivent, comment

⁵ Malgré sa légèreté et chatoyante fugacité, la flamme qui brûle des torches rappelle les étincelles de l'imagination créatrice. Comment magnifiquement dit Paul Valéry, *Quelque grande que soit la puissance du feu, elle ne devient utile et motrice que par les machines où l'art l'engage; il faut que des gênes bien placées fassent obstacle à sa dissipation totale, et qu'un retard adroitement opposé au retour invincible de l'équilibre permette de soustraire quelque chose à la chute infructueuse de l'ardeur* [87].

le concept d'entropie peut être utile dans divers domaines de l'activité humaine. Mais, comment donner matérialité à cette énergie thermique de sorte que nous pouvons concevoir plus tard un champ calorique? Ça, c'est un problème intéressant. Louis de Broglie associe l'énergie de masse propre d'une particule à une chaleur cachée [22]. La déduction de cette association devient ici crucial pour ce qui va suivre.

Basé sur un théorème fondamental d'Einstein, de Broglie commence par l'établissement d'un corps composé de molécules de masse propre m_0 animée d'une agitation calorifique et en équilibre thermodynamique [21]. Il définit «système propre» de ce corps comme le système de référence dans lequel la quantité de mouvement totale du corps est égale à zéro. En prenant $d\vartheta_0$ comme l'élément de volume relatif à une molécule dans l'espace généralisée et f_0 la fonction de distribution de telle sorte que $f_0 d\vartheta_0$ est le nombre de molécules dans la région considérée, on peut écrire que l'énergie du corps dans son système propre est

$$W_0 = \int \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} f_0 d\vartheta_0. \quad (53)$$

Cependant, dans un système de référence où l'ensemble du corps est en mouvement, par exemple, dans le sens de l'axe Oz avec la vitesse βc , nous aurons à exprimer l'énergie par l'expression

$$W = \int \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} f d\vartheta. \quad (54)$$

Il est connu que l'élément de volume dans l'espace généralisée est un invariant relativiste, de même de f puisque $f_0 d\vartheta_0$ est un nombre de molécules (donc invariant). Puisque $f d\vartheta = f_0 d\vartheta_0$, et donné la transformation relativiste de la vitesse

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \frac{1 + (\beta/c) v_{0z}}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (55)$$

il en résulte que

$$W = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \int \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} [1 + (\beta/c) v_{0z}] f_0 d\vartheta_0, \quad (56)$$

$$W = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \left[\int \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\frac{v_0^2}{c^2}}} f_0 d\vartheta_0 + c \int \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v_0^2}{c^2}}} \beta v_{0z} f_0 d\vartheta_0 \right]. \quad (57)$$

La seconde intégrale dans l'équation ci-dessus exprime, à moins d'une constante, la quantité total du mouvement du corps dans son système propre, qui, comme nous l'avons vu, doit être égal à zéro. Ainsi,

$$W = \frac{W_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{M_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (58)$$

Enfin, comme de Broglie conclut, le résultat d'Einstein englobe inséparablement énergie de masse des molécules et la chaleur du corps en équilibre thermodynamique, de sorte que la masse totale M_0 multipliée par le carré de la vitesse de la lumière est, dans le système propre, l'ensemble des énergies de masse des molécules et de leurs énergies d'agitation calorifique. C'est alors que l'intuition géniale de Louis de Broglie conduit-il à considérer Mc^2 comme une quantité de chaleur.

Chaleur et masse sont transmutable un dans l'autre, de sorte que je suis amenés à croire que la masse est tout simplement une sorte de condensation de ce que je comprends par champ calorifique massif. Ainsi, peut-on dire que, du point de vue mécanique, la masse interagit *via* champ gravitationnel; du point de vue thermodynamique, *via* champ calorifique. Cependant, comme nous le verrons ci-dessous, les champs calorifiques peuvent être non massives aussi, et cette possibilité entraîne des conséquences pratiques très utiles pour le contrôle de la production d'entropie dans l'usine proposée par cette thèse.

Pour comprendre l'entropie

Il semble, enfin, que toute la puissance archétypale du feu acquiert expression scientifique réelle, allant de l'ingénierie à la vraie sagesse, grâce au célèbre ouvrage de Sadi Carnot (1796-1832), «Réflexions sur la Puissance Motrice du Feu et sur les Machines Propres à Développer cette Puissance» (1834). Dans son *Histoire de la Science*, Pierre Rousseau [73] analyse la contribution scientifique de Carnot, montrant comment cet homme a s'élevé *du niveau de l'ingénieur à celui du savant*, établissant les principes généraux de la thermodynamique. En faisant la lecture d'un passage de Carnot,

Pour envisager dans toute sa généralité le principe de la production du mouvement par la chaleur, il faut le concevoir indépendamment d'aucun mécanisme, d'aucun agent particulier; il faut établir des raisonnements applicables, non seulement aux machines à vapeur, mais à toute machine à feu imaginable, quelle que soit la substance mise en œuvre et quelle que soit la manière dont on agit sur elle [73],

d'où Carnot a conclu le fameux principe qui porte son nom,

La puissance motrice de la chaleur est indépendante des agents mis en œuvre pour la réaliser; sa quantité est fixée uniquement par les températures des corps entre lesquels se fait, en dernier résultat, le transport du calorique [73].

Est-ce une déclaration qui montre que le rendement d'un moteur thermique était plus élevée qu'était plus grand la différence de température qui a subi l'agent calorifique. Rousseau conclut que ce fut l'origine de la thermodynamique; at-il dit que la thermodynamique est un *exemple d'une science créée à partir d'une technique* [73]. Cette observation est utile parce que, comme nous le verrons, la théorie des champs calorifiques associés à la thermodynamique est aussi, dans une certaine mesure, le résultat d'une technique ou un ensemble de techniques.

En accord avec Hiebert [42], on peut dire que la thermodynamique née de la découverte d'une correspondance invariant entre le mouvement macroscopique d'un corps et la chaleur dissipée par ce mouvement; autrement dit, entre la quantité de travail mécanique qui disparaît et la quantité de chaleur qui apparaît. Nous avons ici une constatation qui, par la nature même du monde de les choses extérieures, alors conduirait à une analyse de la quantité d'énergie non utilisable dans un cycle complet de travail mécanique. Ce fut précisément cette analyse qui a conduit à la notion d'entropie.

Lecomte du Noüy a défini l'entropie comme une fonction dont la valeur ne dépend que de l'état actuel du système [64] – peu importe la trajectoire généralisée de l'évolution – et dont nous ne connaissons pas plus la valeur absolue, mais ces variations. Dans le «Dictionary of Geophysics, Astrophysics, and Astronomy», l'entropie est présenté comme

That thermodynamic potential defined by the exact differential $dS = dQ/T$, where dQ is a reversible transfer of heat in a system, and T is the temperature at which the transfer occurs. Entropy is conceptually associated with disorder; the greater the entropy the less ordered energy is available [12].

Mais cela suffit-il? André Lalande, cependant, présente une définition plus significatif:

L'entropie est une fonction dont les variations permettent de donner une expression quantitative au second principe de la thermodynamique[49],

qui est complété avec la clarté technique de Prigogine,

The second law then implies the existence of a function S , the entropy, which increases monotonically until it reaches its maximum value at the state of thermodynamic equilibrium:

$$\frac{dS}{dt} \geq 0. \quad (59)$$

This formulation can be easily extended to systems that exchange energy and matter with the outside world.[...]Only irreversible processes contribute to entropy production [70].

En tout cas, ayant à l'esprit l'idée d'un potentiel thermodynamique et d'une expression quantitative pour le second principe, l'entropie, nommé S , est une grandeur qui augmente dans un système d'ingénierie, qui est un système ouvert; il est fondé sur le comptage des situations ordonné et désordonné, ce qui conduit à la conclusion qu'il est très improbable le changement du système par le comportement spontané d'un désordre à un état ordonné. L'entropie est donc liée à l'idée générale que les systèmes ouverts évoluent vers des états les plus probables. Ici, je pars de l'idée que tous les systèmes sont ouverts, à la suite de Borel, qui a prouvé mathématiquement qu'aucun système physique fini ne peut être considéré comme fermé [20]. Les systèmes fermés sont des abstractions pas possibles dans la vie quotidienne. Nous pouvons négliger les considérations théoriques

sur ces systèmes, en se concentrant attention sur des situations réalistes dans lesquelles la permutation de l'énergie est un fait évident.

L'entropie est associé à la deuxième loi de la thermodynamique, bien défini par la déclaration que, dans tout système ordonné, indépendamment ouverte ou fermée, il existe une propension de décroissance à un état de désordre, en étant cette propension seulement suspendu ou atténué sous un apport externe d'énergie dirigée pour construire ordre au moyen d'un programme d'information débrayant une machine du type *input-converter-output* capable de réaliser les travaux requis par le processus. Le formalisme mathématique des principes physiques mis en jeu sera développé en détail dans le corps principal de la thèse.

La flèche du temps et l'entropie du point de vue thermodynamique moderne

La flèche du temps est devenu au fil du siècle dernier un thème d'excitation, beaucoup plus par l'intermédiaire de la science-fiction que réellement dans l'intérêt de la science. Soit dit en passant, une grande partie de la confusion provient de déclarations comme «les lois de la nature sont indifférents à savoir si le temps va de l'avant ou vers l'arrière». Cela sonne grossier; Je crois que nous devrions dire «la formulation mathématique des lois de la nature sont indépendantes de la direction que prend le variable 'temps'». Je pense que sans une flèche universelle du temps, avec une direction bien définie dans l'avenir, il n'y aurait aucune possibilité de l'apparition de l'intelligence que nous connaissons. De cette façon, je peux comprendre que l'on veut de proposer un programme de révision conceptuelle de nos représentations en vue de renforcer le sens de la flèche du temps. En effet, je crois, un tel programme ne sera possible que par l'intermédiaire de la thermodynamique. Il convient de rappeler un passage remarquable de l'intuition de Bergson:

Notre durée est irréversible. Nous ne saurions en revivre une parcelle, car il faudrait commencer par effacer le souvenir de tout ce qui a suivi (Henri Bergson, *L'évolution créatrice*, p. 6, Alcan, 1940).

Comme ne suffisait pas, nous avons encore quelque chose à ajouter de la com-

plexité: la discussion constante de la nature du temps lui-même. La durée et l'extension sont mélangés dans un langage poétique d'incertitude où la mesure semble perdre la rationalité. Je me souviens, à l'instant même où j'écris, que Novalis nous donne ce sentiment de manque d'appui matériel:

*La lumière a son temps qui lui est mesuré,
Mais le règne de la Nuit
Ne connaît de durée ni d'espace,
Le sommeil a pour lui toute l'éternité!* (Friedrich Novalis, *Hymne à la nuit*, Les Belles Lettres, 2014).

Ainsi, nous avons l'impression que la pensée peut tricher de temps par la mémoire. Nous pouvons évoquer le passé dans le présent à travers nos souvenirs. Néanmoins, nous ne pouvons que rappeler une chose à la fois dans une succession d'images, même à intervalles extrêmement courts. Il ya, par conséquent, une flèche du temps de l'ordre de nos pensées, et cela porte toujours pour l'avenir nos images du passé.

Peut-être, la plus grande difficulté pour comprendre le concept d'entropie est le fait que si elle augmente et est associée à une tendance vers des états de plus grand désordre (les plus probables), comment alors expliquer l'émergence de la vie, l'ensemble de fonctions complexes qui est opposée à la mort? Wang a abordé la question du point de vue qu'il a appelé «la thermodynamique du XXI e siècle», notant que la complexité accrue du système conduit a une chose remarquable: les transformations ou stockage d'énergie par des processus non spontanés, générant ainsi une sorte «d'entropie négative» (une expression assez problématique!). Il cite, par exemple, le cas du mélange de gaz, où la conduction de chaleur peut provoquer une diffusion non spontanée contre le gradient de concentration. Dans les systèmes de plus grande complexité, c'est donc la dynamique téléologique du système qui conduit à des processus de perpétuation de l'intégrité du système lui-même. Ce principe est la base thermodynamique de l'orientation de l'évolution biologique. L'efficacité de transformation de l'énergie dans les corps vivants est souvent assez élevée, ce qui est le résultat de la complexité continue et de l'évolution continue [91].

Les discussions sur l'entropie ont montré comment une intuition hâtive et irréfléchie conduit à des notions confuses à générer plus de obscurantisme et moins de clarté, comme de même les interprétations mystiques de la mécanique quantique. Popper rappelle la conception subjective de l'entropie proposé par Szilard en 1929, qui conclut que l'entropie physique se résume à un manque de connaissance ou d'information; nous pouvons donc conclure que toute information définit une néguentropie physique [68]. Cette interprétation reste à influencer le discours académique aujourd'hui et va dans le sens opposé à la compréhension que, même si chaque description du monde physique comporte des aspects subjectifs inhérents aux voies de la raison, il ya une réalité indépendante de notre conscience et que cette réalité peut être décrite en termes objectifs. Costa de Beauregard se souvient des «Leçons sur la Théorie des Gaz» de Boltzmann comme le premier ouvrage dans lequel la conscience humaine apparaît fonctionnellement pour déterminer la direction dans laquelle les événements doivent se produire. Boltzmann admet la possibilité de régions dans l'univers où l'entropie décroît; toutefois, les êtres vivants sont obligés de vivre selon la direction du temps où l'entropie croît [10]. Toutes ces idées entraînent une faiblesse dans la science, car elles donnent lieu à une sorte d'obscurantisme mystique. Cependant, Boltzmann a été attaqué par sa conception très idéaliste, je crois, injustement. C'était une position valide, bien que spéculative, compte tenu de la connaissance de l'univers dans son temps; nous devons nous rappeler que, jusqu'à récemment, la cosmologie était extrêmement spéculative, et n'est pas venu pour changer leur statut jusqu'à l'avènement de technologies comme le télescope Hubble. Certes, il n'y avait rien de mystique dans son oeuvre monumentale, et en effet, comme le note Beauregard lui-même, il a soulevée une question très profonde, à savoir, «pourquoi les êtres vivants parcourent la quatrième dimension dans le sens où le cosmos est en expansion» [10].

Le fait est que, malgré tous les efforts du système en vue de la perpétuation, les processus non-spontanées ont aussi leur prix de l'énergie; bien que le niveau de l'organisation augmente, l'entropie global continue de progresser, mais avec un taux inférieur. L'idée d'une entropie négative se déplace dans la direction opposée de l'idée d'une flèche du temps, le sens de ce qui se traduit par une séquence d'événements comment magnifiquement mis en lumière Laplace (je ne connais pas une définition de temps plus objective que la de Laplace):

Le temps est pour nous, l'impression que laisse dans la mémoire une suite d'événements dont nous sommes certains que l'existence a été successive[50].

Mais si nous voulons le plus beau, le plus intellectuellement conçu, ce sera la de Whitehead:

Je ne connais le temps que comme une abstraction tirée du passage des événements. Le fait fondamental qui rend cette abstraction possible, est l'écoulement de la nature, son développement, son avance créatrice, à quoi s'ajoute un autre caractère de la nature, je veux dire: la relation d'extension entre les événements[94].

Cette idée d'une entropie négative, je pense, n'est plus défendable. Quant à Laplace, il ne peut y avoir aucun doute sur la clarté de sa distinction temporelle entre deux événements successifs, aspect fondamental de l'essence même de l'idée de causalité. En d'autres termes, l'entropie serait négative si l'ordre de causalité pourrait être inversé. Mais, il s'agit encore d'une succession objective des faits; même si un état d'organisation plus élevé se produit en contradiction avec la tendance prévue, ceci est un fait qui va suivre un autre dans le même sens du temps (comme un film passé en sens inverse ne change pas le fait que le temps continue inexorablement dans la même direction); il n'y a rien dans l'expérience physique qui suggère le contraire. De plus, dans ce cas exceptionnel, aussi rien ne peut être dit sur le comportement global de l'univers. Ainsi, l'entropie négative est une illusion. Qu'est-ce qui se passe réellement est que le plus complexe le système, plus il est efficace pour freiner la progression de l'entropie, générant, pour ainsi dire, un taux de variation négative, donnant l'impression que l'évolution de la dégradation a été inversée, alors qu'en fait, elle a été seulement ralentie.

Comme l'a observé Wang, la thermodynamique classique met l'accent sur la dégradation des systèmes isolés, tandis que la thermodynamique moderne met l'accent sur l'évolution continue des systèmes hors d'équilibre sous un approvisionnement énergétique continu. Bien sûr, la thermodynamique moderne pour les êtres humains sur la terre est de beaucoup plus profonde signification [91]. Néanmoins, conformément à Bunge, la chaleur et le travail peuvent être convertis un dans l'autre - mais pas d'une manière complète-

ment symétrique; en effet, dit-il, l'énergie mécanique peut être entièrement transformée en chaleur, mais la transformation inverse n'est jamais complète: il y a toujours un résidu thermique qui ne peut plus être transformé en mouvement, car il reste lié à la système [23]. Ainsi, le fait essentiel est que la inconvenance d'imaginer une entropie négative réside dans l'absence de symétrie de permutation parfaite entre la chaleur et le travail, et dans la reconnaissance du fait que en la pratique, comme je l'ai souligné précédemment, il n'y a pas de systèmes complètement fermés. L'irréversibilité du changement d'état des systèmes macroscopiques, c'est-à-dire, les caractéristiques de évolution unidirectionnelles dans le temps des systèmes macroscopiques, est au coeur de la thermodynamique, grâce à sa deuxième loi.

L'irréversibilité est aussi essentiel pour comprendre que tout système physique réaliste est ouvert. Dans le dicton précis de Norton [63],

Le terme «processus thermodynamiquement réversible» désigne un ensemble de processus irréversibles dans un système thermique, délimité par l'ensemble des états d'équilibre.



Ainsi, l'idée de réversibilité exprime une approximation très grossière concentrée dans les extrêmes d'équilibre, qui ne sont que de brèves défaillances passagères de l'irréversibilité.

Un système ouvert est un objet physique d'étude quelconque avec plusieurs entrées et sorties, dont les frontières sont perméables à la masse ou à l'énergie. Dans un tel système, et du point de vue thermodynamique, le conflit entre les interactions et le désordre thermique conduit à des changements d'état en la matière accompagnés par rupture de symétrie et émergence de nouvelles propriétés systémiques. Ce qui est observé est que certains processus irréversibles se superposent de telle manière qu'ils favorisent l'apparition de configurations dont les structures sont organisées d'une manière étonnamment complexe (mais pas compliquée), produisant ordre et suggérant ainsi une entropie négative. Ainsi, la superposition de ces processus irréversibles conduit à des couplages déterminants de nouveaux comportements jusqu'alors inexistantes. Tel que documenté par Wang, le biochimiste Burk, juste en 1931, a proposé l'important concept du couplage thermodynamique, ou réactions couplées, ce qui allait devenir l'une des idées centrales de la

thermodynamique moderne, directement sur la base de la deuxième loi de la thermodynamique.

En bref, rappelant Wang, la nature même de la deuxième loi de la thermodynamique est la «évolution» des systèmes macroscopiques et l'irréversibilité de cette évolution, c'est à dire, la «flèche du temps» [91]. L'étude des structures dissipatives, menées par le grand chimiste Ilya Prigogine, nous amène à concevoir des systèmes thermodynamiques complexes telles que nous pouvons faire usage des symétries résultantes de l'irréversibilité.

Mémoires philosophiques sur l'entropie, la physique et la théorie de l'information

Il ya beaucoup de controverse quand il s'agit de «entropie». Tout d'abord, se pose la confusion sur ce qu'on entend par «ordre» et «désordre». Deuxièmement, la difficulté de compréhension de la notion d'entropie, en partie en raison de son haut niveau d'abstraction. Enfin, la confusion entre «entropie thermodynamique» et «entropie de l'information». Ce dernier semble résulter davantage d'un manque de compréhension sur ce qui est l'information. Bien sûr, nous comprenons l'information comme un produit de l'intelligence humaine, un artefact rationnelle qui imprègne notre processus constant de la prise de décision sur la base de nos interactions avec l'environnement. Cependant, bien que cette information anthropocentrique et sophistiqué se manifeste dans la vie quotidienne, l'univers évolue finalement à travers d'un échange d'information, même en niveau astrophysique-cosmologique, alors même que cette information n'est pas aussi élaborée. Un corps très massif courbé de manière significative les rayons lumineux et cela est rendu possible par des canaux de communication gravitationnelle entre la source massif et la lumière. Pour continuer rayonnant au cours de sa longue vie, une étoile comme le soleil se lancera dans une géante rouge pour compenser l'affaiblissement de son réacteur nucléaire, et ce n'est possible que pour un type d'information qui se propage à travers les couches stellaires. Ainsi, il ya peu de distance entre l'information et l'interaction physique.

Dans un sens large, informer signifie motiver ou induire un changement d'état. En général, un système utilisera des informations pour maintenir ou d'atteindre un état ordonné; littéralement, «informer» est «mettre en forme». Il est possible de constater

que la notion de désordre est plus associée à l'idée de «perte de fonctionnalité» ou «perte de capacité de se mettre en forme» pour dégénérescence systémique. Mais il ya un sens plus profond à une telle perte; c'est une perte de «finalité». Pour les systèmes conservatifs, c'est-à-dire, qui sont stabilisée à un taux de dégénérescence systémique relativement faible, un changement d'état afin de maintenir la durabilité globale est une réaction donnée par un prélèvement physique; il s'agit principalement d'une réponse à un stimulus. Après tout, organiques ou non, les systèmes sont des projets téléologiques. Ce est ainsi que le soleil va convertir tout son approvisionnement de hydrogène en hélium, en équilibrant des forces qui agissent dans le but de préserver leur intégrité jusqu'à ce qu'il ne peut plus le faire, bien que cela ne constitue pas un objectif stimulé dans le sens humain.

Deux approches complémentaires

Il existe deux approches distinctes de l'entropie que je vais adopter ici à des moments différents. Le premier se réfère à la distribution (concentration) d'une substance dans un flux où les changements se produisent. Le deuxième concerne l'évaluation de la performance et de l'efficacité d'un processus de transformation inscrit dans un cycle thermodynamique.

De l'information à la matière

L'analyse des flux de matières (AFM), une technique développé dans les années 1980 qui permet de suivre les flux de substances entre les processus dans un système défini, peut être adapté à des phases thermodynamiques qui se déroulent à partir de la concentration à l'entrée de matériaux constitutifs de déchets médicaux vers les sorties recyclés. Ces phénomènes de concentration et de désintégration peuvent être quantifiés par analyse statistique d'entropie, basé sur la définition de Shannon pour l'entropie statistique en technologie de l'information. La probabilité d'un événement est transformé en la probabilité d'apparition d'un élément chimique, étant l'entropie exprimée en partie par sa concentration initiale.

Avec la substitution de les probabilités dans la formule de l'entropie de Shannon par des concentrations de matériaux, nous concluons que si la concentration d'une substance

dans un flux est de 100%, alors la probabilité de trouver cete substance est de 100%. En réalité, un flux total de matières se compose de plusieurs «sous-écoulements», chaque sous-flux de matière étant caractérisée par un taux «d'écoulement» massique ($\dot{\mu}$) et pour la concentration respective de la substance considérée (χ). Ainsi, nous pouvons écrire pour l'entropie

$$H = - \sum_{i=1}^k \dot{\mu}_i \chi_i \log_2 \chi_i, \quad (60)$$

$$\sum_{i=1}^k \dot{\mu}_i \chi_i = 1, \quad (61)$$

$$H_{\max} = \log_2 \left(\sum_{i=1}^k \dot{\mu}_i \right), \quad (62)$$

où l'indice i correspond à l'étiquette de sous-flux. Bien que dans la thermodynamique la lettre « H » est affectée pour désigner l'enthalpie, j'utilise « H » afin de préciser que l'entropie ici est dérivée de l'entropie statistique où « H » est appliqué.



L'entropie selon la thermodynamique

En accord avec les idées de Clausius, qui a utilisé de première main le concept d'entropie en 1865, pour l'étudier comme une grandeur physique il est plus utile de connaître sa variation et non sa valeur absolue. Ainsi, du point de vue de l'approche thermodynamique, on définit la variation de l'entropie du système au cours d'un processus à partir d'un état initial à un état final en tant que:

$$\Delta S = S_f - S_i = \int_i^f \frac{dQ}{T}, \quad (63)$$

où Q est l'énergie transférée sous forme de chaleur dans le système, ou bien il a été éliminé au cours du processus; T est la température. Etant donné que T est toujours positif, les signaux de ΔS et Q sont égaux. Pour un système en équilibre thermique, nous pouvons établir la condition d'équilibre sur la base de l'entropie par deux grandeurs:

$$T = \frac{\partial E}{\partial S} \quad (64)$$

et

$$P_\nu = -\frac{\partial E}{\partial X_\nu}. \quad (65)$$

Nous introduisons la quantité E , l'énergie interne du système (potentiel), dont la dérivée négatif par rapport à la coordonnée généralisée dans l'espace de phase fournit la force généralisée P (pression). Prenez alors la fonction $E(S, X_\nu)$. La dérivée totale est donnée par

$$\frac{dE}{dX_\nu} = \frac{\partial E}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial X_\nu} + \frac{\partial E}{\partial X_\nu}. \quad (66)$$

La condition d'équilibre permet d'écrire

$$\frac{\partial E}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial X_\nu} + \frac{\partial E}{\partial X_\nu} = 0. \quad (67)$$

Pour une situation non spécifique dans laquelle le dérivé de E par rapport à la coordonnée généralisée n'a pas été explicite,

$$T \frac{dS}{dX_\nu} - P_\nu = \frac{dE}{dX_\nu} \quad \therefore \quad (68)$$

$$TdS - P_\nu dX_\nu = dE \text{ (par la convention de la somme) ou} \quad (69)$$

$$TdS - \sum_{\nu=1}^n P_\nu dX_\nu = dE, \quad (70)$$

qui est la formule de Gibbs. Nous interprétons TdS comme «chauffage infinitésimale» et $\sum_{\nu=1}^n P_\nu dX_\nu$ comme «travail infinitésimale» pour un processus.

L'entropie d'après la thermodynamique relativiste

En relativité, l'entropie est affectée par la vitesse du système thermodynamique [83], de sorte que, pour un observateur extérieur au système nous allons

$$\Delta S_0 \geq \int \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2} dQ_0}{T}, \quad (71)$$

considérant que la chaleur obéit à l'équation

$$dQ = \sqrt{1 - v^2/c^2} dQ_0. \quad (72)$$

En effet, en coordonnées propres, à savoir, pour un observateur se déplaçant avec le système thermodynamique,

$$\Delta S \geq \int \frac{dQ_0}{T_0}. \quad (73)$$

Nous pouvons imaginer, même si cette technologie semble loin, l'analyse de l'entropie dans un système de production de chaleur à partir de l'accélération de particules à des vitesses sensiblement proches de la vitesse de la lumière. L'étude des enregistrements des sondes Van Allen envoyées par la NASA pour étudier l'espace proche de la Terre a révélé un énorme accélérateur naturel qui est né au sein de la Ceinture de Van Allen, capable d'accélérer des particules de plus de 99 % la vitesse de lumière par les décharges locales de l'énergie qui frappent-elles à des vitesses de plus en plus rapides. Cela me rappelle que quand j'étais enfant on m'a souvent dit que tout ce que l'homme peut imaginer il peut faire. Dans de nombreux cas, cela a été confirmé, mais pas tous, parce qu'il y a des limites déterminées par la nature même des choses; il est difficile de dire si un tel pouvoir pourra être utilisé à l'avenir pour produire la chaleur ou autre forme d'énergie, mais si ce sera possible sûrement nous aurons besoin d'une approche relativiste de l'entropie produite par les émissions de particules accélérées.

L'entropie d'après la mécanique quantique

Statistiquement, l'entropie est donnée par l'équation de Boltzmann-Planck,

$$S = k \ln \mathcal{P}, \quad (74)$$

où k est égal à 1.38×10^{-16} erg /°C (constante de Boltzmann) et \mathcal{P} est le nombre de configurations discrets du système.

En ce qui concerne les molécules impliquées dans une certaine quantité de la matière, l'augmentation de l'entropie signifie, selon Boltzmann, une mesure du désordre moléculaire, étant la loi d'augmentation de l'entropie une simple loi de d'augmentation de la

désorganisation. C'est le cas d'un conteneur divisé en deux volumes égaux où le nombre de façons (teints) ou de configurations discrets, \mathcal{P} , dans lequel N molécules peuvent être divisés en deux groupes, N_1 et N_2 , est donnée par la formule combinatoire simple,

$$\mathcal{P} = \frac{N!}{N_1!N_2!}, \quad (75)$$

où $N! = N(N-1)(N-2)\dots 3.2.1$ [70]. Après un temps suffisamment long un équilibre est atteint, dans lequel, à l'exception de petites fluctuations, il existe un nombre égal de molécules dans les deux compartiments ($N_1 \simeq N_2 \simeq N/2$). Cette situation correspond à la valeur maximale de \mathcal{P} et au cours de l'évolution de \mathcal{P} augmente. Ainsi Boltzmann a identifié le nombre de teints, \mathcal{P} , avec l'entropie par l'équation (74). Si \mathcal{P} est associé à la probabilité d'un état tel que mesuré par le nombre de teints, l'augmentation de l'entropie correspond à l'évolution vers l'état le plus probable.

En mécanique statistique quantique, l'entropie dite «de von Neumann» est l'extension de l'entropie classique de Gibbs dans le domaine de la mécanique quantique. Pour un système quantique décrit par une matrice de densité ρ , l'entropie de Von Neumann est

$$S = -tr(\rho \ln \rho), \quad (76)$$

qui n'est rien de plus qu'un replic d'expression de Gibbs

$$S = -k \sum_i p_i \ln p_i. \quad (77)$$

L'entropie et son application dans l'économie

*La thermodynamique est fondamentalement
une physique de la valeur économique;
et la loi de l'entropie, par nature,
est, de toutes les lois naturelles,
ce qui maintient le caractère
le plus économique.*

Georgescu-Roegen

Dans une caractérisation simple, l'entropie est un indicateur de la quantité d'énergie non disponible dans un système thermodynamique donné à un instant particulier de son évolution. L'énergie, quelle que soit sa qualité, est soumise à une loi de conservation stricte, la première loi de la thermodynamique. Cette loi, contrairement à son double mécanique, se réfère à des phénomènes réels dans le sens où tous les types d'énergie sont progressivement transformés en chaleur et se dissipent de sorte que, après tout, l'homme devient incapable de les utiliser; bien sûr, ils ont clairement liés à des processus économiques. Ici, il est clair le bien-fondé de l'affirmation de Petela quand il dit que *l'importance de l'analyse thermodynamique est qu'il peut être appliqué à la recherche de tous les phénomènes de conversion d'énergie* [67]. Ainsi, en plus observé par Georgescu, l'opposition irréductible entre la mécanique et de la thermodynamique découle de la seconde loi, c'est à dire, la loi de l'entropie [37]. Cette vision est importante non seulement du point de vue de l'économie écologique moderne; c'est une approche de éconophysique à l'unisson avec les principes fondamentaux du système thermodynamique sous entropie contrôlée discuté dans cette thèse.

Georgescu doit être considéré comme un auteur de vanguard sur l'économie écologique. Il a souligné plusieurs mythes qui ont surgi dans l'économie, dont certaines sont directement liées à des conceptions mécanistes des phénomènes économiques. Dans sa critique de la vision mécaniste, il a déclaré que

Assimiler le processus économique à un analogue mécanique implique donc un mythe – le mythe que le processus économique est un carrousel, un processus circulaire qui n'est pas en mesure d'affecter, en tout cas, l'environnement de matière et d'énergie dans lequel il est plongé.

Il continue:

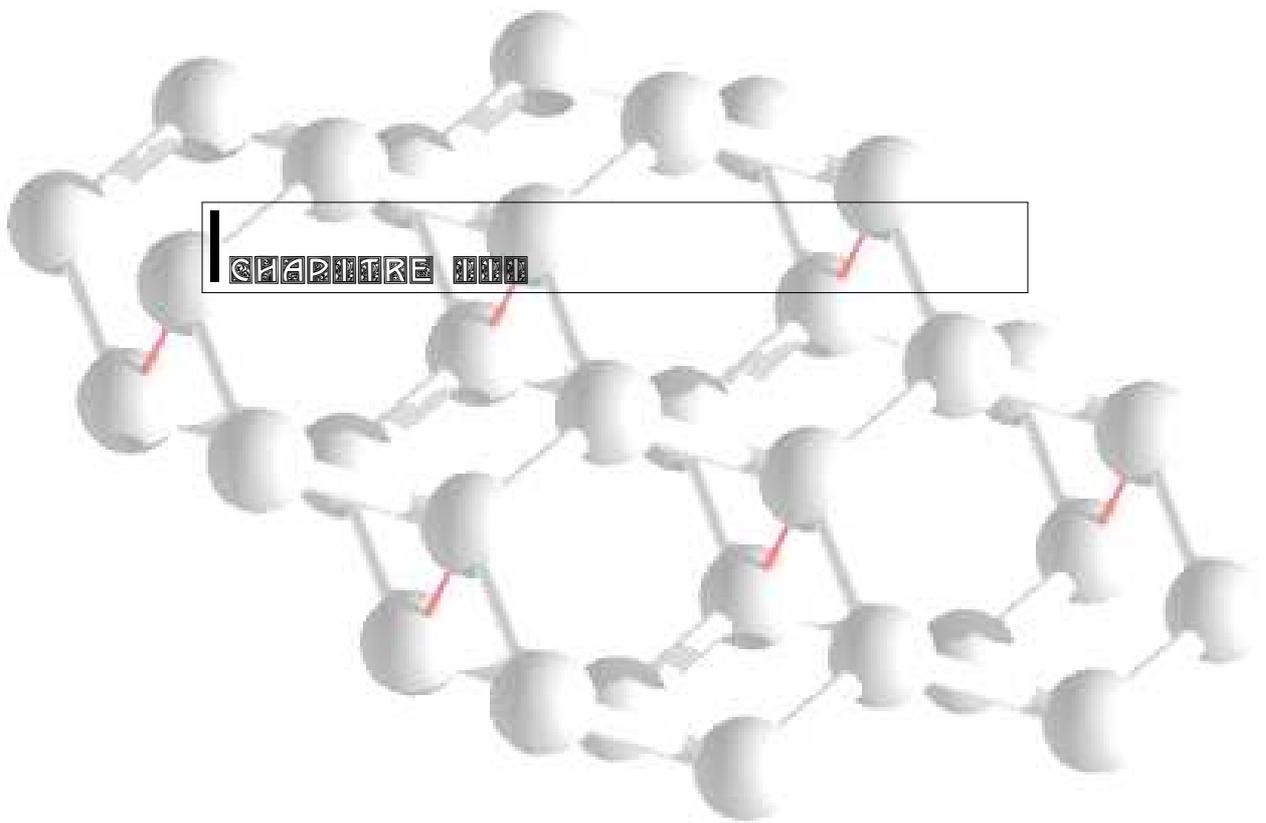
Une fois que la mécanique ne permet pas des changements qualitatifs, en ne reconnaissant que le changement de lieu, tout processus mécanique peut être inversé – juste comme cela se produit par exemple dans le cas de la pendule.

C'est précisément cette vision mécaniste qui a conduit à l'étrange concept d'entropie négative (ou néguentropie), une notion pas d'appel réaliste.

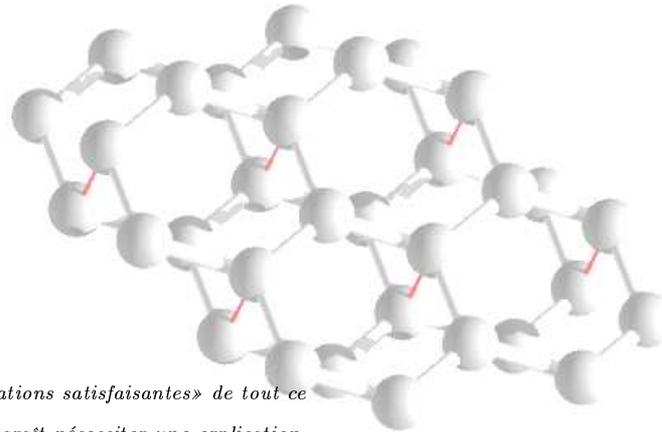
Je pense que l'irréversibilité est la caractéristique la plus fondamentale de la réalité objective; il n'existe aucun moyen de décrire le monde sans l'avoir dans le coeur de nos représentations théoriques les plus complètes. L'indifférence au fait que le monde évolue par des transformations qualitatives conduisent nécessairement à l'échec de la position mécaniste. En résumé, le processus économique, ainsi que tout autre processus vital, est irrévocablement irréversible. Il n'est donc pas susceptible d'être expliqué en termes purement mécaniques, de la même façon que la vie n'est pas susceptible d'être décrit de manière similaire. Bien que perdue l'idée romantique de l'homme comme un inventeur inépuisable de nouvelles sources d'énergie, le plus certain verdict sur le sort de l'humanité est encore celui de Haldane: extinction, tôt ou tard, le même sort que toutes les autres espèces.

Enfin, ce sont les principales approches théoriques liées à l'entropie. Au fil des décennies, les chercheurs qui ont utilisé la notion d'entropie n'étaient pas toujours heureux dans leurs approches, ce qui conduit à des erreurs sémantiques favorisant les idées mystiques dans la science physique.





CHAPTER 11



...le but de la science, c'est de découvrir des «explications satisfaisantes» de tout ce qui nous étonne et paraît nécessiter une explication.

Karl Popper

Le projet de l'usine

Je l'ai menée, et je vais continuer à le faire, une approche des multiples aspects liés à la théorie thermodynamique qui sous-tend le projet que je préconise. Une théorie peut englober diverses représentations en fonction du moment de mathématisation du phénomène traité. Un exemple classique du XXe siècle a été la mécanique quantique avec ses approches complémentaires à ondes et corpuscules. Ainsi ma théorie des systèmes thermodynamiques de recyclage sous entropie contrôlée nécessite aussi bien d'une vision des champs caloriques comme d'une vision classique des échanges thermiques, selon le moment du procès physique en cours. Nous pouvons dire que la théorie thermodynamique développée ici exige des approches distinctes qui se croisent à travers de l'indice polytropique. Pour cette raison, et compte tenu de la complexité du sujet, je avais à analyser tous les aspects théoriques nécessaires pour formuler un futur algorithme de contrôle du traitement des déchets solides à l'usine proposée.

Ainsi, pour une compréhension globale, les étapes thématiques suivantes ont été abordés:

- nature des processus thermiques impliqués;
- diffusion de la chaleur selon une certaine géométrie;
- constitution de l'arrière-plan thermique pour produire des processus de pyrolyse;
- liaison entre les variables thermodynamiques critiques.

Il y a longtemps que la pyrolyse est connu. D'un point de vue technique, la conception de mon réacteur de pyrolyse doit beaucoup aux progrès scientifiques du début des années 1900, quand Constantin Carathéodory restructuré la thermodynamique; en s'appuyant sur les travaux de Planck, il a créé le concept de «paroi adiabatique», qui se réfère à la transmission de chaleur à travers des substances isolantes. Cette théorie a permis la construction de systèmes thermiques plus efficaces tels que les réacteurs, chaudières, etc, y compris la pyrolyse puisque leur élément principal est un réacteur.

La recherche sur la pyrolyse appliquée aux déchets médicaux n'est pas nouvelle ([40], [60], [90]). Ces travaux étudient principalement les substances résultant de la pyrolyse. Zhu et ses collègues, par exemple, ont indiqué que certains des matériaux absorbants comme le coton, le respirateur médical et le bambou soumis à pyrolyse produit des substances volatiles parmi lesquelles la 2-butanone, le benzaldéhyde, le dioxyde de carbone et le monoxyde de carbone, entre autres [90]. Ce qui est nouveau, c'est l'application à grande échelle de la pyrolyse induite par plasma pour élimination des déchets solides nosocomiales basés sur l'utilisation de l'énergie solaire et pas d'électricité. Bien sûr, même si l'ensemble du processus est plus nette par rapport à la combustion classique, il existe des produits qui nécessitent des contrôles spéciaux. Il est donc nécessaire de lier le concept de production plus nette non seulement à une réduction des polluants, mais à la transformation de ces matières en de nouveaux apports reconstitués ou d'au moins en vestiges inertes des matériaux qui peuvent être utilisés en tant que composants secondaires ou véhicules excipients dans l'ingénierie d'autres matériaux. En fin de compte, il s'agit de réduire le taux d'augmentation de l'entropie du système, une question qui sera également discutée en profondeur dans la thèse où j'irai également discuter de la façon dont nous pouvons réduire le problème de la production de substances indésirables.

Normalement, il est attribué à Archimède la construction des premiers capteurs solaires autour de 212 avant J.C., l'année où il a été assassiné. Ainsi, le mérite de la simplicité et de la perception de les principes physiques appartient à ce grand homme. Toutefois, le premier inventeur pour construire un focuser solaire était Félix Trombe qui a transformé les projecteurs paraboliques allemands utilisés pour la défense anti-aérienne pendant la Seconde Guerre mondiale dans un concentrateur de la lumière solaire, avec ce qu'il a réussi à obtenir les hautes températures nécessaires pour mener diverses expériences chimiques et métallurgiques impliquant la fusion et purification de la céramique [41]. Quoi qu'il en soit, de Archimède jusqu'à aujourd'hui, l'application de ces principes a été généralisée à la lumière des nouvelles technologies pour couvrir toute la gamme des utilisations finales. Par exemple, avec la combinaison de miroirs dans une certaine symétrie nous pouvons obtenir un effet in-objectif de la concentration de la lumière d'une manière très simple. Précisément le noyau de mon concentrateur de la lumière solaire se compose d'un ensemble de miroirs avec symétrie concave parabolique typique, de sorte que la lumière solaire réfléchi est dirigée vers le point focal. Dezaneti, un éminent

physicien expérimental brésilien, fait valoir qu'il est possible de faire une seule lentille parfaite afin d'optimiser la concentration de la lumière du soleil, mais il n'explique pas précisément comment cela peut être fait ou l'ampleur des résultats de ce que je parle [30].

La théorie des gradients de température

Pour formellement et logiquement comprendre les principes qui régissent le recyclage des matériaux, il est utile d'examiner ici une adaptation de l'approche de Vogel à la intuition de chaleur [86]. Cet auteur prend comme point de départ la simple perception que lorsque nous éloignons d'une source chaude dans un processus continu la chaleur diminue progressivement. Sur la base de cette suite ordonnée de perceptions de chaleur, nous pouvons intuitivement associer à l'ordre toutes les transformations physico-chimiques impliquées le long des variations de chaleur dans une échelle élevée de températures.

Rappelant mon approche conduite dans le Chapitre II, Ullmo définit la chaleur comme *l'apparence macroscopique de l'énergie cinétique des molécules* [85]. J'ai déjà discuté la faible profondeur ontologique de cette construction si illusoire de la chaleur, mais il sert au moins à favoriser la compréhension de la température comme une propriété essentiellement dynamique. Ainsi, nous disons que la notion de température (intensité de la chaleur) est associée à l'incertitude quant au mouvement des molécules de la matière considérée soumise à une source de chaleur, de sorte que plus l'incertitude est élevée, de même la température; de cette manière, on peut remplacer l'idée subjective des distinctes perceptions de chaleur de l'observateur humain par l'idée objective de distinctes incertitudes sur la mesure du mouvement des molécules d'un corps. Prenons ainsi une séquence de températures $T_1, T_2, T_3, T_4, \dots, T_n$. On note par « \prec » l'attribut «moins chaud que», par « \succ » l'attribut «plus chaud que», et par « \cong » l'attribut «aussi chaud que». En indexant les états de température sur les entiers naturels, nous pouvons écrire

$$\forall n, n' \in \mathbb{N} : (T_n \prec T_{n'}) \Leftrightarrow (n < n') ; (T_n \cong T_{n'}) \Leftrightarrow (n = n') .$$

Nous avons donc une représentation de l'imposition d'un gradient de température, condition indispensable pour l'opération contrôlée de la plante. Un tel gradient de refroidisse-

ment induisant des transformations thermochimiques reflète exactement l'existence de processus irréversibles, et, par conséquent, le seul sens de la flèche du temps.

La centrale solaire

Maintenant, nous pouvons regarder les composants de la centrale thermique. Pratiquement tout matériau peut être réalisé à la chambre de pyrolyse, de coton à des seringues, des ciseaux, des bécards et des éprouvettes, à l'exception des matières radioactives par des raisons particulières de sécurité extrême. On suppose que la chambre de préconditionnement reçoit du matériel des hôpitaux et des cliniques correctement emballés et encapsulés. Bien que pas aussi simple de généraliser le pourcentage précis par type de déchets médicaux, il est raisonnable de supposer, sur la base des références, que le caoutchouc, le plastique, la toile, le papier et le coton constitue 90 % des déchets médicaux totales ([72], [43]). Métaux et verre entrent dans des quantités mineures. Un grand mélange de matières remplit la chambre de préconditionnement qui est relié à une chambre de graphite.

Dans la chambre de conditionnement, les déchets subissent un processus de séchage et perdent de l'eau, ce qui augmente sa capacité de décomposition calorifique. De la chambre de préconditionnement, après séchage, nous alimentons la chambre de graphite dans laquelle la pyrolyse a lieu. Le graphite est inerte tout au long de sa structure, stable sur une large plage de température, sublimant à environ 3900°K (fusion à environ 4800°K) dans des conditions atmosphériques et résistant aux plus courants réactifs corrosifs. En outre, le graphite a une exceptionnelle efficacité pour l'échangeur de chaleur. La cavité est fermée par une fenêtre conductrice qui reçoit le faisceau solaire concentré.

Les déchets entrent dans la zone de pyrolyse, où, en augmentant la température, des gaz de la décomposition calorifique sont libérés et ensuite recueillis à usage industriel. Cette chambre reçoit les rayons de lumière solaire concentrée à partir d'une matrice concave de miroirs similaire au four solaire d'Odeillo⁶ en France (voir la Figure 9). Bien que

⁶ Les principes physiques appliqués à un ensemble de miroirs réfléchissants sont bien connus et sont communs dans la littérature sur l'optique géométrique, de sorte que je ne vais pas occuper d'espace avec ce sujet. Il s'agit d'une technologie mature depuis de nombreuses années d'expériences réussies. Des recherches en cours visent auparavant à améliorer les propriétés physiques des matériaux réflecteurs, tels que la résistance mécanique et la réflectivité. Il suffit de dire que le four solaire d'Odeillo est formé essentiellement de trois composants qui déterminent l'évolution de la température à contrôler.



Fig. 9: Le four solaire d'Odeillo.

le modèle empirique initial choisi était le géant Odeillo, il est important de noter que dans les dernières décennies, il ya eu une pléthore de réelles avancées dans la technologie de concentration solaire pour températures de fonctionnement plus élevés avec l'ajout de dispositifs optiques [9], de sorte que le gigantisme ne est pas obligatoire pour obtenir l'efficacité souhaitée. Également, la nanostructuration mis en ouvre sur des nanocristaux de silicium nous permet d'augmenter la largeur de bande du matériau semiconducteur pour capter beaucoup plus de soleil et donc augmenter le rendement de le concentrateur [28]. Enfin, l'utilisation de boites quantiques⁷ pour produire électricité, d'une taille comparable à la longueur d'onde de Fermi, permet la réalisation de la technologie solaire de

Ils sont l'héliostat, le concentrateur parabolique et l'obturateur. L'héliostat est un miroir mobile qui est utilisé pour guider la lumière du soleil sur un concentrateur; ce dispositif est en mouvement synchrone avec un contrôleur qui lui permet de suivre la position du Soleil et de maintenir toujours le même direction prise par les faisceaux réfléchis qui atteignent le concentrateur. Le concentrateur parabolique redirige le rayonnement solaire reçu sur le point de concentration. Entre ce point et le concentrateur, l'obturateur est utilisé pour manipuler la quantité du rayonnement incident; ce dispositif joue un rôle essentiel pour le système de contrôle de la température.

⁷ En complément des panneaux réflecteurs, à l'avenir sera possible de combiner la technologie des boites quantiques pour générer électricité supplémentaire. Les boites quantiques sont des semi-conducteurs structurés à l'échelle nanométrique; ils sont des nanocristaux qui, en raison de sa nanostructure, déterminent puits de potentiel, de confinement des électrons dans des états d'énergie discrets. Les boites quantiques ont la capacité d'absorber et d'émettre rayonnement qui résulte en grande génération de courant électrique et de tension.

troisième génération avec une efficacité supérieure et un coût d'environ \$100 ou moins par mètre carré de panneautage nécessaire.

Ici, il s'agit de pyrolyse sous vide; ce qui constitue une atmosphère contrôlée à l'intérieur de la chambre est formée par les gaz de pyrolyse du chauffage de la matière et des catalyseurs appliquées sur le mélange (par exemple, l'injection d'un gaz ionisé qui peut être projeté sur les déchets). Catalyseurs chimiques plus réactifs sous forme de nanoparticules accélèrent les réactions; ils peuvent également diriger la réaction vers un produit spécifique et permettre à la chimie être effectuée à des températures plus basses et des pressions avec une plus grande sélectivité envers le produit désiré. En conséquence, ils sont utilisés très largement dans l'industrie chimique. Dans la chambre de pyrolyse, tout le gaz peut être ramené à l'état de plasma, et peut avoir une participation importante dans les réactions. En conséquence, l'un des sous-produits de la pyrolyse est le gaz synthétisé de plasma, qui est conduit pour un système auxiliaire à la réutilisation de sa valeur calorifique. Sur le schéma présenté dans les Figures

10 et 11, il y a ceux qui dédaigneusement posent des questions sur la faisabilité du système proposé. Eh bien, je crois que ces personnes ignorent non seulement la thermodynamique, comme tout le cadre théorique qui a été utilisé, ainsi que les matériaux mentionnés et leurs propriétés physico-chimiques. Dans la seconde moitié du XXe siècle, il y avait déjà la technologie pour gérer plasma à haute température et pour mettre la connaissance de la pyrolyse en pratique. Aussi les miroirs de Fresnel sont loin d'être nouvelle. Qu'est-ce qui se passe réellement est qu'il n'y a jamais eu un intérêt réel dans des solutions industrielles solaires à grande échelle en raison des pressions des cartels pétroliers et des groupes d'exploitation de l'électricité. Il est seulement aujourd'hui que le monde commence lentement à se soucier des diverses formes de disette. Le retard des investissements pour des alternatives durables n'a rien à voir avec la technologie, mais avec le capitalisme sauvage. Sinon, comment expliquer la stérilité du Brésil dans le domaine de la recherche solaire, ce vaste pays situé dans la zone tropicale du sud? En fait, la recherche sur les fullerènes et les progrès de la nanotechnologie ont ouvert les portes pour une nouvelle science des matériaux, sans parler de la technologie des supraconducteurs. Ainsi, il y a beaucoup à étudier et à éduquer avant de discuter à un niveau élevé sur ce qui est ou non réalisable.

A des températures élevées perturbations atomiques produisent des gaz et des liquides qui s'écoulent vers le dispositif de recyclage, à l'intérieur de laquelle le gradient de températures $T_1, T_2, T_3, T_4, \dots, T_n$ permet d'une récupération des produits $P_1, P_2, P_3, P_4, \dots, P_n$ depuis les régions plus chaudes vers les plus froides (tel que de l'acier, du méthane, de l'aluminium, de la silice, etc.). Les sous-produits les plus caractéristiques du processus sont des matériaux inorganiques, les silicates vitreux qui flottent sur la phase de métal liquide. Ces matériaux, dans le cas de la technologie de chauffage direct ici présentée, ont été soumis à des températures beaucoup plus élevées que dans la technique en utilisant la gazéification. Les silicates contiennent également de petites quantités de métaux encapsulés et métaux liquides, s'ils sont présents en quantités suffisantes. Après solidification, les silicates sont présentés sous la forme de verre de couleur noir d'une dureté élevée, très similaire à celle d'un minéral d'origine volcanique. Dans «Opérations», module essentiel de le dispositif de recyclage, un système de contrôle informatique régule la libération de agents catalytiques, assurant la formation des matériaux désirées et de faire inertes quelques résidus qui peuvent rester. Produits, résidus ultimes ou restes utilisables dans l'industrie du ciment, qui sont appelés les «cendres» de pyrolyse, sont envoyés respectivement à l'inventaire et le confinement approprié, les gaz produits étant immédiatement comprimés et remplis dans des cylindres de P-45. Ajoute-t-il que toute l'énergie nécessaire pour faire fonctionner l'équipement est thermoélectrique, étant l'excédent possible acheminé vers le réseau public. Le plan de base de l'usine en question sera présenté en détail et discuté dans la thèse. Similaire au four d'Odeillo, sous une puissance thermique de 1000 kilowatts avec des températures autour de 3800°C à la chambre de réception de la tour, le récipient à déchets en graphite (la chambre de pyrolyse) doit confiner un champ calorique capable de produire des températures élevées de décomposition des matériaux.

Un élément important de la plante qui mérite un supplément de détail est le l'obturateur, qui se compose d'un moteur, des engrenages et d'un ensemble de lames qui définissent l'ouverture de l'obturateur. Le positionnement des lames est décrit par l'angle θ qu'ils forment avec le plan horizontal. Ci-dessous $\theta = 25^\circ$, pas de lumière passe par l'obturateur. Un modèle linéaire, entre autres, validé avec une erreur quadratique

moyenne de 5,61%, a été presenté en considérant l'intervalle $[20^\circ, 30^\circ]$. La dynamique approchées d'obturateur pour cet intervalle est donnée par une fonction de transfert du second ordre en tant que

$$\ddot{z}(t) + 2\zeta\omega_n\dot{z}(t) + \omega_n^2 z(t) = \omega_n^2 u(t)_{obturateur}, \quad (78)$$

avec les paramètres $\zeta = 0.7$ et $\omega_n = 20$, étant $z(t)$ l'angle normalisé de l'obturateur à valeurs dans $[0, 100]$, et $u(t)_{obturateur}$ est la commande de l'angle normalisé reçu par le sous-système d'obturateur ([52], [66]).

Un modèle satisfaisant pour la dynamique de la température de la matière introduite dans la chambre de pyrolyse est donnée à partir de la température $T(t)_{mat}$ de la matière par l'équation différentielle

$$\frac{dT(t)_{mat}}{dt} = -\alpha_1 [T^4(t)_{mat} - T^4(t)_{env}] - \alpha_2 [T(t)_{mat} - T(t)_{air}] + \alpha_3 u(t), \quad (79)$$

où T_{air} et T_{env} sont la température de l'air et de l'environnement, respectivement ([52], [66]). Le signal $u(t)$ est la quantité de rayonnement incident qui atteint la matière. Les coefficients α_1 , α_2 et α_3 dépendent du matériau considéré et sont définis comme:

$$\alpha_1 = \frac{\epsilon\sigma A_{mat}}{C_p m}, \quad (80)$$

$$\alpha_2 = \frac{h_{conv} A_{mat}}{C_p m}, \quad (81)$$

$$\alpha_3 = \frac{\alpha_{mat} g_f h_d A_{mat}}{C_p m}, \quad (82)$$

où C_p est la chaleur spécifique, m est la masse du matériau, ϵ l'émissivité du matériau, σ la constante de Stephan-Boltzmann, A_{mat} la surface exposée du matériau, h_{conv} le facteur de convection, α_{mat} l'absorptivité solaire du matériau, g_f le gain du four solaire et h_d le gain du heliostat et du miroir concentrateur.

Le rendement de l'usine

Prenons le fonctionnement de l'usine complète du point de vue de la thermodynamique. Pour le cycle des processus irréversibles de ce genre étudié ici, nous obtenons

$$\Delta S = \Delta Q/T > 0, \text{ où}$$

$Q \rightarrow$ la chaleur d'une source externe,
 $T \rightarrow$ la température,
 $S \rightarrow$ l'entropie.

L'efficacité du système de l'usine pendant une période t est défini comme

$$\eta_t = \frac{Q_I - Q_{II}}{Q_I},$$

où Q_I et Q_{II} sont les quantités correspondantes de chaleur dans les régions I et II selon la Figure 2. Cette expression peut être écrite comme étant

$$\eta_t = 1 - \frac{Q_{II}}{Q_I}. \quad (83)$$

Nous pouvons combiner cette équation avec l'équation (51) de sorte que la dissipation de la chaleur à l'environnement II est explicitement associée à l'indice polytropique conformément à

$$1 - \frac{Q_{II}}{Q_I} = 1 - \frac{1}{(V_1/V_2)^{n-1}}, \quad (84)$$

$$\frac{Q_{II}}{Q_I} = \frac{1}{(V_1/V_2)^{n-1}}, \quad (85)$$

$$Q_{II} = \frac{Q_I}{(V_1/V_2)^{n-1}}. \quad (86)$$

Cependant, si nous voulons optimiser les performances de l'usine, il est essentiel que nous comprenions comment il suit l'expression de l'efficacité thermique dans un cycle de Carnot. Selon le premier principe de la thermodynamique, dans un système pourvu d'une source d'énergie thermique, l'échange de chaleur avec le milieu environnant est

exprimée par la variation d'énergie interne du système plus le travail effectué, à savoir,

$$dQ = dE + p dV. \quad (87)$$

Mais d'après l'équation de Clapeyron nous savons que

$$pV = RT, \quad (88)$$

où R est la constante des gaz parfaits. Par conséquent, dans le processus isothermique l'équation (87) se réduit à

$$dQ = \frac{RT}{V} dV, \quad (89)$$

dont l'intégration conduit aux deux environnements (pour un cycle complet de Carnot)

$$Q_I = RT_I \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT_I \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (90)$$

$$Q_{II} = -RT_{II} \int_{V_3}^{V_4} \frac{dV}{V} = RT_{II} \ln \frac{V_3}{V_4}. \quad (91)$$

Pour la phase adiabatique du cycle de Carnot, $dQ = 0$, et l'équation (87), à une quantité unitaire de masse, se réduit à

$$p dV = -c dT, \quad (92)$$

où c est la chaleur spécifique. En divisant terme à terme par l'équation de Clapeyron, nous obtenons

$$\frac{dV}{V} = \frac{-c}{R} \frac{dT}{T}. \quad (93)$$

L'intégration de cette expression conduit à

$$\ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{-c}{R} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (94)$$

En faisant $\tilde{k} = \frac{R}{c}$,

$$\tilde{k} \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \frac{T_1}{T_2}. \quad (95)$$

Par conséquent,

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\bar{k}} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (96)$$

Une analyse sommaire des symétries le long du cycle nous permet de déduire que

$$\left(\frac{V_4}{V_1}\right)^{\bar{k}} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (97)$$

$$\left(\frac{V_3}{V_2}\right)^{\bar{k}} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (98)$$

Ce est pourquoi nous concluons que

$$\frac{V_3}{V_4} = \frac{V_2}{V_1}. \quad (99)$$

En substituant dans l'équation (83) les résultats (90) et (91),

$$\eta = \frac{T_I \ln \frac{V_2}{V_1} - T_{II} \ln \frac{V_3}{V_4}}{T_I \ln \frac{V_2}{V_1}}, \quad (100)$$

d'où il résulte que

$$\eta = \frac{T_I - T_{II}}{T_I}. \quad (101)$$

Ainsi, en combinant de manière alternant les processus isothermiques et adiabatiques, la chaleur échangée parmi les régions I et II, Q_I et Q_{II} , sont proportionnels à la température de les régions, de telle sorte que

$$\frac{Q_I}{Q_{II}} = \frac{T_I}{T_{II}}. \quad (102)$$

Comme le cycle de Carnot n'est pas dépassable, même si nous utilisons le maximum de performance de la plante, nous écrivons

$$\eta_t \leq 1 - \frac{T_{II}}{T_I} \text{ }^8. \quad (103)$$

⁸ Strictement parlant,

$$\frac{Q_I - Q_{II}}{Q_I} < \frac{T_I - T_{II}}{T_I}$$

Maintenant, si l'on considère le nombre de facteurs irréversibles tout au long de les étapes de l'industrie, nous devons introduire le coefficient irréversible $\varphi \geq 1$,

$$\eta_t \leq \frac{1}{\varphi} \left(1 - \frac{T_{II}}{T_I} \right). \quad (104)$$

Le plus φ est proche de 1, le plus petit est le nombre de processus irréversibles et la variation de l'entropie ΔS ; ainsi, il devient une production plus nette, puisque le nombre d'états de configuration du système relatives à la production de matières hasardeuses est mineur. En fait, le nombre d'états de configuration du système est presque entièrement réduit aux états organisés par le gradient de température.

Une brève étude des relations différentielles entre la chaleur, l'entropie, le volume, la pression et la température

De toutes les analyses que je l'ai fait, il est clair que les échanges thermiques sont étroitement liés à quatre variables principales: S , V , T et \mathcal{P} . De l'équation d'entropie nous pouvons écrire

$$TdS = dQ; \quad (105)$$

$$TdS = dE + \mathcal{P}dV. \quad (106)$$

Pour nous établissons la relation différentielle entre l'énergie thermique et le couple (\mathcal{P}, S) nous faisons

$$\frac{\partial E}{\partial \mathcal{P}} = T \frac{\partial S}{\partial \mathcal{P}} - \mathcal{P} \frac{\partial V}{\partial \mathcal{P}}; \quad (107)$$

$$\frac{\partial E}{\partial S} = T \frac{\partial S}{\partial S} - \mathcal{P} \frac{\partial V}{\partial S}. \quad (108)$$

Encore une fois pour différencier ces expressions,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \mathcal{P} \partial S} = \frac{\partial T}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial \mathcal{P}} + T \frac{\partial^2 S}{\partial \mathcal{P} \partial S} - \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial S} \frac{\partial V}{\partial \mathcal{P}} - \mathcal{P} \frac{\partial^2 V}{\partial \mathcal{P} \partial S}; \quad (109)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial S \partial \mathcal{P}} = \frac{\partial T}{\partial \mathcal{P}} \frac{\partial S}{\partial S} + T \frac{\partial^2 S}{\partial S \partial \mathcal{P}} - \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \mathcal{P}} \frac{\partial V}{\partial S} - \mathcal{P} \frac{\partial^2 V}{\partial S \partial \mathcal{P}}. \quad (110)$$

Comme l'ordre de différenciation n'a pas d'importance, nous avons

$$\frac{\partial T}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial \mathcal{P}} - \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial S} \frac{\partial V}{\partial \mathcal{P}} = \frac{\partial T}{\partial \mathcal{P}} - \frac{\partial V}{\partial S}. \quad (111)$$

En supposant que \mathcal{P} et S sont conjointement paramétrées, à savoir,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial \mathcal{P}} \right)_S = \left(\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial S} \right)_\mathcal{P} = 0, \quad (112)$$

$$\frac{\partial V}{\partial S} = \frac{\partial T}{\partial \mathcal{P}},$$

qui est une des équations thermodynamiques de Maxwell. Des résultats similaires sont obtenus en échangeant des paires de grandeurs permettant d'obtenir les équations restantes. L'équation (112) établit une clé de liaison pour le contrôle de la variation de l'entropie de la plante, puisque associe les variations de pression, de température et de volume.

Ma recherche sur la relation intrinsèque entre les variables S , \mathcal{P} , T et V m'a amené à écrire une équation générale du second ordre, à savoir

$$\tilde{c} \frac{\partial^2 V}{\partial \mathcal{P} \partial S} = -\frac{1}{\mathcal{P}} \frac{\partial T}{\partial \mathcal{P}}, \quad (113)$$

avec \tilde{c} constante. En remplaçant l'équation (112),

$$\tilde{c} \frac{\partial^2 V}{\partial \mathcal{P} \partial S} = -\frac{1}{\mathcal{P}} \frac{\partial V}{\partial S}. \quad (114)$$

Comme l'ordre de différenciation n'a pas d'importance,

$$\tilde{c} \frac{\partial}{\partial S} \left(\frac{\partial V}{\partial \mathcal{P}} \right) = -\frac{1}{\mathcal{P}} \frac{\partial V}{\partial S}. \quad (115)$$

L'obtention des primitives sur les deux côtés par des anti-différentielles, avec \mathcal{P} paramétrée ($(\partial \mathcal{P} / \partial S)_\mathcal{P} = 0$), conduit à

$$\tilde{c} \frac{\partial V}{\partial \mathcal{P}} = -\frac{V}{\mathcal{P}}. \quad (116)$$

Cette équation⁹ peut être organisée sous la forme

$$\tilde{c} \frac{\partial V}{V} = - \frac{\partial P}{P}, \quad (117)$$

dont l'intégration fournit

$$\tilde{c} \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \frac{P_1}{P_2}. \quad (118)$$

De là, nous obtenons

$$\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\tilde{c}} = \frac{P_1}{P_2}. \quad (119)$$

Cette expression est valable pour les processus polytropiques (voir l'équation (43)). En fonction de la valeur de \tilde{c} , le processus peut être isobarique, isochorique, isothermique ou isentropique. Pour le cas isentropique, à condition que \tilde{c} soit constante, il en résulte que

$$PV^{\tilde{c}} = \text{const.}, \quad (120)$$

connue sous le nom d'équation de l'adiabatique de Poisson, avec \tilde{c} étant appelé coefficient isentropique.

Bien que l'équation (113) a été présentée comme un axiome, il découle de l'application de l'équation d'état de Grüneisen¹⁰ [51] dans l'équation de conservation de l'énergie (106), de telle sorte que nous disposons sur partielles

$$T\partial S = \partial E + \tilde{c} \left(\frac{E}{V} \right) \partial V. \quad (121)$$

Alors nous appelons P la fraction E/V , d'où

$$T\partial S = \partial E + \tilde{c}P\partial V. \quad (122)$$

En divisant tous les termes par ∂P , nous avons

$$\frac{\partial E}{\partial P} = T \frac{\partial S}{\partial P} - \tilde{c}P \frac{\partial V}{\partial P}. \quad (123)$$

⁹ Il est évident que, pour $\tilde{c} = 1$, nous retombons dans la situation d'un gaz parfait.

¹⁰ Comme on le sait, bien que peu dans la littérature, le paramètre de Grüneisen a à la fois une définition microscopique et une macroscopique, le premier, se rapportant aux fréquences vibratoires des atomes dans un matériau, et le dernier, se rapportant aux propriétés thermodynamiques telles que la capacité thermique et de dilatation thermique.

Etant donné que

$$\frac{\partial E}{\partial S} = T, \quad (124)$$

il s'ensuit

$$\frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\partial E}{\partial S} \right) - \frac{\partial T}{\partial P} = 0; \quad (125)$$

$$\frac{\partial}{\partial S} \left(T \frac{\partial S}{\partial P} - \tilde{c} P \frac{\partial V}{\partial P} \right) - \frac{\partial T}{\partial P} = 0; \quad (126)$$

$$\frac{\partial T}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial P} + T \frac{\partial^2 S}{\partial S \partial P} - \tilde{c} \frac{\partial P}{\partial S} \frac{\partial V}{\partial P} - \tilde{c} P \frac{\partial^2 V}{\partial S \partial P} - \frac{\partial T}{\partial P} = 0. \quad (127)$$

Avec le paramétrage de P par rapport à S ,

$$\tilde{c} \frac{\partial^2 V}{\partial S \partial P} = -\frac{1}{P} \frac{\partial T}{\partial P}. \quad (128)$$

Le paramètre $\tilde{c} > 0$ est en dernière analyse le coefficient adiabatique de la relation adiabatique (120). Il correspond également à l'indice polytropique n discuté ci-dessus.

entropie dans le réacteur vu par le formalisme de Lagrange

Dans le thermo-cycleur j'ai imaginé l'existence d'un champ calorique conservatrice associée à la chambre de pyrolyse. Cette hypothèse est basée sur le principe que la minimisation optimale du taux d'entropie qui reposerait sur l'existence d'un courant calorique conservée. Cette conservation serait garantie par un approvisionnement constant de la chaleur solaire qui compenserait les pertes par dissipation. Strictement parlant, en raison des interactions thermiques aléatoires avec le milieu et des fluctuations du processus d'insolation, ces performances ne fonctionnent que comme un idéal vers lequel le système contrôlé doit progresser.

La théorie des champs caloriques

La thermodynamique est une théorie macroscopique élégante, construite sur quelques hypothèses fondamentales. Elle décrit les effets macroscopiques des systèmes formés par un grand nombre d'entités microscopiques (particules, molécules, spins, et ainsi de suite)

qui obéissent aux lois fondamentales de la mécanique classique ou la mécanique quantique, selon le cas. De l'analyse de la généralité de la thermodynamique et de sa demande tardive en tant que science physique solidement établie, nous pouvons supposer que la prévalence des modèles mécanistes a été produite par une présence séculaire de la mécanique et de son énorme succès pour expliquer le monde des choses immédiates. L'exhaustivité de la thermodynamique est principalement marquée par son approche évolutive des systèmes physiques, pointant l'entropie comme une variable fondamentale — définie d'une manière quelque peu abstraite à partir d'un principe variationnel — dans le processus d'évolution. Allant des énoncés que la chaleur est l'énergie en transit et que l'équilibre thermodynamique du système est l'état macroscopique dont l'entropie est un maximum, il est possible de décrire tout phénomène physique, dans la mesure où la dynamique de l'univers est résumée par les processus d'échange et de dissipation de l'énergie. De cette façon, nous pouvons comprendre historiquement l'absence presque totale d'application des théories des champs classiques dans le cadre de la thermodynamique, à l'exception, peut-être, indirectement dans certaines situations spécifiques où l'état thermique du système apparaît secondairement dans le cadre dynamique général d'analyse appliquée.

Avant de présenter le sujet du présent paragraphe, je dois faire quelques observations sur les postures scientifiques modernes. Bonaparte était un despote, sans doute, mais lucide. Bien que pas un scientifique, il admirait et appuyait la science, un fait qui a été traduit dans nombreuses déclarations très actuelles. En particulier, il écrivait très bien. Parmi ses maximes et pensées choisies par Balzac [8], apparaît un sur la méthode, ce qui est utile de reproduire:

L'essence de toute méthode doit être: aider à la conception, faciliter la mémoire et donner plus de force à la pensée [8].

Je pense que, compte tenu de l'essence décrite ci-dessus, avec laquelle je suis d'accord, il n'y a qu'une seule méthode efficace pour faire une nouvelle théorie physique pleinement intelligible: la discussion philosophique, psychologique, historique et technique approfondie sur les aspects qui ont dominé vers la fin du processus de modélisation. Je dois pour moi que la plupart des pseudo-scientifiques qui avaient

critiqué mes idées hier ignore ce fait, en juger par ce qui a été écrit dans les 20 dernières années. Seulement ma détermination inébranlable m'a tenu au courant des objectifs réels de mon travail. Un médiocre ici, un autre là, cela est quelque chose qui fait partie de la vie.

Hermann Bondi, sans doute l'un des physiciens les plus éminents du XXe siècle, a noté que le scientifique est une personne qui ne sera jamais connaître tous les faits, tout simplement parce que quelque chose de nouveau se produit à chaque instant. Il a conclu qu'une caractéristique essentielle de la science est la capacité à décrire les choses de telle sorte que nous pouvons dire quelque chose sans savoir quoi que ce soit [19]. Malheureusement, il a été développé, au cours des trente dernières années, une culture postmoderne presque entièrement limitée à la lecture circulaire des articles, en laissant de côté la lecture critique des grands classiques qui ont soutenu et consolidé la connaissance qui va construire le monde du XXIe siècle. Deux résultats de cet abandon étaient 1) - l'introduction d'une incapacité généralisée à réaliser que faire des choses simples et significatifs est ce qui est vraiment difficile — les principes physiques les plus universels sont représentés par les équations les plus simples —, et 2) - l'incapacité à élaborer des conjectures et de les soumettre à des tests de réfutation. De nombreux chercheurs modernes trouvent difficile à construire des modèles de conjectures théoriques, car ils ont été habitués à travailler à peu près limitées aux données recueillies. Seuls les modèles basés sur des conjectures, par la suite soumis à des tests systématiques, peuvent apporter la nouveauté et la possibilité de l'observation des aspects insoupçonnés. Le modèle qui sera présenté ici, heureusement, appartient à cette catégorie théorique.

Ce qui précède ne renferme encore que les principes généraux de l'analyse de la thermodynamique. Quant à sa usage, je crois, il n'y a qu'à lire [67] et [91]. Des progrès en physique m'ont conduit à des théories si compliquées que je ne parvenais plus à les suivre sans repris ces théories dans un cadre beaucoup plus général d'intérêt vers le monde réel des besoins quotidiens de l'homme. Je me suis donc mis à chercher une application possible de la théorie de champ pour modéliser un système thermodynamique de recyclage dans un espace de paramètres de contrôle. Mon raisonnement va commencer par établir une grandeur physique ξ que je vais définir tout au long de la discussion. En tant que système physique conservatrice, et circonscrite par la perspective entropique, nous avons une fonction de Lagrange qui décrit la dynamique du système de telle sorte

que

$$\frac{d\mathcal{L}}{dq} = \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\xi} \frac{d\xi}{dq} + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_q\xi} \frac{d\partial_q\xi}{dq}, \quad (129)$$

obéissant à l'équation d'Euler-Lagrange

$$\frac{d\mathcal{L}}{dq} - \left[\frac{d\xi}{dq} \frac{d}{dq} \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_q\xi} \right) + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_q\xi} \frac{d\partial_q\xi}{dq} \right] = 0, \quad (130)$$

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\xi} \frac{d\xi}{dq} - \frac{d\xi}{dq} \frac{d}{dq} \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_q\xi} \right) = 0, \quad (131)$$

$$\frac{d}{dq} \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_q\xi} \right) \frac{d\xi}{dq} - \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\xi} \frac{d\xi}{dq} = 0, \quad (132)$$

$$\frac{d}{dq} \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_q\xi} \right) - \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\xi} = 0, \quad (133)$$

où q est la coordonnée généralisée. L'équation (130) peut être réarrangé et doit déterminer un "courant conservé", J , selon

$$\frac{d}{dq} \left[\mathcal{L} - \partial_q\xi \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_q\xi} \right] = 0, \quad (134)$$

à partir de laquelle nous écrivons

$$\mathcal{L} - \partial_q\xi \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_q\xi} = J = C^{te}. \quad (135)$$

Prenons la variable ξ représentant un champ scalaire complexe calorique non-massif. En la théorie présentée, je désigner un sous-espace de configuration finie \mathcal{C} par l'expression du produit $\mathcal{C} = \mathcal{M} \otimes \mathbb{C}$, où \mathcal{M} est une variété classique dans l'espace tridimensionnel et \mathbb{C} est le domaine complexe du champ scalaire. Cet sous-espace a pour coordonnées (q, ξ) , où q est un point de la variété et ξ est la valeur du champ. Maintenant, tout comme dans la théorie de l'information, l'entropie S d'un champ scalaire en coordonnées généralisées, avec le champ élargi dans une distribution normalisée, est définie comme

$$S = \int -\gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2 dq, \quad (136)$$

$$\int |\xi|^2 dq = 1, \quad (137)$$

où γ est un scalaire réel inconnu. Il est facile de montrer que $|\xi|^2$ est invariante par les transformations de phase; donc $|\xi|^2$ peut être inclus dans la fonction de Lagrange. Ainsi, nous définissons un lagrangien d'un champ scalaire complexe calorique non-massif¹¹ dans le sous-espace \mathcal{C} pour

$$\mathcal{L}_C = (\partial_q \xi)^\dagger (\partial^q \xi) - |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2, \quad (138)$$

à partir de laquelle on obtient l'équation de champ (faisant le conjugué du champ calorique la cible de la variation δ)¹²

$$\partial_q \partial^q \xi + (1 - \gamma^2) \xi - \gamma^2 \xi \ln |\xi|^2 = 0. \quad (139)$$

C'est, par définition, l'équation qui régit le champ à l'intérieur du réacteur de pyrolyse (voir la Figure 14), avec γ étant une constante pour définir ultérieurement et qui dépend du système en question¹³. La distribution se réfère aux états caloriques possibles. Le concept de champ a été introduit ici pour soutenir l'arrière-plan dans lequel le nombre variable de ruptures/recombinaisons atomiques sont noyés lors du traitement de divers matériaux¹⁴. L'équation de champ comprend un terme d'entropie et l'expression (136)

¹¹ Un champ calorique scalaire sans masse est un champ de longue étendue. Théoriquement, il s'étend au-delà de la chambre.

¹² Cette équation est obtenue en considérant que

$$\begin{aligned} |\xi|^2 &= \xi^\dagger \xi; \\ \frac{\partial \mathcal{L}_C}{\partial \partial_q \xi^\dagger} &= \partial^q \xi; \\ \frac{\partial \mathcal{L}_C}{\partial \xi^\dagger} &= -\xi + \gamma^2 \xi \ln |\xi|^2 + \gamma^2 \xi. \end{aligned}$$

¹³ On pourrait aussi penser à un champ calorique totale massif, qui comprend la masse de déchets. Pour formaliser ce changement serait suffisant réécrire l'équation (139) comme

$$\partial_q \partial^q \xi + (m - \gamma^2) \xi - \gamma^2 \xi \ln |\xi|^2 = 0.$$

En fait, je pensais de cette façon dans la première version de ma théorie, mais selon ce point de vue, il faudrait changer complètement le sens de la constante γ . En outre, sans stades partitionnées ne seraient pas si simple le contrôle de chaque étape de la production d'entropie.

¹⁴ On pourrait se demander pourquoi établir une théorie de champ calorique pour décrire un processus apparemment simple du moteur thermique. Ce serait à peu près la même chose que demander pourquoi la théorie de la relativité générale, car il ya telle-

est en fait une généralisation directe de l'entropie de Gibbs. Il est à noter que, pour $|\xi|^2 < 1$, il se ensuit que $\ln|\xi|^2 < 0$; ainsi, $S > 0$ pour chaque état non-trivial du système. Le courant calorique conservé est donnée par

$$-(\partial_q \xi)^\dagger (\partial^q \xi) + (\partial_q \xi)^\dagger (\partial^q \xi) - |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2 = \quad (140)$$

$$= (\gamma^2 \ln |\xi|^2 - 1) |\xi|^2 = J. \quad (141)$$

L'efficacité théorique maximale du réacteur est donc soumis à un apport continu de l'énergie solaire pour maintenir l'état du champ calorique similaire à celle d'un système conservatrice.

Du point de vue de l'ingénierie des systèmes thermiques, une analyse de l'entropie produite lors de toutes les étapes le long de la chambre de pyrolyse offre

$$\sum_i m_i c_i - \sum_o m_o c_o + \sum_r \left(\frac{Q_v}{T_v} \right)_{1-2} + S_{gen[1-2]} + \int -\gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2 dv = \quad (142)$$

$$= S_2 - S_1, \quad (142)$$

où l'indice v spécifie le volume de contrôle, Q_v est la chaleur transférée à partir du côté intérieure de la chambre à la surface de graphite limitée par le volume de contrôle établi, $S_{gen[1-2]}$ est la quantité d'entropie générée dans le volume de contrôle défini entre les points 1 et 2, S_1 et S_2 sont les quantités d'entropie pour les temps t_1 et t_2 , c_i et c_o sont respectivement les chaleurs spécifiques de las masses des déchets m_i et m_o d'entrée et de sortie du volume de contrôle, et T_v est la température dans le volume de contrôle. En

ment d'autres théories de la gravitation qui décrivent bien la gravité sans la complexité mathématique de la conception d'Einstein. La réponse est similaire: ce n'est pas une question de complexité mais de précision. Le contrôle informatisé de l'entropie, fondée sur l'application effective des catalyseurs chimiques, sur le monitoring du gradient de températures et de la production de déchets inertes, et sur l'incidence variable du rayonnement solaire nécessite des algorithmes qui permettent un réglage fin des variables impliquées. Ne voulant pas faire des comparaisons, mais comme Einstein a découvert que l'espace-temps est un champ, je établi que la chaleur est également un champ dont les excitations sont associés à la création de nouvelles recombinaisons moléculaires. En outre, le champ calorique est le référent naturel de la théorie, sans laquelle les conditions environnementales externes qui influencent directement la performance de l'usine seraient sans une description appropriée, un fait qui pourrait compromettre la complétude et l'exactitude du modèle. Rappelant le paragraphe 2.1., l'absence d'un tel concept serait aussi frustrant que d'imaginer que *l'eau est causée par la pompe*.

effet, il est préférable de maintenir un champ calorique scalaire non massif, plutôt que d'inclure dans le champ la masse, de sorte que les termes de masse du calcul de l'entropie global du système peuvent être contrôlées séparément.

Sur l'introduction du terme d'entropie dans l'équation de champ calorique et sur l'application du calcul des variations

Du terme d'entropie — Plus le nombre de variables nécessaires pour un problème, plus le nombre de solutions possibles. Ainsi, la physique de l'usine proposée implique de nombreuses variables allant de l'optique à la thermodynamique, avec un vaste *background* composé de la connaissance de la mécanique, la mécanique des fluides, la nanoscience, la chimie physique et des domaines plus généraux tels que la climatologie et la géographie physique. Cela nous amène à conclure que les critères de sélection et construction théorique devraient être guidés par des directives techniques, esthétiques et logiques. La mise en œuvre d'un champ calorique est arbitraire. Cependant, la théorie du contrôle de l'entropie semble beaucoup plus claire et cohérente avec son introduction. De plus, le choix d'un champ scalaire non massif repose aussi sur un argument très simple paraphrasé d'une approche due à Poincaré sur la diffusion de l'énergie: si la diffusion de la chaleur doit rester liée à une sorte de matière, alors la chaleur ne peut pas diffuser jamais sous le vide, ce qui est faux, vu que la chaleur peut se propager sous la forme d'un rayonnement. Donc, il n'y a aucune raison de supposer un champ calorique massif d'origine solaire dans les hypothèses fondamentales de la théorie¹⁵. Du point de vue de la nature physique réelle du champ calorique formé dans la chambre de pyrolyse (Figure 14), on peut dire qu'il est un agent dans l'attente pour la quantité de matière qu'il va transformer, et donc on peut parler d'une certaine quantité d'action nécessaire pour les transformations en question (dans la définition de Maupertuis).

¹⁵ D'un point de vue purement sensorielle, un champ calorique peut prendre des «teintes» différentes selon si il ya ou non un moyen matériau massif avec lequel il interagit. En effet, comment penser les flammes fugaces et ses dessins occasionnels sinon par un champ calorique coulant dans l'air? Comme l'a dit bien Bachelard dans ses digressions sur les mystères du feu, *tant la chaleur est le feu élémentaire comme bientôt un effet du feu.*

Mais l'introduction de champ calorique trouve également fondation en ce que je appelle «l'induction par discussion critique»¹⁶. L'induction par discussion critique est facile à comprendre de la manière suivante. La notion de champ, quel que soit le cas, apparaît logiquement comme un moyen de concilier les idées d'élasticité et de compressibilité de la matière — et donc l'idée de vide et l'idée d'extension — avec sa capacité d'agir hors de sa présence sur le site de l'action. N'y a aucun besoin de reproduire ici l'évolution et l'affirmation de concept de champ pendant plus de cent ans. Il me semble que, parmi d'autres alternatives possibles, la notion de champ, depuis Poisson, Cauchy, Maxwell et Faraday, était de loin la plus satisfaisante pour la modélisation dynamique de la matière. Il est à noter une observation perspicace de Bachelard[6]: *Certes, les différents tempéraments philosophiques ont caractérisé les champs de force avec différentes nuances réalistes.[...] Un Faraday pense et l'espace électrisé comme un milieu physique différencié par les lignes de force, presque lignes matérielles, comme cordes tendues*¹⁷. Dans le cas de la centrale solaire présentée ici, et dans la ligne de raisonnement que je préconise, la notion de champ calorique se pose naturellement comme l'expression de l'action du soleil à l'intérieur de la chambre de pyrolyse. On peut dire que le succès de l'image physique de champ réside dans le fait que cela nous permet d'établir les limites de l'influence entre les corps.

D'autre part, au premier coup d'oeil il n'est pas facile d'expliquer la nécessité d'un terme supplémentaire de l'entropie dans l'équation de champ. Après mûre réflexion, je conclus que la justification est contenue dans la loi même de l'entropie. De nouveau, la thermodynamique a été cruciale pour la compréhension du monde physique.

La dimension emblématique de la thermodynamique peut être évaluée par le paradigme qui elle a offert à Einstein quand il était à la recherche d'un principe formel consacrant la puissance de la relativité restreinte. Il a dit en 1904: *L'exemple que je avais*

¹⁶ Non que je suis un adepte de la science inductive dogmatique fondée sur des observations qui doivent nécessairement précéder les problèmes. Avant oui, cela est (l'introduction du champ calorique) une hypothèse, une supposition basée sur la conception utilisé à plusieurs reprises avec succès dans la description de divers processus physiques.

¹⁷ En effet, comme l'a dit Valéry, Faraday "aussi voyait des systèmes de lignes unissant tous les corps, remplissant tout l'espace, pour expliquer les phénomènes électriques et même la gravitation:[...] Faraday n'était pas mathématicien, mais il ne différait des mathématiciens que par l'expression de sa pensée, par l'absence des symboles de l'analyse" [87].

devant moi était la thermodynamique. Voici le principe général avait été donnée par le théorème suivant: les lois de la nature sont telles qu'il est impossible de construire un perpetuum mobile (première et deuxième espèces). Comment alors trouver un principe universel de cette classe?

En résumé, on peut dire que la réponse à cette question a conduit à l'affirmation selon laquelle les lois de la nature sont telles que deux événements simultanés dans un système de référence particulier ne sont pas dans un autre système de référence différent, éliminant ainsi l'ancienne idée de simultanéité absolue.

Dans mon cas, je dirais que la thermodynamique a émergé comme un paradigme d'elle-même au sens plus spécifique. Compte tenu du fait que l'entropie est une grandeur qui ne peut pas faire autre chose que de augmenter, ou plus précisément, du fait que la variation d'entropie peut exprimer accélération ou ralentissement de la dégradation croissante d'un système, ma thèse est que aucun champ conçu comme flux d'énergie peut être décrit avec précision sans sa propre entropie enregistrée dans l'évolution du système en question; sinon, nous aurions à accepter le champ calorique comme une entité absolue et non dégradable errant dans une sorte d'éther aussi absolue. Pour une théorie qui prétend contrôler avec précision, ignorer ce fait serait une attitude indéfendable.

Du lagrangien et du calcul des variations — Le lagrangien (ou la densité lagrangienne en théorie des champs) est simplement un moyen de construire pour toute courbe $\mathcal{X} = f(t)$ une fonction intégrable; il doit être un objet en même temps invariant de jauge et invariant de Lorentz, qui peut être intégré sur tout l'espace-temps. De son propre, la densité lagrangienne est ainsi une expression capable de fournir, selon la «règle» d'Euler-Lagrange de différenciation, une équation différentielle du mouvement ou de l'évolution d'un certain système. La généralité de ce formalisme lagrangien semble approprié pour une description élégante du champ calorique. De plus, dans le calcul des variations, selon Lazare Carnot, [...] *ce sont les relations mêmes qui existent entre les variables, qu'il s'agit de trouver, c'est-à-dire les équations qui doivent avoir lieu entre ces variables, pour satisfaire à la condition du maximum ou du minimum.* [24]. Une fois que l'entropie ne dépend pas sur le chemin de l'évolution, nous devons d'abord assurer la route la plus directe (la plus efficace): *Quand un changement se produit*

dans la nature, la quantité d'action nécessaire pour cette modification est le plus petit possible, a dit Maupertuis de diverses façons [56]. Or, a la suite du principe de Hamilton — selon lequel un système change d'une configuration à l'autre de telle manière que la variation δ de l'intégrale $\int dt\mathcal{L}$ entre la trajectoire réelle et une trajectoire voisine se terminant au même point dans l'espace et le temps, est nul —, fait l'action liée au champ calorique minimale signifie rendre nulles les équations qui doivent avoir lieu entre les variables impliquées, en supposant qu'une action minimale doit correspondre à une plus grande efficacité dans le temps. Nous exigeons que, en raison de la variation de l'action, on obtient des équations différentielles du second ordre, et ainsi les dérivés dans le lagrangien devraient se produire au plus quadratique.

Compte tenu de ce qui précède, il est intéressant d'en déduire l'équation de champ calorique de l'application du principe variationnel. Alors soyez l'action et sa variation

$$S = \int dV \left[(\partial_q \xi)^\dagger (\partial^q \xi) - |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2 \right]; \quad (142)$$

$$\begin{aligned} \delta S = \int dV \left[(\partial_q \delta \xi)^\dagger (\partial^q \xi) + (\partial_q \xi)^\dagger (\partial^q \delta \xi) - \xi \delta \xi^\dagger - \xi^\dagger \delta \xi + \right. \\ \left. + \gamma^2 \xi \delta \xi^\dagger \ln |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \frac{1}{|\xi|^2} (\xi \delta \xi^\dagger + \xi^\dagger \delta \xi) \right]. \end{aligned} \quad (141)$$

En considérant qu'à le conjugué du champ calorique comme la cible de la variation δ , l'intégration par parties conduit à l'élimination du terme se référant aux extrémités d'intégration, de sorte que

$$\delta S = - \int dV \partial_q \partial^q \xi \delta \xi^\dagger + \int dV \left[-\xi \delta \xi^\dagger + \gamma^2 \xi \delta \xi^\dagger \ln |\xi|^2 + \gamma^2 \xi \delta \xi^\dagger \right]; \quad (141)$$

$$\delta S = \int dV \left[-\partial_q \partial^q \xi \delta \xi^\dagger - \xi \delta \xi^\dagger + \gamma^2 \xi \ln |\xi|^2 \delta \xi^\dagger + \gamma^2 \xi \delta \xi^\dagger \right]; \quad (141)$$

$$\delta S = \int dV \left[-\partial_q \partial^q \xi - \xi + \gamma^2 \xi \ln |\xi|^2 + \gamma^2 \xi \right] \delta \xi^\dagger. \quad (141)$$

Pour cette expression correspondre à un minimum, comme les variations sont encore plus indéterminées que les différentielles et arbitraires entre les extrémités d'intégration sur le chemin de l'évolution, nous devons écrire

$$-\partial_q \partial^q \xi - \xi + \gamma^2 \xi \ln |\xi|^2 + \gamma^2 \xi = 0, \quad (141)$$

d'où résulte que l'équation de champ est donnée par

$$\partial_q \partial^q \xi + (1 - \gamma^2) \xi - \gamma^2 \xi \ln |\xi|^2 = 0. \quad (141)$$

Le même raisonnement vaut pour le champ calorique ξ^\dagger comme la cible de la variation δ .

L'irréversibilité thermique formalisée

Juste pour avoir une idée claire de la façon dont se déroule l'évolution thermodynamique d'un système, et pour comprendre la signification physique de l'irréversibilité, il faut imaginer une variété constituée de points représentant des états d'équilibre du système considéré. Cette variété, «l'espace de phase», et le système thermodynamique lui-même sont exprimés ici par la lettre \mathfrak{R} . Il faut aussi avoir une notion que je considère comme centrale, à savoir celle d'une «trajectoire moins entropique».

L'espace de phase, ou des états d'équilibre, nommé \mathfrak{R} , est tel que chaque vecteur d'état $\mathfrak{r}' \in \mathfrak{R}$ est accessible à partir d'un autre vecteur d'état $\mathfrak{r} \in \mathfrak{R}$, de sorte que $\mathfrak{r} \prec \mathfrak{r}'$. Le processus qui porte \mathfrak{r} sur \mathfrak{r}' est un processus thermodynamique, i. e, une manipulation des variables de contrôle pour changer l'état \mathfrak{r} en \mathfrak{r}' . Toutes les courbes représentant des changements possibles de tout \mathfrak{r} à tout \mathfrak{r}' forment un ensemble de trajectoires dans un certain \mathfrak{R}^{n+1} pour $n > 0$. La trajectoire de phase entre deux vecteurs d'état est à son tour un ensemble de processus irréversibles de transitions de phase. Dans un espace de phase courbe il n'y a pas de moyen direct d'associer les grandeurs vectorielles ou tensorielles mesurées à différents points, un fait qui nous amène à prendre le transport parallèle, puisqu'il permet de relier les grandeurs vectorielles ou tensorielles en différents points. Par définition, je suppose qu'un tel transport parallèle est celui qui constitue la trajectoire la moins entropique puisque le transport parallèle d'un vecteur le long d'un chemin a lieu sans virage ou étirement. Pour moins entropique, je comprends un chemin par lequel le exergie subissent des pertes plus petites. Le transport parallèle est supposément moins entropique car il configure une accessibilité sans virage ou étirement, et donc pas de possibilité de pertes aléatoires supplémentaires.

Alors que l'entropie d'un système dynamique tend toujours à croître dans le sens du temps, il est raisonnable de supposer que les actions de contrôle ne font que ralentir l'avancement de l'entropie. Ainsi, il est approprié de parler de la variation de l'entropie. En regardant le engine présenté, la variation totale de la génération d'entropie peut s'écrire

$$\delta S_{tot} = \delta S_{int} + \delta S_{ext}. \quad (141)$$

Cependant, à mon avis, si ce qui importe est le taux de changement de l'entropie, et si l'entropie a la même direction que la flèche du temps, alors il est pratique d'établir une fonction de Lagrange comme

$$\mathfrak{L} = \delta Q_{int} \dot{f}(H) + f(H) \frac{\delta Q_{ext}}{\tau_{ref}}, \quad (141)$$

où $f(H)$ est une coordonnée généralisée donnée par la fonction de Heaviside de l'intervalle de temps

$$f(H) = (\tau - \tau_0)H(\tau - \tau_0), \dot{f}(H) = H(\tau - \tau_0).$$

Entre *kets* de Macaulay, cette forme lagrangien assume

$$\mathfrak{L} = \delta Q_{int} \langle \tau - \tau_0 \rangle^0 + \langle \tau - \tau_0 \rangle^1 \frac{\delta Q_{ext}}{\tau_{ref}}. \quad (141)$$

L'utilisation de *kets* symbolise les discontinuités d'état entre un intervalle de temps et l'intervalle suivant. J'ai appelé ce lagrangien "ergodétique", ce qui signifie qu'il se réfère à l'énergie thermique évoluant sur de courts intervalles. Le deuxième terme fait référence aux effets de la fourniture externe d'énergie thermique concentrée dans un intervalle de temps donné sur une période de référence. Pour $\tau < \tau_0$, le lagrangien s'annule selon les règles des *kets*. En d'autres termes, il n'y a pas d'énergie thermique traversant le passé, ce qui revient à dire que l'entropie pointe toujours vers le futur. Maintenant, prenons l'équation différentielle d'Euler-Lagrange pour une situation non-dissipative,

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \dot{f}(H)} \right) - \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial f(H)} = 0. \quad (141)$$

Cela implique que

$$\frac{d}{d\tau}(\delta Q_{int}) - \frac{\delta Q_{ext}}{\tau_{ref}} = 0. \quad (141)$$

$$\boxed{\delta \dot{Q}_{int} = \frac{\delta Q_{ext}}{\tau_{ref}}}. \quad (141)$$

En outre, nous pouvons interpréter \dot{Q}_{int} comme l'interaction de transfert de chaleur pour le côté intérieur d'une frontière à la température T ¹⁸, de sorte que l'entropie chargée dans la variation du chemin de phase de l'interaction est donnée par

$$\frac{\delta \dot{Q}_{int}}{T} = \frac{\delta Q_{ext}}{T\tau_{ref}}.$$

Une symétrie de ce type doit être poursuivie et sert de modèle d'équilibre à imiter par des dispositifs de contrôle, établissant des liens réels entre les équipements et l'environnement extérieur. L'introduction de la fonction H comme coordonnée généralisée vise à établir de petits intervalles de temps le long desquels la variation de l'entropie apparaît comme une signature évolutive, puisque $\delta Q = T\delta S$; de plus, annuler le lagrangien de n'importe quel instant au passé. Ainsi, l'entropie vue comme une quantité associée à la défaillance énergétique du système, doit être liée, par sa définition même, à la flèche temporelle, jamais pointée vers un instant avant l'instant d'observation. Dans son lien temporel unidirectionnel avec l'énergie, c'est une trace de l'évolution du système. Par conséquent, le lagrangien ergodétique proposé évite tout abstractionnisme mathématique qui cherche à symétriser le concept d'entropie. Enfin, toute la théorie présentée ci-dessus doit être considérée dans les algorithmes de contrôle pour faire fonctionner l'usine.

La mise en ouvre d'une symétrie de jauge

Dans son très beau livre *The Dawning of Gauge Theory* (L'Aurore de la Théorie de Jauge), Lochlainn O'Raiheartaigh [65] affirme que l'idée fondamentale contenue en la symétrie de jauge est que si un système reste invariant par un certain groupe rigide

¹⁸ Dans son approche des interactions entropiques, Bejan [14] souligne que chaque interaction de transfert de chaleur \dot{Q}_i qui traverse une frontière d'un système de température T_i porte avec elle l'interaction entropique \dot{Q}_i/T_i ; \dot{Q}_i et \dot{Q}_i/T_i sont considérés comme positifs lorsqu'ils entrent dans le système. Il construit un vecteur d'interaction nommé \dot{Q}_i avec composantes d'interaction énergétique et d'interaction entropique, à savoir $(\dot{Q}_i, \dot{Q}_i/T_i)$.

de transformations continues (indépendante de l'espace-temps), alors il reste invariant si le groupe est pris localement (dépendant de l'espace-temps). Nous voulons donc des théories pour lesquelles le lagrangien est invariant par les transformations internes de symétrie qui dépendent du point de l'espace-temps. Si une telle symétrie implique une dynamique, à savoir, une description naturelle des interactions appropriées de la théorie, alors il y a un gain significatif du point de vue de la compréhension de la physique du système en cours d'examen. Ainsi, le principe de jauge se résume à l'introduction de nouveaux champs dans le lagrangien afin d'éliminer les termes de rupture de la symétrie de ce lagrangien. Ce principe profond, dont l'histoire difficile remonte aux années vingt et trente du XXe siècle, vaut aussi bien aux situations quantiques et classiques.

Il y a peu de références à la théorie de jauge appliquée dans un contexte classique autre que celle de la relativité générale. En la matière condensée, une approche quelque dense et rare a été faite par Kleinert [46]. Le texte dans son ensemble est assez formel, et dans plusieurs sections de la partie initiale il ne se distingue pas par sa clarté, mais l'idée de base est simple. Abstraction faite des effets quantiques et dans l'analyse de la structure d'un système atomique cristallin à l'équilibre à la température du zéro absolu (un réseau parfaitement régulier d'atomes connu comme l'état du système au «ground state»), Kleinert commence à décrire le léger glissement de ce réseau à partir d'une faible perturbation par les caractéristiques correspondantes des «phonons» (les ondes sonores élastiques) des faibles états d'excitation d'énergie; d'une part, il considère que le changement de le réseau d'une couche à une autre comme une transformation de jauge sur les variables entières de champ définissant la couche; d'autre part, il prend les déformations élastiques qui peuvent être traités par des champs continus associés qui sont des champs de jauge aussi. Les premiers champs ont été appelés «champs de jauge de défaut», tandis que les derniers «champs de jauge de stress» [46]. Il est évident que la théorie elle-même est assez complexe, car l'augmentation de la perturbation conduit au fait que les termes non linéaires de l'expansion de l'énergie deviennent importantes.

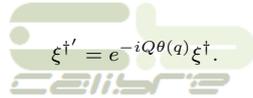
Transformations continues typiques appliquées aux champs quantiques sont des transformations unitaires de phase complexe, de sorte que les relations numériques entre les vecteurs et les opérateurs sont conservés. Donc, des symétries locales changent de phase (tournent) à un angle quelconque dans le plan complexe. Etant donné que les champs classiques de ma théorie sont en fait des champs complexes, il semblait tout à

fait naturel d'introduire transformations de phase complexe dans le même esprit, même en vue d'un futur modèle quantisée. Tout au long du développement que je vais faire, nous aurons l'occasion de voir comment le lagrangien perd la symétrie et comme nous restaurons cette symétrie.

Dans une théorie strictement thermodynamique classique, les champs sont des représentations de l'énergie sous forme de chaleur, tandis que la fonction d'entropie est un «potentiel». Par conséquent, nous traitons principalement avec les échanges de chaleur qui peuvent conduire à des états macroscopiques où les interactions entre le champ d'origine et la matière modifiant le premier par l'émergence d'un champ de jauge, et donc la mise en place de un facteur «massif». Je vais commencer par l'introduction d'une transformation de phase locale

$$\xi' = e^{iQ\theta(q)}\xi$$

et son conjugué équivalent



$$\xi^{\dagger'} = e^{-iQ\theta(q)}\xi^{\dagger}.$$

Réécrivons notre lagrangien d'origine

$$\mathcal{L}_0 = \partial_q \xi^{\dagger} \partial^q \xi - |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2.$$

Une transformation locale fondée sur la différenciation partielle simple fournit

$$\mathcal{L}'_0 = \partial_q \left(e^{-iQ\theta(q)} \xi^{\dagger} \right) \partial^q \left(e^{iQ\theta(q)} \xi \right) - |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2; \quad (141)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_0 = & \left[-iQ e^{-iQ\theta(q)} \partial_q \theta(q) \xi^{\dagger} + e^{-iQ\theta(q)} \partial_q \xi^{\dagger} \right] \left[iQ e^{iQ\theta(q)} \partial^q \theta(q) \xi + e^{iQ\theta(q)} \partial^q \xi \right] - \\ & - |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_0 = & Q^2 \partial_q \theta(q) \partial^q \theta(q) \xi^{\dagger} \xi - iQ \partial_q \theta(q) \xi^{\dagger} \partial^q \xi + iQ \partial^q \theta(q) \partial_q \xi^{\dagger} \xi + \partial_q \xi^{\dagger} \partial^q \xi - |\xi|^2 + \\ & + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2. \end{aligned} \quad (140)$$

Cette opération, comme on peut le voir en surbrillance, brise l'invariance du lagrangien y ajoutant les trois premiers termes résultant de la transformation. Par conséquent, nous

allons introduire ensuite la dérivée covariante

$$\mathcal{D} = \partial_q - iQA_q \text{ (ou } \mathcal{D} = \partial_q + iQA_q),$$

de telle sorte que nous pouvons caractériser une transformation unitaire comme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 \xrightarrow{U(\mathbb{1})} \mathcal{L}'_0 &= (\partial_q + iQA_q) e^{-iQ\theta(q)} \xi^\dagger (\partial^q - iQA^q) e^{iQ\theta(q)} \xi - e^{-iQ\theta(q)} \xi^\dagger e^{iQ\theta(q)} \xi + \\ &+ \gamma^2 e^{-iQ\theta(q)} \xi^\dagger e^{iQ\theta(q)} \xi \ln \left(e^{-iQ\theta(q)} \xi^\dagger e^{iQ\theta(q)} \xi \right)^{19}. \end{aligned} \quad (139)$$

Les phases se annulent, en laissant l'expression moins étendue

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 \xrightarrow{U(\mathbb{1})} \mathcal{L}'_0 &= \\ & \left(-iQ\partial_q \theta \xi^\dagger + \partial_q \xi^\dagger + iQA_q \xi^\dagger \right) \left(iQ\partial^q \theta \xi + \partial^q \xi - iQA^q \xi \right) - \xi^\dagger \xi + \gamma^2 \xi^\dagger \xi \ln \left(\xi^\dagger \xi \right). \end{aligned} \quad (139)$$

En effectuant les multiplications terme à terme, nous arrivons à

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 \xrightarrow{U(\mathbb{1})} \mathcal{L}'_0 &= \\ & Q^2 \partial_q \theta \partial^q \theta \xi^\dagger \xi - iQ\partial_q \theta \xi^\dagger \partial^q \xi - Q^2 A^q \partial_q \theta \xi^\dagger \xi + \\ & + iQ\partial^q \theta \partial_q \xi^\dagger \xi + \partial_q \xi^\dagger \partial^q \xi - iQA^q \partial_q \xi^\dagger \xi - \\ & - Q^2 A_q \partial^q \theta \xi^\dagger \xi + iQA_q \xi^\dagger \partial^q \xi + Q^2 A_q A^q \xi^\dagger \xi - \xi^\dagger \xi + \gamma^2 \xi^\dagger \xi \ln \left(\xi^\dagger \xi \right), \end{aligned} \quad (139)$$

où je gardais mis en évidence les termes qui seront annulés. Or, sur la base du développement ci-dessus, l'annulation des termes de l'équation provient de l'introduction du potentiel dans l'expression

$$\mathcal{L}_{Jaube} = -Q^2 A^q \partial_q \theta \xi^\dagger \xi - iQA^q \partial_q \xi^\dagger \xi - Q^2 A_q \partial^q \theta \xi^\dagger \xi + iQA_q \xi^\dagger \partial^q \xi + Q^2 A_q A^q \xi^\dagger \xi, \quad (139)$$

¹⁹ Ici, j'ai écrit les termes complets avec les phases afin que le lecteur se rend compte qu'ils annulent mutuellement.

que j'appelle «lagrangien de jauge». Donc, nous allons

$$A'_q = A_q + \partial_q \theta,$$

à partir de laquelle

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{Jauge} = & -Q^2 (A^q + \partial^q \theta) \partial_q \theta \xi^\dagger \xi - iQ (A^q + \partial^q \theta) \partial_q \xi^\dagger \xi - Q^2 (A_q + \partial_q \theta) \partial^q \theta \xi^\dagger \xi + \\ & + iQ (A_q + \partial_q \theta) \xi^\dagger \partial^q \xi + Q^2 (A_q + \partial_q \theta) (A^q + \partial^q \theta) \xi^\dagger \xi. \end{aligned} \quad (139)$$

Le lecteur doit noter que le champ de jauge A_q ne se transforme pas en mode covariant.

La façon dont il transforme proviennent de l'exigence

$$(\mathcal{D}_q \xi)' = (\partial_q - iQ A'_q) \xi';$$

$$(\mathcal{D}_q \xi)' = (\partial_q - iQ A'_q) e^{iQ\theta(q)} \xi';$$

$$(\mathcal{D}_q \xi)' = e^{iQ\theta(q)} (\partial_q \xi + iQ \partial_q \theta(q) \xi - iQ A'_q \xi);$$

$$(\mathcal{D}_q \xi)' = e^{iQ\theta(q)} [\partial_q + iQ \partial_q \theta(q) - iQ (A_q + \partial_q \theta(q))] \xi;$$

$$(\mathcal{D}_q \xi)' = e^{iQ\theta(q)} [\partial_q + iQ \partial_q \theta(q) - iQ A_q - iQ \partial_q \theta(q)] \xi;$$

$$(\mathcal{D}_q \xi)' = e^{iQ\theta(q)} (\partial_q - iQ A_q) \xi.$$

Habituellement, on suppose que A_q décrit quelques nouveaux et indépendants degrés de liberté du système. En appliquant la transformation, il en résulte que

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{Jauge} = & -Q^2 A^q \partial_q \theta \xi^\dagger \xi - Q^2 \partial^q \theta \partial_q \theta \xi^\dagger \xi - iQ A^q \partial_q \xi^\dagger \xi - iQ \partial^q \theta \partial_q \xi^\dagger \xi - \\ & - Q^2 A_q \partial^q \theta \xi^\dagger \xi - Q^2 \partial_q \theta \partial^q \theta \xi^\dagger \xi + iQ A_q \xi^\dagger \partial^q \xi + iQ \partial_q \theta \xi^\dagger \partial^q \xi + \\ & + Q^2 A_q A^q \xi^\dagger \xi + Q^2 A_q \partial^q \theta \xi^\dagger \xi + Q^2 \partial_q \theta A^q \xi^\dagger \xi + Q^2 \partial_q \theta \partial^q \theta \xi^\dagger \xi. \end{aligned} \quad (139)$$

Puisque la théorie est abélien classique, l'application de l'opération binaire (multiplication) ne dépend pas de l'ordre des éléments (facteurs). Les termes rouges sont annulées naturellement, tandis que les termes en bleu annulent les termes de brisure de symétrie

du lagrangien d'origine. Ainsi,

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_0 + \mathcal{L}'_{Jauje} &= \partial_q \xi^\dagger \partial^q \xi - |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2 + \\ &+ Q^2 A_q A^q \xi^\dagger \xi + iQ \left(A_q \xi^\dagger \partial^q \xi - A^q \partial_q \xi^\dagger \xi \right),\end{aligned}\quad (139)$$

ou

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'_0 + \mathcal{L}'_{Jauje} &= \partial_q \xi^\dagger \partial^q \xi - |\xi|^2 + \gamma^2 |\xi|^2 \ln |\xi|^2 + \\ &+ Q^2 A_q A^q \xi^\dagger \xi + iQ \{A_q \partial^q, A^q \partial_q\}_{\xi^\dagger, \xi}.\end{aligned}\quad (139)$$

Les termes supplémentaires qui expriment les interactions entre les champs amènent le générateur du groupe de symétrie de la théorie. Il est intéressant de noter que la dérivée de la densité de lagrangien dans le premier terme de l'équation d'Euler-Lagrange correspond à la dérivée covariante

$$\frac{\partial L}{\partial (\partial_q \xi^\dagger)} = (\partial^q - iQ A^q) \xi.$$

L'ensemble de tous les dérivés fournit une nouvelle deuxième dérivée covariante, donnant lieu à l'équation de champ covariante

$$\mathcal{D}_q \mathcal{D}^q \xi + (1 - \gamma^2) \xi - 2\gamma^2 \xi \ln |\xi| = 0.$$

Pour le vérifier, il suffit de suivre la séquence des calculs suivant :

$$\begin{aligned}\mathcal{D}_q \xi' &= [\partial_q - iQ (A_q + \partial_q \theta)] e^{iQ\theta} \xi \\ &= iQ \partial_q \theta e^{iQ\theta} \xi + e^{iQ\theta} \partial_q \xi - iQ A_q e^{iQ\theta} \xi - iQ \partial_q \theta e^{iQ\theta} \xi = e^{iQ\theta} \partial_q \xi - iQ A_q e^{iQ\theta} \xi; \\ \mathcal{D}_q \mathcal{D}^q \xi' &= [\partial_q - iQ (A_q + \partial_q \theta)] \left[e^{iQ\theta} \partial_q \xi - iQ A_q e^{iQ\theta} \xi \right] \\ &= iQ \partial_q \theta e^{iQ\theta} \partial_q \xi + e^{iQ\theta} \partial_q \partial^q \xi + Q^2 A_q \partial_q \theta e^{iQ\theta} \xi - iQ \partial_q A_q e^{iQ\theta} \xi - iQ A_q e^{iQ\theta} \partial_q \xi - \\ &\quad - iQ A_q e^{iQ\theta} \partial_q \xi - Q^2 A_q A^q e^{iQ\theta} \xi - iQ \partial_q \theta e^{iQ\theta} \partial_q \xi - Q^2 A_q \partial_q \theta e^{iQ\theta} \xi \\ &= e^{iQ\theta} \partial_q \partial^q \xi - i2Q A_q e^{iQ\theta} \partial_q \xi - iQ \partial_q A_q e^{iQ\theta} \xi - Q^2 A_q A^q e^{iQ\theta} \xi.\end{aligned}$$

Puisque le champ A_q est ajouté à notre lagrangien comme un outil pour faire valoir l'invariance de jauge du terme cinétique du champ calorique, nous devons reconnaître la nécessité d'ajouter un terme cinétique pour le champ de jauge elle-même. De ce fait, nous introduisons un tenseur d'intensité de champ, construit à partir du commutateur de dérivés covariants

$$\begin{aligned}
[D_p, D_q] &= [(\partial_q - iQA_q)(\partial_p - iQA_p)] - [(\partial_p - iQA_p)(\partial_q - iQA_q)]; \\
[D_p, D_q] &= [\partial_q\partial_p - iQ\partial_qA_p - iQA_q\partial_p - Q^2A_qA_p] - \\
&\quad - [\partial_p\partial_q - iQ\partial_pA_q - iQA_p\partial_q - Q^2A_pA_q]; \\
[D_p, D_q] &= [-iQ\partial_qA_p - iQA_q\partial_p] - [-iQ\partial_pA_q - iQA_p\partial_q]; \\
[D_p, D_q] &= iQ(\partial_pA_q - \partial_qA_p) = iQ\mathcal{F}_{pq}.
\end{aligned}$$

Le nouveau terme cinétique doit également préserver l'invariance de Lorentz, de sorte qu'il prend la forme

$$\mathfrak{F} = \mathcal{F}_{pq}\mathcal{F}^{pq}. \tag{139}$$

Ainsi, nous avons un nouveau code pour le lagrangien — avec la transformation encadrée du champ de jauge —, qui est

$$\mathfrak{L}'_0 = \mathcal{D}_q\xi^\dagger\mathcal{D}^q\xi - |\xi|^2 + \gamma^2|\xi|^2\ln|\xi|^2 - \mathfrak{F}. \tag{139}$$

Donné que les termes cinétiques des champs classiques impliqués ne proviennent pas d'un modèle mécanique, il n'y a, d'abord, raison de supposer constantes fractionnaires dans ces termes. La question à poser maintenant est la suivante: quelle est la nécessité d'une approche de jauge pour cette situation classique, un terrain apparemment aussi bien connu comme la thermodynamique? La réponse appartient au bon sens en physique, comme à la capacité de représentation presque inépuisable du formalisme physique-mathématique. Nous avons déjà montré qu'une approche non conventionnelle de l'énergie thermique est possible. Si le champ calorique non massif, comme présenté, a été tout simplement généré dans le vide, rien de nouveau aurait lieu. Cependant, lors de l'interaction avec la masse des déchets, le champ génère masse pour lui-même, puisque les réactions thermo-

physico-chimiques déclenchées produisent chaleur vers le champ calorique, plus une petite quantité de masse volatile assimilable par le champ. Cette masse est alors représentée par la constante de couplage minimal avec le champ de jauge, appelée «Q» (générateur du groupe de symétrie), quelque chose comme une «charge calorique» ou une «facteur de masse dynamique minimale d'interaction thermique». Nous notons que ce générateur correspondant ne respecte pas le vide initial de la chambre. De fait, l'introduction du champ de jauge découvre ainsi une nouvelle physique, pas de dérivés sur ce champ, à savoir, l'ensemble des interactions qui sont déclenchés par l'action du champ sur les déchets qui ne pourrait pas exister avant l'introduction du matériau dans la chambre de pyrolyse. En effet, le champ de jauge A_q médie une «souche»²⁰ entre les champs (et leurs dérivés) avec couplage Q. La symétrie varie point à point, étant donné que les processus sont conditionnés par un gradient de températures et une volatilisation aléatoire de la matière (la phase de la fonction de champ peut être choisi arbitrairement à chaque point de l'espace-temps). Cette information devrait faire partie de l'algorithme de traitement stochastique pour être initialisé dans «Opérations» (Figures 10 et 11), au moyen de calculer avec précision les quantités de matière non réusiniées, et le pourcentage massique assimilé dans le champ. Enfin, avec le recyclage de tous les matériaux provenant de la pyrolyse, les cendres pyrolytiques restantes caractérisent un environnement complètement inerte dans les chambres. Ainsi, le secteur des interactions de la densité lagrangienne doit être annulée. A partir du modèle classique, il est bien entendu que l'introduction du champ de jauge comme une exigence d'invariance se pose naturellement de la nécessité d'ajuster le système en fonction des échanges de masse/énergie.

Le champ calorique et l'indice polytropique

Un flux polytropique est un cas intermédiaire entre un écoulement isothermique et un écoulement adiabatique. Ceci est juste le type de flux qui nous intéresse, puisque nous avons transfert de chaleur et gradients de température. Nous pouvons concevoir un champ

²⁰ On peut dire qu'une symétrie locale génère une «souche» accouplé à la «charge calorique». En d'autres termes, à l'intérieur de la chambre, si nous calibrons l'énergie calorique et la masse thermique minimale d'interaction dynamique, nous obtiendrons les forces (les pressions internes qui peuvent être attribués au choc des molécules de plasma pyrolytique contre les parois de la chambre, étant ainsi transmis impulsion à ces parois) pour lesquels les sources sont l'énergie et l'impulsion des molécules.

calorique de sorte que l'équation de champ fournit l'indice polytropique en termes de γ .
Laissez-nous alors

$$\xi = e^{in\gamma q - \vartheta} \therefore \quad (139)$$

$$\partial^q \xi = in\gamma e^{in\gamma q - \vartheta}, \quad (139)$$

$$\partial_q \partial^q \xi = -n^2 \gamma^2 e^{in\gamma q - \vartheta}. \quad (139)$$

La variable ϑ est un paramètre de contrôle à préciser ci-dessous. En remplaçant dans l'équation de champ, il suit

$$-n^2 \gamma^2 e^{in\gamma q - \vartheta} + (1 - \gamma^2) e^{in\gamma q - \vartheta} - \gamma^2 e^{in\gamma q - \vartheta} \ln \left| e^{in\gamma q - \vartheta} \right|^2 = 0, \quad (139)$$

$$-n^2 \gamma^2 e^{in\gamma q - \vartheta} + (1 - \gamma^2) e^{in\gamma q - \vartheta} + 2\vartheta \gamma^2 e^{in\gamma q - \vartheta} = 0, \quad (139)$$

$$-n^2 \gamma^2 + (1 - \gamma^2) + 2\vartheta \gamma^2 = 0, \quad (139)$$

$$n^2 \gamma^2 - 1 + \gamma^2 - 2\vartheta \gamma^2 = 0, \quad (139)$$

$$n^2 + 1 - 2\vartheta = \frac{1}{\gamma^2}, \quad (139)$$

$$n^2 = \frac{1 + (2\vartheta - 1)\gamma^2}{\gamma^2}, \quad (139)$$

$$n = \frac{\sqrt{1 + (2\vartheta - 1)\gamma^2}}{\gamma}. \quad (139)$$

La quantité ϑ est l'indice de réfraction théorique du matériau, dans ce cas du quartz, à savoir la valeur optimale pour la fenêtre en quartz. Elle est un paramètre de contrôle optimal. Comme peu importe l'épaisseur de la fenêtre de quartz, on peut dire que ϑ est une quantité de «bord» (limite entre la fenêtre et l'air). Je reviendrai plus tard cette quantité quand détaillant la constante γ . Vue sous cette lumière, à partir d'un champ particulier, nous obtenons l'indice polytropique par des constantes connues, ce qui nous permet d'établir une situation de plus grand contrôle sur les performances du réacteur. Enfin, nous pouvons reprendre l'équation (128) et remplacer le résultat ci-dessus afin de résumer la relation entre les variables d'état S , V , P et T avec l'indice polytropique,

$$\frac{\sqrt{1 + (2\vartheta - 1)\gamma^2}}{\gamma} \frac{\partial^2 V}{\partial S \partial P} = -\frac{1}{P} \frac{\partial T}{\partial P}. \quad (139)$$

Optimisation du contrôle de l'entropie dans la génération de chaleur

Une façon fort intéressante de réduire l'entropie et agrandir la productivité de la génération de chaleur est l'introduction d'un système de canalisation auxiliaire pour l'écoulement d'un certain nanofluide caloporteur (voir la Figure 11) sous flux laminaire. Nanofluides sont artefacts typiques des nanosciences et des nanotechnologies, qui, à son tour, "sont des domaines de recherche multidisciplinaires que se définissent par une échelle de longueur" [28].

Les nanofluides sont obtenues à partir de la suspension de particules de taille nanométrique (entre 1 et 100 nm) dans des fluides classiques de transfert de chaleur, généralement des liquides. Ces nanofluides ont démontré la capacité d'échange de chaleur nettement supérieure aux fluides conventionnels principalement en raison de la grandeur de la conductivité thermique des composants solides utilisés dans les suspensions. Le choix de la nanofluide, c'est à dire, le choix correct des composants du fluide et la détermination de la trace du mélange avec des nanoparticules, doit obéir aux équations fondamentales régissant la production d'entropie dans un conduit conductrice de la chaleur de diamètre D après Bejan [13]. Dans ces équations, le taux de production d'entropie à explorer les propriétés telles que la chaleur spécifique, la densité, la viscosité et la conductivité thermique est donnée comme

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \left(\dot{S}_{\text{gen}}\right)_{\text{frottement du fluide}} + \left(\dot{S}_{\text{gen}}\right)_{\text{transfert de chaleur}},$$
$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{8\dot{m}^3}{T\rho^2\pi^2} \frac{f((\text{Re})_D)}{D^5} + \frac{D^2\pi q''^2}{T^2k\text{Nu}((\text{Re})_D, \text{Pr})},$$

où f est le facteur de friction, k est la conductivité thermique, Nu est le nombre de Nusselt, Pr est le nombre de Prandtl, \dot{m} est le taux d'écoulement massique, q'' est le flux de chaleur par unité de longueur, $\text{Re} = \frac{4\dot{m}}{\pi\mu D}$ est le nombre de Reynolds, μ est la viscosité et $f = \frac{64}{\text{Re}}$.

Nombreuses études ont été menées sur l'optimisation des échangeurs de chaleur [26, ?,?]. En tenant compte des différentes fonctions objectives dans leurs études, certains chercheurs ont analysé la production d'entropie comme une fonction objective. Il est de ce point de vue, ce qui est, l'entropie considérée comme fonction objectif, que les études

depuis cette thèse devraient prospérer par rapport à des processus de diffusion contrôlée de chaleur. Probablement le nanofluide plus efficace pour former l'interface thermique de la centrale consistera ou des nanotubes de carbone (voir la Figure 12 extraite du texte de la référence [92]), dans la ligne de définition des matériaux constitutifs de l'usine de pyrolyse, ou des particules de alumine, dans des conditions d'écoulement laminaire en tubes horizontaux. Comme démontré dans plusieurs travaux ([26], [31], [32]), les nanotubes de carbone (Figure 12) ont révélés plus efficaces que les nanoparticules sphériques classiques, et une amélioration de 160% a été atteint en ajoutant 1 vol % de nanotubes de carbone dans les huiles moteurs ou polyalphaolefin (PAO). En outre, comme nous le savons, le carbone est un matériau spécial pour relever les défis de la nanotechnologie combinées avec les défis de la plante de pyrolyse, parce que leurs liaisons chimiques sont les plus forts trouvent dans la nature. En particulier, les états électroniques du graphite applicable à la chambre de pyrolyse sont délocalisées, donnant lieu à des propriétés thermiques exceptionnelles. D'autre part, Zeinali *et al.* [88], et Nguyen *et al.* [61] ont étudié l'utilisation de nanofluides de alumine et ils ont noté une augmentation significative du transfert de chaleur. Enfin, selon Nguyen *et al.* [61], dans les systèmes électroniques de refroidissement, l'utilisation de 7% en volume d'alumine conduit à plus de 40% d'augmentation du coefficient de transfert de chaleur du nanofluide.

Modélisation de la conductivité thermique

Le premier modèle de détermination de la conductivité thermique de suspensions de solides dans les liquides a été proposé par Maxwell (1873), qui voit que pour les faibles concentrations où il n'y a pas d'interactions entre les particules, les forces fondamentales proviennent de potentiels répondant à l'équation de Laplace. L'équation de Maxwell s'écrit

$$k_{eff} = k_f \left[\frac{k_p + 2k_f + 2\phi_v (k_p - k_f)}{k_p + 2k_f - \phi_v (k_p - k_f)} \right],$$

où k_{eff} est la conductivité thermique effective de la solution, k_p est la conductivité thermique du matériau constitutif des particules, k_f est la conductivité thermique du fluide et ϕ est la fraction volumique donnée par

$$\phi_v = \frac{\phi_m \rho_f}{\rho_p + \phi_m \rho_f - \phi_m \rho_p},$$

où ρ_f et ρ_p sont les densités du fluide et du matériau des particules, respectivement, et ϕ_m , la fraction massique de particules dispersées dans le fluide. Certaines corrélations proposées ultérieurement pour la prédiction de la conductivité thermique de solutions contenant des particules étaient développées pour nanofluides, comme la de Ota et Yamada (1980) pour les nanoparticules cylindriques comme des nanotubes de carbone, indiquée par

$$k_{eff} = k_f \left[\frac{k_p/k_f + K - K\phi_v (1 - k_p/k_f)}{k_p/k_f + K + \phi_v (1 - k_p/k_f)} \right],$$

où K est le facteur de forme donné par $K = 2\phi_v^{0,2} (l_p/d_p)$ dans laquelle l_p et d_p sont la longueur et le diamètre des particules cylindriques.

Il ya des travaux récents qui traitent de façon plus intensive la question de la conductivité thermique des nanofluides à partir d'un point de vue pratique de l'ingénierie ([16], [82]). Une explication complète pour tenir compte de l'amélioration de la conductivité thermique dans nanofluides formés par des nanotubes de carbone noyées dans les fluides à base d'huile, en fonction de la forte dépendance de la température du phénomène, est actuellement en cours d'élaboration par l'auteur en prenant la taille et la concentration des particules en conformité avec les buts de l'usine.

L'usine dans le processus et les résultats attendus

Comme je l'ai dit plus tôt, les options technologiques actuelles permettent de multiples possibilités projectives pour un collecteur solaire. Voyons maintenant comment configurer le concentrateur proposé.

La zone choisie pour l'usine, avec huit hectares, est à environ deux kilomètres de la grande décharge de Brasilia. Conformément à la conception de l'usine, le concentrateur solaire utilise des réflecteurs linéaires de Fresnel formés par des miroirs conçus individuellement montés sur des dispositifs de repérage à deux axes, avec des caractéristiques très similaires à disposition et fonctionnement des collecteurs paraboliques les plus classiques. Il est placé quinze mètres sous terre (sous le niveau du sol). Les premières simulations numériques du concentrateur solaire effectuées dans l'ordinateur ont prouvé une capacité pour atteindre des températures proches de 1588°C à l'intérieur de

la chambre de pyrolyse, au contraire de la grande majorité des procédés de chauffage industriels qui fonctionnent en dessous de 300°C. Ces simulations ont indiqué un rendement de l'usine entre 68,44% et 72,82%. Les résultats sont très encourageants en ce sens que les polluants persistants décrits dans la Section 3 doivent être évités car la température atteinte est bien au-dessus de 800°C et beaucoup plus élevée que les températures de formation de effluents gazeux, généralement à 200-400°C. En outre, le cuivre, l'aluminium, le fer, l'argent et le zinc sont parmi les substances fusibles. La chambre de pyrolyse (le récepteur) est un récipient cylindrique de graphite ²¹ — avec une capacité initiale de 1/2 tonne de déchets — placé à l'est sur le terrain (au niveau du sol). Les simulations sur ordinateur ont pris en compte miroirs faites de verre pauvre en fer, d'une transmissibilité d'environ 98%. En pratique, ce verre est recouvert d'un film d'argent à sa partie inférieure, et d'un revêtement de protection spécial. Techniquement, il est considéré qu'un bon réflecteur peut refléter 97% du rayonnement solaire incident [81]. Ce dernier est réfléchi et concentrée sur le dos de la chambre (point focal), et le gradient de température du champ calorique intérieure est contrôlée par des échangeurs thermiques le long de la chambre. En fait, quelques améliorations dans l'efficacité de l'échangeur de chaleur pour le réglage du gradient de température ont été atteints dans les simulations en utilisant des aubes, dont l'influence positive sur l'échange de chaleur dans les réchauffeurs d'air industriels a été démontré par Atkins et al. pour le domaine des nombres de Reynolds à l'égard de l'air [5]. Enfin, le nanofluide de transfert de chaleur circule à travers la chambre de pyrolyse, pour la collecte et le transport de l'énergie thermique à des unités de stockage et de production d'énergie pour le secteur des opérations dans un processus continu de rétroaction. En effet, l'installation complète doit comprendre une autre chambre de pyrolyse identique placé à l'ouest aussi sur le terrain, de sorte que nous aurons un réseau de miroirs pour chaque chambre (Figure 13). Étant donné que les récepteurs

²¹ Le dimensionnement de la chambre cylindrique nécessite la connaissance de la chaleur requise dans le processus, qui peut être calculée par l'expression $Q = (T_m - T_i) \cdot \tilde{\varepsilon} + \hat{\varepsilon} + (\mu_l/\mu) \cdot (T_f - T_m) \cdot 1000$, où, pour le matériau le plus critique en termes de point de fusion, T_m est sa température de fusion, T_i est la température initiale, T_f est la température finale, $\tilde{\varepsilon}$ est sa chaleur spécifique en J/kg, $\hat{\varepsilon}$ est la chaleur latente du matériau en J/kg, μ_l est son poids atomique à l'état liquide, μ est son poids atomique. Pour m_r comme le taux de fusion en kg/h, nous obtenons le taux d'apport de chaleur, $Q_r = Q \cdot m_r$. Le taux de four serait $Q_{four} = Q_r / (0.7 \times 3600)$. Soit d la densité du matériau fondu en kg/m³. Donc, le volume requis est $V = 3m_r/d$, le diamètre du cylindre est $D = (V/2) \times (4/3.14) \times 1/3$, et sa longueur est $L = 2D$.

sont des unités séparées, le suivi est simple et efficace. Comme expliqué précédemment, le champ calorique intérieur des chambres est régi par l'équation de champ (139), où la constante γ dans le terme d'entropie définit désormais le degré de l'obscurcissement de l'environnement; je l'ai appelé «flou» ou «opacité». L'opacité dépend des conditions environnementales telles que la quantité de poussière dans l'air, la pollution industrielle et la propension à l'accumulation locale de nuage. Bien sûr, le fonctionnement de l'usine sera à plein rendement autant que la rayonnement solaire directe est focalisé sans obstacles nébuleuses. Je ai déterminé cinq niveaux de flou à prendre en considération: très faible, faible, modéré, élevé et très élevé (Tableau 1). Brasília a été classé ayant modérée flou ($\gamma = 0,6812$) malgré l'ensoleillement annuel élevé en raison de l'étalement de la poussière de vent dans le Plateau Central brésilien d'août à Octobre et la formation intermittente de nuages de Décembre à Mars. Les valeurs trouvées dans le Tableau 1 ont été établies après les observations menées sur la luminosité de l'environnement dans les différentes saisons et localités brésiliennes. En outre, l'enquête a été faite compte tenu de la densité moyenne journalière estimée de la poussière accumulée sur l'ensemble de réflecteurs à partir de l'expression

$$\bar{\delta}_M = \frac{1}{92} \sum_{j=1}^{92} \left(\sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta_M}{A} \right)_i \right)_j, \quad (139)$$

où δ_M est la masse totale du dépôt de poussière sur la surface du réflecteur, A est la surface de réflecteur, i est un compteur de réflecteurs, et j est un compteur de jours (en l'espèce, d'août à Octobre, la période considérée comme le pic d'intervalle du régime du vent durant la saison sèche). Les mesures ont été faites sur le site en utilisant des miroirs placés à des positions prévues pour les réflecteurs. Pour chaque mesure quotidienne, les miroirs (ainsi que la fenêtre de quartz de la chambre) ont été bien nettoyés pour enlever la masse de poussière. Bien que les dépôts de poussière contribue évidemment à la réflexion du rayonnement solaire incident, ce fait ne justifie pas l'absence d'un nombre expressive des ouvres détaillant les pertes d'efficacité. D'après quelques études pertinentes disponibles, presque entièrement orientées vers le rendement des cellules photovoltaïques, je mentionne les travaux de Biryukov et al. [17], Biryukov [18] et El-Shobokshy et Hussein [33] comme ayant contribué à ma connaissance sur le sujet.

Prenons maintenant l'équation (). Pour assurer la transformation polytropique avec

Table 1: L'opacité de l'environnement et les indices de réfraction relatif pour le quartz ($n=2$)

Niveau de flou	γ	ϑ
Très élevé	0.8412	1.7935
Élevé	0.7224	1.5419
Modéré	0.6882	1.4444
Faible	0.6204	1.2010
Très faible	0.5416	0.7953

l'indice n proche de 2 nous devrions avoir, compte tenu de l'opacité modérée, $\vartheta \simeq 1.4444$. Ainsi, l'indice de réfraction théorique du quartz varie selon l'opacité du milieu, étant défini à la frontière entre la surface de quartz et l'atmosphère. Pour les opacités modérée et élevée, avec $n \sim 2$, nous obtenons une bonne approximation de leurs valeurs théoriques de l'indice de réfraction du quartz (Tableau 1). Pour les autres valeurs d'opacité, les indices de réfraction sont très éloignés de la valeur moyenne pour le quartz, ce qui empêche un processus polytropique d'index 2.

La chambre de recyclage

On peut supposer que le champ calorique se prolonge à la chambre de recyclage. A l'intérieur de la chambre de recyclage des transitions d'état se produisent dans le champ calorique a travers des mécanismes de contrôle de la température. Ces transitions représentent le résultat du gradient de température et sont commandés par une fonction de refroidissement. Prenez, par exemple, un champ calorique $\xi = e^{iqu}$ et une fonction de refroidissement $R_{vu} = e^{ig\varphi}$. Nous pouvons donc écrire la transition d'état par

$$e^{ig\varphi} e^{iqu} = \left(1 + g\mathcal{Z} + \frac{g^2 \mathcal{Z}^2}{2} + \dots\right) \left(1 + \mathcal{Z}_u + \frac{\mathcal{Z}_u^2}{2} + \dots\right) = e^{iqv}, \quad (139)$$

$$e^{iqv} = \left(1 + g\mathcal{Z} + \frac{g^2 \mathcal{Z}^2}{2} + \dots + \mathcal{Z}_u + g\mathcal{Z}\mathcal{Z}_u + \frac{g^2 \mathcal{Z}^2 \mathcal{Z}_u}{2} + \dots + \frac{\mathcal{Z}_u^2}{2} + \frac{g\mathcal{Z}\mathcal{Z}_u^2}{2} + \frac{g^2 \mathcal{Z}^2 \mathcal{Z}_u^2}{4} + \dots\right). \quad (139)$$

Considérant la symétrie sphérique de l'exemple, la fonction de transition (ou de refroidissement) charge l'équateur de S^1 dans le faisceau U_1 ²². Pour $g \neq 0$, le faisceau est mis en rotation, reflétant ainsi la transition de l'état ou refroidissement.

Techniquement, la fonction de refroidissement reflète la présence des mécanismes de contrôle de la décroissance progressive de la température le long de la chambre de recyclage. Ces mécanismes comprennent des échangeurs de chaleur (ailettes de dissipation), des conduits de nanofluides caloporteurs et des soulageurs de pression. La fonction de refroidissement offre l'intelligibilité de la situation trop complexe dans la chambre.

Les interventions humaines dans les processus entropiques

Du point de vue de l'ingénierie de l'environnement et de la production, une approche généralisée extrêmement utile à la compréhension de la question des déséquilibres de l'écosystème due à la production de déchets est qu'il est basé sur le concept d'entropie. En termes analytiques, ainsi qu'il ressort du Chapitre II, l'entropie définit le degré de dégradation ou de désordre d'un système. Maintenant, si l'entropie établit le degré de dégradation d'un système, l'optimisation d'un processus d'intervention humaine peut être comprise comme un effort pour minimiser l'entropie maximale qui caractérise la propension universelle des systèmes à des états de dégradation croissante. Mathématiquement, l'intervention humaine dans un espace de phase peut s'écrire $\omega(q, t)$ où q est

²² Prenez le groupe de Lie S^1 , qui est aussi variété, donnée par la courbe

$$c(\tau) = \begin{vmatrix} \cos \tau & -\sin \tau \\ \sin \tau & \cos \tau \end{vmatrix}^{(\pi/2)}.$$

Ainsi,

$$c'(\tau) = \begin{vmatrix} -\sin \tau & -\cos \tau \\ \cos \tau & -\sin \tau \end{vmatrix}^{(\pi)}.$$

Par conséquent, la fibre $c'(\tau)$, représentée à $\tau = 0$ pour

$$c'(\tau)|_{\tau=0} = \begin{vmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} = c(\tau)|_{\tau=\pi/2},$$

conserve la même structure du groupe de Lie. Comme S^1 est mappé dans U_1 (abélien), actions à droite et à gauche du S^1 sont équivalentes. Ainsi,

$$c(\tau) c'(\tau) = \mathbf{1}.$$

la coordonnée généralisée et t le temps. La coordonnée q représente l'état dans lequel le système est dans l'espace de phase. Ainsi, selon Saridis [77, ?], nous avons

$$H(u) = - \int g[\omega(q, t)] \ln \{g[\omega(q, t)]\} dq, \quad (139)$$

où, dans le cadre de chantiers de construction, par exemple, $H(u)$ est l'entropie produit par les déchets et $\omega(q, t)$ l'intervention humaine pour contrôler et organiser les activités du site de construction de manière à réduire les impacts environnementaux des émissions et la pollution typiques des processus irréversibles de construction (la production de béton, la combustion, etc.). La fonction $g[\omega(q, t)]$ mesure la densité de probabilité pour le choix d'un $\omega(q, t)$ particulier. Le caractère probabiliste renvoie à l'incertitude intrinsèque à l'issue d'une intervention donnée.

La seconde loi de la thermodynamique permet la détermination de la fonction qui maximise l'entropie, c'est à dire, l'établissement des conditions

$$\frac{\partial H}{\partial g} = 0; \quad \frac{\partial^2 H}{\partial g^2} < 0,$$

où on obtient

$$g[\omega(q, t)] = \exp \{-\lambda - \varepsilon W[\omega(q, t)]\} \text{ et}$$

$$H[\omega(q, t)] = \lambda + \varepsilon F\{W[\omega(q, t)]\},$$

à coefficients constants λ et ε , avec $W[\omega(q, t)]$ étant le travail équivalent à l'énergie dissipée par l'intervention humaine et $F\{W[\omega(q, t)]\}$ une certaine fonction. De toute évidence, la minimisation de $H[\omega(q, t)]$ correspond à une intervention optimale $\varpi(q, t)$ décrite par les coordonnées dans l'espace de phase, telles que l'entropie minimale correspond au travail minimum, ou

$$H[\varpi(q, t)] \cong \text{Min}\{W[\omega(q, t)]\}.$$

Les coefficients constants sont caractéristiques de chaque système et représentent des ancrés qui deviennent par un contrôle efficace sur les opérations.

À la vue de l'efficacité traités ci-dessus, nous pouvons établir pour un chantier de construction, à un moment donné t , l'expression

$$\eta_t \leq \frac{1}{\varphi} \left(1 - \frac{M_{II}}{M_I} \right),$$

où M_{II} est la quantité de matière qui quitte le site de construction sous la forme de déchets, M_I est la quantité de matière qui entre dans le chantier de construction sous forme de matériaux de construction, et φ le coefficient d'irréversibilité qui reflète la quantité de processus irréversibles qui se produisent sur le chantier. Le plus φ proche de 1, le moins sera le montant des processus irréversibles, et donc le moins sera le taux d'entropie due aux opérations constructives.

En bref, le défi pour les entreprises et les professionnels de la santé, la construction et l'industrie en général dans les décennies à venir est d'atténuer la contradiction entre le succès de l'humanité en tant qu'espèce et le coût élevé de ce succès en termes de ressources naturelles.



L'approche entre les idées de la réduction de l'entropie et de la production plus nette

Pour résumer le concept d'entropie discuté au Chapitre 2, à grandes échelles de temps l'entropie est une grandeur qui augmente pour les systèmes dynamiques; elle est basé sur le comptage des situations ordonnées et désordonnées, ce qui conduit à la conclusion qu'il est très improbable le changement spontané d'un état désordonné à un état ordonné. L'entropie est donc liée à la notion générale que les systèmes dynamiques évoluent vers des états les plus probables. Comme les systèmes dynamiques fermés sont des abstractions pas possibles dans notre vie quotidienne, nous pouvons négliger les considérations théoriques sur ces systèmes, en se concentrant attention sur des situations réalistes dans lesquelles la permutation de l'énergie est un fait évident.

La génération d'entropie est associé à une certaine quantité de l'information cachée qui serait nécessaire pour le système d'évoluer dans un chemin connu, c'est à dire, dans

une «piste» d'évolution organisée ²³. C'est précisément cette information qui sera traité et contrôlé par le module informatisé d'opération relié à la chambre de traitement (voir Figure 10). Pour un système ouvert, la relation entre l'entropie de l'information (S_I) et la génération d'entropie par le système (S_G) est donnée par

$$S_G = S_I = -k \int \mathcal{P}_{\widehat{p}}(x, t) \ln \left(\mathcal{P}_{\widehat{p}}(x, t) \right) dx, \quad (139)$$

qui est une révision de l'équation (100), à moins d'une constante, où $\mathcal{P}_{\widehat{p}}(x, t)$ est la distribution de probabilité d'un trajet \widehat{p} et k est une constante de proportionnalité.

États les plus probables sont des états d'augmentation de désorganisation qui conduisent à la dégradation du système. Par exemple, l'univers futur supposé avec pas de lumière, pas de matière ou d'énergie, doit être dans un état de dégradation maximale. Considérant que l'entropie d'un système dynamique a toujours tendance à se développer dans le sens du temps, il est raisonnable de supposer que, au mieux, des mesures de contrôle ne font que ralentir le rythme de l'entropie. Ainsi, il convient de parler d'une variation de l'entropie. En analysant le réacteur présenté, la variation totale de la production d'entropie peut être écrite comme

$$\delta S_{tot} = \delta S_{int} \pm \delta S_{ext}, \quad (139)$$

où δS_{int} est la variation d'entropie interne, et δS_{ext} est la variation de l'entropie en raison du processus d'échange entre le système et le monde extérieur. Pour un système hautement désordonné, δS_{ext} est minime car il ya presque pas de sorties organisées à enregistrer; seules les entrées sont générées de manière aléatoire. Donc,

$$\delta S_{tot} \simeq \delta S_{int}. \quad (139)$$

Si les entrées aléatoires sont générées en continu, δS_{int} augmente, de la même manière que δS_{ext} . Pour minimiser la variation d'entropie totale, nous devons faire $\delta S_{ext} > 0$, de

²³ Mais il faut prendre soin d'interpréter ce que nous appelons «information». Comme le fait remarquer Rovelli, les choses dans le monde interagissent continuellement les unes avec les autres, échangeant des indications de leurs états; telles indications constituent cette information dont nous parlons, et qui n'a absolument rien de mental ou de subjectif, n'étant que le lien que le physique détermine entre les choses [74].

sorte que nous pouvons écrire

$$\delta S_{tot} = \delta S_{int} - \delta S_{ext}. \quad (139)$$

Cela signifie que les sorties ordonnées sont retournés à l'environnement, donc l'entropie générale croît plus lentement. L'interprétation imediate de ce fait est que la production est maintenant plus nette puisque les entrées sont organisées en vue d'atteindre un résultat final objectif. L'aspect aléatoire des entrées sont désormais compensée par un traitement rationnel des déchets.



Résumé des principales contributions théoriques

Avant l'achèvement de tout le contenu théorique présenté ci-dessus, est-il sage de faire un résumé des équations fondamentales présentées et leur signification pour la théorie. Le système a été conçu et préparé pour fonctionner avec une grande précision afin de minimiser la production d'entropie, de telle sorte qu'une analyse physique précise a été soigneusement effectuée. Le lecteur attentif se serait rendu compte que la théorie générale expose différentes étapes qui se complètent mutuellement pour la compréhension globale du modèle et pour la matérialisation technologique complète de l'usine proposée. Ainsi, à partir de ce qui a été présenté, il est nécessaire de mettre en évidence le suivant:

1. A propos du modèle de diffusion: ma équation combiné Lane-Emden/Langmuir ($n = 2$),

$$-\frac{1}{x^2} \left(2x \frac{d}{dx} y(x) + x^2 \frac{d^2}{dx^2} y(x) \right) + 3y(x) \frac{d^2}{dx^2} y(x) + \left(\frac{d}{dx} y(x) \right)^2 + 4y(x) \frac{d}{dx} y(x) - 1 = 0;$$

cette équation décrit l'évolution de la densité calorifique adimensionnelle sur une symétrie cylindrique conductrice, en gardant la densité relativement stable dans un rayon plus long; elle sert à établir une courbe qui définit un niveau utile de l'équilibre énergétique.

2. A propos de la relation entre les variables thermodynamiques S , \mathcal{P} , T et V (entropie, pression, température et volume): ma équation aux dérivées partielles,

$$\tilde{c} \frac{\partial^2 V}{\partial S \partial \mathcal{P}} = -\frac{1}{\mathcal{P}} \frac{\partial T}{\partial \mathcal{P}};$$

cette équation de second ordre, avec le paramètre $\tilde{c} > 0$ correspondant à l'indice polytrophique, décrit la variation de volume due à l'entropie et la pression (assumant le paramétrage de \mathcal{P} par rapport à S).

3. A propos du contrôle de l'entropie du système: ma équation du champ calorifique,

$$\partial_q \partial^q \xi + (1 - \gamma^2) \xi - \gamma^2 \xi \ln |\xi|^2 = 0;$$

c'est, par définition, l'équation qui régit le champ à l'intérieur du réacteur de pyrolyse.

4. A propos de la physique de l'interaction avec la masse des déchets: ma équation du lagrangien de jauge,

$$\mathcal{L}'_{Jauge} = Q^2 A_q A^q \xi^\dagger \xi + iQ \left(A_q \xi^\dagger \partial^q \xi - A^q \partial_q \xi^\dagger \xi \right);$$

c'est l'équation qui régit l'ensemble des interactions qui sont déclenchés par l'action du champ sur les déchets à l'intérieur du réacteur de pyrolyse; elle sert à établir un moyen de calculer avec précision les quantités de matière non réusinées, et le pourcentage massique assimilé dans le champ.

Ces quatre équations sont cruciales pour la construction de l'algorithme de contrôle de la production, à exécuter dans le secteur appelé «Opérations»²⁴. Le lecteur doit noter que des équations ont en commun l'indice polytropic (le Tableau 1 a été construit à partir de cette base), car il est toujours possible de donner ξ comme fonction paramétrée par n . Il est également important de noter que, en réalité, tout ce que nous pouvons faire est de travailler sur des systèmes avec une bonne approximation pour $n = 2$.



²⁴ En fait, a ce moment quelques algorithmes mécatroniques de traitement stochastique sont en processus d'adaptation à des fins de contrôle dans ce secteur.

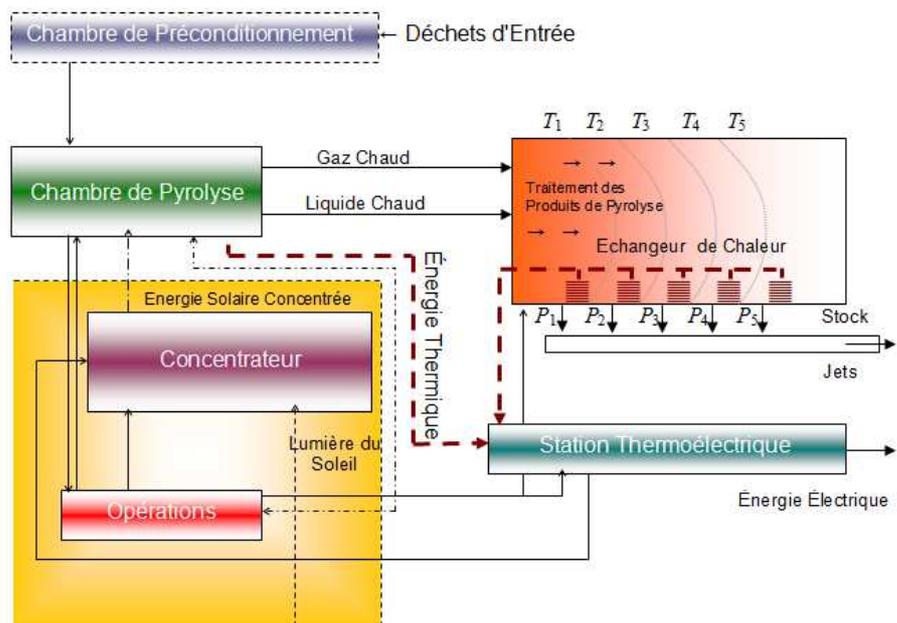


Fig. 10: Le schéma complet du réacteur thermodynamique proposé. Le lecteur doit noter le cycle d'énergie avec une station thermoélectrique à nourrir continuellement l'usine et comme elle est alimenté par énergie solaire.

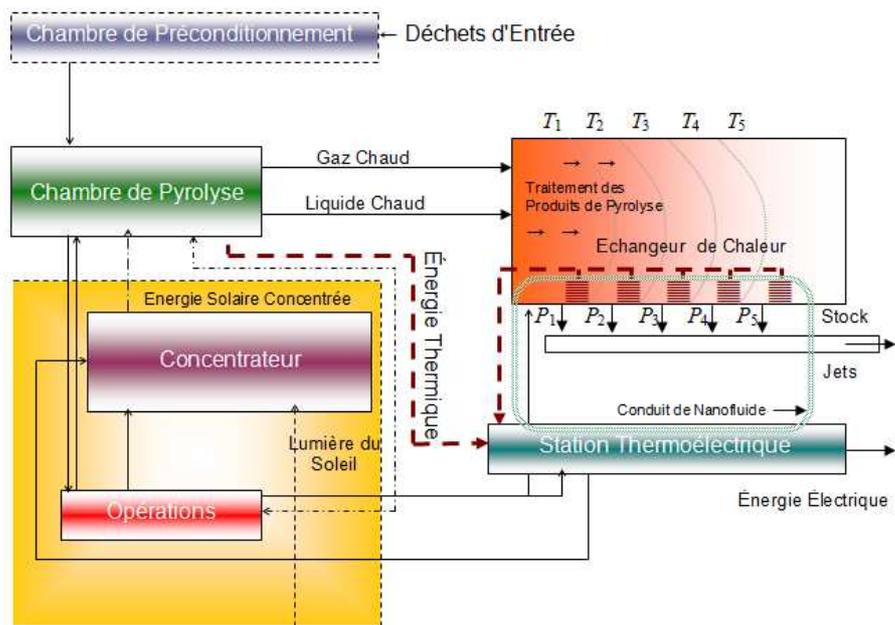


Fig. 11: Le schéma complet du réacteur thermodynamique proposé avec le conduit de nanofluide.



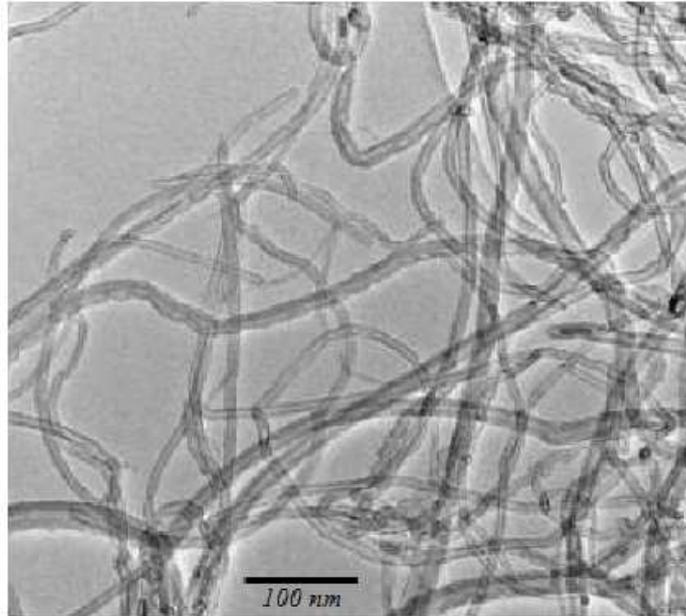


Fig. 12: Les nanotubes de carbone.

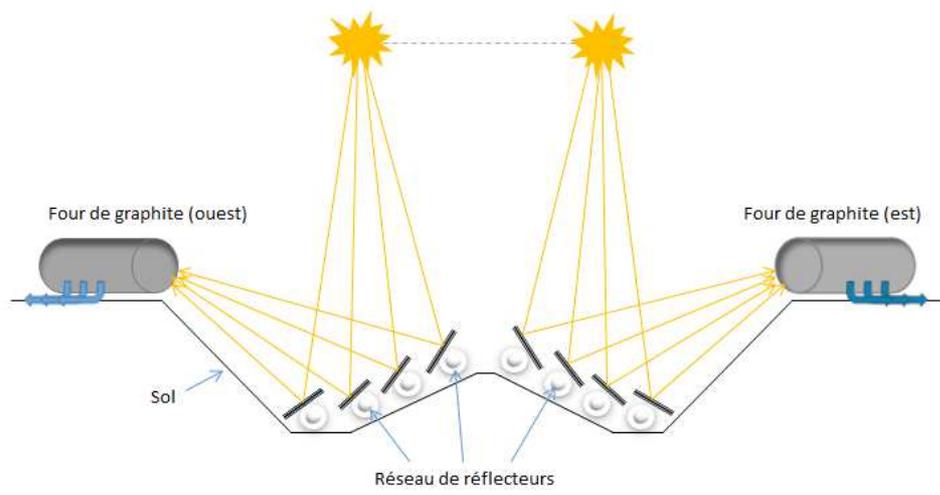


Fig. 13: Le schéma du réseau de réflecteurs.



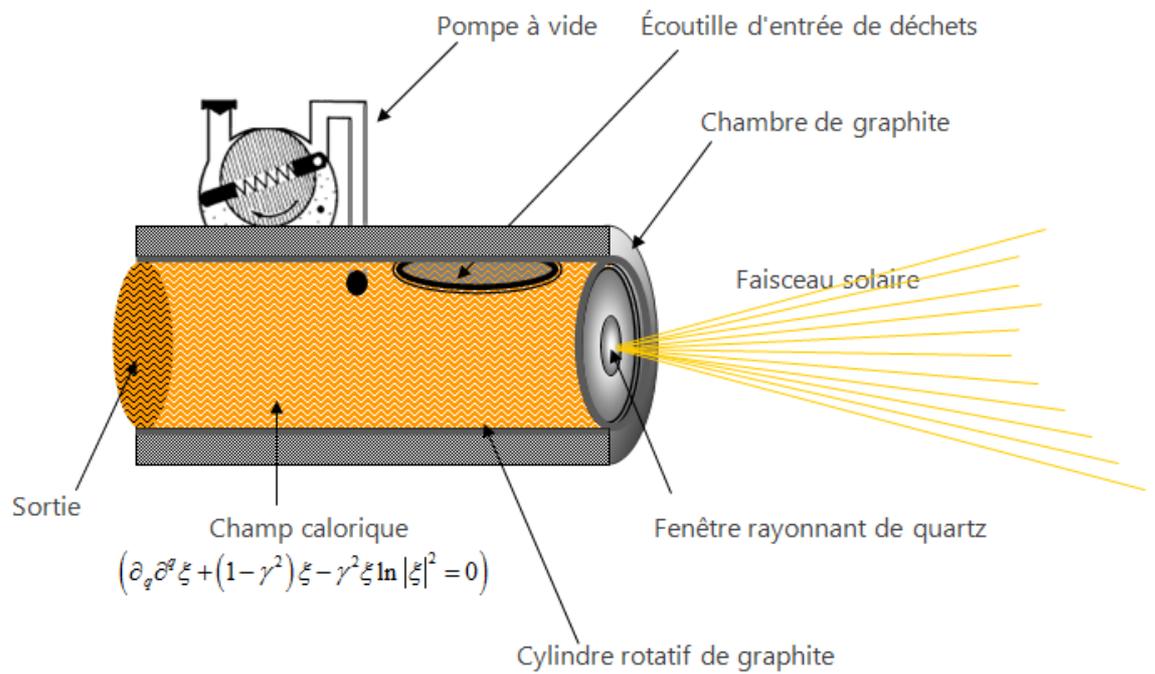
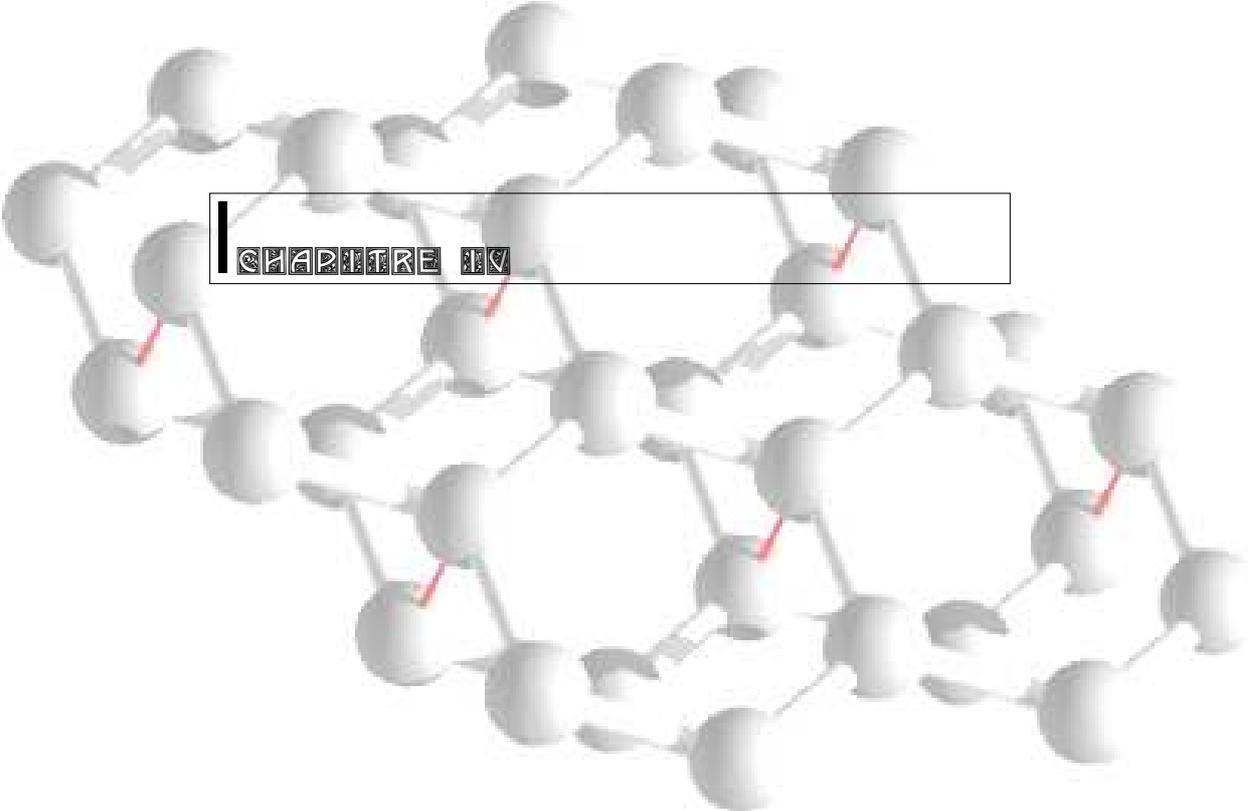
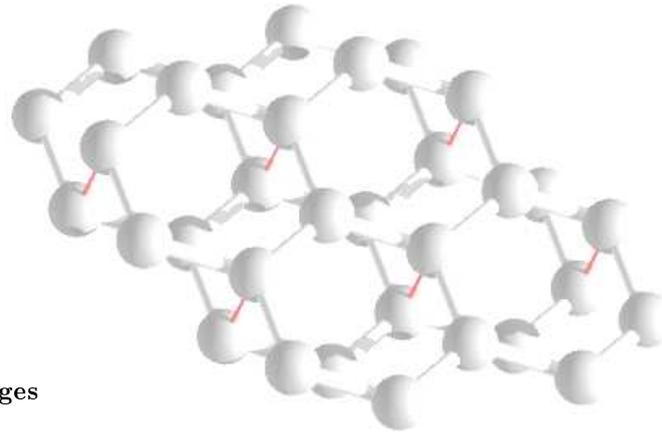


Fig. 14: Représentation schématique de la chambre de pyrolyse du réacteur solaire.





CHAPTER IV



Difficultés techniques, obstacles et avantages

La question de le gaz effluent

L'émission des gaz toxiques et la préservation de l'environnement sont au coeur des préoccupations techniques de mon installation. Certes, le prototype servira à apporter des améliorations des ordinateurs et des algorithmes de calcul qui sont nécessaires pour que le système entre en production industrielle régulière.

Dans la zone de pyrolyse, la température est contrôlée. Le résultat de ce contrôle permet l'extraction des gaz combustibles, des substances alcooliques, des huiles combustibles, du goudron, du sulfate d'ammonium et du carbone presque pur en appliquant d'agents chimiques catalytiques appropriés. Dans l'étape finale, les matières solides fusionnées avec le laitier (verre, terre, pierres et métaux) sont refroidies et retirées du système. Il est également possible de soumettre des déchets de pyrolyse à ségrégation, ce qui donne principalement verre et métaux.

En dépit de toutes les possibilités de reconstitution de matériaux élémentaires, le contrôle de la production de recyclés par pyrolyse, dans le degré d'exécution proposé par mon modèle, est certainement complexe. La production de gaz augmente avec la température. La production maximale de l'éthane, l'éthylène et le méthane a lieu à 650°C, 800°C et 900°C, respectivement. La production de dioxyde de carbone augmente à 900°C. Cependant se produit au-dessus de 800°C la conversion du CO₂ à CO en raison de la concentration élevée de l'hydrogène, à faible concentration d'eau et en raison du coefficient de température négatif de la réaction. Bien que les fabricants de dispositifs classiques de pyrolyse soulignent que la formation de dioxines et de furannes est empêchée à des températures supérieures à 1350°C, il existe peu de références à la composition des gaz après le cycle de récupération d'énergie. Par exemple, les émissions de composés organochlorés comme les dioxines et les furanes se produit principalement au cours de la phase finale du refroidissement des effluents gazeux. Du point de vue environnemental, le système doit être évaluée dans son ensemble, c'est à dire, le traitement des déchets, la production de gaz de désagrégation et la récupération d'énergie. Il sera donc nécessaire d'investir davantage dans la technologie afin de développer un traitement spécifique pour ces effluents toxiques. Une possibilité est l'utilisation de substances de liaison qui rendrait

le gaz inerte à la limite de la température à partir de laquelle sont formées les dioxines et les furannes. Ainsi, le module d'opérations doit avoir un système de contrôle informatisé assez sophistiqué.

Sur les pertes de la concentration solaire

Le principal inconvénient de ces systèmes est le fait qu'ils ont l'aberration chromatique, ce qui conduit à une diminution de l'efficacité de concentration solaire. L'aberration chromatique est caractérisée par des rayons de lumière de différentes longueurs d'onde atteignant le point de concentration à des distances différentes de la lentille. Cependant, en 1926, Carathéodory déduit la preuve générale de l'absence de système de lentilles et de miroirs sans aberration optique, sauf pour le cas trivial de miroirs plats, ce qui m'a conduit à déployer des moyens technologiques pour compenser les pertes.

Il existe également des objections relatives à la productivité. En raison de son caractère intermittent, l'utilisation de l'énergie solaire pour des applications industrielles a été traitée avec restriction, étant limité, en particulier dans le cas du Brésil, à des politiques populistes de logement (panneaux solaires pour le chauffage de l'eau) comme un moyen d'essayer d'insérer le pays dans le contexte international de le développement durable et de la production plus nette. Cependant, ce serait une erreur en adopter cette conception très limitée; il convient de noter, comme indiqué par Gineste et al., que dans Odeillo où le centre du four solaire Felix Trombe est situé, la valeur de crête de l'irradiation directe normale est de 1100 W.m^{-2} , et il est supérieur à 700 W.m^{-2} pendant 1600 heures par an et 1000 W.m^{-2} pendant 200 heures par an [38]. Il n'y a donc aucune raison concrète de restreindre l'utilisation industrielle de l'énergie solaire pour le traitement des déchets solides dans un pays tropical si vaste que le Brésil.

Sur le déploiement, les coûts et les gains sociaux

Supposons que nous avons pris comme modèle l'un des réflecteurs géants. Les dimensions du dispositif dans son ensemble dépendent des variables techniques et économiques. L'investissement initial est élevé, même si la taille du réflecteur – la partie la plus coûteuse de l'ensemble – dépend des limites définies de capacité thermique à atteindre.

Techniquement parlant, si nous prenons le modèle géant existant pour ce projet, il y a des restrictions sur l'emplacement, car l'énorme ensemble parabolique de miroirs occupe un espace considérable et doit être installé dans un lieu plein de la lumière du soleil, étant entendu que le dispositif est fixé sur le sol. Avec ces restrictions, il ne serait pas le cas de nombreux fours. Toutefois, comme je l'ai démontré à la section 3.6, le gigantisme n'est pas une condition de faisabilité, puisque la technologie a considérablement progressé.

À première vue, on pourrait objecter que le coût de l'installation proposée semble rendre inabordable. En fait, il n'est pas un investissement de rentabilité financière immédiate. Les gains environnementaux, économiques et sociaux évidents de production plus nette entreront dans le long terme, notant que le dispositif ne se limite pas au traitement des déchets solides provenant des activités de santé, et que ce dispositif fonctionne entièrement sur les coûts de l'énergie solaire; ni est il un projet pour une utilisation à petite échelle locale et de petites applications de flux de déchets. Dans ce contexte, le retour sur investissement doit être pensé à partir d'une vision beaucoup plus large sur la préservation de l'environnement et l'économie écologique. L'usine est cher, mais la chaleur et les matières produites sont très nettes avec un pourcentage élevé de réutilisation et génération de polluants maintenu à un minimum. Les deux seuls fours solaires géants existants aujourd'hui dans le monde sont utilisés pour produire de l'énergie électrique et de carburant d'hydrogène, ou d'exécuter des applications d'essai des matériaux et de la fonderie, de sorte que le Brésil serait le premier pays à utiliser des plantes similaires pour traiter les déchets médicaux et autres déchets solides à grande échelle. En outre, le système industriel générerait un surplus d'électricité délivrée facilement au réseau électrique public.

Quelques questions logistiques

Un problème à résoudre est la manutention et le transport de déchets médicaux jusqu'à le four. Les unités médicales doivent prévisualiser l'établissement de systèmes locaux pour la mise en bouteille et la stérilisation partielle des déchets, conduisant-ils à des conteneurs de collecte à cet effet. Cette infrastructure est certainement moins cher que l'installation des incinérateurs. Camions de collecte de sous-traitance, utilisés exclusivement pour les déchets nosocomiales, réuniront le matériau emballés et scellés, conduisant

à l'usine. La logistique de la collecte suit les mêmes principes de base de la collecte commune de déchets urbains, avec les horaires et les trajets en fonction de la période de fonctionnement du four. Les conteneurs et les processus de stérilisation partielle et étanchéité doivent être conformes à un plan de contingence liée au retard de traitement des déchets en cas de variations climatiques inattendus.

Mais je dois aussi réfléchir à la question sociale des éboueurs. En pensant à la réalité de la vie dans le Tiers-Monde, il me semble hautement recommandable de développer une éducation et un cadre de formation pour la professionnalisation d'une équipe de collecteurs spécialisés dans la collecte des déchets nosocomiales des installations marginales et dans le traitement et le conditionnement des déchets provenant des hôpitaux, des cliniques et les établissements commerciaux de tatoueurs et de professionnels de l'esthétique. Un tel programme serait liée au Secrétariat National pour l'Economie Solidaire du Brésil, sanctionné par le Ministère du Travail et de l'Emploi. De toute évidence, ce programme pourrait à l'avenir être étendu à d'autres catégories de déchets, en assurant une plus grande prévention des risques biologiques.

L'absence de politiques de santé et la nécessité d'une production plus nette

Montagu, dans son brillant livre «A hereditariedade», à partir d'une affirmation commune que «la science est une chose dangereuse», a souligné la nécessité d'une grande prudence quand il s'agit de formuler des questions ou des propositions qui tendent à influencer l'état des êtres vivants et de leurs progénitures à venir [58]. Bien qu'il existe de nombreuses personnes de bonne foi au Brésil, le sens de responsabilité envers les générations futures a été perdu; en fait, le sens de responsabilité pour les générations actuelles a également été perdu, à en juger par l'état actuel de la santé publique et l'étendue de la dévastation de l'environnement enregistrée.

Santé, qui est sans doute l'un des objets de la science, n'a jamais été une priorité dans le modèle capitaliste, ni leurs relations avec l'environnement. Sinon, il ne serait pas si cher dans certains régions du monde, et si négligée dans d'autres comme au Brésil. Santé dans sa forme préventive n'a jamais été un «produit» à être consommée. Ainsi, le premier obstacle à surmonter est le rapport coût/voix électorales, car au Brésil des millions de dollars sont dépensés pour la construction de stades, alors que les hôpitaux

sont en déclin. Avec un tel état d'esprit, il est difficile d'estimer la résistance qui sera confronté face à des projets de protection de la santé en utilisant des fours solaires réfléchissantes. En outre, la société brésilienne n'a pas été convaincu de la nécessité de plus en plus présente des sources d'énergie alternatives rationnelles qui ne comprennent pas le discutable biodiesel.

L'objectif premier de la production plus nette, à bien des égards, est de répondre aux besoins humains de l'énergie et des produits au moyen de systèmes efficaces de travail à partir de ressources renouvelables sans générer matières dangereuses qui causent des blessures et des pertes pour les personnes et l'environnement. En ce sens, les investissements dans les technologies nettes doivent être prises avec les yeux dans l'avenir de nos activités, en assurant des conditions de survie de la culture elle-même. Les dispositifs proposés ici ne sont pas chers; la chaleur et des matières produites sont très nettes avec un pourcentage élevé de réutilisation et génération de polluants réduite au minimum.



Conclusion

Cette recherche a fait une forte approche environnementale en ce qu'il propose l'utilisation d'une source d'énergie renouvelable dans les pays tropicaux pour résoudre l'un des problèmes les plus importants de la vie moderne, l'élimination des déchets urbains, notamment les déchets provenant des activités médicales.

La conception d'une centrale thermodynamique pour le traitement industriel des déchets nosocomiales a été présenté à l'aide de plans schématiques et de explications théoriques de la physique qui régissent le fonctionnement d'un tel dispositif. La théorie des champs caloriques liée au modèle de flux polytropique a établi une représentation puissante avec une vue qui inclut l'entropie des champs dans les équations fondamentales qui expriment la dynamique de ces champs. Cette théorie est principalement engagée dans le raisonnement des algorithmes de contrôle pour les processus de recyclage de la plante. Le modèle de champ calorique est utile pour décrire un état pseudo-adiabatique confiné dans laquelle la perte de chaleur est continuellement compensée par de nouvelles entrées d'énergie thermique, maintenant constante la quantité de chaleur interne.

Il est important de souligner que jusqu'à ce jour, nous n'avons pu identifier une seule contrainte d'ordre technique ou économique pour la mise en œuvre d'une installation de ce genre dans les pays ensoleillés pendant la plupart de l'année. Certes, il y aura des problèmes à relever au cours de la construction de l'usine ou même pendant le processus de persuasion politique sur la valeur intrinsèque de la réalisation pour la société. Cependant, nous utilisons déjà des bouilloires et des cuisines solaires; nous vivons dans le monde des super-machines, dans lequel, bien qu'avec les limites cartésiennes et newtoniennes de notre ingénierie, les réalisations les plus impressionnantes ont été faites au cours des trois dernières décennies.

Il est à espérer que les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit conduiront à des articles pour diffuser des idées originales présentées ici, guidées par l'idéal de la durabilité environnementale et économique, ainsi que d'autres publications en raison de la réalisation éventuelle d'un prototype au Brésil, une installation énergétique de mineur volume, mais qui fonctionne assez bien sur le même principe. La construction de ce prototype peut provenir d'une coopération technologique et scientifique entre le Brésil et la France, en prenant de l'expérience française avec le grand Odeillo. En outre, cette

initiative pourrait ouvrir un front spécifique de la recherche universitaire, l'ouverture de postes vacants pour les programmes de recherche de premier cycle à la fois au Brésil et en France dans les recherches fondamentale et appliquée.





1. Abah, S., Ohimain, E., 2011. Healthcare waste management in Nigeria: A case study. *Journal of Public Health & Epidemiology* 3, 99-110 (en anglais).
2. Abd El-Salam, M., 2010. Hospital waste management in El-Beheira Governorate, Egypt. *Journal of Environmental Management* 91, 618-629 (en anglais).
3. Ananth, P., Prashanthini, V., Visvanathan, C., 2010. Healthcare waste management in Asia. *Waste Management* 30, 154-161 (en anglais).
4. Apolinário Júnior, C. A., Pessoa Filho, J. S., Ferreira, C. R., Borges, V. L., Carvalho, S. R. de, 2018. Pirólise de resíduos sólidos urbanos. X Congresso Nacional de Engenharia Mecânica, Salvador - BA, Brasil (en portugais).
5. Atkins, M., Neale, J., Walmsley, M., Walmsley, T., de Leon, G., 2014. Flow maldistribution in industrial air heaters and its effect on heat transfer. *Chemical Engineering Transactions* 39, 295-300 (en anglais).
6. Bachelard, G., 1975. *La actividad racionalista de la física contemporanea*. Traduction espagnole de Estela Canto, Editora Siglo Veinte, Buenos Aires.
7. Bachelard, G., 1938. *La psychanalyse du feu*. Gallimard, Paris.
8. Balzac, H. de, 1946 (trad. José Dauster). *Máximas e pensamentos*. Vecchi, Rio de Janeiro (en portugais).
9. Barlev, D., Vidu, R., Stroeve, P., 2011. Innovation in concentrated solar power. *Solar Energy Materials & Solar Cells* 95, 2703-2725 (en anglais).
10. Beauregard, O. Costa de, 1980. *Cosmos et conscience*. In: *Science et conscience – Les deux lectures de l'univers*, Éditions Stock et France-Culture, Paris.
11. Barenblatt, G., Bell, J., Crutchfield, W., 1998. The thermal explosion revisited. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 95, 13384-13386 (en anglais).
12. Basu, D. (Editor), 2001. *Dictionary of geophysics, astrophysics, and astronomy*. CRC Press, Boca Raton, 1-524 (en anglais).
13. Bejan, A., 1982. *Entropy generation through heat and fluid flow*. John Wiley & Sons, New Jersey, Chapter 5 (en anglais).

14. Bejan, A., 1996. Entropy generation minimization. CRC Press, Boca Raton (en anglais).
15. Bento, E., da Silva, J., Silva Júnior, R., 2012. Investigando sistemas politrópicos via estatística não-gaussiana de Kaniadakis. XXXVII Reunião Anual da Sociedade Astronômica Brasileira, S. Paulo, Brasil (en portugais).
16. Bhogare, R., Kothawale, B., 2013. A review on applications and challenges of nanofluids as coolant in automobile radiator. International Journal of Scientific and Research Publications 3(8) (en anglais).
17. Biryukov, S., 1998. An experimental study of the dry deposition mechanism for airborne dust. Journal Aerosol Science 29, 129-139 (en anglais).
18. Biryukov, S., Faiman, D., Goldfeld, A., 1999. An optical system for the quantitative study of particulate contamination on solar collector surfaces. Solar Energy 66(5), 371-378 (en anglais).
19. Bondi, H., 1997. Assumption and myth in physical theory. Traduction portugaise de Paulo César de Moraes, Editora Universidade de Brasília, Brasil.
20. Borel, E., 1950. Le jeu, la chance et les théories scientifiques modernes. Gallimard, Paris.
21. Broglie, L. de, 1976. Recherches d'un demi-siècle. Albin Michel, Paris.
22. Broglie, L. de, 1978. Jalons pour une nouvelle microphysique. Gauthier-Villars, Paris.
23. Bunge, M., 2010. Matter and mind: A philosophical inquiry. Springer-Verlag, 287 (en anglais).
24. Carnot, L., 1970. Réflexions sur la métaphysique du calcul infinitésimal (nouveau tirage). Albert BLANCHARD, Paris.
25. Chandrasekhar, S., 1939. An introduction to the study of stellar structure. Dover Publications Inc. (en anglais).
26. Choi, S.U.S., Zhang, Z.G., Yu, W., Lockwood, F., Grulke, E., 2001. Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions. Applied Physics Letters, 79(14), 2252-2254 (en anglais).
27. Connors, K., 2002. Thermodynamics of pharmaceutical systems: An introduction for students of pharmacy. John Wiley & Sons, Inc., New Jersey.
28. Conseil Supérieur de la Recherche et de la Technologie, 2010. Nanotechnologies: sciences, marché, réglementation et société. Quelles avancées?. La Documentation Française, Paris.

29. Cordeiro, C., Pereira, P., Duarte, A., Barros, L., Souza, M., 2012. Prejuízos causados aos catadores que trabalham no lixão do município de Juazeiro do Norte, CE. *Enciclopédia Biosfera* 8, 2553-2562 (en portugais).
30. Dezaneti, M., 2011. Talks on pyrolysis induced by plasma. In: *Techsolarium*, Brasília, D.F., Brazil (en anglais).
31. Eastman, J., Choi, S.U.S., Li, S., Yu, W., Thompson, L., 2001. Anomalous increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles. *Applied Physics Letters*, 78(6), 718-720 (en anglais).
32. Eastman, J., Phillpot, S., Choi, S.U.S., Keblinski, P., 2004. Thermal Transport in Nanofluids. *Annual Review of Materials Research*, 34(1), 219-246 (en anglais).
33. El-Shobokshy, M., Hussein, F., 1993. Degradation of photovoltaic cell performance due to dust deposition on its surface. *Renewable Energy* 3(6/7), 585-590 (en anglais).
34. Franka, E., El-Zoka, A., Hussein, A., Elbakosh, M., Arafa, A., Ghenghesh, K., 2009. Hepatitis B virus and hepatitis C virus in medical waste handlers in Tripoli, Libya. *Journal of Hospital Infection* 72, 258-261 (en anglais).
35. Garcia, L., Zanetti-Ramos, B., 2004. Gerenciamento dos resíduos de serviços de saúde: Uma questão de biossegurança. *Cadernos de Saúde Pública* 20(3), 744-752 (en portugais).
36. Gelfand, I., 1963. Some problems in the theory of quasilinear equations. *Transactions of the American Mathematical Society* 29, 295-381 (en anglais).
37. Georgescu-Roegen, N., 1971. *The entropy law and the economic process*. Harvard University Press, Cambridge.
38. Gineste, J., Flamant, G., Olalde, G., 1999. Incident solar radiation data at Odeillo solar furnaces. *Journal de Physique IV* 9, 623-628 (en anglais).
39. Gómez, E., 2014. A tecnologia de pirólise no contexto da produção moderna de biocombustíveis: Uma visão perspectiva. *Ambiente Brasil – Energia* (en portugais).
40. Greenhalf, C., Nowakowski, D., Harms, A., Titiloye, J., Bridgwater, A., 2013. A comparative study of straw, perennial grasses and hardwoods in terms of fast pyrolysis products. *Fuel* 108, 216-230 (en anglais).
41. Herranz, G., Rodríguez, G., 2010. Uses of concentrated solar energy in materials science. In: *Solar Energy*, book edited by Radu D. Rugescu, Croatia, 432 (en anglais).
42. Hiebert, E., 1981. *Historical roots of the principle of conservation of energy*. Arno Press, New York.

43. ICRC - International Committee of the Red Cross, 2011. Medical Waste Management. Geneva, Switzerland (en anglais).
44. Jeans, J., 1914. Phil. Trans. Royal Soc. London 213, 457-485 (en anglais).
45. Kashyap, A., Kesari, J., Rai, A., Singh, H., 2014. Study of designing a solar concentrator for crematorium using solar energy. International Journal of Advance Research and Innovation 2(3), 564-567 (en anglais).
46. Kleinert, H., 1989. Gauge fields in condensed matter, Vol. II, "STRESSES AND DEFECTS", 743-1456. World Scientific, Singapore (en anglais).
47. Kwok-Yuen Cheung, King-Lung Lee, Ka-Leung Lam, Tsz-Ying Chan, Chi-Wui Lee, Chi-Wai Hui, 2011. Operation strategy for multi-stage pyrolysis. Journal of Analytical and Applied Pyrolysis 91, 165-182 (en anglais).
48. Laborit, H., 1992. L'esprit du grenier. Bernard Grasset, Paris.
49. Lalande, A., 1956. Vocabulaire technique et critique de la philosophie. Presses Universitaires de France, Paris.
50. Laplace, P., 1984. Exposition du système du monde. Fayard, Paris.
51. Lavenda, B., 2010. A new perspective on thermodynamics. Springer, Heidelberg (en anglais).
52. Lucasa, D., Berenguel, M., Yebra, L., Martínez, D., 2006. Copper sintering in a solar furnace. IEEE Proceedings of the 2006 Int. Conference on Control Applications, 2144-2149 (en anglais).
53. Mande, O., Miller, F., 2011. Window design for a small particle solar receiver. 9th Annual International Energy Conversion Engineering Conference, San Diego, California (en anglais).
54. Martin, E., Mazzini, E., 2010. Disposição final do lixo em Presidente Prudente: De 1923 a 2010. Revista Tópos 4, 109-143 (en portugais).
55. Mato, R.R., Kaseva, M.E., 1999. Critical review of industrial and medical waste practices in Dar es Salaam City. Resources, Conservation and Recycling 25, 271-287 (en anglais).
56. Maupertuis, Pierre-Louis M. de, 1985. El orden verosimil del cosmo. Anthologie traduit par Antonio Lafuente et José Luis Peset, Alianza Editorial, Madrid (en espagnol).
57. MH - Ministry of Health, 2004. Health National Foundation – Technical guidelines for preparation of the program of Health Education and Social Mobilization (HESMP);

- implementation, expansion or improvement of systems of treatment and final disposal of solid waste for the control of diseases. ASCOM/FUNASA, Brasilia, D.F., Brazil (en anglais).
58. Montagu, A., 1967. *A Hereditariedade*. Livraria Bertrand, Amadora, Portugal, 1-365 (en portugais).
59. Moreira, A., Günther, W., 2013. Assessment of medical waste management at a primary health-care center in São Paulo, Brazil. *Waste Management* 33, 162-167 (en anglais).
60. Na Deng, Yu-feng Zhang, Yan Wang, 2008. Thermogravimetric analysis and kinetic study on pyrolysis of representative medical waste composition. *Waste Management* 28, 1572-1580 (en anglais).
61. Nguyen, C., Roy, G., Gauthier, C., Galanis, N., 2007. Heat transfer enhancement using Al₂O₃-water nanofluid for an electronic liquid-cooling system. *Appl. Therm. Eng.* 27(8-9), 1501-1506 (en anglais).
62. Nishinaga, T., 2016. Thermodynamics for understanding crystal growth. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials* 62, 43-57 (en anglais).
63. Norton, J., 2016. The impossible process: Thermodynamic reversibility. *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* 55, 43-61 (en anglais).
64. Noüy, L. du, 1969. *L'homme devant la science*. Flammarion, Paris.
65. O’Raifeartaigh, L., 1997. *The dawning of gauge theory*. Princeton University Press, New Jersey.
66. Paradkar, A., Davari, A., Feliachi, A., 2002. Temperature control of a solar furnace with disturbance accomodating controller. *Proceedings of the Thirty-Fourth South-eastern Symposium on System Theory*, 431-434 (en anglais).
67. Petela, R., 2010. *Engineering thermodynamics of thermal radiation for solar power utilization*. McGraw-Hill Companies, Inc., New York.
68. Popper, K., 1991. *La connaissance objective*. Aubier, Paris, 1-578.
69. Porto, M. et al., 2004. Lixo, trabalho e saúde: Um estudo de caso com catadores em um aterro metropolitano no Rio de Janeiro, Brasil. *Cadernos de Saúde Pública* 20, 1503-1514 (en portugais).
70. Prigogine, I., 1980. *From being to becoming: Time and complexity in the physical sciences*. W. H. Freeman and Company, New York (en anglais).

71. Radcenco, V., 1994. Generalized thermodynamics. Editura Tehnica, Bucharest (en anglais).
72. Rong Xiea, Wei-Jie Li, Jie Li, Bo-Liang Wu, Jia-Qiang Yi, 2009. Emissions investigation for a novel medical waste incinerator. *Journal of Hazardous Materials* 166, 365-371 (en anglais).
73. Rousseau, P., 1947. Histoire de la science. Librairie Arthème Fayard, Paris.
74. Rovelli, C., 2014. Sete breves lições de física. Editora Schwarcz S. A., Rio de Janeiro (en portugais).
75. Rovelli, C., 2018. A ordem do tempo. Editora Schwarcz S. A., Rio de Janeiro (en portugais).
76. Santos, M., 2012. O resíduo sólido urbano na cidade de Bragança-PA: Uma análise dos problemas socioambientais e os resultados desse processo. III Congresso Brasileiro de Gestão Ambiental, Goiânia-GO, Brasil (en portugais).
77. Saridis, G., 1988. Entropy formulation of optimal and adaptive control. *IEEE Transactions on Automatic Control* 33, 713-721 (en anglais).
78. Saridis, G., 1995. Stochastic processes, estimation and control: the entropy approach. John Wiley & Sons, New Jersey (en anglais).
79. Schwarzschild, M., 1965. Structure and evolution of the stars. Dover Publications Inc. (en anglais).
80. Siegel, R., Howell, J.R., 2002. Thermal Radiation Heat Transfer. Taylor & Francis, New York, 4th ed. (en anglais).
81. Sylvain, Q., 2007. Les centrales solaires à concentration. Université de Liège – Faculté des Sciences Appliquées, Liège.
82. Timofeeva, E., Wenhua Yu, France, D., Singh, D., Routbort, J., 2011. Nanofluids for heat transfer: an engineering approach. *Nanoscale Research Letters* 6, 182 (en anglais).
83. Tolman, R., 1987 (reprint). Relativity, thermodynamics and cosmology. Dover, New York (en anglais).
84. Tsakona, M., Anagnostopoulou, E., Gidaracos, E., 2007. Hospital waste management and toxicity evaluation: A case study. *Waste Management* 27, 912-920 (en anglais).
85. Ullmo, J., 1969. La pensée scientifique moderne. Flammarion, Paris.
86. Vogel, T., 1973. Pour une théorie mécaniste renouvelée. Gauthier-Villars, Paris.
87. Valéry, P., Introduction à la méthode de Léonard da Vinci. Gallimard, Paris.

88. Zeinali, S., Nasr Esfahany, M., Etemad, S., 2007. Experimental investigation of convective heat transfer of Al₂O₃/water nanofluid in circular tube. *Int. J. of Heat Fluid Flow* 28(2), 203-210 (en anglais).
89. Zel'dovich, Y., Novikov, I., 2011. *Stars and relativity*. Dover Publications Inc. (en anglais).
90. Zhu, H.M., Yan, J.H., Jiang, X.G., Lai, Y.E., Cen, K.F., 2008. Study on pyrolysis of typical medical waste materials by using TG-FTIR analysis. *Journal of Hazardous Materials* 153, 670-676 (en anglais).
91. Wang, J., 2011. *Modern thermodynamics based on the extended Carnot Theorem*. Springer-Verlag (en anglais).
92. Wen, D.S., Ding, Y.L., 2004. Effective thermal conductivity of aqueous suspensions of carbon nanotubes (carbon nanotube nanofluids). *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 18(4), 481-485 (en anglais).
93. Wen, D.S., Ding, Y.L., 2004. Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions. *Int. J. Heat Mass Transf.* 47, 5181-5188 (en anglais).
94. Whitehead, A., 1998. *Le concept de nature*. J. Vrin, Paris.

Index

- Archimède, 55
- Bachelard, 34, 35, 74, 75
- Baez, ix
- Balzac, 69
- Barenblatt, 18
- Beauregard, 42
- Bejan, 89
- Bergson, 40
- Bessel, 24
- Boltzmann, 42, 49, 50
- Bonaparte, 69
- Bondi, 70
- Borel, 39
- Bunge, 43
- Bungue, ix
- Burk, 44
- Carathéodory, 54, 109
- Carnot, 37, 62
- Cauchy, 75
- Chandrasekhar, 18
- Clausius, 47
- de Broglie, 11, 36, 37
- du Noüy, 38
- Einstein, 36, 37, 75
- Faraday, 75
- Gelfand, 19
- Georgescu, 51
- Gibbs, 48, 50, 73
- Gineste, 109
- Grüneisen, 67
- Haldane, 52
- Hamilton, 77
- Husserl, x
- Jeans, 24
- Kaniadakis, 18
- Kirchhoff, 27
- Laborit, 34
- Lane-Emden, 17, 18, 21, 24, 28
- Langmuir, 11, 23
- Laplace, 24, 42, 43
- Lazare Carnot, 76
- Marcel, x
- Maupertuis, 74, 77
- Maxwell, 75, 90
- Montagu, 111
- Nambu, ix
- Novalis, 41
- O’Raifeartaigh, 80
- Petela, 51
- Planck, 49, 54

Poincaré, 74
Poisson, 75
Popper, ix, 42
Prigogine, 39, 45

Reichenbach, ix
Rousseau, 37
Rovelli, ix, 35, 98

Saridis, 96
Schwarzschild, 18
Snell, 27
Szilard, 42

Ullmo, 56

Valéry, 75
Van Allen, 49
Vogel, 56
von Neumann, 50

Wang, 41, 43–45
Watson, 34
Weizsäcker, ix
Whitehead, 43
Winkler, 12

Zel'dovich, 15
Zhu, 55



