

PERFORMANCES ET LIMITES DE CHAUDIÈRES À GAZ DE CENTRALES SOLAIRES

THÈSE N° 474 (1983)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

CLAUDE DURAND

Ingénieur-mécanicien EPFL
originaire de Chavannes (VD)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. P. Suter, rapporteur
Prof. W. Traupel, corapporteur
Dr P. Kesselring, corapporteur

Lausanne, EPFL

1983

Résumé

La production d'électricité à partir de l'énergie solaire s'effectue - principalement - soit au moyen de cellules photovoltaïques, soit par des centrales thermiques. Pour ces dernières la transformation thermodynamique est réalisée par un cycle à vapeur ou par un cycle à gaz, de températures maximales respectives d'environ 550°C et 800°C. Cette étude concerne les chaudières de centrales thermiques à gaz.

Les héliostats sont modélisés d'après leurs caractéristiques géométriques et optiques. Cela permet l'optimisation du champ en tenant compte de l'interaction entre héliostats (phénomène d'ombre et de blocage). La répartition spatiale du flux réfléchi étant calculée, les dimensions de l'ouverture peuvent être déterminées ainsi que la distribution de la puissance surfacique visible à l'intérieur de la cavité. Une optimisation du positionnement des tubes d'échangeur par rapport au mur est effectuée. L'amélioration apportée par l'utilisation des couches sélectives est examinée.

Avec ces informations, les températures locales, instationnaires, des tubes d'échangeur sont calculées pour des beaux jours et des jours nuageux types. Des simulations journalières et hebdomadaires de fonctionnement sont effectuées afin de prédire la durée de vie et le dommage subi par ces éléments essentiellement soumis au fluage à haute température. Un calcul de fluage continu permet d'extrapoler les calculs précédents afin de connaître les déformations finales.

Tant au point de vue mécanique qu'énergétique différentes options sont envisagées telles que températures plus élevées, pressions plus fortes, répartitions de flux différentes, autres alliages,... afin de cerner les limites de telles chaudières à gaz.

Des receveurs à gaz sont réalisables avec des matériaux disponibles. La marge de sécurité du point de vue résistance des matériaux est grande avec un cycle fermé. Le rendement final de ce type d'installation se situe aux environs des 20%.

Zusammenfassung

Die Herstellung von elektrischer Energie aus Sonnenenergie erfolgt u.a. mittels photovoltaischen Solarzellen oder thermischen Kraftwerken mit zentralem Absorber. In den thermischen Anlagen werden zur Umwandlung der thermischen Energie mechanische Dampf- oder Gas-Kreisläufe verwendet, mit maximalen Temperaturen von 550°C bzw. 800°C . Die vorliegende Arbeit behandelt die thermischen Anlagen mit Gaskreislauf.

Die geometrischen und optischen Eigenschaften der Heliostaten werden an einem Rechenmodell untersucht. Dies ermöglicht eine Optimierung des Heliostat-Feldes, unter Einbezug der gegenseitigen Beeinflussung oder einzelnen Heliostaten bezüglich Abschattung und Blockierung. Die räumliche Verteilung der reflektierten Strahlung wird berechnet und damit die Dimensionen der Kavitätsöffnung bestimmt wie auch die Leistungsverteilung auf der Innenoberfläche der Kavität. Die Anordnung der Wärmetauscherrohre bezüglich der Wand wird optimiert und die möglichen Verbesserungen durch Verwendung von selektiven Schichten untersucht.

Mit diesen Informationen werden für Schönwettertage wie auch für typische bewölkte Tage die lokalen, instationären Temperaturverläufe der Wärmetauscherrohre berechnet. Tages- und Wochensimulationen des Anlagenbetriebes erlauben Voraussagen zu machen über Lebensdauer und Ermüdung durch Hochtemperaturkriechen. Eine kontinuierliche Berechnung des Kriechverlaufs erlaubt die Extrapolation der vorausgehenden Rechnungen zur Bestimmung der Enddeformationen.

Verschiedene Optionen zur Beurteilung von mechanischen wie auch energetischen Gesichtspunkten, zur Abschätzung der Limiten solcher Gaserhitzer, werden mitberücksichtigt, z.B. höhere Temperaturen und Drücke, andere Verteilungen der Wärmeströme, andere Legierungen.

Gasabsorber können mit verfügbaren Materialien hergestellt werden. Die Sicherheitsmarge bezüglich Materialfestigkeit ist gut für offene und befriedigend für geschlossene Kreisläufe. Der Endwirkungsgrad von solchen Anlagen liegt bei ca. 20%.

Abstract

Production of electricity from solar energy is mainly achieved by means of solar cells or by central receiver power plants. These plants are driven by vapor turbines where the fluid temperature is about 1000°F or by gas turbines in which gas temperature exceeds 1500°F.

The geometry and optical properties of heliostats are used to modelize their behaviour. Thus the field of mirrors can be optimized by considering shadowing and blocking effects. The flux distribution is computed in order to determine the aperture area and how much flux reaches the cavity interior. The tube geometry of the heat exchanger is adjusted relatively to the walls. Improvements due to selective coatings is examined.

On the basis of these informations, unsteady local temperatures of heat exchanger tubes are computed for good weather and typical cloudy days. Daily and weekly simulations are performed in order to predict the lifetime and the mechanical damage mainly resulting from high temperature creep. A continuous creep computation allows to extrapolate preceding results in order to know the final damage.

Considering mechanical behaviour, as well as energy efficiency, some options are evaluated such as higher temperatures, pressure increase, other flux patterns, alternative alloys... to determine heat exchanger limit.

Gas receivers are technologically feasible with usual materials. By stress-strain analysis it can be deduced that the damage is kept at a low value with the open cycle but is higher with a closed cycle. The final efficiency of such installations is about 20%.

Remerciements

La construction de tout édifice, même modeste, repose sur des fondations et nécessite des supports. Les fondations, sans lesquels cette entreprise n'aurait pas vu le jour, ont pour nom Firme Sulzer et Dr. P. Suter. La première par le biais de M. H. Canonica, a financé cette recherche alors que le second l'a dirigée.

Les supports ont été assurés par Sulzer (MM. H. Bareau, H. Fricker, G. Oertli, W. Stumpp et M. Volk) et par le Laboratoire de Thermique Appliquée de l'EPFL (Mme A.M. Schmit, MM. S. Burki, T. Ottin, D. Schläfli et H. Van Kuijk).

Enfin, Mlles M.C. Julia et L. Connor ont contribué à la mise en forme de ce travail en faisant preuve de beaucoup de patience et de diligence.

Table des matières

Introduction	9
1. Le champ d'héliostats	13
1.1 Rayonnement solaire et positionnement d'un héliostat	15
1.2 Modélisation du flux réfléchi par un héliostat	19
1.3 Optimisation du champ	29
1.4 Flux reçu dans une cavité	39
2. Analyse du cycle de Brayton et du transfert de chaleur	47
2.1 Performances du cycle de turbine à gaz	49
2.2 Convection forcée et pertes de charges	57
3. Dimensionnement de la chaudière	63
3.1 Dimensionnement d'un receveur externe	67
3.2 Dimensionnement d'une chaudière à cavité	77
3.3 Sélectivité microscopique	89
3.4 Répartition de flux sur les tubes	101
4. Contraintes sur les tubes de la chaudière	111
4.1 Le champ de température instationnaire	113
4.2 Evolution des contraintes et des déformations	123
4.3 Durée de vie	151
Conclusion	165
Nomenclature	173
Références	181

INTRODUCTION

L'idée de fortement concentrer l'énergie solaire n'est pas nouvelle, elle aurait même permis à Archimède de détruire la flotte romaine assiégeant Syracuse. C'était en 212 avant J.C. Cependant, son application est beaucoup plus récente et, à l'exception du four d'Odeillo, il a fallu un premier choc pétrolier pour que l'Opinion prenne conscience du problème énergétique et que les premières esquisses de centrales solaires voient le jour.

On peut se demander si concentrer une telle énergie, inépuisable à notre échelle, si diffuse et bien répartie, puis de la transformer en différents vecteurs énergétiques, au prix d'une complexité certaine, pour finalement la redistribuer, n'est pas une absurdité de technocrate. Amory Lovins, solariste convaincu mais opposant à tout système centralisé, a coutume de lancer : "Technology is the answer ! But what was the question ?"

Certes, sans réduire notre confort ni modifier notre mode de vie, nous pourrions aussi, théoriquement, réduire notre consommation en électricité d'un facteur deux en l'utilisant seulement là où elle est nécessaire (éclairage, machines, train,...). Cela rendrait superflu la construction de toute nouvelle centrale nucléaire ou solaire dans les deux ou trois décades à venir. Toutefois, l'inertie du système, même en état de crise, n'autorise pas ces changements profonds.

A ce jour la transformation d'énergie solaire en électricité s'effectue raisonnablement selon deux filières :

- les cellules photovoltaïques : simples à utiliser, technologiquement éprouvées, modulaires mais d'un coût élevé en raison d'un rendement faible (10 à 15%). Les chutes de prix spectaculaires annoncées sont toujours attendues mais n'arrivent pas.
- les centrales solaires à héliostats (miroirs) et cycle à vapeur : ne conviennent qu'à de grandes installations (supérieures au Mégawatt électrique) nécessitant une infrastructure de production et de

distribution. En raison de la conversion thermodynamique, le rendement final est bas (15 à 20%). Il existe actuellement six centrales de ce type qui fonctionnent depuis peu.

Le désir naturel d'améliorer l'efficacité de la transformation thermodynamique conduit aux hautes températures. La complexité d'une telle unité de production d'énergie est du même ordre que celle d'une centrale classique. On y retrouve d'ailleurs les mêmes composantes (compresseur, turbine, générateur) fonctionnant dans des dispositions similaires. Deux aspects sont toutefois différents et conditionnent la viabilité d'une telle centrale : ils sont liés à la nature de l'énergie primaire.

Le premier est dû au faible flux solaire disponible qui n'engendre que de faibles températures d'équilibre. Pour atteindre les hautes températures et les niveaux de puissance visés, des héliostats réfléchissent le rayonnement solaire et le concentrent au sommet d'une tour où est placée une chaudière.

Ces héliostats sont nombreux et coûteux : environ la moitié de tous les investissements est absorbée par cette composante soit à peu près cinq fois le prix de l'ensemble des machines. Il est donc important d'une part de chercher à diminuer le coût de fabrication, notamment par l'emploi de nouveaux matériaux et, d'autre part, d'optimiser le champ de miroirs afin "d'économiser" quelques héliostats.

Le second aspect qui distingue les centrales classiques des centrales solaires est lié à la nature variable de la puissance primaire disponible. Cette variation dans le temps est le produit d'une composante prévisible (mécanique céleste) et d'une composante météorologique aléatoire (par exemple : passages de nuages). Si le problème de résistance des matériaux de la chambre de combustion des unités au fuel est résolu, il n'en est pas de même des chaudières de centrales solaires où ces hauts niveaux de flux et de température s'accommodent mal de cette variance.

Cette recherche est une contribution aux deux problèmes mentionnés. D'une part, la modélisation des puissances réfléchies par les héliostats permet l'optimisation du champ. Elle autorise aussi le dimensionnement de l'échangeur. D'autre part, une simulation dynamique est effectuée afin de prédire les contraintes mécaniques sollicitant les tubes de l'échangeur et de connaître leur durée de vie probable.

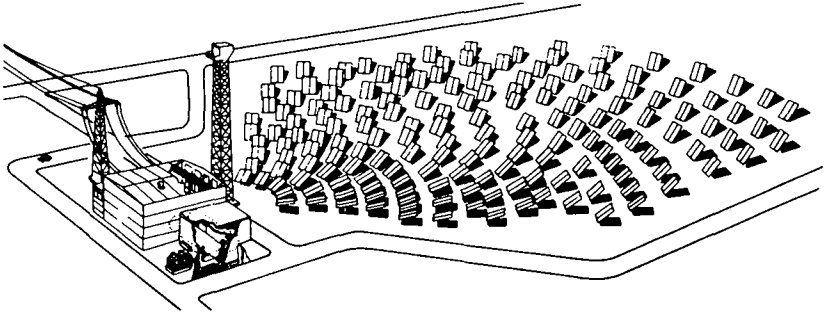


Figure 0 : centrale solaire

1. LE CHAMP D'HELIOSTATS

Ce chapitre est voué à l'étude des héliostats d'un point de vue énergétique. Quelle est l'intensité solaire réfléchie, comment est-elle renvoyée ? La réponse à ces questions autorise le dimensionnement optimum du champ d'héliostats en minimisant leur nombre pour une puissance donnée. Elle permet de calculer l'ouverture d'une cavité dans laquelle est placé l'échangeur. Celui-ci est positionné lorsque la connaissance du flux spatial est acquise.

Au moins deux séries de tests ont été effectuées sur des héliostats : la première par le Sandia Lab., près de San Francisco, sur des miroirs américains, la deuxième par le CNRS dans les Pyrénées sur des réflecteurs français. Cette étude est basée sur les résultats expérimentaux français car le cahier des charges prévoit une utilisation sous nos climats, supportant donc gel et neige. Un de ces héliostats, le CETHEL 2, a d'ailleurs été testé à haute altitude en Suisse, par l'EIR, afin de contrôler son comportement lors de conditions hivernales rigoureuses. Ce modèle sert de référence pour cette recherche.

Parmi la douzaine de prototypes existants (Fig. 1.0) on peut faire la distinction entre les héliostats "classiques" comprenant plusieurs miroirs en verre et les héliostats du "type Boeing", optiquement moins performants mais d'un prix moins élevé en raison de leur construction légère. Cette étude ne s'applique pas à ces derniers.

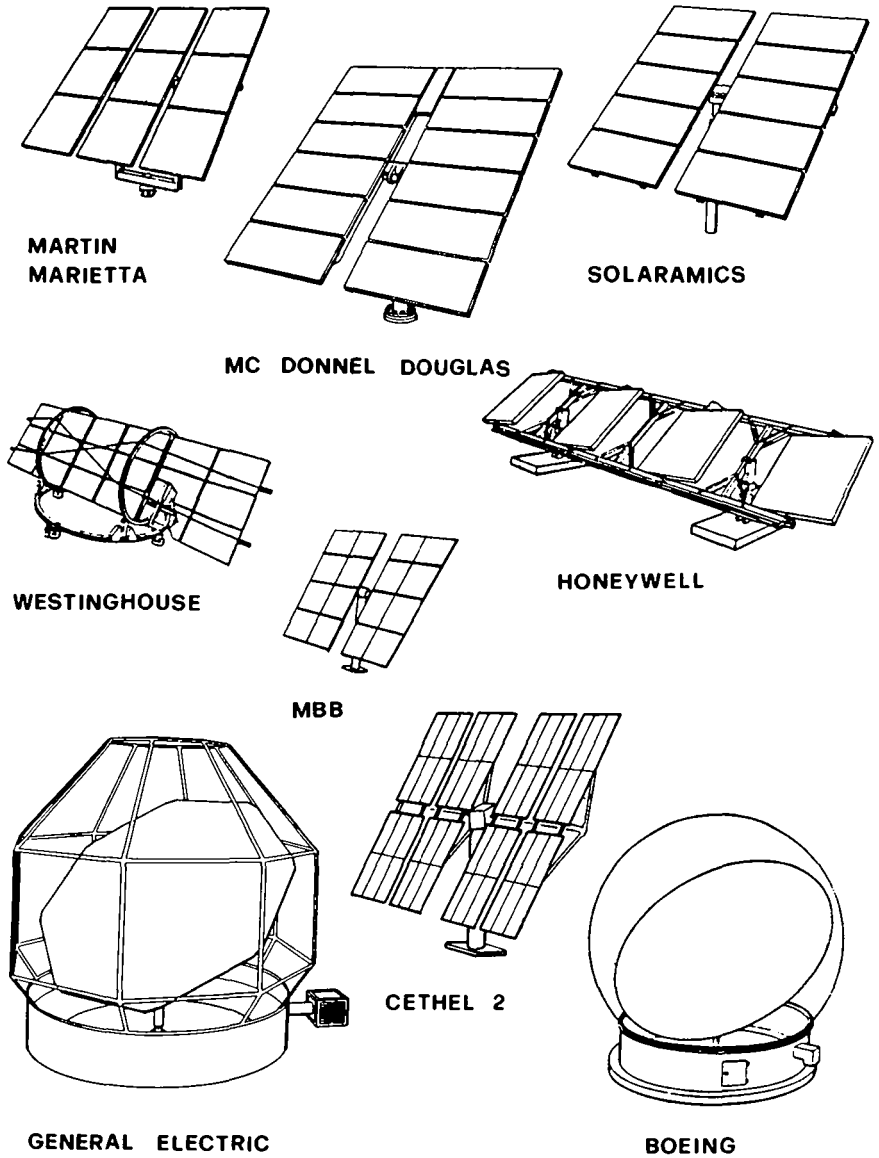


Figure 1.0 : héliostats de première et deuxième génération

1.1 Rayonnement solaire et positionnement d'un héliostat

Une centrale solaire est composée d'un grand nombre d'héliostats (entre 1 000 et 10 000) répartis sur un vaste terrain. Ces héliostats réfléchissent les rayons incidents sur le même point fixe, l'absorbeur, placé au sommet d'une tour. S'agissant d'un système à forte concentration, seuls les rayons "directs" atteignent cet absorbeur et l'énergie solaire "diffuse" est intégralement perdue. C'est la raison pour laquelle, sous nos latitudes, seules des centrales solaires à haute altitude sont envisagées.

En un lieu donné et à un instant précis la position du soleil est connue, généralement par son azimut α et son élévation h , à partir des relations classiques de mécanique céleste (1). La latitude, longitude et altitude définissent l'endroit alors que le jour et l'heure permettent de calculer respectivement la déclinaison de la terre et l'angle horaire. Par convention, on admet que l'azimut du soleil est positif le matin et nul à midi solaire.

Si le calcul de la position du soleil est aisé il n'en est pas de même pour l'intensité du rayonnement direct. En effet, si nous ne considérons que des "beaux jours", l'atténuation atmosphérique est variable et dépend d'un certain nombre de paramètres. L'empirisme fait loi. De plus, la météorologie est capricieuse et ne comprend pas que des beaux jours. D'où la difficulté, en raison de la nature stochastique de ces phénomènes, de définir des "climats types" autorisant un dimensionnement adéquat d'installations solaires, et plus particulièrement de centrales solaires.

Considérons le champ d'héliostats. Nous définissons un repère orthonormé dont le centre se situe au pied de la tour et dont les trois directions sont respectivement le Nord, l'Ouest et le zénith (Fig. 1.1.1). Chaque héliostat est ajusté individuellement selon deux angles, par exemple par son azimut γ et sa pente β , afin de réfléchir la puissance reçue au point R, centre de l'ouverture de la cavité.

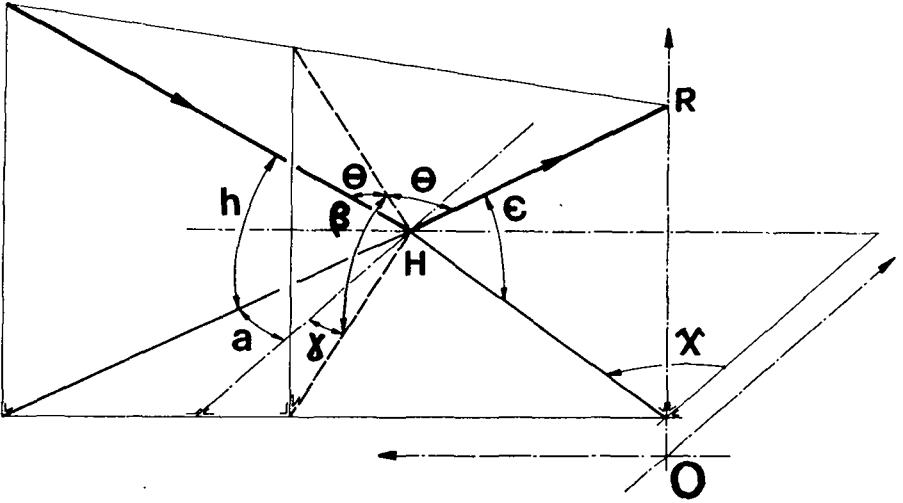


Figure 1.1.1 : angles solaires sur un héliostat

A partir des coordonnées de l'héliostat H et de la cavité R on définit un angle de positionnement relatif X dans un plan horizontal (par convention, les héliostats situés à l'Ouest de la tour ont un angle X positif) et un angle de visé ϵ dans un plan vertical. La position de l'héliostat est alors donnée par les relations suivantes :

$$\tan \gamma = \frac{\sin a \cos h + \sin X \cos \epsilon}{\cos a \cos h + \cos X \cos \epsilon}$$

$$\tan \beta = \frac{\sin (\gamma - X) \tan h + \sin (a - \gamma) \tan \epsilon}{\sin (a - X)}$$

Quant à l'angle d'incidence des rayons sur la surface réfléchissante, il se calcule par la relation :

$$\cos 2\theta = \sin h \sin \epsilon + \cos h \cos \epsilon \cos (a - X)$$

Le rendement optique d'un héliostat η° est habituellement défini comme étant le rapport des puissances surfaciques réfléchie et incidente. On le détermine expérimentalement pour des incidences faibles et sa valeur est élevée, comprise entre 85 et 95% pour les héliostats classiques à surface réfléchissante en verre. Nous définissons un rendement relatif η^* de l'héliostat tenant compte de l'angle d'incidence Θ qui diminue la puissance réfléchie et augmente légèrement la perte optique. Il représente le rapport des flux réfléchis à une position donnée et à une incidence nulle. A partir de la loi de réfraction dans le verre on calcule ce rendement relatif par la relation :

$$\eta^* = \eta^{\circ} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{3}{7} \sin^2 \Theta}} - 1 \right) \cos \Theta$$

Cette formule, basée sur le principe de réfraction, a été vérifiée expérimentalement sur le stand de reflectométrie (décrit au chapitre 3) pour un miroir plan de première qualité.

Le rendement relatif dépend donc de la position de l'héliostat par rapport à l'absorbeur. La figure 1.1.2 est établie pour un site à haute altitude en Suisse. Trois puissances réfléchies sont représentées et correspondent (voir figure 1.1.1) aux angles d'héliostats suivants :

A :	$\chi = 0^{\circ}$	$\epsilon = 45^{\circ}$
B :	$\chi = 45^{\circ}$	$\epsilon = 45^{\circ}$
C :	$\chi = -45^{\circ}$	$\epsilon = 10^{\circ}$

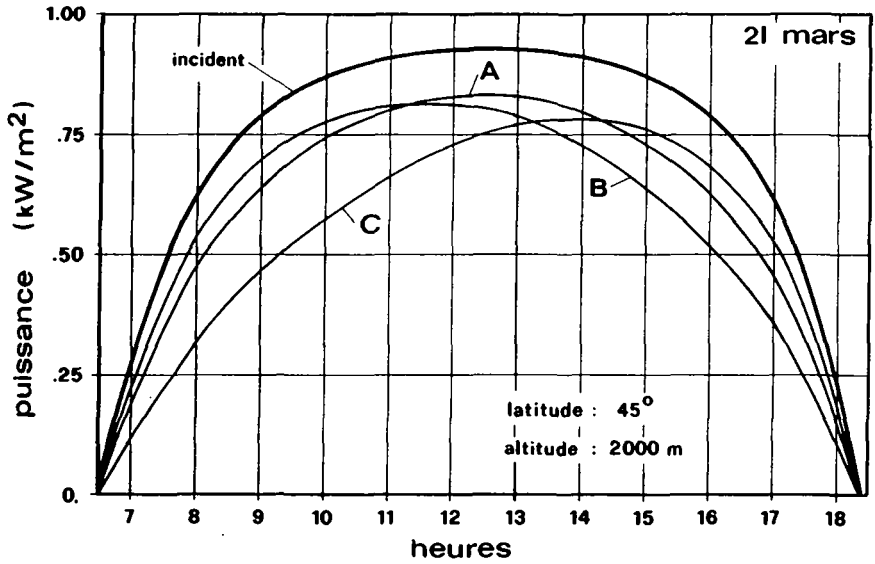


Figure 1.1.2 : puissance incidente et réfléchie par trois héliostats

pour un beau jour

A au sud de la tour

B au nord-est

C au sud-est

Notons qu'il s'agit de puissance surfacique c'est-à-dire rapportée à l'aire réfléchissante de l'héliostat.

1.2 Modélisation du flux réfléchi par un héliostat

Un héliostat comprend généralement plusieurs miroirs totalisant une surface comprise entre 20 et 60 m². Chaque miroir peut être incurvé, c'est-à-dire qu'il possède sa concentration propre, et est ajusté individuellement de manière à réfléchir l'énergie solaire sur une cible. Différents modes de construction coexistent, par exemple plan, cylindrique, cylindroparabolique,... mais nous ne faisons pas de distinction et considérons l'héliostat comme une entité.

Cinq caractéristiques sont retenues pour définir un héliostat :

- sa surface réfléchissante
- sa distance focale
- sa surface de tache
- sa concentration maximale
- son rendement optique

Il est important d'expliciter la définition de ces caractéristiques de base. La surface réfléchissante S_H est la surface projetée de miroirs dans le plan de l'héliostat. Elle peut donc être légèrement différente de la véritable surface de réflecteurs si ces derniers sont incurvés.

La distance focale f est l'écart héliostat-cible produisant l'image réfléchie la plus petite, ce qui implique une incidence nulle comme nous le verrons par la suite. A incidence nulle, les rayons incidents et renvoyés sont confondus. Cette image recouvre la surface de tache S_{of} . Les miroirs n'étant pas exempts d'imperfections, le soleil n'étant pas ponctuel, l'image générée n'est pas parfaite. En conséquence la distribution de flux réfléchi n'est pas constante et a plutôt l'allure d'une fonction Gaussienne. C'est pourquoi, arbitrairement, on fixe la limite de la tache comme étant le lieu des intensités égales à 1 pour-cent du flux maximum du centre de l'image.

La concentration maximale \hat{I}_{of} est aussi déterminée pour une incidence

nulle et pour la distance focale. C'est simplement le rapport de l'intensité maximum du centre de l'image et du rayonnement surfacique incident (pour la nomenclature, l'indice θ_f correspond à une incidence nulle et à la distance focale, et le symbole \wedge indique le centre de l'image).

Le rendement optique η° , déjà connu (chapitre 1.1), est un rapport de puissance entre le rayonnement réfléchi sur une cible (délimitée par le critère du 1%) et le flux incident sur l'héliostat. Si l'on néglige l'effet de l'atténuation atmosphérique au sol, il est indépendant de l'intervalle héliostat-cible. Il est par contre fonction de l'incidence selon la relation déduite du rendement relatif de l'héliostat.

Trois héliostats français, le CETHÉL 1, le CETHÉL 2 et le LAAS-Soterem ont été évalués dans des conditions identiques de fonctionnement. Il s'agissait de comparer leur performance afin de procéder à un choix pour la centrale THEMIS située dans le Sud de la France.

Les caractéristiques de ces héliostats sont résumées dans la table 1.2.1. Notons que le rendement optique fait défaut. Une valeur de 0.90 est admise. Elle correspond à des miroirs propres. On ne tient pas compte de la perte supplémentaire de réflexion, fonction de l'encrassement.

		CETHÉL 1	CETHÉL 2	LAAS-Soterem
surface de l'héliostat	m ²	48	53	44
distance focale	m	280	250	290
surface de la tache	m ²	12	14.7	13.6
concentration maximale	-	6.0	6.7	4.4

Table 1.2.1 : caractéristiques des héliostats français

Des essais, nous retenons trois résultats significatifs :

- la variation de la surface de la tache en fonction de la distance héliostat-cible pour des incidences faibles,
- la variation de la concentration en fonction de la distance héliostat-cible,
- la variation de la surface de la tache en fonction de l'angle d'incidence.

Ces données expérimentales ont été interprétées (Fig. 1.2.1 et 1.2.2) et trois relations adimensionnelles sont proposées :

$$\frac{S_{or}}{S_H} = \left(\frac{S_{of}}{S_H} \right) \left(\frac{r}{f} \right)^2 \left(3 - 2 \frac{r}{f} \right)$$

$$\hat{I}_{or} = \hat{I}_{of} \left(\frac{r}{f} \right)^2 \left(3 - 2 \frac{r}{f} \right)$$

$$\frac{S_{\theta f}}{S_{of}} = \frac{1}{1 - \frac{\theta}{\pi/2}}$$

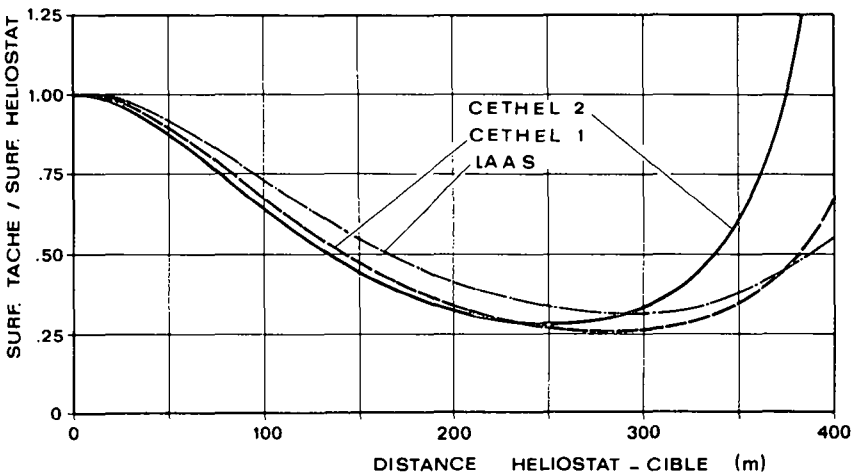


Figure 1.2.1 : surface de la tache en fonction de la distance héliostat-cible

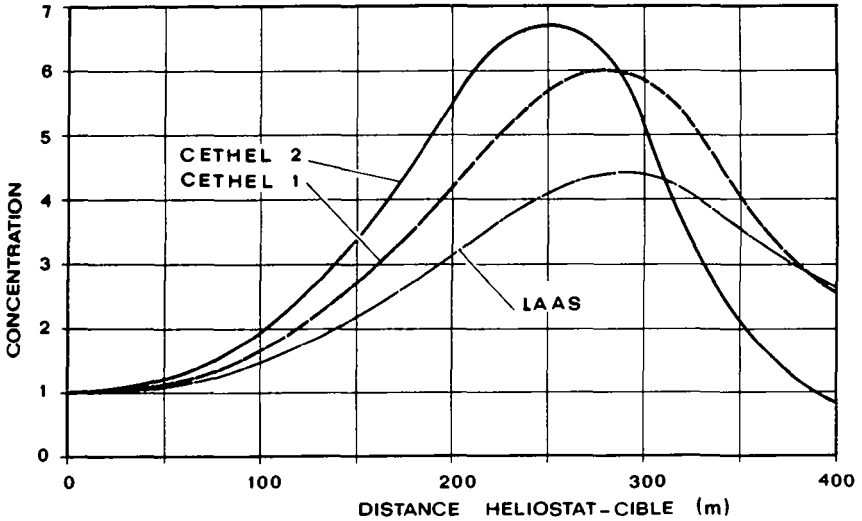


Figure 1.2.2 : concentration en fonction de la distance héliostat-cible.

La répartition de puissance à l'intérieur de la tache est une fonction d'allure Gaussienne. Nous considérons des images elliptiques d'axes \vec{s} et \vec{t} inclus dans le plan de la tache, lui-même normal à l'axe \vec{r} joignant le centre de l'héliostat au centre de l'ouverture (Fig. 1.2.3). Les vecteurs \vec{r} , \vec{s} , \vec{t} et \vec{r} sont donc coplanaires.

Imaginons une fonction Gaussienne telle que son intégrale volumique soit unitaire et que les lieux de valeurs constantes soient des ellipses :

$$\frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp - \left[\left(\frac{s}{2\sigma} \right)^2 + \left(\frac{t}{2\sigma} \right)^2 \right]$$

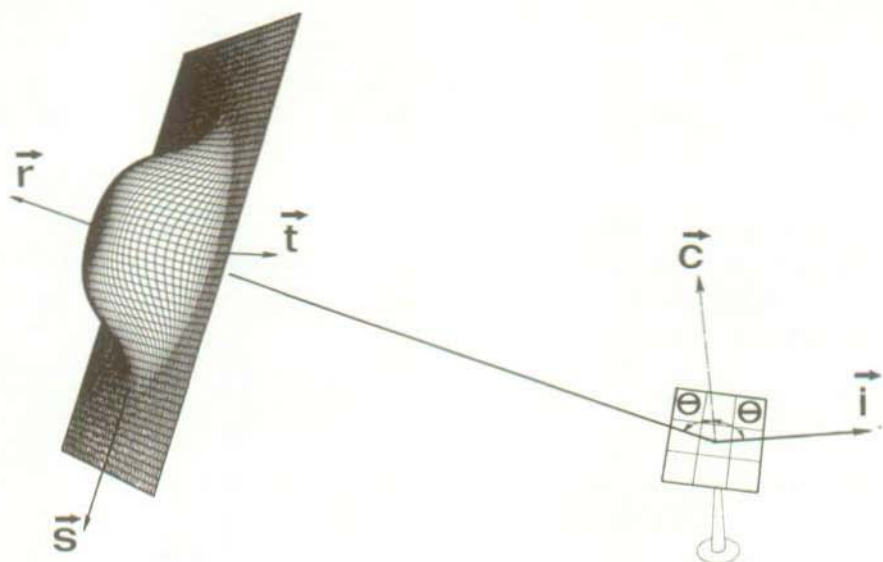


Figure 1.2.3 : répartition du flux réfléchi par l'héliostat.

En tenant compte des conditions aux limites, en particulier du critère de surface (critère du 1%), on trouve la fonction de répartition pour une incidence nulle :

$$I_{or} = \hat{I}_{or} 100^{-\left[\frac{\pi (s^2 + t^2)}{S_{or}} \right]^{m/2}}$$

m est alors une caractéristique supplémentaire de l'héliostat altérant l'allure de la fonction de répartition suivant la distance afin de maintenir la conservation de puissance. Cette caractéristique se déduit de deux coefficients p et q eux-mêmes déterminés par une relation empirique (Table 1.2.2). Nous supposons que m est indépendant de l'angle d'incidence.

$$m = p / q \left(\frac{r}{f} \right)^2 \left(3 - 2 \frac{r}{f} \right)$$

	p	q
CETHEL 1	1.79	1.84
CETHEL 2	1.65	2.12
LAAS	1.86	1.69

Table 1.2.2 : coefficients p et q caractérisant l'exposant de la fonction de répartition.

Il ne reste plus qu'à faire intervenir l'angle d'incidence produisant une dilatation de l'image selon l'axe \vec{t} . C'est la loi de variation de surface en fonction de l'incidence qui est introduite, en substituant t par t' dans les relations précédentes.

$$t' = t \left(1 - \frac{\theta}{\pi/2} \right)$$

Des considérations de conservation de puissance déterminent la loi de variation de la concentration en fonction de l'angle d'incidence, qui n'a pas pu être calculée directement à partir des résultats expérimentaux.

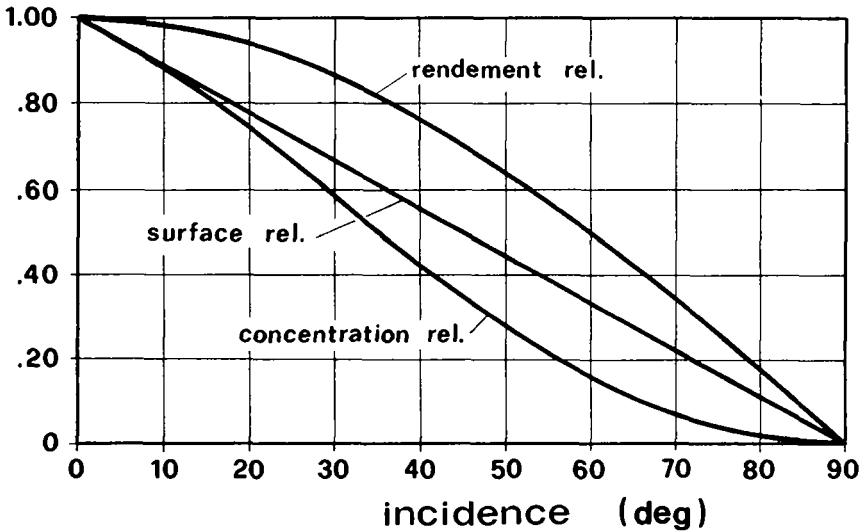


Figure 1.2.4 : grandeurs relatives en fonction de l'incidence : rendement, inverse de la surface et concentration.

$$\hat{I}_{\theta r} = \hat{I}_{or} (1 - (\sin \theta)^{5/4})$$

La fonction de répartition de flux est ainsi connue en fonction :

- des cinq caractéristiques de base,
 - de deux paramètres : la distance héliostat-cible et l'angle d'incidence,
- et satisfait les trois lois, déduites de données expérimentales, tout en assurant une conservation de puissance en accord avec le rendement. Les figures 1.2.5 et 1.2.6 illustrent cette fonction pseudo-Gaussienne lors d'une variation de la distance héliostat-cible et pour une incidence variable.

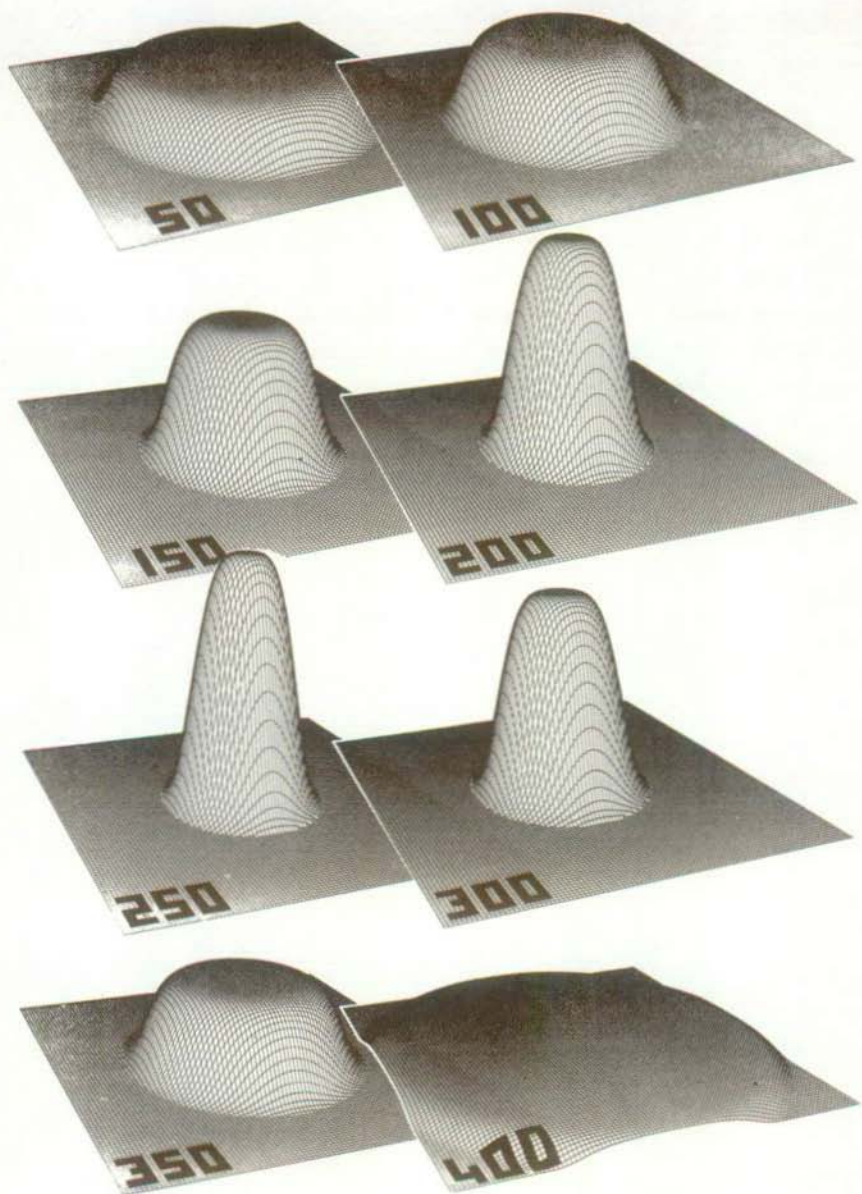


Figure 1.2.5 : flux dans le plan de l'ouverture en fonction de la distance (en m) - incidence nulle.

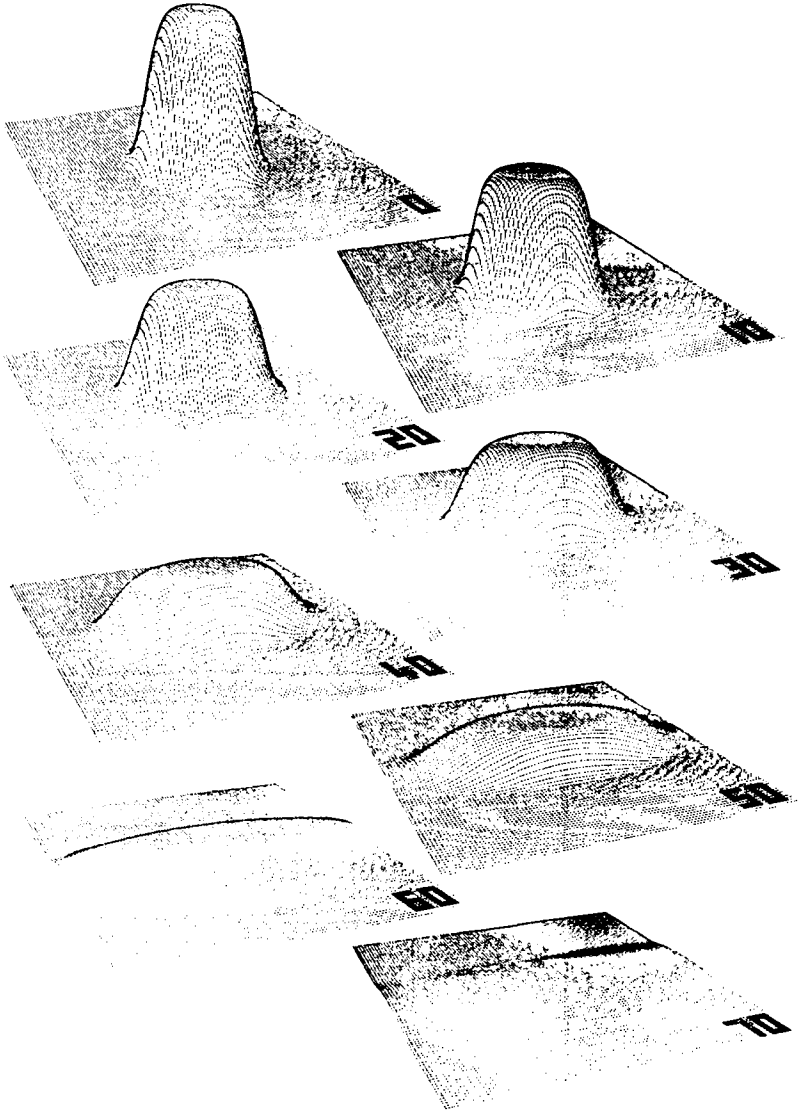


Figure 1.2.6 : flux dans le plan de l'ouverture en fonction de l'incidence (en degré) - distance focale.

1.3 Optimisation du champ

La surface apparente de l'héliostat vue par le soleil est identique à celle qui est observée depuis le sommet de la tour. Elle est réduite par le cosinus de la moitié de l'angle formé par ces deux directions. Cette "perte cosinus" est variable et dépend du lieu de l'héliostat par rapport à la chaudière et de la position du soleil, donc du temps. Si l'on omet le terme-négligeable- dû à la réfraction, cette perte représente le rendement relatif de l'héliostat. Depuis celui-ci, si les directions du soleil et de l'échangeur sont confondues, ce rendement atteint l'unité (mais l'héliostat se trouve à l'ombre). En ne tenant compte que de cet effet, cherchons l'influence du lieu sur l'efficacité.

Etant donné la mobilité du soleil, une image instantanée du rendement en fonction de la situation de l'héliostat n'est pas d'une grande utilité. C'est pourquoi notre critère est journalier. Il représente l'énergie renvoyée, au cours de la journée, rapportée à celle reçue par un héliostat pointant toujours vers le soleil. La hauteur de la tour joue un rôle primordial. Fixons l'origine d'un repère au pied de celle-ci. Si l'on double les coordonnées de l'héliostat et que l'on place l'échangeur à une hauteur deux fois plus importante, les angles sont identiques : le rendement est donc conservé. On peut ainsi calculer les lieux d'iso-efficacité dans un champ adimensionnel où les distances sont rapportées à la hauteur de la tour.

La figure 1.3.1 est une représentation d'un tel calcul effectué dans les conditions suisses sur un terrain plat pour les trois jours extrêmes de l'année : les solstices et l'équinoxe. Pour celle-ci, une quatrième représentation démontre l'influence d'une inclinaison Nord-Sud du terrain : les isolignes situées au Nord de la tour s'en rapprochent alors que celles se trouvant au Sud s'en éloignent. Globalement, pour la même aire projetée horizontalement, l'efficacité du champ est diminuée. Mais la surface réelle est plus grande et les intervalles entre miroirs peuvent être réduits.

Quel jour choisir pour définir le champ ? Certainement pas un jour d'hiver car l'électricité produite par une centrale n'est pas destinée au chauffage

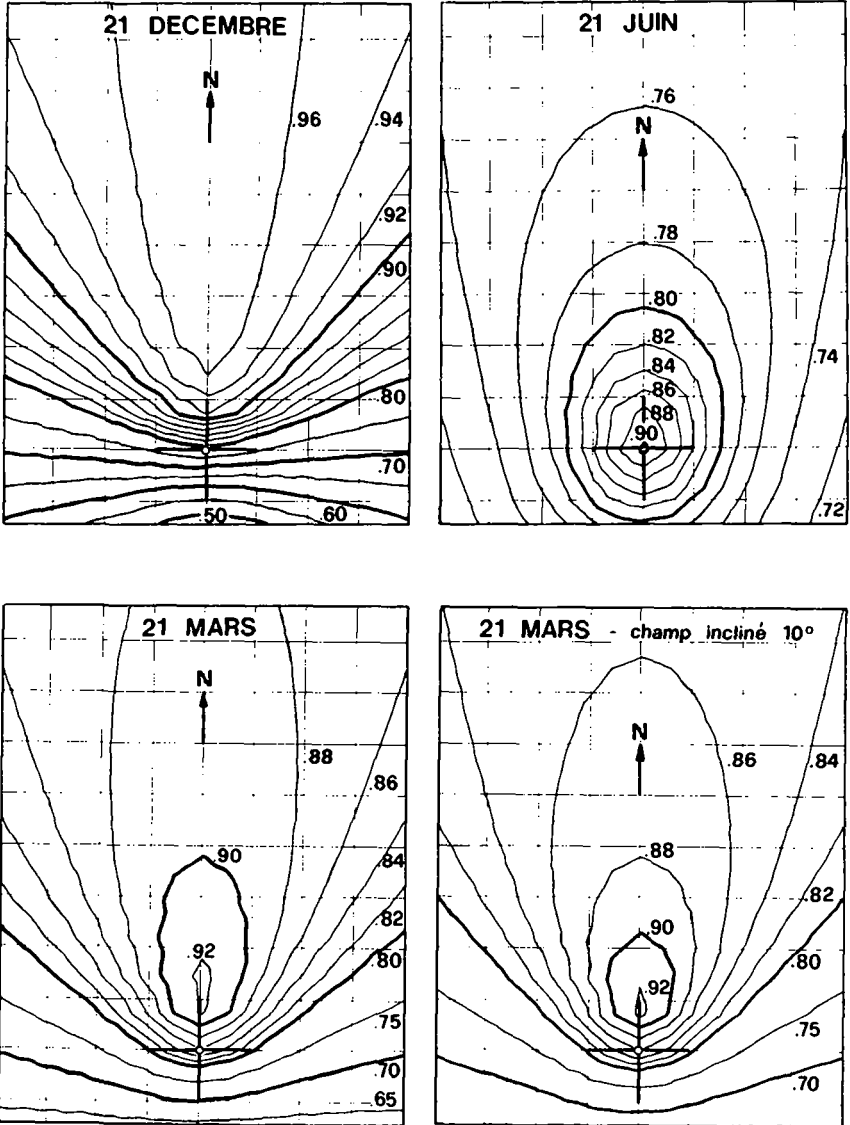


Figure 1.3.1 : lieux d'iso-efficacité journalière d'un seul héliostat - distance entre deux parallèles : une hauteur de tour

domestique. On constate que, sous nos latitudes, quelle que soit la saison, le gradient d'efficacité est beaucoup plus prononcé vers le Sud que vers le Nord. On a donc intérêt à choisir le 21 mars comme représentatif afin de maximiser l'énergie annuelle produite. On évite alors que des héliostats placés trop au Sud ne fonctionnent correctement que quelques mois par an.

Par conséquent, on en déduit qu'une centrale à champ elliptique encerclant la tour est beaucoup moins appropriée en Suisse que sous des latitudes plus clémentes, comme le désert Californien de Barstow où s'érige SOLAR ONE. Nous optons pour un champ Nord oblong.

Pour dimensionner ce champ il faut connaître la hauteur de la tour. Supposons un champ Nord délimité pour une certaine hauteur. On peut alors calculer l'efficacité moyenne du champ. Variions la dimension de la tour. Si nous admettons que le rendement final de la centrale est indépendant du niveau de puissance électrique produite, nous pouvons exprimer le rendement relatif moyen, journalier, du champ d'héliostats en fonction d'une grandeur unique. Ce paramètre est la hauteur de la tour, élevée au carré et rapportée à la puissance électrique. La figure 1.3.2 illustre cette variation pour les trois jours types.

Si l'on tient compte du prix de la tour en fonction de sa taille et de son impact sur le coût total, l'optimum se situe pour une valeur comprise entre 0.5 et 1.0 (m^2/kWe) soit entre 50 et 100 m pour une centrale de 10 MWe. Une analyse plus fine est évidemment indispensable pour déterminer la taille exacte optimale.

L'optimisation du champ doit tenir compte, d'une part, des lieux d'iso-efficacité en fonction de la hauteur de la tour et, d'autre part, de la gêne mutuelle des héliostats. Celle-ci est illustrée par la figure 1.3.3 où l'héliostat H'' produit une ombre sur H et où H' bloque une partie des rayons réfléchis.

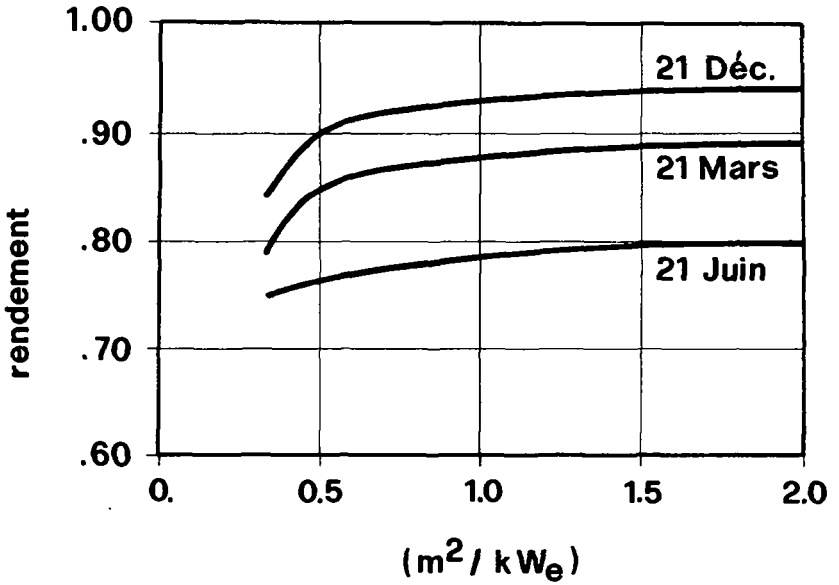


Figure 1.3.2 : rendement relatif d'un champ nord en fonction de la hauteur de la tour (élevée au carré, rapportée à la puissance électrique) - effet cosinus seul.

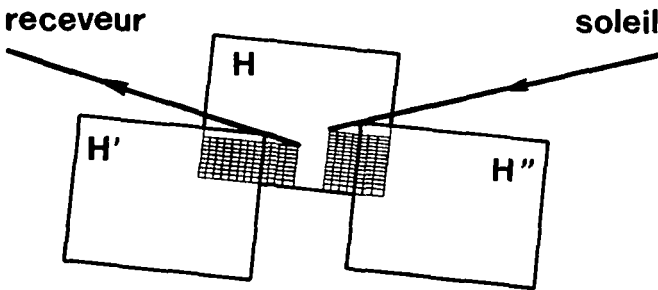


Figure 1.3.3 : phénomène d'ombrage et de blocage

Pour analyser ce phénomène, nous définissons un repère orthonormé principal attaché au pied de la tour et un repère secondaire sur l'héliostat gêné H (figure 1.3.4). Examinons tout d'abord le blocage créé par H' .

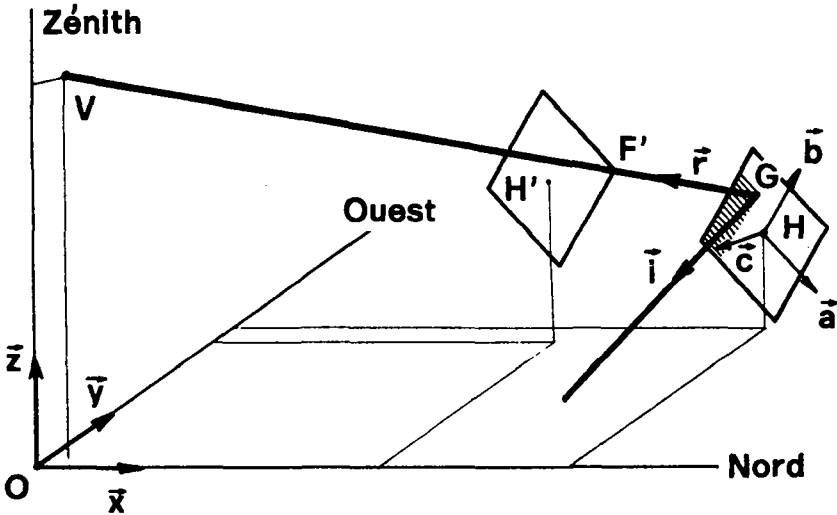


Figure 1.3.4 : définition des repères

La méthode d'analyse est décrite ci-dessous. Les équations qui s'y rapportent figurent dans (3).

- o Par hypothèse, le repère secondaire est défini par un vecteur horizontal dans le plan de l'héliostat et un vecteur normal à ce dernier. Sachant que ce vecteur normal est aussi la somme vectorielle des vecteurs incident et réfléchi, on déduit les composantes des trois vecteurs du repère secondaire dans le repère principal. On possède alors la matrice de changement de base.
- o Soit F' le coin supérieur de l'héliostat gêné de coordonnées $(L_a/2, L_b/2)$ dans son propre repère. Par changement de base, on exprime les coordonnées de F' dans le repère principal.

- o Soit G l'intersection de la droite passant par F' , et supportant \vec{r} , avec l'héliostat gêné. En exprimant ces deux conditions, c'est-à-dire que \vec{GF}' est égal au vecteur \vec{r} multiplié par un scalaire et que le produit scalaire de \vec{HG} et \vec{r} est nul, on trouve les coordonnées de G dans le repère attaché à l'héliostat H .
- o Il y a blocage si G se trouve à l'intérieur des limites des miroirs et si le scalaire défini précédemment est positif.

Ainsi, s'il y a blocage, on définit un "rendement de blocage" qui dépend des coordonnées du point G dans le repère secondaire; il s'exprime par la relation :

$$\tau_b = 1 - \left(\frac{g_a}{L_a} + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{g_b}{L_b} + \frac{1}{2} \right)$$

De manière strictement identique, on calcule le rendement d'ombrage en remplaçant le vecteur réfléchi par le vecteur incident dans les considérations précédentes.

Du point de vue des calculs numériques, on pourrait tester chaque héliostat par rapport à tous les autres et appliquer les relations trouvées pour savoir s'il y a blocage et/ou ombrage. Afin de gagner du temps de calcul, il est plus judicieux d'effectuer un tri préliminaire des héliostats "potentiellement gêneur".

Pour le blocage, afin qu'un héliostat H' soit retenu, il faut que son centre se trouve à l'intérieur d'un demi-cylindre d'axe \vec{r} passant par H et de rayon égal à la diagonale de l'héliostat (figure 1.3.5).

Théoriquement le problème se complique singulièrement lorsqu'il s'agit de considérer l'ensemble des "gêneurs" par rapport à l'héliostat gêné. Une multiplication des différents rendements est erronée : par exemple, il est possible qu'une zone d'ombre soit, simultanément, partiellement ou complètement bloquée. Il faudrait donc discrétiser la surface réfléchissante en éléments, puis considérer chacun par rapport à tous les gêneurs pour déterminer s'il participe ou non à la réflexion.

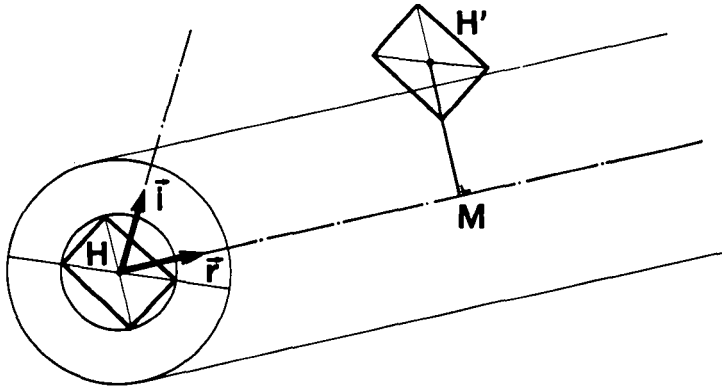


Figure 1.3.5 : tri préliminaire des héliostats potentiellement gênés

Pratiquement cette analyse est superflue car, d'une part, le blocage ne doit pas - ou presque pas - intervenir et, d'autre part, une superposition des ombres n'a lieu que pour de très faibles élévations du soleil, lorsque la puissance incidente est de toute manière faible.

Appliquons ces considérations à un champ Nord, horizontal, situé en Suisse.

Nous supposons une disposition en rangées linéaires perpendiculaires à l'axe Nord.

Déterminons premièrement l'espacement Est-Ouest.

Imaginons un champ ne comprenant que deux héliostats placés sur une rangée (Est-Ouest) et calculons la perte énergétique journalière, le 21 mars, conséquente à un certain espacement. Nous pouvons ainsi établir un rendement d'ombrage/blocage journalier en fonction de l'espacement (figure 1.3.6). Une constatation importante : ce rendement est pratiquement indépendant du lieu par rapport à la tour.

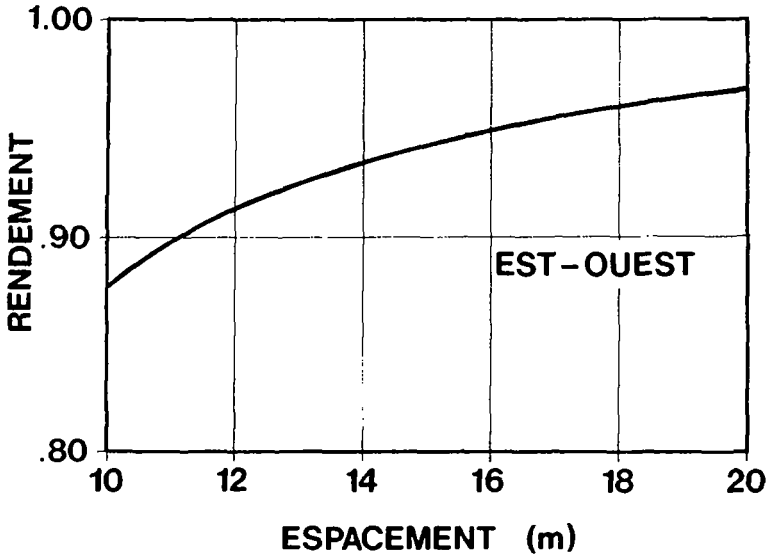


Figure 1.3.6 : rendement journalier du 21 mars d'ombrage/blocage en fonction de l'espacement Est-Ouest

L'espacement minimum est atteint lorsque les deux sphères circonscrites aux miroirs sont en contact. En dessous de cette limite on encourt un risque de collision. Pour les héliostats envisagés elle correspond à environ 10 m.

Le choix de l'espacement optimum Est-Ouest est dicté par le maximum du produit de deux rendements journaliers : celui d'ombrage/blocage (fig. 1.3.6) et celui du lieu (fig. 1.3.1). Ce choix dépend du niveau de puissance installée et de la hauteur de la tour. Dans tous les cas, il est moindre dans les premières rangées, proches du pied de la tour.

Déterminons maintenant l'intervalle Nord-Sud. Le raisonnement est identique, excepté que c'est essentiellement un critère de blocage. La figure 1.3.7 représente la perte énergétique journalière due à l'ombrage et au blocage en fonction de l'espacement pour 2 rangées dont la première est éloignée de 6 hauteurs de tour du point de référence.

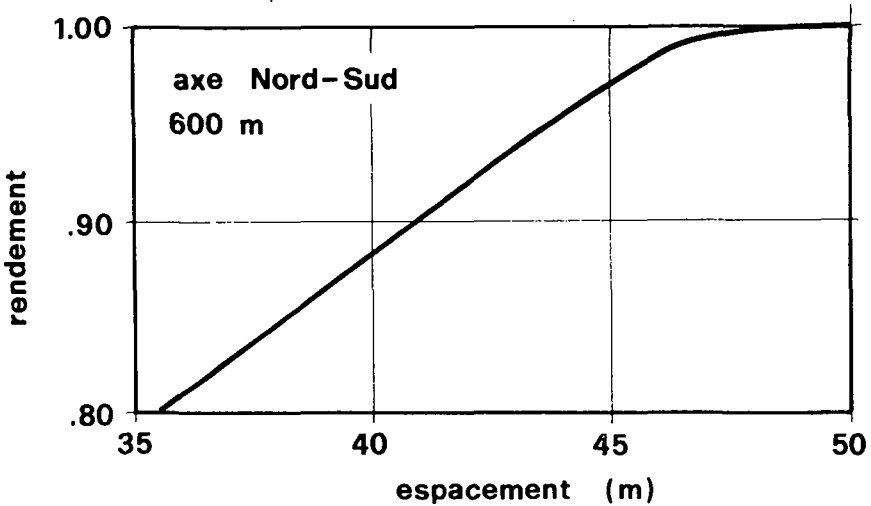


Figure 1.3.7 : rendement journalier du 21 mars d'ombrage/blocage en fonction de l'espacement Nord-Sud. Eloignement : 6 hauteurs de tour

Contrairement à l'ombre, le phénomène de blocage peut être continu et non pas restreint à quelques instants de la journée. C'est ce que l'on doit éviter. Cela nous donne la limite inférieure de l'espacement Nord-Sud. On la trouve par un calcul trigonométrique simple en calculant l'intervalle minimum en fonction de l'éloignement de la tour pour qu'il ne se produise pas de blocage à midi. La limite supérieure est celle pour laquelle on est certain qu'il n'y a jamais de blocage. La figure 1.3.8 représente cette situation.

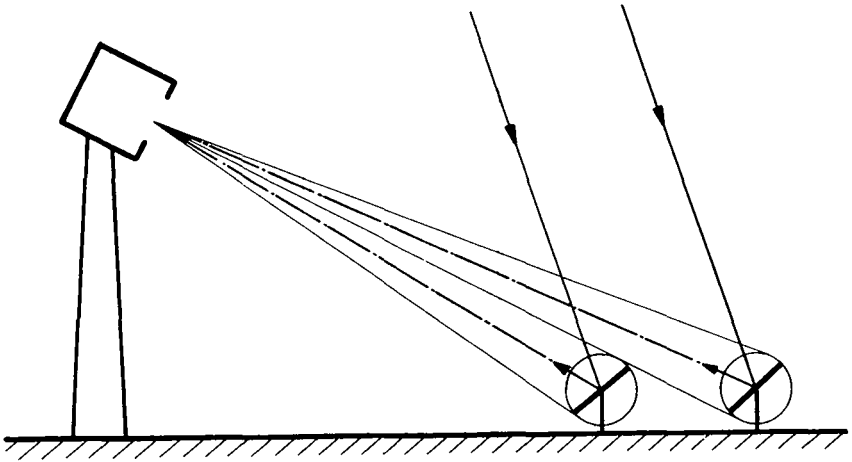


Figure 1.3.8 : espacement Nord-Sud maximum

Afin de déterminer notre champ, fixons nos buts : produire 10 MWe à 2000 m d'altitude, en Suisse, sur un terrain faiblement incliné orienté au Sud. Le nombre d'héliostats du type CETHEL 2 s'élève alors à environ un millier et ils couvrent une surface de 21 hectares. Nous choisissons une tour légèrement trop haute, du point de vue économique, telle que le receveur soit situé à 100 mètres au dessus du sol. L'angle de vue du champ, depuis le pied de la tour est de 90° .

1.4 Flux reçu dans une cavité

Dans ce chapitre, nous étudions la répartition du flux atteignant une chaudière interne et sa distribution à l'intérieur de la cavité.

Pour des raisons de commodité de calcul, il faut redéfinir un repère ortho-normé spécifique à la cavité et un nouveau repère attaché à l'héliostat (figure 1.4.1).

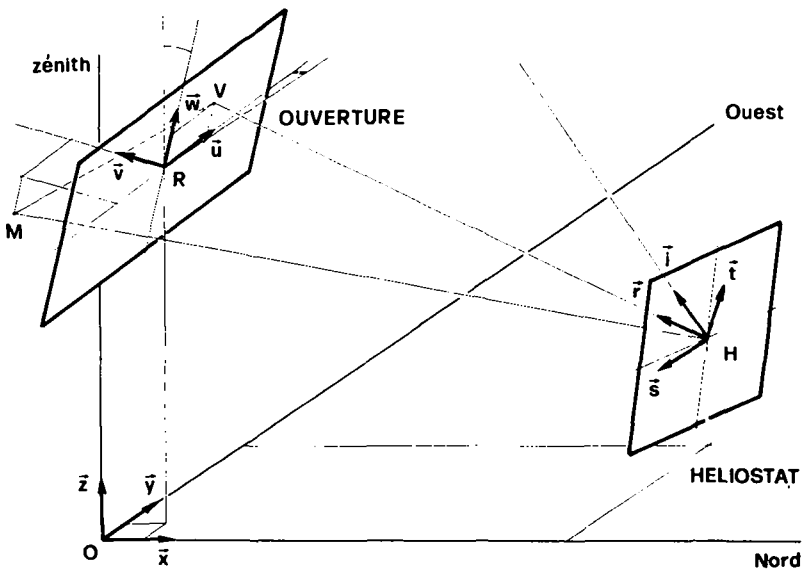


Figure 1.4.1 : définition des repères de l'héliostat et de l'ouverture

Soit R le point central du plan de l'ouverture et l'origine du repère de la cavité. La réflexion n'est pas forcément dirigée vers ce centre. Certains héliostats, par exemple ceux proches du pied de la tour, peuvent viser le point V , décentré par rapport à R . La répartition du flux à l'intérieur de la cavité est ainsi un peu plus homogène. Le point V

représente donc le "point visé" et peut être précisé indépendamment pour chaque héliostat.

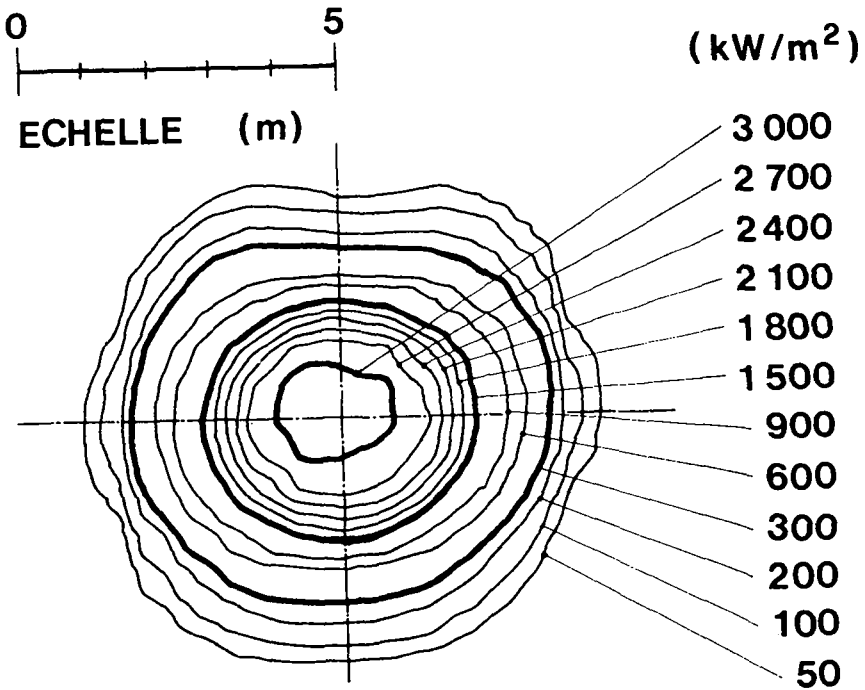
Le premier calcul à effectuer est celui de la répartition du flux, en provenance d'un héliostat, sur le plan d'ouverture. Puis on superpose les puissances surfaciques réfléchies par le millier d'héliostats et l'on obtient ainsi une image de la répartition du flux. Celle-ci nous permet ensuite de déterminer la forme et la dimension de l'ouverture. Ce calcul ne tient pas compte de la perte par absorption dans l'air qui est fonction de l'éloignement de l'héliostat par rapport à la tour. Développons cette procédure :

- o L'ouverture est connue par son centre R et un vecteur normal, \vec{v} . Un deuxième vecteur, \vec{u} , horizontal et normal à \vec{v} ainsi qu'un troisième vecteur \vec{w} , issu du produit vectoriel des deux premiers, définissent le repère de la cavité. Celui-ci permet de calculer la matrice de changement de base par rapport au repère principal attaché au pied de la tour.
- o Le point visé, V , détermine le vecteur unitaire de réflexion \vec{r} . Pour cela il faut transformer les coordonnées de V relativement à R à l'aide de la matrice trouvée précédemment.
- o A partir de ce vecteur \vec{r} nous pouvons définir le nouveau repère attaché à l'héliostat tel que \vec{s} soit normal à \vec{r} et \vec{t} et tel que \vec{e} soit issu du produit vectoriel de \vec{r} et \vec{s} . La direction \vec{e} est la direction de la dilatation de la fonction Gaussienne de flux (voir figure 1.2.3) en fonction de l'angle d'incidence.
- o Ce nouveau repère permet de calculer la matrice autorisant le passage de la base de l'héliostat au repère principal. A l'aide des deux matrices de changement de base on calcule ensuite le flux en tout point du plan de l'ouverture à partir des relations développées dans le chapitre 1.2.

Ces calculs, d'apparences simples, sont plus compliqués à mettre en oeuvre et nécessitent un temps de calcul par ordinateur important en raison de la répétitivité. En effet, chaque fonction de flux réfléchi, issue du millier d'héliostats, est unique et discrétisée en 300 points environ. Mentionnons aussi que l'effet du vent et l'erreur de pointage sont introduits sous forme d'une déviation aléatoire calculée individuellement pour chaque héliostat.

Le résultat, pour notre champ alpestre, est représenté par la figure 1.4.2

sous forme de lignes de même flux dans le plan d'ouverture de la cavité. Le vecteur normal à ce plan est orienté vers le centre du champ, le décentrement est nul.



21 Mars 12 h

Figure 1.4.2 : flux dans l'ouverture de la cavité, le 21 mars à midi, en kW/m²

Comment délimiter l'ouverture ? Le prope d'une fonction Gaussienne est de s'étendre à l'infini; on voit cependant que la puissance surfacique chute rapidement. On souhaiterait laisser entrer tout le flux concentré, toutefois les pertes thermiques augmentent directement en fonction de la dimension de l'ouverture.

Un critère approximatif est l'estimation du flux perdu. En utilisant la figure précédente, l'isoligne de même valeur détermine la limite. Une méthode plus rigoureuse consiste à calculer chaque contribution, perte ou gain, en fonction de la dimension de l'ouverture. Les pertes thermiques sont calculées au chapitre 3.2 et sont représentées sur la figure 1.4.3 relativement à la puissance totale arrivant dans le plan (infini) d'ouverture.

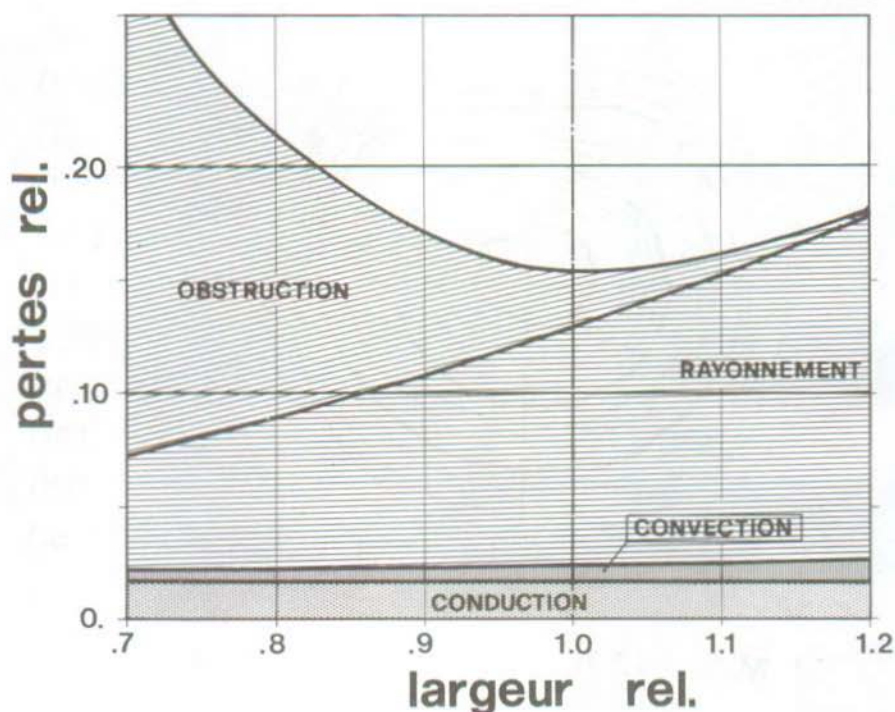


Figure 1.4.3 : pertes thermiques et perte par obstruction en fonction de la dimension relative de l'ouverture

Sur la figure 1.4.3 la dimension est relative, c'est-à-dire rapportée à notre ouverture choisie et illustrée par la figure 1.4.4. L'échelle représente donc le facteur multiplicatif des coordonnées.

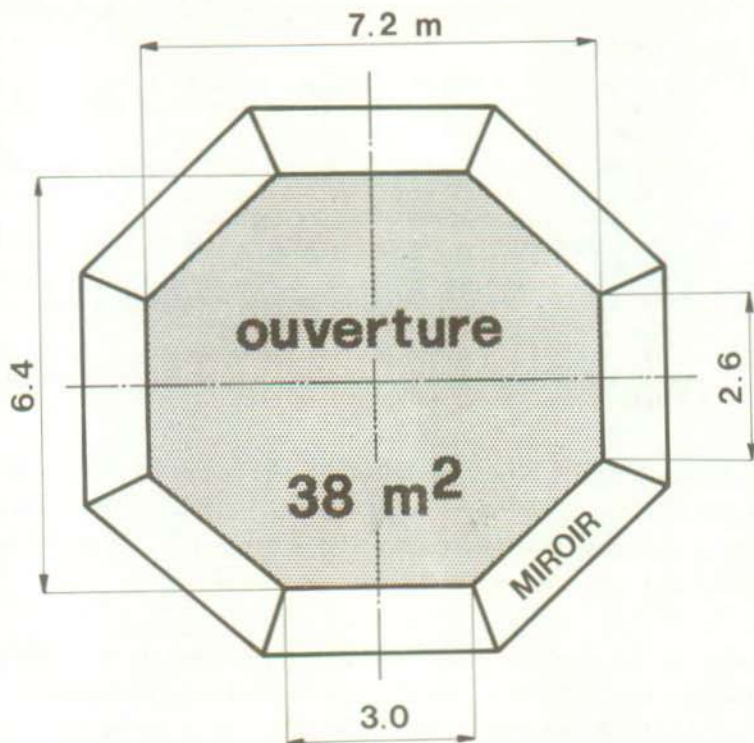


Figure 1.4.4 : dimensions de l'ouverture

L'emploi de miroirs situés à la périphérie de l'entrée de la cavité peut s'avérer très utile. Orientés de façon à se trouver à la limite de l'obstruction du flux réfléchi par les héliostats du pourtour du champ, ils jouent le rôle d'entonnoir et récupèrent par conséquent une partie du flux obstrué. Dans nos calculs cet effet n'est pas pris en compte. Cette option pourrait remettre en question la détermination des dimensions de l'ouverture qui devraient alors être réduites pour rester optimales. Les pertes finales seraient moindres. Mais la température atteinte sur ces miroirs est élevée et fixe le flux maximum qu'ils peuvent réfléchir.

L'ouverture étant déterminée, examinons comment les rayons se répartissent à l'intérieur de la cavité. Reprenons la figure 1.4.1. La procédure de calcul est résumée ci-après :

- o Un plan de la cavité est déterminé par un point, le centre, et par un vecteur normal à ce plan dont les coordonnées et composantes sont exprimées dans le repère de l'ouverture.
- o On attache un nouveau repère au centre à partir du vecteur normal et d'un vecteur horizontal appartenant au plan. On calcule ainsi la matrice permettant de transformer les coordonnées du plan dans le repère de la cavité. On reprend ensuite le calcul du flux dans l'ouverture.
- o Soit M un point du plan. Ce point ne reçoit des rayons solaires en provenance de H que s'il voit cet héliostat par l'entrée de la cavité. Cela revient à chercher le point d'intersection de la droite MH avec le plan d'ouverture afin de déterminer si ce dernier se trouve à l'intérieur ou à l'extérieur du pourtour.

Les figures 1.4.5 et 1.4.6 représentent la répartition du flux sur une paroi Sud parallèle à l'ouverture et un mur Sud-Ouest. Dans les deux cas, la troisième composante du vecteur normal à la paroi est nulle. Les répartitions sont calculées pour différentes profondeurs.

On constate que même à 20 mètres de l'entrée l'homogénéité de la puissance surfacique est loin d'être atteinte. A cette distance, verticalement, le gradient est beaucoup plus prononcé vers le bas de la cavité que vers le haut. Ceci s'explique par le fait que la partie inférieure de la paroi est illuminée par les miroirs du fond du champ dont la direction de réflexion varie peu en raison de leur éloignement. Par contre, cette direction est davantage modifiée d'un héliostat à l'autre pour ceux qui sont situés sur la première rangée. Le flux est donc plus dispersé dans la partie supérieure.

On remarque aussi que l'image produite est beaucoup plus large que haute. Cela est dû à l'angle selon lequel l'ouverture voit le champ : il est environ deux fois moindre verticalement.

On peut maintenant disposer les panneaux d'échangeurs en toute connaissance de flux.

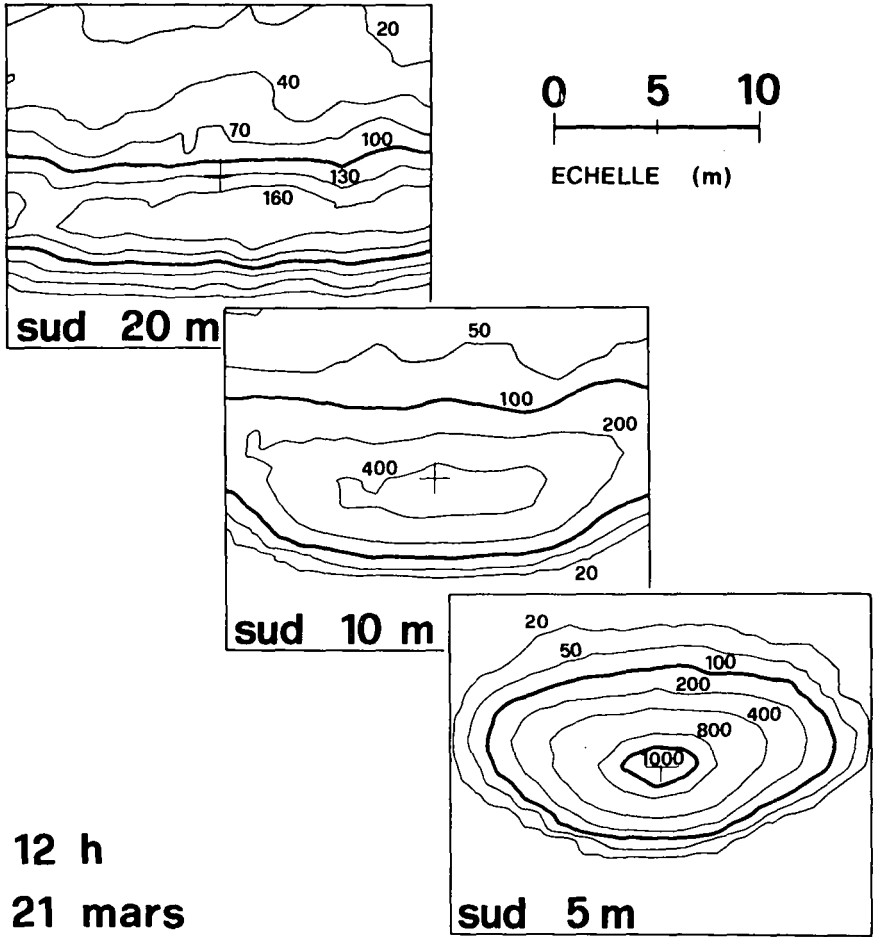


Figure 1.4.5 : répartition du flux sur une paroi Sud (en kW/m^2)

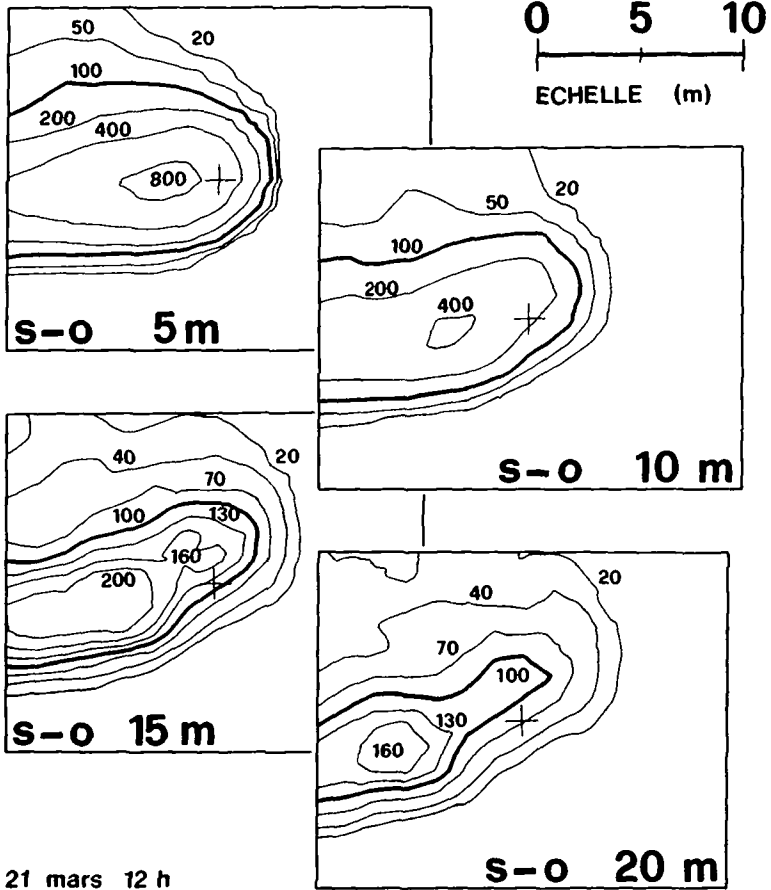


Figure 1.4.6 : répartition du flux sur une paroi Sud-Ouest pour différentes profondeurs (en kW/m²)

2. Analyse du cycle de Brayton et du transfert de chaleur

La deuxième partie de cette étude est consacrée à l'analyse du cycle à gaz qui est soit de l'air, soit de l'hélium. Dans le premier cas, le cycle peut être ouvert ou fermé. Pour les trois variantes il est possible d'ajouter un récupérateur de chaleur. La compression peut être étagée : on a alors recours à deux, voire trois, compresseurs avec refroidissement(s) intermédiaire(s). De même, pour la détente, si l'on veut s'approcher d'une transformation paraisotherme au rendement élevé, on doit envisager plusieurs turbines.

Quelles sont les configurations les plus appropriées aux centrales solaires ? La réponse à cette question va de pair avec une analyse sensitive sur les grandeurs jouant un rôle important dans le dimensionnement préliminaire des composantes de ces centrales.

Cela permet, ensuite, de trouver les bons compromis.

Le chapitre 2.2 traite des relations de transfert de chaleur, utilisées par la suite, dans leurs versions les plus dépouillées. Quelques améliorations possibles de l'échange de chaleur sous perte de charge sont évaluées.

2.1 Performances du cycle de turbine à gaz

La conversion thermodynamique de l'énergie solaire, captée dans la chaudière, en énergie mécanique est réalisée par un cycle à gaz comprenant au moins la chaudière, une turbine, un compresseur et un refroidisseur si le cycle est fermé (Fig. 2.1.1).

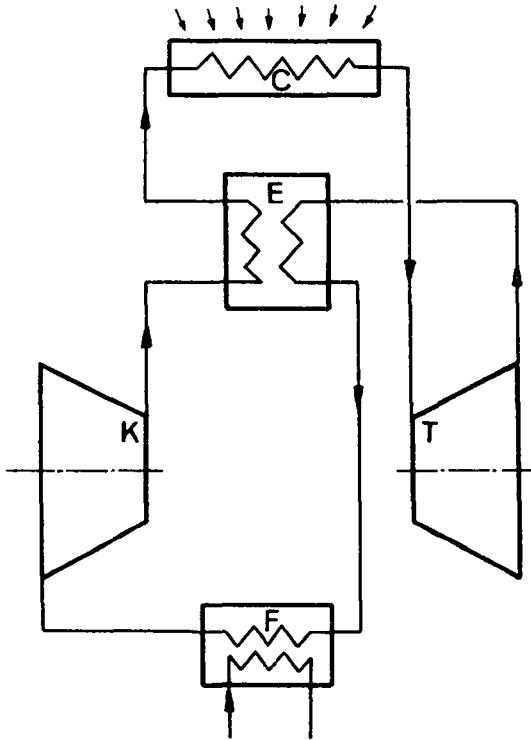


Figure 2.1.1 : cycle fermé avec récupérateur

Il est aussi possible de détendre le fluide dans deux, ou plusieurs, turbines avec rechauffage (s) afin de tendre vers une transformation paroisotherme. De même on peut comprimer ce fluide en plusieurs étapes avec

refroidissements additionnels. Nous éliminons d'emblée ces possibilités car le surcroît de complexité et le coût qui en résulte ne semblent pas justifiés au regard du gain en performance. Par contre, nous envisageons l'adjonction d'un récupérateur qui, en réduisant la puissance nécessaire de chaudière, améliore sensiblement l'efficacité de l'ensemble.

Considérons un cycle fermé avec récupérateur. Etant donné que les transferts de chaleur s'accompagnent d'une chute de pression et que l'entropie augmente lors de la compression et de la détente, le cycle réel s'écarte du cycle idéal de Brayton composé de deux isentropes et de deux isobares (Fig. 2.1.2).

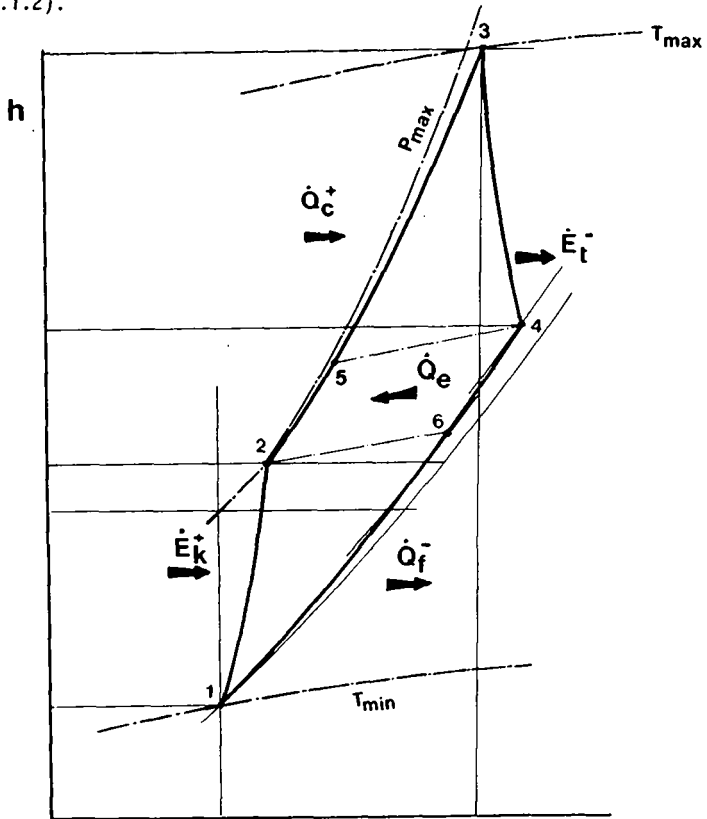


Figure 2.1.2 : diagramme enthalpie-entropie

S

Ce cycle est délimité par ses températures extrêmes et par une pression :

- la température maximum, au point 3, est imposée par la tenue des matériaux,
- la température minimum, au point 1, dépend des possibilités de refroidissement (cycle fermé), ou est la température ambiante de l'air (cycle ouvert),
- la pression maximum est imposée dans le cas d'un cycle fermé, en liaison avec T_3 ,
- pour un cycle ouvert c'est la pression en 1 que nous supposons identique à la pression atmosphérique.

Les hypothèses suivantes sont admises :

- le gaz est parfait, par conséquent la chaleur spécifique ne dépend pas de la température,
- les machines sont adiabates et sans fuite,
- le rendement des paliers est imputé à la turbine.

A partir des rendements isentropes des machines et de l'efficacité de récupération, les températures et énergies massiques sont connues (2).

Soit π_r la perte de charge des différents échangeurs :

$$\pi_r = \pi_c \pi_f \pi_e^2$$

L'énergie massique utile et l'efficacité motrice du cycle fermé à récupérateur se calculent à l'aide des relations suivantes :

$$e_o = c_p [T_3 \eta_t \eta_m (1 - (\pi_r \pi_k)^{-\lambda}) - T_1 \eta_k (\pi_k^\lambda - 1)]$$

$$\eta_o = \frac{T_3 \eta_m \eta_t (1 - (\pi_r \pi_k)^{-\lambda}) - T_1 \eta_k (\pi_k^\lambda - 1)}{T_3 - T_1 (1 - \eta_e) [1 + \eta_k (\pi_k^\lambda - 1)] - T_3 \eta_e [1 - \eta_t (1 - (\pi_r \pi_k)^{-\lambda})]}$$

Ces relations sont aussi applicables :

- au cycle ouvert : $\pi_f = 1$
- au cycle sans récupérateur : $\pi_e^2 = 1$, $\eta_e = 0$

La grandeur inconnue, à optimiser, étant le rapport de pression maximum du cycle π_k , nous choisissons non pas le critère d'énergie massique

maximum conduisant aux dimensions minimales mais celui du rendement optimum. En effet dans le cas d'une centrale solaire le coût des machines est faible au regard du prix total de l'installation (de l'ordre de 10%).

Ce rapport de pression vaut :

$$\pi_k^{\wedge} = \frac{(a_4 a_3 - a_1 a_6) \pm \sqrt{(a_4 a_3 - a_1 a_6)^2 - (a_5 a_3 - a_2 a_6)(a_2 a_4 - a_3 a_5)}}{(a_2 a_4 - a_1 a_5)}$$

avec

$$a_1 = T_1 \eta_k$$

$$a_2 = T_1 \eta_k + T_3 \eta_m \eta_t$$

$$a_3 = (T_3 \eta_m \eta_t) / \pi_r^{\wedge}$$

$$a_4 = T_1 \eta_k (1 - \eta_e)$$

$$a_5 = T_3 [1 - \eta_e (1 - \eta_t)] - T_1 (1 - \eta_k) (1 - \eta_e)$$

$$a_6 = (T_3 \eta_e \eta_t) / \pi_r^{\wedge}$$

Nous choisissons un ensemble de grandeurs imposées très raisonnable (Table 2.1.1) et examinons le rendement final pour les six combinaisons possibles : à air ou à hélium, ouvert ou fermé, avec ou sans récupérateur

$\eta_k^{-1} = 0.85$	$\pi_c = 0.96$	$T_1 = 20/40 \text{ C (ouvert/fermé)}$
$\eta_t = 0.85$	$\pi_f = 0.98$	$T_3 = 820 \text{ C}$
$\eta_e = 0.75$	$\pi_e = 0.98$	
$\eta_m = 0.97$		

Table 2.1.1 : valeurs centrales des grandeurs imposées

Le rapport de pression optimum est de 4.4 pour un cycle ouvert avec récupérateur et de 2.7 pour l'hélium. Dans le cas de cycles sans récupérateur ces rapports sont plus élevés et atteignent 10 pour l'air et 4.1 pour l'hélium. La figure 2.1.3 illustre l'influence du rapport de pression π_k sur le rendement thermodynamique et le débit spécifique.

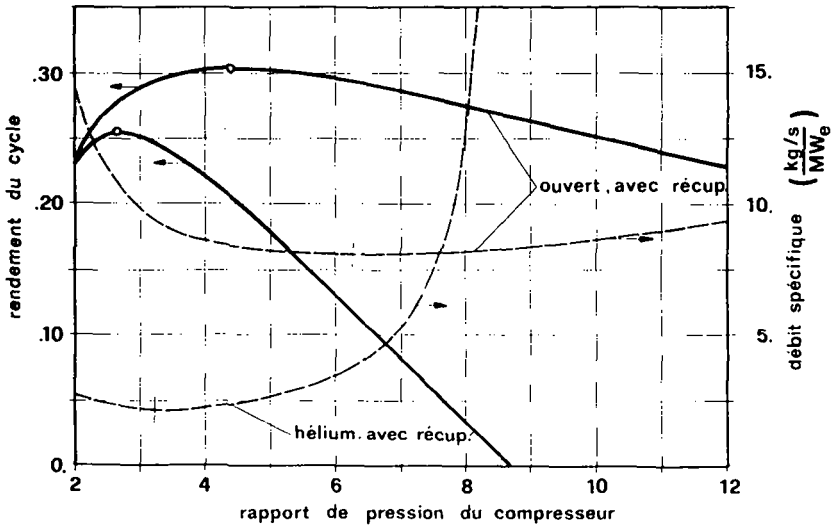


Figure 2.1.3 : rendement thermodynamique et débit spécifique en fonction du rapport de pression π_k du compresseur

Au vu des résultats (Table 2.1.2), on écarte les solutions sans récupérateur puisque l'influence de celui-ci sur le rendement, par rapport à son prix relatif, est déterminante.

	air, ouvert	air, fermé	hélium
sans récupérateur	22.8%	20.2%	19.3%
avec récupérateur	30.3%	27.2%	25.3%

Table 2.1.2 : rendement thermodynamique des différentes variantes

A partir des valeurs centrales définies précédemment, on détermine la sensibilité du rendement thermodynamique aux variations des grandeurs

principales (Table 2.1.3).

grandeur	symbole	variation	influence sur le rendement	
			ouvert avec récupérateur	hélium avec récupérateur
température minimum	T_1	± 10	$\bar{+} 1.2\%$	$\bar{+} 1.3\%$
température maximum	T_3	± 10	$\pm 0.3\%$	$\pm 0.4\%$
rendement isentropique compresseur	η_k^{-1}	$\pm 5\%$	$\pm 2.4\%$	$\pm 2.7\%$
rendement isentropique turbine	η_t	$\pm 5\%$	$\pm 3.4\%$	$\pm 3.5\%$
efficacité du récupérateur	η_e	$\pm 5\%$	$\pm 1.4\%$	$\pm 1.2\%$
rapport de pression chaudière	π_c	$\pm 1\%$	$\pm 0.3\%$	$\pm 0.6\%$

Table 2.1.3 : sensibilité des différentes grandeurs

A l'exception de π_k , toutes les grandeurs imposées étant égales, le rendement d'un cycle ouvert à air est supérieur au cycle fermé à air car on évite une perte de pression dans le refroidisseur et on gagne quelques précieux degrés sur T_1 . De même pour un système fermé l'air est préférable à l'hélium en raison des caractéristiques thermodynamiques respectives (chaleur spécifique et masse molaire).

Mais, lors de l'optimisation complète cycle-composantes, toutes les grandeurs imposées, optimales, ne seront pas identiques. En effet du point de vue du transfert de chaleur, d'une part la pression est bénéfique, d'autre part les caractéristiques thermodynamiques de l'hélium sont maintenant très favorables. Quatre grandeurs altérant le rendement seront modifiées :

- la température maximum du cycle T_3 conduisant par exemple à la même température de matériau de la chaudière,
- la température minimum T_1 pour la même source de refroidissement,
- la perte de charge optimale π_c dans la chaudière,
- et surtout l'efficacité du récupérateur η_e . Le récupérateur d'un cycle à hélium sera, comparativement au cycle ouvert, passablement plus petit

et d'une efficacité supérieure, à pertes de charge égales. Tous les paramètres étant maintenus identiques une turbine à hélium, munie d'un récupérateur efficace ($\eta_e = 0.90$), a le même rendement qu'un cycle ouvert ($\eta_e = 0.75$), soit un peu plus de 30%.

Finalement le rendement d'un cycle à hélium sera supérieur à celui d'un cycle à air fermé, lui-même meilleur qu'un cycle ouvert. Toutefois ces différences étant faibles le choix dépendra davantage des considérations d'utilisation, résumées dans la Table 2.1.4, que des rendements.

Pour le reste de cette étude nous éliminons la variante intermédiaire afin de comparer le cycle ouvert à air au cycle fermé à hélium.

ystème ouvert	ystème fermé
+ simplicité	+ rendement à charge partielle (en altérant le niveau de pression)
+ technologie éprouvée	
+ favorable aux petites unités	
+ rapidité des démarrage/arrêt	+ dimensions réduites (disposition au sommet de la tour éventuelle)
+ chambre de combustion à fuel possible, en parallèle	- refroidisseur (prix, perte de charge, T_{min})
- récupération difficile	- coût élevé
- rendement à charge partielle (difficulté de modifier la vitesse de rotation)	- contraintes mécaniques

Table 2.1.4 : comparaison des cycles ouvert et fermé

Nous avons opté pour un rapport de pression dans la chaudière de 0.96. Avec cette perte de charge, on calcule les combinaisons de température maximum de fluide et de rapport de pression conduisant au même rendement (Fig. 2.1.4). On constate ainsi que la sensibilité est linéaire à raison de -11°C par pour-cent supplémentaire de rapport de pression pour le système ouvert contre -16°C par pour-cent pour l'hélium.

Pour la suite de cette étude nous modifions une seule grandeur de la table 2.1.1 : l'efficacité d'un récupérateur de cycle à hélium que nous prenons égale à 0.85.

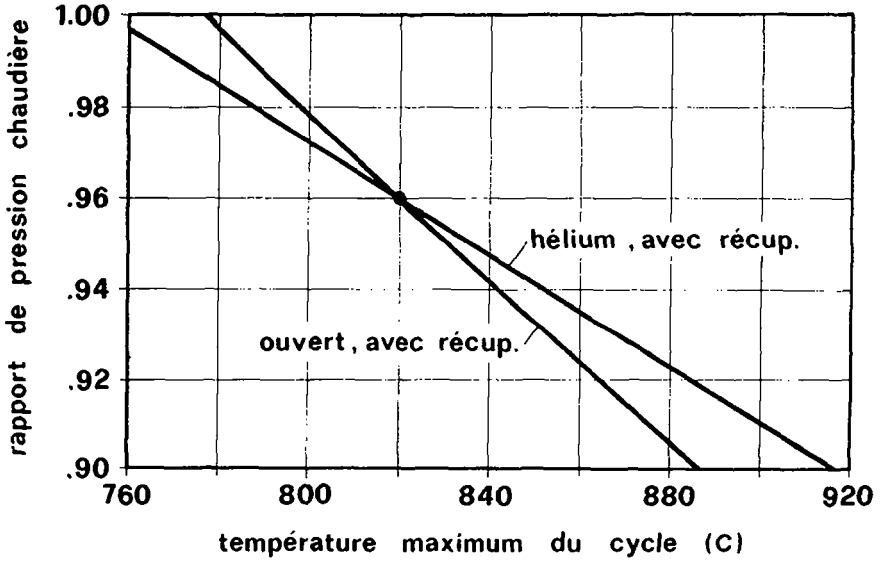


Figure 2.1.4 : combinaisons de rapport de pression π_c et de température T_3 conduisant au même rendement thermodynamique

2.2 Convection forcée et pertes de charges

Avant d'aborder le dimensionnement de la chaudière, établissons les relations nécessaires au calcul du transfert de chaleur.

Le coefficient de transfert de chaleur dans un tube lisse où circule un gaz en régime turbulent, ainsi que la perte de charge, peuvent s'exprimer en fonction de nombres adimensionnels (Prandtl et Reynolds) et de la relation de Blasius (7).

$$h = Nu \ k / D_i$$

$$\Delta P = \psi \frac{L}{D_i} \frac{\rho C^2}{2}$$

$$\text{où } Nu = 0.0215 \ Re^{4/5} \ Pr^{3/5}$$

$$\psi = 0.3164 \ Re^{-1/4}$$

D'où l'on peut mettre en évidence la géométrie de l'échangeur :

$$h = \alpha_1 \ C^{4/5} \ D_i^{-1/5}$$

$$\Delta P = \alpha_2 \ C^{7/4} \ D_i^{-5/4} \ L$$

Les deux grandeurs α_1 et α_2 sont des groupements de caractéristiques de fluide évalués à la température et à la pression voulue. La dépendance en température, à l'intérieur des limites nous intéressant (400° à 1000°C), est identique pour ces deux grandeurs et les deux gaz.

$$\alpha_1 = b_1 \left(\frac{T}{1000} \right)^{-3/5} \left(\frac{P}{101325} \right)^{4/5}$$

$$\alpha_2 = b_2 \left(\frac{T}{1000} \right)^{-3/5} \left(\frac{P}{101325} \right)^{3/4}$$

b_1 et b_2 sont deux constantes dimensionnelles données en unités SI dans la table 2.2.1; T et P sont respectivement en Kelvin et en Pascal.

	b_1	b_2
air	1.6	$5.8 \cdot 10^{-3}$
hélium	1.5	$1.3 \cdot 10^{-3}$

Table 2.2.1 : groupements de caractéristiques de fluides

Le régime à l'intérieur des tubes de chaudières à gaz est toujours turbulent car, quelles que soient les options choisies, le nombre de Reynolds optimum se situe aux environs de 10^5 . Pour cette valeur, un tube est considéré "lisse" si sa rugosité relative est inférieure à 10^{-4} .

Un tube lisse est-il vraiment préférable à un tube rugueux ? La rugosité a deux effets antagonistes : elle améliore le transfert mais augmente aussi la perte de charge. Afin de comparer ces deux effets, exprimons la puissance transférée et la puissance dissipée par ces pertes de charge, à l'aide de la géométrie.

$$\begin{aligned} \dot{Q} &\sim St \dot{M} L/D_i \\ \dot{E}_c &\sim \psi \dot{M}^3 L/D_i^5 \end{aligned}$$

La recherche d'un optimum se heurte très souvent à la définition d'un critère. Ceci est particulièrement vrai dans ce cas où l'on dispose de 4 variables indépendantes (r, \dot{M}, L, D_i) et de 4 grandeurs dépendantes ($St, \psi, \dot{Q}, \dot{E}_c$).

Cependant, tous les critères envisageables tombent dans une des trois catégories de la table 2.2.2.

Il n'existe pas trois rugosités optimales correspondant à chacun des critères mais un plus grand nombre selon la nature du fluide (nombre de Prandtl). Les optima ne sont que très peu marqués. Pour les gaz ($Pr \approx 0.7$), un tube lisse donne les meilleurs résultats avec les critères 1 et 2. Pour le critère 3 l'optimum se situe à la limite du régime pleinement turbulent, c'est-à-dire lorsque le nombre de Reynolds modifié, R_m , vaut environ 200 ($R_m = Re r \sqrt{\psi}$). Pour nos chaudières cela correspond à une assez forte rugosité relative, puisque égale à 10^{-2} environ. Les critères du type 3 sont moins appropriés à nos échangeurs, donc nous maintenons le choix d'un tube lisse.

critère : pour minimiser	, avec comme constantes	, il faut minimiser	
1	\dot{E}_c \dot{Q}^{-1} ...	\dot{Q} , \dot{M} , D_i \dot{E}_c , \dot{M} , D_i	Ψ / St
2	L D_i $L D_i$...	\dot{Q} , \dot{E}_c , D_i \dot{Q} , \dot{E}_c , L \dot{Q} , \dot{E}_c , \dot{M}	Ψ / St^3
3	\dot{E}_c \dot{Q}^{-1} \dot{M} ...	\dot{Q} , \dot{M} , L \dot{E}_c , \dot{M} , L \dot{Q} , \dot{E}_c , L	Ψ / St^5

Table 2.2.2 : critères d'optimisation de la rugosité

D'autres solutions ont été envisagées pour améliorer le transfert sans pertes de charge prohibitives. Il semble que de tels artifices (en anglais : "turbulence promoters") n'apportent pas d'amélioration globale avec un tube d'échangeur à gaz.

Le choix d'un tube lisse étant définitivement acquis, on peut encore se demander si la section circulaire, habituelle, est la plus adaptée. Elle l'est en raison du rapport optimal entre le périmètre mouillé et la section de passage.

Considérons l'échangeur dans son ensemble. Nous faisons une distinction sur la définition des flux selon qu'il s'agit d'une chaudière externe ou interne. Dans le premier cas, c'est la puissance surfacique mesurée dans le plan

de l'échangeur alors que c'est le flux moyen - sur la périphérie -, mesuré sur le tube, dans le cas d'une cavité. Pour les deux variantes les relations sont identiques à condition que l'on introduise la grandeur D :

$$\begin{array}{l} \text{échangeur externe} \quad D = D_e \\ \text{échangeur interne} \quad D = \pi D_e \end{array}$$

Selon la figure 2.1.2 le point 3 est connu par sa température et par sa pression : c'est la sortie de la chaudière. Le point 5, l'entrée, est à priori inconnu. Ainsi la procédure de calcul doit être inversée pour déterminer les caractéristiques du transfert ainsi que les conditions d'entrée à partir de celles de la sortie.

Exprimons les températures au moyen du nombre d'unités de transfert, Ntu , lui-même défini par le débit surfacique et les coefficients de transfert de chaleur.

$$\frac{1}{Ntu} = \frac{\dot{m} c_p}{D L} \left(\frac{1}{U} + R \right)$$

ou U caractérise la perte thermique vers l'ambiance - elle est en fonction de T_p - et R la résistance au transfert du fluide.

$$R = \frac{D}{\pi D_i} \left(\frac{1}{h} + \frac{D_e - D_i}{2k} \right)$$

On définit ξ , caractérisant l'allure de la fonction de température du fluide dans le sens de l'écoulement, à partir de

$$\xi = \frac{1}{1 - \exp(-Ntu)} - \frac{1}{Ntu}$$

Ce qui permet de calculer les températures moyenne du fluide, moyenne de la paroi et d'entrée du tube :

$$\bar{T} = T_o - \frac{\dot{q}}{\dot{m} c_p} (1 - \xi)$$

$$T_i = \frac{\bar{T} - \xi T_o}{1 - \xi}$$

$$\bar{T}_p = \bar{T} + \frac{\dot{q}}{DL} R$$

ou \dot{q} est la puissance transférée selon la convention sur la grandeur D précisée auparavant.

3. DIMENSIONNEMENT DE LA CHAUDIERE

La chaudière d'une centrale solaire est un capteur, ou receveur, qui transforme l'énergie rayonnante en chaleur et la transfère au fluide à échauffer. Elle est composée d'un faisceau de tubes connectés en parallèle à des conduites d'aménées. La plupart des chaudières, construites ou projetées à ce jour, sont des receveurs "externes" où les tubes sont fixés sur des panneaux directement exposés aux conditions ambiantes (Fig. 3.0). Mais elles sont destinées à des centrales à vapeur où la température maximum des fluides n'excède pas 550°C . Les quelques projets de centrale à gaz, développés aux Etats-Unis et en Allemagne, font appel à une chaudière "interne", c'est-à-dire à cavité. Cette configuration vise à recréer un trou noir, à grande échelle, où les rayons sont "piégés". Les panneaux de tubes sont disposés sur les faces internes de la cavité, par ailleurs très bien isolée de l'extérieur.

La conception d'un receveur externe étant plus simple, on peut se demander si son application aux hautes températures est vraiment irréaliste et quelles seraient ses limitations (chapitre 3.1). Le dimensionnement d'une chaudière à cavité est plus difficile car on dispose de quelque degrés de liberté supplémentaires comme par exemple le "rapport de cavité", l'espacement entre tubes, la disposition des panneaux, ... D'autre part l'analyse exacte des transferts radiatifs est une affaire compliquée (19) qui n'est pas effectuée dans le cadre de cette étude.

L'absorption du rayonnement solaire est directement liée à la qualité du revêtement déposé sur les tubes de transfert. Pour les applications à basse température il existe une variété de couches noires, dites "selectives" dont l'absorptivité au rayonnement solaire est proche de l'unité alors que l'émissivité au rayonnement infra-rouge est réduite. Quel est le gain potentiel d'une hypothétique couche sélective résistante aux hautes températures et adaptée aux concentrations élevées ?

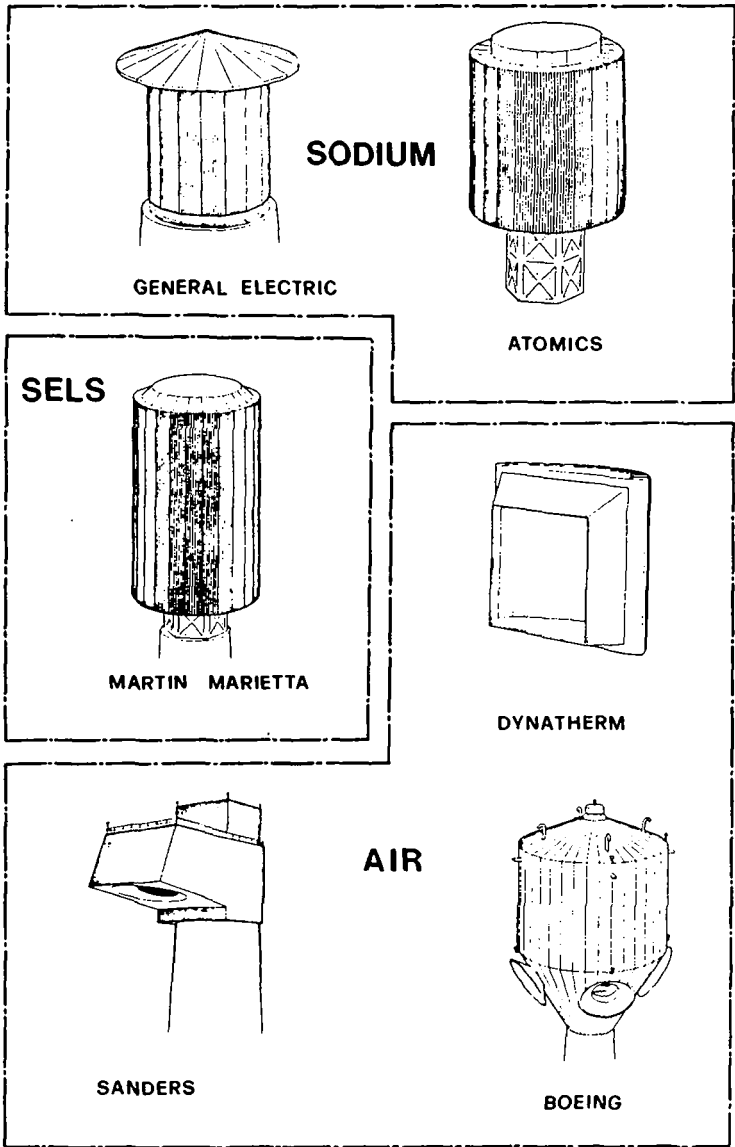


Figure 3.0 : différents receveurs externes et internes

Enfin, en prélude à l'étude des sollicitations, nous examinons la répartition de flux sur les tubes d'une chaudière à cavité en relation avec leur géométrie et leurs caractéristiques physiques.

3.1 Dimensionnement d'un receveur externe

Le dimensionnement de la chaudière s'effectue en liaison avec le calcul du cycle thermodynamique. Outre les rendements isentropiques, les efficacités de transfert et rapports de pression (table 2.1.1) le cycle est seulement défini par une pression minimale ou maximale suivant qu'il est ouvert ou fermé. Une des limitations du cycle à gaz est la température extrême des matériaux atteinte dans la chaudière. C'est cette température que nous fixons et elle détermine ensuite la température maximale du cycle par le jeu des optimisations.

Le principe du calcul thermique est résumé par l'organigramme de la figure 3.1.1. Au centre de cette procédure de dimensionnement se trouve le calcul d'échange thermique. L'échauffement étant important, de l'ordre de 400 °C, les caractéristiques de transfert (par exemple, les propriétés thermodynamiques du gaz et surtout le coefficient équivalent de rayonnement) se modifient au cours de la traversée de l'échangeur. Le tube est donc discrétisé en tranches à propriétés constantes et le transfert ainsi que la perte de charge sont calculés pas à pas. Pour chaque tranche, on procède à une itération sur la température de paroi extérieure qui se termine lorsque le bilan de puissance est correct.

Autour du calcul thermique deux itérations sont effectuées. La première concerne la perte de pression dans la chaudière qui doit satisfaire simultanément les équations relatives au cycle (qui déterminent les conditions d'entrée du tube) ainsi que celles de la chaudière (pertes de charge). La deuxième itération porte sur la température de sortie de la chaudière qui se déduit de la température des matériaux préconisée par un équilibre de puissances échangées. Enfin le calcul s'achève par deux optimisations, imbriquées, sur le diamètre extérieur des tubes ainsi que sur le flux incident.

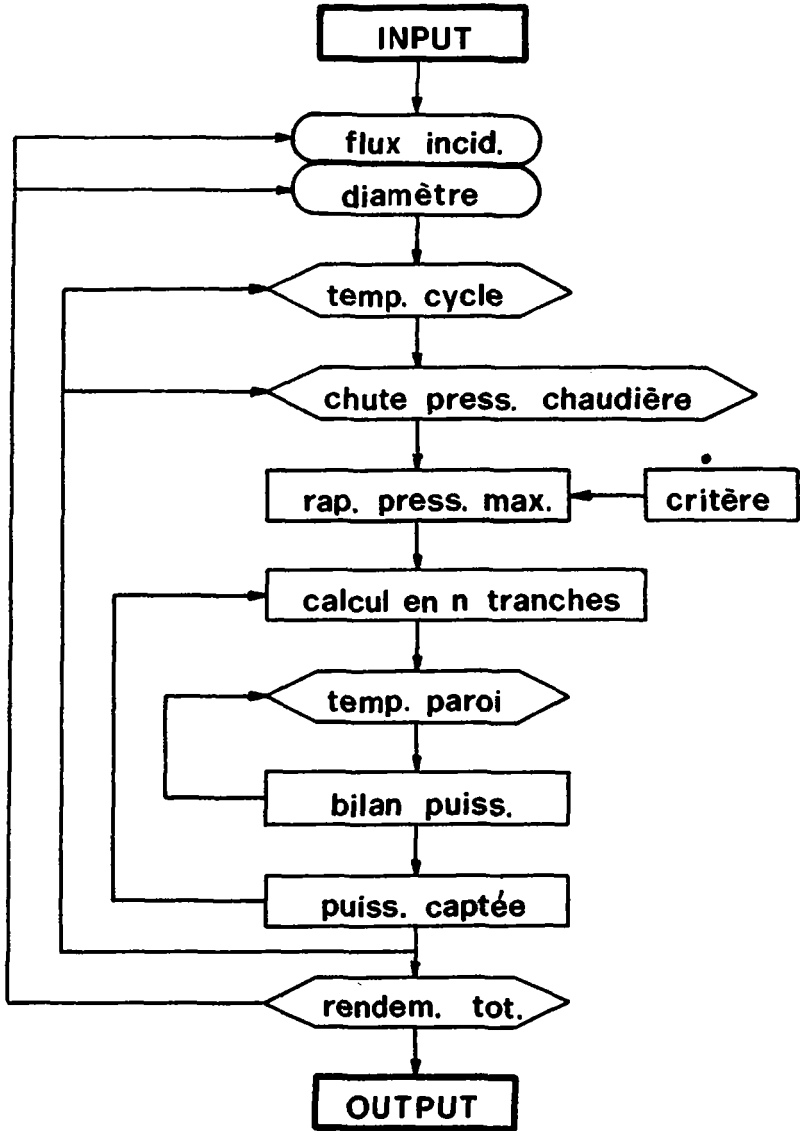


Figure 3.1.1 : organigramme du calcul du receveur externe

Puisque c'est la température extrême, locale, de la paroi du tube qui est fixée, il existe, pour un jeu de paramètres donnés, un flux incident optimum. En effet, plus le flux est élevé, plus la température de sortie du gaz est basse. En conséquence, le rendement du cycle thermodynamique décroît. En vertu de l'optimisation, cet effet est atténué par le choix d'une nouvelle section de passage, plus petite qui, en contre-partie, améliore le rendement de captation. Il en résulte un maximum (figure 3.1.2), compris entre 250 et 500 kW par mètre carré de panneau, les chaudières externes à hélium nécessitant les puissances les plus élevées en raison de leur meilleur coefficient de transfert. Un écart substantiel par rapport à cet optimum est pénalisé malgré le maintien de l'optimisation du diamètre.

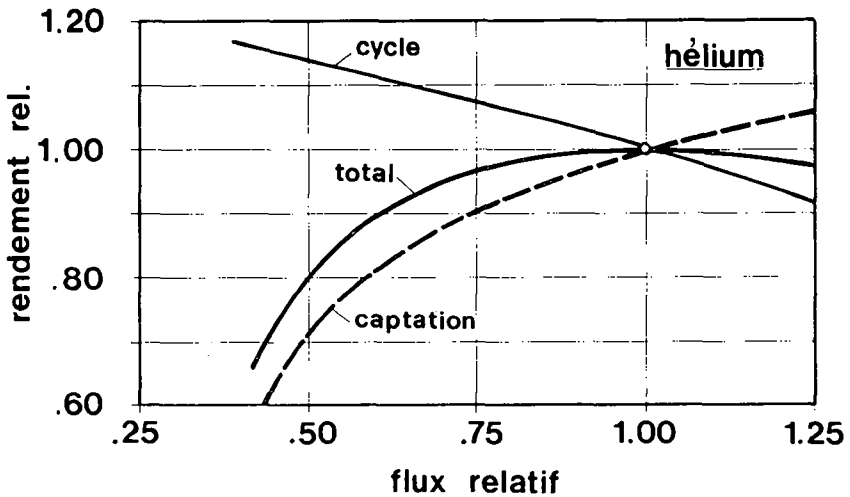


Figure 3.1.2 : variations des rendements par rapport aux flux incidents relativementement au point optimum.

L'épaisseur de paroi est choisie en fonction du diamètre extérieur et de la pression selon les relations préconisées dans le chapitre 4.2. Il existe

un diamètre de tube idéal. De section trop faible il engendre des vitesses de circulation élevées conduisant à des pertes de charge prohibitives, non compensées par un meilleur coefficient de transfert. De section trop grande il cause des vitesses trop faibles pénalisant le rendement de captation. La figure 3.1.3 illustre cette variation. La partie inférieure représente le flux relatif optimum correspondant à chaque section.

Les tables 3.1.1 et 3.1.2 sont les résultats de la procédure de calcul du receveur externe. La température maximum, autorisée, à la surface de l'élément d'échangeur, est de 1000 °C pour le cycle ouvert et de 950 °C pour celui à hélium. Nous concluons que :

- malgré le processus d'optimisation le rendement de captation est modeste et limité à 62% pour le cycle ouvert (74% pour l'hélium),
- la chute de pression est réduite à 2% avec un échangeur à hélium, mais atteint 5% avec l'air,
- cet échangeur à hélium nécessite un flux solaire très concentré par rapport au capteur à air en raison d'un coefficient de transfert de chaleur très élevé, par conséquent son encombrement est réduit de moitié,
- le rendement global, de crête, tenant compte des héliostats est de 13% pour un cycle ouvert et de 16% pour un cycle à hélium.

Il est clair qu'un rendement de captation de 62% est inacceptable pour une centrale solaire. Le cycle ouvert est donc éliminé. Examinons s'il est possible d'améliorer la captation de l'échangeur à hélium par une température de matériau ou une pression maximale plus grande.

La figure 3.1.4 représente l'influence de la pression sur les différents rendements. Une pression plus forte améliore le transfert de chaleur par conséquent la température maximum du gaz est plus élevée, ce qui se traduit par une augmentation de rendement de cycle. Mais le point de fonctionnement optimum se déplace : le flux doit être plus grand, par conséquent le diamètre des tubes plus petit. Si bien que globalement un doublement de la pression provoque un gain relatif de 6%, le rendement final passant ainsi de 16 à 17%. La sensibilité relative autour du point de référence est d'environ 2.5% MPa.

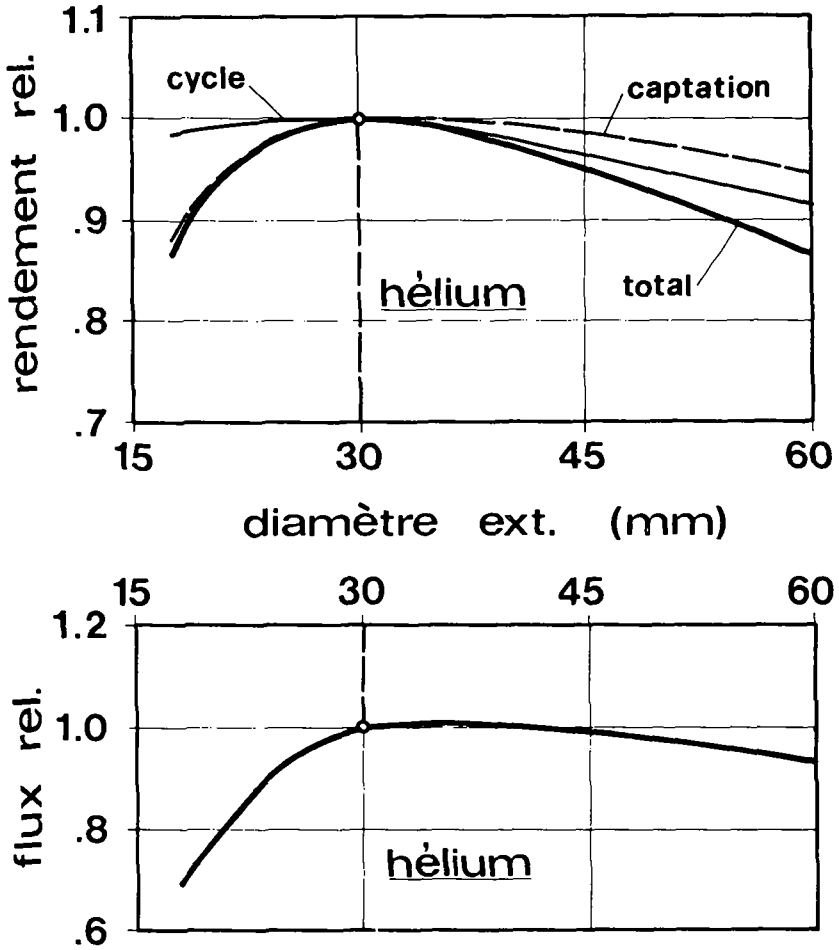


Figure 3.1.3 : rendements et flux relatifs en fonction du diamètre extérieur des tubes

CYCLE

o rapport de pression max.		4.3
o puissances	- chaudière	38. MW
	- turbine	29. MW
	- compresseur	18. MW
	- récupérateur	26. MW
	- utile	10. MW
o rendements	- captation	62. %
	- cycle	27. %
	- total (héliostats exclus)	16.4 %

CHAUDIÈRE

o flux solaire incident		270 kW/m ²
o températures	- entrée du gaz	420 °C
	- sortie du gaz	760 °C
	- matériau max.	1000 °C
o tubes	- diamètre	48/42 mm
	- nombre	460
	- coefficient de transfert	410 W/m ² -K
o chiffres caract.	- Reynolds	1.7 10 ⁵
	- Nusselt	280
	- unités de transfert	.40
o échangeur	- pertes de charge	5 %
	- vitesse d'écoulement	82 m/s
	- encombrement	220 m ²
	- poids des tubes	18 t

Table 3.1.1 : caractéristiques d'une chaudière externe d'un cycle ouvert

CYCLE

o pression maximale		4.0 MPa
o rapport de pression max.		2.3
o puissances	- chaudière	36. MW
	- turbine	29. MW
	- compresseur	18. MW
	- récupérateur	39. MW
	- refroidisseur	25. MW
	- utile	10. MW
o rendements	- captation	74. %
	- cycle	29. %
	- total (héliostats exclus)	20.9 %

CHAUDIERE

o flux solaire incident		470 kW/m ²
o températures	- entrée du gaz	500 °C
	- sortie du gaz	790 °C
	- matériau max.	950 °C
o tubes	- diamètre	30/22 mm
	- nombre	320
	- coefficient de transfert	2520 W/m ² -K
o chiffres caract.	- Reynolds	1.0 10 ⁵
	- Nusselt	190
	- unités de transfert	.18
o échangeur	- perte de charge	2 %
	- vitesse d'écoulement	92 m/s
	- encombrement	100 m ²
	- poids des tubes	10 t

Table 3.1.2 : caractéristiques d'une chaudière externe d'un cycle à hélium

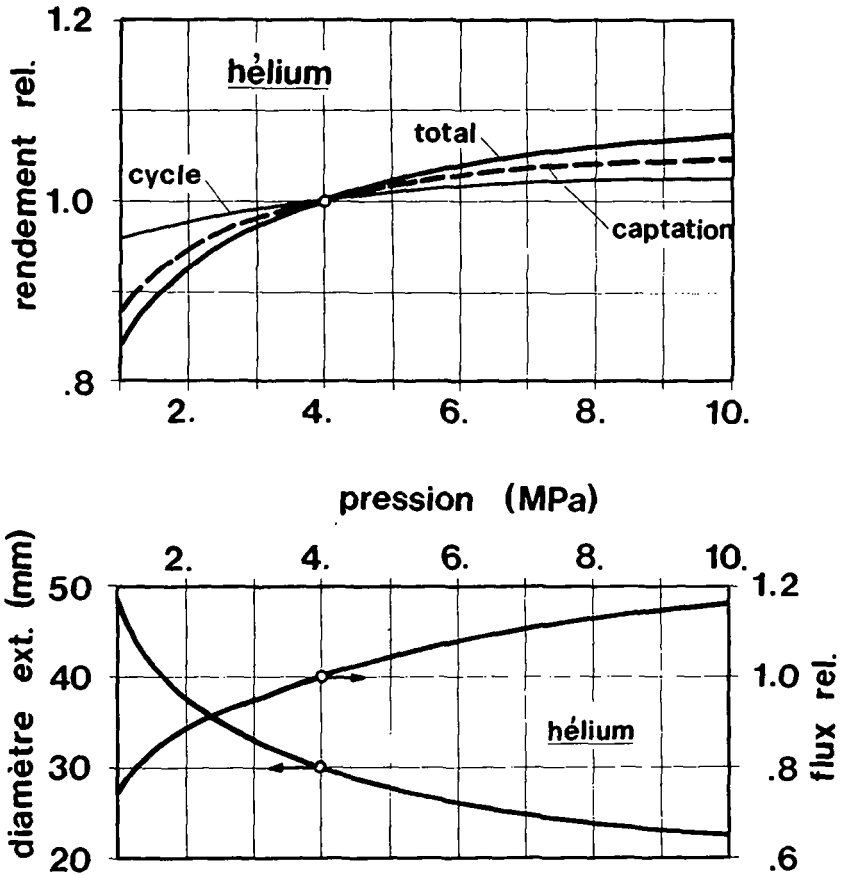


Figure 3.1.4 : rendements relatifs et grandeurs optimisées en fonction de la pression maximum

La figure 3.1.5 montre la relativement faible dépendance du rendement total en fonction de la température maximum autorisée. Avec la procédure d'optimisation, le rendement de captation reste pratiquement constant et c'est le cycle thermodynamique qui bénéficie intégralement de la montée en température. Une augmentation de 50 °C, accompagnée d'une concentration légèrement plus forte, provoque un gain relatif de 4.5% sur le rendement final. La sensibilité relative autour du point de référence est d'environ 1%/10 K.

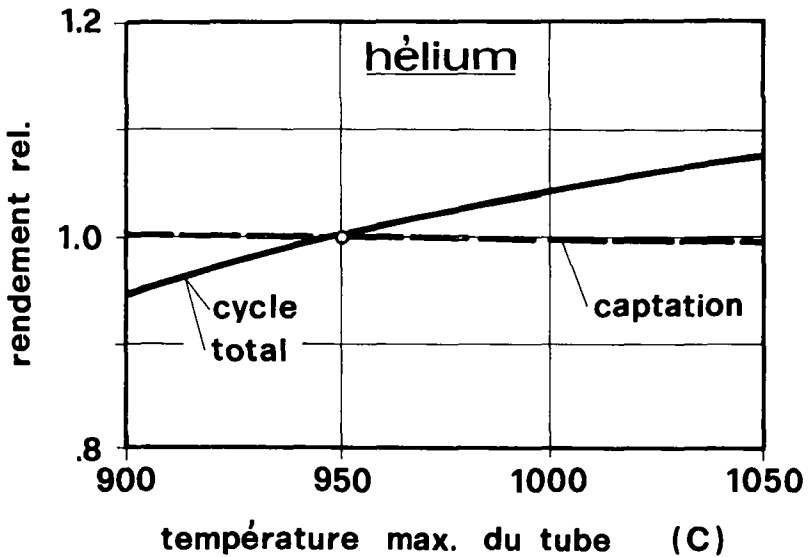


Figure 3.1.5 : rendements relatifs en fonction de la température maximale des matériaux

Finalement, les deux possibilités d'améliorer le rendement final ont un impact faible mais non négligeable. Elles réduisent la durée de vie de l'échangeur. Vaut-il mieux élever la pression ou la température ? D'un point de vue thermique un doublement de la pression a presque le même effet qu'un

accroissement de 100°C de la température limite (+6% et +8%, respectivement et relativement). D'autre part, en considérant la déformation par fluage, pour nos conditions, cent degrés supplémentaires ou une contrainte totale (mécanique et thermique) doublée conduisent à la même vitesse de déformation, donc à la même durée de vie. Ainsi les deux effets sont comparables.

En vertu de l'optimisation du dimensionnement, le rendement optimum de captation d'une chaudière externe d'un cycle à hélium atteint 74%. Ce n'est pas négligeable et on ne peut, à priori, écarter totalement cette solution. Toutefois des problèmes inhérents à ce type de chaudière en compliquent la réalisation. Tout d'abord, en aval, le flux solaire interceptant ce capteur doit être plus ou moins uniformément élevé (la puissance de crête est de l'ordre de 500 kW/m^2). D'autre part la répartition de ce flux incident, à la périphérie du tube, est très défavorable par les surtempératures locales qu'elle entraîne. Les importantes dilatations différentielles, qui en résultent, réduisent la durée de vie de cet élément.

3.2 Dimensionnement d'une chaudière à cavité

Une chaudière à cavité vise à recréer un "trou noir", c'est-à-dire à améliorer la captation du rayonnement solaire en "piégeant" les rayons qui pénètrent par l'ouverture.

Procédons à une évaluation préliminaire, grossière, du potentiel de cette solution. Ainsi nous comparons une cavité, d'une quelconque géométrie, dont la section d'ouverture est A_o et la surface interne A_p , à une chaudière externe de surface projetée identique à celle de l'ouverture. Pour les besoins de ce calcul rapide nous supposons que nos deux chaudières sont à une température uniforme T_p . En vertu de la loi de réciprocité des facteurs de vue, l'angle -moyen- selon lequel l'ouverture est vue depuis la paroi interne est le "rapport de cavité" :

$$C = \frac{A_o}{A_p}$$

La perte par réflectivité se calcule en sommant les différentes contributions provenant des réflexions multiples d'où l'on déduit une absorptivité équivalente α_e (Fig. 3.2.1)

$$\alpha_e = 1 - \rho C (1 + \rho(1-C) + \rho^2(1-C)^2 + \dots)$$

$$\alpha_e = \frac{\alpha}{C + \alpha(1-C)}$$

Il en est de même pour l'émissivité équivalente, responsable des pertes par infra-rouge, définie par rapport à la chaudière externe :

$$A_o \sigma T_p^4 \epsilon_e = A_p \sigma T_p^4 \epsilon C (1 + (1-\epsilon)(1-C) + (1-\epsilon)^2(1-C)^2 + \dots)$$

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon}{C + \epsilon(1-C)}$$

Note : T_p est la température moyenne de la paroi interne dans le cas de la cavité

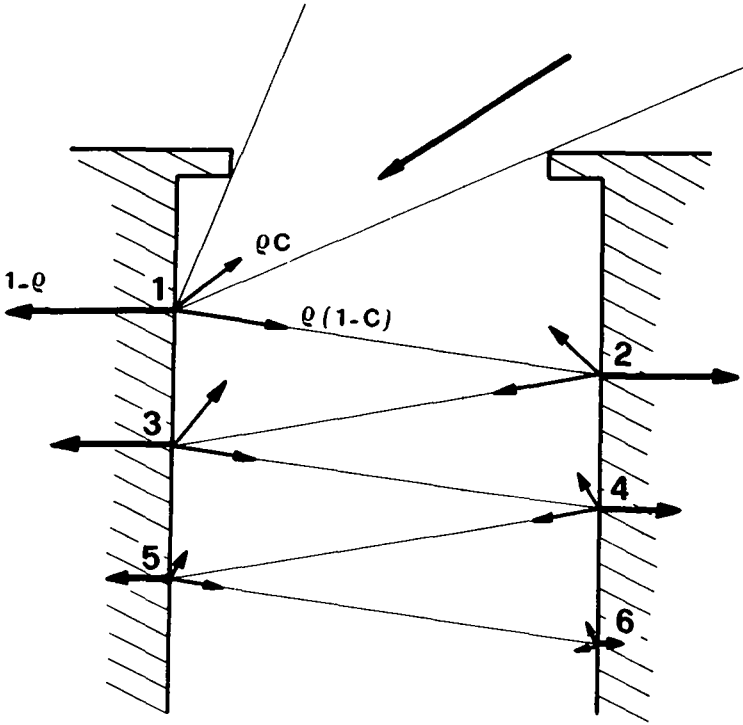


Figure 3.2.1 : réflexions multiples à l'intérieur d'une cavité

Avec les hypothèses admises, on constate que "l'effet de cavité" s'applique de manière identique aux gains et aux pertes radiatives (fig. 3.2.2). Le bilan global serait donc plus ou moins nul et même fortement négatif dans le cas d'une couche sélective puisque l'émissivité est considérablement améliorée par cette géométrie. Dès lors, pourquoi projeter une chaudière à cavité d'un encombrement et d'un prix nettement supérieurs au capteur externe ?

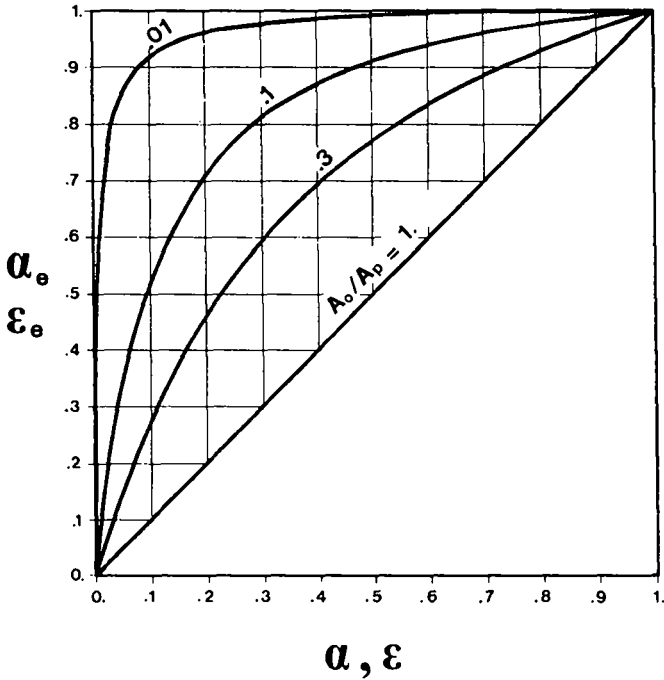


Figure 3.2.2 : absorptivité et émissivité équivalente pour une cavité

La cavité offre cependant des avantages décisifs :

- sa relativement grande inertie a un effet régulateur qui limite la rapidité de montée en température du tube : cela réduit le dommage final.
- elle provoque une homogénéisation circonférentielle du flux car chaque point de l'échangeur "voit" essentiellement les parois de la cavité. C'est encore un facteur de réduction du dommage.
- par rapport au receveur externe, l'intensité de la puissance surfacique solaire est considérablement réduite. En conséquence, la surface

d'échangeur est plus grande mais la différence de température matériau-fluide est très diminuée.

- enfin elle cause un échange radiatif variable le long de l'écoulement. Pour le capteur, le gain en puissance infra-rouge est d'autant plus faible que l'on approche de la section de sortie.

La conséquence de ces deux dernières considérations est importante : puisque c'est la température maximale des matériaux qui est prescrite, la "sous-température" du fluide à l'entrée de la turbine est très favorable : le rendement du cycle est élevé. Par exemple, pour un receveur externe à hélium (table 3.1.2), la température maximale du fluide est de 790 °C si la température limite des parois du tube est de 950 °C. Dans les mêmes conditions elle atteint 890 °C à l'intérieur d'une cavité.

Les figures 3.2.3 et 3.2.4 représentent l'évolution des températures le long d'un tube d'échangeur de cycle ouvert et de cycle à hélium placé dans une cavité dont les parois internes sont à 1000 °C.

Le dimensionnement exact de la cavité n'est pas effectué dans cette étude. Seule la partie échangeur est déterminée précisément en admettant une température des parois internes de la cavité uniforme dans l'espace. Le principe de calcul est similaire à celui du receveur externe. Un transfert supplémentaire de rayonnement infra-rouge intervient dans cette procédure.

On a tout intérêt à limiter l'absorption de rayonnement solaire par les parois de la cavité. En effet, les pertes thermiques de l'ensemble échangeur-cavité sont essentiellement les pertes radiatives de cette dernière. Dans la mesure du possible on choisira un revêtement intérieur réfléchissant le rayonnement visible. La température équivalente des parois devrait alors se situer aux environs de la température maximale des tubes.

Supposons la température moyenne équivalente des parois internes de la cavité connue et égale à la température extrême des matériaux.

Le problème est alors de déterminer l'emplacement de l'échangeur par rapport à l'ouverture. Son éloignement entraîne une diminution rapide de la

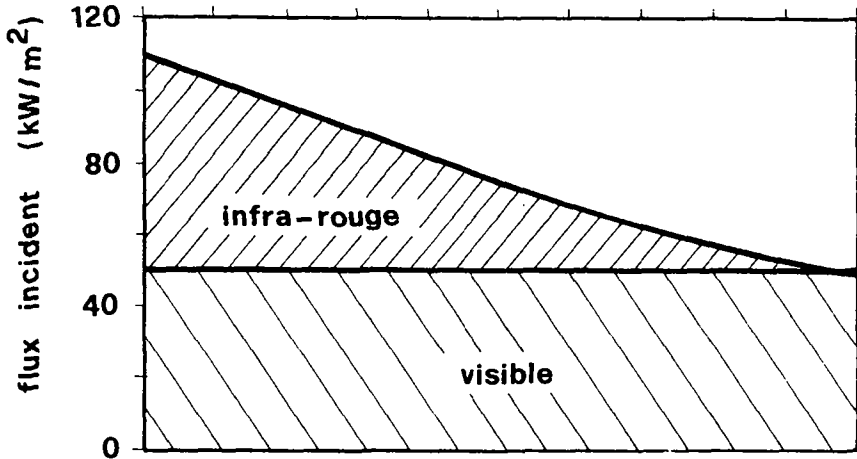
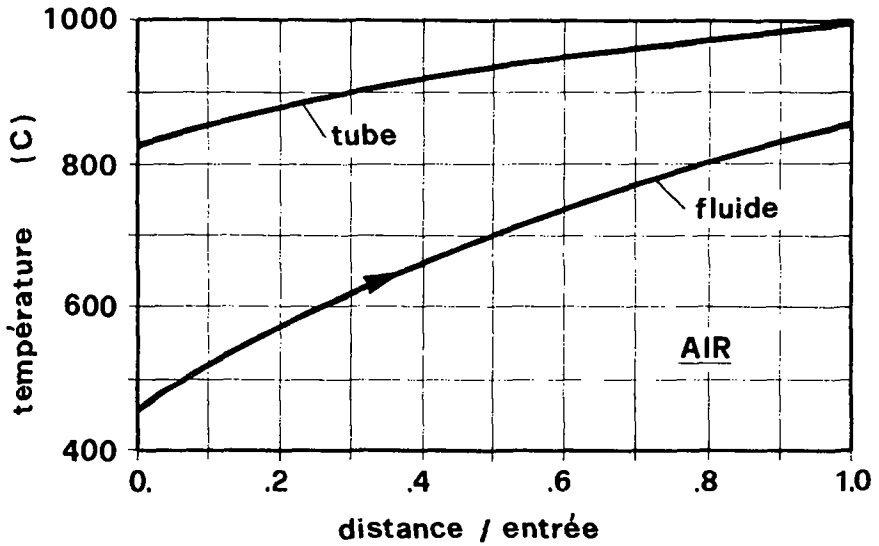


Figure 3.2.3 : évolution de la température le long d'un tube d'un échangeur à air. Température interne de la cavité : 1000°C

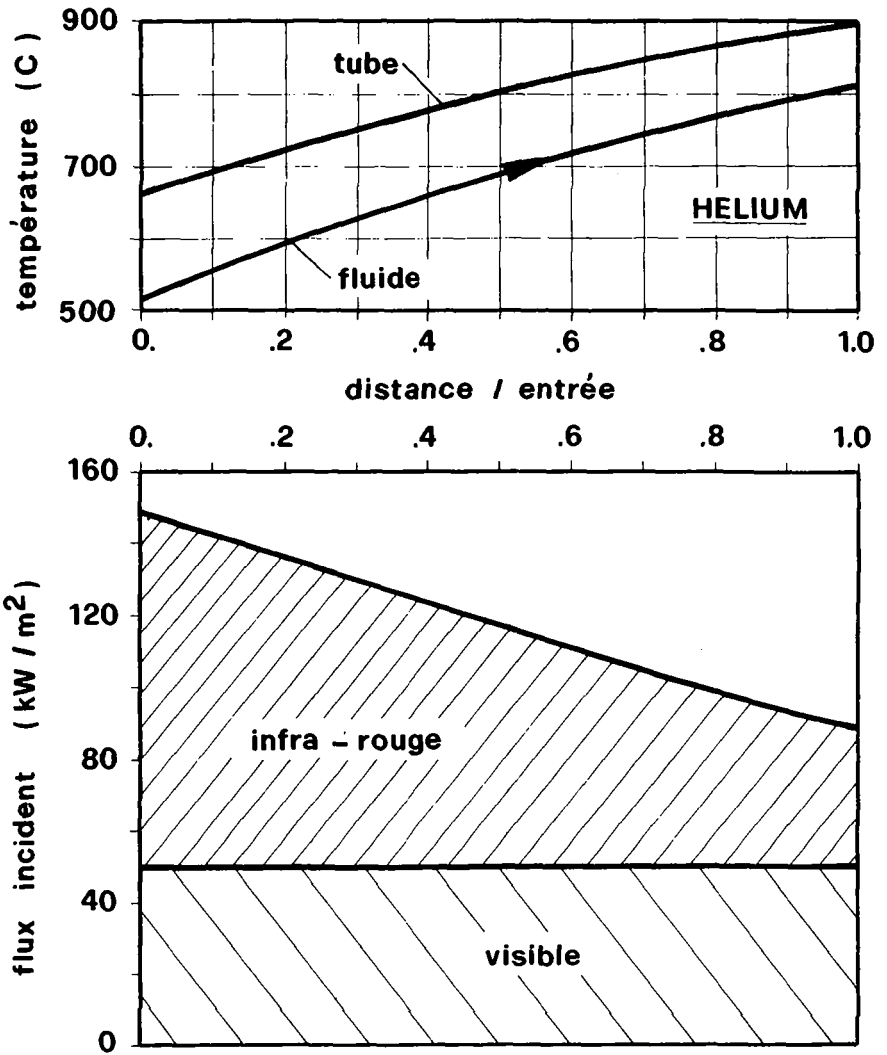


Figure 3.2.4 : évolution de la température le long d'un tube d'un échangeur à hélium. Température interne de la cavité : 1000°C

puissance surfacique incidente visible. Cela se répercute sur la température de sortie du gaz (figure 3.2.5) qui influence favorablement le rendement du cycle thermodynamique. Par contre cela produit évidemment une augmentation de la surface de captation.

D'autre part si le flux décroît, la vitesse d'écoulement et par conséquent le coefficient de transfert diminuent. Enfin on note une modification sans importance du diamètre optimum des tubes.

Le choix du niveau de puissance solaire surfacique se porte sur une valeur relativement basse de 50 kW/m^2 , valeur moyenne mesurée sur le tube.

Pour une cavité donnée (température connue) et un flux choisi, examinons l'importance de la température des matériaux (figure 3.2.6). Un accroissement de cette dernière conduit à une augmentation de la température d'entrée dans la turbine. Cette augmentation est réduite par la puissance infra-rouge reçue. Celle-ci est pratiquement nulle si la température extrême prescrite est de $1050 \text{ }^\circ\text{C}$. Dans ce cas, la première partie de l'échangeur reçoit le flux IR perdu par la deuxième partie, via la cavité. Le rendement du cycle varie par conséquent dans de grandes proportions. Plus important, la surface de captation augmente rapidement au delà d'une certaine limite. Cette limite, correspond à la température maximale des matériaux égale à celle des parois internes de la cavité.

La procédure de dimensionnement optimise le rendement final en ajustant le diamètre. Qu'advient-il si l'on s'écarte de cet optimum ? Si l'on choisit un tube plus petit (fig. 3.2.7) la vitesse d'écoulement est directement augmentée pour assurer le même débit. Le coefficient de transfert est donc amélioré ce qui diminue la surtempérature paroi-gaz. Mais une vitesse plus grande conduit à des pertes de charges supérieures donc à un rapport de compression plus grand. Globalement, toutefois, ces effets s'annulent pratiquement et l'optimum n'est pas très marqué. Le diamètre peut être choisi à l'intérieur d'une certaine plage.

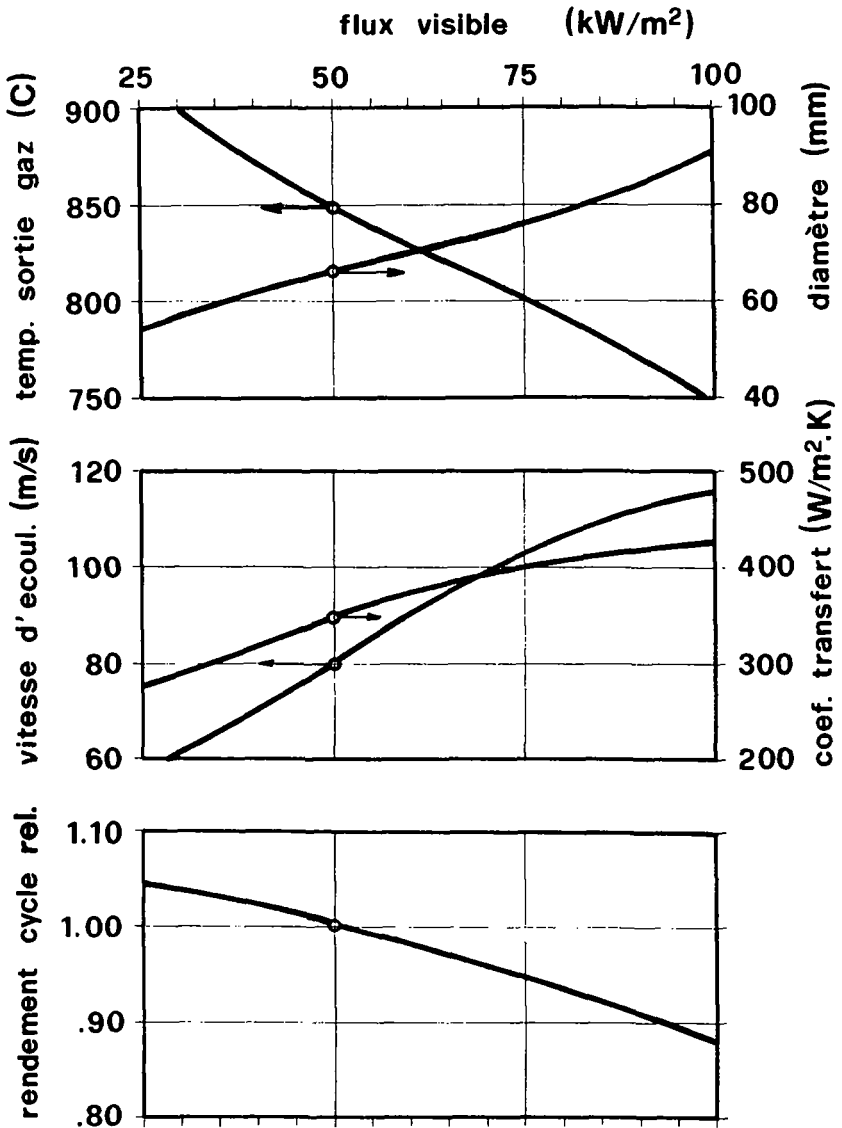


Figure 3.2.5 : conséquences d'une variation du flux visible sur un échangeur de cycle ouvert. Température interne de la cavité : 1000°C

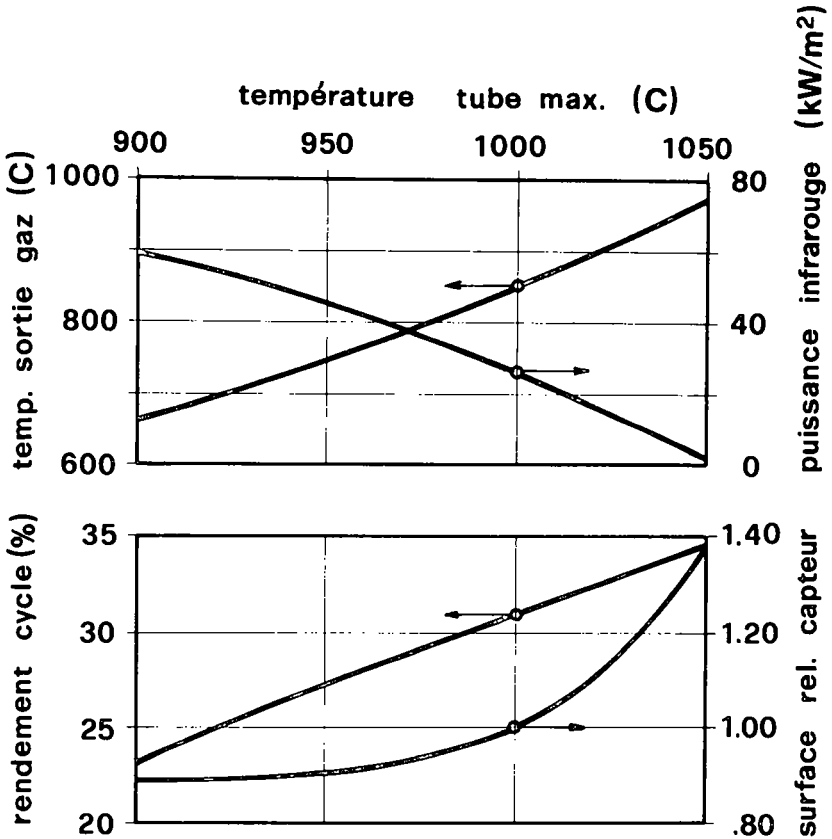


Figure 3.2.6 : conséquences d'une variation de température extrême du tube sur un échangeur de cycle ouvert. Température interne de la cavité constante : 1000°C

Pour le cycle à hélium on dispose d'un paramètre supplémentaire : le niveau de pression. Contrairement au receveur externe le rendement de captation est presque insensible à la pression interne. Seul le rendement du cycle en est affecté. La sensibilité relative du rendement global autour du point de référence ($P=4.0$ MPa) est de 1.3%/MPa soit la moitié de la valeur de la chaudière externe.

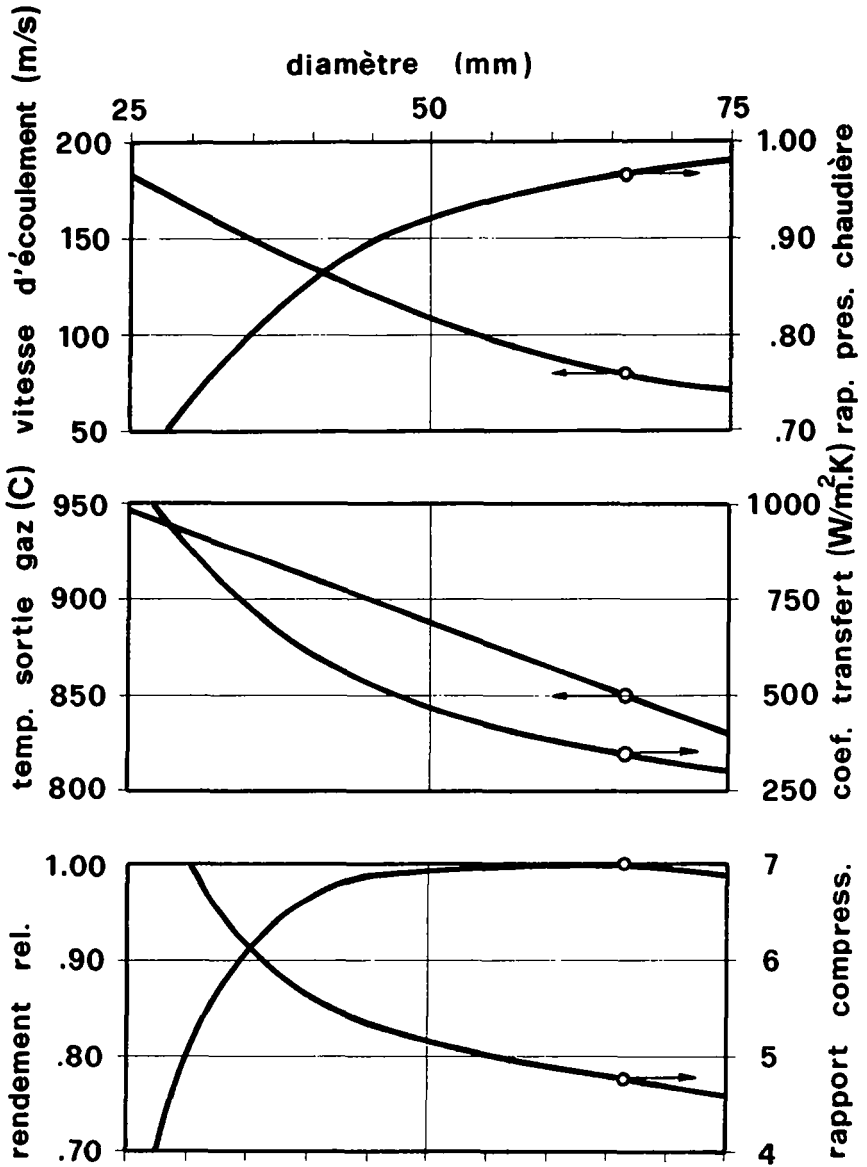


Figure 3.2.7 : conséquences d'une variation du diamètre des tubes d'un échangeur de cycle ouvert

La table 3.2.1 est le résultat de la procédure de dimensionnement de la cavité à air et à hélium. Avec ces deux gaz, les dimensions extérieures du receveur sont identiques. Les températures de l'échangeur du cycle fermé sont plus basses, la surface de transfert plus faible mais le flux IR plus important. Les températures des parois internes de la cavité sont identiques, donc les rendements finaux de captation sont très proches. Par rapport à la chaudière externe, la température extrême des matériaux est réduite de 50 °C dans les deux cas.

Pour les deux cavités, la perte par obstruction s'élève à 2.4%. De la puissance pénétrant dans la cavité, 86% sont captés, les pertes thermiques étant essentiellement radiatives (11%). Les pertes par conduction (1.7%) au travers des parois bien isolées sont plus importantes que la déperdition par convection (0.9%) due au courant naturel qui s'établit par l'ouverture.

Pour le cycle ouvert, nous choisissons un diamètre extérieur des tubes de 54 mm au lieu des 72 mm optimaux. Cette option entraîne une baisse de rendement négligeable mais elle réduit les niveaux des contraintes maximales. Ce diamètre plus petit a pour conséquence une vitesse de circulation élevée, donc une perte de charge importante.

Finalement, une centrale à hélium nécessite 2700 kW thermiques (captés) de moins (7%) que sa concurrente à air, bien que, par rapport à celle-ci, la température autorisée des matériaux soit réduite de 50 °C pour tenir compte des sollicitations plus importantes causées par la pression interne.

	OUVERT	HELIUM	
<u>CAVITE</u>			
o température équivalente	950	950	°C
o surface de paroi	750	750	m ²
o puissance reçue (plan infini)	42500	39800	kW
o pertes			
- obstruction	1020	950	kW
- conduction	700	700	kW
- convection	360	350	kW
- rayonnement	4600	4500	kW
o rendement global	84	84	%
<u>ECHANGEUR</u>			
o puissance captée	35800	33300	kW
o température			
- entrée du gaz	445	525	°C
- sortie du gaz	825	830	°C
- matériau max.	950	900	°C
o tubes			
- diamètre	54/47	36/26	mm
- longueur	10	10	m
- nombre	260	290	
- coef. de transfert	470	1840	W/m ² -K
- puissance captée	140	115	kW/t.
o chiffres caract.			
- Reynolds	2.3	0.8	10 ⁵
- Nusselt	340	160	
- unités de transfert	.83	.66	
- perte de charge	8	1	%
- vitesse d'écoulement	110	67	m/s
o panneaux			
- nombre	15	15	
- dimensions	3x5	3x5	mxm
- nombre de tubes/panneau	18	20	
<u>CYCLE</u>			
o pression max.	0.48	4.0	MPa
o rapport de pression	4.8	2.3	
o rendement	28.5	30.7	%

Table 3.2.1 : caractéristiques d'une chaudière à cavité

3.3 Sélectivité microscopique

Les pertes thermiques d'une chaudière solaire à gaz sont essentiellement de nature radiative, proportionnelles au coefficient d'émission, ou émissivité, de la surface, ϵ . L'absorption de la puissance incidente dépend directement de l'absorptivité α dont la valeur est généralement proche de ϵ . Une surface est sélective lorsque ces deux valeurs sont différentes; la sélectivité étant définie par le rapport :

$$S = \alpha / \epsilon$$

Un capteur solaire idéal absorberait tout le rayonnement visible et n'émettrait aucun rayonnement infrarouge. Malheureusement, même théoriquement, cela est impossible en vertu de la loi de Kirchhoff. En effet, la distribution de flux émis par un corps noir est caractérisée par la loi de Planck, illustrée par les figures 3.3.1 et 3.3.2. Le soleil, assimilé à un corps noir porté à environ 5700 °K, et une surface noire à 1000 °K émettent une partie de leur rayonnement dans la même gamme de longueur d'onde, comprise entre 1 et 2 μm .

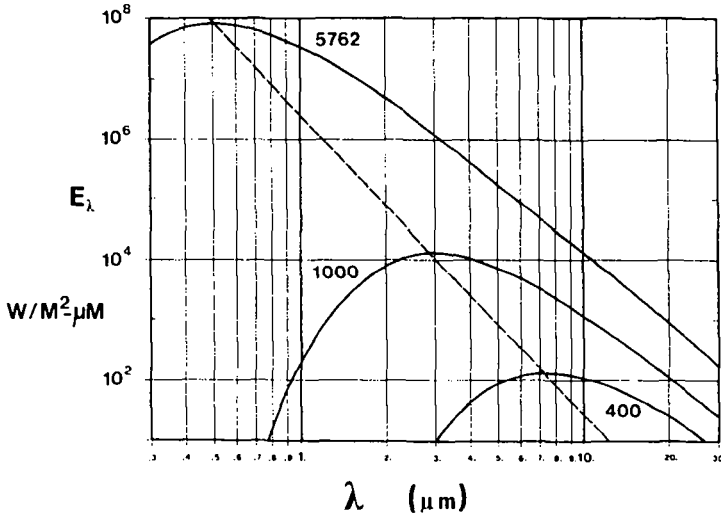


Figure 3.3.1 : distribution spectrale d'énergie rayonnante pour des corps noirs à 5762/1000/400 °K

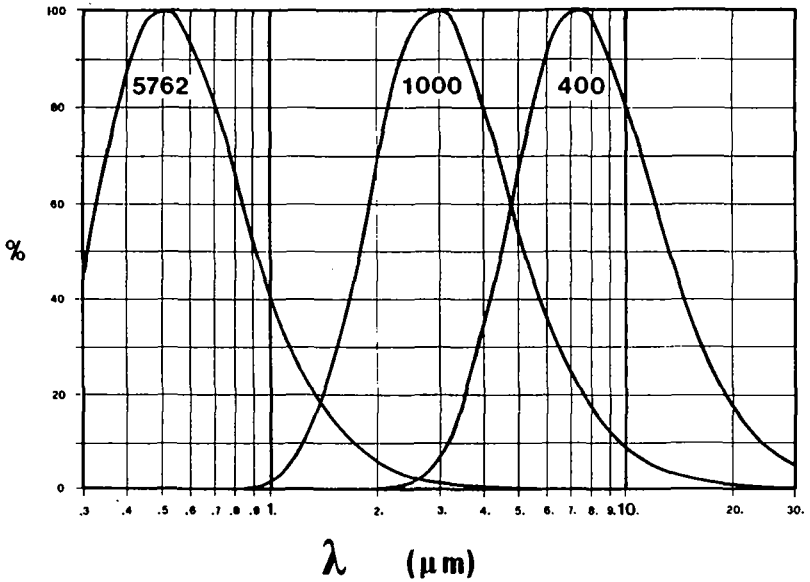


Figure 3.3.2 : distribution spectrale sous forme adimensionnelle

La couche sélective idéale aurait une absorptivité spectrale égale à l'unité pour les courtes longueurs d'ondes et nulle au delà d'une certaine limite, appelée "longueur d'onde de coupure" (Fig. 3.3.3).

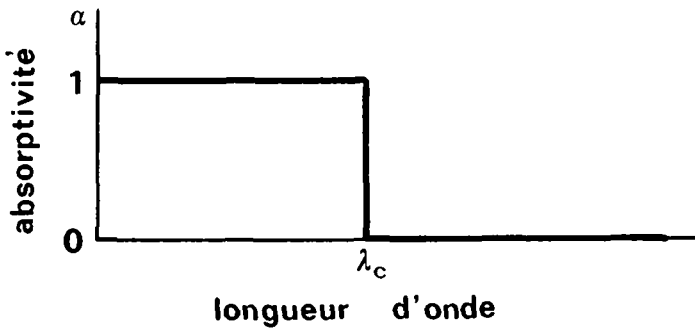


Figure 3.3.3 : absorptivité spectrale idéale

Naturellement cette longueur d'onde de coupure est déterminée par le critère imposé, et est fonction de la température. Si l'on cherche à maximiser la sélectivité, elle est de $2.5 \mu\text{m}$ à température ambiante et de $0.8 \mu\text{m}$ à 900°C . On constate (Fig. 3.3.4) que ce critère n'est pas adapté aux températures élevées puisque l'absorptivité atteint des valeurs très basses. Pour une température donnée, il s'agit donc de trouver λ_c par un compromis entre absorptivité et sélectivité.

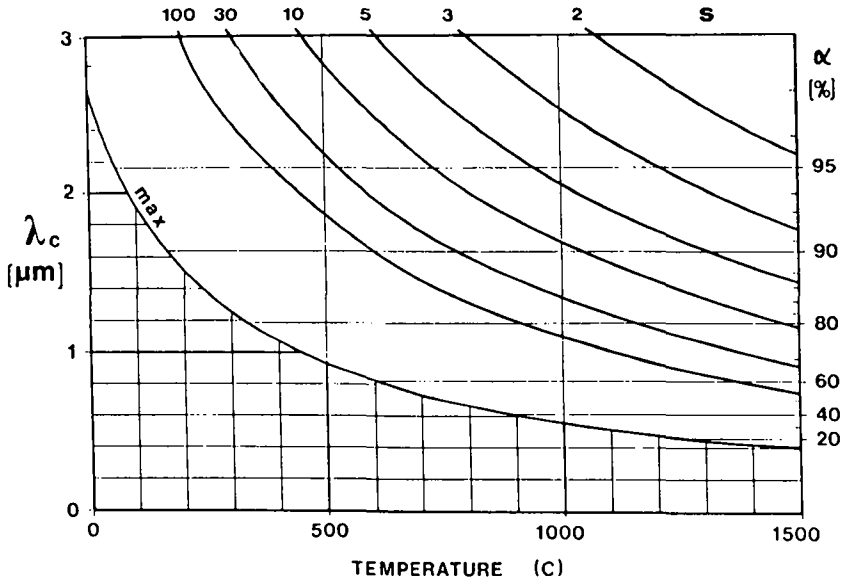


Figure 3.3.4 : sélectivité et absorptivité en fonction de la longueur d'onde de coupure et de la température

Le critère ad-hoc est de maximiser le rendement de captation pour une température et une concentration données. La figure 3.3.5 est une évolution de la figure précédente où le rendement optimum est représenté en fonction

du flux incident. Un coefficient de convection élevé ($h = 20 \text{ W/m}^2\text{K}$) est supposé. Ce coefficient affecte quantitativement mais non qualitativement le rendement (c'est-à-dire sa valeur et non son allure). Le choix de la longueur d'onde de coupure est donc indépendant du terme convectif. La partie hachurée obliquement représente une zone de rendement négatif.

En conclusion, une couche doit être très sélective si la température est basse et/ou si la concentration est faible. Ce n'est pas le cas d'une chaudière solaire à gaz où, pour un flux incident de l'ordre de $300/500 \text{ kW/m}^2$ une température moyenne de $900 \text{ }^\circ\text{C}$, la longueur d'onde de coupure optimale est de $1.8/2.2 \text{ }\mu\text{m}$, ce qui correspond à une absorptivité de 92/95% et à une émissivité de 9/19%. Muni de cette couche idéale, un receveur externe est concevable. Par contre, en raison de l'effet de cavité, cela ne s'applique pas aux chaudières internes.

Les couches réelles disponibles diffèrent notablement des surfaces idéales. On peut être amené à comparer les caractéristiques de la couche sélective A à celles de B. Une absorptivité supérieure s'accompagne généralement d'une émissivité plus grande. Dans ce cas on définit un chiffre caractéristique χ (Fig. 3.3.6) permettant la comparaison des propriétés de A et de B pour une température et un flux prescrits.

$$\chi = \frac{\alpha_A - \alpha_B}{\epsilon_A - \epsilon_B}$$

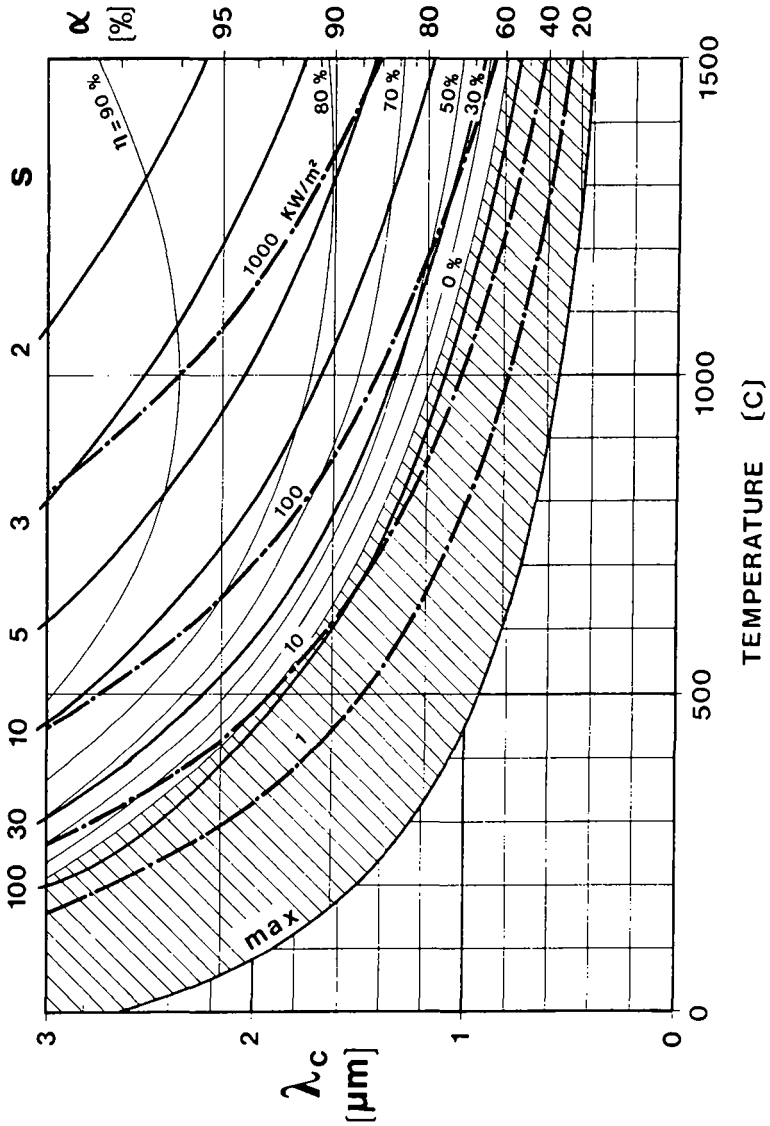


Figure 3.3.5 : longueur d'onde de coupure optimale en fonction de la température et du flux incident

Ainsi, par exemple, pour une température de 750 °C et un flux de 200 kW/m² le chiffre caractéristique vaut :

$$\chi = 0.3$$

Donc si l'absorptivité de A est supérieure de 3% à celle de B, il faut que son émissivité soit au maximum 10% plus grande que sa concurrente pour être choisie.

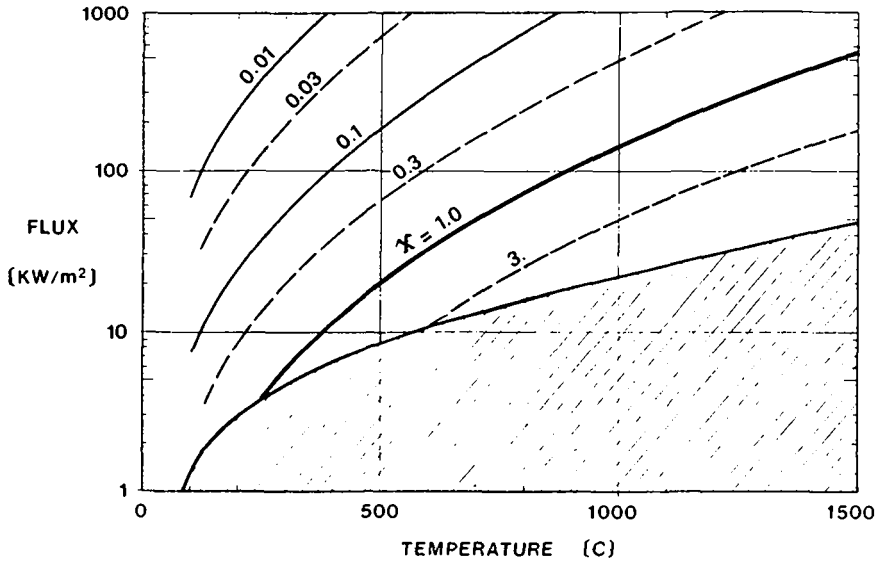


Figure 3.3.6 : chiffre caractéristique de comparaison émissivité/absorptivité

Les surfaces sélectives réelles sont nombreuses et de natures différentes. On peut distinguer (2), suivant le phénomène physique entrant en jeu, cinq catégories de matériaux sélectifs (Fig. 3.3.7) :

- les matériaux intrinsèquement sélectifs,
- les "couches tandems" : une couche semiconductrice recouvre un film réfléchissant l'infrarouge,
- les "couches d'interférence" : c'est une alternance de couches diélectriques et de films métalliques,
- les "couches diffusantes",
- les "les couches à effet de texture".

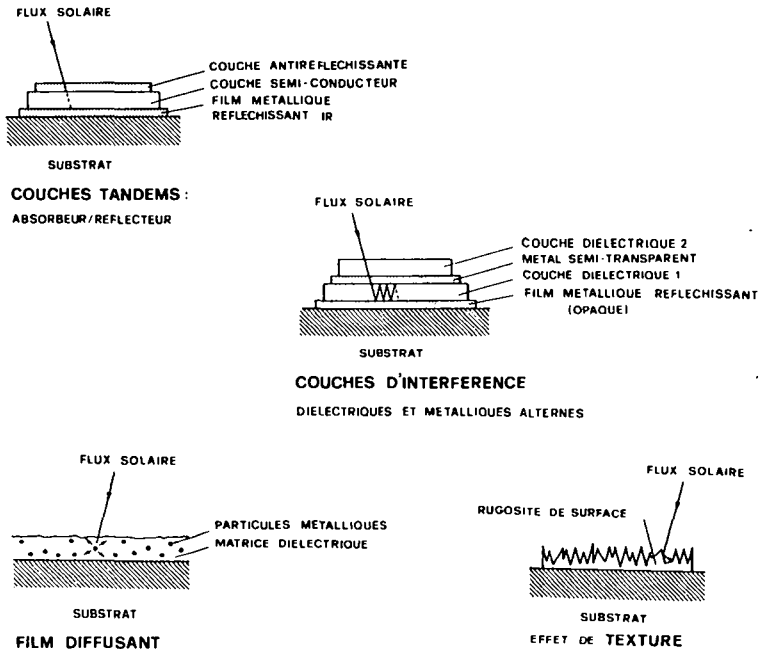


Figure 3.3.7 : couches sélectives microscopiques, selon (2)

En l'état actuel de la recherche, il semble que seules les couches à effet de texture et éventuellement les couches d'interférence soient stables à haute température. La figure 3.3.8 représente une surface sélective à effet de texture.

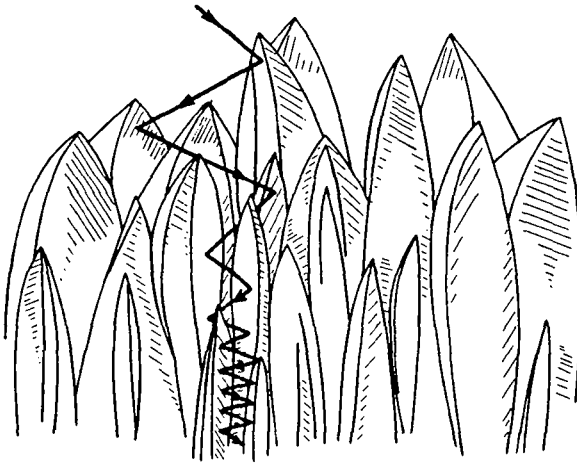


Figure 3.3.8 : surface sélective à effet de texture du type dendrite
(échelle : micron)

Différentes surfaces à effet de texture, destinées à la centrale d'Almería, ont été mesurées sur le stand de reflectométrie du LTA (10). Ce stand permet la mesure de la réflectivité angulaire d'un objet placé en son centre et illuminé par une source quasi-ponctuelle, émettant un faisceau de rayons parallèles (Fig. 3.3.9).

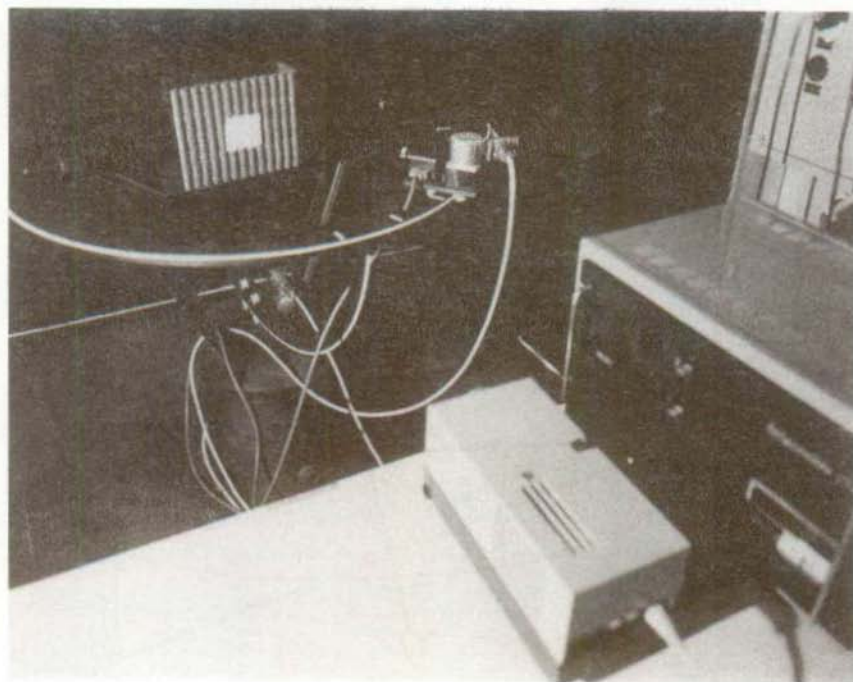


Figure 3.3.9 : stand de réflectométrie

L'absorptivité se calcule par intégration numérique des mesures de réflectivité angulaire. La source est alors un projecteur de diapositives, muni d'un téléobjectif, dont la lampe à halogène est supposée proche de 5000°K . Ce projecteur est fixe alors que la surface est mobile afin de varier l'angle d'incidence. Une sonde, mue par deux moteurs pas à pas, se déplace sur une hémisphère. La puissance réfléchie est ainsi mesurée en fonction des trois angles Θ , φ et δ (Fig. 3.3.10). La commande des moteurs ainsi que l'acquisition et le traitement des données sont effectués automatiquement par un miniordinateur.

Pour chaque couche ce sont quelques 250 mesures qui sont effectuées. Le résultat des plaques n^o 19 et n^o 35 est représenté par la figure 3.3.11. On constate que la direction préférentielle de réflexion est très différente entre ces deux couches. Il n'est donc pas possible de donner une formulation mathématique de la loi de réflectivité angulaire. Pour l'étude théorique ultérieure nous adoptons la loi en cosinus de Lambert.

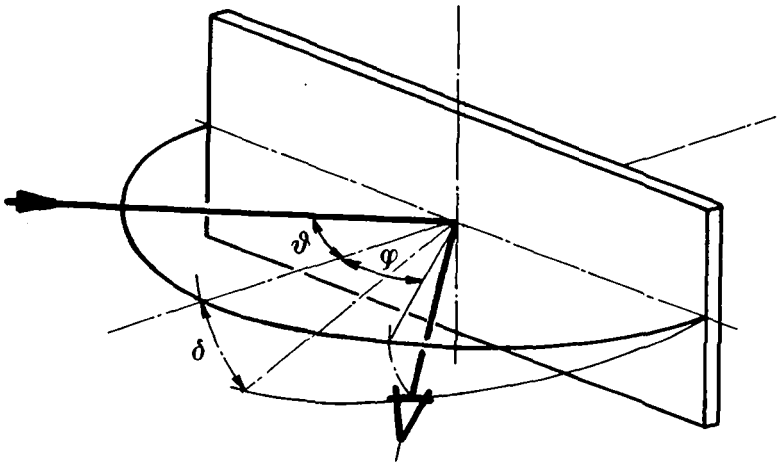
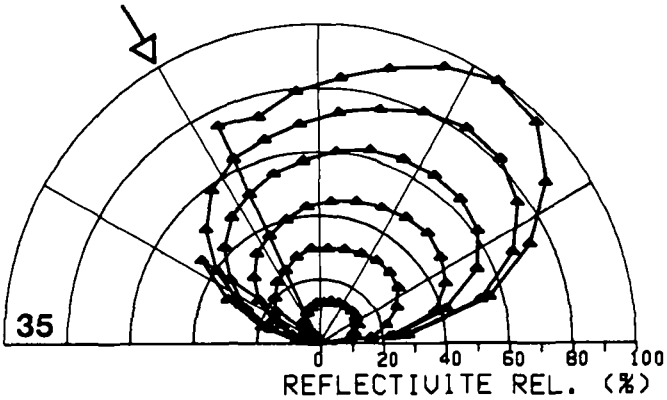
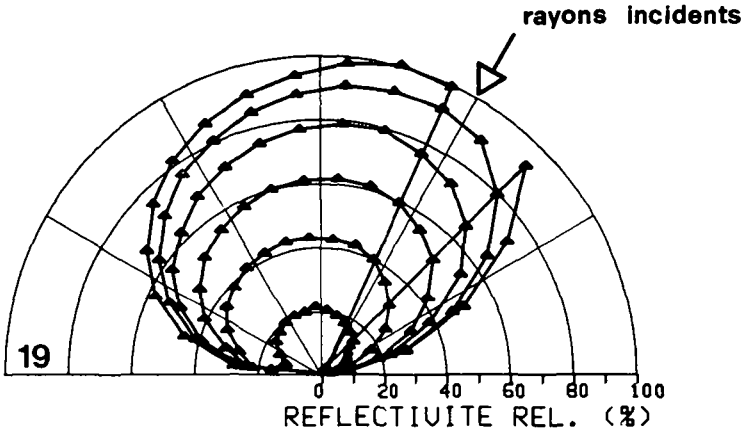


Figure 3.3.10 : réflectivité angulaire - Angles d'incidence Θ , de latitude φ et de longitude δ

ANGLE D'INCIDENCE : 30 (DEG)
REFLECTIVITE TOTALE : 9.8 (%)



FLUX DE REFERENCE : 17.2 (W/M2)

SURFACE DE REFERENCE : 28.3 (CM2)

EPFL-LTA

Figure 3.3.11 : réflectivité angulaire de deux couches sélectives résistantes à hautes températures.

D'autre part la réflectivité globale augmente avec l'angle d'incidence. Entre 0 et 45° d'incidence, pour l'ensemble des échantillons mesurés, l'augmentation relative du coefficient de réflexion est comprise entre 10 et 25%. Enfin, sans pouvoir fournir d'explication physique, on constate une très légère modification de l'absorptivité à hautes températures.

La table 3.3.1 résume les caractéristiques des 5 couches concurrentes. L'absorptivité correspond à un flux incident à 45° et l'émissivité est mesurée à environ 100 °C.

échantillon n°	absorptivité $\Theta = 45^\circ$	émissivité $T = 100^\circ\text{C}$	sélectivité
11	94 %	85 %	1.1
19	92 %	70 %	1.3
22	93 %	73 %	1.3
35	94 %	87 %	1.1
99	95 %	89 %	1.1

Table 3.3.1 : caractéristiques des couches retenues pour la centrale d'Almeria

Force est de constater que les surfaces noires stables à haute température ne sont pas véritablement sélectives. En tenant compte du vieillissement, on peut admettre qu'une couche typique de centrale solaire à gaz possède les caractéristiques suivantes :

$$\alpha = 90 \%$$

$$\epsilon = 80 \%$$

3.4 Répartition de flux sur les tubes

La répartition de flux sur les tubes de la chaudière est importante car elle conditionne leur champ de température.

Une répartition peu uniforme des zones à haute température ou un gradient localement élevé peuvent entraîner des niveaux de contraintes insupportables.

Considérons la géométrie adimensionnelle de la figure 3.4.1 qui représente une partie d'une section de la cavité. Les tubes sont disposés en parallèle à une certaine distance de la paroi, celle-ci jouant le rôle de réflecteur pour la fraction de tube non exposée directement aux rayons solaires.

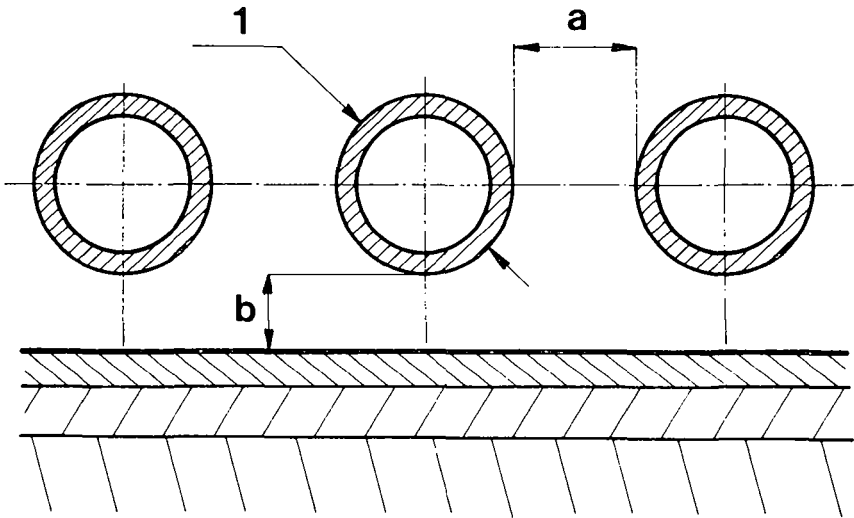


Figure 3.4.1 : coupe à proximité de la paroi de la cavité

Examinons comment la puissance visible est réfléchi localement. Quatre paramètres vont intervenir dans le calcul : l'espacement relatif des tubes,

α , leur écartement de la paroi, b , leur absorptivité, α_t , et l'absorptivité du mur, α_m . De l'ouverture orientée au Nord, l'angle de vue du champ d'héliostats est d'approximativement 60° dans un plan vertical. Il atteint ou dépasse 90° dans un plan perpendiculaire au précédent et au plan d'ouverture. C'est pourquoi, nous admettons que, localement, le flux visible incident est homogène à l'intérieur d'un cône d'axe normal au mur et de demi-angle d'ouverture β (numériquement nous choisissons : $\beta = \pi/4$).

La méthode de calcul retenue est entièrement numérique. Le tube, la paroi et l'ouverture sont donc segmentés (Fig. 3.4.2). Chaque segment est délimité par ses deux extrémités dans le plan XY , est infiniment long selon l'axe longitudinal Z et comprend un noeud en son centre. La section du tube se ramène alors à un polygone. La géométrie tube-paroi étant répétitive, il existe deux axes de symétrie (GH et VK) que l'on considère comme des miroirs parfaits, c'est-à-dire à réflectivité purement spéculaire et à absorptivité nulle.

Dans le chapitre précédent nous avons conclu que la répartition angulaire de puissance réfléchiée varie beaucoup d'une couche absorbante à une autre. En conséquence nous choisissons de modéliser ces réflexions multiples par une loi Lambertienne, c'est-à-dire une loi de réflexion purement diffuse sans direction privilégiée. Pour connaître la réflectivité d'un point du plan XY en direction d'un côté du tube polygonal d'axe Z , il faut calculer l'intégrale :

$$R = \int_0^\pi \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} r_\theta \sin \theta \, d\theta \, d\varphi$$

ce qui conduit au résultat suivant :

$$R = \rho/2 \, |\cos \psi_2 - \cos \psi_1|$$

ou ψ_1 et ψ_2 sont les deux angles de vue des extrémités du segment depuis le point considéré dans le plan XY (Fig. 3.4.3) et ρ le coefficient habituel de réflectivité.

Par un calcul analogue, on trouve le pourcentage de flux issu d'un noeud de l'ouverture en direction d'un segment :

$$I = \frac{1}{\pi(1-\cos\beta)} \left[\cos\beta \left(\operatorname{acos} \frac{\cotan\beta}{\tan\psi_1} - \operatorname{acos} \frac{\cotan\beta}{\tan\psi_2} \right) \right. \\ \left. + \operatorname{asin} \left(\cos\psi_2 \sqrt{\tan^2\psi_2 - \cotan^2\beta} \right) \right. \\ \left. - \operatorname{asin} \left(\cos\psi_1 \sqrt{\tan^2\psi_1 - \cotan^2\beta} \right) \right]$$

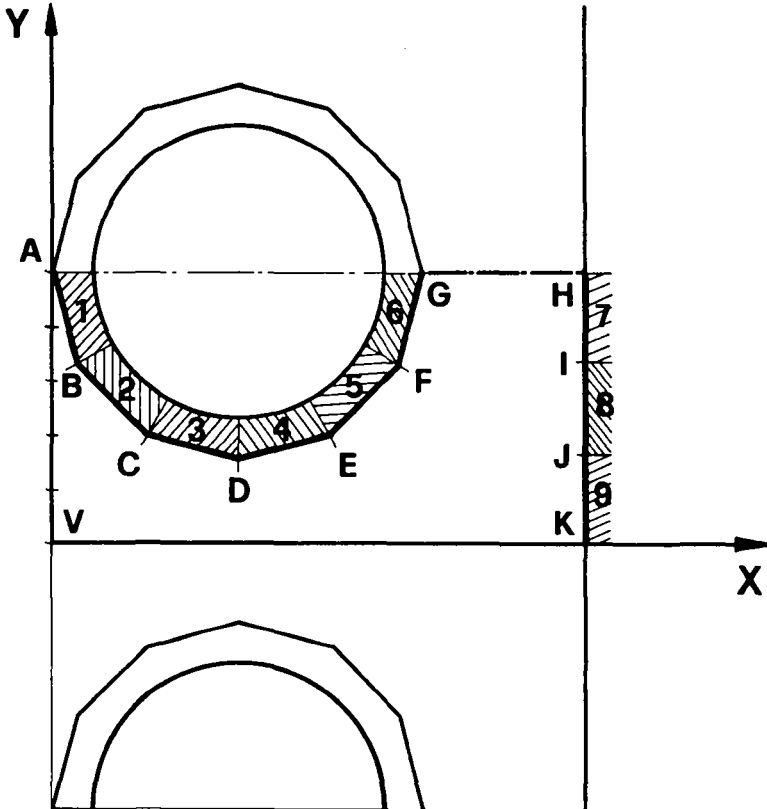


Figure 3.4.2 : discrétisation de la géométrie tube-paroi

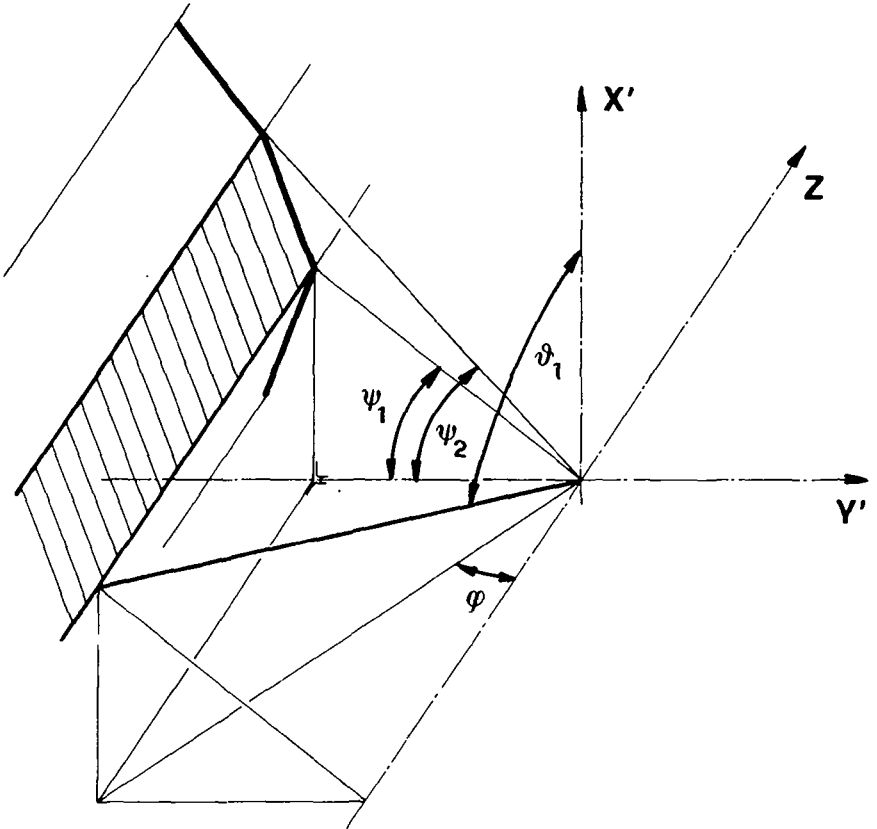


Figure 3.4.3 : réflectivité en direction d'un plan (hachuré)

La méthode numérique consiste à générer les coordonnées bidimensionnelles des extrémités des segments et des noeuds, puis à calculer les angles de vue et à trouver les différents facteurs R et I selon les expressions précédentes. Chaque noeud situé dans le segment AV (sur la figure 3.4.2) génère un certain nombre de vecteurs compris dans le cône défini. Chaque vecteur généré est suivi individuellement jusqu'à sa disparition complète. Il frappe tout d'abord un segment qui absorbe une partie de son énergie et crée autant de vecteurs secondaires qu'il y a de noeuds visibles depuis le point d'impact.

Chaque vecteur secondaire se dirige ensuite vers un noeud auquel il laisse la même fraction d'énergie... et ainsi de suite. En raison des miroirs fictifs un noeud peut se renvoyer un vecteur sur lui-même.

La figure 3.4.4 représente l'absorptivité totale au rayonnement visible, direct, α_t^e , d'un tube recouvert d'une couche noire ($\alpha_t = 0.9$) en fonction des deux paramètres d'espacement. La partie supérieure est calculée pour une paroi très réfléchissante ($\alpha_m = 0.2$) alors que la partie inférieure correspond à un mur noir ($\alpha_m = 0.8$). On en déduit le lieu des optima qui est à peu près identique quelle que soit la réflectivité du mur :

$$b = 2/3 a$$

Par contre l'aspect du mur est important quantitativement pour le tube puisque l'énergie visible qu'il absorbe en dépend (table 3.4.1).

α_m	0.2	0.5	0.8
α_t^e	70 %	62 %	55 %

Table 3.4.1 : absorptivité totale moyenne d'un tube noir pour la géométrie standard ($a = b = 1$) - définie par rapport au flux traversant AV

On définit le degré d'homogénéité d'absorption comme étant le rapport des flux minimum et maximum qui sont localement absorbés à la périphérie du tube. Avec une paroi de cavité noire il n'est pas question d'obtenir une bonne répartition circumfériente (flux min/flux max = 6 % pour le point de référence de la figure 3.4.5). Par contre, avec une paroi réfléchissante, le

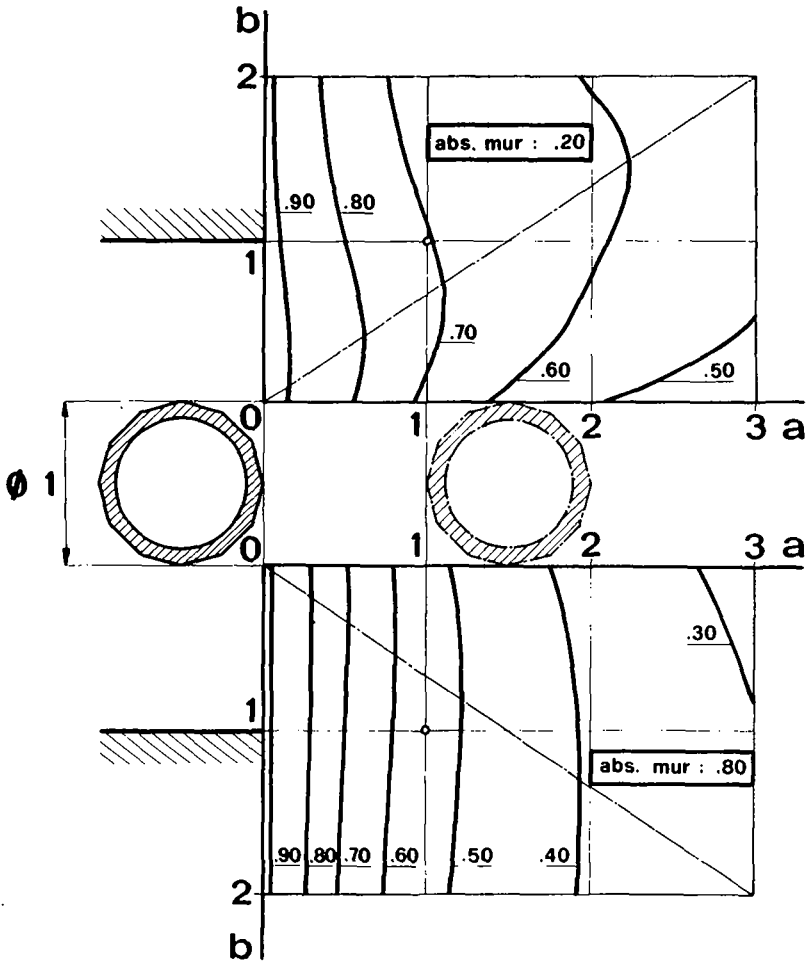


Figure 3.4.4 : absorptivité totale effective d'un tube noir en fonction des écartements

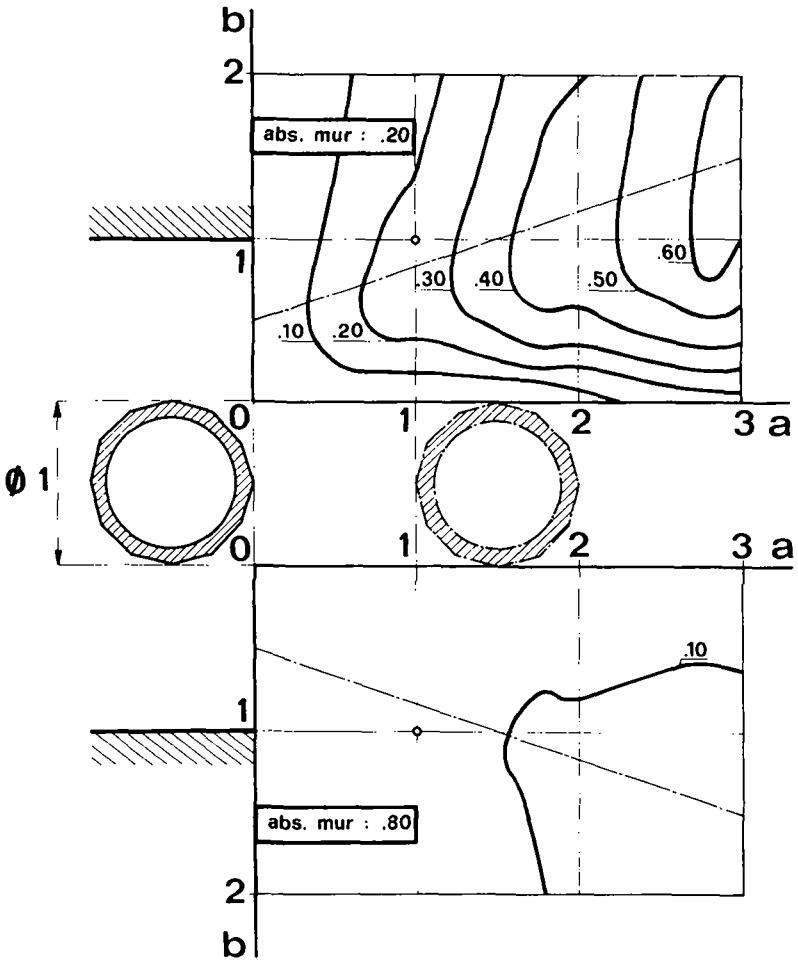


Figure 3.4.5 : rapport d'absorptivités minimale et maximale locales, effectives, en fonction des écartements.

degré d'homogénéité est bien amélioré (au point standard, il vaut 22 %). Dans tous les cas on peut disposer le mur de façon à maximiser ce rapport, pour un écartement de tubes donné. En effet, ce lieu est indépendant de α_m et s'écrit :

$$b = \frac{1}{2} + \frac{1}{3} a$$

La répartition de la puissance absorbée, visible, directe, est représentée par la figure 3.4.6 pour une paroi réfléchissante et différentes géométries possibles.

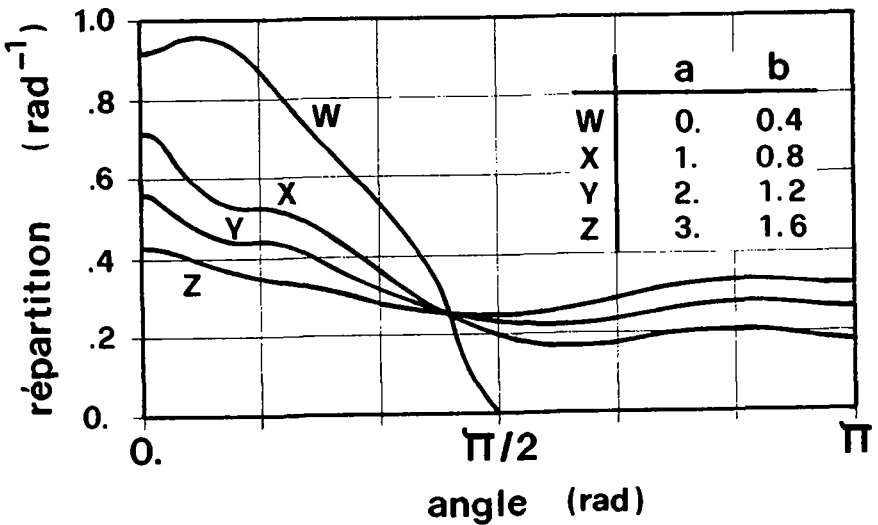


Figure 3.4.6 : répartition de flux direct absorbé à la périphérie du tube avec un mur réfléchissant

En raison de l'effet de cavité la puissance visible qui est réfléchiée et qui s'échappe par le segment (AV) n'est que très partiellement perdue pour l'ensemble de l'échangeur. En effet, elle constitue un flux visible secondaire - que nous appelons "diffus" - qui est absorbé, en grande partie, par le reste de la cavité. Cette portion de flux diffus finalement captée

par le tube ou par le mur peut s'évaluer à l'aide du rapport de cavité et vaut :

$$\frac{(\alpha_m^e + \alpha_t^e)(1 - \alpha_m^e - \alpha_t^e)(1 - C)}{C + (\alpha_m^e + \alpha_t^e)(1 - C)}$$

On applique ensuite la même méthode de calcul à ce flux diffus : on détermine l'absorption supplémentaire de chaque segment de tube pour un flux homogène traversant l'ouverture AV et compris dans un cône de demi-angle égal à $\pi/2$. La figure 3.4.7 représente un exemple de répartition périphérique de la puissance solaire visible directe et diffuse.

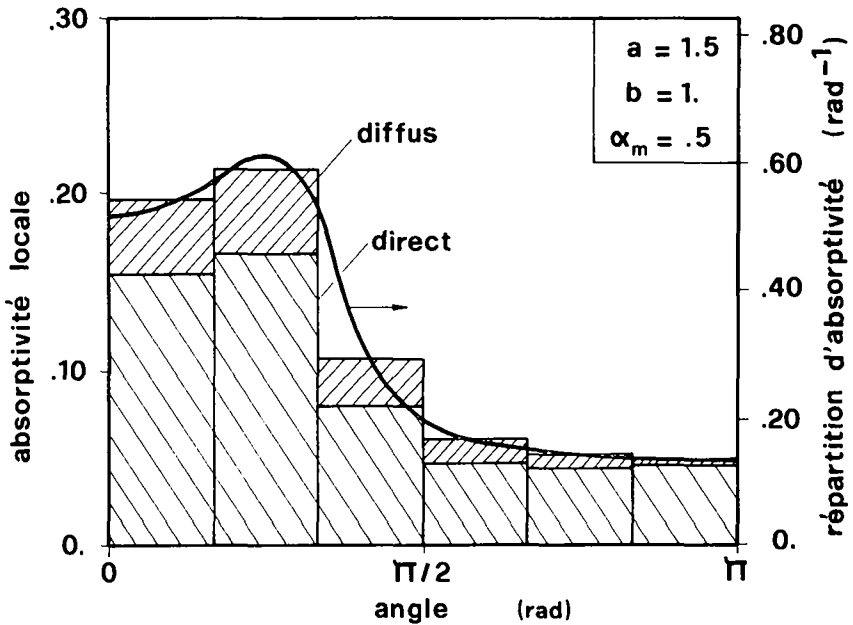


Figure 3.4.7 : répartition angulaire sur le tube des deux composantes du flux solaire absorbé - rapport de cavité C modéré, égal à 0.1 -

La répartition de la puissance visible, directe et diffuse, absorbée par le tube se calcule ensuite angulairement à l'aide d'une série de Fourier approximant les fonctions obtenues.

4. CONTRAINTES SUR LES TUBES DE LA CHAUDIERE

L'échangeur est situé au sommet d'une tour d'une hauteur avoisinant la centaine de mètres pour une petite centrale de 10 MWe et d'environ 250 mètres pour une unité plus importante de 100 MWe. Pour cette raison il n'est pas envisagé de remplacer la chaudière pendant toute la durée de l'exploitation. Etant donné la température élevée atteinte localement par les tubes et le niveau de puissance très variable à transférer en raison des conditions météorologiques, il est permis de douter de la tenue des matériaux pour la durée de vie de la centrale que l'on estime à trente années. Le fluage à haute température ainsi que la fatigue due au cyclage condamnent-ils les centrales à gaz ?

Nous étudions tout d'abord le champ de température instationnaire dans la section de tube la plus sollicitée. Ceci nous permet de déduire l'évolution des contraintes et déformations ainsi que le dommage par cyclage. La durée de vie approximative et la marge de sécurité par rapport à la rupture sont ainsi connus. Cette démarche est appliquée au cycle ouvert et au cycle fermé à hélium, plus délicat en raison de la pression interne. Les pressions maximales respectives sont de 6 bar et 40 bar.

4.1 Le champ de température instationnaire

La chaudière est composée de panneaux identiques tapissant les parois exposées. Sur chaque panneau sont fixés des tubes en U, connectés en parallèles à des conduites d'amenées (Fig. 4.1.1).

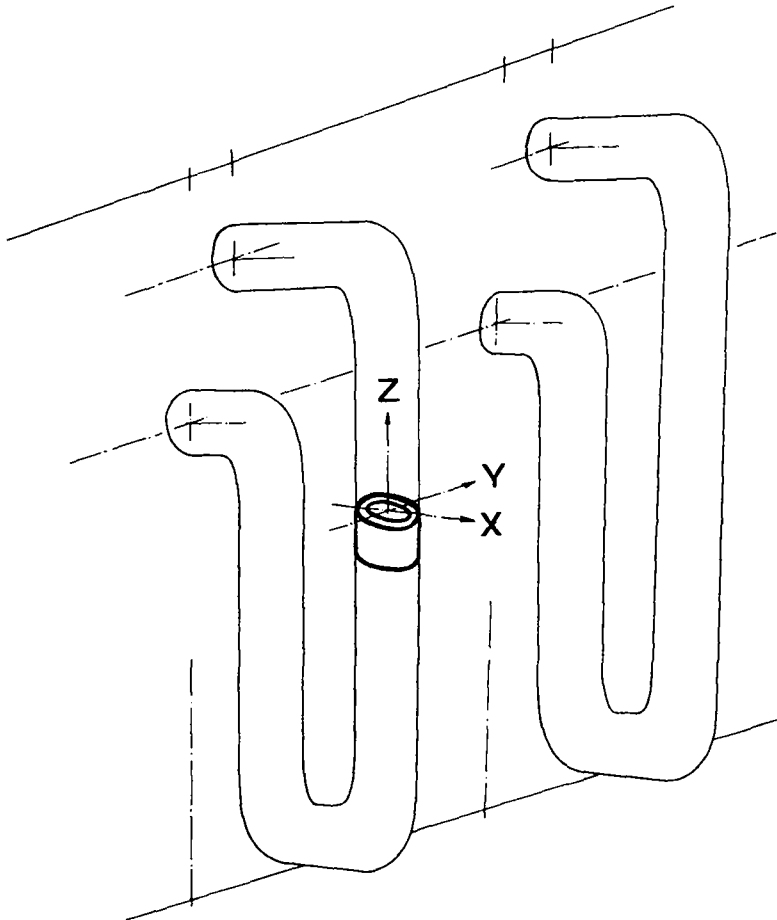


Figure 4.1.1 : panneau de chaudière à gaz

La partie la plus sollicitée est la section de tube proche de la sortie de l'échangeur, là où le fluide atteint les 800°C . Nous la modélisons en la discrétisant en éléments et en lui appliquant les conditions aux limites de flux, de convection et de rayonnement (Fig. 4.1.2). La conduction longitudinale est négligée.

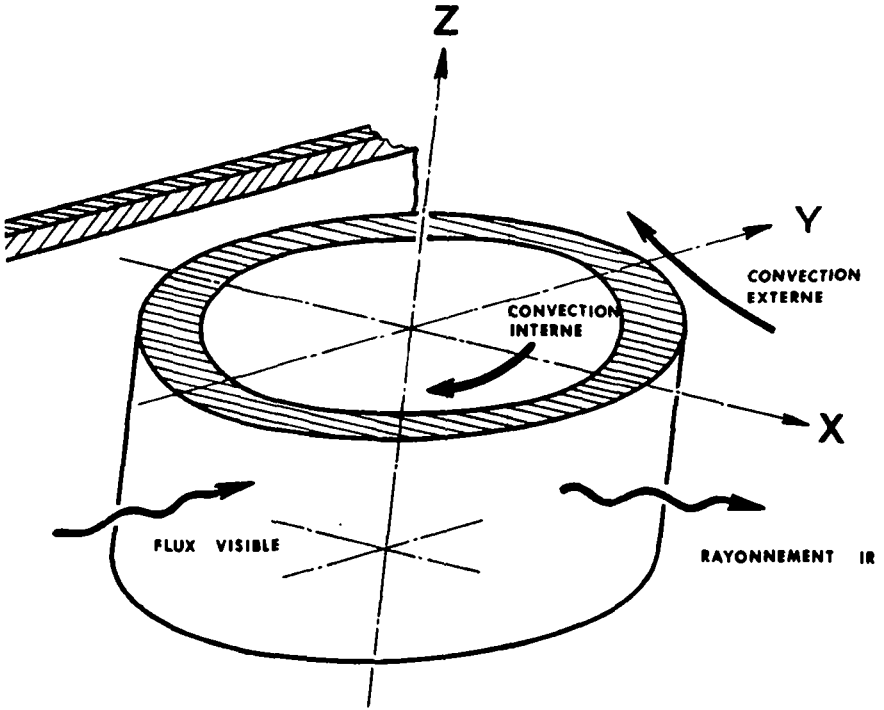


Figure 4.1.2 : conditions thermiques des tubes

La convection forcée à l'intérieur du tube dépend de la section et de la vitesse d'écoulement. Pour nos cas de référence, le chiffre caractéristique de Reynolds vaut environ $2 \cdot 10^5$ pour l'air et $0.8 \cdot 10^5$ pour l'hélium. Les coefficients de transfert correspondant sont respectivement de 400 et $1800 \text{ W/m}^2\text{-K}$.

On fait l'hypothèse d'une température d'entrée du gaz invariable dans l'échangeur. Pour le cycle à hélium, on suppose que la température de sortie est maintenue constante, lors de variations de la puissance incidente, par ajustement continu de la pression. Pour un cycle ouvert cette température de sortie est variable. Dans ce cas, si le débit est gardé constant (cycle sans by-pass) et si les pertes radiatives vers l'extérieur sont faibles en regard de la puissance incidente, on peut appliquer une relation de proportionnalité entre puissance solaire et échauffement dans la chaudière.

Vu de la cavité, les pertes thermiques se produisent par l'ouverture - ce sont des transferts convectifs et radiatifs - et au travers des parois isolantes par conduction puis convection avec l'ambiance. Pour l'extérieur du tube il se produit une perte, déjà mentionnée, en direction de l'ouverture et un transfert interne d'énergie, de nature rayonnante principalement, entre le tube et la cavité. Ce transfert est tantôt une perte, tantôt un gain en raison des inerties thermiques différentes. La figure 4.1.3 représente ces échanges par analogie électrique.

Les pertes convectives par l'ouverture sont difficiles à estimer. Si l'on considère une sphère de volume identique à celui de l'intérieur de la cavité, on peut évaluer le chiffre de Rayleigh à 10^9 soit un coefficient de transfert de l'ordre de $0.5 \text{ W/m}^2\text{-K}$. Ce chiffre peut sembler faible mais il est difficile de le confirmer - ou de l'infirmier - car la littérature n'est pas très abondante sur ce sujet. Quant au facteur de vue moyen du tube, affectant les pertes radiatives en direction de l'ouverture, il est choisi égal à 4%.

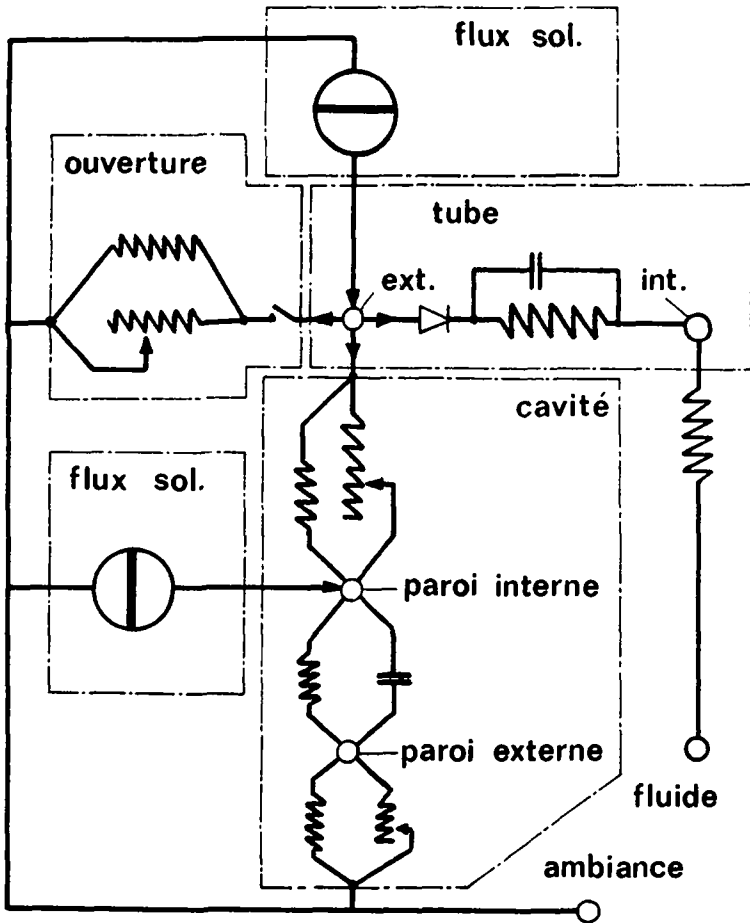


Figure 4.1.3 : analogie électrique des transferts de chaleur dans la cavité

En raison de la grande inertie thermique de la cavité, son refroidissement en soirée est lent. Il semble souhaitable de ralentir celui-ci en obstruant l'ouverture par une porte dès le crépuscule. Les degrés supplémentaires ainsi gagnés à l'aube seront évalués ultérieurement. Pour le calcul thermique du tube, la cavité est modélisée par une seule masse équivalente définie par une constante de temps valant 2.5 heures le jour et 8 heures la nuit (en raison de la porte d'obstruction) et par une surtempérature limite d'équilibre, fonction de la puissance incidente. Pour le cas nominal les températures de parois internes et externes de la cavité sont respectivement de 70°C et 980°C .

Le flux solaire disponible est précisé au chapitre 1. Lors d'un passage de nuages cette puissance atteint une valeur nulle en l'espace d'une minute environ. La modélisation de ce phénomène est idéalisée par des signaux carrés (à changement instantané) définis par le temps à valeur maximale et le temps à valeur nulle (Fig. 4.1.4).

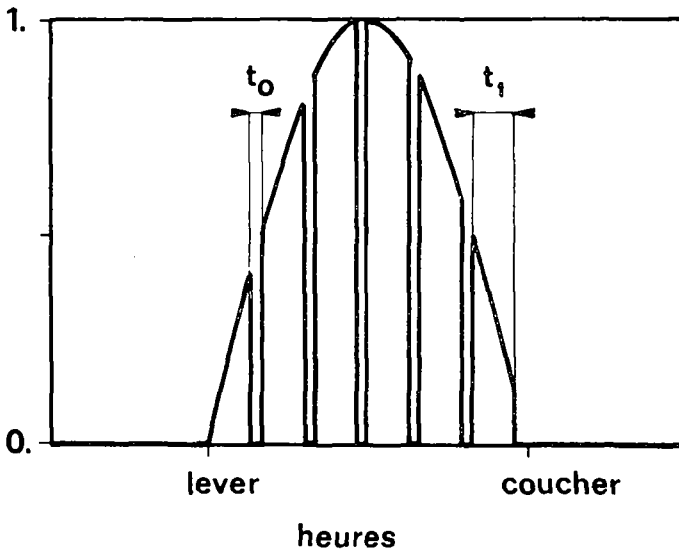


Figure 4.1.4 : puissance solaire disponible idéalisée lors de jours nuageux

Comme nous l'avons vu précédemment, la répartition angulaire de flux sur le tube n'est pas constante. Nous simplifions cette variation circonférentielle à l'aide d'une fonction linéaire (Fig 4.1.5).

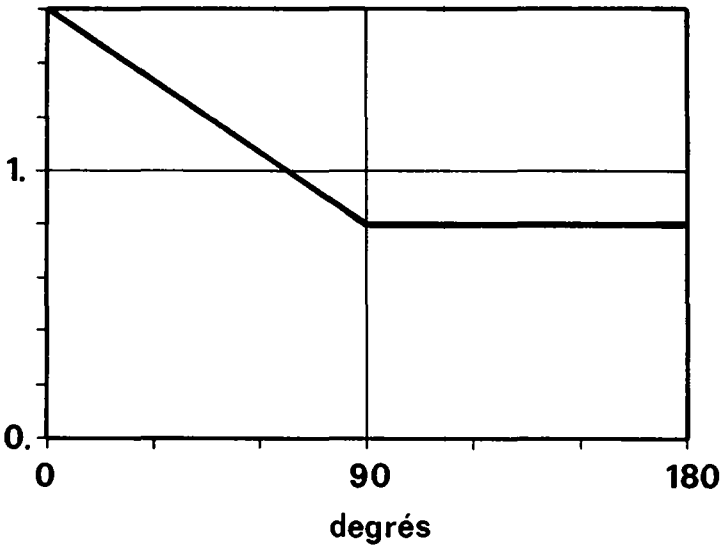


Figure 4.1.5 : répartition circonférentielle du flux visible

Pour le cas de référence, le flux visible moyen absorbé à midi solaire par le tube vaut 50 kW/m^2 ce qui conduit à des puissances surfaciques ponctuelles maximum de 80 kW/m^2 et minimum de 40 kW/m^2 . Pour le cycle ouvert la température maximale locale avoisine les 1000°C pour le point le plus exposé. Pour la chaudière à hélium cette température est plus faible. On serait tenter d'imposer un flux plus élevé afin de rendre la chaudière compacte. Ce serait oublier l'effet néfaste de la pression car, les tubes étant plus épais, les contraintes thermiques sont plus fortes. Pour l'hélium nous optons donc pour une solution modérée en prenant les mêmes valeurs de puissance solaire surfacique visible.

Une méthode numérique, par calculs en éléments finis, est appliquée à un demi-tube seulement en raison de la symétrie des conditions limites. Ce demi-tube est finement discrétisé en 200 éléments triangulaires environ. Il est en alliage d'Inconel 617 et, pour le cas de référence, mesure 36 mm extérieurement pour une épaisseur de 3 mm (air) et 5 mm (hélium). Le calcul est instationnaire et effectué par incréments de temps variant entre 2 et 15 minutes suivant la nébulosité.

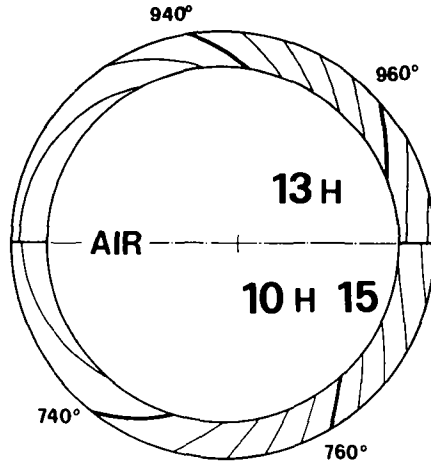


Figure 4.1.6 : exemple de champs de température instationnaire

On examine plus précisément les résultats en 6 points comme l'indique la figure 4.1.7. Le point 2 reçoit le flux le plus élevé, il atteint donc la température la plus grande. Cependant d'un point de vue mécanique le point 5, situé sur la face interne opposée, est plus intéressant.

L'illustration 4.1.8 représente la variation journalière des températures du point 5, de la cavité, du gaz à cet endroit et la somme des échanges radiatifs pour un cycle ouvert et un beau jour. La figure 4.1.9 montre les mêmes grandeurs, au même point, pour deux jours variables types : le premier a une faible fréquence d'obstruction (dégagé : 40 mn, couvert : 20 mn) alors que le second correspond à une nébulosité très changeante (12 mn et 6 mn respectivement).

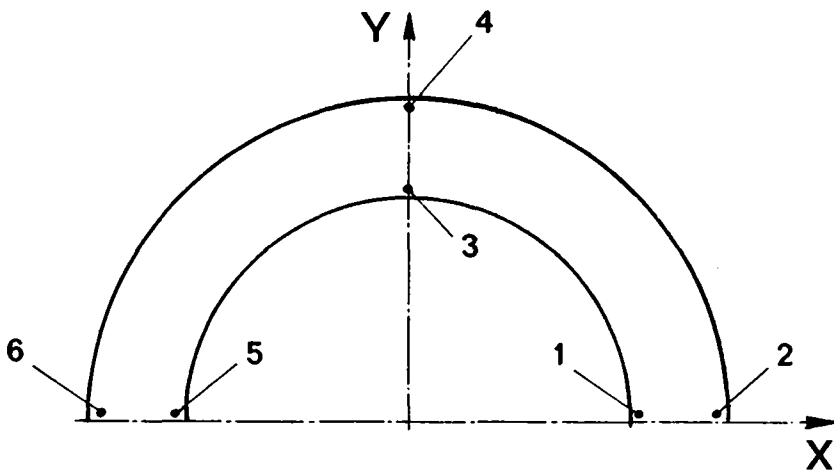


Figure 4.1.7 : points du tube examinés

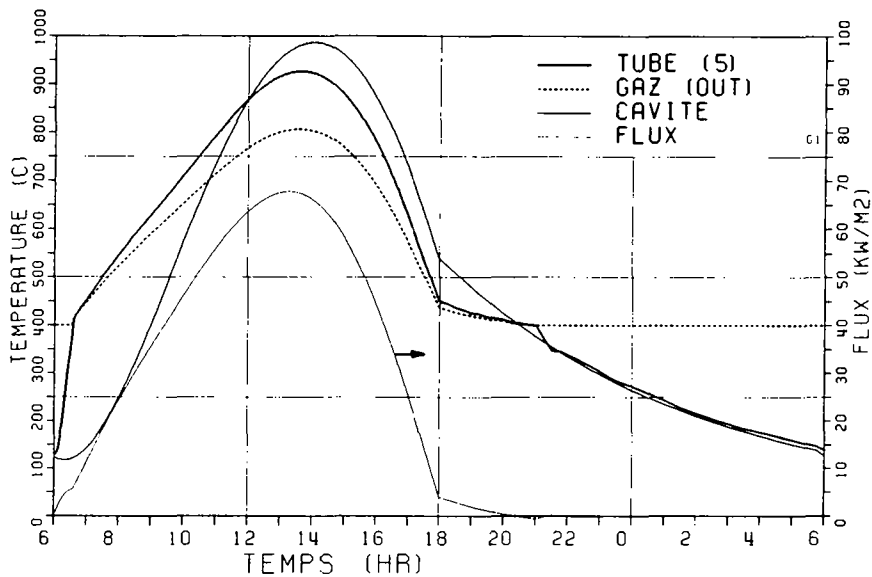


Figure 4.1.8 : températures au point 5 - cycle ouvert et beau jour

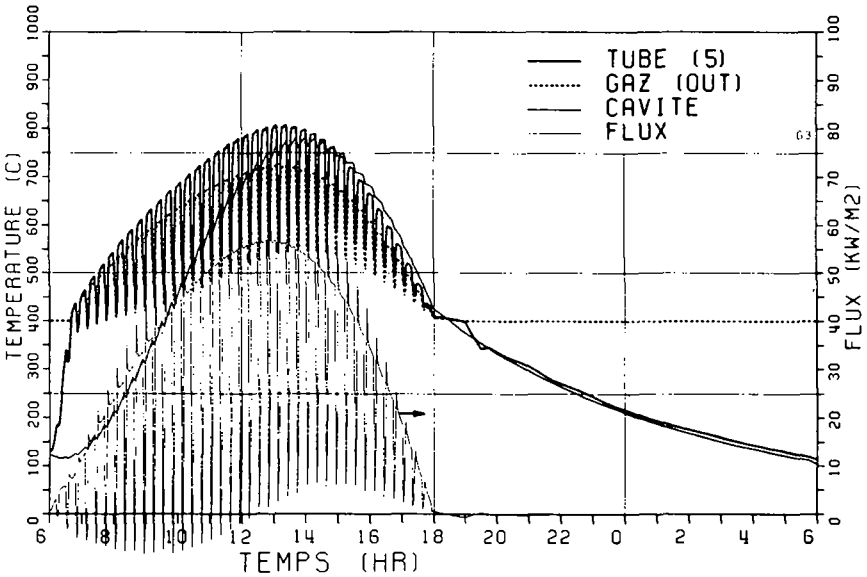
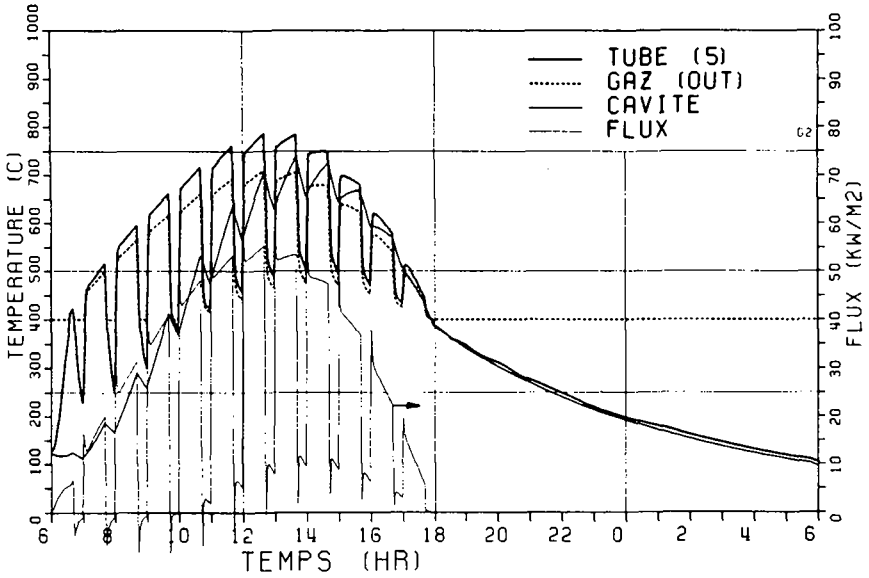


Figure 4.1.9 : températures au point 5 - cycle ouvert et jours nuageux types

Pour un beau jour on constate qu'en raison de constantes de temps différentes la cavité est relativement lente à se chauffer et de ce fait pénalise le tube qui doit lui rétrocéder de l'énergie. L'effet inverse se produit l'après-midi puisque le tube reçoit, de la cavité, un flux diffus infra-rouge supplémentaire.

Pour les jours couverts on constate que la cavité n'arrive plus aux hautes températures précédentes puisque sa température maximale est inférieure d'environ 200 °C au cas précédent. Le flux perdu par le tube vers son environnement est donc important, ce qui se traduit par une température maximale du gaz inférieure de 100 °C par rapport au beau jour. On remarque aussi que la fréquence des nuages ne joue presque pas de rôle car c'est le rapport du temps "dégagé" au temps "couvert" qui est décisif. Pour nos deux exemples il est identique et vaut 2.

4.2 Evolution des contraintes et des déformations

Notre section de tube de chaudière est sollicitée par des contraintes mécaniques, dues à la pression interne, et thermiques en raison des températures variables dans le temps et dans l'espace. Il en résulte des déformations. Nous distinguons trois types de déformations (Fig. 4.2.1) : élastique, plastique et par fluage.

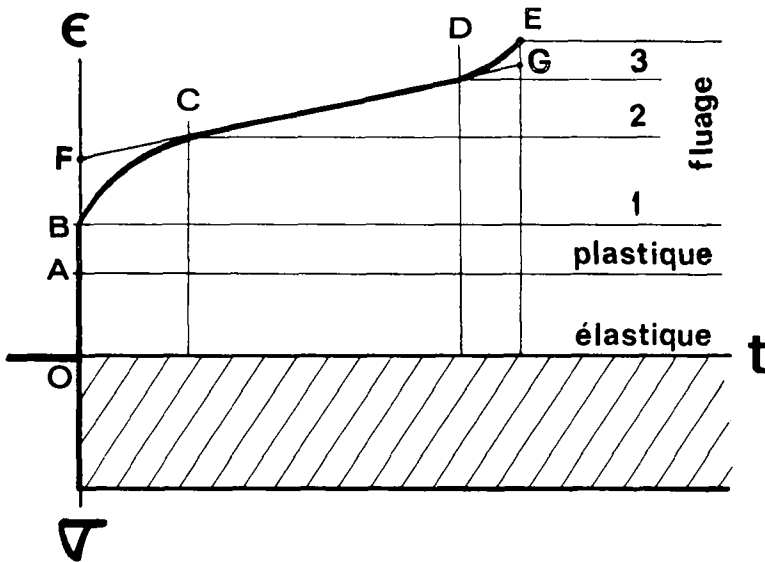


Figure 4.2.1 : loi de déformation en fonction du temps - contrainte constante

Pour lever l'ambiguïté existant entre ces deux derniers termes nous choisissons une différenciation basée sur le temps : une déformation plastique se produit en un temps infiniment court, sinon il s'agit de fluage. D'autre part les phénomènes physiques sont différents : les théories de plasticité sont habituellement développées pour des températures ambiantes alors que le fluage n'intervient qu'à haute température et résulte d'un changement interne de structure de la matière avec le

temps, la matière flue tel un fluide visqueux.

Pour le fluage, on distingue généralement trois périodes en fonction du temps de charge : primaire, secondaire et tertiaire. Plus la température est élevée, plus le fluage secondaire est prédominant sur le fluage primaire. Quant à la partie tertiaire elle est souvent omise car très réduite en pratique : à ce stade la rupture est très proche.

En conséquence, notre modélisation du diagramme des déformations ne comprend que trois tronçons linéaires :

- un domaine élastique (OA),
- un domaine plastique (AF) où la théorie de la plasticité est étendue aux hautes températures, ce qui tient compte d'une certaine manière du fluage primaire,
- un domaine de fluage (FG) ne comprenant que la partie secondaire, prolongée jusqu'au point G, nouveau point de rupture.

Nous modélisons tout d'abord le phénomène de plasticité. Les alliages, à base de Nickel, envisagés pour cette construction suivent la loi linéaire de Hook dans le domaine élastique. Lors de contraintes supérieures à la limite élastique, il se produit une déformation plastique qui a pour conséquence un allongement plastique rémanent si cette contrainte est supprimée. La nouvelle limite élastique est alors plus élevée et la difficulté de modéliser vient du fait que le matériau a une "histoire". Cette histoire prédit le comportement ultérieur.

La modélisation, sur ordinateur, de la plasticité s'effectue selon les équations incrémentales de Prandtl-Reuss où, au delà de la limite élastique, la charge est appliquée par incréments successifs. Deux méthodes prédominent :

- la première est de recalculer la matrice de rigidité à chaque incrément. Elle est coûteuse en temps de calcul si on ne recourt pas à des solutions itératives.
- La deuxième est de conserver la matrice de rigidité en appliquant la méthode de "l'allongement initial" ou de la "contrainte initiale" (26) ou encore une formulation mixte (21). Les calculs sont répétitifs mais convergent rapidement. Nous optons pour la méthode de l'allongement initial.

Il existe une limite de rupture σ_R correspondant à un allongement de rupture ϵ_R . Ce sont d'ailleurs, généralement, les seules données fournies par les fabricants d'alliages, en plus de la limite élastique σ_0 et du module d'élasticité de tension E . A l'aide de ces quatre grandeurs nous modélisons une loi elliptique de plasticité - déduction mathématique sans rapport physique - qui n'a que le mérite de s'adapter aux données disponibles (3) :

$$K' = \frac{K}{\sqrt{3}} = \frac{\sigma_R}{\sqrt{3}} \sqrt{1 - \left[1 - \frac{\sigma_0^2}{\sigma_R^2}\right] \left[1 - \frac{\epsilon_p}{\epsilon_p - \sigma_R/E}\right]^2}$$

d'où l'on tire la dérivée locale :

$$\begin{aligned} W' &= \frac{3}{2} W = \frac{3}{2} \frac{\partial K}{\partial \epsilon_p} \Big|_{\epsilon_p} \\ &= \frac{3}{2} \left(\frac{\epsilon_R - \sigma_R/E - \epsilon_p}{(\epsilon_R - \sigma_R/E)^2} \right) \left(\frac{\sigma_R^2 - \sigma_0^2}{K} \right) \end{aligned}$$

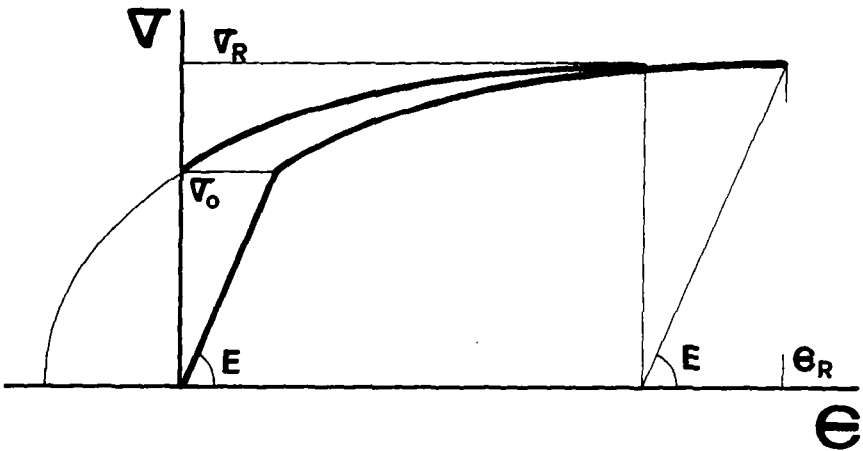


Figure 4.2.2 : loi elliptique de plasticité

Pour appliquer cette loi, il faut encore tenir compte de la température. La limite élastique décroît plus que proportionnellement à la température, la limite de rupture baisse encore plus rapidement si bien que la partie plastique se trouve très réduite à partir de 800 °C. Quant à l'allongement de rupture il est relativement stable jusqu'aux environs des 600-700 °C pour croître très rapidement au-delà (Fig. 4.2.3).

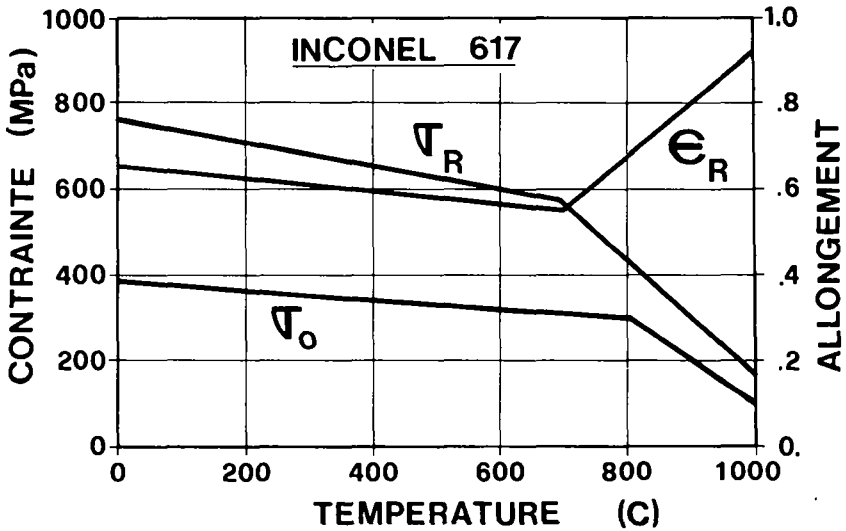


Figure 4.2.3 : limites élastique et de rupture en fonction de la température

Examinons maintenant le fluage des matériaux. Ce phénomène intervient lorsque la "température homologue" (qui est la température de service rapportée au point de fusion, en Kelvin) dépasse 45%. Ceci correspond à des températures réelles d'environ 500 °C. Aux endroits les plus sollicités de la cavité les tubes dépasseront localement très souvent les 800 °C, de plus une chaudière solaire doit être conçue pour fonctionner 10 000 jours. C'est dire que le fluage joue un rôle déterminant dans le dimensionnement.

La figure 4.2.4 est la représentation bien connue de la loi de fluage à température et à contrainte (et non à charge) constantes. Cette loi est naturellement dépendante du niveau de température et de contrainte :

$$\left. \frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial T} \right|_{\sigma} > 0 \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial \dot{\epsilon}}{\partial \sigma} \right|_T > 0$$
$$\left. \frac{\partial t_R}{\partial T} \right|_{\sigma} < 0 \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial t_R}{\partial \sigma} \right|_T < 0$$

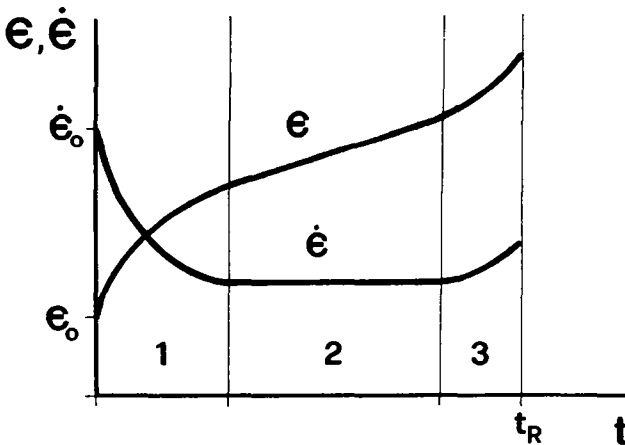


Figure 4.2.4 : loi classique de fluage

La première loi connue de fluage est celle d'Andrade. Elle est applicable aux hautes températures où le fluage primaire n'est pas prédominant. A partir de la constante elle s'écrit :

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 + \alpha t^{1/3}$$

On objecte à cette formulation l'impossibilité d'une vitesse initiale infinie. Ce n'est pas le cas du modèle proposé par Phillips, valable à température modérée, qui est de la forme :

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 + \alpha \log t$$

Mais on lui préfère la loi de Mc Vetty où le fluage primaire est modélisé à partir d'une vitesse initiale et de la vitesse secondaire de fluage

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 + \alpha \frac{\dot{\epsilon}_0 - \dot{\epsilon}_2}{\dot{\epsilon}_2} \left(1 - e^{-\frac{\dot{\epsilon}_2 t}{\alpha}}\right)$$

Pour la partie secondaire, le modèle le plus simple et le plus répandu est celui de Norton qui fait appel à un exposant n compris entre 3 et 7 (généralement $n = 5$). Il s'écrit :

$$\dot{\epsilon}_2 = \alpha \sigma^n$$

A partir de cette loi (trop) simple de multiples expressions sont proposées dans la littérature, faisant intervenir des exponentielles, puissances, logarithmes et sinus hyperboliques pour modéliser ce fluage secondaire en fonction de la température. Partant de l'équation de Norton et en introduisant la chaleur d'activation Q et le module d'élasticité en torsion G , Mc Lean et Hale ont établi la relation suivante :

$$\dot{\epsilon}_2 = \alpha \left(\frac{\sigma}{G}\right)^n e^{-\frac{Q}{RT}}$$

où α est une constante très dépendante du métal ou alliage considéré, car faisant intervenir la taille du grain et d'autres aspects géométriques, et R représente la constante universelle.

Il semble que pour les contraintes élevées le logarithme de la vitesse de déformation ne soit plus proportionnel au logarithme de la contrainte. C'est pourquoi Garofalo propose de remplacer le terme σ par celui de $\sinh \sigma$ dans la relation précédente.

La dépendance en température caractérise en fait "l'autodiffusivité" D

du métal. Nous retenons le modèle du Mukherjee (17) qui fait appel à cette grandeur D et au vecteur de Burger B (distance interatomique) :

$$\dot{\epsilon}_2 = a \left(\frac{\sigma}{G} \right)^n \frac{DBG}{kT}$$

D'un point de vue expérimental, de nombreuses manipulations ont confirmé la validité de la relation et déterminé les deux constantes de corrélation pour un certain nombre d'alliages. Cependant, la théorie, bien que basée sur les lois de diffusion, ne s'appliquerait (2) qu'au fluage de dislocation, c'est-à-dire pour des contraintes relativement élevées. Dans notre cas il s'agit plutôt d'un fluage de diffusion, ou de Coble, car les contraintes sont faibles, durent longtemps et la température homologue est comprise entre 70 et 80%.

L'autre caractéristique du fluage intéressant le dimensionnement est le "temps de rupture" par fluage. Ce calcul est couramment effectué par la méthode de Larson-Miller dont le principe est rappelé ci-dessous :

- La loi de Larson-Miller équivaut à dire que différentes combinaisons temps de rupture-température d'exposition correspondent à la même contrainte, donc sont caractérisées par le même paramètre L_m . La constante f dépend du matériau.

$$L_m = T (f + \log t_R)$$

- A partir de ce paramètre, on exprime la contrainte de rupture par son logarithme. La relation habituelle est une fonction linéaire, du genre :

$$\log \sigma_R = -a L_m + b$$

- Si l'on substitue L_m dans cette formulation, on peut, inversement, déduire le temps de rupture causé par une contrainte donnée :

$$\log t_R = -\frac{\log \sigma_R}{a T} + \frac{b}{a T} - f$$

Notre but est de modéliser le taux de fluage secondaire et le temps de rupture pour toute combinaison contrainte-température. Les mêmes lois devraient pouvoir s'appliquer aux différents alliages possibles. Nous en retenons trois, à base de Nickel, du fabricant américain Huntington : l'Inconel 617, déjà cité, l'Inconel 601 et l'Incoloy 800 H.

Le souci d'obtenir une relation générale - pour notre application - nous conduit à opter pour une procédure adimensionnelle échafaudée à partir de conditions de référence, c'est-à-dire de quatre grandeurs : \hat{T} , $\hat{\sigma}$, \hat{t}_R et $\hat{\dot{\epsilon}}_2$. La méthode, résumée par la figure 4.2.5, se décompose comme suit :

- Choisissons une température homologue de référence, située au milieu du domaine de fluage $T^* = 0.7$
- la véritable température de référence \hat{T} est alors connue.
- Par symétrie définissons une "contrainte homologue" σ^* représentant le rapport entre la contrainte choisie et la contrainte de rupture évaluée à la température \hat{T} . Nous choisissons arbitrairement : $\sigma^* = 0.2$
- ce qui fixe la contrainte de référence $\hat{\sigma}$
- Connaissant un état de contrainte-température, nous évaluons ensuite le temps de rupture \hat{t} et la vitesse constante de fluage $\hat{\dot{\epsilon}}_2$ à l'aide des données expérimentales publiées par le fabricant. Ces valeurs sont reportées dans la table 4.2.1.
- Puis, avec ces quatre grandeurs de référence nous redéfinissons de nouvelles valeurs adimensionnelles repérées par l'exposant \checkmark :

$$T^{\checkmark} = T / \hat{T} \qquad \sigma^{\checkmark} = \sigma / \hat{\sigma}$$

$$t^{\checkmark} = t / \hat{t} \qquad \dot{\epsilon}_2^{\checkmark} = \dot{\epsilon}_2 / \hat{\dot{\epsilon}}_2$$

	\hat{T} (°C)	$\hat{\sigma}_R$ (MPa)	$\hat{\sigma}$ (MPa)	\hat{t}_R (Ms)	$\hat{\dot{\epsilon}}_2^{-1}$ (Gs) ⁻¹
Inconel 601	855.	160.	32.	4.6	25.
Inconel 617	865.	310.	64.	1.8	85.
Incoloy 800H	875.	110.	22.	33.	0.066

Table 4.2.1 : valeurs de référence pour le fluage

note sur les unités : 1 (Ms) \approx 11.6 (jours)
 1 (Gs)⁻¹ = 0.00036 (%/hr)

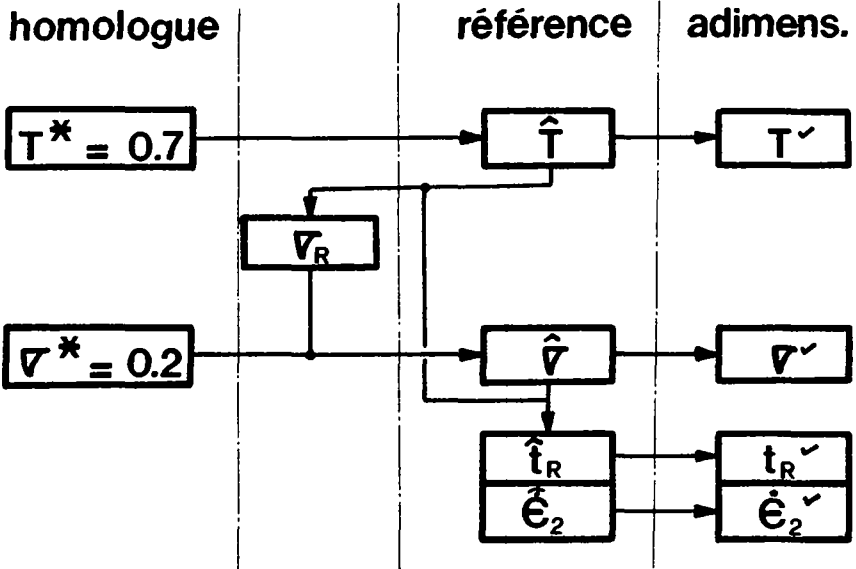


Figure 4.2.5 : obtention des valeurs adimensionnelles pour le calcul du fluage

Pour la modélisation proprement dite prenons un compromis entre la loi de Norton et celle de Mc Lean :

$$\dot{\epsilon}_2 = m \sigma^n e^{-\frac{Q}{kT}}$$

soit, encore

$$\log \dot{\epsilon}_2 = n \log \sigma - \frac{Q \log e}{kT} + \log m$$

où n dépend de la température. Si nous choisissons une fonction inverse et si nous admettons que la chaleur d'activation n'est pas liée à la température, nous définissons les constantes c et d telles que :

$$n = \frac{c}{T} \quad \text{et} \quad d = \frac{Q \log e}{k}$$

On peut alors écrire :

$$\log \dot{\epsilon}_2 = \frac{c}{T} \log \sigma - \frac{d}{T} + \log m$$

Cette relation a dès lors une structure similaire à celle déduite de Larson-Miller pour le temps de rupture. Rendons ces deux équations adimensionnelles par l'utilisation des grandeurs de référence. Nous posons les quatre constantes :

$$\begin{aligned} \bar{a} &= \frac{1}{a \hat{T}} & \bar{c} &= \frac{c}{\hat{T}} \\ \bar{b} &= \frac{b}{a \hat{T}} & \bar{d} &= \frac{d}{\hat{T}} \end{aligned}$$

Les deux relations sont représentées par la figure 4.2.6 et prennent ainsi la forme finale :

$$\begin{aligned} \log t_R^\vee &= -\bar{a}/T^\vee (\log \sigma^\vee) + \bar{b} (1/T^\vee - 1) \\ \log \dot{\epsilon}_2^\vee &= \bar{c}/T^\vee (\log \sigma^\vee) - \bar{d} (1/T^\vee - 1) \end{aligned}$$

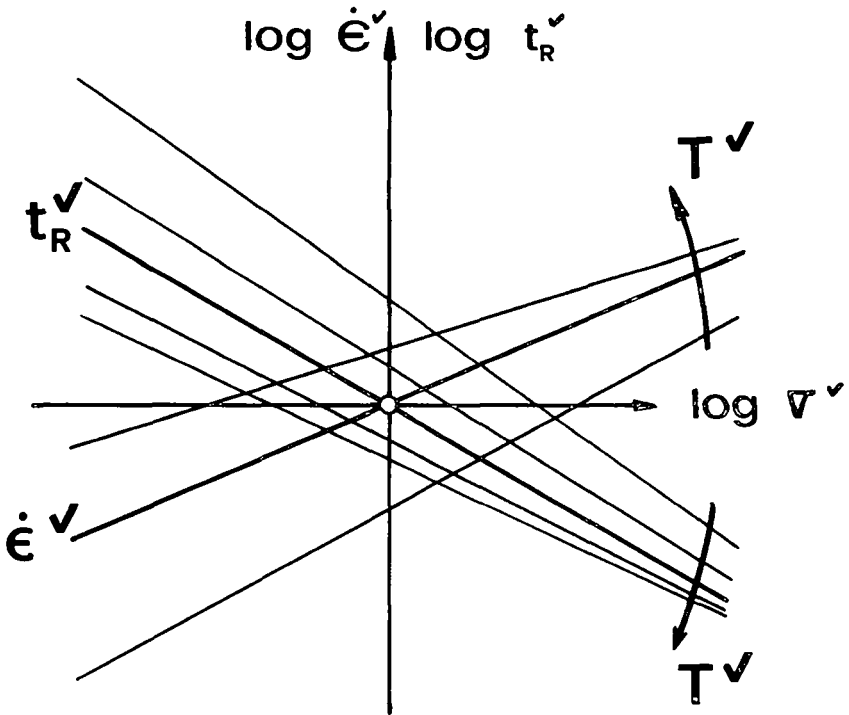


Figure 4.2.6 : lois adimensionnelles de fluage

Le but du "calage" par valeurs de référence est atteint puisque les coefficients que l'on trouve en examinant les données disponibles sont identiques pour les trois alliages, c'est-à-dire :

$$\begin{array}{ll} \bar{a} = 6 & \bar{c} = 8 \\ \bar{b} = 24 & \bar{d} = 28 \end{array}$$

L'acuité de la modélisation peut être jugée comme satisfaisante car l'erreur logarithmique relative est en moyenne de l'ordre de 5% ce qui est à rapprocher des tolérances de mesure du fabricant. La figure 4.2.7 représente, dans sa partie supérieure, cette erreur relative sur le temps de rupture pour l'Inconel 617, à différents niveaux de température, entre les limites fixées ($10 \text{ hr} < t_R < 0.1 \text{ Mhr}$). On en déduit la fonction de répartition des erreurs, illustrée dans la partie inférieure. Par exemple une erreur logarithmique de 0.1 correspond à un facteur multiplicatif de 1.26. Etant donné la symétrie parfaite des deux équations de modélisation et de la proximité des valeurs de leurs coefficients, on pourrait choisir des coefficients identiques intermédiaires :

$$\begin{array}{lll} a & = & c = 7 \\ b & = & d = 26 \end{array}$$

Cela revient à dire que la déformation totale de rupture est indépendante des températures et des contraintes. Par ce choix, l'erreur relative serait approximativement doublée.

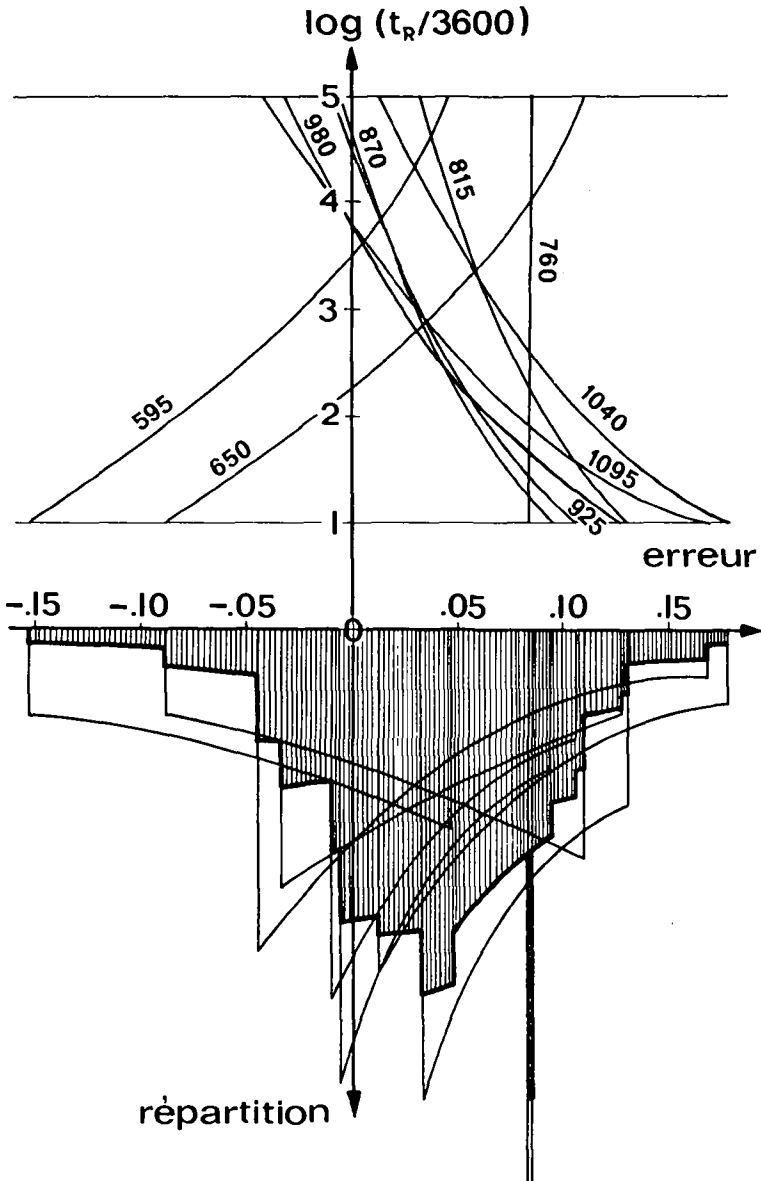


Figure 4.2.7 : erreur logarithmique relative et fonction de répartition des erreurs sur t_R pour l'Inconel 617.

Les conditions aux limites pour la simulation mécanique sont l'imposition de forces, de moments extérieurs et de déplacements. Considérons l'élément n de surface ΔA_n (Fig. 4.2.8). Il est soumis à une force de traction résultant de la pression s'exerçant aux extrémités. Pour la section de tube, le flux reçu est symétrique selon l'axe X , par conséquent les dilatations le sont aussi. Le moment résultant, selon X , est donc nul. Le tube en U est fixé en sa partie supérieure, seulement, au panneau. Les deux branches du U sont légèrement inégales en longueur de manière à ce que les dilatations longitudinales résultant de températures différentes soient identiques. On considère donc qu'il n'y a pas d'interaction dans l'extrémité inférieure du tube et qu'elle se comporte comme une extrémité libre. Cette hypothèse revient à imposer un moment selon Y nul.

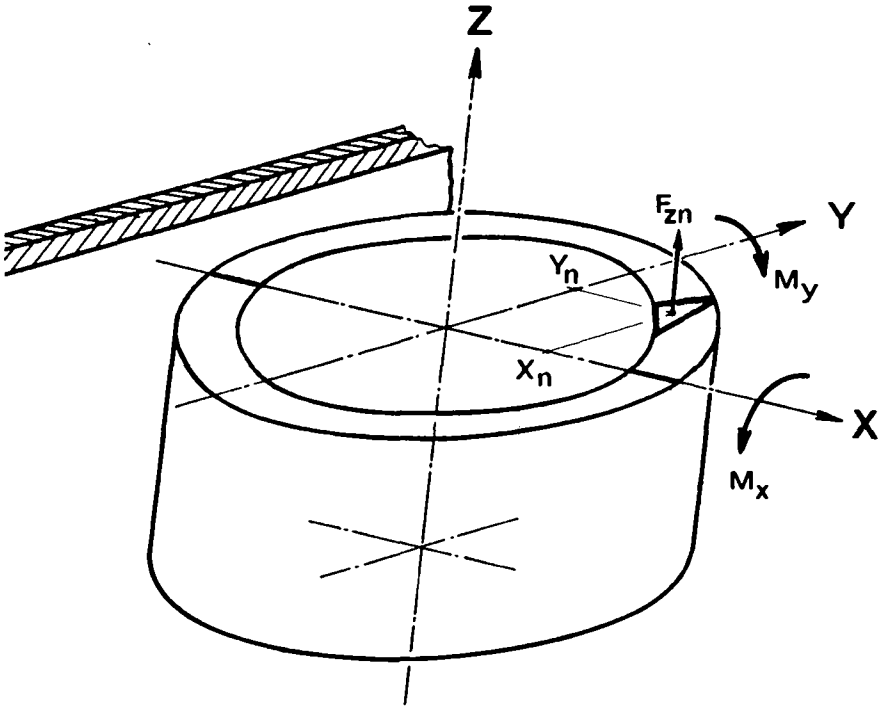


Figure 4.2.8 : efforts sur la section de tube modélisée

Ces conditions s'écrivent :

$$\sum_n \sigma_{zn} \Delta A_n = P \frac{\pi D_i^2}{4}$$

$$\sum_n \sigma_{zn} \Delta A_n X_n = 0$$

$$\sum_n \sigma_{zn} \Delta A_n Y_n = 0$$

Pour les déplacements, il est imposé que les sections 1-2 et 5-6 soient mobiles sur l'axe X et que le point 3 reste sur l'axe Y .

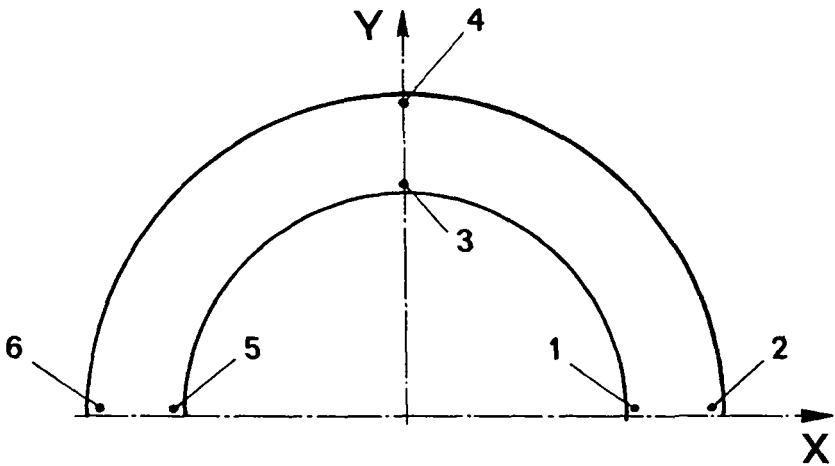


Figure 4.2.9 : déplacements imposés

Un état de contraintes dans un élément est caractérisé par trois tensions selon les trois axes choisis et trois torsions dans les plans correspondants. Nous devons donc choisir un critère d'analyse permettant de ramener ce "tenseur de contraintes" à une tension équivalente.

A partir de ce tenseur le calcul des contraintes principales aboutit à la résolution d'une équation cubique dont les trois coefficients sont invariants. Le premier invariant est la pression hydrostatique σ_m qui par hypothèse ne cause pas de dommage plastique. Dénommons σ_u^2 le deuxième invariant. En soustrayant la pression hydrostatique du tenseur on trouve un nouveau tenseur du "déviateur de contraintes" dont le premier invariant est évidemment nul et dont le second, σ_t^2 , caractérise la contrainte tangentielle.

$$\sigma_t^2 = \sigma_u^2 - 3 \sigma_m^2$$

Cette contrainte tangentielle est déterminante pour connaître l'état de plasticité d'un matériau. Elle peut s'exprimer en fonction des contraintes principales.

$$\sigma_t^2 = \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}{6}$$

Le critère de Von Mises admet qu'une tension σ_v unidirectionnelle, unique, produisant la même déformation plastique, donc la même contrainte tangentielle σ_t , est équivalente.

$$\sigma_v = \sqrt{3} \sigma_t = \sqrt{\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}{2}}$$

Le critère de Tresca fait appel à la torsion maximale au lieu de la contrainte tangentielle. Avec la convention $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$, cette torsion vaut :

$$\tau_2 = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$$

et la tension unidirectionnelle, équivalente est alors égale à $2 \tau_2$

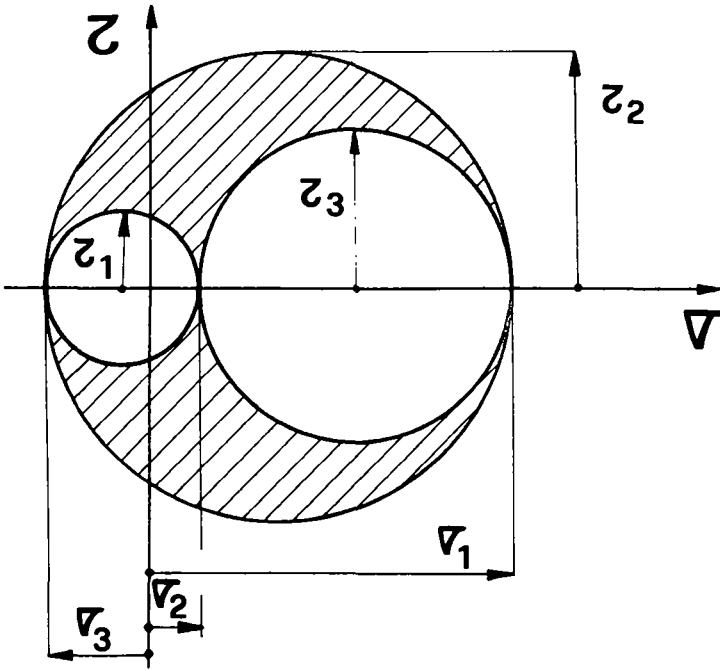


Figure 4.2.10 : cercles de Mohr

Bien que le critère de Tresca soit souvent utilisé, il ne tient pas compte de la contrainte principale intermédiaire σ_2 . On doit donc lui préférer le critère de Von Mises ou alors appliquer le véritable critère de torsion maximale qui est assez compliqué puisque découlant d'une équation du sixième degré comprenant les invariants du tenseur du déviateur de contraintes.

Le raisonnement permettant de calculer un allongement équivalent est analogue au précédent. Par soustraction de l'allongement hydrostatique ϵ_m , seul responsable de la variation de volume en régime élastique, du tenseur des déformations, on trouve le tenseur du déviateur des

déformations dont le second invariant ϵ_t correspond à la contrainte tangentielle précédente. Si l'on admet que la somme des déformations plastiques est nulle, on trouve :

$$\epsilon_v = \frac{2}{\sqrt{3}} \epsilon_t = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + (\epsilon_2 - \epsilon_3)^2 + (\epsilon_3 - \epsilon_1)^2}{2}}$$

Les contraintes, calculées dans le repère $(O, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ sont ramenées à un trio de contraintes radiales, tangentielles et axiales et à des contraintes équivalentes selon Von Mises. Il est fait de même pour les allongements.

Comme on peut le prévoir, la contrainte radiale reste toujours modeste en tous points et les composantes axiales et tangentielles sont du même ordre de grandeur. Ces valeurs ainsi que l'allongement plastique équivalent sont représentés pour un beau jour et pour un cycle ouvert par la figure 4.2.11 pour le point (1) et 4.2.12 pour le point (5).

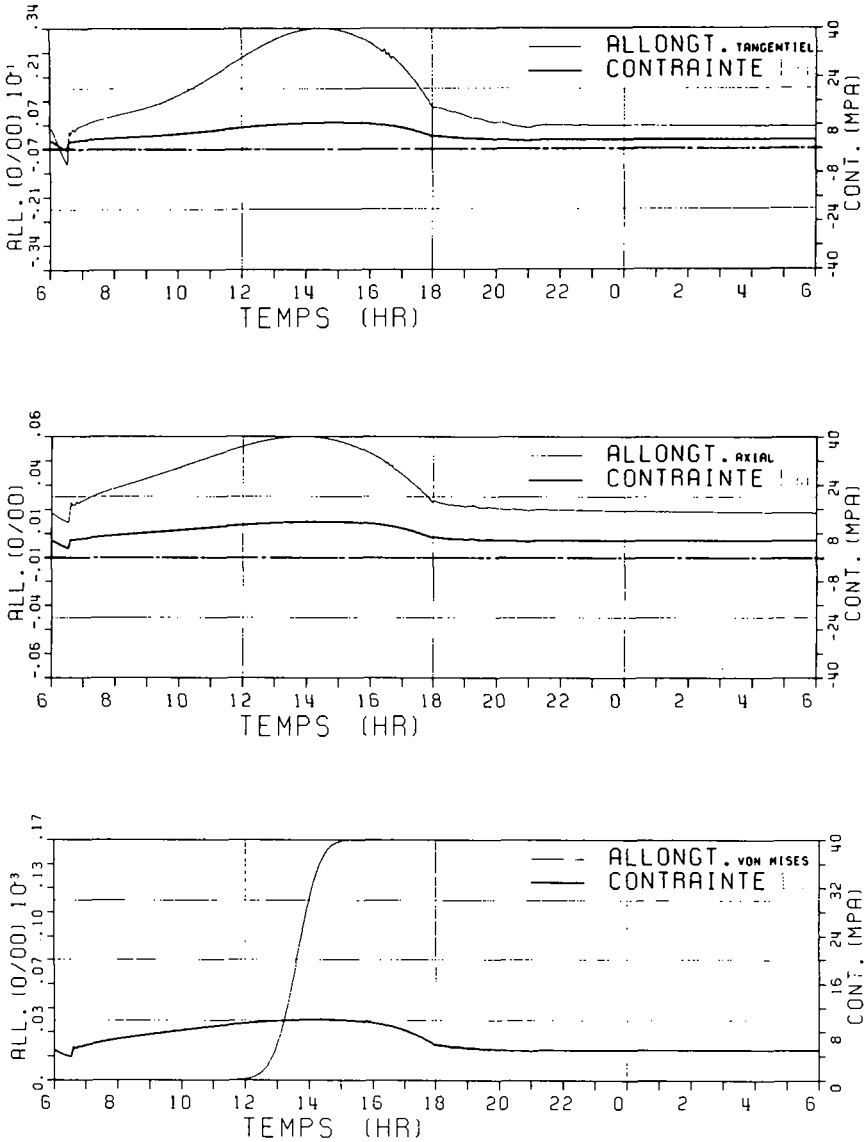


Figure 4.2.11 : contraintes et allongements au point 1 - beau jour, cycle ouvert

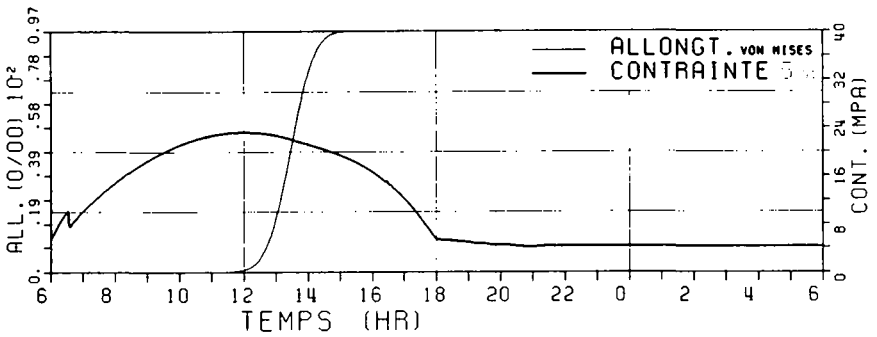
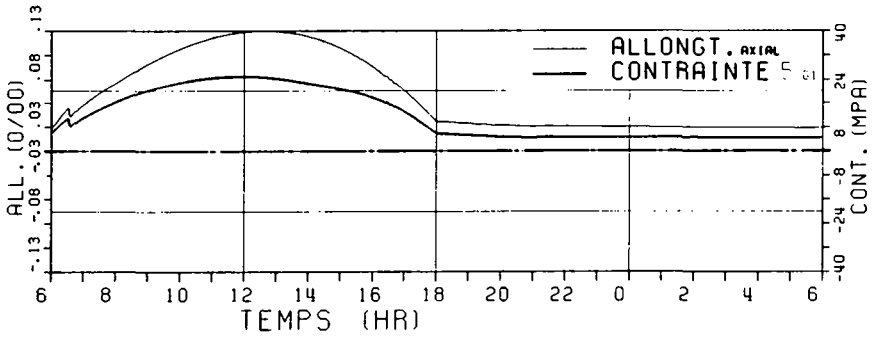
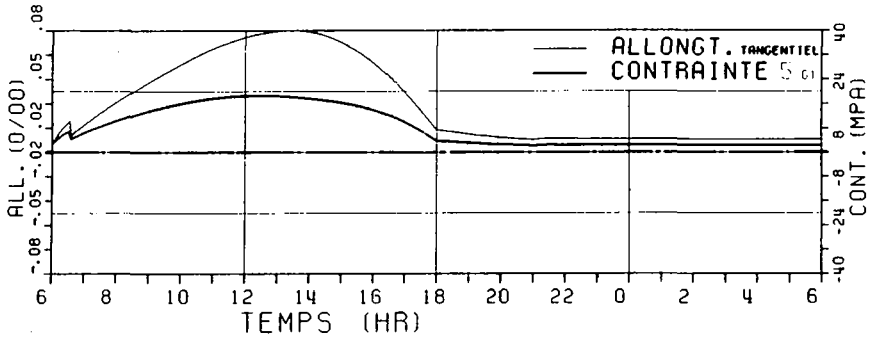


Figure 4.2.12 : contraintes et allongements au point 5 - beau jour, cycle ouvert

On constate, en tous points, que les trois contraintes varient, au cours du temps, dans le même sens, de façon presque affine. Cela signifie que les contraintes principales changent en intensité mais pratiquement pas en direction. Le cas le plus défavorable est illustré par la figure 4.2.14.

Les tensions sont naturellement les plus élevées à l'intérieur du tube. On remarque cependant que ce n'est pas où le flux est maximum (point 1) que la sollicitation est la plus grande, mais diamétralement à l'opposé (point 5). Ce point est donc choisi comme référence.

Pour un beau jour, il se produit des déformations plastiques entre 12 heures et 15 heures exclusivement, c'est-à-dire lorsque la température homologue dépasse la valeur 0.70. Cet allongement plastique est le plus élevé au point 5.

Pour ce point 5, il est intéressant de comparer les conséquences de passages nuageux alternés (Fig. 4.2.13). On constate que :

- les phénomènes thermiques transitoires n'introduisent pas de contraintes supplémentaires.
- durant ce cyclage la contrainte minimum est pratiquement constante et égale à la sollicitation mécanique.
- la nébulosité provoquant des températures plus basses, elle entraîne aussi des déformations plastiques beaucoup plus faibles : de ce point de vue seuls les beaux jours comptent.

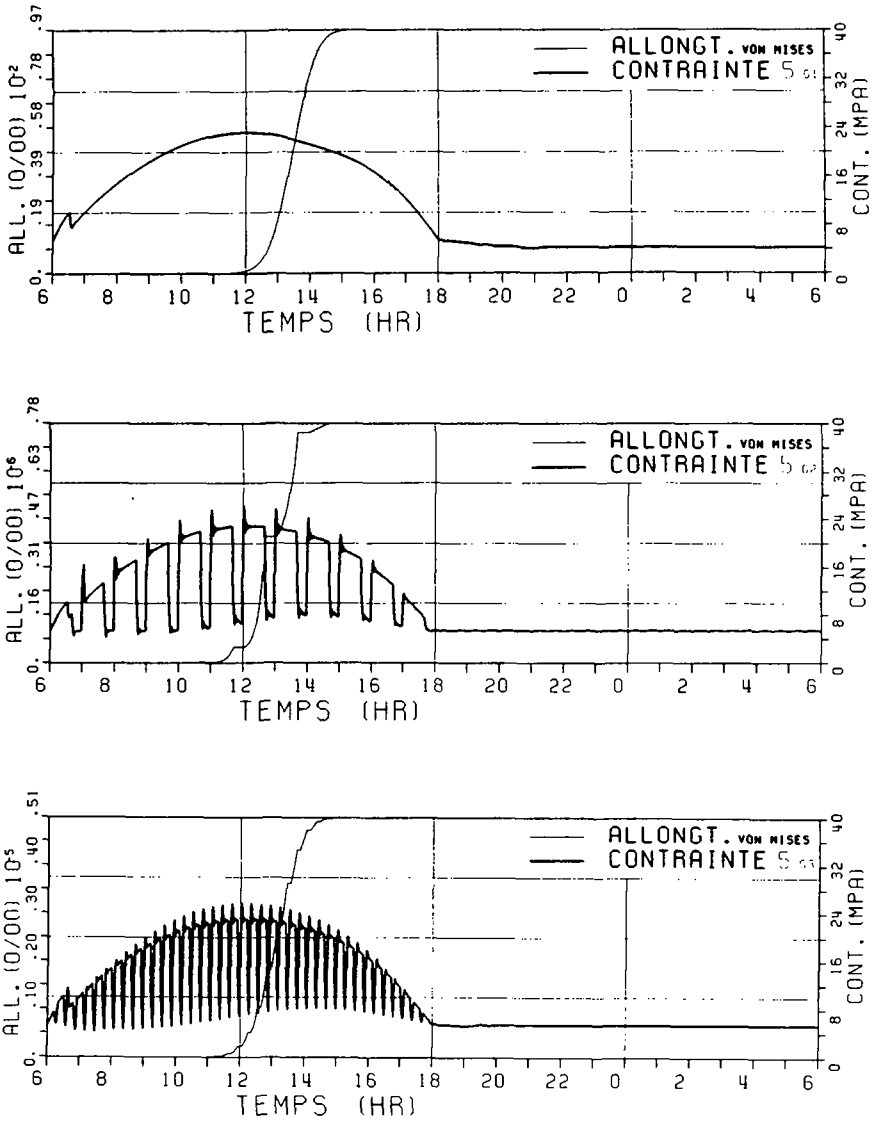


Figure 4.2.13 : comparaison des contraintes équivalentes selon la couverture nuageuse

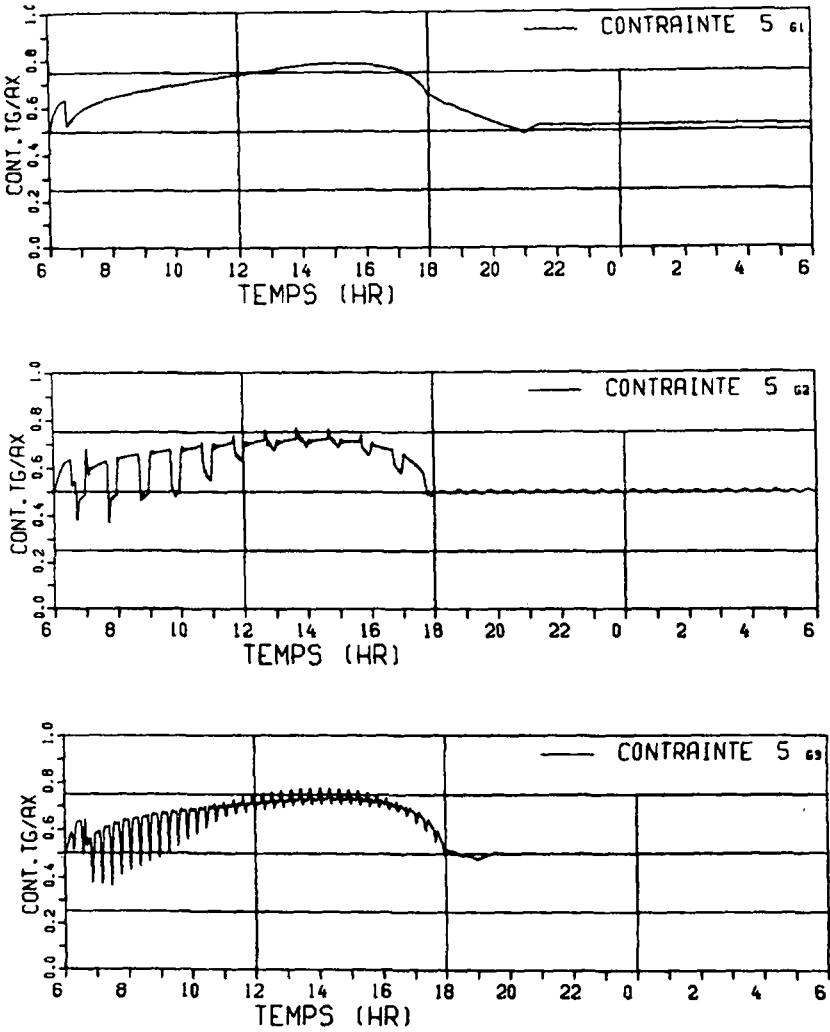


Figure 4.2.14 : rapport entre la contrainte tangentielle et la contrainte axiale pour les trois couvertures nuageuses

Par une analyse sensitive, nous déterminons l'épaisseur optimale des tubes. D'une part on a intérêt à utiliser un tube épais pour diminuer la contrainte due à la pression pour laquelle seule l'épaisseur relative intervient. D'autre part les sollicitations thermiques imposent des parois minces.

Notre base de comparaison est la contrainte maximale atteinte au point 5 lors d'un jour sans nuages. Le cycle est ouvert et le tube de référence a un diamètre extérieur de 36 mm et une épaisseur de 3 mm. La figure 4.2.15 représente la contrainte relative, c'est-à-dire rapportée à celle de référence, pour différents diamètres. On note que l'optimum ne correspond pas à une épaisseur relative constante et qu'il est plus marqué pour des gros tubes. Cet optimum est aussi illustré par la figure 4.2.16. On en déduit la contrainte résultant de toute combinaison diamètre-épaisseur. En conclusion, pour un cycle ouvert, le choix de l'épaisseur minimisant la contrainte totale maximale est donné par la relation :

$$e = \frac{1}{1000} + \frac{D_e}{20}$$

où D_e et e sont exprimés en mètres.

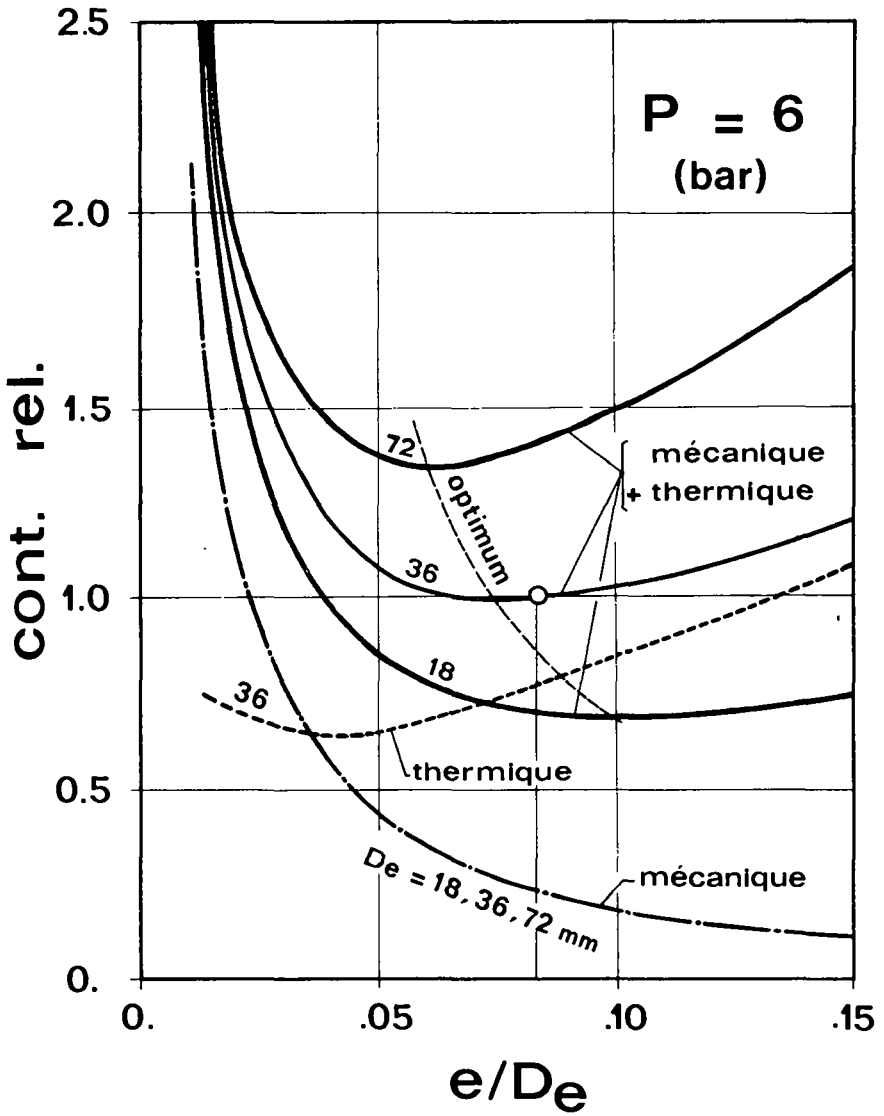


Figure 4.2.15 : contrainte relative en fonction de l'épaisseur relative - cycle ouvert

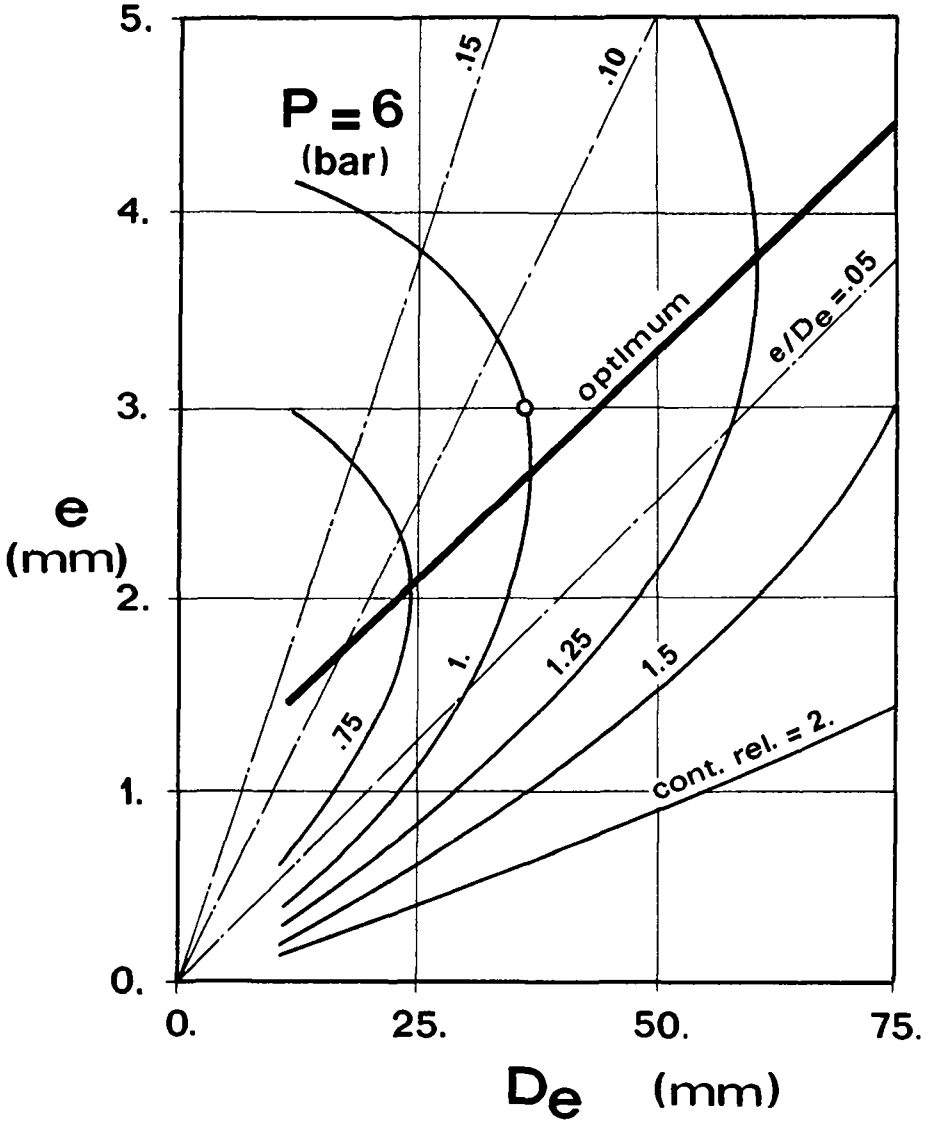


Figure 4.2.16 : contrainte relative en fonction du diamètre extérieur et de l'épaisseur - cycle ouvert

Tous les résultats présentés jusqu'à présent sont valables pour un cycle ouvert. Considérons maintenant un cycle à hélium. Nous choisissons un nouveau point de référence qui tienne compte de la pression plus élevée du cycle. Le tube, d'un diamètre extérieur identique au cas précédent, a une épaisseur de 5 mm ce qui conduit à une contrainte totale maximale doublée. Toutes les considérations développées pour un échangeur à air restent valables avec l'hélium.

Cependant, l'épaisseur relative optimale devient supérieure, comme l'indique la figure 4.2.17. L'optimum est toutefois moins sensible ce qui permet le choix de tubes plus minces que ceux prédits par cette optimisation. On propose la relation suivante :

$$e = \frac{2}{1000} + \frac{D_e}{12} \quad (\text{en mètres})$$

De cette analyse, effectuée pour deux pressions différentes, nous pouvons conclure que :

- un tube de petit diamètre engendre des contraintes plus faibles (quel que soit son épaisseur relative, comprise entre certaines limites),
- pour un gros tube l'épaisseur optimale doit être recherchée alors que l'épaisseur relative d'un petit tube peut être plus faible que celle calculée,
- pour le choix optimum, quel que soit le niveau de pression, les sollicitations thermiques représentent environ les trois-quarts des contraintes totales et un doublement du diamètre extérieur provoque une contrainte $\sqrt{2}$ fois plus importante.

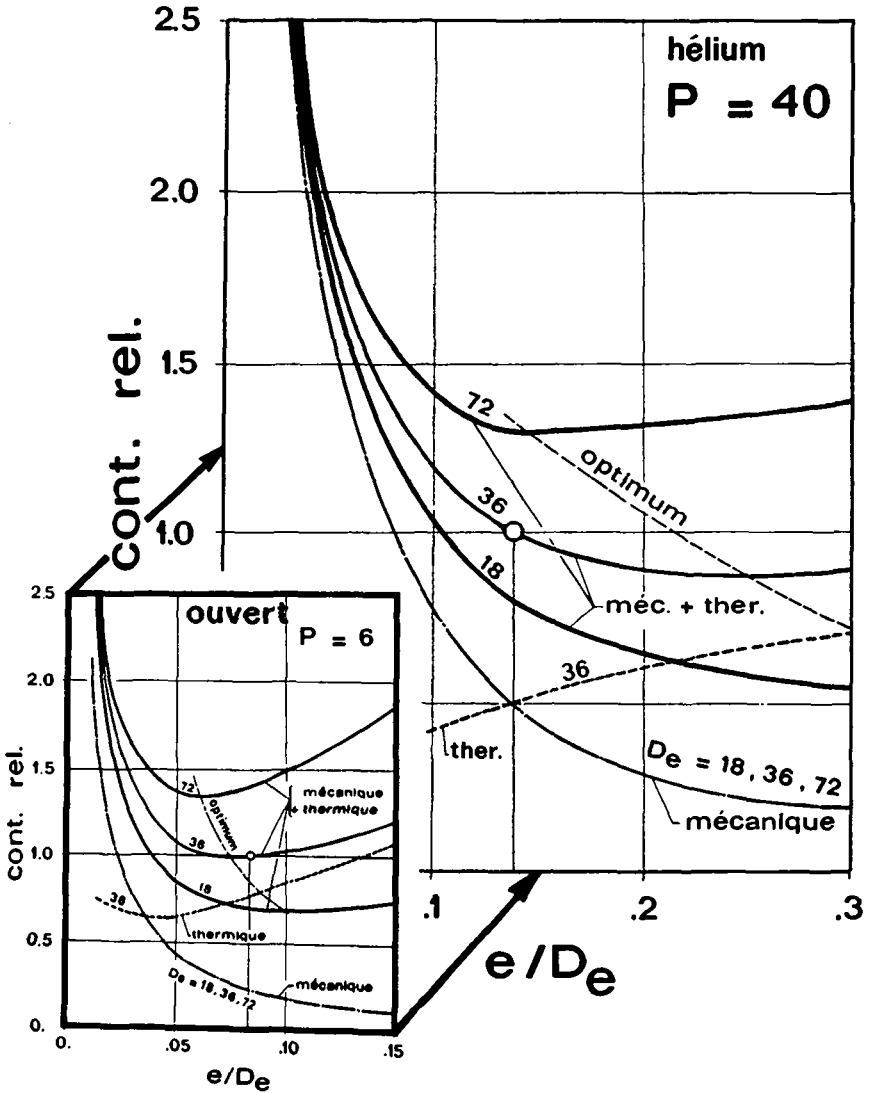


Figure 4.2.17 : comparaison des contraintes relatives pour un cycle ouvert et un cycle à hélium

4.3 Durée de vie

Les résultats du chapitre précédent correspondent au premier jour de fonctionnement : des déformations permanentes résultent de l'exposition à température élevée. Le deuxième jour les déformations rémanentes supplémentaires sont plus faibles et les contraintes moindres : c'est le phénomène de "relaxation". Par la suite, la variation journalière des contraintes tend vers une allure uniforme et l'on atteint un régime périodique.

Nous avons conclu qu'un beau jour occasionne davantage d'allongements plastiques qu'un jour à couverture nuageuse variable. Nous simulons donc une semaine de beaux jours consécutifs comme le représentent la figure 4.3.1 pour le cycle ouvert et la figure 4.3.2 pour le cycle à hélium.

Par comparaison de ces deux résultats, nous concluons qu'un tube de chaudière à hélium subit, au septième jour d'exposition, une déformation permanente environ dix fois supérieure à celle d'une chaudière de cycle ouvert. Toutefois, pour le cycle fermé, la majeure partie de cet allongement plastique intervient le premier jour.

Suite à ces déformations, la redistribution du champ de contraintes est importante : les contraintes résiduelles s'opposent à celles causées par la pression interne si bien que, la nuit, le tube subit au point 5 une compression dont l'amplitude dépend de l'allongement plastique. Pour le cycle à hélium, elle est du même ordre la nuit que le jour. Cependant, la nuit, les températures étant beaucoup plus basses, il ne se produit pas de déformation supplémentaire.

Pour une raison de temps de calcul il n'est évidemment pas possible de poursuivre cette évolution et de simuler 30 années de service : avec notre modélisation actuelle, en 200 éléments, le temps de calcul sur un ordinateur Cyber-CDC serait de l'ordre de 3 mois.

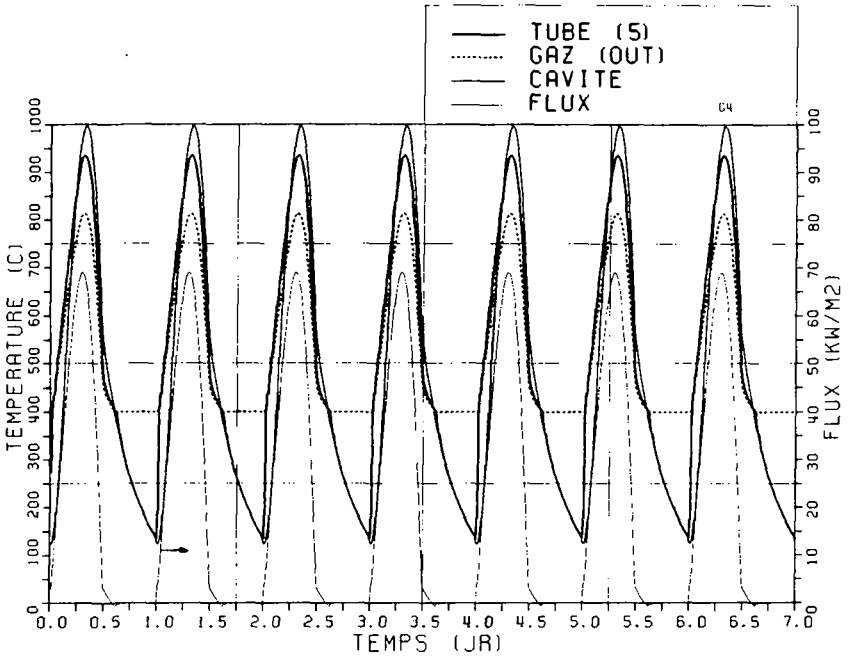
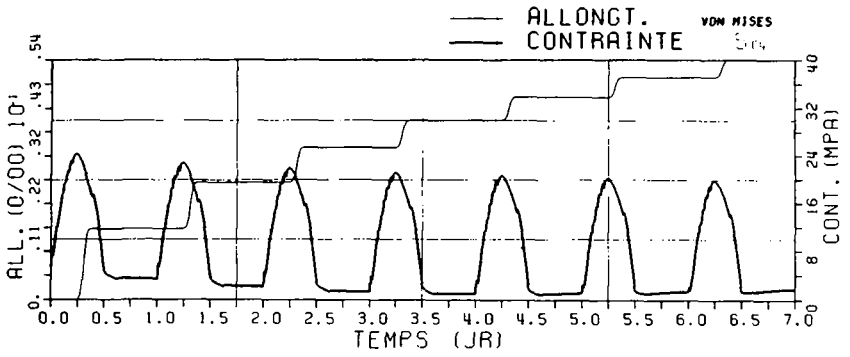


Figure 4.3.1 : exposition à une semaine de beaux jours - cycle à air

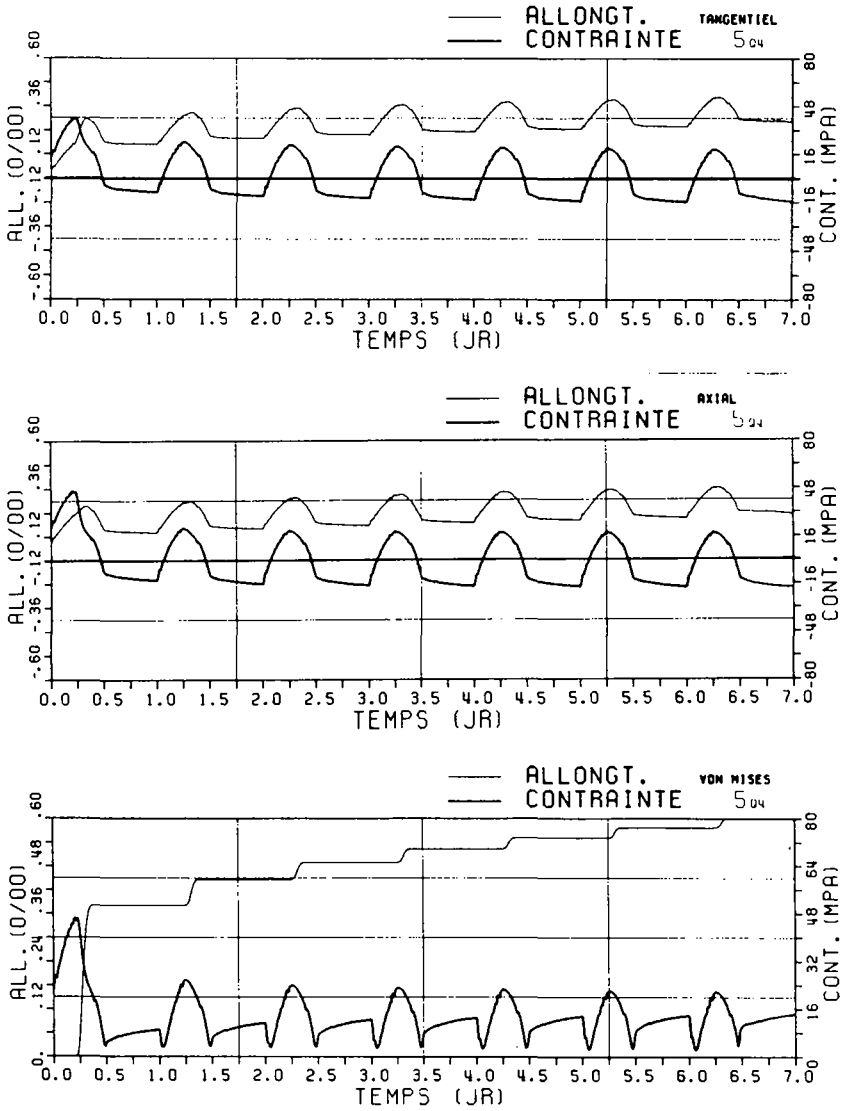


Figure 4.3.2 : exposition à une semaine de beaux jours - cycle à hélium

C'est pourquoi, nous effectuons un calcul de fluage pur à températures constantes. Nous avons vu que, pour un beau jour, les déformations permanentes se produisent entre 12 h 15 et 14 h 45, soit pendant le dixième du temps total. On peut estimer que c'est approximativement équivalent à 3 années d'exposition continue à la température maximale. Pour ce faire nous "figeons" le champ de température existant à 13 hr. Ce calcul (Fig. 4.3.3) conduit à une valeur finale pour l'air :

$$\epsilon_p = 0.4 \text{ ‰}$$

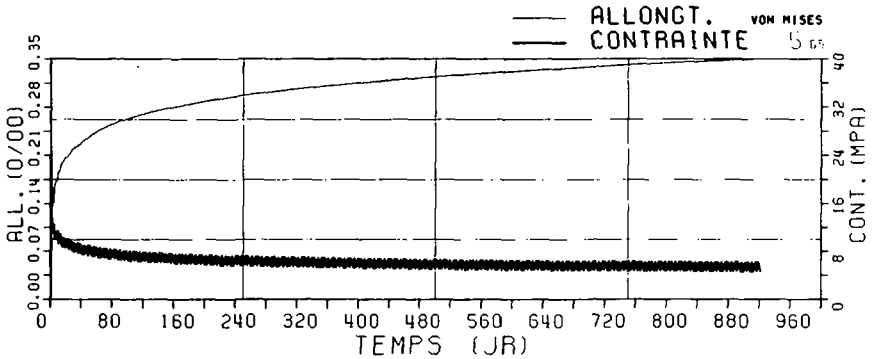


Figure 4.3.3 : fluage continu à températures fixes pour le cycle ouvert.

A titre de comparaison on peut se livrer à une extrapolation des résultats hebdomadaires : cette méthode est hasardeuse mais elle permet cependant d'obtenir l'ordre de grandeur du fluage final. Pour ce faire nous établissons une relation donnant la déformation supplémentaire du n-ième jour

(fig. 4.3.3). Pour nos deux cas de référence cette relation vaut :

$$\begin{aligned} \text{ouvert :} \quad \Delta \epsilon_{pn} &= 0.08 e^{-1.6 n^{1/3}} \\ \text{hélium :} \quad \Delta \epsilon_{pn} &= 0.5 e^{-1.6 n^{1/3}} \end{aligned}$$

Le fluage total est l'intégrale de cette fonction, plus une déformation supplémentaire occasionnée le premier jour :

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon_{p \text{ sup}} + \sum_{n=1}^{10^4} \Delta \epsilon_{pn} &\leq 0.1 \text{ ‰} && \text{air} \\ &\leq 1. \text{ ‰} && \text{hélium} \end{aligned}$$

Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les résultats issus du calcul de fluage continu.

Ainsi le fluage final est environ dix fois plus important pour l'hélium que pour l'air. Mais il reste bien en deçà des limites possibles.

En vertu de la règle de Miners généralisée, ou concept du dommage cumulé, l'effet d'un fluage et d'une fatigue cyclique, résultant d'un cas de charge unidirectionnel, peuvent être additionnés. La valeur obtenue, \mathcal{D} , représente le dommage final relativement au point de rupture. Celle-ci se produit sitôt que \mathcal{D} atteint l'unité.

$$\mathcal{D} = \frac{\epsilon_p}{\epsilon_R} + \frac{N}{N_R}$$

La contribution du fluage au dommage est faible puisque d'environ 3% pour l'hélium et dix fois moindre pour l'air. Qu'en est-il du cyclage ?

Sur la base des données expérimentales à disposition, nous proposons une relation permettant de calculer le nombre de cycles de charge conduisant à la rupture. Il est dépendant de la température - constante - et de l'amplitude de la contrainte alternée. Un nombre de cycle de référence, \hat{N}_R , est nécessaire pour "caler" cette relation (voir table 4.3.1).

$$\frac{\log N_R}{\log \hat{N}_R} = \frac{T * .30}{\sigma * .75}$$

Inconel 601	0.6 M cycles
Inconel 617	1.7 M cycles
Incoloy 800 H	0.2 M cycles

Table 4.3.1 : nombre de cycles de référence, \hat{N}_R

On ne peut pas cependant utiliser cette loi telle quelle car elle suppose des contraintes symétriquement alternées. Nous faisons donc appel à la méthode de Goodman et Haigh permettant de comparer un cyclage quelconque à un cyclage purement alterné. Ce calcul fait, on constate que le dommage dû au cyclage est quasiment nul. Deux raisons entrent en ligne de compte : le faible niveau de la contrainte maximale et le nombre réduit de cycles subis (pour des beaux jours : 10^4). Pour cette raison et en se rappelant qu'un beau jour est bien plus préjudiciable à la tenue des matériaux au fluage, on peut prédire que le dommage par cyclage n'intervient pas directement dans le dimensionnement de chaudières à hautes températures. C'est le fluage qui est décisif, notre problème n'étant pas un cas de LCF ("Low cycle fatigue") mais plutôt de LCHTF ("Low cycle high temperature fatigue") à très basse fréquence.

En conclusion, la marge de sécurité est grande. On peut, par conséquent, chercher à améliorer les performances (plus haute température, pression plus forte avec le cycle à hélium) ou à réduire le coût (matériaux moins performants). Examinons ces différentes possibilités.

Nous avons admis une certaine répartition de flux à la périphérie du tube (voir chapitre 4.1) basée sur les calculs de réflectivité du mur. Quelle est l'influence de cette répartition sur le dommage final ? Pour répondre à cette question nous envisageons deux répartitions extrêmes (fig. 4.3.4) et nous effectuons une simulation hebdomadaire sur un tube de cycle ouvert.

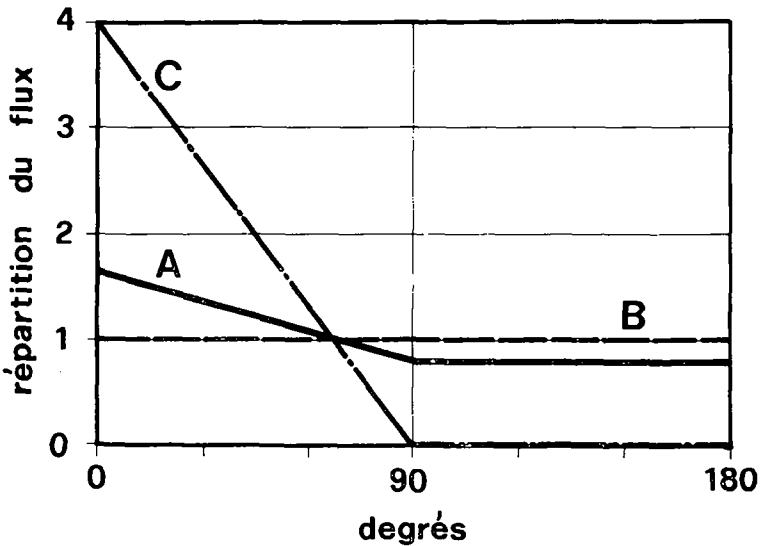


Figure 4.3.4 : répartition du flux solaire à la périphérie du tube

Les trois répartitions sont identifiées par les lettres A,B et C correspondant, respectivement, au cas standard, à une répartition idéale -homogène- et à un flux extrêmement défavorable. La figure 4.3.5 représente les contraintes et déformations lors de la première semaine d'exposition de ces trois variantes. En nous référant au fluage issu de 30 années de fonctionnement, avec une répartition standard, nous déduisons les différentes déformations relativement à cette valeur (table 4.3.2).

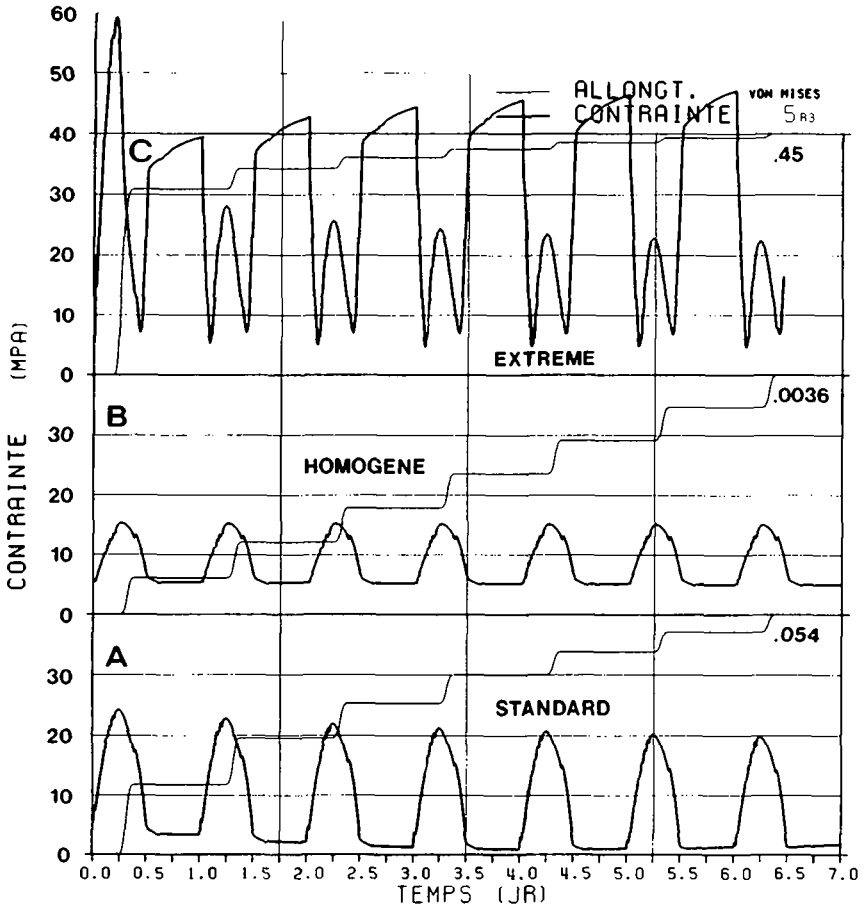


Figure 4.3.5 : contraintes et déformations plastiques sur un tube de cycle ouvert pour trois répartitions de flux périphérique

	1 jour	7 jours	30 ans
A	.045	.15	1.0
B	.0016	.010	.24
C	1.0	1.3	?

Table 4.3.2 : fluage relatif pour 3 répartitions de flux solaire (comparé au fluage du cas standard après 30 ans)

L'importance de la répartition est évidente : par rapport au cas standard, un flux homogène conduit à une déformation permanente plus faible d'un ordre de grandeur alors qu'une puissance solaire fort mal répartie provoque un fluage d'un ordre de grandeur supérieur. Force est de constater que les conséquences de ces deux cas extrêmes sont très différentes. Nous remarquons aussi que lorsque le dommage est très faible (cas B) il est régulier, la contribution du septième jour étant comparable à celle du premier. En corrélation, la contrainte maximale ne varie pas et vaut environ 70% de la valeur du cas standard. Par contre si le flux est très mal distribué (cas C), la dilatation du premier jour est forte et la contrainte est plus que doublée. Le dommage est important donc les contraintes se réduisent. Ainsi, dès le deuxième jour, le niveau de la traction maximale est comparable à celle du cas A. En contrepartie le tube se retrouve en précontrainte (compression au point 5), la nuit, à un niveau élevé. Ceci ne cause toutefois aucune déformation supplémentaire en raison du niveau de température. La figure 4.3.6 représente la contrainte en fonction de la déformation totale pour la composante axiale.

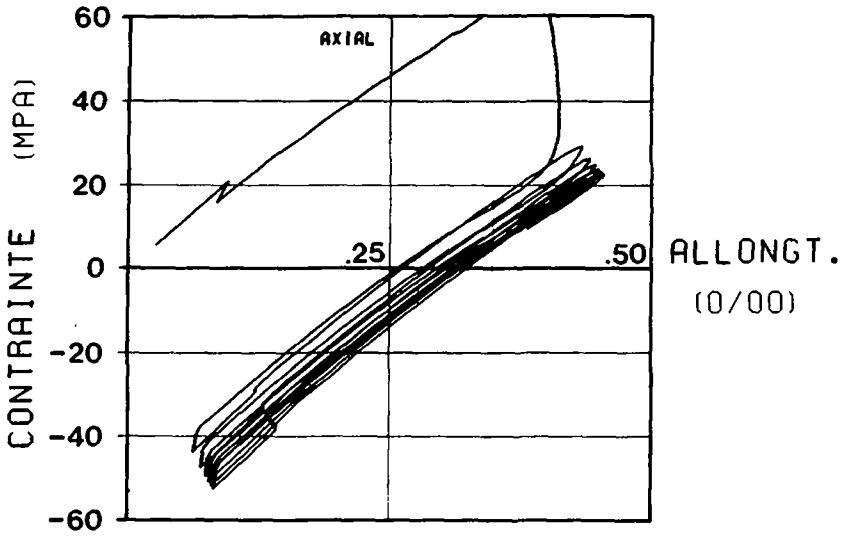


Figure 4.3.6 : diagramme contrainte-déformation totale d'une semaine d'exposition. Cycle ouvert, cas C

Jusqu'à présent les simulations ont toutes été effectuées pour le même alliage : l'Inconel 617. Qu'en est-il d'autres matériaux susceptibles de convenir à cette application ? Les caractéristiques publiées par les fabricants d'alliages ne sont pas toujours rigoureusement comparables en raison des conditions de tests. Aussi nous choisissons deux produits de la même entreprise métallurgique : l'Inconel 601 et l'Incoloy 800 H. La figure 4.3.7 représente le comportement hebdomadaire de ces deux alliages

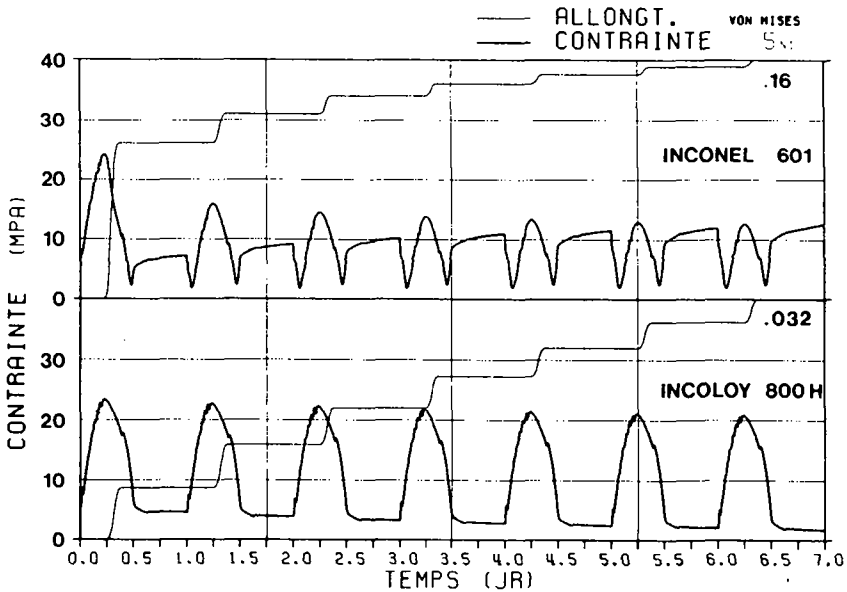


Figure 4.3.7 : simulation hebdomadaire avec deux alliages différents. Cycle ouvert

l'Incoloy 800 H se conduit de manière très similaire à l'Inconel 617 : par rapport à ce dernier le fluage causé est même très légèrement inférieur. Cependant la limite de rupture par fluage est très réduite, le dommage relatif est donc plus important. Il n'en n'est pas de même de l'Inconel 601 pour lequel la contrainte du premier jour est élevée et de ce fait arbore une allure de charge similaire au cas C précédent. L'utilisation de l'Inconel

601 est cependant tout à fait possible dans une chaudière de cycle ouvert mais est plus délicate avec un cycle fermé, notamment un cycle fermé à air qui nécessite des tubes de gros diamètres. En conclusion, nous proposons l'alliage d'Inconel 601 pour un cycle ouvert et l'Inconel 617 pour un cycle fermé. La table 4.3.2 résume les mérites respectifs des 3 alliages.

	cycle ouvert	cycle fermé
Inconel 617	trop bon	bien
Inconel 601	possible	?
Incoloy 800 H	limite	impossible

Table 4.3.2 : mérites respectifs des 3 alliages

Puisque l'Inconel 617 s'avère être le meilleur choix, examinons s'il est possible de travailler à plus haute température ou à pression plus élevée avec l'hélium.

En maintenant tous les paramètres identiques, nous simulons une semaine de fonctionnement avec de l'hélium à 870 °C au lieu des 820 °C habituels. La température de la cavité restant inchangée, le flux IR atteignant la section de sortie est réduit. Donc la surtempérature des parois est plus faible et supérieure de 30 °C seulement au cas standard, pour le point 5. Par rapport à ce dernier, la déformation plastique équivalente est de 30% plus élevée au septième jour. Les deux allures d'allongement en fonction du temps étant similaires, on peut extrapoler que le fluage final est majoré dans la même proportion. L'Inconel 617 le supporte sans problème.

Voyons l'influence de la pression. En gardant à nouveau tous les paramètres identiques - y compris l'épaisseur relative du tube - examinons les conséquences d'une pression doublée, passant de 4 MPa à 8 MPa. Le premier jour la déformation plastique équivalente est quintuplée !

Bien que cette valeur soit élevée, les incréments des jours suivants sont relativement importants. L'allure de la sollicitation (fig.4.3.8) est assez différente des autres cas.

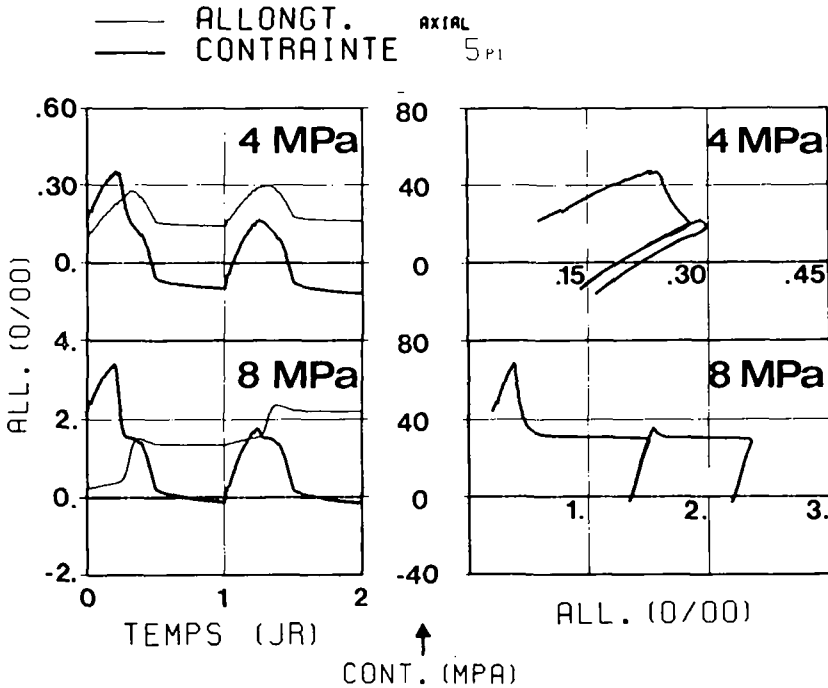


Figure 4.3.8 : conséquences d'un doublement de la pression interne sur la sollicitation axiale - cycle à hélium

Il est probable que ce tube résiste pendant les 30 années prévues mais la marge de sécurité est faible. Pour réduire ce dommage il est nécessaire de choisir un tube plus épais.

Pour des raisons de calcul numérique, un problème important n'a pas été éludé : qu'arrive-t-il s'il n'y a plus de circulation de gaz ? Un élément de réponse est cependant proposé : en limitant la température de la cavité à celle de la section de tube la plus sollicitée, lors d'un tel incident il se produirait un fort échange infra-rouge qui limiterait la surtempérature à un niveau momentané acceptable d'une centaine de degrés environ.

CONCLUSIONS

Notre étude a consisté à évaluer les performances de certaines composantes de centrales solaires à gaz. Ce sont essentiellement : les héliostats, le cycle, la chaudière dans son ensemble et les tubes d'échangeur en particulier.

o LES HELIOSTATS

La modélisation du flux réfléchi en fonction des paramètres géométriques a permis le dimensionnement du champ, ce qui autorise les affirmations suivantes :

- un champ Nord est préférable à un champ circulaire en raison de la latitude choisie (46° N) qui défavorise les héliostats situés au Sud de la tour. En conséquence, l'ouverture de la cavité ne peut pas être horizontale.
- la hauteur de la tour est aisément déterminée par un critère économique. L'influence de ce paramètre sur l'ensemble de l'installation est claire.
- l'optimisation de l'emplacement des miroirs s'effectue en tenant compte de l'efficacité d'un seul héliostat en fonction de son emplacement et du rendement d'ombrage/blocage. L'ombrage fixe l'espacement Est-Ouest selon une procédure qui est encore à définir. L'intervalle optimum Nord-Sud se trouve à l'intérieur de deux extrêmes : la distance inférieure est la limite du blocage continu alors que l'intervalle maximum correspond à la limite du blocage toujours nul. Excepté pour les miroirs éloignés, cette plage est faible.
- avec le type d'héliostats envisagés, environ 1000 éléments sont nécessaires pour produire 10 MW_e à midi.
- Le rendement journalier du champ s'élève à 88% au mois de mars. Il passe par un maximum au solstice d'hiver et atteint la valeur la plus basse à celui d'été en raison de la trajectoire du soleil.

o LE CYCLE

Les trois cycles à gaz possibles ont été envisagés. Il est apparu que le cycle fermé à air est le moins intéressant. L'investigation a donc porté sur les deux autres - le cycle ouvert à air et le cycle fermé à hélium - et l'on peut constater que :

- Le rendement du cycle est très dépendant du choix, à priori, des chiffres de rendement des composantes. Ce choix est donc délicat si l'on ne possède pas une certaine expérience de ce type d'installation.
- Deux paramètres importants influencent ce rendement thermodynamique : ce sont la température autorisée des matériaux et le flux solaire imposé. Ils altèrent aussi notablement les caractéristiques calculées telle que la vitesse d'écoulement dans les tubes de la chaudière, par exemple.
- Un récupérateur est indispensable; par contre une compression ou une détente étagées n'apportent pas de gains en rapport avec la complexité et le surcoût malgré l'amélioration de la récupération.
- Grâce à des meilleurs transferts, le cycle à hélium compense largement le handicap provenant de ses caractéristiques thermodynamiques et sur-classe, globalement, le cycle ouvert. Pour une chaudière à cavité, cela se traduit par une économie d'environ 7% d'héliostats. De plus, le cycle fermé se prête au réglage, donc possède un rendement à charge partiel plus favorable. Enfin, si l'on dispose l'ensemble échangeurs-turbine au sommet de la tour, la solution à air est pesante et encombrante (environ le double d'une installation à hélium).

o LA CHAUDIERE

Deux types de chaudière ont été étudiés : externe et interne.

- Une chaudière externe à air n'est pas concevable en raison du rendement de captation insuffisant. Une version à hélium serait possible à condition de posséder une couche sélective stable à haute température et dans le temps.

- Cette surface sélective serait la bienvenue pour un receveur externe à hélium (alors qu'elle s'avérerait inutile - voire néfaste - pour une chaudière à cavité). Idéalement sa longueur d'onde de coupure serait de $2,2 \mu\text{m}$ ($1,8 \mu\text{m}$ pour l'air) et sa sélectivité relativement faible. D'ailleurs la sélectivité maximale ne doit pas être recherchée pour des applications à forte concentration. Les tests de réflectivité angulaire ont montré des répartitions fort différentes ce qui exclu une modélisation mathématique.
- Pour la version externe, les flux optimaux sont élevés. A température de matériaux fixée, cela se traduit par des températures, donc des rendements de cycle, assez bas. La sensibilité au niveau de pression du cycle à hélium est, relativement, de 8% pour un doublement alors qu'un surcroît de 100°C conduit à un gain de 6%.
- En considérant l'effet des contraintes thermiques, seule une chaudière interne doit actuellement être envisagée. Il y a deux raisons essentielles : l'homogénéisation et le niveau de flux réduit qui diminuent les sollicitations. L'homogénéisation est spatiale, circonférentielle sur le tube de chaudière, mais aussi temporelle puisque la cavité régule les variations de puissance incidente sur le tube. Le niveau de flux est réduit par l'effet de cavité. D'autre part, il varie le long de l'écoulement de manière favorable, si bien qu'avec le critère de température de matériaux imposée, le rendement du cycle est bon.
- Contrairement au receveur externe, l'influence du niveau de pression est moindre pour une chaudière à cavité.
- La géométrie de l'ouverture est délimitée en considérant les pertes thermiques et la perte par obstruction.
- La température optimale, équivalente, des parois intérieures de la cavité est proche de la température maximale prescrite pour les matériaux en raison des échanges infra-rouge.
- Pour une cavité, l'importance des murs est décisive pour homogénéiser la répartition circonférentielle du flux. On doit rechercher une valeur du coefficient de réflectivité aussi basse que possible. Une valeur de 0,3 est possible. D'autre part, la position relative optimale du mur par

rapport aux tubes doit être trouvée afin de parfaire cette homogénéisation.

- Le choix du diamètre des tubes est relativement libre à l'intérieur de certaines limites.

o LES TUBES

Le problème de la durée de vie des tubes a été étudié en tenant compte du fluage et de la fatigue oligocyclique à haute température et basse fréquence. Il ressort que :

- l'utilité de la porte obstruant l'ouverture n'a pas été démontrée puisqu'elle ne diminue pas la déformation plastique finale. Tout au plus elle permet un très léger gain d'énergie le matin.
- les jours faiblement ou très nuageux sont moins néfastes que les beaux jours en raison du niveau de température maximum moindre.
- la contrainte radiale dans la section du tube la plus exposée est faible, les composantes tangentielles et axiales sont du même ordre. Le rapport de ces trois sollicitations reste pratiquement constant en toutes circonstances, ce qui indique que les directions principales ne varient pas.
- la contrainte équivalente maximum se produit non pas là où le flux est le plus élevé, mais diamétralement à l'opposé.
- en prenant le critère de la contrainte totale maximale, au cours de la journée, que l'on veut minimiser, on doit choisir l'épaisseur relative optimale du tube, surtout s'il s'agit de gros diamètres. Un diamètre doublé provoque une contrainte environ 1,4 fois supérieure si l'on reste au choix optimum. De même, les contraintes thermiques comptent pour les trois-quarts de la sollicitation totale, et ce, quel que soit le niveau de pression.
- les déformations plastiques n'ont lieu qu'entre 12 h et 15 h.
- par rapport à l'air, les déformations plastiques sont d'un ordre de grandeur supérieur pour l'hélium. Pour ce dernier, les déformations plastiques plus fortes entraînent des contraintes importantes la nuit, mais elles restent sans conséquence en raison du niveau de température.

- le dommage par cyclage est très faible relativement à celui causé par le fluage.
- par rapport au cas standard, une répartition de flux homogène à la périphérie du tube conduit à des allongements plastiques d'un ordre de grandeur inférieur. Par contre, une répartition extrêmement défavorable provoque l'effet inverse. Le degré d'homogénéisation circonférentielle du flux est donc un paramètre essentiel.
- l'alliage d'Inconel 617 convient parfaitement au cycle à hélium. On préfère sans doute utiliser l'Inconel 601, meilleur marché, pour le cycle ouvert. Dans les deux cas l'Incoloy 800H convient mal car son domaine de fluage est restreint.
- avec l'Inconel 617, on peut envisager un cycle ouvert fonctionnant à une température plus élevée. Par contre, on ne devrait pas recourir à de hautes pressions avec l'hélium : le gain en performance est faible, le dommage important.

La figure 5.0 représente la chute de puissance pour les différents éléments, placés en série, qui constituent la centrale.

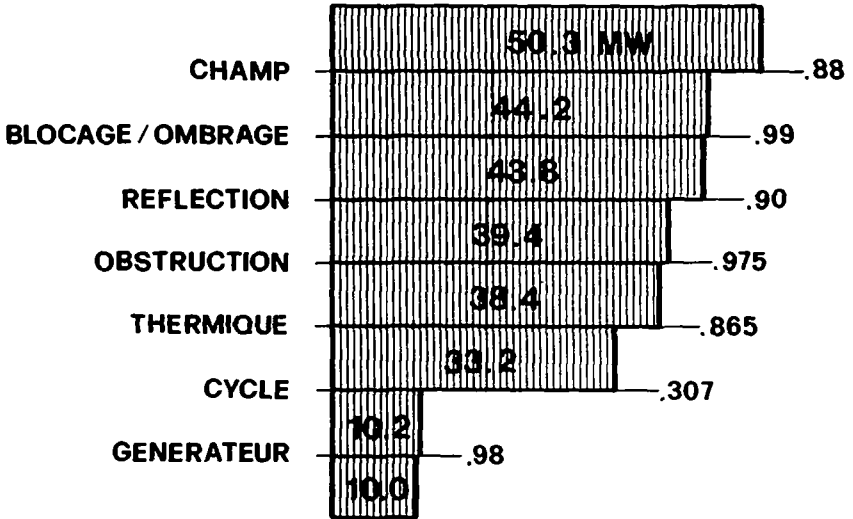


Figure 5.0 : Eléments de la centrale et rendement - cycle à hélium, chaudière externe

Avec nos hypothèses prudentes, le rendement final du cycle à hélium avec chaudière externe est d'environ 20%. On perd un point et demi si l'on utilise de l'air et quatre à cinq points si l'on remplace la chaudière à cavité par un receveur externe à hélium. Bien que l'étude ait montré la faisabilité d'une centrale à gaz, on peut être déçu par le fait que les quatre cinquièmes de l'énergie solaire soient perdus dans cette conversion, d'autant plus que l'on n'entrevoit pas d'améliorations

spectaculaires d'un ou plusieurs composants. Toutefois, la seule voie qui semble s'ouvrir est celle des plus hautes températures avec les échangeurs à céramique.

Nomenclature

Chapitre 1

a	azimut	rad
f	distance focale	m
g	coordonnée dans le repère héliostat	m
h	élévation du soleil	rad
H	centre de l'héliostat	
I	concentration	-
L	dimension de l'héliostat	m
m	exposant	-
p	coefficient de l'héliostat (fonction Gaussienne)	
q	coefficient de l'héliostat (fonction Gaussienne)	
r	distance héliostat - cible	m
s	distance sur \vec{s}	m
S	surface	m ²
t	distance sur \vec{t}	m
β	penne de l'héliostat	rad
ϵ	angle de visée héliostat - tour	rad
γ	azimut de l'héliostat	rad
η	rendement	-
σ	variance	m
θ	angle d'incidence	rad
χ	position relative héliostat - tour	rad

indices :

b	blocage
f	distance focale
H	héliostat
o	incidence nulle
r	distance quelconque
θ	angle d'incidence

exposants :

- o optique
- * relatif
- ^ centre de l'image

Chapitre 2

a_i	grandeur de parcours	
b_i	caractéristique de fluide	
c_p	chaleur spécifique isobare	J/kg-K
C	vitesse d'écoulement	m/s
D	grandeur liée au diamètre	m
D_e	diamètre extérieur	m
D_i	diamètre intérieur	m
e	energie massique	J/kg
\dot{E}	puissance-travail	W
h	coefficient de convection	W/m ² -K
k	coefficient de conduction	W/m-K
L	longueur du tube	m
\dot{m}	débit-masse unitaire (par tube)	kg/s
\dot{M}	débit-masse total	kg/s
N_{tu}	nombre d'unités de transfert	-
Nu	nombre de Nusselt	-
P	pression interne	Pa
Pr	nombre de Prandtl	-
\dot{q}	puissance-chaleur unitaire (par tube)	W
\dot{Q}	puissance-chaleur	W
r	rugosité relative (rapportée à D_i)	-
R	résistance du fluide au transfert	m ² -K/W
Re	nombre de Reynolds	-
R_m	nombre de Reynolds modifié	-
St	nombre de Stanton	-
T	température (du fluide)	K
u	perte thermique vers l'ambiance	W/m ² -K
Δ	incrément	
\mathcal{L}	fonction de chaleurs spécifiques	-
η	rendement ou efficacité	-
π	rapport de pression	-
ψ	coefficient de frottement	-

ξ caractéristique du transfert
 ρ densité

-
kg/m³

indices :

a total pour le cycle
c chaudière
e récupérateur
f refroidisseur
i entrée du fluide
k compresseur
m mécanique
o sortie du fluide
p paroi
r total pour les échangeurs
t turbine
3 point maximum du cycle
1 point minimum du cycle

Chapitre 3

a	espacement relatif des tubes	-
A	surface	m^2
b	écartement relatif de la paroi	-
C	rapport de cavité	-
E	flux	W/m^2
h	coefficient de convection	W/m^2-K
I	puissance incidente partielle (relative)	-
r	réflectivité angulaire	stérad ⁻¹
R	réflectivité partielle (relative)	-
S	sélectivité	-
T	température	K
α	absorptivité	-
β	angle d'ouverture	rad
δ	angle de longitude	rad
ϵ	émissivité	-
φ	angle de latitude	rad
λ	longueur d'onde	m
η	rendement	-
ψ	angle de vue	rad
ρ	réflectivité	-
σ	constante de Boltzmann	W/m^2-K^4
θ	angle d'incidence	rad
X	chiffre caractéristique	-

indice :

c	de coupure
e	équivalent
m	mur
o	ouverture
p	paroi
t	tube

λ répartition spectrale m^{-1}
 Θ angulaire

exposant :

e total équivalent

Chapitre 4

a	grandeur de parcours	
A	surface	m^2
b	grandeur de parcours	
B	vecteur de Burger	m/molécule
c	grandeur de parcours	
d	grandeur de parcours	
D	autodiffusivité	m^2/s
D_e	diamètre extérieur	m
D_i	diamètre intérieur	m
\mathcal{D}	dommage	-
e	épaisseur du tube	m
E	module d'élasticité de tension	Pa
f	caractéristique de matériau	
G	module d'élasticité de torsion	Pa
k	constante de Boltzmann	J/K-molécule
K	coefficient isotropique de résistance	Pa
Lm	paramètre de Larson - Miller	
M	moment	Nm
n	exposant de Norton	
N	nombre de cycles	-
P	pression	Pa
Q	chaleur d'activation	J/kmole
R	constante universelle	J/K-kmole
S	pseudo-module de plasticité	Pa
t	temps	s
T	température	K
W	incrément du coefficient isotropique	Pa
ϵ	allongement relatif	-
σ	contrainte de tension	Pa
τ	contrainte de torsion	Pa

indices :

j	jour
m	hydrostatique
n	élément
o	limite élastique
p	plastique
R	rupture
t	tangentiel
u	invariant
v	équivalent
x	} selon les axes X, Y, Z
y	
z	
1	} directions principales ou primaire/secondaire/tertiaire
2	
3	

exposants :

*	homologue
^	référence
✓	adimensionnel

REFERENCES

Chapitre 1

1. DUFFIE J., BECKMAN W.
"Solar energy thermal processes"
Wiley, 1974
2. DURAND C.
"Calcul de l'énergie solaire incidente"
Rapport EPFL-LTA 3, 1980
3. DURAND C., OTTIN T., BURKI S.
"Flux solaire réfléchi par un champ d'héliostats"
Rapport EPFL-LTA 8, 1982
4. FRANCIA G.
"Evaluation of mirror caustics"
JRC, Ispra, 1979
5. GORMAN D., TRACEY T., BOLTON C., HEATON T.
"Design of cavity receiver collector systems and operational performance of natural circulation cavity receivers for solar thermal power plants"
DFVLR, 1978
6. HARRIS J.A., DUFF W.S.
"Focal plane flux distributions produced by solar concentrating reflectors"
Solar Energy, vol 27, 1981
7. HOFMAN J., KINDERMANN C.
"Heliostat fields for central receiver solar power plants in the 1 MW range"
DFVLR, 1978
8. HOFMANN J., HARTUNG V.
"The field layout of the EEC experimental solar power Eurelios"
MBB, 1979
9. LE PHAT VINH A. et M.
"Concentration du rayonnement solaire par des héliostats convergents"
Revue Gén. de Thermique, 1977
10. LIPPS F., VANT-HULL L.
"Shading and blocking geometry for a solar tower concentrator with rectangular mirrors"

11. MALIFAUD P.
"Contribution à l'étude des conditions optimales de la concentration
optique dans les projets de centrales solaires"
Revue de Physique Appliquée, Vol 14, 1979
12. Mc FEE R.
"Power collection reduction by mirror surface nonflatness and
tracking error for a central receiver solar power system"
Applied Optics, Vol 14, No 7, 1975
13. MERSIER C.
"Les centrales électrosolaires à tour. Optimisation du champ de
réflecteurs et application à l'effet de taille du champ"
Revue de Physique Appliquée, 1979
14. SANDIA
"Recommendations for the conceptual design of the Barstow, California,
solar central receiver pilot plant - Executive summary"
SAND 77-8035, 1977
15. SCHIMMEL W., HICKOX C., LEE D.
"Tracking and shadowing models for solar collection systems"
ASME, 77-WA/Sol 8, 1977
16. WALDRON K., KAMBIZ KHEYRANDISH, MEYERS A.
"Design considerations of small solar collector systems using
plane heliostats"
ASME, 79 - Sol 2, 1979

Chapitre 2

1. BMMERT K.
"Layout of gaz cycles for solar power generation"
JRC, Ispra - 1979
2. BOREL L.
"Installations à gaz"
Cours EPFL - 1978
3. COVELLI B.
"Gas-cooled central receiver systems"
SOTEL, 1981
4. DALLE DONNE M., MEYER L.
"Turbulent convective heat transfer from rough surfaces with
two dimensional rectangular ribs"
Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol 20, 1977

5. DIPPREY D., SABERSKY R.
"Heat and transfer in smooth and rough tubes at various Prandtl numbers"
Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol 6, 1963
6. DURAND, C.
"Chaudière solaire : première approche"
Rapport EPFL-LTA 6 - 1979
7. DURAND C.
"Coefficient de convection et perte de charge dans un tube"
Rapport EPFL-LTA 9, 1979
8. HORTON T., KUO S., SHU T., FISHER E.
"Conceptual design of a solar powered closed-cycle gas turbine electric power generation system"
ASME, 79-GT-43, 1979
9. IDEL'CIK I.
"Memento des pertes de charge"
Eyrolles, 1969
10. KUO S., HORTON T., SHU T.
"Parametric Analysis of power conversion systems for central receiver solar power-generation"
ASME, 78-WA/Sol-2, 1978
11. LE GRIVES E.
"Générateur solaire à turbine à air fonctionnant en cycle ouvert"
La Recherche Aérospatiale No 6, 1979
12. REYNOLDS
"Turbulent heat transfer in a circular tube with variable circumferential heat flux"
Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol 6, 1963

Chapitre 3

1. BECKER M.
"Feasible thermophysical conditions for gas receiver tubes in solar power stations"
ASME 79-WA/HT-37, 1977
2. BEUCHERIE P.
"High temperature absorber materials"
JRC, Ispra, 1979

3. BERETTA-PICCOLI F., CORDAY G.
"Le rayonnement solaire de courtes longueurs d'ondes et sa réflexion sur les parois-tubes d'une chaudière à cavité"
diplôme EPFL-ITA, 1978
4. BIENERT W.
"The heat pipe and its application to solar receivers"
JRC, ISPRA, 1979
5. BLACK & VEATCH
"Solar thermal conversion to electricity utilizing a central receiver open cycle gas turbine design"
EPRI, 1978
6. BOEING
"Closed-cycle, High temperature central receiver"
EPRI, 1978
7. BOESE F.K., MERKEL A., STAHL D., STEHLE H.
"A consideration of possible receiver designs for solar tower plants"
Solar Energy, Vol 26, 1981
8. CLAUSING A.M.
"An analysis of convective losses from cavity solar central receivers"
Solar Energy, Vol 27, 1981
9. COSAR P., ETIEVANT C., POUGET-ABADIE X.
"La centrale électrosolaire THEMIS"
Revue Gén. Thermique, 1978
10. DURAND C.
"Sélectivité"
Rapport EPFL-LTA 2, 1980
11. DURAND C.
"High temperature reflectivity measurements"
Rapport EPFL-LTA 5, 1980
12. DURAND C.
"Répartition de flux sur les tubes d'une chaudière"
Rapport EPFL-LTA 1, 1981
13. DURAND C.
"An assessment of a cavity receiver for an open cycle air turbine"
Rapport EPFL-LTA 3, 1981
14. ETIEVANT C., PHARABOD F.
"Les centrales solaires de puissance"

15. FRITSCHER K.
"Operating limits of critical components for high temperature solar power plant gas receivers"
DFVLR
16. GASVIK K.
"The depolarization of light scattered from rough metal surfaces"
Optics, Vol 22, 1977
17. GINTZ J.R., ZENTNER R.C.
"Central receiver design considerations for Brayton cycle solar power plants"
BOEING Engineering and construction
18. GINTZ J.R., VIETH G.L.
"Analysis of closed cycle Brayton systems for solar electric power generation"
BOEING Engineering and construction
19. HAZIZA C., BLAY D.
"Analytical and experimental determination of radiation and temperature distributions inside solar receivers"
Revue de Physique Appliquée, vol 15, 1980
20. JARVINEN P.
"Novel ceramic receiver for solar Brayton systems"
ASME, 79-Sol-25, 1979
21. SANDIA
"Semiannual review of solar thermal central power systems"
SANDIA Lab., 1978
22. SOTEL
"Solarthermisches Elektrizitätswerk Projektvorschlag"
EIR, 1982
23. TORRANCE K., SPARROW E.
"Theory for off specular reflection from roughened surfaces"
Journal of the optical soc., Vol 57, 1967
24. WILLIAMS O.
"Evaluation of wall temperature difference profiles for heat absorption tubes exposed non uniformly to solar radiation"
Solar Energy, vol. 24, 1980

Chapitre 4

1. ADAMS
"Non linear damage cumulation in solution-treated and aged titanium
6 Al-4V"
Trans. of the ASME, Vol 104, 1982
2. ASHBY M.F.
"A first report on deformation-mechanism maps"
Acta Metallurgica, Vol 20, 1972
3. BIBUS WIGGIN
documentation technique sur les alliages HUNTINGTON
-Incoloy 800, 800h et 802
-Inconel 601
-Inconel 617
4. CONWAY J.B.
"Numerical methods for creep and rupture analyses"
Gordon and Breach
5. DIETER G.
"Mechanical metallurgy"
Mc Graw Hill, 1976
6. DONER M., BAIN K.R., ADAMS J.H.
"Evaluation of Methods for the treatment of mean stress effects on
low cycle fatigue"
Journ. of Eng. for Power, Vol 104, 1982
7. DURAND C.
"Contraintes thermiques d'une chaudière de centrale solaire"
Rapport EPFL-LTA 7, 1982
8. FRANKLIN C.J.
"Fatigue at elevated temperature is cyclic creep a constitutive model
and its design implications" to be published
9. GAROFALO F.
"Deformation et rupture par fluage"
Dunod, 1970
10. GELL M., LEVERANT G.R.
"Mechanisms of high temperature fatigue"
Special techn. publ. 520, Am. Soc. for testing and materials, 1973
11. GULU F.
"On the stress transients observed during strain rate change
experiments"
Acta Metallurgica, Vol 3, 1969

12. HALFORD G.R., MANSON S.S.
"Life prediction of thermal-mechanical fatigue using strainrange partitioning"
Nasa technical memorandum, Nasa TM-X-71829, 1975
13. KACHANOV
"Foundations of the theory of plasticity"
North Holland Publ.
14. MANSON S.S.
"Fatigue : a complex subject - some simple approximations"
Experimental Mechanics, 1965
15. MANSON S.S.
"Thermal stress and low cycle fatigue"
Mc Graw Hill, 1966
16. MANSON S.S., HALFORD G.R., NACHTIGALL A.J.
"Separation of the strain components for use in strainrange partitioning"
Nasa technical memorandum, Nasa TM-X-71737, 1975
17. MUKHERJEE A.K.
"High temperature creep"
Academic Press, 1975
18. ORGAN F.E., GELL M.
"The effect of frequency on the elevated temperature fatigue of a nickel base superalloy"
Metallurgical trans., Vol 2, 1971
19. SANDVIK
"Tubes pour hautes temperatures" doc. techn.
20. STUMPP W.
"Festigkeithypothesen zur beurteilung von mehrarchsigen spannungszustanden bei statischer und schwingender belastung"
Erfa Konferenz maschinentechnik, 1980
21. SULZER
"PAFEC 75"
Documents Sulzer
22. SUTER P.
"Temperatur und festigkeit in thermischen strömungs-maschinen"
EPFL, 1975
23. TRUKHNII
"Procedures of thermal fatigue calculation for components of power generating plant" Thermal eng., Vol 28, 1981

24. TULYAKOV G.
"Service life of metal with creep and high temperature low cycle fatigue"
Thermal Eng., Vol 27, 1980
25. WYATT O.H.
"Transient creep in pure metals"
Proc. Phys. Soc. , 1953
26. ZIENKIEWICZ O.C., VALLIAPPAN S., KING I.P.
"Elasto-plastic solutions of engineering problems 'initial stress' finite element approach"
Intern. jour. for numerical methods in eng., Vol 1, 1969

Claude Yves DURAND

Naissance 12 Mai 1952
Nationalité Suisse et Française
Etat civil célibataire
Adresse Promenthoux, 1197 - Prangins

ETUDES

1964 - 1970 Lycée Pasteur, Neuilly, France
Baccalauréat scientifique
1971 - 1975 Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)
Diplôme d'ingénieur mécanicien
1976 - 1978 University of California, Berkeley
Master of engineering - Energy and resources
1979 - 1983 Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
Docteur ès-sciences techniques - Energie solaire

EMPLOIS

1973 - 1975 EPFL-IMM Assistant en organes de machines
1974 ESCHER WYSS Stage en résistance des matériaux et thermochimie
1976 EPFL-LTA Pompe fluïdique
1979 - 1983 EPFL-LTA Centrale electrosolaire à gaz
1982 - 1983 EPFL-LTA Micro-informatique et régulation de chauffage dans
les batiments

REALISATIONS SCIENTIFIQUES

1976 Conception et réalisation d'un prototype de pompe thermodynamique
sans pièce mobile, avec circuit de résonnance.
1978 Traitement informatique de données acquises sur une maison solaire.
Lancement d'un projet de capteur à vide pour chaleur industrielle.
1979 - 1983 Conception d'une centrale solaire à gaz par modélisation informa-
tique. Développement de programmes aux éléments finis.
Réalisation d'un banc de mesure de caractéristiques de surface,
automatisé, piloté par mini-ordinateur.
1982 - 1983 Micro-informatique appliquée à la régulation de chauffage, impli-
quant trois entreprises. Coordination technique, administrative
et financière. Développement de programmes de modélisation.

ACTIVITES ACTUELLES

Chercheur. Coordonateur du Groupe de Recherche en Héliotechnique :
suivi de certains travaux, coordination technique, planification
du budget. Responsable informatique.

ACTIVITES GENERALES DANS L'EPFL

Ex-délégué à la Commission de Presse et d'information. Expert aux
examens propédeutiques. Membre d'un comité de rédaction de la
revue POLYRAMA. Président du Club Audiovisuel. Co-organisateur
des Rencontres Solaires de Sierre 1980 et 1982.

